



HAL
open science

Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif à bande interdite photonique chargé par un bolomètre. Potentialités pour la détection de COV dans le THz

Jean-Paterne Kouadio

► To cite this version:

Jean-Paterne Kouadio. Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif à bande interdite photonique chargé par un bolomètre. Potentialités pour la détection de COV dans le THz. Electronique. Université de Caen, 2010. Français. NNT: . tel-02321593

HAL Id: tel-02321593

<https://normandie-univ.hal.science/tel-02321593>

Submitted on 21 Oct 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif à bande interdite photonique chargé par un bolomètre. Potentialités pour la détection de COV dans le THz

Fiény Jean-Paterne Kouadio

► **To cite this version:**

Fiény Jean-Paterne Kouadio. Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif à bande interdite photonique chargé par un bolomètre. Potentialités pour la détection de COV dans le THz. Electronique. Université de Caen, 2010. Français. tel-01083416

HAL Id: tel-01083416

<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01083416>

Submitted on 17 Nov 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ DE CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

M. Fiény Jean-Paterne KOUADIO

et soutenue

le 18 Juin 2010

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité Electronique, Microélectronique et Nanoélectronique

Arrêté du 7 Août 2006



**Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur
composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif
à bande interdite photonique chargé par un bolomètre.
Potentialités pour la détection de COV dans le THz.**



MEMBRES DU JURY

M. Ronan SAULEAU	Professeur des Universités	Université de Rennes 1	Rapporteur
M. Eric KERHERVE	Professeur des Universités	Inst. Polytechnique de Bordeaux	Rapporteur
M. Bernard HUYART	Professeur des Universités	ENST Paris	Examineur
Mlle Chantal GUNTHER	Maître de Conférences	ENSICAEN	Examineur
M. Didier ROBBES	Professeur des Universités	Université de Caen	Directeur de thèse

Totus Tuus

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au sein de l'équipe Electronique du Groupe de Recherche en Image, Informatique, Automatique et Electronique de Caen (GREYC – CNRS UMR 6072).

Je remercie les professeurs Régis CARIN, Etienne GRANDJEAN et Mohamed M'SAAD, respectivement Ex-Directeur, Directeur et Directeur adjoint du GREYC pour leur accueil dans ce laboratoire.

Je tiens à dire toute ma gratitude à Didier ROBBES mon Directeur de thèse pour ses conseils et suggestions scientifiques particulièrement avisés.

J'exprime toute ma reconnaissance à Chantal GUNTHER mon encadrante pour sa disponibilité, ses conseils pertinents et son soutien pendant la rédaction. Elle a joué un rôle important non seulement pendant cette thèse mais aussi pendant mon apprentissage à l'enseignement.

Je remercie M. Ronan SAULEAU, professeur à l'Université de Rennes 1 et M. Eric KERHERVE, professeur à l'Institut Polytechnique de Bordeaux d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Leurs rapports particulièrement riches constituent une source de réflexion additionnelle concernant mes travaux. Je remercie également M. Bernard HUYART, professeur à l'ENST de Paris pour sa participation à mon jury.

Je remercie Bruno GUILLET pour ses suggestions avisées en bolométrie ainsi que pour sa relecture de mon manuscrit de thèse. Je remercie également Laurence MECHIN pour ses conseils très utiles en microtechnologie.

Je remercie particulièrement Mohamed SAIB, Wei GUO, Dalal FADIL, Rachida TALMAT, Nicole DELAMOTTE, Sheng WU, Haz-Edine ASSEMLAL et Rimond HAMIA pour leur soutien ainsi que pour tous les bons moments passés au laboratoire et en dehors.

Je remercie également tous les membres du laboratoire et en particulier les membres de l'équipe Electronique avec à leur tête Christophe DOLABDJIAN. Merci à Nathalie, Véronique, Catherine, Agnès, Laurette, Philippe, Basile, Ammar, Fabien,

Geeta, Shuang, Alice, Alexander, Michal, Paul, Djamel, Xin, Olivier, Christophe C., Christian, Mathieu, Bogdan (avec qui j'ai eu des discussions très intéressantes), Gilles, Pierre, Marc, Sébastien, Stéphane, Julien, Sylvain, Cédric, Jean-Marc.

Je remercie Mme Sandrine SORO pour son aide précieuse pendant mes démarches administratives pour la fin de thèse.

Je remercie Hugues KAMPE, mon binôme à l'ENSICAEN et ami très cher dans la vie pour son soutien et ses points de vue toujours justes.

Je remercie également Aby, Mariame, Jean-Charles, Maud, Dolphin anciens de l'ENSICAEN et amis pour leurs encouragements.

Je tiens à remercier mes amis les anciens d'Amiens, Régis et Sandra, Vincent et Lessica, Mamadou et Fanta, Serge (Zeus), Yéo (Nyf), Magali, Sally pour tous les moments partagés et leurs encouragements. Je remercie aussi Mame Diarra et lui souhaite bon courage pour la suite de sa thèse.

Mes remerciements vont aussi à Tata Lucie, Sandrine, Anne-Sophie, Julien, Eudes, Sandra, Anaick, Julia, Franck-Hermann, Léandre (tonton), Cynthia, Laétitia (Laétou), la famille Colomb à Amiens, Nadège et Yves Lajara, Jeanne, Maryvonne et Alain. Je remercie également le Père Jean-Claude M'BRA pour sa sollicitude et ses encouragements. Un grand merci à tous ceux que j'oublie. Merci à tous pour votre soutien.

J'exprime ma plus vive reconnaissance à mes parents, mes frères et sœurs dont les prières et encouragements m'ont toujours accompagné. Je souhaite bon courage à mon frère Thierry en début de thèse. Merci beaucoup à mes beaux-parents pour leur soutien.

J'attribue une mention très spéciale à ma tendre épouse Camille qui m'a soutenu de façon indéfectible pendant cette thèse et supporté les nuits blanches de cogitation et de rédaction. Merci ma chérie pour tout!

Enfin, merci à Celle à qui je dis simplement Totus Tuus.

Table des matières

Table des matières	1
Introduction générale	9
Chapitre 1 Microcapteur pour la détection de Composés Organiques Volatils (COV)	13
Introduction du chapitre 1	14
1.1 Motivations de l'étude	14
1.1.1 Enjeux sociétaux liés à la détection des COV.....	14
1.1.2 Microbolomètre pour la détection des COV par spectrométrie d'absorption infrarouge non dispersive étendue.....	15
1.2 Généralités sur les COV	16
1.2.1 Définition.....	16
1.2.2 Sources d'émission des COV	16
1.2.3 COV de référence de l'étude : le benzène.....	16
1.3 Méthodes usuelles de détection des COV et paramètres de comparaison des détecteurs	18
1.3.1 Chromatographie en phase gazeuse (CG).....	19
1.3.2 Spectrométrie de masse (SM).....	20
1.3.3 Spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR).....	20
1.3.4 Spectroscopie par absorption optique différentielle (DOAS)	21
1.3.5 Light Detection And Ranging – Differential Absorption LIDAR (LIDAR – DIAL)	21
1.3.6 Synthèse.....	22
1.4 Microcapteur pour la détection de COV : Description	23

1.4.1	Antenne en V planaire	24
1.4.2	Filtre sélectif à bande interdite photonique 1D (BIP 1D).....	34
1.4.3	Microbolomètre résistif.....	37
1.4.4	Source THz	41
1.4.5	Cellule gaz	43
1.4.6	Système de conditionnement et d'acquisition du signal	43
1.5	Estimation des performances du microcapteur pour le benzène	44
1.5.1	Facteur de qualité nécessaire.....	44
1.5.2	Temps d'acquisition du microcapteur sans pertes avec un corps noir ..	46
1.5.3	Pertes dans le microcapteur	50
1.5.4	Effet des pertes sur le temps d'acquisition du microcapteur	51
1.6	Choix de la topologie du filtre sélectif et couplage Antenne - Filtre	52
1.6.1	Topologie 1 : modulation géométrique des conducteurs.....	52
1.6.2	Topologie 2 : modulation de permittivité du diélectrique	54
1.6.3	Analyse qualitative des topologies présentées	56
1.6.4	Couplage Antenne – Filtre : transition CPS - Microstrip.....	58
1.7	Cahier des charges de cette thèse : conception à plus basse fréquence d'un démonstrateur du microcapteur	59
1.7.1	Choix d'un gaz pour la conception du démonstrateur : le monoxyde de carbone (CO).....	59
1.7.2	Facteur de qualité nécessaire à 115,3 GHz	60
1.7.3	Temps d'acquisition du démonstrateur sans pertes	62
1.7.4	Enoncé du cahier des charges	64
	Conclusion du chapitre 1	64
	Liste des figures du chapitre 1	66
	Liste des tableaux du chapitre 1	69

Bibliographie du chapitre 1.....	70
Chapitre 2 Détection directe en bande étroite au-delà de 100 GHz : état de l’art et quantification des pertes.....	75
Introduction du chapitre 2.....	76
2.1 Conditions du transfert optimum de la puissance incidente rayonnée à la charge bolométrique	76
2.1.1 Principe de l'adaptation d'impédance.....	76
2.1.2 Modélisation électrique du microcapteur	77
2.1.3 Conditions du transfert optimum de puissance.....	78
2.2 Etat de l’art des antennes planaires.....	79
2.2.1 Classification des antennes planaires	79
2.2.2 Antennes planaires et ondes de surface	81
2.2.3 Antennes planaires couplées à un bolomètre : quelques exemples	82
2.2.4 Comparaison de l'antenne en V avec les antennes planaires présentées	85
2.3 Pertes dans l’antenne en V planaire	86
2.3.1 Pertes par réflexion et par réfraction.....	86
2.3.2 Pertes métalliques et diélectriques.....	89
2.3.3 Réduction des pertes grâce à l'utilisation d'un substrat membranaire .	90
2.4 Etat de l’art des filtres sélectifs planaires en micro-onde	91
2.4.1 Filtres à éléments localisés	92
2.4.2 Filtres à base de résonateurs couplés.....	92
2.4.3 Filtres sélectifs à base de résonateurs CoPlanar Stripline (CPS)	93
2.4.4 Dual Behavior Resonator (DBR).....	94
2.4.5 Dual Mode Resonator (DMR)	95
2.4.6 Synthèse.....	95
2.5 Le filtre de Fabry-Pérot.....	96
2.5.1 La cavité Fabry-Pérot	96

2.5.2	Miroir de Bragg.....	99
2.6	Pertes dans le filtre sélectif BIP 1D	100
2.6.1	Modélisation du filtre à l'aide de la matrice chaîne [ABCD].....	100
2.6.2	Performances du filtre sans pertes.....	101
2.6.3	Approche analytique des pertes dans le filtre	104
2.6.4	Influence de l'épaisseur du substrat sur les pertes dans le filtre.....	106
2.6.5	Effet des pertes métalliques et diélectriques sur la réponse du filtre ..	110
2.7	Etat de l'art des transitions CPS - Microstrip	111
2.7.1	Transition à conversion de mode.....	111
2.7.2	Transition à jonction T symétrique.....	112
2.7.3	Transition à couplage.....	113
2.7.4	Transition "ultra large bande"	113
2.8	"Tapérisations" ou formes géométriques pour une transition	114
2.8.1	Cas général	114
2.8.2	Exemples de tapérisations	115
2.9	Transition CPS – Microstrip choisie : "ultra large bande" à tapérisation de Klopfenstein	118
2.9.1	Description détaillée de la transition choisie.....	118
2.9.2	Evolution du champ électromagnétique le long de la transition.....	120
2.9.3	Evolution de l'impédance caractéristique de la transition en fonction de ses paramètres géométriques	121
2.9.4	Dimensionnement pratique de la transition	123
2.9.5	Pertes dans la transition	126
	Conclusion du chapitre 2	128
	Liste des figures du chapitre 2	130
	Liste des tableaux du chapitre 2	134
	Bibliographie du chapitre 2.....	135

Chapitre 3 "Antenne – Transition – Filtre chargé" : conception et simulation à 115,3 GHz	139
Introduction du chapitre 3.....	140
3.1 Outil de conception 3D en hyperfréquence : CST Microwave Studio.....	140
3.1.1 Technique des Intégrales Finies (FIT).....	140
3.1.2 SmartGrid™	141
3.1.3 Solveurs	142
3.1.4 Quelques précautions de simulation	144
3.2 Antenne en V planaire : conception et simulation à 115,3 GHz	144
3.2.1 Détermination de la longueur physique de l'antenne	144
3.2.2 Simulation de l'antenne dans l'air	147
3.2.3 Simulation de l'antenne sur membrane avec pertes	149
3.3 Filtre sélectif BIP 1D planaire : conception et simulation à 115,3 GHz	152
3.3.1 Dimensionnement du filtre	152
3.3.2 Réponse théorique du filtre avec pertes	154
3.3.3 Réponse simulée du filtre avec pertes	156
3.4 Transition CPS – Microstrip : simulation à 115,3 GHz.....	158
3.4.1 Simulation de la transition.....	159
3.5 Microcapteur complet à 115,3 GHz.....	160
3.5.1 Simulation de l'ensemble "Antenne + Transition"	161
3.5.2 Simulation du microcapteur complet.....	162
3.5.3 Rendement global de couplage de la puissance incidente à la puissance transmise à la charge bolométrique	164
3.5.4 Retour sur les performances du microcapteur à 115,3 GHz en incluant les pertes.....	165

3.6 Potentialités du microcapteur pour la détection de COV dans le THz	166
3.6.1 Réexamen des performances du microcapteur à 20 THz en incluant les pertes dans le microcapteur.....	166
3.6.2 Potentialités de l'antenne en V	167
3.6.3 Potentialités du filtre sélectif BIP 1D.....	168
3.6.4 Perspectives d'améliorations pour la détection de COV dans le THz	170
Conclusion du chapitre 3	171
Liste des figures du chapitre 3	172
Liste des tableaux du chapitre 3	174
Bibliographie du chapitre 3	175
Conclusion générale	177
Annexe A Spectroscopie d'absorption infrarouge (IR)	181
A.1 Bandes d'absorption.....	182
A.2 Loi de Beer-Lambert.....	182
A.3 Aire d'une gaussienne	182
Annexe B Formalisme des lignes de transmission	185
B.1 Propagation dans une ligne de transmission	186
B.2 Modélisation de la ligne CPW	188
Annexe C Formalisme des antennes filaires	191
C.1 Dipôle de Hertz.....	192
C.2 Antennes $k\lambda/2$	193
Annexe D Notion de bande interdite photonique	197
D.1 Bandes d'énergie électroniques et photoniques.....	198

D.2	La « Yablonovite »	198
Annexe E	Matrices [S] et [ABCD]	201
E.1	Matrice de répartition [S]	202
E.2	Matrice chaîne [ABCD]	203
	Liste des figures des annexes	206
	Bibliographie des annexes	207

Introduction générale

Les émissions de composés organiques volatils (COV) dans l'atmosphère ont un effet néfaste sur la santé de l'homme et sur son environnement. En réponse au risque potentiel que ces composés présentent, des normes ont été définies¹ pour la qualité de l'air. L'application de ces normes rend nécessaire la mise en œuvre de capteurs de gaz performants capables de détecter en temps réel les COV. Les détecteurs de COV peuvent être répartis en deux grandes familles : les détecteurs directs et les détecteurs indirects. Les premiers utilisent une réaction chimique directe avec le composé à analyser tandis que le fonctionnement des seconds repose sur certains principes physiques parmi lesquels la spectrométrie d'absorption qui permet d'identifier et de quantifier les molécules à l'aide de leurs raies d'absorption dans l'infrarouge ou l'ultraviolet. De nombreux composés chimiques possèdent des raies d'absorption caractéristiques dans l'infrarouge lointain aussi appelé domaine TéraHertz (THz). Cette bande de fréquence, qui s'étend de 300 GHz à 30 THz environ, est restée longtemps inexplorée à cause des difficultés à générer cette partie du spectre électromagnétique. Toutefois, depuis quelques années, la recherche dans le domaine THz est en pleine effervescence et le développement de nouvelles sources de rayonnement ouvre un vaste champ de recherche.

Une partie des problématiques de recherche de l'équipe Electronique du GREYC² concerne la bolométrie dont une application visée est la détection de COV via des dispositifs quasi optiques dans le domaine de l'infrarouge lointain et submillimétrique. Parmi ces dispositifs à l'étude se trouve un microcapteur constitué d'une antenne en V, d'un filtre sélectif à bande interdite photonique (BIP) et d'un microbolomètre. Son fonctionnement utilise la spectrométrie d'absorption non dispersive étendue dans le domaine THz et il est prévu pour détecter les COV avec une haute sensibilité, de l'ordre du $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 300 K. L'étude de ce microcapteur a débuté par une première thèse de G. Le Dem [LeDem2007] qui a porté en partie sur sa faisabilité. Afin d'estimer concrètement les performances du dispositif proposé, un COV de référence, le benzène, a été choisi. Les calculs, réalisés au voisinage de 20 THz [$\lambda = 14,8 \mu\text{m}$, $k_{\text{onde}} = 675,7 \text{ cm}^{-1}$], s'appuient sur une partie du spectre d'absorption du benzène où les raies des composés naturellement présents dans l'atmosphère à savoir l'eau (H_2O) et le dioxyde de carbone (CO_2) sont peu gênantes. Les premiers résultats de cette étude ont montré la nécessité pour le microcapteur de posséder une grande sélectivité afin d'isoler les raies du benzène à détecter. Le facteur de qualité nécessaire a été estimé à $Q = 500$.

Cependant, obtenir une telle sélectivité à 20 THz implique de maintenir à un niveau très bas les pertes (métalliques, diélectriques et par rayonnement) dans le filtre sélectif qui apparaît dès lors comme l'élément critique du microcapteur. Aussi, afin de mieux comprendre les mécanismes de développement des pertes dans le microcapteur en général et dans le filtre en particulier, une stratégie consistant à mener une étude du dispositif proposé à des fréquen-

¹ Loi sur l'air et l'utilisation rationnelle de l'énergie

² Groupe de Recherche en Informatique, Image, Automatique et Instrumentation de Caen

ces micro-ondes (avant d'aborder le THz) a-t-elle été adoptée. Son but est de favoriser une recherche mieux éclairée de techniques d'optimisation et de réduction des pertes dans le microcapteur proposé. Dans cette optique, une première fréquence, 40 GHz, a été choisie. Cette fréquence permettait des tailles de dispositifs entièrement réalisables et caractérisables sur le plateau caennais. G. Le Dem a donc étudié à 40 GHz une première topologie de filtre sélectif BIP, à base de tronçons de ligne CPW (CoPlanar Waveguide), qui a montré des performances peu encourageantes, avec des pertes importantes conduisant à des facteurs de qualité n'excédant guère la dizaine.

La thèse présentée dans ce manuscrit fait suite à celle de G. Le Dem dont les conclusions nous ont amenés à envisager et à développer une nouvelle architecture plus performante de filtre BIP cette fois à base de tronçons de ligne Microstrip. Cette seconde thèse a été aussi l'occasion d'augmenter la fréquence de travail tout en visant une raie d'absorption d'un gaz présentant un intérêt en termes de détection, afin d'amorcer la fabrication d'un premier démonstrateur du microcapteur proposé. A ce titre, le monoxyde de carbone (CO), possédant une raie d'absorption à 115,3 GHz a été choisi. Toutefois, une fois que le démonstrateur sera conçu, il sera primordial de discuter de ses forces et faiblesses dans l'optique d'une transposition à plus haute fréquence puisque, rappelons-le, il constitue une étape vers la conception du microcapteur pour la détection de COV dans le THz. Tout cela est bien résumé dans l'intitulé de cette thèse :

"Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif à bande interdite photonique chargé par un bolomètre. Potentialités pour la détection de COV dans le THz."

Le premier chapitre est introductif. Il présente les COV ainsi que le microcapteur que nous proposons pour leur détection. La description de la nouvelle topologie de filtre BIP développée au cours de cette thèse permet d'envisager la conception d'un premier prototype du microcapteur dédié à la détection du monoxyde de carbone.

Le deuxième chapitre est la citadelle théorique de cette thèse. Il effectue un état de l'art et fournit un formalisme riche et discuté des pertes pour chacun des éléments du microcapteur proposé.

Le troisième et dernier chapitre de cette thèse donne lieu à la conception et à la simulation du microcapteur à 115,3 GHz. Les potentialités du dispositif proposé pour une détection du benzène à 20 THz y sont également exposées.

Chapitre 1

Microcapteur pour la détection de Composés Organiques Volatils (COV)

Introduction du chapitre 1

Le premier chapitre de cette thèse décrit le microcapteur de Composés Organiques Volatils (COV) proposé. Les motivations de la conception d'un tel détecteur, utilisant la spectrométrie d'absorption infrarouge sont tout d'abord exposées. Ensuite, une présentation des COV, dont le benzène (C_6H_6) choisi comme cible pour cette étude, est faite. Par ailleurs, quelques unes des méthodes de détection de COV les plus utilisées sont décrites : la chromatographie en phase gazeuse, la spectrométrie de masse, la spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR), la spectrométrie d'absorption optique différentielle (DOAS) et le LIDAR-DIAL.

Le microcapteur proposé est composé d'une antenne en V planeaire, d'un filtre sélectif BIP et d'un microbolomètre. Avec une source THz, une cellule gaz, et un système de conditionnement et d'acquisition du signal, ils constituent une chaîne de détection dont les performances sont estimées puis comparées à celles des méthodes de détection énumérées précédemment. Ces performances seront toutefois à réexaminer en tenant compte des pertes dans le microcapteur dont l'effet néfaste sur le temps d'acquisition du microcapteur sera formellement établi. Le filtre étant le siège principal des pertes dans le détecteur, le choix de son architecture est d'une importance capitale. Par conséquent, 2 topologies seront présentées puis comparées. La première, déjà étudiée a montré ses limites et la seconde, plus performante et choisie dans le cadre de cette thèse, nécessite par contre l'emploi d'une transition CPS - Microstrip afin de coupler le filtre avec l'antenne.

Dans un souci de conception méthodique, une étude à plus basse fréquence d'un premier démonstrateur du microcapteur proposé sera l'objet de cette thèse dont le cahier des charges est énoncé à la fin de ce chapitre introductif.

1.1 Motivations de l'étude

L'idée de la conception d'un microcapteur pour la détection de COV est née, d'une part, des enjeux sociétaux importants liés au contrôle et à la détection des COV et, d'autre part, des compétences en bolométrie au sein de l'équipe Electronique du GREYC. En effet, être conscient de l'importance de la détection des COV et avoir les compétences d'y jouer un rôle actif : telles sont les principales motivations à l'origine de ces travaux de recherche.

1.1.1 Enjeux sociétaux liés à la détection des COV

Les COV ont un impact direct sur la santé humaine. Une étude [Ozkaynak1994] menée aux Etats-Unis, dans une région ayant une très forte concentration d'usines de produits chimiques, a montré que l'exposition aux COV pouvait être associée à une augmentation des symptômes des maladies des voies respiratoires supérieures et inférieures, à des maux de tête, à une irritation sensorielle et à des éruptions cutanées. Les effets des COV concernent aussi

l'environnement sur lequel ils ont un impact indirect principalement lié à leur action en tant que précurseurs dans la formation de l'ozone. En effet, la présence des COV dans l'atmosphère induit une augmentation de la concentration d'ozone dans la troposphère : on estime que la concentration moyenne d'ozone dans l'air a doublé durant les 100 dernières années. Cet ozone crée non seulement des dommages sur la croissance de certains végétaux mais contribue au réchauffement de la planète en tant que gaz à effet de serre en absorbant dans l'infrarouge, le rayonnement du sol avec une intensité 2 000 fois supérieure à celle du gaz carbonique. Selon le GIEC³ [GIEC2001], l'ozone d'origine troposphérique contribue à hauteur de 13% au réchauffement climatique. Pour cette raison, des normes et des valeurs "seuil" ont été définies⁴ afin de limiter l'émission de COV dans l'atmosphère et améliorer la qualité de l'air. Par exemple, en France, le taux d'ozone dans l'air est mesuré par les réseaux de surveillance qui informent⁵ le public à partir d'une concentration de 180 $\mu\text{g}/\text{m}^3$. L'application de ces normes implique de disposer de détecteurs capables de réaliser en temps réel un contrôle efficace des COV.

1.1.2 Microbolomètre pour la détection des COV par spectrométrie d'absorption infrarouge non dispersive étendue

Le microcapteur proposé a pour détecteur élémentaire un microbolomètre. Son principe de fonctionnement repose sur la spectrométrie d'absorption infrarouge non dispersive étendue qui peut être utilisée pour identifier et quantifier des composés chimiques présents dans un échantillon gazeux.

Lorsque la température est supérieure au zéro absolu (0 K), toute molécule possède une énergie interne (de translation, de rotation, de vibration et électromagnétique) qui est modifiée en cas d'absorption d'un rayonnement électromagnétique. La molécule passe alors de son état énergétique initial E_1 à un état énergétique supérieur E_2 l'énergie apportée par le quantum de rayonnement $h\nu$ étant égale à la différence ($E_2 - E_1$). Il en résulte un affaiblissement du rayonnement transmis à la fréquence ν et donc l'apparition d'une bande d'absorption dans son spectre. L'ensemble des bandes d'absorption d'un composé chimique constitue sa signature moléculaire (figure 1.2).

L'utilisation de la spectrométrie d'absorption infrarouge fait appel à 2 techniques de sélection de la longueur d'onde, l'une dispersive et l'autre non dispersive. La méthode dite dispersive utilise une cavité ou un prisme qui isole la longueur d'onde utile. Cette technique, plus précise, implique des alignements optiques et mécaniques de précision réduisant sa portabilité sur le terrain. La méthode non dispersive, mise en œuvre dans cette thèse, utilise quant à elle une source large bande. Les coefficients d'absorption de raies caractéristiques du

³ GIEC : Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat

⁴ Loi sur l'air et l'utilisation rationnelle de l'énergie du 30 décembre 1996

⁵ Directive européenne 2002/3/CE du 12 février 2002 relative à l'ozone dans l'air ambiant

gaz recherché peuvent être ainsi déterminés simultanément en associant un filtre sélectif à chaque raie spectrale analysée.

En proposant de concevoir ce microcapteur pour la détection et le contrôle des COV, nous donnons à nos recherches une application de portée utile à l'homme et son environnement.

1.2 Généralités sur les COV

1.2.1 Définition

On considère généralement comme COV tout composé contenant du carbone et de l'hydrogène (lequel peut être remplacé par d'autres atomes comme l'oxygène, l'azote, le soufre, le chlore ou le fluor) à l'exception du méthane⁶, du monoxyde de carbone, du dioxyde de carbone, des acides carboniques, des carbures, des carbonates métalliques et des carbonates d'ammonium⁷. Ces composés se trouvent à l'état de gaz ou de vapeur dans les conditions normales de température et de pression, ils peuvent avoir une pression de vapeur saturante supérieure à 10 Pa⁸.

1.2.2 Sources d'émission des COV

Les COV proviennent de sources très variées liées majoritairement aux activités humaines. Parmi les sources les plus importantes se trouvent le transport routier et le stockage des carburants. Cependant, grâce aux nombreuses réglementations environnementales mises en place depuis le début des années 1990, le secteur du transport routier a enregistré la plus forte baisse globale d'émission de COV. Quant aux émissions de COV liées au stockage de carburants, elles ont fait l'objet d'une réduction notable dans la dernière décennie. En effet, des systèmes de piégeage ont été mis en place dans les lieux de stockage de carburants afin de lutter contre les émissions diffuses dues à l'évaporation lors du remplissage des réservoirs ou du stationnement de véhicules [LeCloirec2004]. La figure 1.1 fait l'inventaire de quelques sources d'émission de COV.

1.2.3 COV de référence de l'étude : le benzène

Le benzène est produit principalement par l'industrie pétrochimique. Il est utilisé, ainsi que ses dérivés, pour la synthèse du styrène destiné à la fabrication de matières plastiques et d'élastomères. Il intervient aussi dans la fabrication du phénol, de l'acétone et joue un rôle majeur dans l'essence sans plomb pour ses caractéristiques d'anti-détonations. Même si le benzène est présent naturellement dans l'environnement (feux de forêts, activité volcanique),

⁶ Arrêté ministériel français du 1^{er} Mars 1993

⁷ Agence Américaine de Protection de l'Environnement 1986

⁸ Directive européenne 1999/13/CE

les activités humaines sont en grande partie responsables de la pollution associée à son usage : gaz d'échappement des véhicules motorisés à essence, fumées de tabac, rejets d'eaux, décharges industrielles, fuites de stockages d'essence enterrés, fuites lors des transports maritimes.

Ce gaz a été choisi comme COV de référence dans cette étude pour 3 raisons :

- le benzène fait l'objet d'une réglementation de contrôle officielle : la valeur limite pour la protection de la santé humaine est fixée à $5 \mu\text{g}/\text{m}^3$ pour l'année 2010⁹ ;
- le benzène possède au voisinage de $14,8 \mu\text{m}$ une bande d'absorption intéressante en peigne de Dirac (figure 1.2). Cette bande se prête bien à notre étude car elle est située dans un domaine de fréquence ($\approx 20 \text{ THz}$) peu pollué par des bandes d'absorption d'autres composés atmosphériques et présente une forte intensité avec un coefficient d'extinction molaire (Loi de Beer-Lambert¹⁰) de $13,5 \cdot 10^{-3} (\mu\text{mol}/\text{mol})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ à $14,8 \mu\text{m}$ (figure 1.23) ;
- à $14,8 \mu\text{m}$, le dispositif de détection est a priori entièrement réalisable du point de vue technologique au GREYC. Dans le cas d'une détection multi lignes spectrales, la détection de la bande au voisinage de $14,8 \mu\text{m}$ pourrait être corrélée avec la détection d'une autre bande du benzène située à $24 \mu\text{m}$. Cette double détection permettrait une bonne caractérisation du benzène. Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques physico-chimiques du benzène. La partie suivante présente plusieurs méthodes usuellement utilisées dans la détection des COV.

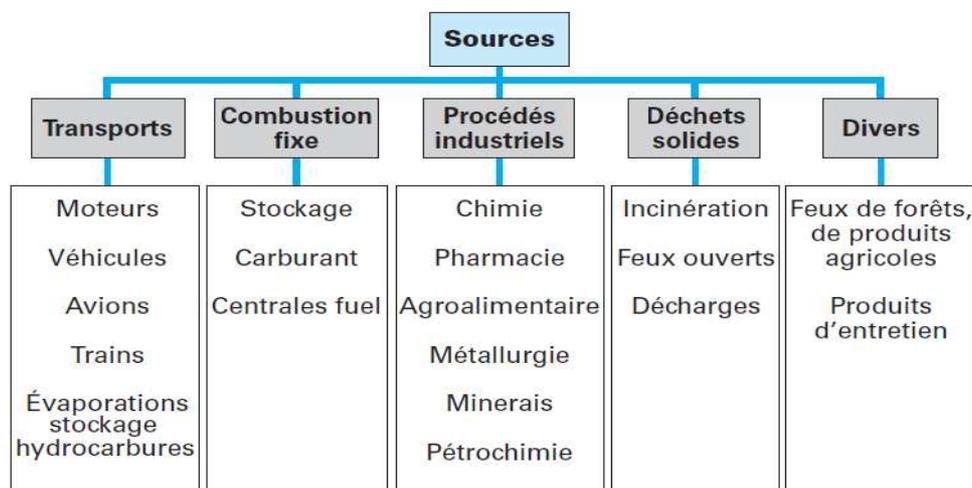


Figure 1.1 : Des sources d'émission de COV [Liu1998].

⁹ Directive européenne 2000/69/CE concernant les valeurs limites pour le benzène et le monoxyde de carbone dans l'air ambiant

¹⁰ Voir Annexe A.2

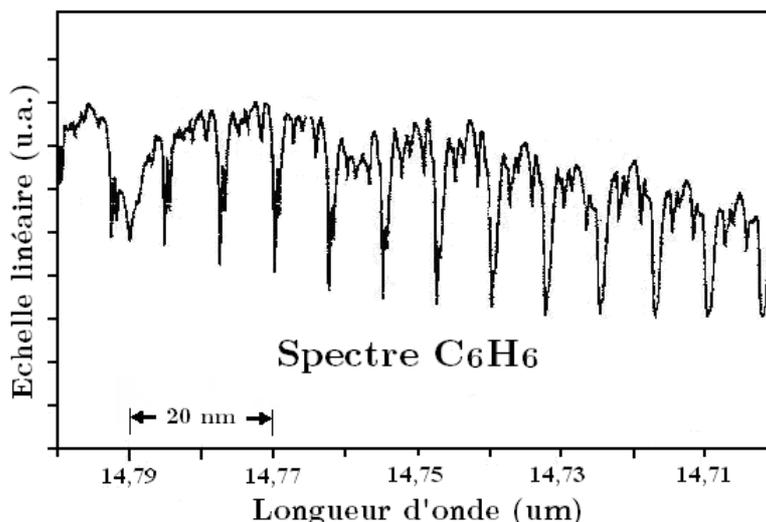


Figure 1.2 : Spectre d'absorption du benzène C₆H₆ au voisinage de 14,8 um [Chen2000].

Masse molaire (g/mol)	78,11
Densité (/ air à 20°C)	2,7
Pression de vapeur (Pa)	10032 à 20° C et 12875 à 25° C
Point d'ébullition (°C)	80,1
Coefficient d'absorption molaire ($\mu\text{mol} / \text{mol}$) ⁻¹ .m ⁻¹	13,5.10 ⁻³ à 14,8 μm
Conversion ppb \Rightarrow $\mu\text{g} / \text{m}^3$	1 ppb = 3,249 $\mu\text{g} / \text{m}^3$
Conversion ($\mu\text{mol} / \text{mol}$) ⁻¹ .m ⁻¹ \Rightarrow $\mu\text{g} / \text{m}^3$	1 ($\mu\text{mol} / \text{mol}$) ⁻¹ .m ⁻¹ = 3,48.10 ⁻³ $\mu\text{g} / \text{m}^3$

Tableau 1.1 : Données physico-chimiques sur le benzène [Pichard2005].

1.3 Méthodes usuelles de détection des COV et paramètres de comparaison des détecteurs

Ce paragraphe présente 5 méthodes parmi celles usuellement utilisées pour la détection de COV. Les deux premières sont la chromatographie en phase gazeuse (CG) et la spectrométrie de masse (SM), le couplage de ces deux méthodes étant la technique de référence pour la détection de COV. Cette technique, qui était au départ essentiellement utilisée en laboratoire et nécessitait le transport des prélèvements, permet aujourd'hui le suivi en continu des gaz polluants. En effet, le développement de micro-chromatographes et la miniaturisation des spectromètres de masse facilitent la détection sur site des COV [Cozic2004, Zampolli2005]. Cependant, en général, les méthodes de détection les plus rapides sont optiques. Nous en présenterons 3 dans ce manuscrit à savoir la spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR : Fourier Transformed InfraRed spectroscopy), la spectroscopie par absorption optique différentielle (DOAS : Differential Optical Absorption Spectroscopy) et le LIDAR-DIAL

(Light Detection And Ranging – Differential Absorption LIDAR). Les spectromètres optiques ont en commun les éléments suivants : une source de rayonnement, une cellule gaz, un dispositif de sélection des longueurs d'onde et un détecteur optique. D'autres méthodes de détection de COV sont présentées dans le mémoire de thèse de G. Le Dem [LeDem2007].

Pour faire une comparaison parmi ce grand nombre de détecteurs, l'on s'appuie sur plusieurs paramètres comme **la portabilité** et les performances des détecteurs notamment **le seuil de concentration détectable** (C_{\min}) et **la durée d'acquisition** (t_{acq}), 2 quantités qui varient en sens inverses. La quantité $C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}}$, produit du seuil de concentration détectable (C_{\min}) par la racine de la durée d'acquisition (t_{acq}) peut être considérée comme un facteur de mérite permettant de faire la comparaison des performances de différents détecteurs. Le détecteur ayant le facteur de mérite le plus faible sera alors le plus performant.

1.3.1 Chromatographie en phase gazeuse (CG)

La chromatographie en phase gazeuse est une technique séparative. L'appareil se compose principalement de trois parties (figure 1.3) : un système d'injection de l'échantillon du gaz à analyser, une colonne permettant la séparation des produits, un ou plusieurs détecteurs assurant l'identification des composés séparés. Après injection du mélange à séparer, un gaz vecteur entraîne les constituants de celui-ci vers les détecteurs, par l'intermédiaire de la colonne. Le gaz vecteur (phase mobile de la colonne) le plus utilisé est l'hélium. L'hydrogène, l'azote et l'argon peuvent aussi assurer cette fonction. La colonne du chromatographe est le siège du mécanisme de séparation. Les matériaux les plus employés pour la colonne sont la silice, les polymères, les zéolites et l'alumine. Lors de sa migration, un composé ayant plus d'affinité avec la phase stationnaire est plus ralenti dans sa migration vers la sortie de la colonne. Les composés arrivent donc à des moments différents en sortie de la colonne. La technique de chromatographie permet la caractérisation d'un grand nombre de COV en une seule analyse [Grob1983]. Cependant, l'analyse précise des gaz présents dans l'échantillon repose sur les performances des détecteurs couplés au chromatographe.

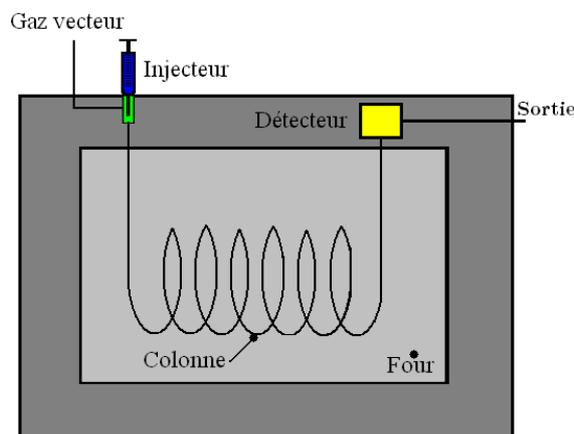


Figure 1.3 : Appareil à chromatographie en phase gazeuse. Exemple d'appareil à un seul détecteur.

1.3.2 Spectrométrie de masse (SM)

Le spectromètre de masse permet de détecter les molécules et les structures des composés chimiques par le repérage de leur masse moléculaire [Constantin1986, DeHoffmann1994, Guillot1998]. Le protocole expérimental mis en œuvre dans un spectromètre comporte les étapes suivantes : introduction de l'échantillon sous vide, ionisation (chimique¹¹, par plasma¹² ou par impact électronique), séparation des ions (en fonction de leur énergie cinétique ou du rapport masse/charge électronique), comptage et identification grâce à un ou plusieurs détecteurs (plaques photographiques, multiplicateurs d'électrons, détecteurs microcanaux, photomultiplicateurs, etc.). Les qualités intrinsèques du spectromètre de masse en font un appareil polyvalent adapté à l'analyse sur site, grâce à sa grande flexibilité et sa rapidité d'analyse en temps réel et en continu. C'est une méthode adaptée pour l'analyse de l'ensemble des COV présents dans l'air. Le couplage chromatographe/spectromètre de masse (CG-SM) est devenu la technique de référence pour sa grande sensibilité et pour ses possibilités d'identification [Karpe1995, Solouki2004]. Le tableau 1.3 récapitule quelques résultats de la littérature sur les performances de spectromètres de masse couplés à un chromatographe en phase gazeuse, le COV analysé étant le benzène. Les facteurs de mérite $C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}}$ relevés par la technique CG-SM figurent parmi les meilleurs.

1.3.3 Spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR)

Les premiers spectromètres dits dispersifs utilisaient un monochromateur dispersant le spectre incident et fournissant une série continue de bandes électromagnétiques émises dans différentes directions en fonction des longueurs d'onde. Aujourd'hui, ils sont remplacés dans la plupart des applications IR par des spectromètres à transformée de Fourier. Les spectromètres FTIR les plus répandus fonctionnent selon le principe de l'interféromètre de Michelson. Comme illustré en figure 1.4, la sélection d'une composante spectrale de la source est opérée en ajustant la taille de la cavité par le déplacement du miroir mobile. Cette méthode présente plusieurs avantages par rapport aux spectromètres dispersifs. Elle permet l'analyse d'un spectre étendu avec un détecteur unique et suivant la sensibilité du détecteur, la FTIR est 100 à 10 000 fois plus rapide que le spectromètre à réseau. Les travaux de W. Fateley [Fateley1995] sur la détection de benzène par FTIR montrent un seuil de concentration détectable de $12,5 \mu\text{g}/\text{m}^3$ pour une durée d'acquisition de 10 ms soit une valeur $C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}}$ de $1,25 \mu\text{g} \cdot \text{s}^{1/2} / \text{m}^3$.

¹¹ L'hydrocarbure ionisé en premier ionise les autres substances par transfert de charges

¹² Un gaz partiellement ionisé, par exemple l'argon, excite et ionise les atomes de COV

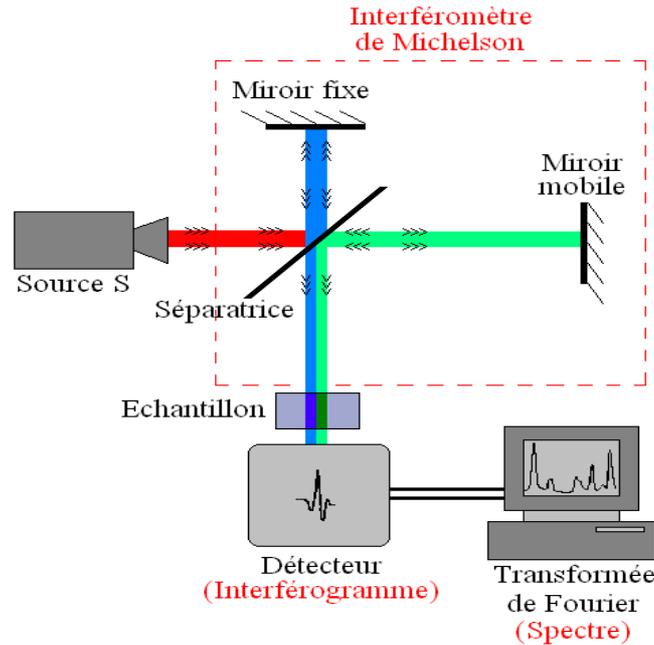


Figure 1.4 : Schéma d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR). L'interféromètre de Michelson est encadré en pointillés rouges.

1.3.4 Spectroscopie par absorption optique différentielle (DOAS)

La technique DOAS [Edner1993], de l'anglais Differential Optical Absorption Spectroscopy, repose sur l'étude de l'absorption des rayons Ultra-Violet (UV), le long d'un trajet optique dans l'atmosphère de 200 m à 2000 m environ. Le spectre est exploré en longueur d'onde afin d'en extraire les variations rapides (caractéristiques de l'absorption des gaz à analyser) et les variations lentes (considérées comme le niveau de fond ou de référence). Les mesures intègrent la moyenne des concentrations le long du trajet optique. Pour la détection du benzène, R. Volkamer [Volkamer1998] atteint, sur une longueur de 2 000 m, un seuil de $0,6 \mu\text{g}/\text{m}^3$ pour une durée d'acquisition de 1 min soit une valeur $C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}}$ de $4,65 \mu\text{g}\cdot\text{s}^{1/2}/\text{m}^3$.

1.3.5 Light Detection And Ranging – Differential Absorption LIDAR (LIDAR – DIAL)

Le LIDAR est un radar pour lequel les ondes HF sont remplacées par des ondes optiques émises par un laser impulsionnel. L'impulsion générée traverse les différentes couches de l'atmosphère avant d'être réfléchi soit par rétrodiffusion sur les molécules de gaz suspendues dans l'air soit par un obstacle topographique. Parmi les techniques de mise en œuvre du LIDAR, il y a l'absorption différentielle par LIDAR (DIAL) qui utilise 2 lasers (IR ou UV) de longueurs d'onde voisines (ou un laser à longueur d'onde variable). La première longueur d'onde λ_0 est caractéristique de l'absorption du gaz à analyser. La seconde longueur d'onde λ_1 est telle que les phénomènes de diffusion parasites aient les mêmes caractéristiques qu'à

λ_0 fournissant ainsi le niveau de référence [Toupance2004, Mondelain2001]. Les interférences du bruit de fond atmosphérique sont ainsi réduites. La détermination de la concentration d'un composé chimique dépendra de la différence d'absorption constatée entre les deux longueurs d'onde comme illustré à la figure 1.5. Le LIDAR-DIAL est une technique très intéressante car elle permet d'établir des cartographies de répartition en 3 dimensions d'une espèce chimique et de s'affranchir de la distance entre la source et le détecteur. Les travaux de Milton en 1992 [Milton1992] établissent un seuil de détection du benzène à $31,2 \mu\text{g}/\text{m}^3$ pour une durée d'acquisition de 25 s soit une valeur $C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}}$ de $156 \mu\text{g}\cdot\text{s}^{1/2}/\text{m}^3$, ce qui en fait la moins performante des méthodes présentées.

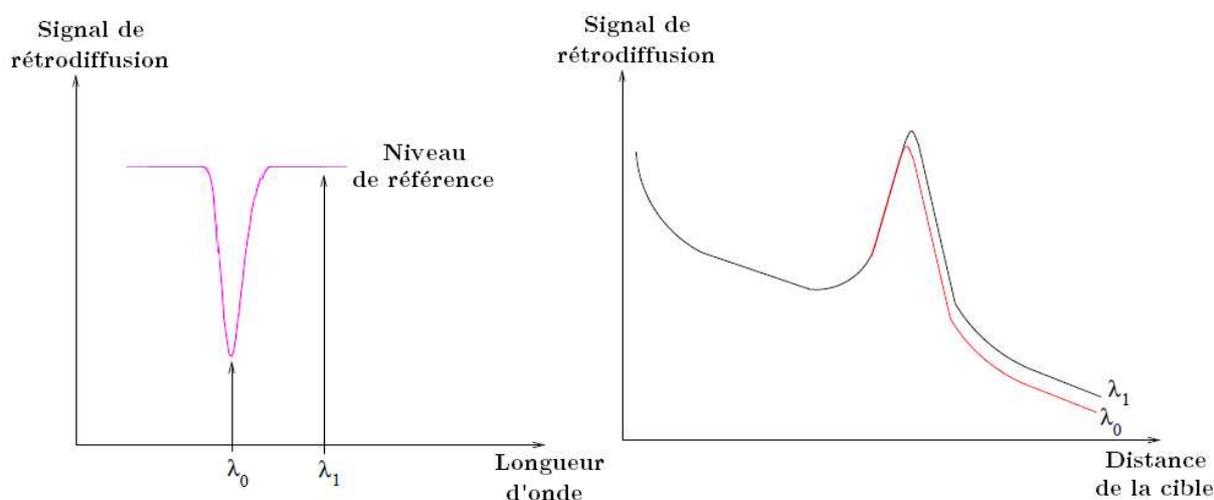


Figure 1.5 : L'amplitude du signal rétrodiffusé est représentée, pour 2 longueurs d'onde proches λ_0 (fréquence d'absorption du gaz) et λ_1 (référence), en fonction de la distance entre l'émetteur et la cible.

1.3.6 Synthèse

Le tableau 1.2 récapitule les performances des méthodes de détection présentées. Si la FTIR est la méthode la plus rapide, la technique de référence (chromatographie gazeuse couplée à spectromètre de masse) reste de loin la meilleure en termes de seuil de concentration détectable et de facteur de mérite. Dans le domaine des dispositifs d'alerte, la résolution des détecteurs de gaz doit être adaptée à la détection du seuil fixé réglementairement et la durée d'acquisition doit être compatible avec un suivi - quasiment en temps réel - de la concentration du gaz. Les dispositifs optiques répondent à ces exigences pour les normes actuellement en vigueur. Ces seuils réglementaires seront revus vraisemblablement à la baisse ce qui peut motiver la recherche d'autres méthodes de détection plus sensibles et ce, à temps d'acquisition comparable. La conception de notre microcapteur, dans sa version de détecteur multi lignes spectrales, s'inscrit dans cette démarche. A terme, son fonctionnement dans le domaine THz favorisera une bonne portabilité en raison de la taille millimétrique de ses éléments (de l'ordre de la longueur d'onde). C'est un atout essentiel pour une détection in situ et en conti-

nu. La partie suivante donne une description détaillée du microcapteur ainsi que des autres éléments de la chaîne complète de détection. Les performances de la chaîne de détection seront quant à elles évaluées au § 1.5.2.

Méthode	Seuil C_{\min} de concentration détectable ($\mu\text{g}/\text{m}^3$)	Durée d'acquisition t_{acq}	$C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}}$ ($\mu\text{g}\cdot\text{s}^{1/2}/\text{m}^3$)	Références
<i>CG-SM</i>	$1,7 \cdot 10^{-3}$	90 min	0,12	[Helmig1994]
	$6,2 \cdot 10^{-3}$	20 min	0,21	
	$90 \cdot 10^{-3}$	1min	0,7	[Warneke2005]
<i>FTIR</i>	12,5	10 ms	1,25	[Fateley1995]
<i>DOAS</i>	0,6	1 min	4,65	[Volkamer1998]
<i>LIDAR-DIAL</i>	31,2	25 s	156	[Milton1992]

Tableau 1.2 : Comparaison des performances des méthodes : *CG-SM* (Chromatographie gazeuse couplée à spectromètre de masse), *FTIR* (Spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier), *DOAS* (Spectroscopie par absorption optique différentielle), *LIDAR-DIAL* (Light Detection And Ranging-Differential Absorption LIDAR). La norme en vigueur (concentration de benzène à ne pas dépasser) est de $5 \mu\text{g}/\text{m}^3$.

1.4 Microcapteur pour la détection de COV : Description

Notre microcapteur est composé d'une antenne en V planeaire, d'un filtre sélectif et d'un microbolomètre constituant la charge du filtre. Il est inséré dans une chaîne complète de détection (figure 1.6) comportant une source THz large bande, une cellule gaz et un système de conditionnement et d'acquisition. Le fonctionnement de cette chaîne détection est le suivant : l'échantillon gazeux contenu dans la cellule gaz est éclairé par la source THz large bande ; après de multiples réflexions dans la cellule gaz, le rayonnement transmis à sa sortie est capté par l'antenne puis transmis via le filtre sélectif au microbolomètre qui le convertit en un signal électrique ; l'électronique de conditionnement assure alors la polarisation du capteur et la mise en forme du signal. Cette détection est réalisée en bande étroite autour d'une longueur d'onde caractéristique du composé à analyser.

Cette quatrième partie du premier chapitre décrira fonctionnellement chacun des constituants de la chaîne de détection en mettant évidemment l'accent sur les éléments du microcapteur.

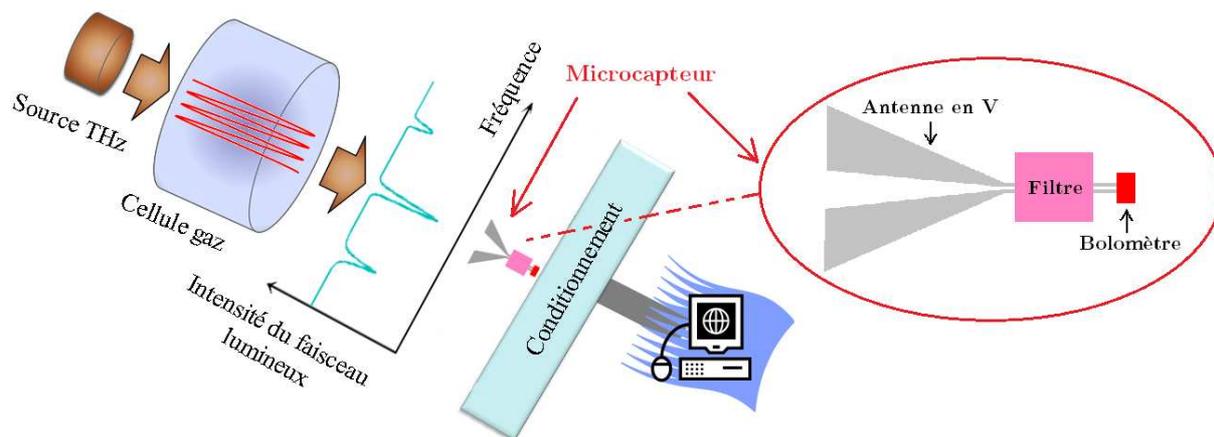


Figure 1.6 : Schéma de la chaîne de détection. Le microcapteur est composé d'une antenne, un filtre et un microbolomètre. Le plan de détection est contenu dans le plan du microcapteur.

1.4.1 Antenne en V planeaire

Au niveau de notre microcapteur, le rôle de l'antenne est de capter le champ électromagnétique transmis par la cellule gaz puis de le convertir en un courant haute fréquence capable d'échauffer le bolomètre par effet Joule.

La collecte du rayonnement et la conversion de la puissance de rayonnement électromagnétique en un signal électrique sont réalisés séparément par l'antenne et le bolomètre. Cette dissociation de fonctions a permis de réduire la taille des bolomètres et donc accroître leur rapidité sans sacrifier leur sensibilité. Un grand nombre d'articles ont abordé ce sujet et plus particulièrement la recherche de types d'antennes adaptés à ces applications de bolométrie (IR, FIR et millimétriques). Malgré leur facilité d'intégration, les antennes planaires sur substrat souffrent d'une dégradation de leur gain et de leur directivité comparées aux antennes en espace libre : l'interface entre les 2 diélectriques air/substrat perturbe la propagation des ondes. Aussi, Rutledge et al ont proposé dès 1978 de coupler une antenne en V planeaire à un bolomètre infrarouge. Ce type d'antenne, dont le plan de détection se situe dans le plan de l'antenne, peut être "encapsulé" dans un milieu diélectrique quasi homogène : un superstrat diélectrique vient alors recouvrir l'antenne gravée sur son substrat [Rutledge1978]. Cette antenne en sandwich a fait l'objet de nombreuses publications et notamment celle de Hwang *et al.* qui ont obtenu expérimentalement un gain de 7,5 dB. Ils ont également confirmé cette valeur en déduisant du gain théorique idéal de 16 dB, les différents termes de pertes (métalliques, diélectriques, par réflexion et par réfraction) [Hwang1979].

L'antenne en V planeaire étant une adaptation de l'antenne en V filaire, le paragraphe suivant débute par la description et le fonctionnement d'une antenne en V filaire avant d'aborder l'antenne en V planeaire. L'hypothèse sans pertes voire à faibles pertes facilitera

l'approche de tels dispositifs mais ne nous dispensera pas de traiter le formalisme des pertes dans l'antenne en V filaire, en technologie CPS, au § 2.3.

Antenne en V filaire sans pertes

L'antenne en V filaire est constituée de 2 monopôles de longueur 10λ disposés en V (figure 1.7), l'alimentation étant connectée au sommet du V. Le diagramme de rayonnement de cette antenne repose donc sur les propriétés du monopôle 10λ .

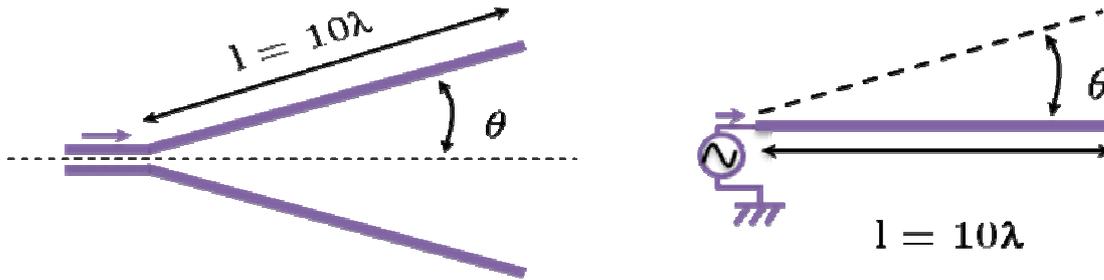


Figure 1.7 : Antenne en V filaire et monopôle filaire de longueur 10λ .

Le monopôle filaire 10λ est lui-même une antenne à long fil où le courant dans 2 sections $\lambda/2$ adjacentes circule en sens opposé. Cette caractéristique permet d'accroître sa directivité, comparée à celle d'une antenne filaire $\lambda/2$ dont le diagramme de rayonnement ayant pour équation :

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (1.1)$$

et la répartition sinusoïdale du courant $I(z)$ le long de l'antenne sont dessinés en figure 1.8.

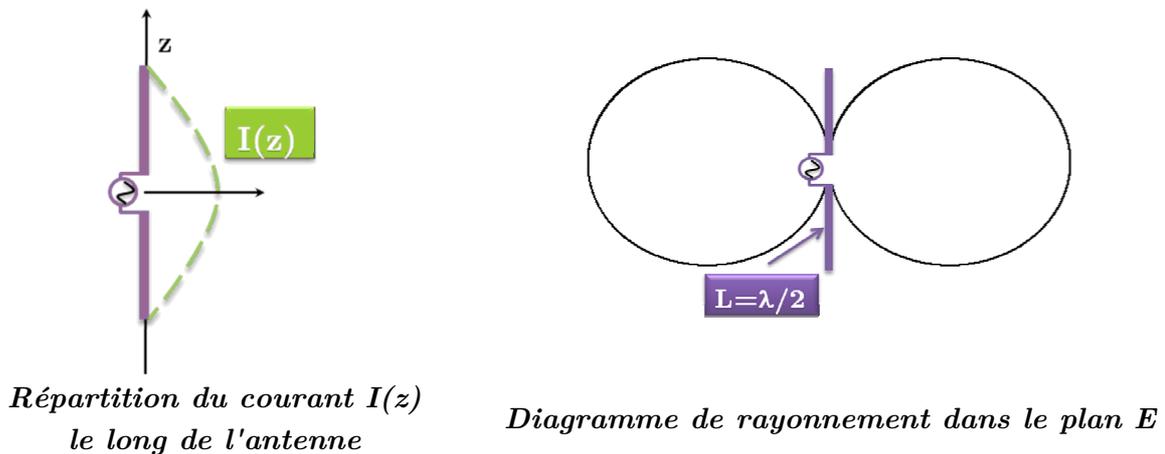


Figure 1.8 : Dipôle filaire $\lambda/2$.

Ainsi, en assimilant le monopôle filaire de longueur 10λ à une association d'antennes filaires $\lambda/2$ alignées où les courants de 2 sections successives sont en opposition de phase, le champ global en un point de l'espace à égale distance des extrémités du monopôle est nul. De plus,

le lobe principal de directivité θ_m d'une antenne filaire s'incline sur l'axe d'autant plus que la longueur de l'antenne (multiple de $\lambda/2$) est grande.

La fonction caractéristique du monopôle filaire de longueur 10λ ainsi que son angle de directivité maximale θ_m (pour les grandes antennes) ont été établis [Rutledge1978] d'après le formalisme des antennes filaires¹³ (sans pertes), et sont précisés ci-dessous (1.2). Son diagramme de rayonnement 2D est représenté en figure 1.9.

$$F(\theta) = \frac{\sin(10\pi \cos(\theta))}{\sin(\theta)} \quad \text{et} \quad \theta_m = 2 \times \arcsin\left(\frac{0,431}{\sqrt{l/\lambda}}\right) \quad (1.2)$$

Par suite, nous obtenons : $\theta_m = 16^\circ$ pour $l = 10\lambda$.

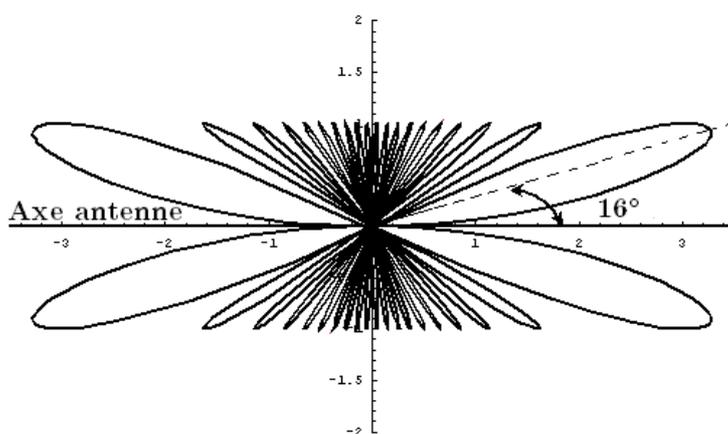


Figure 1.9 : Diagramme de rayonnement d'un monopôle filaire de longueur 10λ .

Afin d'augmenter la directivité de l'antenne, 2 brins filaires 10λ sont assemblés en V de sorte à superposer leur lobe principal : l'angle au sommet est donc ajusté à $2\theta_m = 32^\circ$. La figure 1.10 décrit schématiquement une antenne en V filaire de longueur 10λ . Le diagramme de rayonnement de chaque bras filaire est superposé à l'antenne. L'opposition de phase entre les courants dans chacun des bras résulte du point d'alimentation central et se traduit par une symétrie horizontale des diagrammes de rayonnement des 2 brins filaires. La superposition des diagrammes individuels résulte en la formation de 2 lobes maximaux pointant dans la direction de l'axe de symétrie de l'antenne formée.

¹³ Annexe C : Formalisme des antennes filaires

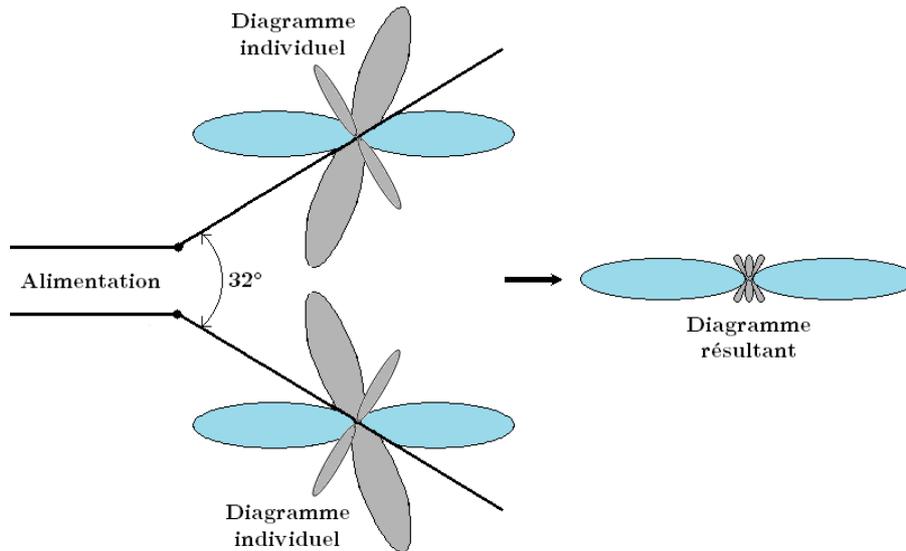


Figure 1.10 : Antenne en V filaire sans pertes de longueur 10λ et son diagramme de rayonnement.

L'antenne en V filaire a donné naissance à l'antenne en V planaire schématisée en figure 1.11. Les brins filaires sont devenus 2 bras métalliques coplanaires, d'épaisseur t , posés sur un substrat d'épaisseur h , de permittivité ϵ_r et d'angle de pertes $\tan(\delta)$. L'angle θ_1 formé entre chacun des bras et la bissectrice de l'antenne est de 16° – cet angle correspond à θ_m l'angle de directivité maximale de l'antenne filaire dipolaire de longueur 10λ (cf. 1.2) – et l'angle θ_2 représentant l'ouverture angulaire de chaque bras est fixé à 10° . Les dimensions a et b sont respectivement les écartements intérieur et extérieur entre les bras de l'antenne.

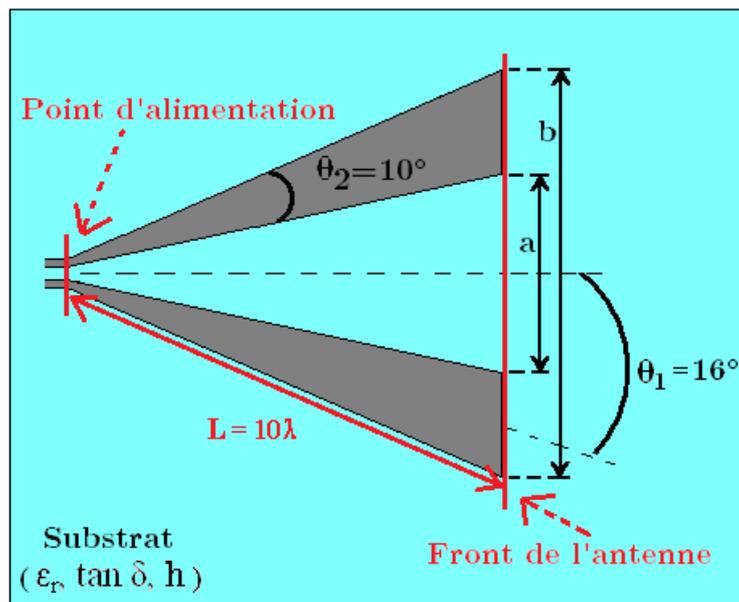


Figure 1.11 : Vue de dessus de l'antenne en V planaire ou V-LTSA (V-Linearly Tapered Slot Antenna) de longueur L .

Par sa configuration – 2 bras coplanaires posés sur substrat –, l'antenne en V planaire rappelle la technologie CPS (CoPlanar Stripline) dont les principales caractéristiques sont à présent exposées.

La ligne CPS (CoPlanar Stripline)

La ligne CPS est une ligne de transmission symétrique utilisée en conception micro-onde pour insérer facilement des composants en série et en parallèle. La ligne CPS, représentée à la figure 1.12 (a), est constituée de 2 rubans métalliques de largeur $(b-a)/2$, d'épaisseur t et espacés de a . Ils sont posés sur un matériau diélectrique d'épaisseur h , de permittivité ϵ_r et d'angle de pertes $\tan(\delta)$. Les lignes de champs \mathbf{E} et \mathbf{H} du mode fondamental quasi-TEM aussi appelé mode CPS sont représentées à la figure 1.12 (b).

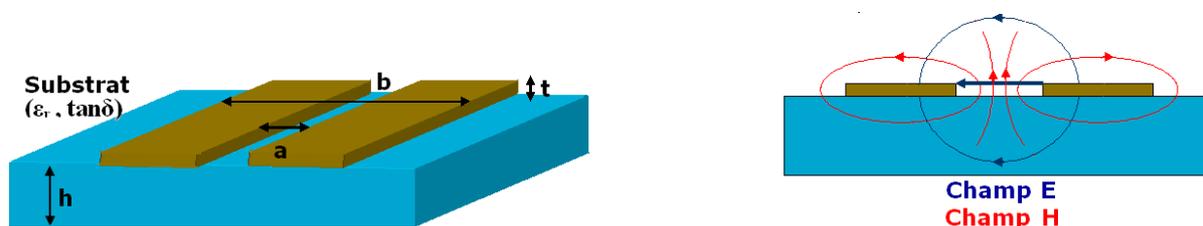


Figure 1.12 : (a) Vue en perspective de la ligne CPS, (b) Coupe transversale de la ligne CPS : allure des lignes de champ \mathbf{E} et \mathbf{H} .

La ligne CPS a pour impédance caractéristique Z_C^{CPS} :

$$Z_C^{\text{CPS}} = \frac{120 \pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{K(k_0)}{K(k'_0)} \quad [\Omega] \quad (1.3)$$

où K est l'intégrale elliptique complète du premier ordre. Ses arguments k_0 et k'_0 dépendent de la géométrie de l'antenne et sont respectivement définis par :

$$k_0 = \frac{a}{b} \quad , \quad k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2} \quad (1.4)$$

ϵ_{eff} , la permittivité effective, a pour expression :

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + q (\epsilon_r - 1) \quad (1.5)$$

avec q - le facteur de remplissage q exprimé par la relation :

$$q = \frac{1}{2} \frac{K(k'_0) K(k_1)}{K(k_0) K(k'_1)} \quad (1.6)$$

- k_1, k'_1 définis par :

$$k_1 = \frac{\sinh\left(\frac{\pi a}{4h}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi b}{4h}\right)} \text{ et } k_1' = \sqrt{1 - k_1^2} \quad (1.7)$$

Le facteur de remplissage q peut aussi s'écrire :

$$q = \frac{\epsilon_{\text{eff}} - 1}{\epsilon_r - 1} = \begin{cases} 0 & \text{si air uniquement} \\ 1 & \text{si diélectrique homogène } (\epsilon_r) \end{cases} \quad (1.8)$$

Impédance de l'antenne en V planaire dans le cas de faibles pertes

La géométrie des rubans métalliques de l'antenne en V planaire est telle que dans l'air ($\epsilon_r = 1, q = 0$), l'impédance caractéristique est constante du point d'alimentation à son extrémité (vers l'espace libre). Ainsi, du point de vue électrique, elle peut être vue comme une ligne de transmission de longueur 10λ en circuit ouvert comme illustré en figure 1.13. L'impédance d'entrée d'un tel dispositif est déduite de la théorie des lignes.

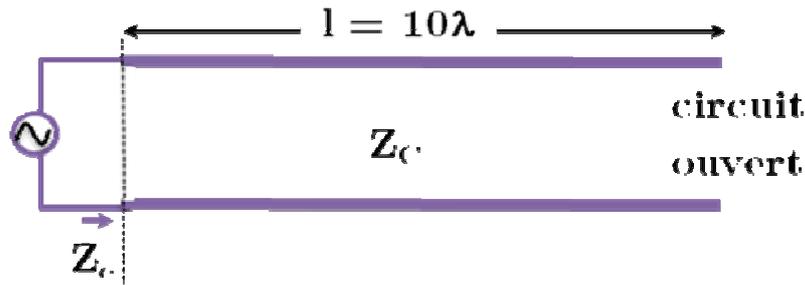


Figure 1.13 : Ligne de transmission de longueur l en circuit ouvert.

Dans l'hypothèse des lignes à faibles pertes, l'impédance caractéristique Z_C est réelle, la constante de propagation peut s'écrire $\gamma = \alpha + j\beta$ et l'impédance d'entrée Z_e s'écrit :

$$Z_e = Z_C \coth(\gamma l) \quad [\Omega] \quad (1.9)$$

La figure 1.14 représente l'évolution de Z_e en fonction de l dans ces conditions et montre que l'impédance d'entrée d'une longue ligne ($l \gg \lambda$) en circuit ouvert converge vers l'impédance caractéristique de cette ligne. En raison des pertes et de la grande longueur de la ligne, le terme αl réel atténue considérablement les ondes incidentes au cours de leur propagation sur la ligne. Leur amplitude est très faible au niveau du circuit ouvert. La puissance réfléchie est donc elle-même négligeable : la ligne, vue de son point d'entrée, est adaptée : $Z_e = Z_C$ (Z_C réelle).

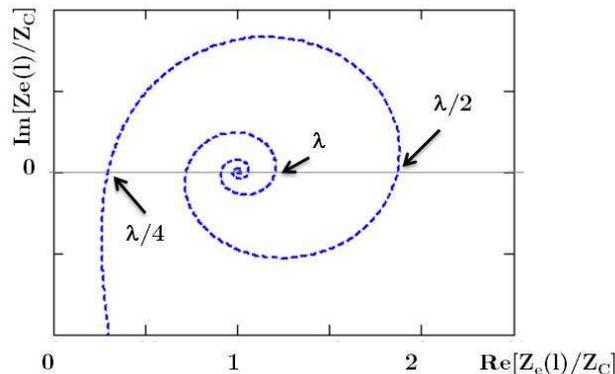


Figure 1.14 : Evolution de l'impédance d'entrée d'une ligne (faibles pertes) en circuit ouvert, en fonction de sa longueur.

Ainsi, l'impédance d'entrée de notre antenne en V coplanaire converge vers Z_C^{CPS} , l'impédance caractéristique de la ligne de transmission qui la constitue c'est-à-dire la ligne CPS décrite au paragraphe précédent. Pour un calcul approché, les pertes étant supposées faibles, l'impédance $Z_{\text{ant}} \approx Z_C^{\text{CPS}}$ est réelle et définie par (1.3) et (1.4).

Les angles θ_1 et θ_2 ayant été fixés pour l'antenne en V, $\theta_1 = 16^\circ$ et $\theta_2 = 10^\circ$, ces valeurs conduisent aux valeurs numériques suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_0 = \frac{\tan\left(\theta_1 - \frac{\theta_2}{2}\right)}{\tan\left(\theta_1 + \frac{\theta_2}{2}\right)} = \frac{\tan(11)}{\tan(21)} = 0,506 \\ k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2} = 0,862 \\ \frac{K(k_0)}{K(k'_0)} = 0,77 \end{array} \right.$$

L'expression de $Z_{\text{ant}} \approx Z_C^{\text{CPS}}$ (déduite de (1.3)) devient donc :

$$Z_{\text{ant}} \approx \frac{120 \pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \times 0,77 \approx \frac{290}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad [\Omega] \quad (1.10)$$

Cette propriété $Z_{\text{ant}} \approx Z_C^{\text{CPS}}$ implique non seulement que la puissance réfléchiée est nulle ou très faible, mais aussi que l'antenne en V planaire rayonne plus efficacement vers son extrémité située à l'interface avec l'air (à droite de la figure 1.10). Les pertes, certes faibles, impliquent que l'antenne en V devienne plutôt unidirectionnelle. L'allure de leur diagramme de rayonnement de l'antenne en V "faibles pertes" est représenté en figure 1.15 : il est obtenu en réduisant drastiquement les lobes arrière du diagramme de l'antenne en V filaire sans pertes (figure 1.10).

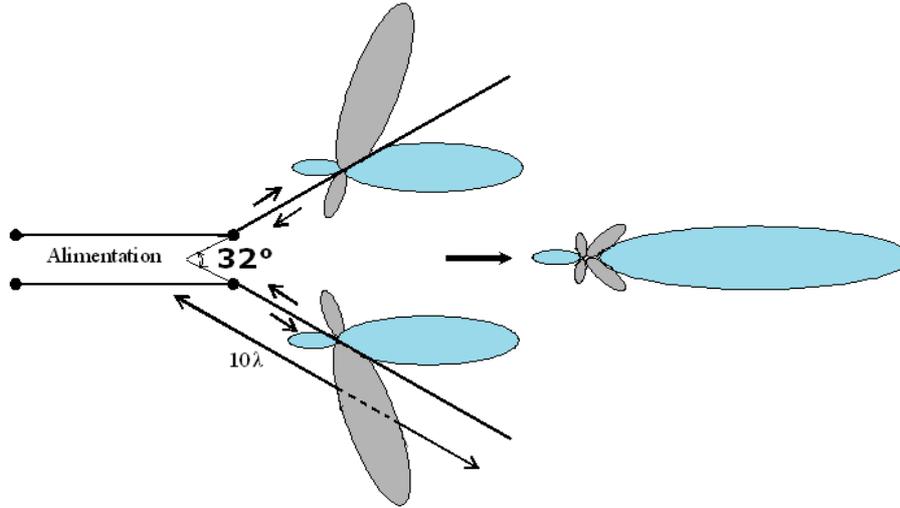


Figure 1.15 : Allure du diagramme de rayonnement de l'antenne en V de longueur 10λ (filaire ou planaire) en supposant les pertes de la ligne de transmission faibles.

Antenne en V planaire dans un milieu diélectrique ϵ_r homogène

Le milieu diélectrique entourant l'antenne peut être supposé homogène si les rubans métalliques sont immergés dans ce diélectrique (air, sable [Rutledge1978]) ou si l'antenne planaire est réalisée sur membrane.

Imaginons une antenne en V suspendue dans l'air. La permittivité effective ϵ_{eff} vaut 1 ce qui équivaut à un facteur de remplissage nul. L'impédance de l'antenne en V dans l'air vaut :

$$Z_{\text{ant_air}} = 290 \text{ } [\Omega]$$

La directivité de l'antenne en V dans l'air - calculée dans les conditions de faibles pertes - a été estimée par Hwang [Hwang1979], elle est comprise entre 16 dB (calculs théoriques) et 19 dB (mesure) (nous avons obtenu 16,5 dB par simulation (§ 3.2)). Le diagramme de rayonnement de l'antenne en V planaire dans l'air correspond à celui de l'antenne en V filaire (figure 1.15).

Dorénavant, nous prendrons la valeur de **16 dB** comme directivité de référence de l'antenne en V.

Antenne en V planaire sur substrat

Si l'analyse de l'antenne en V dans l'air se fait aisément en raison d'un facteur de remplissage nul, il n'en est pas de même pour l'antenne sur membrane qui nécessite de scruter à la loupe le paramètre q défini en (1.8).

Pour une ligne CPS classique, les dimensions a et b sont constantes et par conséquent k_0, k'_0, k_1, k'_1 le sont aussi. Cependant, dans le cas de l'antenne en V, a et b varient tout en

rester dans un rapport $k_0 = a/b$ constant. Cela induit donc une variation de k_1, k_1' et q entre le point d'alimentation et le front de l'antenne.

Par conséquent, nous définissons $a(x)$ et $b(x)$ où x est l'abscisse le long de l'axe de symétrie de l'antenne (figure 1.16). L'antenne en V sur substrat peut être vue comme une succession de tronçons de ligne CPS de longueur infinitésimale dx et de dimensions $a(x)$ et $b(x)$. L'abscisse $x = x_0$ correspond au point d'alimentation.

D'après les figures 1.11 et 1.16, nous pouvons alors écrire :

$$\begin{cases} \tan\left(\theta_1 - \frac{\theta_2}{2}\right) = \frac{a(x)}{2x} \\ \tan\left(\theta_1 + \frac{\theta_2}{2}\right) = \frac{b(x)}{2x} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} a(x) = 2x \tan\left(\theta_1 - \frac{\theta_2}{2}\right) \\ b(x) = 2x \tan\left(\theta_1 + \frac{\theta_2}{2}\right) \end{cases} \quad (1.11)$$

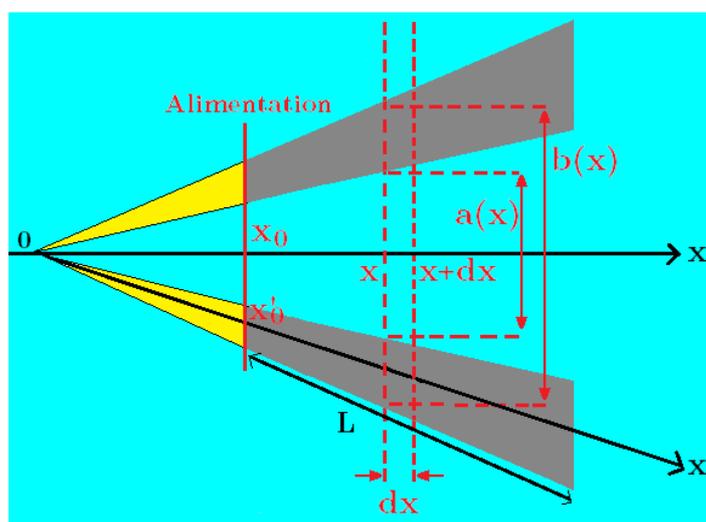


Figure 1.16 : L'antenne en V est une succession de ligne CPS de longueur dx et de dimensions $a(x)$ et $b(x)$. L'axe Ox est l'axe de symétrie de l'antenne et l'axe Ox' est l'axe selon un bras de l'antenne.

Les expressions 1.11 montrent qu'il est impossible en pratique de placer l'alimentation en $x_0 = 0$ car les dimensions de l'antenne y seraient nulles ($a(0) = b(0) = 0$), ce qui correspond à une alimentation ponctuelle (figure 1.16). Une solution consiste à choisir arbitrairement x_0 ce qui revient à tronquer le début de l'antenne en V (matérialisée en jaune sur la figure 1.16). L'avantage de cette solution est qu'il est possible de choisir x_0 de manière à pouvoir coupler l'antenne à des dispositifs (comme des bolomètres¹⁴) de taille imposée pour garantir une valeur d'impédance par exemple.

Les dimensions $a(x)$ et $b(x)$ permettent de calculer le facteur de remplissage $q(x)$, la permittivité effective $\epsilon_{\text{eff}}(x)$ et l'impédance caractéristique $Z_C(x)$ du tronçon de ligne CPS

¹⁴ Voir paragraphe 2.2.3 : Antennes planaires couplées à un bolomètre

de longueur infinitésimale dx . Ces mêmes quantités peuvent être calculées simplement selon l'axe Ox' (figure 1.16) le long d'un bras de l'antenne. Le changement de variable se fait alors comme suit :

$$\begin{cases} x = x' \cos(\theta_1) \\ a(x') = 2 x' \cos(\theta_1) \tan\left(\theta_1 - \frac{\theta_2}{2}\right) \\ b(x') = 2 x' \cos(\theta_1) \tan\left(\theta_1 + \frac{\theta_2}{2}\right) \end{cases} \quad (1.12)$$

La longueur de l'antenne en V est prise à partir du plan d'alimentation c'est-à-dire en x'_0 . Avec ces nouvelles notations, les dimensions a et b mentionnées à la figure 1.11 sont les dimensions au front de l'antenne c'est-à-dire $a = a(x'_0 + 10 \cdot \lambda)$ et $b = b(x'_0 + 10 \cdot \lambda)$ que nous noterons simplement $a(\text{front})$ et $b(\text{front})$. Nous en déduisons les courbes de la figure 1.17. La première courbe 1.17.a montre l'évolution de la permittivité effective le long de l'antenne. Elle décroît du point d'alimentation au front de l'antenne où elle tend vers 1, valeur atteinte en théorie pour une longueur infinie de l'antenne. Sur la figure 1.17.b, nous voyons l'impédance caractéristique des tronçons de lignes CPS successifs qui varie en augmentant le long de l'antenne. Elle tend vers 290Ω , qu'elle atteint en théorie pour une longueur infinie de l'antenne. Nous en déduisons que l'antenne en V réalise une adaptation d'impédance progressive de son point d'alimentation ($Z_C(x'_0) = 150 \Omega$) jusqu'à son front où son impédance ($Z_C(\text{front}) = 270 \Omega$) est assez proche de celle de l'air ($Z_0 = 377 \Omega$). En effet, la perte de puissance due à l'écart entre ces 2 impédances est $|\rho^2| \approx 0,027$.

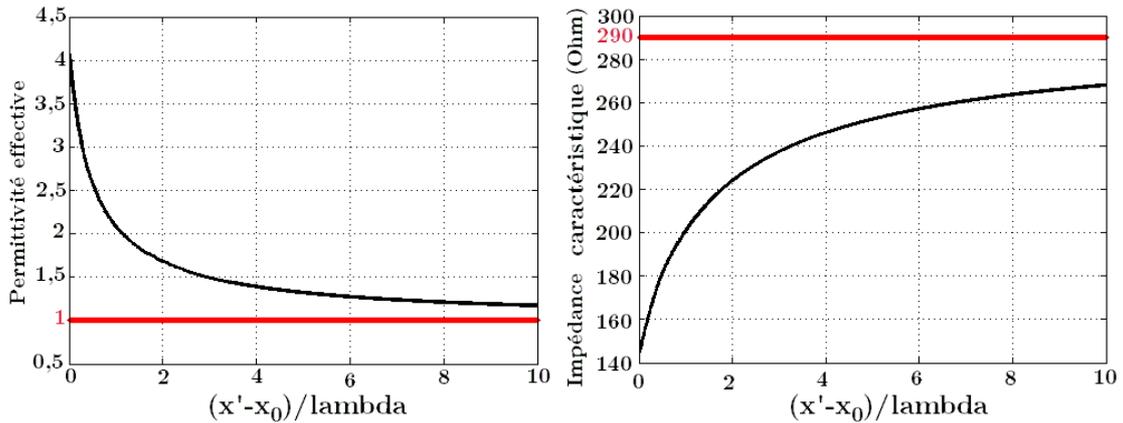


Figure 1.17 : (a) Variation de la permittivité effective et (b) de l'impédance caractéristique le long de l'antenne en V sur substrat. Les courbes sont tracées pour $x_0 = 0,13 \text{ mm}$, $\lambda = 1,3 \text{ mm}$, $h = 100 \mu\text{m}$ et $\epsilon_r = 7,4$ pour le Dupont 943 décrit dans le chapitre 3. Les asymptotes, atteintes pour une longueur infinie de l'antenne, sont tracées en rouge.

1.4.2 Filtre sélectif à bande interdite photonique 1D (BIP 1D)

Le rôle du filtre sélectif est de procurer au microcapteur une sélectivité fréquentielle suffisante autour d'une bande d'absorption caractéristique du gaz à détecter. Le filtre sélectif est construit selon le concept de bande interdite photonique (BIP) qui décrit des structures périodiques au sein desquelles la propagation des ondes est interdite pour certaines fréquences et certains angles d'incidence de l'onde excitatrice. Historiquement, la notion de bande interdite photonique (BIP)¹⁵ a été introduite par E. Yablonovitch en 1987 [Yablonovitch1987] qui a proposé de réaliser des matériaux dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans toutes les directions de l'espace. Ainsi, est née la « Yablonovite »¹⁶ [Yablonovitch1993], un bloc de plexiglas dont la structure s'inspire de celle du diamant.

Le filtre développé dans cette thèse est une structure BIP unidimensionnelle (BIP 1D) réalisée à l'aide de tronçons de ligne quart d'onde cascades, avec impédances caractéristiques Z_{C1} et Z_{C2} alternées et reliées par la relation :

$$Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}} \quad (1.13)$$

où Z_{C0} est l'impédance de normalisation utilisée pour adapter le filtre en entrée comme en sortie. Elle est réelle dans l'hypothèse de lignes sans pertes.

Les topologies possibles de ce filtre, élément capital du microcapteur, sont détaillées au paragraphe 1.6. La modélisation du filtre BIP par les matrices S et T est traitée au paragraphe 2.6. Ce paragraphe, après avoir rappelé les règles pratiques d'analyse de systèmes à lignes sans pertes, traitera du fonctionnement qualitatif du filtre BIP 1D.

Règles pratiques d'analyse d'une ligne sans pertes d'impédance caractéristique réelle Z_C .

En régime harmonique, une ligne de transmission la ligne convoie 2 ondes, l'une progressive (ou incidente d'amplitude V_I) et l'autre régressive (ou réfléchie d'amplitude V_R). On peut alors déterminer le taux d'onde stationnaire (TOS) défini par :

$$S = \text{TOS} = \frac{V_{\text{MAX}}}{V_{\text{MIN}}} = \frac{V_I + V_R}{V_I - V_R} \quad (1.14)$$

On définit aussi le coefficient de réflexion Γ comme le rapport des amplitudes V_R et V_I puis ρ le module de Γ par :

$$\rho = |\Gamma| = \frac{V_R}{V_I} \quad (1.15)$$

¹⁵ L'analogie entre bandes interdites électroniques et photoniques est présentée à l'annexe D.1

¹⁶ La « Yablonovite » est présentée à l'annexe D.2

Sur une telle ligne, tous les quarts de longueur d'onde, les tensions incidente et réfléchie se retrouvent en phase. Le coefficient de réflexion Γ est alors réel et 2 valeurs d'impédances réelles sont alors accessibles :

$$Z_{\text{MIN}} = \frac{Z_C}{S} \quad \text{et} \quad Z_{\text{MAX}} = S \cdot Z_C \quad (1.16)$$

Dès lors qu'une position l_0 correspondant à Z_{MIN} est repérée sur la ligne, toutes les positions déduites de l_0 par translation de $(n \cdot \lambda / 2)$ et de $(\lambda / 4 + n \cdot \lambda / 2)$ ont une impédance réelle égale à Z_{MIN} et Z_{MAX} . La position de référence l_0 peut être celle d'une extrémité de ligne lorsque la charge physiquement connectée y est purement **réelle**. Dans ce cas :

$$\begin{cases} \text{Si } Z(l_0) \geq Z_C & \text{alors } Z_{\text{MAX}} = Z(l_0) \quad \text{et} \quad S = \frac{Z(l_0)}{Z_C} \\ \text{Si } Z(l_0) \leq Z_C & \text{alors } Z_{\text{MIN}} = Z(l_0) \quad \text{et} \quad S = \frac{Z_C}{Z(l_0)} \end{cases} \quad (1.17)$$

Ces relations sont compatibles avec la règle de transformation d'impédances d'un tronçon de ligne quart d'onde :

$$Z_C^2 = Z_{\text{MIN}} \cdot Z_{\text{MAX}} \quad (1.18)$$

Filtre BIP 1D : approche par tronçon de ligne quart d'onde

L'examen de la figure 1.18 et l'application des règles précédentes permettent de comprendre le fonctionnement qualitatif de ce type de filtre à haute sélectivité. Sur cette figure, une série de tronçons $\lambda / 4$ cascadés à partir de l'impédance terminale de charge Z_{C0} est dessinée. Dans toute la suite, les impédances caractéristiques réelles des tronçons Z_{C1} et Z_{C2} seront supposées telles que $Z_{C2} > Z_{C1}$.

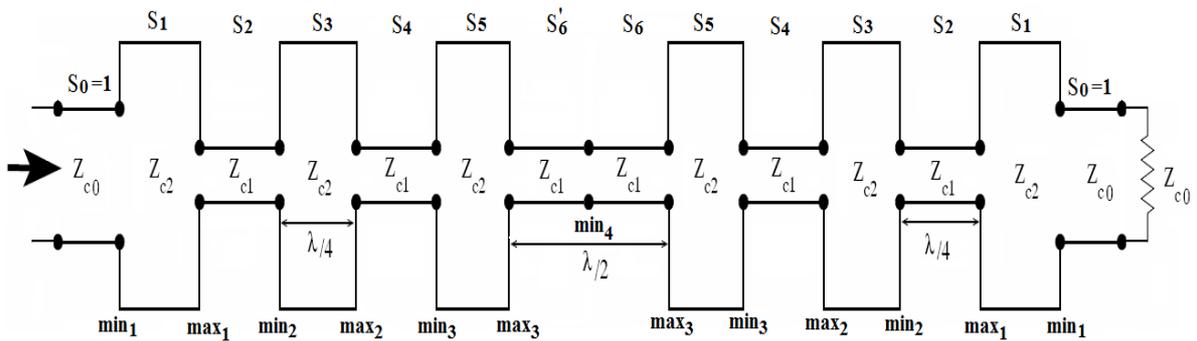


Figure 1.18 : Schéma du filtre BIP 1D réalisé à l'aide de tronçons de lignes quart d'onde d'impédances Z_{C1} et Z_{C2} . L'impédance terminale est Z_{C0} .

Le TOS sur les tronçons successifs s'écrit facilement, et la structure itérative d'une telle série de tronçons permet de montrer que la suite de TOS est :

$$\begin{cases} S_1 = \frac{Z_{C2}}{Z_{C0}} = z_{C2} \\ S_2 = \frac{Z_{C2}}{Z_{C1}} \times S_1 \\ S_3 = \frac{Z_{C2}}{Z_{C1}} \times S_2 \\ \vdots \\ S_n = \frac{Z_{C2}}{Z_{C1}} \times S_{n-1} \end{cases} \quad (1.19)$$

Le $n^{i\grave{e}me}$ terme de la suite est donc :

$$S_n = \left(\frac{Z_{C2}}{Z_{C1}} \right)^{n-1} \times z_{C2} \quad (1.20)$$

où z_{C2} est l'impédance réduite Z_{C2} par rapport à Z_{C0} . Le rapport $r_z = Z_{C2}/Z_{C1}$ étant supérieur à 1, le TOS sur chaque tronçon est une fonction croissante comme la puissance du nombre de tronçons. Dans le cas de la figure 1.16, on a :

$$S_6 = \left(\frac{Z_{C2}}{Z_{C1}} \right)^5 \times z_{C2} \quad (1.21)$$

$S_6 = S_6'$ car il n'y a pas de rupture d'impédance. A partir de S_6 , la suite de tronçons vient à s'inverser pour constituer la structure BIP. Le mécanisme de transformation d'impédance engendre sur les tronçons successifs la décroissance inverse du TOS, pour procurer à l'entrée du système une impédance réelle égale à Z_{C0} . Mais cette condition n'est réalisée que pour les fréquences telles que les tronçons soient exactement quart d'onde. Dans la partie droite, les tronçons d'impédance caractéristique Z_{C2} sont chargés (extrémité vers la charge) par un minimum d'impédance transformé en un maximum à leur entrée. Dans la partie gauche, les tronçons d'impédance caractéristique Z_{C2} , chargés par un maximum d'impédance, transforment ce dernier en son minimum correspondant à l'entrée. L'ordre du centre de la figure vers la gauche suit donc l'ordre inverse de la partie droite, redonnant un TOS S_0 à l'entrée. Lorsque le signal à l'entrée du dispositif est à une fréquence légèrement décalée par rapport à celle correspondant au quart de longueur d'onde, la relation de transformation d'impédance diffère légèrement de la transformation en $\lambda/4$ si bien que l'écart entre les impédances d'entrée/sortie des tronçons et les références Z_{MIN} et Z_{MAX} va rapidement se modifier, entraînant un coefficient de réflexion à l'entrée tendant très rapidement vers 1. En d'autres termes, lorsque l'on fournit à l'entrée à gauche une onde incidente, la tension totale à l'entrée résulte de la superposition des ondes multiples réfléchies à chaque rupture d'impédance caractéristique. Si les phases respectives de ces ondes ne sont pas synchronisées convenablement, l'onde réfléchie sur le tronçon le plus à gauche peut devenir rapidement égale en module à l'onde incidente. Il y a alors réflexion totale.

Lorsque la ligne est à faibles pertes, d'une part les amplitudes des ondes multiples réfléchies ne seront plus suffisantes pour assurer une transmission totale à la charge à la fréquence de résonance ; et d'autre part les impédances caractéristiques ne sont plus strictement réelles et la constante de propagation γ n'est plus imaginaire pure, ce qui induit des déphasages entre les ondes multiples et donc dégrade fortement les performances du filtre. Cet aspect des pertes est capital car il guide nos choix de topologie de filtre (cf. § 1.6) pour réaliser la modulation d'impédance caractéristique.

Conclusion de l'analyse

Les paramètres clés de ce type de structure sont la valeur du saut d'impédance $r_Z = Z_{C2} / Z_{C1}$ entre 2 tronçons adjacents, l'impédance de normalisation $Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}}$ et le nombre de cascades (nombre de passages de Z_{C1} à Z_{C2}). En effet, la résonance est fonction du rapport r_Z élevé à la puissance du nombre de cascades. Pour une sélectivité recherchée, le nombre nécessaire de cascades sera d'autant plus faible que le rapport r_Z sera élevé. Cette configuration est intéressante (faible nombre de cascades) car elle permettra de minimiser les pertes dans le filtre.

Le dernier élément du microcapteur est le microbolomètre résistif présenté au paragraphe suivant.

1.4.3 Microbolomètre résistif

Dans notre application, le rayonnement détecté par l'antenne et filtré sera converti en tension par un bolomètre résistif non refroidi. Ce paragraphe présente, dans un premier temps, la structure générale d'un bolomètre résistif à couplage direct ainsi que ses performances (sensibilité, bruit). Il montre ensuite comment l'optimisation de ces performances dans le cadre de notre application nous a conduits à opter pour un bolomètre résistif sur membrane de LSMO, couplé à l'antenne en V via le filtre sélectif.

Description du bolomètre résistif

Le bolomètre résistif est composé d'un absorbant de coefficient d'absorption η_{abs} (métal noir, antenne, cavité, cornet, etc.) et d'un thermomètre résistif $R(T)$ tous deux reliés à un réservoir de chaleur de température par un pont thermique (figure 1.19). La conductance thermique de ce lien thermique est notée G [W.K^{-1}] et la chaleur spécifique globale de l'absorbant C_T [J.K^{-1}]. Le thermomètre résistif $R(T)$ est quant à lui caractérisé par son coefficient de température $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ [K^{-1}].

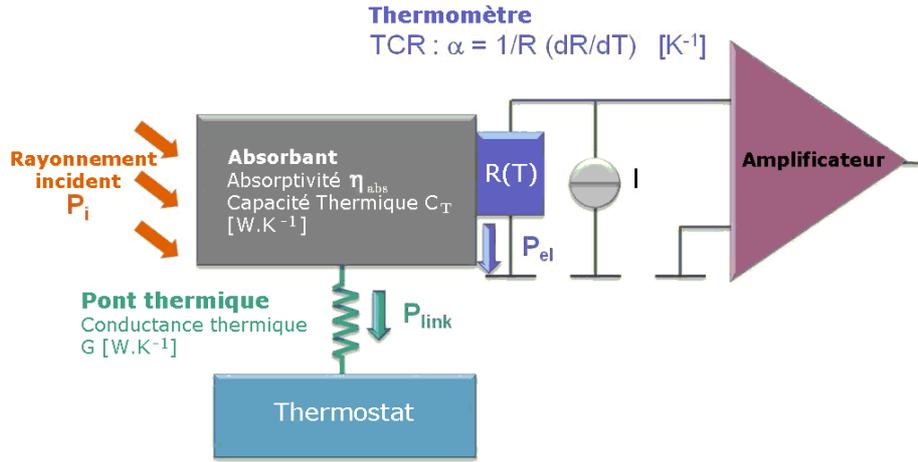


Figure 1.19 : Schéma d'un bolomètre résistif.

Dans la configuration illustrée en figure 1.19, le thermomètre $R(T)$ étant polarisé par un courant I , une puissance $P_{el} = RI^2$ due à la polarisation est dissipée par effet Joule. La sensibilité du bolomètre $R_V(f) = \frac{\partial V}{\partial P}(f)$ peut s'écrire :

$$R_V(f) = \frac{\eta_{abs} \times I}{G_{eff}} \times \frac{dR}{dT} \times \frac{1}{1 + j2\pi f \tau_{eff}} \quad (1.22)$$

où G_{eff} et τ_{eff} sont les conductance et constante de temps efficaces du bolomètre définies par :

$$\begin{cases} G_{eff} = G - \alpha \cdot P_{el} \\ \tau_{eff} = \frac{C_T}{G_{eff}} \end{cases} \quad (1.23)$$

Limite de détection du bolomètre résistif

Les principaux facteurs de mérite des bolomètres sont la puissance équivalente de bruit NEP [W/\sqrt{Hz}] et la détectivité spécifique D^* [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]. Le NEP correspond à la plus faible variation de puissance incidente détectable par le bolomètre dans une bande passante de 1 Hz, pour un rapport signal sur bruit égal à 1 :

$$NEP(f) = \frac{e_{ne}(f)}{R_V(f)}, \quad (1.24)$$

$e_{ne}(f)$ étant la densité spectrale de tension de bruit équivalente du thermomètre et de l'amplificateur. Au niveau élémentaire de cette modélisation, le NEP peut se mettre sous la forme :

$$NEP(f) = \frac{\sqrt{S_V(f) + 4k_B TR + e_n^2(f)}}{\alpha \times \sqrt{R} \times \sqrt{P_{el}}} \times \frac{G_{eff}}{\eta_{abs}} \times (1 + j2\pi f \tau_{eff}) \quad (1.25)$$

où $S_V(f)$, $4k_B TR$ et $e_n^2(f)$ sont respectivement les densités spectrales en tension du bruit excédentaire basse fréquence du thermomètre, du bruit de Johnson du thermomètre

(k_B étant la constante de Boltzmann), du bruit en entrée de l'amplificateur. Quant à la détectivité spécifique, elle est particulièrement intéressante pour comparer des bolomètres de surfaces différentes. Pour un bolomètre de surface sensible A , la détectivité spécifique est définie par :

$$D^*(f) = \frac{\sqrt{A}}{\text{NEP}(f)} \quad (1.26)$$

D'après l'expression (1.25), minimiser la conductance thermique G_{eff} permet d'optimiser la sensibilité d'un bolomètre non refroidi. Ainsi, la pratique est de fixer la puissance P_{el} à la plus forte valeur possible tout en restant suffisamment éloigné de l'emballement thermique ($G_{\text{eff}} = 0$) (cf. (1.23)) : ceci conduit à un courant de polarisation généralement fixé à :

$$I = \sqrt{\frac{0,3 G}{dR/dT}} \quad (1.27)$$

La recherche d'une faible conductance thermique conduit alors à des structures sur membrane. Toutefois, afin que cette faible conductance ne conduise pas à des constantes de temps prohibitives, la chaleur spécifique de l'absorbant C doit être elle-même faible. Cette dernière condition conduit à des dispositifs de taille réduite dont la surface de détection doit cependant être suffisante pour respecter la limite de diffraction $S \cdot \Omega_B > \lambda^2$ où Ω_B est l'angle solide du bolomètre.

Choix du LSMO pour la conception du bolomètre

Le composé ferromagnétique $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO) présente une température de Curie de 360 K (figure 1.20.a) [Yang2003], la plus élevée parmi les manganites. Cela permet de l'utiliser dans la réalisation de dispositifs à température ambiante. En outre, il a été montré qu'une conductance de 10^{-3} W.K^{-1} d'un thermomètre LSMO sur substrat pouvait être réduite d'un facteur 1000 pour une structure identique sur membrane [Méchin2005]. Aussi envisageons-nous de graver nos thermomètres dans des couches de LSMO (ce qui permet de supposer le coefficient α positif). Des thermomètres LSMO sur substrat ont été caractérisés au sein du laboratoire. Plusieurs facteurs nous ont conduits à retenir ce matériau pour la fabrication du bolomètre :

- la valeur élevée de son coefficient de température $\alpha = 0,02 \text{ K}^{-1}$ à la transition métal/isolant qui intervient au voisinage de la température ambiante ;

- la faible valeur du niveau de bruit électrique des couches minces LSMO à basse fréquence : $\text{NET}(10 \text{ Hz}) = 6.10^{-7} \text{ K}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un courant de polarisation $I = 150 \mu\text{A}$ [Méchin2006], $\text{NET}(f)$ correspondant à la tension de bruit de la couche exprimée en termes de fluctuations de température soit : $\text{NET}(f) = e_{\text{ne}}(f)/[(\partial R/\partial T) \times I]$;

• moyennant une couche tampon adaptée, ce matériau peut être déposé sur substrat de silicium : les techniques standard de micro-usinage du substrat de silicium sont donc envisageables pour réaliser des dispositifs LSMO sur membrane.

En combinant son faible bruit intrinsèque et sa faible conductance thermique, le matériau LSMO est donc un bon candidat pour nos microbolomètres faible bruit, destinés à fonctionner à température ambiante : le NEP de bolomètres sur membrane serait de l'ordre de quelques $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 300 K et 30 Hz (figure 1.20.b) en supposant identiques les propriétés du LSMO sur substrat ou sur membrane (épaisseur du film $e = 50 \text{ nm}$, surface de détection $= 50 \times 50 \text{ }\mu\text{m}^2$, $\rho = 2 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$, $\alpha = 0,02 \text{ K}^{-1}$) [Gunther2009]. Le bruit de phonon ($\sqrt{4kT^2G}$) [Richards1994], ici négligé, ne modifie pas l'ordre de grandeur des NEP sur substrat ou sur membrane.

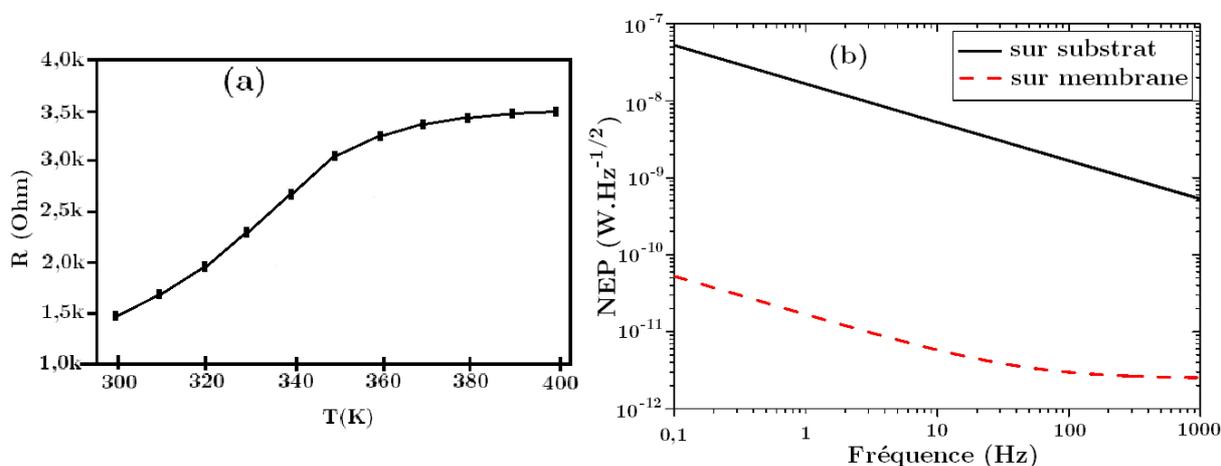


Figure 1.20 : (a) Résistance en fonction de la température d'un film de LSMO de dimensions $660\mu\text{m} \times 35\mu\text{m} \times 200\text{nm}$; (b) : Bolomètres LSMO sur substrat et sur membrane [Gunther2009]. Leur sensibilité (NEP) a été calculée notamment pour : $T = 300 \text{ K}$, $e = 50 \text{ nm}$, $\rho = 2 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$, $\alpha = 0,02 \text{ K}^{-1}$, $G = 10^{-3} \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}$ (LSMO sur substrat) et $10^{-6} \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}$ (LSMO sur membrane), $e_n = 2 \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{1/2}$ (e_n : tension de bruit de l'électronique de mesure).

Après la fabrication du premier démonstrateur, il s'agira de réaliser des détecteurs de COV dans le domaine submillimétrique. La solution, qui consiste à capter la puissance incidente grâce à une antenne planaire dont le bolomètre résistif constitue la charge, permet d'optimiser le couplage et de concevoir des charges de taille nanométrique. Cette architecture permet de limiter les pertes par rayonnement sous réserve de veiller à l'adaptation d'impédance. Pour concilier bonne sensibilité et fréquence de coupure raisonnable, nous avons donc opté pour un bolomètre résistif sur membrane de LSMO, couplé à l'antenne en V via le filtre sélectif.

1.4.4 Source THz

Ce paragraphe présente 3 sources THz de différents types : une source de type électronique (*la multiplication de fréquence*), une source de type optique (*Le Laser à cascade quantique LCQ*) et une source de type thermique (*le corps noir*).

a/ Source de type électronique : La multiplication de fréquence

La génération d'harmoniques par des composants non linéaires est une des techniques courantes pour produire les fréquences THz. Le composant le plus utilisé en multiplication de fréquences est la diode varactor Schottky dont les meilleurs rendements sont obtenus dans le cas d'un doublement de fréquence. En pratique, les harmoniques suivantes sont filtrées et des associations de plusieurs doubleurs permettent d'atteindre des fréquences plus hautes. Ainsi, 3 doubleurs montés en série ont permis d'obtenir 1 mW à 800 GHz à partir de 200 mW à 100 GHz, soit un rendement de 0,5% [Chattopadhyay2002]. D'autres chaînes de multiplication ont produit 3 μ W à 1740 GHz à température ambiante [Maestrini2004] ou encore 75 μ W à 1200 GHz et 100 nW à 2,7 THz [Uteza2005]. Il existe aussi la diode HBV (Hétérostructure Barrier Varactor) qui permet grâce à la symétrie de sa caractéristique capacité-tension $C(V)$ de filtrer naturellement les harmoniques paires et de réaliser des tripleurs ou des quintupleurs de fréquences sans polarisation continue [Kollberg1989]. Mélique *et al.* [Mélique1999] ont obtenu d'excellents résultats avec ce type de composant avec une valeur de 10 mW à 250 GHz sous 100 mW de pompe. L'avantage de la diode HBV par rapport à la diode Schottky réside dans la possibilité d'en empiler plusieurs sur substrat par épitaxie et d'augmenter les puissances de sortie. Les résultats de Rahal *et al.* [Rahal1995] montrent que l'empilement de 10 jonctions actives permet d'atteindre une puissance de sortie de 90 mW à 93 GHz.

b/ Source de type optique : Le LASER à cascade quantique (QCL : Quantum Cascade Laser)

Inventés en 1994 [Faist1994], les QCL sont devenus des sources de rayonnement importantes dans les domaines IR moyen et lointain. Dans les diodes laser classiques, la lumière est produite par la recombinaison des électrons et des trous à travers la bande d'énergie interdite existant entre les bandes de conduction et de valence du cristal : il s'agit d'une transition inter-bandes (figure 1.21.a). La séparation énergétique entre les deux bandes détermine alors la longueur d'onde du laser. Le principe du laser à cascade quantique (QCL) repose, quant à lui, sur l'emploi de transitions intra-bandes (figure 1.21.b). Ces transitions utilisent un seul type de porteurs : les électrons. Dans un QCL, les électrons commutent entre des états liés, créés par confinement quantique dans des couches alternées ultraminces, appelées puits quantiques, de matériaux semi-conducteurs. En jouant sur la structure des puits, il est possible d'avoir plusieurs niveaux d'énergie pouvant être occupés par un électron qui émet des photons lorsqu'il passe d'un état énergétique à un autre. L'espacement entre les états dé-

pend de la largeur du puits, et augmente quand la taille du puits diminue. Ainsi, la longueur d'onde d'émission ne dépend plus de la bande interdite des matériaux mais plutôt des épaisseurs des couches. Cela a permis la réalisation de lasers avec des longueurs d'onde d'émission de 3,5 à 24 μm en utilisant les mêmes semi-conducteurs de base (InGaAs et AlInAs déposés sur InP), ainsi que la réalisation de lasers émettant dans le THz dans le système de matériaux GaAs/AlGaAs. Les QCL fonctionnent à basse température jusqu'à 178 K [Belkin2008] à cause d'une énergie de transition optique entre les niveaux actifs plus faible que l'agitation thermique. Les puissances maximales atteintes sont d'environ 100 mW à 10 K.

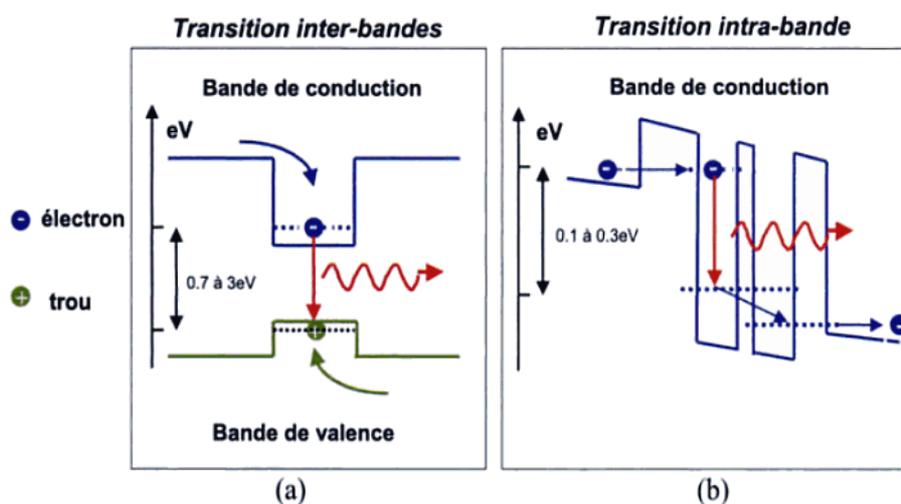


Figure 1.21 : Schéma (a) d'une transition inter-bande (rayonnement émis par la recombinaison d'une paire électron-trou) et (b) d'une transition intra-bande. On notera la différence d'énergie entre les niveaux quantifiés [Aspect2005].

c/ Source de type thermique : le corps noir

Un corps noir est une source électromagnétique large bande. Idéalement, c'est un objet qui absorbe toute l'énergie électromagnétique incidente et qui la réémet sous forme radiative à spectre continu de façon à garantir l'équilibre thermique. Le spectre d'émission du corps noir dépend de sa température selon les lois de Stefan, Wien et Planck. Dans la pratique, les sources disponibles ne suivent pas exactement les lois du corps noir, leurs rendements lumineux étant plus médiocres. Quelques corps noirs communément utilisés dans la spectrométrie infrarouge sont les suivants:

Filament de Nernst : c'est un petit tube de 2 mm de diamètre, et 3 à 4 cm de longueur, constitué d'un mélange d'oxydes réfractaires. Il nécessite un chauffage préalable à environ 300°C ainsi qu'une régulation en courant afin d'assurer une température quasiment constante. La puissance mise en jeu (40 à 60 W) n'impose pas de dispositif de refroidissement ;

Filament de nichrome : c'est un alliage non magnétique de nickel et de chrome largement utilisé comme résistance chauffante grâce à sa grande résistivité (près de 60 fois celle du cuivre). Le fil de nichrome est bobiné sur une plaque réfractaire et isolante et son émission infrarouge, située entre 2 et 15 μm , est suffisante pour les spectromètres classiques. Il est d'utilisation plus simple que le filament de Nernst car il ne nécessite ni préchauffage ni régulation en température ;

Global : c'est une baguette en carbure de silicium contenant aussi des oxydes réfractaires. Ses dimensions sont plus grandes que celles du filament de Nernst : diamètre de 5 à 7 mm, longueur de 4 à 7 cm. Par conséquent, le global a une surface émissive plus grande que les filaments. En outre, le global est conducteur à froid, et n'a donc pas besoin de dispositif de préchauffage. Il est chauffé entre 1 500 et 2 000 $^{\circ}\text{C}$, avec une consommation de 100 à 200 W, et doit donc être souvent refroidi par une circulation d'eau, ce qui est un inconvénient majeur.

1.4.5 Cellule gaz

L'absorption du rayonnement IR par le gaz à analyser se fait dans la cellule gaz dont le choix influe sur la sensibilité de la détection. En effet, la longueur de la cellule détermine le chemin optique du faisceau lumineux dans le gaz. Ce chemin ne doit être ni trop court car l'absorption du rayonnement par le gaz (Beer-Lambert) serait trop faible pour pouvoir quantifier le gaz, ni trop long car le flux transmis serait trop atténué. Dans certains systèmes, il est possible de régler le chemin optique (entre 0,75 et 50 m) sans modifier les dimensions de la cellule grâce à un système ajustable à réflexions multiples [Goure2008]. Par ailleurs, les conditions opératoires (pression, température) doivent être contrôlées car elles conditionnent la reproductibilité des mesures.

1.4.6 Système de conditionnement et d'acquisition du signal

Le signal transmis par le microcapteur est conditionné par une chaîne d'instrumentation : préamplificateur – amplificateur – CAN (convertisseur analogique – numérique). Le préamplificateur, situé au plus près du microbolomètre améliore le rapport signal/bruit de la mesure. L'amplificateur ajuste ensuite le niveau du signal pour le présenter dans de bonnes conditions au CAN qui génère alors une valeur numérique proportionnelle à la tension d'entrée. Toute cette opération améliore ainsi la résolution et la sensibilité de la mesure. Le signal numérisé est enfin acquis par un ordinateur qui stocke les données dont l'étude permettra l'identification et la quantification des COV présents dans l'échantillon gazeux analysé.

La partie suivante est consacrée à l'estimation des performances attendues du microcapteur inséré dans la chaîne de détection complète.

1.5 Estimation des performances du microcapteur pour le benzène

Les performances de la chaîne de détection sont estimées dans le cas d'une détection du benzène. Ces performances sont le facteur de qualité nécessaire pour sélectionner la bande fréquentielle à détecter et le temps d'acquisition. Le facteur de qualité sera déduit d'une analyse de courbes de spectroscopie d'absorption du benzène tirées d'une étude de W. Chen *et al.* dont les travaux ont porté sur la mesure de la concentration de benzène par spectroscopie d'absorption par laser à différence de fréquence au voisinage de 14,8 μm [Chen2000]. Quant au temps d'acquisition, son expression sera établie à partir d'une analyse de toute la chaîne de détection à laquelle seront appliquées les lois de Planck et de Beer-Lambert. La valeur du temps d'acquisition sera estimée pour un microcapteur ne présentant pas de pertes. Au chapitre 3 de ce manuscrit, il sera réexaminé en tenant compte des pertes (cf. § 3.6.1).

1.5.1 Facteur de qualité nécessaire

D'après les spectres des figures 1.22 et 1.23, la détection du benzène à 14,8 μm peut être effectuée dans l'air ambiant sous réserve de rendre négligeable la contribution des raies parasites du CO_2 (dioxyde de carbone) par le choix d'une résolution spectrale suffisante. La figure 1.23 correspond à un agrandissement de la figure 1.22 autour de la région spectrale voisine de 14,8 μm . Il apparaît que la bande spectrale du benzène située au voisinage de 14,8 μm est en fait constituée de plusieurs raies ayant quasiment la même amplitude, amplitude caractérisée par un coefficient d'extinction molaire $\epsilon_p = 13,5 \cdot 10^{-3} (\mu\text{mol}/\text{mol})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

Sur la même figure, 2 raies C_1 et C_2 du CO_2 sont situées respectivement à 14,791 μm et à 14,758 μm . Ces 2 raies ont un pouvoir absorbant 100 fois plus élevé que celui des raies du benzène [Chen2000]. Par conséquent, la résolution spectrale nécessaire est bornée par les raies C_1 et C_2 , ce qui conduit à une valeur $\Delta\lambda = 33 \text{ nm}$. Cette bande est centrée autour de $\lambda_b = 14,775 \mu\text{m}$ ce qui conduit à un facteur de qualité nécessaire (ou facteur de qualité minimum $Q_{\text{benzène_min}}$)

$$Q_{\text{benzène_min}} = \lambda_b / \Delta\lambda \approx 500 \quad (1.28)$$

Pour déterminer l'intensité du rayonnement absorbé par le benzène dans la bande choisie de largeur $\Delta\lambda$ nous devons déterminer l'aire sous les 4 raies du benzène comprises dans la bande.

Théoriquement, une raie spectrale peut être assimilée à une impulsion de Dirac. En pratique cela n'est pas le cas et l'élargissement des raies est due à 3 causes¹⁷: le principe d'incertitude à l'origine de la largeur naturelle, l'effet Doppler responsable de la largeur Doppler et les collisions entre les particules conduisant à la largeur Lorentz. En général, la largeur naturelle est négligeable devant les 2 autres. En outre, la largeur Lorentz dépendant de la pression du gaz (plus elle est faible et moins il y aura de collisions entre les particules), il est pos-

¹⁷ Voir Annexe A.1 Bande d'absorption

sible de la minimiser en se plaçant à une pression suffisamment faible. Ainsi, la largeur de la raie se résume à la largeur Doppler. Le profil des raies d'absorption est celui d'une gaussienne caractérisée par son amplitude a et sa largeur à mi-hauteur L_D . L'aire sous une gaussienne (intégrale sur l'ensemble des réels) étant égale¹⁸ à :

$$\text{Aire}_{\text{gaussienne}} = 1,07 \times a \times L_D \approx a \times L_D \quad [\text{u.a.}] , \quad (1.29)$$

il suffit donc de connaître leur amplitude ainsi que leur largeur à mi-hauteur. Pour simplifier les calculs, nous considérons que toutes les raies ont la même amplitude $\varepsilon(\lambda)$ et la même largeur à mi-hauteur e . L'aire totale A_t sous les pics s'obtient alors par l'expression suivante :

$$A_t = 4 \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot e \quad [(\mu\text{mol}/\text{mol})^{-1}] \quad (1.30)$$

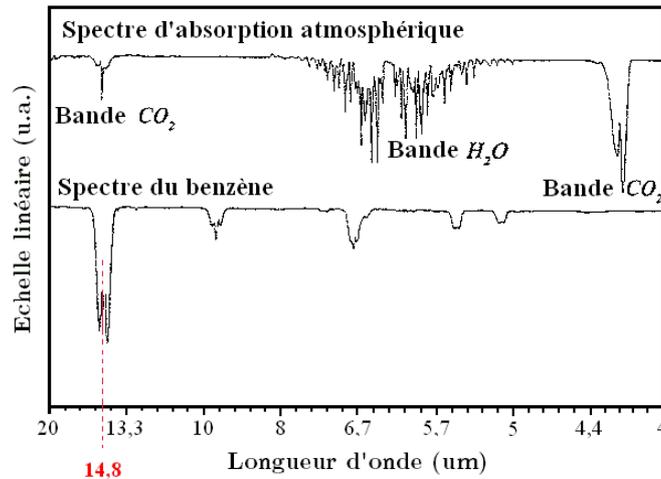


Figure 1.22 : Spectre d'absorption du benzène en présence d'eau (H_2O) et de dioxyde de carbone (CO_2) pour des longueurs d'onde comprises entre 4 et 20 μm [Chen2000].

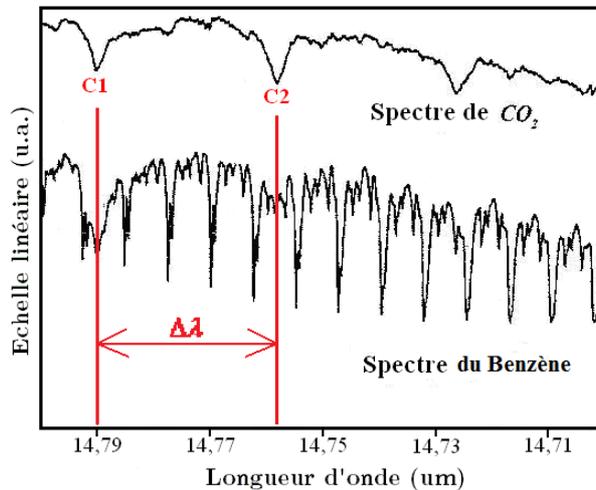


Figure 1.23 : Spectres d'absorption du benzène et du dioxyde de carbone entre 14,71 et 14,79 μm [Chen2000]. Les 2 spectres, d'échelle différente, sont décalés verticalement pour faciliter la lisibilité.

¹⁸ Voir Annexe A.3 Aire d'une gaussienne

1.5.2 Temps d'acquisition du microcapteur sans pertes avec un corps noir

D'après la loi de Planck, la luminance énergétique monochromatique $L_0(\lambda)$ du corps noir est donnée par :

$$L_0(\lambda) = \frac{2 \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{k_B \cdot T \cdot \lambda}\right) - 1} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (1.31)$$

où $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière, $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ est la constante de Planck, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ est la constante de Boltzmann, λ est la longueur d'onde, T est la température en Kelvin.

La luminance du corps noir croît donc avec la fréquence (1.31) ce qui en fait une source intéressante en terme de puissance à 20 THz. La figure 1.24 montre le schéma fonctionnel de la chaîne de détection envisagée.

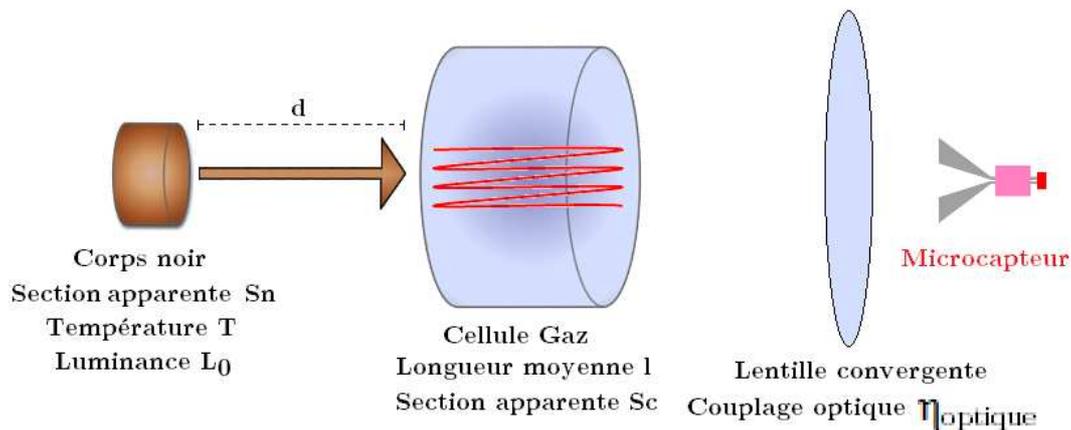


Figure 1.24 : Schéma fonctionnel de la chaîne de détection envisagée.

La section apparente ou surface d'émission du corps noir est notée S_n . En supposant cette surface perpendiculaire à l'axe corps noir-cellule gaz, l'intensité lumineuse $I_0(\lambda)$ émise par le corps noir par :

$$I_0(\lambda) = L_0(\lambda) \cdot S_n \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (1.32)$$

d étant la distance entre la source et la cellule gaz, l'éclairement énergétique monochromatique $E_C(\lambda)$ à l'entrée de cette dernière s'écrit (loi de Bouguer) :

$$E_C(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{d^2} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (1.33)$$

La cellule gaz ayant une section apparente S_C considérée perpendiculaire à l'axe "corps noir – cellule gaz", l'intensité lumineuse $I_C(\lambda)$ reçue est :

$$I_C(\lambda) = E(\lambda) \cdot S_C \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (1.34)$$

Le faisceau traverse la cellule gaz de longueur moyenne l contenant un gaz de concentration C et de coefficient d'extinction molaire $\epsilon(\lambda)$. D'après la loi de Beer-Lambert, la différence d'intensité $\Delta I(\lambda)$ entre le faisceau sans absorption et le faisceau transmis après avoir traversé la cellule gaz s'exprime, au premier ordre, par :

$$\Delta I(\lambda) = I_C(\lambda) \cdot C \cdot l \cdot \epsilon(\lambda) \cdot \ln(10) \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (1.35)$$

ce qui conduit à la différence de puissance ΔP dans la bande $\Delta\lambda$ centrée sur une raie caractéristique λ_c :

$$\Delta P = \int_{\Delta\lambda} \Delta I(\lambda) \, d\lambda \quad [\text{W}] \quad (1.36)$$

Le rôle de la lentille convergente est de coupler au mieux cette puissance au microcapteur. La lentille est positionnée de façon à ce que son foyer image soit situé dans le plan de détection du microcapteur. Le couplage optique dû à la lentille étant noté η_{optique} , la variation de puissance reçue au niveau du microcapteur ΔP_{mic} est donnée par :

$$\Delta P_{\text{mic}} = \eta_{\text{optique}} \cdot \Delta P \quad [\text{W}] \quad (1.37)$$

Finalement, ΔP_{mic} s'écrit en supposant que $L_0(\lambda)$ est constant sur la bande $\Delta\lambda$:

$$\Delta P_{\text{mic}} = \eta_{\text{optique}} \cdot \frac{S_n \cdot S_C}{d^2} \cdot C \cdot l \cdot \ln(10) \int_{\Delta\lambda} L_0(\lambda) \cdot \epsilon(\lambda) \cdot d\lambda \quad [\text{W}] \quad (1.38)$$

Nous calculons l'intégrale de l'expression (1.38) sur une bande $\Delta\lambda = 33 \text{ nm}$ autour de $\lambda_b = 14,775 \text{ }\mu\text{m}$. Dans cette bande étroite de détection, la luminance $L_0(\lambda)$ du corps noir variant peu, elle peut être supposée constante et définie par $L_0(\lambda_b)$. Concernant le coefficient d'absorption molaire du benzène dans cette fenêtre spectrale (figure 1.23), les 4 raies d'absorption sont assimilables à 4 gaussiennes d'amplitude $\epsilon_p = 13,5 \cdot 10^{-3} (\mu\text{mol} / \text{mol})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ [Rinsland2008] et de largeur à mi-hauteur $e = 2 \text{ nm}$, estimée à partir de la figure 1.23 [Chen2000].

Dans ces conditions nous avons l'expression suivante :

$$\int_{\Delta\lambda} \epsilon(\lambda) \cdot d\lambda = 4 \cdot \epsilon_p \cdot e \quad [(\mu\text{mol} / \text{mol})^{-1}] \quad (1.39)$$

Par suite, l'expression approchée de ΔP_{mic} exprimée en (1.38) devient :

$$\Delta P_{\text{mic}} = \eta_{\text{optique}} \cdot \frac{S_n \cdot S_C}{d^2} \cdot C \cdot l \cdot \ln(10) \cdot L_0(\lambda_b) \cdot 4 \cdot \epsilon_p \cdot e \quad [\text{W}] \quad (1.40)$$

Par ailleurs, la plus petite variation de puissance ΔP_{min} détectable par le microcapteur est donnée par sa puissance équivalente de bruit ou NEP (Noise Equivalent Power) $[\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}]$ selon l'expression :

$$\Delta P_{\min} = \text{NEP} \cdot \sqrt{B_{\text{eq}}} \quad [\text{W}] \quad (1.41)$$

avec B_{eq} la bande équivalente de bruit du microcapteur et de son électronique de conditionnement. En considérant ce système du premier ordre, nous pouvons écrire que :

$$B_{\text{eq}} = \frac{\pi}{2} \cdot f_c \quad [\text{Hz}] \quad (1.42)$$

t_m étant le temps de montée du bolomètre associé à son électronique, la fréquence de coupure f_c est définie par :

$$f_c = \frac{0,35}{t_m} \quad [\text{Hz}] \quad (1.43)$$

Dans le meilleur des cas, le temps d'acquisition du microcapteur t_{acq} est égal à t_m d'où :

$$P_{\min} = \text{NEP} \times \sqrt{\frac{0,35 \cdot \pi}{2 \cdot t_{\text{acq}}}} \quad [\text{W}] \quad (1.44)$$

Finalement, nous obtenons une expression de la concentration minimale détectable C_{\min} en fonction du temps d'acquisition t_{acq} en posant : $\Delta P_{\text{mic}}|_{\min} = P_{\min}$ pour $C = C_{\min}$:

$$C_{\min} = \frac{\text{NEP}}{\eta_{\text{optique}} \cdot L_0(\lambda_b) \cdot \frac{S_n \cdot S_C \cdot \ln(10)}{d^2} \cdot 1.4 \cdot \epsilon_p \cdot e} \cdot \sqrt{\frac{0,35 \cdot \pi}{2 \cdot t_{\text{acq}}}} \quad [\text{g} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (1.45)$$

A ce stade, nous pouvons définir 2 quantités :

$$\begin{cases} P_0(\lambda_b) = S_n \cdot L_0(\lambda_b) \cdot 4 \cdot e \quad [\text{W}] \\ K_{\text{sp}} = \frac{\text{NEP}}{\eta_{\text{optique}} \cdot 1 \cdot \frac{\ln(10)}{d^2} S_C} \cdot \sqrt{\frac{0,35 \cdot \pi}{2}} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}] \end{cases} \quad (1.46)$$

- $P_0(\lambda_b)$ est équivalent à la puissance émise par le corps noir dans la fenêtre spectrale $4 \cdot e$ centrée sur λ_b .

- K_{sp} est lié à la sensibilité du microbolomètre (NEP) ainsi qu'aux caractéristiques de la cellule gaz et du banc optique. Cette quantité ne tient pas compte des pertes dans le microcapteur d'où l'indice "sp" qui signifie sans pertes.

L'équation (1.45) devient alors :

$$C_{\min} \cdot P_0(\lambda_b) \cdot \epsilon_p \cdot \sqrt{t_{\text{acq_sp}}} = K_{\text{sp}} \quad (1.47)$$

La source THz étant un corps noir à 1800 K de luminance notée $L_0(\lambda_b = 14,775 \mu\text{m})$, le temps d'acquisition nécessaire pour atteindre le seuil réglementaire $C_{\min} = 5 \mu\text{g} / \text{m}^3$ (norme officielle en vigueur à partir de 2010) sera déterminé en adoptant les valeurs suivantes de la chaîne de détection :

- NEP= de $10 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ (compatible avec les performances des bolomètres couplés (§ 1.4)),
- η_{optique} le couplage optique entre la cellule gaz et l'antenne, $\eta_{\text{optique}} = 10\%$,
- $L_0(\lambda_b = 14,78 \text{ }\mu\text{m}) = 2,37.10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$, valeur obtenue par la loi de Planck à 1800 K,
- S_n la section apparente du corps noir, $S_n = 1,26.10^{-3} \text{ m}^2$ (Corps noir LANDCAL R1500T),
- S_C la section apparente de la cellule gaz, nous posons $S_C = S_n$,
- d la distance entre la source et la cellule gaz, $d = 1 \text{ m}$,
- l la longueur moyenne de la cellule gaz, $l = 1 \text{ m}$,
- ϵ_p le coefficient d'extinction molaire d'une valeur de $13,5.10^{-3} (\mu\text{mol} / \text{mol})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ soit $3,9 (\text{g} \cdot \text{m}^{-3})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$,
- $e = 2 \text{ nm}$ l'élargissement à la base des raies du benzène.

Le NEP est ici fixé à sa valeur expérimentale optimale. Les performances de la chaîne seront toutes calculées pour la même configuration. Compte tenu des valeurs numériques précédentes, nous obtenons les valeurs suivantes pour $C_{\min} = 5 \text{ }\mu\text{g} / \text{m}^3$:

$$\begin{cases} P_0(\lambda_b) = S_n \cdot L_0(\lambda_b) \cdot 4 \cdot e = 2,4 \text{ mW} \\ K_{\text{sp}} = 2,55.10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}} \\ t_{\text{acq_sp_benzène}} = 0,3 \text{ s} \\ C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq_sp_benzène}}} \approx 3 \text{ }\mu\text{g} \cdot \text{s}^{1/2} / \text{m}^3 \end{cases} \quad (1.48)$$

La valeur du facteur de mérite est très prometteuse comparativement aux performances des détecteurs utilisant les méthodes optiques comme la FTIR ou la DOAS. Les différents facteurs de mérite sont comparés au Tableau 1.3.

Méthode	$C_{\min} (\mu\text{g} / \text{m}^3)$	$t_{\text{acq}} (\text{s})$	$C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq}}} (\mu\text{g} \cdot \text{s}^{1/2} / \text{m}^3)$	Références
FTIR	12,5	10^{-2}	1,25	[Fateley1995]
DOAS	0,6	60	4,65	[Volkamer1998]
Microcapteur (sans pertes)	5 (norme en vigueur)	0,3	3	

Tableau 1.3 : Comparaison des performances estimées du Microcapteur avec les méthodes optiques les plus performantes : FTIR, DOAS, LIDAR-DIAL

Le microcapteur proposé pourrait se positionner clairement comme une alternative aux détecteurs existants. La question des limitations, notamment dues aux pertes dans cha-

que élément du microcapteur, est traitée en profondeur au chapitre 2 de ce manuscrit. Toutefois, avant d'y arriver, le paragraphe suivant présente les différentes pertes auxquelles nous serons confrontés dans la conception de notre microcapteur.

1.5.3 Pertes dans le microcapteur

Du point de vue des mécanismes de transport de l'énergie électromagnétique, le microcapteur est le siège de plusieurs types de pertes. Ce sont principalement les pertes par conduction Π_c , les pertes diélectriques Π_d , les pertes par rayonnement $\Pi_{\text{rayonnement}}$, les pertes par réflexion $\Pi_{\text{réflexion}}$ et les pertes par réfraction $\Pi_{\text{réfraction}}$.

Les pertes de conduction Π_c , encore appelées pertes métalliques, résistives ou Joule, sont dues à la conductivité finie des conducteurs, à l'effet de peau et à la rugosité de la surface des conducteurs [Wadell1991]. Quant aux pertes diélectriques Π_d , elles sont liées à l'absorption dans le diélectrique. Cette absorption, due à la relaxation diélectrique, est modélisée par l'angle de pertes $\tan(\delta)$. Les pertes par rayonnement $\Pi_{\text{rayonnement}}$ sont associées en général aux discontinuités des lignes de transmission. Enfin, les pertes par réflexion $\Pi_{\text{réflexion}}$ et par réfraction $\Pi_{\text{réfraction}}$ sont liées au changement de milieu de propagation des ondes. Ces 2 derniers types de pertes interviendront exclusivement dans le cas de l'antenne en V (cf. § 2.3.1). Les expressions analytiques des pertes métalliques, diélectriques et par rayonnement sont données puis évaluées au chapitre 2 pour les technologies CPS (antenne en V) et Microstrip (filtre BIP). Celles des pertes par réflexion et par réfraction seront établies par nos soins à partir des équations de Fresnel. Des techniques de réduction de toutes ces pertes seront également exposées.

Il existe d'autres types de pertes dont nous ne tiendrons pas compte. Ce sont les pertes par fuite dans le substrat (leakage losses), les pertes magnétiques et les pertes par ondes de surface. Les premières n'interviendront pas car notre conception ne fait pas intervenir de substrat semiconducteur. Les secondes ne seront pas prises en compte à ce stade de la conception car ni l'antenne ni le filtre ne fait l'emploi de matériaux magnétiques. Toutefois, au stade de la fabrication, les pertes magnétiques seront considérées pour le bolomètre car le LSMO possède des propriétés magnétiques. Quant aux pertes par ondes de surface, elles seront négligées puisque la configuration de notre microcapteur (éléments plans sur membrane) ne permettra pas leur émergence. Ces pertes seront néanmoins abordées dans l'état de l'art sur les antennes plans (cf. § 2.2.2).

1.5.4 Effet des pertes sur le temps d'acquisition du microcapteur

Les pertes dans le microcapteur peuvent avoir un effet désastreux sur son temps d'acquisition. En effet, pour une concentration donnée d'un gaz donné avec une puissance de source donnée, le temps d'acquisition croît rapidement avec le niveau des pertes. Pour formaliser ce point, nous définissons la quantité K_{ap} (l'indice "ap" signifiant avec pertes) selon l'expression suivante :

$$K_{ap} = \frac{NEP}{\eta_{global} \cdot l \cdot \frac{\ln(10)}{d^2} S_C} \cdot \sqrt{\frac{0,35 \cdot \pi}{2}} \quad [W \cdot m^{-1} \cdot Hz^{-\frac{1}{2}}] \quad (1.49)$$

où η_{global} est le rendement de couplage global entre la puissance incidente depuis la cellule gaz et la puissance transmise à la charge bolométrique. Il est donc défini comme suit :

$$\begin{cases} \eta_{global} = \eta_{optique} \times \eta_{microcapteur} \\ \text{avec } \eta_{microcapteur} \leq 1 \end{cases} \quad (1.50)$$

K_{ap} s'écrit donc en fonction de K_{sp} (défini en (1.46)) selon l'expression suivante :

$$K_{ap} = K_{sp} \times \frac{\eta_{optique}}{\eta_{global}} = K_{sp} \times \frac{1}{\eta_{microcapteur}} \quad [W \cdot m^{-1} \cdot Hz^{-\frac{1}{2}}] \quad (1.51)$$

Nous déduisons d'après (1.47) et (1.51) qu'à configuration identique (même puissance de source et même concentration du gaz), le temps d'acquisition avec pertes t_{acq_ap} s'exprime en fonction du temps d'acquisition sans pertes t_{acq_sp} selon l'équation suivante :

$$t_{acq_ap} = t_{acq_sp} \times \frac{1}{(\eta_{microcapteur})^2} \quad [s] \quad (1.52)$$

Il est donc impératif pour nous de contenir au mieux les pertes dans le microcapteur afin de pouvoir réaliser un suivi en temps réel des gaz visés.

L'étude détaillée des pertes au chapitre 2 montrera que le filtre sélectif BIP est le siège des pertes les plus importantes (cf. § 2.6.6). La description du filtre au § 1.4.2 a montré qu'une solution pour y minimiser les pertes consiste à limiter le nombre de périodes d'alternance (Z_{C1} à Z_{C2} et inversement). Cela suppose aussi un rapport d'impédances $r_Z = Z_{C2} / Z_{C1}$ suffisamment important, puisque la sélectivité est fonction de ce rapport élevé à la puissance du nombre de cascades. La valeur de r_Z ainsi que sa plage d'évolution dépendent étroitement de la topologie choisie pour le filtre BIP. Le paragraphe suivant présente 2 topologies différentes du filtre BIP dans lesquelles la sélectivité est obtenue de différentes manières.

1.6 Choix de la topologie du filtre sélectif et couplage Antenne - Filtre

Ce paragraphe décrit 2 topologies de filtres BIP. Dans la première topologie, la sélectivité du filtre est obtenue grâce à une modulation géométrique des conducteurs d'une ligne CoPlanar Waveguide (CPW). Ce type de filtre, étudié par G. Le Dem pendant sa thèse [Le-Dem2007], a montré des limitations qui nous ont amenés à proposer une nouvelle topologie, réalisée en technologie Microstrip et dans laquelle la sélectivité est obtenue grâce à une modulation de la permittivité du diélectrique. Après une présentation de ces 2 architectures de filtre BIP, une analyse qualitative de chacune d'elle est effectuée.

Cette sixième partie s'achèvera sur la nécessité de l'utilisation d'une transition CPS – Microstrip afin de coupler l'antenne (conçue en technologie CPS) et le filtre (technologie Microstrip).

1.6.1 Topologie 1 : modulation géométrique des conducteurs

Dans cette topologie de filtre, le passage de Z_{C1} à Z_{C2} (et inversement) est basée sur le changement de la largeur des conducteurs extérieurs (plans de masse) d'une ligne de technologie CPW ici décrite.

La ligne de transmission CPW

La ligne de transmission CPW a été conçue par C. P. Wen en 1969 [Wen1969]. Cette ligne, représentée à la figure 1.25 (a) est complémentaire de la ligne CPS décrite au § 1.4.1. La ligne CPW est composée de 3 rubans métalliques d'épaisseur t posés sur un substrat d'épaisseur h , de permittivité ϵ_r et d'angle de pertes $\tan(\delta)$. Le ruban du milieu, de largeur a , est le conducteur central. Les rubans métalliques extérieurs constituent les plans de masse. Ils se trouvent à une distance $(b-a)/2$ du conducteur central. La ligne de transmission CPW supporte idéalement 2 modes de propagation. Le premier mode est un mode impair quasi-TEM ou mode CPW, non dispersif en dessous du THz et adapté à la propagation des ondes hyperfréquences. Le second mode est un mode pair quasi-TE ou mode « slot-line », très dispersif et par conséquent considéré comme un mode parasite à filtrer. Les lignes de champs \mathbf{E} et \mathbf{H} du mode CPW sont représentées à la figure 1.25 (b).

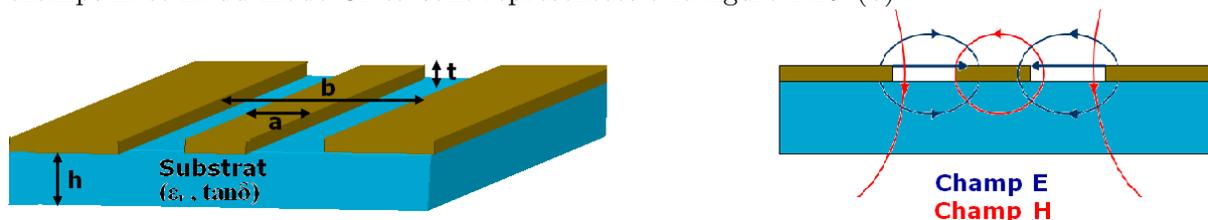


Figure 1.25 : (a) Vue en perspective de la ligne CPW, (b) Coupe transversale de la ligne CPW : représentation des lignes de champ \mathbf{E} et \mathbf{H} .

L'impédance caractéristique Z_C^{CPW} d'une ligne CPW est donnée par :

$$Z_C^{\text{CPW}} = \frac{30 \pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{K(k_0')}{K(k_0)} \quad [\Omega] \quad (1.53)$$

où K est l'intégrale elliptique complète du premier ordre. Les quantités ϵ_{eff} , k_0 et k_0' sont les mêmes que pour la ligne CPS¹⁹ conformément à l'annexe B.2 et définies par les expressions (1.4), (1.5), (1.6), (1.7).

Filtre BIP 1D en technologie CPW (CoPlanar Waveguide)

Le filtre BIP en technologie CPW est constitué d'une succession de tronçons de ligne CPW. La figure 1.26 représente une vue de dessus de ce filtre où 2 réjecteurs encadrent un résonateur central de longueur $\lambda/2$ et caractérisé par le triplet (Z_{C1}, a, b_1) . Les réjecteurs sont constitués d'une succession de tronçons $\lambda/4$ - appelés *Tronçon 1* et *Tronçon 2* (figure 1.26) - qui sont respectivement définis par les triplets (Z_{C1}, a, b_1) et (Z_{C2}, a, b_2) . Ainsi, l'écartement entre le conducteur central et les conducteurs extérieurs du filtre alterne entre les valeurs $(b_1 - a)/2$ et $(b_2 - a)/2$. Il en résulte une alternance des impédances caractéristiques différentes Z_{C1} et Z_{C2} . Le rapport des impédances $r_Z = Z_{C2}/Z_{C1}$ ainsi que le nombre d'alternance d'une impédance à l'autre déterminera alors la sélectivité du filtre. Les performances et les faiblesses de cette architecture de filtre BIP seront présentées au § 1.6.3.

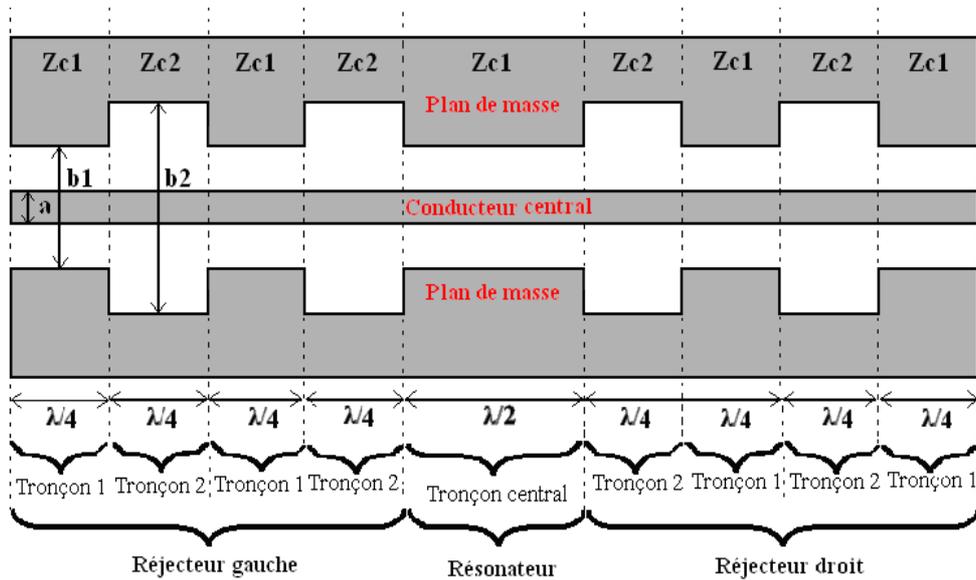


Figure 1.26 : Vue de dessus d'un filtre BIP en technologie CPW. (Le substrat n'est pas représenté). Pour chaque réjecteur, le nombre de cascades est de 4. Les tronçons d'adaptation d'impédance Z_{C0} ne sont pas représentés.

¹⁹ Voir Annexe B.2 Modélisation de la ligne CPW

1.6.2 Topologie 2 : modulation de permittivité du diélectrique

Dans cette seconde topologie de filtre, l'alternance d'impédance caractéristique (Z_{C1} à Z_{C2} , et inversement) joue sur la variation de diélectrique d'une ligne Microstrip. Après la description de la technologie de ligne Microstrip, le filtre BIP réalisé dans cette technologie sera présenté.

La ligne Microstrip

La ligne Microstrip est très utilisée pour transporter les signaux hyperfréquences. Cette ligne de transmission, représentée figure 1.27 (a), offre une grande flexibilité de réalisation et d'intégration de nombreux composants micro-ondes (antennes, filtres, coupleurs...). Elle est constituée d'un ruban métallique de largeur W et d'épaisseur t posé sur la face supérieure d'un matériau diélectrique d'épaisseur h , de permittivité ϵ_r et d'angle de pertes $\tan(\delta)$. La face inférieure est recouverte d'un plan de masse métallique. La ligne Microstrip est le siège d'une onde électromagnétique dont le mode fondamental est un mode quasi-TEM dont les lignes des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont dessinées sur la figure 1.27 (b).

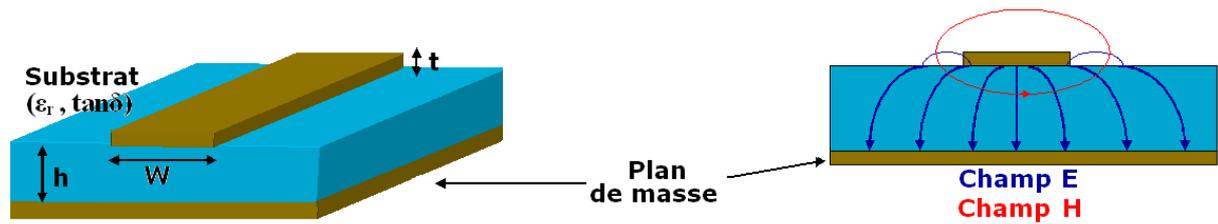


Figure 1.27 : (a) Vue en perspective de la ligne Microstrip, (b) Coupe transversale de la ligne Microstrip : représentation des lignes de champ E et H .

L'impédance caractéristique de la ligne Microstrip, établie par Hammerstad et Jensen [Hammerstad1980] est donnée par :

$$Z_C^{\text{ustrip}} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \ln \left(\frac{g(u)}{u} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u} \right)^2} \right) \quad (1.54)$$

$$\text{où } u = \frac{W}{h} \text{ et } g(u) = 6 + (2\pi - 6) \exp \left[- \left(\frac{30,666}{u} \right)^{0,7528} \right] \quad (1.55)$$

La permittivité effective de la ligne Microstrip est donnée par [Hammerstad1980] :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u} \right)^{-a(u) \cdot b(\epsilon_r)} \quad (1.56)$$

$$\text{avec } \begin{cases} a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \left(\frac{u^4 + \left(\frac{u}{52}\right)^2}{u^4 + 0,432} \right) + \frac{1}{18,7} \ln \left(1 + \left(\frac{u}{18,1}\right)^3 \right) \\ b(\epsilon_r) = 0,564 \left(\frac{\epsilon_r - 0,9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0,053} \end{cases} \quad (1.57)$$

Filtre BIP 1D en technologie Microstrip

Dans la topologie proposée en figure 1.28, le ruban conducteur de largeur W constante est déposé sur un substrat d'épaisseur h également constante dont la face inférieure est métallisée (plan de masse). Ce substrat est constitué d'une succession de diélectriques d_1 et d_2 de permittivités diélectriques respectives ϵ_{r1} (indice de réfraction n_1) et ϵ_{r2} (indice de réfraction n_2). W et h étant constantes, la modulation d'impédance caractéristique entre Z_{C1} et Z_{C2} résulte des permittivités relatives ϵ_{r1} et ϵ_{r2} . Le résonateur central, de longueur $\lambda/2$ et de permittivité ϵ_{r1} , est encadré par 2 réflecteurs symétriques, chaque réflecteur étant constitué d'une suite de tronçons de longueur $\lambda/4$, de permittivités ϵ_{r1} et ϵ_{r2} .

En fait, cette seconde topologie de filtre BIP 1D est une ligne Microstrip dont le substrat est un **filtre de Fabry-Pérot à miroirs de Bragg** utilisé en optique. Le formalisme de ce dernier, réalisé au § 2.5, permet de retrouver les résultats (cf. § 1.4.2) sur l'évolution de la sélectivité du filtre BIP en fonction du rapport des impédances $r_Z = Z_{C2}/Z_{C1}$ et du nombre de cascades des réflecteurs.

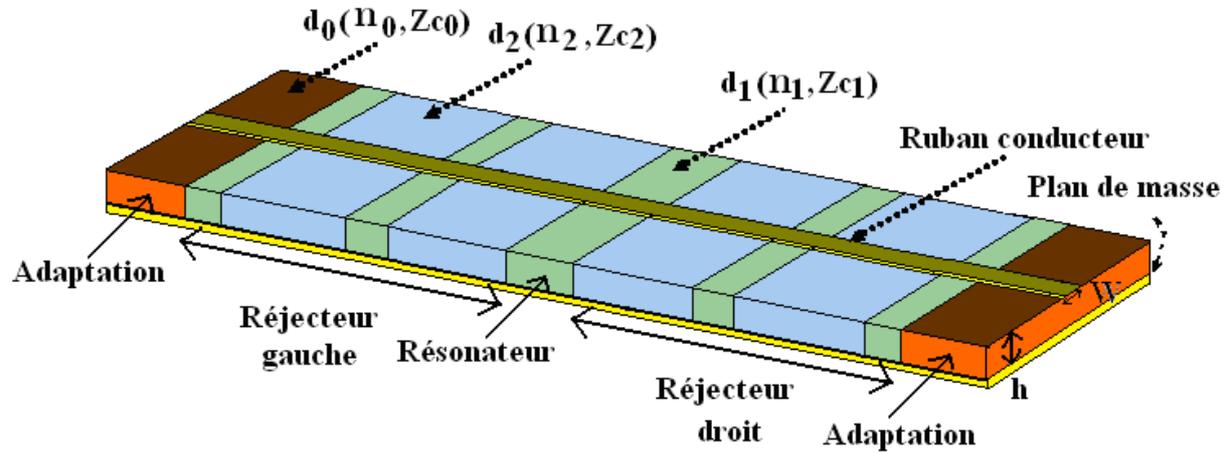


Figure 1.28 : Filtre BIP 1D en technologie Microstrip. Exemple de réflecteurs constitués chacun de 4 cascades.

D'après les expressions (1.54) et (1.55), on peut écrire :

$$\frac{Z_{C2}}{Z_{C1}} \approx \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff1}}}{\epsilon_{\text{eff2}}}} = \frac{n_{\text{eff1}}}{n_{\text{eff2}}} \quad (1.58)$$

L'égalité n'est rigoureusement établie pour l'expression (1.58) que dans le cas où l'on ne tient compte ni de la correction de la largeur W due à l'épaisseur du ruban, ni de la dispersion (les calculs pour le dimensionnement du filtre effectués au chapitre 3 tiennent compte de ces 2 phénomènes). Toutefois, cette expression montre bien que nous pouvons obtenir un rapport $r_Z = Z_{C2} / Z_{C1}$ en fonction des diélectriques choisis, dont les permittivités peuvent varier dans d'assez grandes proportions (de 1 à plusieurs dizaines). Le choix de ces derniers détermine aussi les longueurs des tronçons qui doivent être réalisables du point de vue technologique. L'impédance de normalisation $Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}}$ réalise l'adaptation du filtre à son entrée et à sa sortie. Elle est obtenue en utilisant un troisième diélectrique d_0 de permittivité ϵ_{r0} . Cette structure de filtre BIP est comparée à la première au paragraphe suivant.

1.6.3 Analyse qualitative des topologies présentées

Topologie 1

Dans la première architecture, le rapport r_Z est d'autant plus important que la profondeur du crénelage des rubans extérieurs est importante. Ainsi, un rapport r_Z élevé, corollaire d'un crénelage important, suppose une largeur initiale importante des plans de masse latéraux. Par conséquent, les possibilités d'avoir de grandes valeurs de r_Z sont limitées par un encombrement maximum de la taille du filtre.

De plus, dans le cas où l'on néglige l'encombrement au profit d'un rapport r_Z élevé, ce sont les pertes et les effets parasites qui augmentent. En effet, l'énergie du mode TEM dans une ligne CPW est principalement confinée dans la région entre les conducteurs extérieurs et le conducteur central, comme l'illustre la distribution de courant au niveau d'une discontinuité obtenue par simulation sous Microwave Studio (MWS) et présentée en figure 1.29. Les courants suivant préférentiellement les bords des conducteurs, les changements d'impédance par modulation géométrique conduisent donc à augmenter notablement le parcours des courants dans les conducteurs extérieurs ce qui se traduit par l'augmentation :

- des pertes Joule, ce qui dégrade le facteur de qualité du filtre sélectif,
- des réactances parasites et notamment de l'inductance parasite au niveau de la rupture d'impédance : elle est évaluée en prenant en compte les inductances linéiques de part et d'autre de la discontinuité et de sa longueur [Simons1998]. Associée à la capacité parasite entre les surfaces conductrices en regard dues à 2 discontinuités successives, cette inductance parasite conduit au décalage fréquentiel de la résonance et à la perte de symétrie de transfert autour de la fréquence centrale du filtre (figure 1.30). Enfin, à chaque discontinuité, le changement brutal de direction à 90° du courant induit des pertes par rayonnement.

Finalement, les simulations et mesures de G. Le Dem effectuées à 40 GHz [Le-Dem2007] ont montré que les pertes de ce filtre ne permettent pas d'obtenir le facteur de

qualité Q recherché : le facteur de qualité à vide Q_0 varie entre 30 et 45 et le facteur de qualité en charge $Q_C \approx 10$ en raison des pertes ($Z_{C1} = 50 \Omega$, $Z_{C2} = 100 \Omega$, réjecteurs à 4 cascades). Un tel facteur de qualité à 40 GHz, très insuffisant pour la détection du benzène, nous a conduits à rechercher une topologie plus performante pour l'application visée.

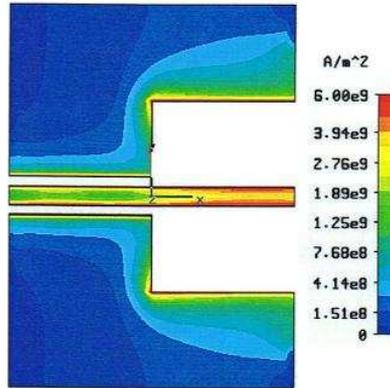


Figure 1.29 : Distribution de la densité de courant au niveau d'une discontinuité dans le filtre BIP : résultat de simulation sous MWS.

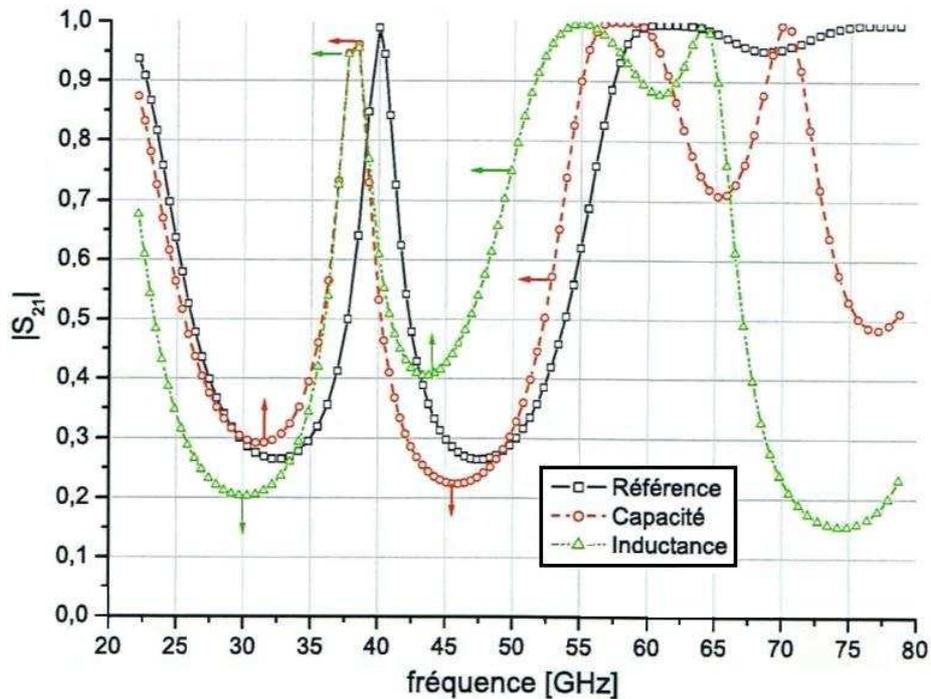


Figure 1.30 : Effet des réactances parasites sur la réponse du filtre BIP ($Z_{C1}=51 \Omega$, $Z_{C2}=113 \Omega$, 4 alternances, Or sur MgO). La réponse en l'absence de réactances parasites est présentée en noir. Les effets de la capacité et de l'inductance parasite sont visibles sur les courbes rouge et verte. On remarque bien le décalage de la résonance et la dissymétrie de la fonction de transfert entre 35 et 45 GHz.

Topologie 2

Dans la seconde topologie de filtre BIP, le rapport $r_Z = Z_{C2} / Z_{C1}$ n'est plus lié aux discontinuités géométriques des conducteurs mais à l'alternance des constantes diélectriques des substrats des tronçons Microstrip utilisés. De ce fait, les possibilités d'obtenir un rapport r_Z élevé sont plus larges car il suffit alors de choisir des diélectriques avec des permittivités très éloignées. Ainsi, le facteur de qualité de ce filtre peut atteindre plusieurs centaines, pertes comprises, en fonction du rapport r_Z et du nombre de périodes des réjecteurs (cf. 2.6.5).

L'absence de discontinuités géométriques des conducteurs conduit aussi à une minimisation des éléments réactifs parasites et de leurs effets, observés notamment en figure 1.30 (décalage fréquentiel et dissymétrie), dans la réponse du filtre. A l'instar de la topologie précédente, il existe des pertes par rayonnement au niveau des interfaces entre 2 tronçons adjacents de ligne Microstrip. Leur importance dépend de la permittivité et de l'épaisseur des substrats choisis pour la conception du filtre (cf. § 2.6.3). En effet, elles sont d'autant plus faibles que la permittivité du diélectrique est élevée et l'épaisseur du substrat faible. Il sera montré au § 2.6.4 comment un choix judicieux de l'épaisseur et des permittivités des diélectriques constituant le filtre permet de réduire les pertes par rayonnement dans la seconde topologie au point de les rendre négligeable devant les pertes métalliques et diélectriques.

Finalement, cette architecture présente des possibilités intéressantes pour la conception d'un filtre peu encombrant et présentant une bonne sélectivité. Toutefois, de technologie Microstrip, son utilisation impose de concevoir une transition CPS – Microstrip afin de pouvoir coupler le filtre avec l'antenne en V conçue en technologie CPS. Cette question du couplage des 2 structures est à présent abordée.

1.6.4 Couplage Antenne – Filtre : transition CPS - Microstrip

La figure 1.31 illustre la propagation des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} dans l'antenne (ligne CPS) et le filtre (ligne Microstrip). Le raisonnement ne se fera que sur le champ électrique \mathbf{E} mais il est aussi valable pour le champ magnétique \mathbf{H} .

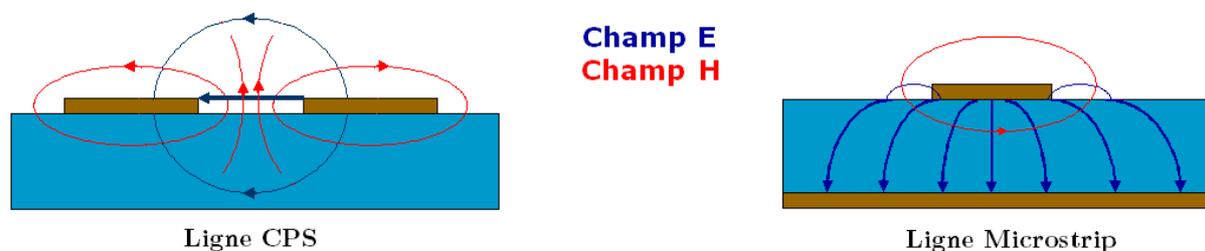


Figure 1.31 : Allure comparée des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} dans les lignes CPS (gauche) et Microstrip (droite).

Dans l'antenne, le champ \mathbf{E} se forme entre les 2 rubans conducteurs. Il est donc parallèle au substrat. Par contre, dans le filtre, il se forme entre le ruban conducteur et le plan de masse. Il est donc perpendiculaire au substrat. Une transition CPS – Microstrip est donc nécessaire afin de coupler l'antenne et le filtre. Cette transition a pour but de réaliser non seulement le couplage électromagnétique mais aussi d'assurer le passage progressif de l'impédance de l'antenne à celle du filtre.

Le couplage électromagnétique suppose de réaliser une rotation du champ \mathbf{E} d'un angle de 90° entre l'antenne et le filtre. Cette opération est délicate car les performances de la transition CPS – Microstrip peuvent limiter grandement celles du circuit complet [Kim2007]. Une attention particulière doit donc être accordée à la bande passante et au coefficient de transmission de la transition. Quant au passage progressif de l'impédance de l'antenne à celle du filtre, il se fait grâce à une "tapérisation" ou forme géométrique particulière de la transition. Il existe plusieurs types de tapérisations caractérisés par l'évolution du coefficient de réflexion et de l'impédance caractéristique le long de la transition.

Un état de l'art des transitions CPS – Microstrip ainsi que des tapérisations les plus utilisées est présenté aux § 2.7 et § 2.8. De cet état de l'art, nous ferons le choix de la transition "ultra large bande" à tapérisation de Klopfenstein dont une étude détaillée sera effectuée (cf. § 2.9).

A ce stade du manuscrit, tous les éléments sont maintenant réunis pour établir le cahier des charges de cette thèse.

1.7 Cahier des charges de cette thèse : conception à plus basse fréquence d'un démonstrateur du microcapteur

Comme évoqué dans l'introduction de ce manuscrit, le gaz que nous avons choisi pour la conception du premier prototype du microcapteur est le monoxyde de carbone (CO) dont une raie d'absorption est située à 115,3 GHz. Cette dernière partie du premier chapitre commence par une description du monoxyde de carbone. Ensuite, à l'instar du benzène, une étude du spectre du CO est effectuée afin de déduire le facteur de qualité nécessaire pour la bonne détection de la raie d'absorption choisie. Enfin, le temps d'acquisition du démonstrateur sans pertes est déterminé pour deux sources différentes : un corps noir et un faisceau laser. Un récapitulatif du cahier des charges est énoncé en fin de chapitre.

1.7.1 Choix d'un gaz pour la conception du démonstrateur : le monoxyde de carbone (CO)

Le monoxyde de carbone est un des principaux polluants atmosphériques. Il est très toxique et se forme lors de la combustion incomplète de matières carbonées. Sur le plan spectroscopique, ses plus bas niveaux d'énergie se trouvent dans le domaine millimétrique. Sa première raie d'absorption se trouve à 115,3 GHz ($\lambda_{CO} = 2,6$ mm). Les raies suivantes sont

situées à des fréquences multiples de la première. Les intensités des 3 premières raies sont rassemblées dans le tableau 1.4.

Fréquence ν en GHz	Log (I) à 300 K
115,3	-5
230,5	-4,1
345,8	-3,6

Tableau 1.4 : Les 3 premières raies d'absorption du monoxyde de carbone (CO) extraites du catalogue du JPL (Jet Propulsion Laboratory) [CatJPL].

L'intensité I est donnée en $\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}$. Cette unité n'est pas celle usuellement utilisée mais on la convertit simplement en $\text{cm}^2 \cdot \text{molecule}^{-1}$, unité de l'intensité tenant compte de l'absorption totale d'une bande (aire sous la bande d'absorption).

En choisissant la première raie située à 115,3 GHz, les tailles de l'antenne et du filtre (liées à la longueur d'onde) sont millimétriques ce qui correspond aux possibilités technologiques de dépôt et de gravure du GREYC. Ainsi, le prototype du microcapteur est, a priori, entièrement réalisable sur place.

1.7.2 Facteur de qualité nécessaire à 115,3 GHz

La détermination du facteur de qualité pour la détection de la raie choisie nécessite le calcul du coefficient d'extinction molaire $\epsilon(\lambda)$ du CO au voisinage de 115,3 GHz ainsi que la résolution spectrale de la détection. Le coefficient d'extinction molaire est obtenu suivant la relation : $\epsilon = \alpha / c [(g \cdot m^{-3})^{-1} \cdot m^{-1}]$ avec α le coefficient d'absorption du composé gazeux à la fréquence considérée et c sa concentration massique. Le coefficient d'absorption s'obtient à partir des expressions suivantes :

$$\alpha(T, f) = \frac{I(T) \cdot p}{\Delta f_d} \times \left(\frac{T_0}{T}\right) \times 113,4 \quad [m^{-1}] \quad (1.59)$$

$$\text{où } \Delta f_d = 1,17221 \times 10^{-6} \times f \times \sqrt{(T / T_0) (28 / m)} \quad [Hz] \quad (1.60)$$

avec p la pression partielle du composé analysé [Pa], m la masse atomique (en unité de masse atomique) du composé analysé, f la fréquence de la raie [Hz] et Δf_d la demi largeur Doppler à mi-hauteur de la raie d'absorption [Hz].

L'expression (1.60) permet de déterminer cette largeur pour le CO (m=28), à f=115,3 GHz et T=T₀=300 K. La demi largeur Doppler vaut donc $\Delta f_d = 0,135$ MHz, soit une largeur de raie à mi-hauteur $e_{CO} = 2 \times \Delta f_d = 0,27$ MHz. En considérant, comme en 1.5,

que la raie d'absorption du CO a un profil gaussien, la valeur de ϵ_{CO} sera utilisée pour estimer les performances du démonstrateur.

A présent, considérons un gaz parfait régi par la relation $PV = nRT$ où P est la pression [Pa], V le volume [m^3], n la quantité de matière [mol], R la constante des gaz parfaits ($8,314 \text{ J/mol/K}$) et T la température [K]. La concentration massique c de ce gaz peut s'écrire :

$$c = \frac{p \cdot M}{R \cdot T} \quad [\text{g} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (1.61)$$

où M est la masse molaire du gaz [$\text{g} \cdot \text{mol}$]. En gardant le $\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}$ comme unité pour $I(T)$ et d'après les expressions (1.59) et (1.60), le coefficient d'extinction s'écrit comme suit:

$$\epsilon(T, f) = \frac{I(T) \times R \times T_0 \times 97 \times 10^{12}}{M \times f \times \sqrt{(T/T_0)} (28/m)} \quad [(\text{g} \cdot \text{m}^{-3})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (1.62)$$

En considérant le monoxyde de carbone comme un gaz parfait, et sachant que : $M(\text{CO}) = 28 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, $m = 28$, l'expression (1.62) permet de calculer le coefficient d'extinction molaire du CO à 300 K et 115,3 GHz :

$$\epsilon_{\text{CO}}(T = T_0 = 300 \text{ K}, f = 115,3 \text{ GHz}) = 0,75 (\text{g} \cdot \text{m}^{-3})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}.$$

La détermination de la résolution spectrale implique l'analyse de l'environnement immédiat de la raie à détecter. En effet, les raies de la vapeur d'eau (H_2O) et du dioxyde de carbone (CO_2), toujours présents dans l'air sont susceptibles de gêner la détection du CO. Entre 114 et 116 GHz, les spectres d'absorption micro-ondes fournis par le NIST (National Institute of Standards and Technology) [CatNIST] et le JPL (Jet Propulsion Laboratory) [CatJPL] ne révèlent pas de raies dues au CO_2 . Par contre, la vapeur d'eau présente une raie d'absorption à 115,6 GHz avec $\log(I_{\text{H}_2\text{O}}) = -13,2$. L'intensité de cette raie est environ 10^8 fois plus faible que celle de la raie de CO. Ainsi, comparativement au cas du benzène, l'environnement immédiat de la raie visée du monoxyde de carbone est moins perturbé. Nous faisons donc le choix d'un facteur de qualité plus faible :

$$Q_{\text{CO_min}} = 100 \quad (1.63)$$

La bande passante correspondant à ce facteur de qualité est comprise entre 114,7 et 115,8 GHz. La raie de l'eau située à 115,6 GHz est située à l'intérieur de cette bande et il convient de vérifier qu'elle n'est pas gênante pour la détection. L'expression (1.57) permet de calculer le coefficient d'extinction molaire de la vapeur d'eau (considérée comme un gaz parfait) à 300 K et 115,3 GHz :

$$\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}(T = T_0 = 300 \text{ K}, f = 115,3 \text{ GHz}) = 10^{-9} (\text{g} \cdot \text{m}^{-3})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}.$$

Considérons un échantillon d'air saturé en vapeur d'eau c'est-à-dire contenant autant de vapeur d'eau que possible. A $T = 300 \text{ K}$, la pression de vapeur saturante de l'eau étant de

31,7 mbar permet d'évaluer à $c_{\text{H}_2\text{O}} = 23 \text{ g.m}^{-3}$ la concentration massique d'eau dans cet échantillon. Nous pouvons dès lors calculer la concentration de CO ayant le même pouvoir absorbant que l'échantillon d'air saturé en vapeur d'eau. Cette valeur est obtenue en posant l'égalité des coefficients d'absorption:

$$\alpha_{\text{CO}} = \epsilon_{\text{CO}} \times c_{\text{CO}} = \alpha_{\text{H}_2\text{O}} = \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} \times c_{\text{H}_2\text{O}} \quad \text{d'où} \quad c_{\text{CO}} = 3.10^{-8} \text{ g.m}^{-3}.$$

Si l'on compare cette concentration à 10 mg.m^{-3} la valeur maximale réglementaire²⁰ de CO dans l'air, on peut conclure que la raie de l'eau ne sera pas gênante pour la détection envisagée.

Par conséquent, un filtre de facteur de qualité $Q_{\text{CO_min}} = 100$ est suffisant pour la réalisation du démonstrateur. Nous sommes à présent en mesure d'estimer le temps d'acquisition du démonstrateur sans pertes avec 2 types de sources : un corps noir et un faisceau laser.

1.7.3 Temps d'acquisition du démonstrateur sans pertes

Au § 1.5.2, la configuration du banc optique, les caractéristiques de la cellule gaz et du microbolomètre ont été précisées numériquement et seront les mêmes pour le microcapteur à 115,3 GHz. L'expression (1.47) devient dans la configuration actuelle l'expression suivante :

$$C_{\text{min}} \cdot P_0(\lambda_{\text{CO}}) \cdot \epsilon_{\text{CO}} \cdot \sqrt{t_{\text{acq}}} = K_{\text{sp}} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-\frac{1}{2}}] \quad (1.64)$$

avec les notations et hypothèses suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\lambda = \frac{\lambda_{\text{CO}}}{Q_{\text{CO_min}}} \\ \int_{\Delta\lambda} \epsilon(\lambda) \cdot d\lambda = \epsilon_{\text{CO}} \cdot e_{\text{CO}} \\ P_0(\lambda_{\text{CO}}) \text{ la puissance émise par la source est constante sur } \Delta\lambda \\ P_0(\lambda_{\text{CO}}) = S_n \cdot L_0(\lambda_0) \cdot e_{\text{CO}} \text{ pour un corps noir de luminance } L_0(\lambda_0) \end{array} \right.$$

Nous rappelons les valeurs suivantes :

- $C_{\text{min}} = 10 \text{ mg/m}^3$: valeur limite réglementaire de CO,
- ϵ_{CO} le coefficient d'extinction molaire d'une valeur de $0,75 (\text{g} \cdot \text{m}^{-3})^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$,
- $e_{\text{CO}} = 12,2 \text{ nm}$ (conversion en longueur de $0,27 \text{ MHz}$ autour de $115,3 \text{ GHz}$) largeur à mi-hauteur de la raie du CO,
- $K_{\text{sp}} = 2,55 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \sqrt{\text{Hz}}$.

²⁰ Décret N° 2002-213 du 15 février 2002.

Si la source est un corps noir à 1800 K

A l'aide des valeurs numériques fournies, nous obtenons $L_0(\lambda_{\text{CO}}) = 0,32 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$ et $P_0 = 5 \text{ pW}$. Dans cette configuration, le temps d'acquisition sans pertes $t_{\text{acq_sp_CO}}$ pour un seuil de concentration de $C_{\text{min}} = 10 \text{ mg/m}^3$ de CO serait de $5 \cdot 10^{11} \text{ s}$ soit une valeur du facteur de mérite $C_{\text{min}} \times \sqrt{t_{\text{acq_sp_CO}}}$ de $7 \cdot 10^9 \text{ } \mu\text{g} \cdot \text{s}^{1/2} / \text{m}^3$. La valeur numérique obtenue pour la durée d'acquisition, est inadmissible comparée à celle obtenue précédemment pour le benzène. Il est ici nécessaire de remarquer que ce résultat est lié à la luminance énergétique monochromatique $L_0(\lambda)$ du corps noir (cf. (1.31)) dont la valeur croît avec la puissance 5 de la fréquence. Pour rappel, elle vaut $2,37 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$ au voisinage de 20 THz (détection du benzène), réduisant par conséquent le temps d'acquisition. Enfin, le rapport des fréquences ($20 \text{ THz} / 0,1153 \text{ THz} \approx 200$), élevé à la puissance 5, laissait présager une telle croissance (explosive) du temps d'acquisition. Le choix du corps noir comme source est donc clairement inadapté à 115,3 GHz.

Si la source est un laser émettant à $\lambda = \lambda_{\text{CO}}$

Par exemple $P_0 = 10 \text{ mW}$ (ordre de grandeur compatible avec les lasers commerciaux²¹). Dans cette configuration, nous obtenons un temps d'acquisition sans pertes $t_{\text{acq_sp_CO}} = 120 \text{ ns}$ pour une concentration C_{min} de $10 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3}$ de CO soit une valeur du facteur de mérite $C_{\text{min}} \times \sqrt{t_{\text{acq_sp_CO}}}$ de $3,5 \text{ } \mu\text{g} \cdot \text{s}^{1/2} / \text{m}^3$.

Le tableau 1.5 récapitule les temps d'acquisition et les facteurs de mérite dans les 2 configurations de source :

Source	P_0 [W]	$t_{\text{acq_sp}}$ [s]	$C_{\text{min}} \times \sqrt{t_{\text{acq_sp}}}$ [$\mu\text{g} \cdot \text{s}^{1/2} / \text{m}^3$]
<i>Corps noir à 1800 K</i>	$5 \cdot 10^{-12}$	~ infini	~ infini
<i>Faisceau laser 10 mW</i>	10^{-2}	120 ns	3,5

Tableau 1.5 : L'estimation des performances du démonstrateur avec 2 sources différentes, un corps noir et un faisceau laser, montre que le corps noir n'est pas la source adaptée à 115,3 GHz.

Si l'emploi du corps noir n'est pas envisageable pour cette application, le laser ou toute autre source capable d'émettre quelques milliwatts à la longueur d'onde souhaitée permettrait d'assurer un suivi quasiment en temps réel du CO dans l'atmosphère.

²¹ Source HG-W-FB-MB de ABmm délivre de 10 à 40 mW entre 62 et 112 GHz

On constate en outre que le facteur de mérite sans pertes $C_{\min} \times \sqrt{t_{\text{acq_sp}}}$ dans le cas du laser ($3,5 \mu\text{g}\cdot\text{s}^{1/2} / \text{m}^3$) est comparable à celui obtenu pour la détection du benzène avec un corps noir à 20 THz ($2,74 \mu\text{g}\cdot\text{s}^{1/2} / \text{m}^3$). L'utilisation d'un faisceau laser comme source à 115,3 GHz permet donc d'avoir une bonne indication du comportement du dispositif final. Le temps d'acquisition du démonstrateur, ici estimé sans les pertes, sera réexaminé au § 3.5.4 après avoir déterminé la valeur des pertes dans le microcapteur. Le temps d'acquisition avec pertes $t_{\text{acq_ap}}$ sera alors déterminé.

En conclusion de ce paragraphe, il apparaît qu'une source de type laser est la mieux appropriée pour la mise en œuvre du démonstrateur à 115,3 GHz. Le cahier des charges de la conception de ce dernier peut être à présent énoncé.

1.7.4 Enoncé du cahier des charges

Le cahier des charges de cette thèse consiste en la conception d'un microcapteur – Antenne en V + Transition + Filtre + Microbolomètre – pour la détection en temps réel de monoxyde de carbone (CO) de concentration minimum $C_{\min} = 10 \text{ mg} / \text{m}^3$. La méthode utilisée sera la spectrométrie d'absorption infrarouge non dispersive étendue au voisinage de 115,3 GHz. **Le microbolomètre sera dans toute la suite de ce manuscrit considéré comme une charge adaptée au filtre.**

Pour remplir ce cahier des charges, le plan suivant a été élaboré :

- Conception et simulation à 115,3 GHz d'une antenne en V en technologie CPS;
- Conception et simulation à 115,3 GHz d'un filtre sélectif (BIP 1D) en technologie Microstrip, en charge adaptée et avec un facteur de qualité $Q_{\text{CO_min}} = 100$;
- Conception et simulation d'une transition CPS - Microstrip à 115,3 GHz afin de coupler l'antenne avec le filtre;
- Simulation de l'ensemble "Antenne + Transition + Filtre en charge adaptée".
- Une attention particulière sera portée à la minimisation des pertes dans les choix de conception.

Conclusion du chapitre 1

Ce premier chapitre a été consacré à la présentation d'un microcapteur composé d'une antenne en V (technologie CPS), d'un filtre sélectif de type BIP (technologie Microstrip) et d'un microbolomètre, l'antenne étant couplée au filtre par une transition CPS – Microstrip. La technique de détection utilisée est la spectrométrie d'absorption infrarouge non dispersive étendue. L'estimation des performances du microcapteur le positionnent comme un concurrent possible aux meilleures méthodes de détection optiques de gaz, réputées pour leur rapidité. Il est donc souhaitable, au travers de cette thèse, de défendre cette approche.

Toutefois, l'efficacité du microcapteur est tributaire des pertes, en particulier dans le filtre sélectif BIP. En effet, les pertes affectent non seulement la sélectivité mais aussi le

temps d'acquisition du détecteur. Dans le cas où leur niveau est trop important, elles empêchent toute détection fiable en un temps d'acquisition raisonnable. Pour cette raison, une topologie de filtre BIP, réduisant les pertes a été développée pendant cette thèse. Son principe repose sur la modulation de la permittivité diélectrique du substrat d'une ligne Microstrip. Une analyse qualitative de son aptitude à réduire les pertes a montré qu'elle présente de meilleurs atouts qu'une première architecture de filtre dont la sélectivité est obtenue par une modulation des largeurs des bandes métalliques d'une ligne CPW.

La recherche d'un gaz cible pour la conception d'un premier prototype du microcapteur nous a conduits au monoxyde de carbone (CO) dont une raie se trouve à 115,3 GHz, fréquence à laquelle l'analyse du spectre du CO montre qu'un facteur de qualité $Q_{CO_min} = 100$ est suffisant pour une détection performante.

Le deuxième chapitre de cette thèse pose les bases théoriques nécessaires à la conception des différents éléments du microcapteur à 115,3 GHz.

Liste des figures du chapitre 1

Figure 1.1 : Des sources d'émission de COV [Liu1998].....	17
Figure 1.2 : Spectre d'absorption du benzène C_6H_6 au voisinage de 14,8 μm [Chen2000].	18
Figure 1.3 : Appareil à chromatographie en phase gazeuse. Exemple d'appareil à un seul détecteur....	19
Figure 1.4 : Schéma d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR). L'interféromètre de Michelson est encadré en pointillés rouges.	21
Figure 1.5 : L'amplitude du signal rétrodiffusé est représentée, pour 2 longueurs d'onde proches λ_0 (fréquence d'absorption du gaz) et λ_1 (référence), en fonction de la distance entre l'émetteur et la cible.	22
Figure 1.6 : Schéma de la chaîne de détection. Le microcapteur est composé d'une antenne, un filtre et un microbolomètre. Le plan de détection est contenu dans le plan du microcapteur.	24
Figure 1.7 : Antenne en V filaire et monopôle filaire de longueur 10λ	25
Figure 1.8 : Dipôle filaire $\lambda/2$	25
Figure 1.9 : Diagramme de rayonnement d'un monopôle filaire de longueur 10λ	26
Figure 1.10 : Antenne en V filaire sans pertes de longueur 10λ et son diagramme de rayonnement.....	27
Figure 1.11 : Vue de dessus de l'antenne en V planaire ou V-LTSA (V-Linearly Tapered Slot Antenna) de longueur L	27
Figure 1.12 : (a) Vue en perspective de la ligne CPS, (b) Coupe transversale de la ligne CPS : allure des lignes de champ E et H.	28
Figure 1.13 : Ligne de transmission de longueur l en circuit ouvert.....	29
Figure 1.14 : Evolution de l'impédance d'entrée d'une ligne (faibles pertes) en circuit ouvert, en fonction de sa longueur.....	30
Figure 1.15 : Allure du diagramme de rayonnement de l'antenne en V de longueur 10λ (filaire ou planaire) en supposant les pertes de la ligne de transmission faibles.	31
Figure 1.16 : L'antenne en V est une succession de ligne CPS de longueur dx et de dimensions $a(x)$ et $b(x)$. L'axe Ox est l'axe de symétrie de l'antenne et l'axe Ox' est l'axe selon un bras de l'antenne.	32

Figure 1.17 : (a) Variation de la permittivité effective et (b) de l'impédance caractéristique le long de l'antenne en V sur substrat. Les courbes sont tracées pour $x_0 = 0,13$ mm, $\lambda = 1,3$ mm, $h = 100$ μm et $\epsilon_r = 7,4$ pour le Dupont 943 décrit dans le chapitre 3. Les asymptotes, atteintes pour une longueur infinie de l'antenne, sont tracées en rouge.....	33
Figure 1.18 : Schéma du filtre BIP 1D réalisé à l'aide de tronçons de lignes quart d'onde d'impédances Z_{C1} et Z_{C2} . L'impédance terminale est Z_{C0}	35
Figure 1.19 : Schéma d'un bolomètre résistif.....	38
Figure 1.20 : (a) Résistance en fonction de la température d'un film de LSMO de dimensions $660\mu\text{m} \times 35\mu\text{m} \times 200\text{nm}$; (b) : Bolomètres LSMO sur substrat et sur membrane [Gunther2009]. Leur sensibilité (NEP) a été calculée notamment pour : $T = 300$ K, $e = 50$ nm, $\rho = 2$ m Ω .cm, $\alpha = 0,02$ K $^{-1}$, $G = 10^{-3}$ W.K $^{-1}$ (LSMO sur substrat) et 10^{-6} W. K $^{-1}$ (LSMO sur membrane), $e_n = 2$ nV.Hz $^{1/2}$ (e_n : tension de bruit de l'électronique de mesure).	40
Figure 1.21 : Schéma (a) d'une transition inter-bande (rayonnement émis par la recombinaison d'une paire électron-trou) et (b) d'une transition intra-bande. On notera la différence d'énergie entre les niveaux quantifiés [Aspect2005].....	42
Figure 1.22 : Spectre d'absorption du benzène en présence d'eau (H_2O) et de dioxyde de carbone (CO_2) pour des longueurs d'onde comprises entre 4 et 20 μm [Chen2000].....	45
Figure 1.23 : Spectres d'absorption du benzène et du dioxyde de carbone entre 14,71 et 14,79 μm [Chen2000]. Les 2 spectres, d'échelle différente, sont décalés verticalement pour faciliter la lisibilité. ..	45
Figure 1.24 : Schéma fonctionnel de la chaîne de détection envisagée.	46
Figure 1.25 : (a) Vue en perspective de la ligne CPW, (b) Coupe transversale de la ligne CPW : représentation des lignes de champ E et H.....	52
Figure 1.26 : Vue de dessus d'un filtre BIP en technologie CPW. (Le substrat n'est pas représenté). Pour chaque réjecteur, le nombre de cascades est de 4. Les tronçons d'adaptation d'impédance Z_{C0} ne sont pas représentés.....	53
Figure 1.27 : (a) Vue en perspective de la ligne Microstrip, (b) Coupe transversale de la ligne Microstrip : représentation des lignes de champ E et H.....	54
Figure 1.28 : Filtre BIP 1D en technologie Microstrip. Exemple de réjecteurs constitués chacun de 4 cascades.	55

Figure 1.29 : Distribution de la densité de courant au niveau d'une discontinuité dans le filtre BIP : résultat de simulation sous MWS.....	57
Figure 1.30 : Effet des réactances parasites sur la réponse du filtre BIP ($ZC1=51 \Omega$, $ZC2=113 \Omega$, 4 alternances, Or sur MgO). La réponse en l'absence de réactances parasites est présentée en noir. Les effets de la capacité et de l'inductance parasite sont visibles sur les courbes rouge et verte. On remarque bien le décalage de la résonance et la dissymétrie de la fonction de transfert entre 35 et 45 GHz.....	57
Figure 1.31 : Allure comparée des champs E et H dans les lignes CPS (gauche) et Microstrip (droite).	58

Liste des tableaux du chapitre 1

Tableau 1.1 : Données physico-chimiques sur le benzène [Pichard2005].	18
Tableau 1.2 : Comparaison des performances des méthodes : CG-SM (Chromatographie gazeuse couplée à spectromètre de masse), FTIR (Spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier), DOAS (Spectroscopie par absorption optique différentielle), LIDAR-DIAL (Light Detection And Ranging–Differential Absorption LIDAR). La norme en vigueur (concentration de benzène à ne pas dépasser) est de $5 \mu\text{g}/\text{m}^3$	23
Tableau 1.3 : Comparaison des performances estimées du Microcapteur avec les méthodes optiques les plus performantes : FTIR, DOAS, LIDAR-DIAL.....	49
Tableau 1.4 : Les 3 premières raies d'absorption du monoxyde de carbone (CO) extraites du catalogue du JPL (Jet Propulsion Laboratory) [CatJPL].	60
Tableau 1.5 : L'estimation des performances du démonstrateur avec 2 sources différentes, un corps noir et un faisceau laser, montre que le corps noir n'est pas la source adaptée à 115,3 GHz.	63

Bibliographie du chapitre 1

- [**ADEME1998**] “La réduction des émissions de composés organiques volatils dans l’industrie”, *Guide et Cahier techniques*, Ademe, Angers (1998).
- [**Bocchini2001**] P. Bocchini, R. Pozzi, C. Andalò, G. C. Galletti, “Experimental upgrades of membrane introduction mass spectrometry for water and air analysis”, *Anal. Chem.*, vol. 73, no. 16, pp. 2824-3827, 2001.
- [**Belkin2008**] M. A. Belkin, J. A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S.P. Khanna, M. Lachab, A. G. Davies, and E. H. Linfield, “Terahertz quantum cascade lasers with copper metal-metal waveguides operating up to 178 K”, *Opt. Express* 16, 3242 (2008).
- [**CatJPL**] Catalogue JPL <http://spec.jpl.nasa.gov/home.html>
- [**CatNIST**] Catalogue NIST <http://physics.nist.gov/PhysRefData/MolSpec/Triatomic/index.html>
- [**Chattopadhyay2002**] G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, S. Martin, A. Maestrini, D. Pukala, F. Maiwald, I. Mehdi, “A Broadband 800 GHz Schottky Balanced Doubler”, *IEEE microwave and wireless components letters*, Vol.12, No.4, April 2002.
- [**Chen2000**] W. Chen, F. Cazier, F. Tittel and D. Boucher, “Measurements of benzene concentration by difference-frequency laser absorption spectroscopy”, *Appl. Optics.*, vol. 39, n. 33, 20 Nov. 2000.
- [**Constantin1986**] E. Constantin and A. Schnell, “Spectrométrie de masse. Principes et applications”, édition Tec. & Doc., éditeur Lavoisier, 1986.
- [**Cozic2004**] R. Cozic, “Développement d’un analyseur de gaz transportable : couplage thermodésorbteur / micro-chromatographe / spectromètre de masse (m-TD/m-CG/SM) - Application à l’analyse en ligne des composés organiques volatils `a l’état de traces”, *Thèse*, Université Claude Bernard - Lyon, 2004.
- [**David2003**] T. David, B. Thomas, S. Arscott, A. Maestrini, T. Akalin, G. Beaudin, C. Boulanger, D. Lippens “Tripleur de fréquences en technologie monolithique fonctionnant à 300 GHz”, *13èmes Journées Nationales Microondes*, Lille, France, 21-23 mai 2003.
- [**DeHoffmann1994**] E. De Hoffmann, J. Charette and V. Stroobant, “Spectrométrie de masse”, éditeur Masson, 1994.
- [**Edner1993**] H. Edner, P. Ragnarson, S. Spännare and S. Svanberg, “Differential optical absorption spectroscopy (DOAS) system for urban atmospheric pollution monitoring”, *Appl. Optics.*, vol. 32, n. 3, pp. 327-333, 1993.
- [**Faist1994**] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum cascade laser”, *Science* 264, 553 (1994).
- [**Fateley1995**] W.Fateley, R. Hammaker, M. Tucker, M. Witkoski, C. Chaffin, T.Marshall, M.Davis, M.-J. Thomas, J. Arello, J. Hudson, B. Fairless, “Observing industrial atmospheric environments by FTIR”, *J. Molecular Structure*, vol. 347, pp. 153-168, 1995.
- [**Goure2008**] J. P. Goure, P. Fabry, P. Tardy, “Capteurs de gaz basées sur d’autres principes”, *Ch. 11, Microcapteurs de gaz, sous la Direction de F. Ménéil, Ed. Lavoisier*, 2007.

- [**Guillot1998**] J.M. Guillot, V. Jacob, M. Laffond and P. Foster, “Chapitre 9 - La standardisation et les étapes de la mesure”, dans *Les Composés Organiques Volatils (COV) dans l'environnement*, édition Tec. & Doc., éditeur Lavoisier, 1998.
- [**Gunther2009**] C. Gunther, B. Guillet, F. Kouadio, J. M. Routoure, L. Méchin, “Bolometric applications at room temperature”, *8th International Seminar on Electrical Metrology João Pessoa*, Paraíba, Brazil, June 17 - 19, 2009
- [**Helming1994**] D. Helmig, J. Greenberg, “Automated in situ gas chromatographic-mass spectrometric analysis of ppt level volatile organic trace gases using multistage solid-absorbent trapping”, *J. Chromatogr. A*, vol. 677, pp. 123-132, 1994.
- [**Karpe1995**] P. Karpe, S. Kirchner, P. Rouxel, “Thermal desorption-gas chromatography-mass spectrometry-flame ionisation detection-sniffer multi coupling : a device for the determination of odorous volatile organic compounds in air”, *J. Chromatogr. A*, vol. 708, pp. 105-114, 1995.
- [**Kollberg1989**] E. L. Kollberg, A. Rydberg, “Quantum-barrier-varactor diode for high efficiency millimeter multipliers”, *Electron. Lett.* Vol. 25, 1989, pp. 1696-1697, 1989.
- [**Kouadio2007**] F. Kouadio, G. Le Dem, C. Gunther, D. Robbes, “Antenne planaire en V entre 2 couches d'oxyde de magnésium (MgO) pour une application dans le domaine TéraHertz” , *Colloque International OHD*, 2007.
- [**LeCloirec2004**] P. Le Cloirec, “COV (Composés organiques volatils) ”, *Techniques de l'ingénieur*, G1835, 2004.
- [**LeDem2007**] G. Le Dem, “Développement et conception de filtres sélectifs en technologie coplanaire à 40 GHz: Potentialités pour la spectroscopie non dispersive en infrarouge lointain et submillimétrique appliquée à la détection de composés organiques volatils”, *Thèse*, Université de Caen, 2007.
- [**Liu1998**] D. H. F. Liu et B. G. Liptak, “Environmental Engineers' handbook”. 2 nd ed., Lewis Publishers, Boca Raton, USA, 1998.
- [**Maestrini2004**] A. Maestrini, J. Ward, J. Gill, H. Javadi, E. Schlecht, G. Chattopadhyay, F. Maiwald, N. R. Erickson, I. Mehdi, “A 1,7 – 1,9 THz Local Oscillator Source”, *IEEE microwave and wireless components letters*, Vol.14, No.6, June 2004.
- [**Méchin2005**] L. Méchin, J.M. Routoure, B. Guillet, F. Yang, S. Flament, D. Robbes, R.A. Chakalov, “Uncooled bolometer response of a low noise $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ thin film”, *Appl. Phys. Lett.* 87, 204103 (2005).
- [**Méchin2006**] L. Méchin, J.M. Routoure, B. Guillet, F. Yang, S. Flament, D. Robbes, R.A. Chakalov, Low-noise $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thermometers for uncooled bolometric applications, *J. Appl. Phys.* 99, 024903 (2006).
- [**Ménil2008**] F. Ménil, C. Dejous, D. Rebière, “Généralités et définitions”, *Ch. 1, Microcapteurs de gaz, sous la Direction de F. Ménil, Ed. Lavoisier*, 2007.
- [**Mélique1999**] X. Mélique, A. Maestrini, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J. M. Goutoule, G. Beaudin, T. Nähri et D. Lippens, “Record Performance of a 250 GHz InP-base Heterostructure Barrier Varactor tripler”, *Electron. Lett.*, Vol. 35, pp. 938-939.

- [Milton1992] M. Milton, P. Woods, B. Jolliffe, N. Swann, N. Mellveen, "Measurements of toluene and other aromatic hydrocarbons by differential-absorption LIDAR in the near-ultraviolet", *Appl. Phys. B - Laser O.*, vol. 55, pp. 41-45, 1992.
- [Mondelain2001] D. Mondelain, "Lidar linéaire et non linéaire dans l'infrarouge moyen", *Thèse*, Université Claude Bernard - Lyon I, 2001.
- [ORAMIP] Observatoire Régional de l'Air en Midi-Pyrénées, <http://www.oramip.org>
- [Ozkaynak1994] H. Ozkaynak, J. Spengler, J. Ware, J. Samet, G. Wagner, and M. Schwab, "Association between children's daily health symptoms and ambient volatile organic compounds : the Kanawha County Health Study", in *Abstract 204, 6 th Conf. Intern. Soc. Environ. Epidemiology*, Research Triangle Park, North Carolina, 18-21 sept. 1994.
- [Pichard2005] A. Pichard, "Benzène", édition Fiche de données toxicologiques et environnementales des substances chimiques, INERIS, 2005.
- [Rahal1995] A. Rahal, R.G. Bosisio, C. Rogers, J. Ovey, M. Sawan, M. Missous, "A W-band medium power multi-stack Quantum Barrier Varactor frequency tripler", *IEEE microwave and guided wave letters*, Vol.5, No.11, November 1995.
- [Rinsland2008] C. P. Rinsland, V. M. Devi, T. A. Blake, R. L. Sams, S. Sharpe, L. Chiou, "Quantitative measurement of integrated band intensities of Benzene vapor in the mid-infrared at 278, 298, 323 K", *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 109 2511-2522, 2008.
- [Richards1994] P. L. Richards, "Bolometers for infrared and millimeter waves," *J. Appl.Phys.*, vol. 76, no. 1, pp. 1-24, July 1994.
- [Rutledge1978] D. Rutledge, S. Schwarz and A. Adams, "Infrared and Submillimeter Antennas", *Infrared Phys.*, vol. 18, pp. 713-729, 1978.
- [Simons1998] R. Simons, "Coplanar waveguide circuits, components and systems", Ed. Wiley Series in *Microwave and optical engineering*, 1998.
- [Solouki2004] T. Solouki, J. Szulejko, J. Bennett, L. Graham, "A preconcentrator coupled to a GC/FTMS : advantages of self-chemical ionization, mass measurement accuracy, and high mass resolving power for GC applications", *J. Am. Soc. Mass Spectrom.*, vol. 15, pp. 1191-1200, 2004.
- [Toupance2004] G. Toupance, A. Person, B. Bonsang, I. Denis, Y. Le Moullec, H. Marfaing, V. Jacob, P. Kaluzny, "Pollution atmosphérique gazeuse", *Editions Techniques de l'Ingénieur*, P4 032, 2004.
- [Uteza2005] O. Uteza, M. Sentis, S. Mottin, Collectif, "Lasers et technologies femtosecondes", *Publications de l'Université de St Etienne*, pp. 144, Oct. 2005.
- [Volkamer1998] R. Volkamer, T. Etzkorn, A. Geyer, U. Platt, "Correction of the oxygen interference with UV spectroscopy (DOAS) measurements of monocyclic aromatic hydrocarbons in the atmosphere", *Atmos. Environ.*, vol. 32, no. 21, pp. 3731-3747, 1998.
- [Wadell1991] B. Wadell, "Transmission Line Design Handbook", Ed. Artech House, 1991.
- [Warneke2005] C. Warneke, J. de Gouw, E. Lovejoy, P. Murphy, W. Kuster, "Development of proton-transfer ion trap-mass spectrometry: on-line detection and identification of volatile organic compounds in air", *J. Am. Soc. Mass Spectrom.*, vol. 16, pp. 1316-1324, 2005.

- [Wen1969] C. P. Wen, "Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Non-reciprocal Gyromagnetic Device Application," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, no. 12, pp. 1087-1090, Dec 1969.
- [Yang2003] F. Yang, L. Méchin, J.M. Routoure, S. Flament, D. Robbes, R.A. Chakalov, "Low 1/f noise in La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃ thin films on (100) SrTiO₃", To be published in Proc. 17th Int. Conf. On Noise in Physical Systems and 1/f fluctuations (2003), Prague.
- [Young-Ho2002] Young-Ho Suh & al "Coplanar Stripline resonators Modelling and Applications to Filters", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, no. 5, pp. 1289-1296, May 2002.
- [Zampolli2005] S. Zampolli, I. Elmi, J. Stürmann, S. Nicolletti, L. Dorri and G.C Cardinali, "Selectivity enhancement of metal oxide gas sensors using a micromachined gas chromatographic column", *Sensor. Actuat. B-Chem*, vol. 105, pp. 400-406, 2005.

Chapitre 2

Détection directe en bande étroite au-delà de 100 GHz : état de l'art et quantification des pertes

Introduction du chapitre 2

En sortie de la cellule gaz, l'énergie de radiation incidente est captée par l'antenne qui la convertit en énergie guidée puis la transmet, après filtrage, au microbolomètre. Les niveaux de puissance en jeu pouvant être très faibles, l'optimisation du transfert de la puissance captée vers le bolomètre impose des conditions d'adaptation en puissance qui seront tout d'abord énoncées.

Les choix du type d'antenne et de filtre pour notre microcapteur seront ensuite justifiés après avoir fait un état de l'art des antennes planaires ainsi que des filtres sélectifs planaires dans les domaines de fréquence micro-onde et optique. Après les avoir rappelées (pertes métalliques, diélectriques et par rayonnement) ou formellement établies (pertes par réflexion et par réfraction), les expressions des pertes dans l'antenne en V sont analysées afin de trouver un moyen de les réduire. Concernant le filtre sélectif, la modélisation sans pertes du filtre BIP 1D par ses paramètres S à 115,3 GHz nous permettra de conforter les conclusions de notre approche qualitative réalisée au § 1.4.2. L'introduction des pertes dans cette modélisation nous fera évaluer leur influence sur le coefficient de transmission (S_{21}) du filtre représentant également les pertes par insertion.

Enfin, un état de l'art des transitions CPS – Microstrip ainsi que de différentes formes de "tapérisations" sera effectué. De cette étude découlera le choix de la transition ultra large bande à tapérisation de Klopfenstein qui sera présentée en détail. Un cas pratique de dimensionnement de cette transition sera réalisé avant de conclure par l'étude de ses pertes ainsi que de quelques techniques permettant de les réduire.

2.1 Conditions du transfert optimum de la puissance incidente rayonnée à la charge bolométrique

Les puissances délivrées par les sources THz existantes sont faibles. Elles sont inférieures à quelques dizaines de microwatts à des fréquences de quelques THz (cf. 1.4.4). A 115,3 GHz, fréquence de travail de cette thèse, les sources peuvent délivrer jusqu'à quelques dizaines de milliwatts. Les puissances délivrées étant faibles, le système de détection proposé doit donc maximiser le transfert de puissance du point de départ (la source de rayonnement) au point d'arrivée (la charge bolométrique), ce qui implique de réaliser l'adaptation des éléments du microcapteur.

2.1.1 Principe de l'adaptation d'impédance

Un récepteur d'impédance Z_R est connecté à une source (V_G, Z_G) via une ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_C dont la longueur l n'est pas très petite devant la longueur d'onde (figure 2.1.a). En figure 2.1.b, le générateur et la charge $Z_{AA'}$ sont reliés par

une ligne de dimension très courte devant la longueur d'onde. Le récepteur Z_R reçoit la puissance P_R définie par :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_R = P_{\text{inc}} (1 - |\Gamma|^2) \\ \text{où } P_{\text{inc}} \text{ est la puissance incidente} \\ \text{et } \Gamma = \frac{Z_R - Z_C}{Z_R + Z_C} \text{ est le coefficient de réflexion en tension} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

L'adaptation de la ligne de transmission consiste à réaliser la condition $Z_R = Z_C$ afin d'annuler les pertes par réflexion soit en ajustant les dimensions de la ligne ou la composition du diélectrique pour jouer sur Z_C , soit en intercalant un dispositif d'adaptation entre la ligne et le récepteur. La ligne étant adaptée, l'impédance en tout point est constante. Ainsi, l'impédance ramenée en AA' est : $Z_{AA'} = Z_R = Z_C$.

L'adaptation globale concerne aussi la puissance P_{inc} fournie par le générateur. Cette puissance sera maximale et vaudra :

$$P_{\text{MAX}} = \frac{|V_G|^2}{8 R_G} \quad (2.2)$$

si les impédances sont complexes conjuguées : $Z_G = Z_{AA'}^*$.

Dans le cas d'une ligne sans pertes, Z_C étant réelle, les conditions d'adaptation se résument à $Z_G = Z_R = Z_C$.

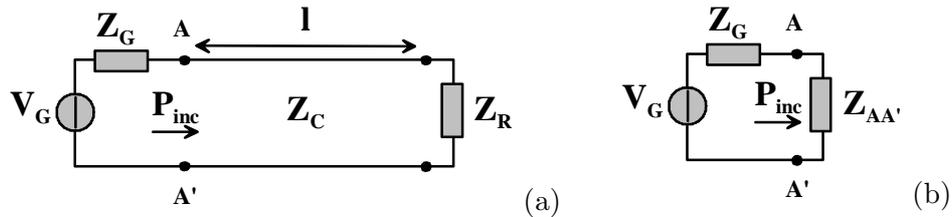


Figure 2.1 : (a) Source de puissance (V_G , Z_G) reliée à un récepteur Z_R via une ligne d'impédance caractéristique Z_C de longueur l . (b) Schéma de la figure (a) où la charge est remplacée par l'impédance équivalente $Z_{AA'}$.

2.1.2 Modélisation électrique du microcapteur

Une modélisation électrique du microcapteur est proposée pour établir les conditions d'adaptation (cf. figure 2.2). Les impédances caractéristiques des lignes de transmission qui relient l'antenne, la transition CPS - Microstrip, le filtre et le bolomètre sont notées Z_{Ca} , Z_{Cf} et Z_{Cb} . Le microbolomètre est modélisé par l'impédance Z_B , l'antenne par le générateur (V_{Ant} , Z_{Ant}) où Z_{Ant} est l'impédance d'entrée de l'antenne. Quant à la transition, elle doit non seule-

ment permettre la connexion entre les technologies CPS et Microstrip mais également le passage progressif entre les milieux de propagation d'impédance caractéristique Z_{Ca} et Z_{Cf} , le tout en minimisant les pertes d'insertion et de réflexion.

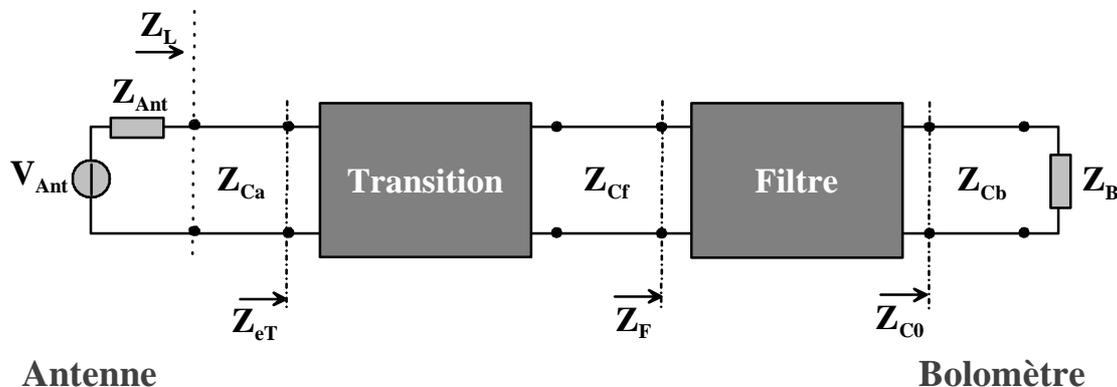


Figure 2.2 : Schéma électrique du microcapteur : l'antenne est modélisée par le générateur équivalent (V_{Ant} , Z_{Ant}) ; la transition et le filtre sont représentés sous forme de quadripôles ; le microbolomètre sous forme d'une impédance de charge.

2.1.3 Conditions du transfert optimum de puissance

D'après l'étude du paragraphe 1.4.2, le filtre BIP 1D doit être chargé par une impédance Z_{C0} telle que $Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}}$, Z_{C1} et Z_{C2} étant les impédances des tronçons de ligne $\lambda/4$ qui le constituent. Les impédances d'entrée du filtre et de la transition sont respectivement notées par Z_F et Z_{eT} .

Les conditions d'adaptation des lignes imposent donc :

$$\begin{cases} Z_{C0} = Z_{Cb} = Z_B \\ Z_{Cf} = Z_F \\ Z_{Ca} = Z_{eT} \end{cases}$$

et l'adaptation de puissance du générateur :

$$Z_{Ant} = Z_L^* \quad \text{soit} \quad Z_{Ant} = Z_{eT}^* \quad \text{si la ligne } Z_{Ca} \text{ est adaptée.}$$

Enfin, l'antenne doit capter le maximum d'énergie provenant de l'espace libre. Pour cela, l'impédance au front de l'antenne doit être proche de celle de l'air ce qui est le cas (cf. § 1.4.1) et minimise donc la réflexion à l'entrée du système.

Dans l'hypothèse où les pertes des lignes sont faibles,

- les impédances caractéristiques des lignes et l'impédance de l'antenne Z_{Ant} peuvent être supposées réelles,

- l'impédance d'entrée du filtre Z_F est égale à Z_{C0} autour de sa fréquence centrale f_0 (§ 1.4.2).

Par suite les conditions d'adaptation se simplifient et deviennent :

$$\begin{cases} Z_{Cf} = Z_{Cb} = Z_B = Z_{C0} & \text{avec } Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}} \\ Z_{Ant} = Z_{Ca} \end{cases}$$

Pour notre application, d'une part, la sélectivité du filtre est imposée par la sensibilité de détection recherchée (résolution spectrale nécessaire) ce qui conditionne la configuration du filtre ($r_z = Z_{C2}/Z_{C1}$, p le nombre de périodes d'alternances et $Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}}$).

D'autre part, la résistivité de couches minces de LSMO déposées au GREYC sur des substrats de titanate de strontium SrTiO_3 est proche de $2 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ à 300 K [Yang2005]. Cette valeur conduit à une résistance carrée $R \cong 100 \Omega$ pour une couche de 200 nm d'épaisseur. Sachant que la résolution des motifs réalisés par les moyens classiques de photolithographie du GREYC varie de 1 à 3 μm , l'impédance du bolomètre est alors comprise entre quelques dizaines et quelques centaines d'ohms. Cela nous laisse donc une marge de manœuvre pour réaliser la condition $Z_{C0} = Z_B$.

Les autres conditions seront réalisées grâce à la transition CPS – Microstrip décrite en détail au § 2.9.

2.2 Etat de l'art des antennes planaires

Les antennes planaires sont beaucoup utilisées dans les domaines submillimétrique et infrarouge lointain. Elles sont intéressantes en raison de leur faible coût et de leur facilité d'intégration. Ce paragraphe commence par classer les antennes planaires avant d'aborder le problème des ondes de surface qui sont source de perte d'énergie. Après un passage en revue de quelques antennes usuellement couplées à des bolomètres, il s'achève par une comparaison entre l'antenne en V et les antennes présentées.

2.2.1 Classification des antennes planaires

Les antennes planaires peuvent être réparties en 2 grandes catégories selon que leur diagramme de rayonnement est parallèle ou perpendiculaire à leur substrat [Dragoman2004]. La figure 2.3 présente 8 antennes. Les 4 premières ((a) – (d)), aussi appelées antennes "broad-side", ont des diagrammes de rayonnement perpendiculaires à leurs substrats. Les 4 dernières ((e) – (h)) sont des antennes à ondes progressives et rayonnent dans une direction parallèle à leurs substrats.

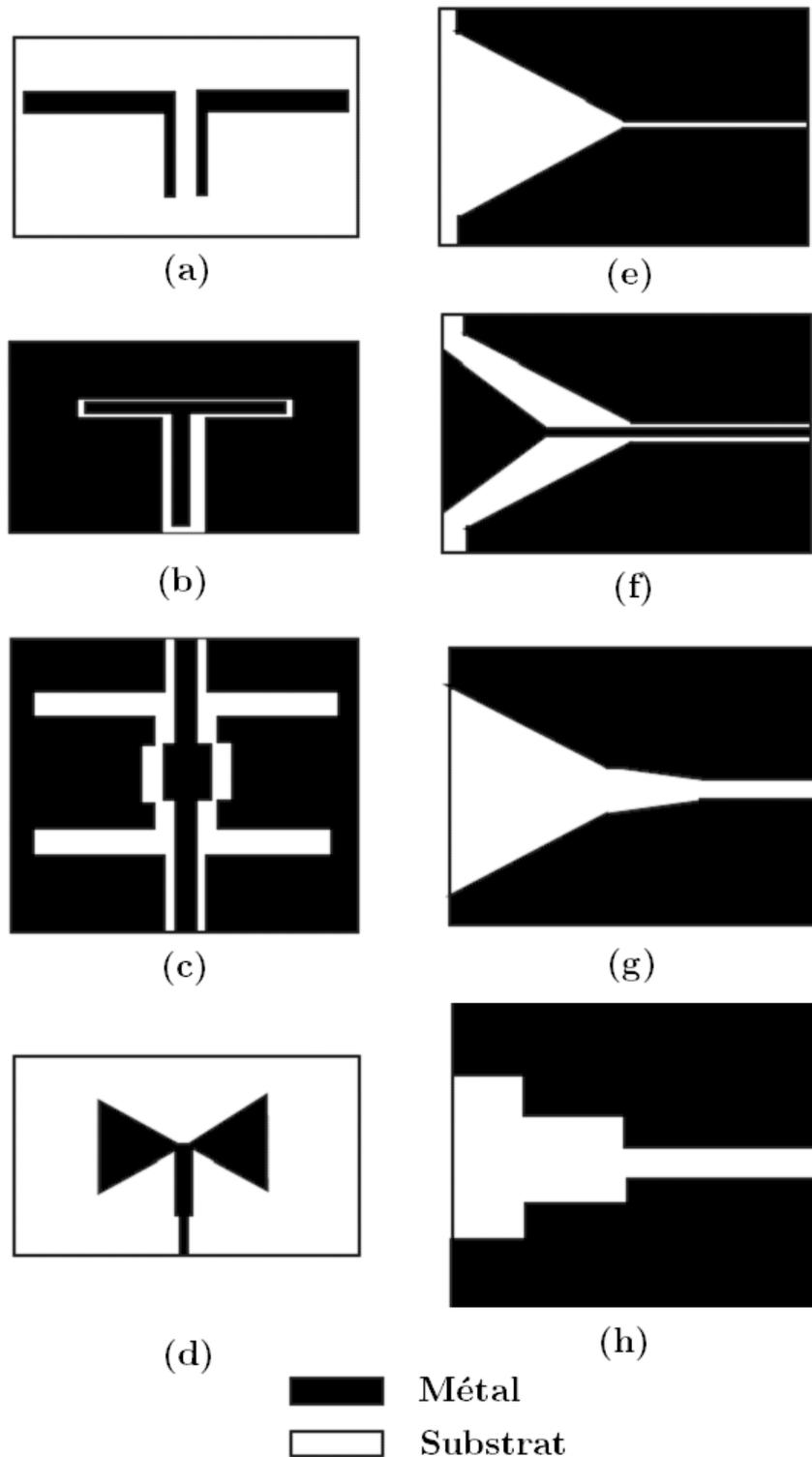


Figure 2.3 : 4 antennes dites "broadside" à diagrammes de rayonnement perpendiculaires à leurs substrats : (a) dipôle, (b) single-folded slot, (c) double-folded slot, (d) Bowtie) ; 4 antennes à ondes progressives à diagrammes de rayonnement parallèles à leurs substrats : (e) Vivaldi, (f) antenne en V à fente, (g) et (h) antennes à fentes tapérisées [Dragoman2004].

2.2.2 Antennes planaires et ondes de surface

Parmi les antennes planaires, l'on trouve celles qui sont plaquées sur un diélectrique sans plan de masse. Le diagramme de rayonnement se développe de façon privilégiée du côté du diélectrique et la puissance incidente provient alors généralement du côté de la face arrière. A partir de 100 GHz, ces antennes présentent un défaut majeur dû aux ondes de surface : l'énergie est piégée dans le substrat. Seuls les rayons émis dans un cône de demi angle égal à θ_c , l'angle limite de réfraction à la surface substrat/air (figure 2.4), sortiront du substrat. Cet angle est défini comme suit :

$$\theta_c = \text{Arc sin}\left(\frac{n_{\text{air}}}{n_{\text{substrat}}}\right) \quad (2.3)$$

La puissance perdue dans le substrat augmente avec son épaisseur relative (définie comme le rapport entre son épaisseur h et la longueur d'onde λ_0 dans le vide). Elle atteint 90% de l'énergie émise par l'antenne dès que $h/\lambda_0 > 0,1$ [Alexopoulos1983, Rutledge1983].

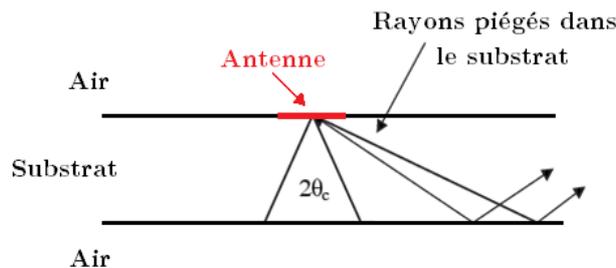


Figure 2.4 : Antenne plaquée sur substrat. Seule une partie du rayonnement est émis. L'autre partie est piégée dans le substrat.

Moyens de réduction des pertes dues aux ondes de surface

Il existe plusieurs solutions pour réduire les pertes dues aux ondes de surface :

- **suspension de l'antenne sur une membrane** : les propriétés de propagation sont équivalentes à celles obtenues dans l'air, les pertes sont considérablement réduites (pertes diélectriques, perte d'onde de surface,...) et la longueur d'onde est plus grande car la permittivité relative est proche de 1 ce qui conduit à des tailles de circuits moins petites.

- **gravure d'une cavité sous l'antenne** : un trou réalisé par gravure partielle du substrat perturbe la propagation des modes de substrat.

- **antenne sur plan de masse (technologie Microstrip)** : le rayonnement est plus efficace avec un plan de masse car il a lieu dans une seule direction ; l'épaisseur du substrat peut être réduite pour améliorer le rendement en rendant négligeable l'excitation des modes des ondes de surface.

2.2.3 Antennes planaires couplées à un bolomètre : quelques exemples

Une utilisation répandue des antennes planaires consiste à les coupler à des microbolomètres. Ce type de couplage donne une bonne efficacité de captation de l'énergie électromagnétique tout en maintenant une taille de bolomètre très inférieure à la longueur d'onde (limite de diffraction). De plus, un bolomètre de taille réduite autorise une détection plus rapide. Cependant, aux fréquences THz, la taille réduite de la surface effective des antennes pénalise l'efficacité de couplage entre l'antenne et la puissance incidente, ce qui réduit par conséquent l'énergie arrivant au bolomètre. Dans notre cas, l'antenne n'est pas directement couplée au bolomètre mais via le filtre sélectif dont les pertes vont réduire davantage la puissance transmise au bolomètre. La question des pertes est une fois de plus posée et une importance sera accordée à leur étude dans l'antenne planaire ainsi qu'au moyen de les réduire (§ 2.3). Ce paragraphe présente 4 antennes usuellement couplées à un bolomètre : Bow-Tie (ou bi-triangle), spirale logarithmique, log-périodique autocomplémentaire et Vivaldi qui seront par la suite comparées à l'antenne en V déjà présentée au § 1.4.2.

Antenne Bow-Tie²²

L'antenne Bow-Tie se compose de 2 plaques métalliques triangulaires, assemblées pour former un noeud-papillon et déposées sur un substrat. Le point d'alimentation de l'antenne se trouve à la jonction des triangles où est connectée la charge (bolomètre par exemple) (figure 2.5). L'impédance Z_{BT} en ce point, obtenue après une transformation conforme qui transforme l'antenne en ligne CPW, est donnée par :

$$Z_{BT} = Z_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \cdot \frac{K(k)}{K(k')} \quad (2.4)$$

avec $Z_0 = 377 \Omega$ l'impédance du vide, $K(k)$ et $K(k')$ les intégrales elliptiques de premier ordre dont les paramètres sont définis par :

$$k = \tan^2\left(45^\circ - \frac{\theta_0}{2}\right) \text{ et } k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (2.5)$$

Cette antenne peut couvrir jusqu'à quelques octaves en bande passante et possède un gain compris entre 4 et 8 dB. La direction principale de son diagramme de rayonnement est perpendiculaire au substrat de l'antenne.

²² [Compton1987, Gonzales2000, Rutledge1978]

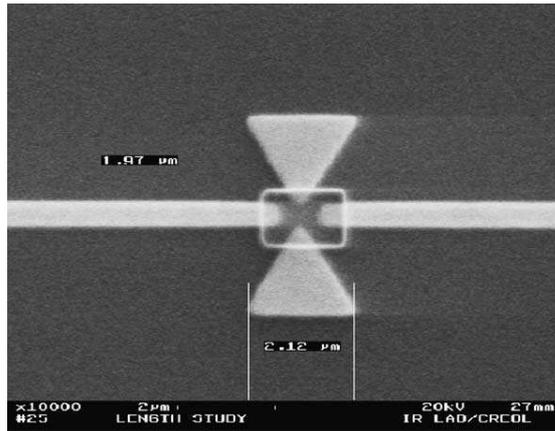


Figure 2.5 : Antenne Bow-Tie de longueur 4 μm couplée à un bolomètre. L'angle au sommet des plaques triangulaires est de 60° [Gonzalez2005].

Antenne spirale logarithmique²³

L'équation en coordonnées polaires (figure 2.6 (a)) de cette antenne est :

$$\rho(\theta) = \rho_0 \cdot \exp(a \cdot \theta) \quad (2.6)$$

avec ρ_0 le rayon vecteur à l'origine $\theta_0 = 0$ et a le facteur d'expansion de la spirale. Cette antenne étant homothétique à elle-même, si l'on considère une portion p_0 qui rayonne à λ_0 , alors pour $\lambda_1 > \lambda_0$ il existe une portion p_1 rigoureusement homothétique dans le rapport λ_1/λ_0 qui rayonnera de façon identique à λ_1 . Pour avoir une impédance constante, il faut que la largeur de la partie rayonnante reste proportionnelle à la longueur du fil. Aussi rajoute-t-on une seconde spirale formant avec la première une bande métallique le plus souvent déposée sur un substrat. L'antenne ainsi formée couvre plusieurs octaves avec un gain d'environ 4 dB sur une bonne partie de la bande. En pratique, la spirale d'Archimède (figure 2.6 (b)), composée de 2 spirales imbriquées est la plus utilisée. La direction principale de son diagramme de rayonnement est perpendiculaire au plan de l'antenne.

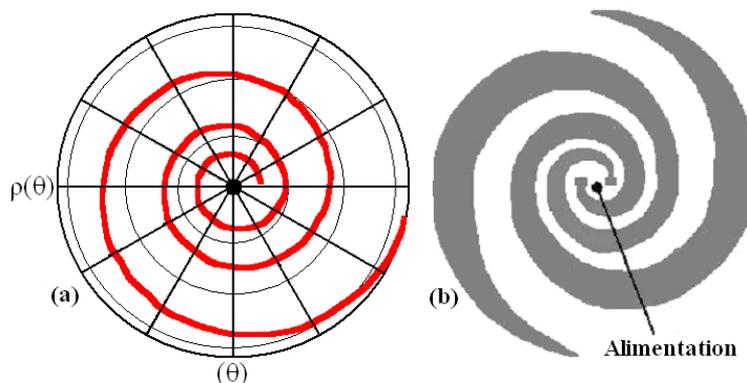


Figure 2.6 : (a) Spirale logarithmique ($\rho_0 = 1$, $a = 0.1$), (b) Vue de dessus d'une antenne spirale d'Archimède (le substrat n'est pas représenté).

²³ [Drabowitch1978, Gonzales2000, Roger1998]

Antenne log-périodique autocomplémentaire²⁴

Une antenne autocomplémentaire est une antenne plane dont la partie métallisée est parfaitement superposable à la partie non métallisée. Le principe de Babinet permet de montrer que l'impédance Z_{auto} d'une telle antenne est indépendante de la fréquence. Elle est donnée par :

$$Z_{\text{auto}} = \frac{Z_0}{2} = 188 \Omega \quad (Z_0 \text{ impédance du vide}) \quad (2.7)$$

En théorie, une telle antenne s'étend à l'infini. En pratique, on utilise des spirales ou des réseaux log-périodiques autocomplémentaires métallique, en clair sur la figure 2.7, couvrant jusqu'à une décade dans un domaine de fréquence prédéterminé. Le gain de l'antenne log-périodique est compris entre 10 et 15 dB et la direction principale de son diagramme de rayonnement est perpendiculaire au plan de l'antenne.

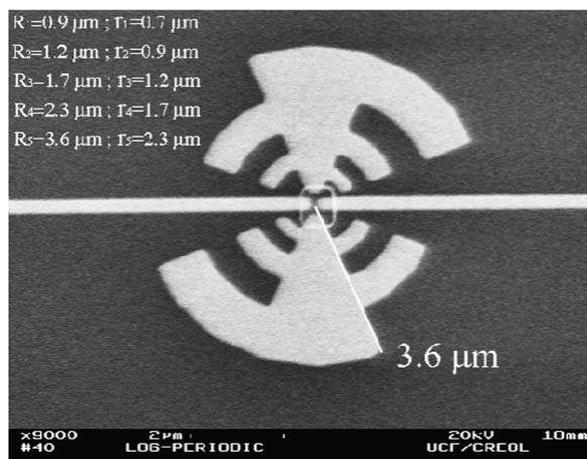


Figure 2.7 : Antenne log-périodique autocomplémentaire de rayon 3,6 μm couplée à un bolomètre. Cette antenne couvre la bande 18 – 70 THz ce qui correspond à des longueurs d'onde comprises entre 4 et 16 μm [Gonzalez2005].

Antenne Vivaldi²⁵

L'antenne Vivaldi est une antenne à profil exponentiel et à ouverture progressive (figure 2.8). A une fréquence donnée, seule une section de l'antenne Vivaldi rayonne efficacement. Quand la fréquence varie, le rayonnement provient d'une autre section de l'antenne de taille proportionnelle à la longueur d'onde. Elle peut couvrir ainsi une large bande de fréquence. Le gain de l'antenne Vivaldi est compris entre 10 et 17 dB et la direction principale de son diagramme de rayonnement est située dans le plan de l'antenne.

²⁴ [Roger1998, Duhamel1958, Gonzales2000]

²⁵ [Burrell1993, Linardou1999]

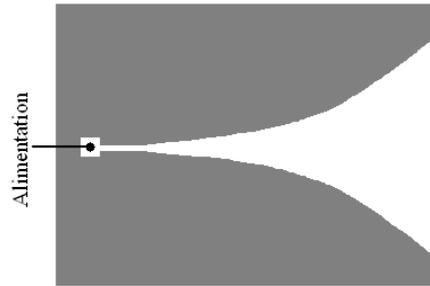


Figure 2.8 : Vue de dessus d'une antenne Vivaldi en gris (le substrat n'est pas représenté).

2.2.4 Comparaison de l'antenne en V avec les antennes planaires présentées

Le tableau 2.1 résume les principales caractéristiques des 4 antennes présentées.

Antennes	Gain (dB)	Diagramme / Plan de l'antenne
<i>Bow-Tie</i>	4 à 8	Perpendiculaire
<i>Spirale logarithmique</i>	4	Perpendiculaire
<i>Log-périodique autocomplémentaire</i>	10 à 15	Perpendiculaire
<i>Vivaldi</i>	10 à 17	Parallèle

Tableau 2.1 : Principales caractéristiques des antennes planaires *Bow-Tie*, *spirale logarithmique*, *log-périodique autocomplémentaire* et *Vivaldi*.

Le premier critère de comparaison entre les antennes est la direction du diagramme de rayonnement. En effet, dans notre configuration, l'antenne doit être couplée à un filtre dont la présence doit perturber au minimum le diagramme de rayonnement de l'antenne. Parmi les 4 antennes présentées, l'antenne Vivaldi est la seule à posséder un diagramme de rayonnement parallèle à son plan. Elle ressemble de ce fait à l'antenne en V. Cette particularité permet de coupler très simplement à ces 2 antennes d'autres dispositifs (filtre, bolomètre etc.), tandis que certaines précautions (géométrie, emplacement) doivent être prises dans le cas des antennes à diagramme perpendiculaire.

Le second critère de comparaison est le gain. D'après la configuration de la chaîne de détection que nous proposons, le microcapteur détecte les ondes provenant de la cellule gaz c'est-à-dire d'une direction déterminée. Il est donc primordial de disposer d'une antenne à fort gain directif dans cette direction privilégiée de provenance de l'énergie à capter. Parmi les 4 antennes présentées, seules les antennes log-périodique et Vivaldi répondent à ce critère avec des gains compris entre 10 et 15 dB pour la première et 10 et 17 dB pour la seconde. Ces gains sont comparables à celui de l'antenne en V qui vaut 16 dB.

Au final, l'antenne Vivaldi, topologiquement comparable à l'antenne en V, peut lui être substituée pour la conception du microcapteur. Les pertes dans l'antenne en V sont étudiées dans la suite de ce manuscrit.

2.3 Pertes dans l'antenne en V planaire

Dans toute cette partie, nous supposons que l'antenne en V est adaptée en son point d'alimentation : les pertes de désadaptation (mismatch losses) sont donc considérées comme nulles.

2.3.1 Pertes par réflexion et par réfraction

Le raisonnement suivant a été établi par nos soins pour déterminer les pertes par réflexion et par réfraction dans l'antenne en V. Considérons dans un premier temps que les tronçons CPS de dimensions $a(x)$ et $b(x)$ ont une longueur finie Δx (que nous allons ensuite faire tendre vers 0 pour retrouver le résultat du § 1.4.1). L'antenne devient donc une succession d'un nombre fini N de tronçons CPS T_i , l'indice i variant de 1 à N . Les dimensions du tronçon T_i sont notées $a_i(x) = a_i$ et $b_i(x) = b_i$. Les tronçons T_1 et T_N correspondent respectivement au point d'alimentation et au front de l'antenne comme illustré à la figure 2.9. Chaque tronçon T_i est caractérisé par un indice propre de réfraction $n_i = \sqrt{\epsilon_{i_eff}}$ où ϵ_{i_eff} est la permittivité effective calculée à partir des dimensions a_i et b_i (cf. (1.4), (1.5), (1.6), (1.7)). En se propageant dans l'antenne, successivement d'un tronçon à l'autre, nous pouvons considérer que les ondes changent de milieu subissant ainsi des réflexions et des réfractions que nous allons formaliser à partir des lois de Snell-Descartes.

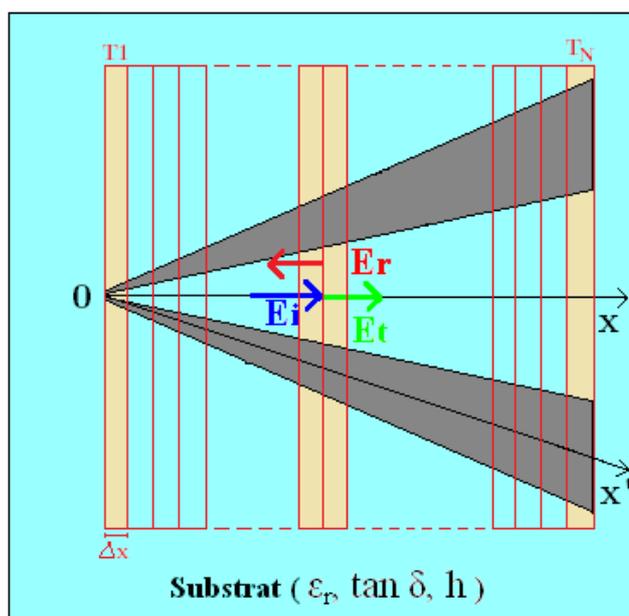


Figure 2.9 : L'antenne en V sur substrat est une succession de tronçons CPS T_i de longueur Δx .

D'après les lois de Snell-Descartes, une onde incidente E_i à l'interface de 2 milieux, d'indices de réfraction respectifs n_{incident} et $n_{\text{réfracté}}$, donne naissance à 2 ondes : une onde réfractée ou transmise E_t et une onde réfléchie E_r . Si l'onde incidente est perpendiculaire à l'interface entre les 2 milieux, elle n'est pas déviée et dans l'hypothèse d'un substrat non magnétique, linéaire, homogène et isotrope, le coefficient de réflexion en amplitude r est :

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_{\text{incident}} - n_{\text{réfracté}}}{n_{\text{incident}} + n_{\text{réfracté}}} \quad (2.8)$$

Les pertes par réflexion $\Pi_{\text{réflexion}}$ sont alors données par :

$$\Pi_{\text{réflexion}} = -10 \cdot \log(1 - r^2) \quad [\text{dB}] \quad (2.9)$$

Les lois de Snell-Descartes stipulent aussi comme illustré en figure 2.10 que tous les rayons arrivant de façon non perpendiculaire à l'interface des 2 milieux sont déviés selon un même rapport u défini par :

$$u = \frac{n_{\text{incident}}}{n_{\text{réfracté}}} \quad (2.10)$$

Ce rapport permet de calculer les pertes par réfraction $\Pi_{\text{réfraction}}$ selon l'expression :

$$\Pi_{\text{réfraction}} = 10 \cdot \log(u^2) \quad [\text{dB}] \quad (2.11)$$

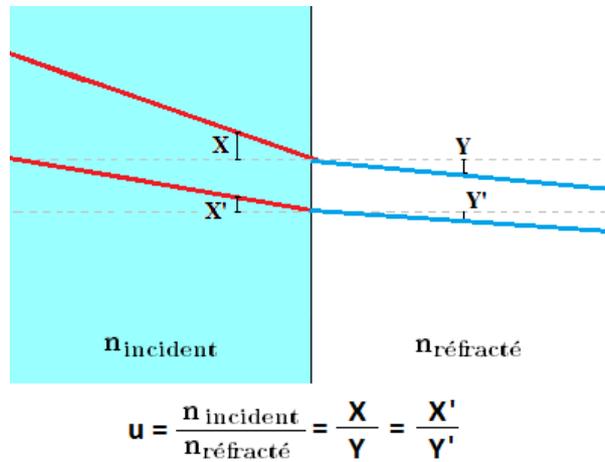


Figure 2.10 : 2 rayons provenant d'un milieu d'indice n_{incident} sont déviés lorsqu'ils pénètrent dans un milieu différent d'indice $n_{\text{réfracté}}$ selon un rapport constant égal au rapport des indices de réfraction.

Considérons une onde se propageant suivant l'axe de symétrie de l'antenne. Il arrive perpendiculairement à toute interface entre 2 tronçons T_i adjacents (figure 2.9). D'après l'expression 2.9, les pertes $\Pi_{\text{réflexion}}$ s'expriment comme suit :

$$\Pi_{\text{réflexion}} = - \left(\sum_{i=1}^{N-1} 10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{n_i - n_{i+1}}{n_i + n_{i+1}} \right)^2 \right] + 10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{n_N - 1}{n_N + 1} \right)^2 \right] \right) \quad [\text{dB}] \quad (2.12)$$

La première partie de cette expression représente les pertes par réflexions le long de l'antenne et la seconde partie les pertes par réflexion entre le front de l'antenne et l'air d'indice de réfraction égal à 1. Par suite, si l'on écrit que $n_i = n_i(x)$, où x est l'abscisse le long de l'axe de symétrie de l'antenne, alors on peut écrire que $n_{i+1} = n_i(x + \Delta x) = n_i - \Delta n_i$ où $\Delta n_i > 0$ d'après l'allure de la permittivité effective représentée en figure 1.17. L'expression 2.12 devient alors :

$$\Pi_{\text{réflexion}} = \sum_{i=1}^{N-1} -10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{\Delta n_i}{2 \cdot n_i - \Delta n_i} \right)^2 \right] - 10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{n_N - 1}{n_N + 1} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \quad (2.13)$$

Si l'on fait tendre Δx vers 0, alors Δn_i aussi tend vers 0. On obtient alors le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{réflexion}} &= \lim_{\Delta n_i \rightarrow 0} \left(\sum_{i=1}^{N-1} -10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{\Delta n_i}{2 \cdot n_i - \Delta n_i} \right)^2 \right] - 10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{n_N - 1}{n_N + 1} \right)^2 \right] \right) \quad [\text{dB}] \\ \Pi_{\text{réflexion}} &= -10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{n_N - 1}{n_N + 1} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \end{aligned} \quad (2.14)$$

Ce résultat montre qu'il n'y a pas de pertes de réflexion le long de l'antenne sauf à son front, ce qui confirme notre raisonnement effectué en 1.4.1 dans lequel nous considérons l'antenne comme étant quasiment adaptée quelque soit l'abscisse x considérée. Les pertes par réflexion se résumant donc aux pertes entre le front de l'antenne et l'air, on peut alors écrire :

$$\Pi_{\text{réflexion}} = -10 \cdot \log \left[1 - \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\text{front})} - 1}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\text{front})} + 1} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \quad (2.15)$$

Par ailleurs, pour les pertes par réfraction, nous pouvons écrire à partir de (2.11):

$$\Pi_{\text{réfraction}} = \sum_{i=1}^{N-1} 10 \cdot \log \left[\left(\frac{n_i}{n_{i+1}} \right)^2 \right] + 10 \cdot \log \left[\left(\frac{n_N}{1} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \quad (2.16)$$

La première partie de cette expression représente les pertes par réfraction le long de l'antenne et la seconde partie les pertes par réfraction entre le front de l'antenne et l'air d'indice de réfraction égal à 1. En développant l'expression 2.16 on obtient :

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{réfraction}} &= 10 \cdot \log \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 \dots \left(\frac{n_{N-2}}{n_{N-1}} \right)^2 \left(\frac{n_{N-1}}{n_N} \right)^2 \left(\frac{n_N}{1} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \\ \Pi_{\text{réfraction}} &= 10 \cdot \log \left[\left(\frac{n_1}{1} \right)^2 \right] = 10 \cdot \log (n_1^2) \quad [\text{dB}] \end{aligned} \quad (2.17)$$

Ainsi, tout se passe comme s'il existait une interface unique Air – Substrat, le substrat ayant une permittivité effective calculée au point d'alimentation de l'antenne. L'expression 2.17 s'écrit peut aussi s'écrire :

$$\Pi_{\text{réfraction}} = 10 \cdot \log(\epsilon_{\text{eff}}(x_0)) \quad [\text{dB}] \quad (2.18)$$

Le phénomène de réfraction au niveau de l'interface Air – Substrat provoque également une déformation du diagramme de rayonnement. En effet, la déviation des rayons réfractés provoque un élargissement du lobe principal comparativement au lobe de l'antenne en V dans l'air. L'utilisation d'un substrat "tapérisé" sous forme circulaire au niveau du front de l'antenne permet de réduire l'effet de la réfraction et donc de la déformation du diagramme de rayonnement. Une autre solution pour réduire les pertes consiste à utiliser un substrat membranaire. Cette solution est présentée dans ce manuscrit au § 2.3.4.

2.3.2 Pertes métalliques et diélectriques

Les pertes dans l'antenne en V sont celles établies pour une ligne CPS (cf. § 1.4.1).

- **Les pertes résistives linéiques** α_c sont données par [Gupta1981] :

$$\alpha_c = 17.34 \frac{R_S}{Z_C} \frac{P'}{\pi a} \left(1 + \frac{b-a}{2a}\right) \times \left(\frac{\frac{1.25}{\pi} \ln \left[\frac{4\pi(b-a)}{2t} \right] + 1 + \frac{2.5t}{\pi(b-a)}}{\left\{ 1 + \frac{b-a}{a} + \frac{1.25t}{\pi a} \left[1 + \ln \left[\frac{2\pi(b-a)}{t} \right] \right] \right\}^2} \right) [\text{dB/m}] \quad (2.19)$$

avec R_S la résistivité de surface donnée par :

$$R_S = \frac{1}{\sigma \cdot \delta} = \sqrt{\frac{\pi \cdot f \cdot \mu_r \cdot \mu_0}{\sigma}} \quad [\Omega / \text{carré}] \quad (2.20)$$

où δ est l'épaisseur de peau, f est la fréquence, μ_r est la constante relative de perméabilité (ici égale à 1 car nous n'utiliserons pas de matériaux à propriété magnétique particulière), μ_0 est la constante de perméabilité du vide et σ la conductivité du matériau utilisé pour concevoir l'antenne (l'or dans notre cas). Le facteur P' de l'expression (2.19) s'exprime selon :

$$\begin{cases} \text{Pour } 0 \leq k_0 \leq 0.707 & P' = \frac{k_0}{\left(k_0'\right)^{\frac{3}{2}} (1-k_0')} \left[\frac{K(k_0)}{K(k_0')} \right] \\ \text{Pour } 0.707 \leq k_0 \leq 1 & P' = \frac{1}{\sqrt{k_0} (1-k_0)} \end{cases} \quad (2.21)$$

L'épaisseur t des bras de l'antenne peut aussi intervenir menant aux corrections de a et b via le terme Δ_t . Les dimensions corrigées de a_t et b_t sont données par Kitazawa *et al.* [Kitazawa1981]:

$$a_t(x) = a(x) + \Delta_t \quad \text{et} \quad b_t(x) = b(x) - \Delta_t \quad (2.22.a)$$

$$\text{avec} \quad \Delta_t = \frac{0.625 t}{2 \pi} \left[1 + \ln \frac{8 \pi a(x)}{t} \right] \quad (2.22.b)$$

- Les pertes diélectriques linéiques α_d sont données par [Gupta1981] :

$$\alpha_d = \frac{20 \pi}{\ln 10} \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{q \tan \delta}{\lambda_0} \quad [\text{dB/m}] \quad (2.23)$$

• Dans les structures coplanaires, les pertes par rayonnement deviennent prédominantes à partir d'environ 200 GHz [Grishkowsky1987]. Pour l'antenne, les pertes par rayonnement n'auront de sens que pour la partie non rayonnante c'est-à-dire l'amené qui fait, en pratique, partie intégrante de la transition CPS – Microstrip. Elles seront négligées dans ce manuscrit.

Comme montré au § 1.4.1, les paramètres de l'antenne en V a , b , q , ϵ_{eff} et Z_C varient le long de l'antenne. Il en est de même pour α_c et α_d dont les courbes sont données en figure 2.11. Les pertes métalliques Π_c et diélectriques Π_d s'obtiennent à partir de α_c et α_d selon les expressions (2.24) :

$$\begin{cases} \Pi_c = S_1 \times \lambda & [\text{dB}] \\ \Pi_d = S_2 \times \lambda & [\text{dB}] \end{cases} \quad (2.24)$$

où S_1 et S_2 sont les aires indiquées sur la figure 2.11.

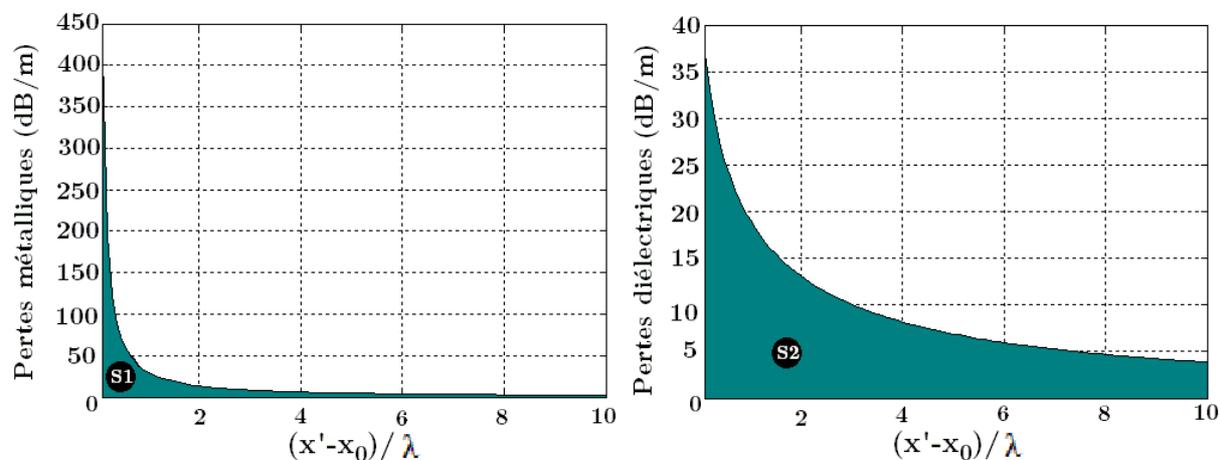


Figure 2.11 : Pertes métalliques et diélectriques linéiques le long de l'antenne en V sur substrat. Les courbes sont tracées pour $f = 115,3$ GHz, $x_0 = 0,13$ mm, $\lambda = 1,3$ mm, $h = 100$ μm et $\epsilon_r = 7,4$ et $\tan \delta = 0,002$ pour le substrat Dupont 943 considéré au chapitre 3.

2.3.3 Réduction des pertes grâce à l'utilisation d'un substrat membranaire

Le gain de référence de l'antenne en V (16 dB) est réduit à cause des pertes mentionnées précédemment. Les courbes de la figure 2.12 montrent l'évolution, en fonction de l'épais-

seur du substrat, des pertes par réflexion et par réfraction (2.12.a), puis des pertes métalliques et diélectriques (2.12.b). Il y apparaît clairement que les niveaux des pertes par réflexion, par réfraction, métalliques et diélectriques augmentent avec l'épaisseur du substrat. Aussi, puisque nous cherchons à réduire les pertes du microcapteur, l'antenne en V sera-t-elle réalisée sur un substrat de faible épaisseur. Ces mêmes courbes (figure 2.12) montrent aussi que pour les faibles épaisseurs du substrat, les pertes totales dans l'antenne en V se résument quasiment aux pertes par réfraction. Ainsi, pour un substrat de 100 μm d'épaisseur, nous avons les niveaux de pertes suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Pi_{\text{réflexion}} = 6,78 \text{ mdB} \\ \Pi_{\text{réfraction}} = 6,09 \text{ dB} \\ \Pi_c = 0,23 \text{ dB} \\ \Pi_d = 0,12 \text{ dB} \end{array} \right. \quad (2.25)$$

Les pertes par réfraction représentent plus de 98% des pertes totales soit la quasi totalité des pertes dans l'antenne en V. Les deux parties suivantes dressent un état de l'art des filtres sélectifs planaires respectivement dans les domaines micro-ondes et optique.

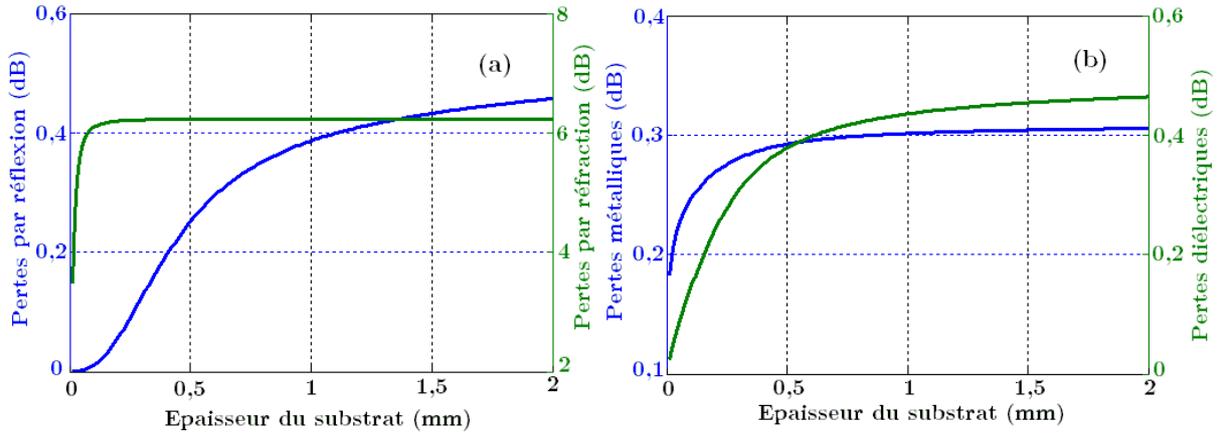


Figure 2.12 : (a) Variation des pertes par réflexion et par réfraction en fonction de l'épaisseur du substrat ; (b) Variation des pertes métalliques et diélectriques en fonction de l'épaisseur du substrat. Les courbes sont tracées pour $f = 115,3 \text{ GHz}$, $x_0 = 0,13 \text{ mm}$, $\lambda = 1,3 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 7,4$ et $\tan\delta = 0,002$.

2.4 Etat de l'art des filtres sélectifs planaires en micro-onde

Il existe un grand nombre de filtres passe-bande en topologie planeaire. Quelques exemples parmi les plus utilisés dans le domaine micro-onde sont présentés.

2.4.1 Filtres à éléments localisés

Ces filtres sont construits à partir d'éléments réactifs localisés fabriqués en technologie CMS pour les filtres sur PCB ou en technologie intégrée pour les filtres MMIC. Il existe des topologies hybrides utilisant à la fois des lignes de transmission et des éléments localisés [Zhu2000]. La figure 2.13 présente des inductances localisées en méandres et en spirale (valeur maximale atteinte de 10 nH) ainsi que des capacités localisées interdigitées (valeur inférieure à 1 pF) et MIM (valeur maximale atteinte de 30 pF). Les filtres à base d'éléments localisés sont certes peu encombrants mais leurs bandes passantes sont limitées par leurs fréquences de résonance qui engendrent des effets parasites importants en hautes fréquences perturbant la réponse du filtre. Enfin leur faible facteur de qualité (inférieur à 50) associé à des pertes importantes en fait de mauvais candidats pour notre dispositif.

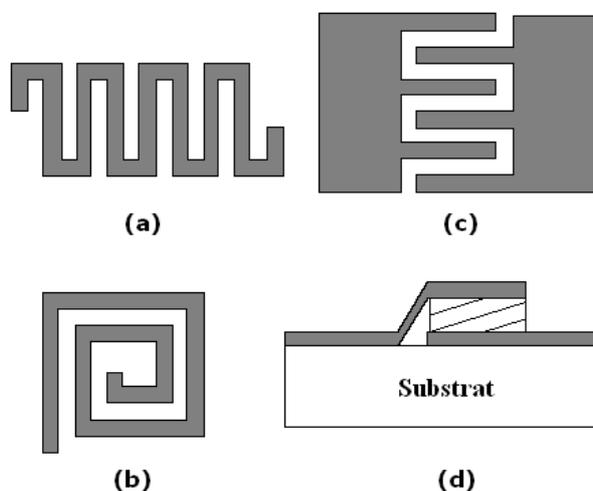


Figure 2.13 : Filtres à éléments localisés : (a) Vue de dessus d'une inductance localisée en méandres (substrat non représenté), (b) Vue de dessus d'une inductance localisée en spirale (substrat non représenté), (c) Vue de dessus d'une capacité localisée interdigitée (substrat non représenté), (d) Vue en coupe d'une capacité localisée métal-isolant-métal (MIM).

2.4.2 Filtres à base de résonateurs couplés

Parmi les résonateurs couplés, on rencontre les résonateurs demi-onde couplés en série (figure 2.14.a) ou en parallèle (figure 2.14.b) [Matthaie1964]. Pour les premiers, le couplage se fait de façon capacitive entre 2 résonateurs voisins alors que pour les seconds, présentant une bande passante plus large, le couplage se fait sur la moitié de leur longueur avec les résonateurs adjacents. La fréquence centrale des filtres à base de résonateurs couplés est fixée par la longueur des résonateurs et la bande passante par le couplage entre les résonateurs. Cependant, l'augmentation de leur sélectivité se fait au détriment de l'encombrement qui peut être néanmoins réduit en utilisant les filtres à base de résonateurs couplés en forme de « U » (fi-

gure 2.14.c) [Cristal1972]. Il existe aussi les filtres utilisant les résonateurs en anneaux à couplage croisé (figure 2.14.d) qui ont un bon facteur de qualité à vide ($Q_0 \approx 250$ à 1 GHz) [Hong1998]. Mais ce dernier chute très vite à cause des pertes de conduction. En outre, les angles droits des structures en « U » ou à couplage croisé peuvent induire en haute fréquence des pertes par rayonnement très sévères qui, combinées aux pertes métalliques, rendent très difficile voire impossible la conception de dispositifs dans le domaine submillimétrique.

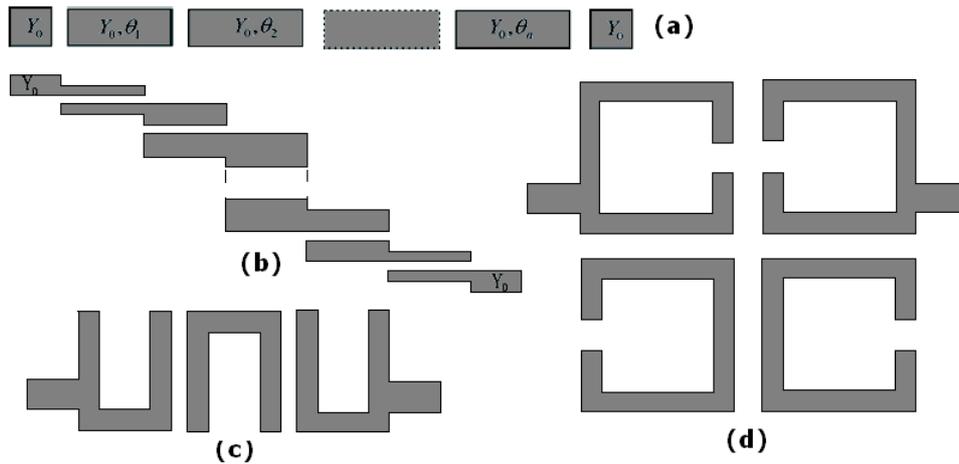


Figure 2.14 : Filtres à base de résonateurs couplés : (a) Résonateurs demi-onde couplés en série, (b) Résonateurs demi-onde couplés en parallèle, (c) Résonateurs couplés en U, (d) Résonateurs en anneaux à couplage croisé (substrat non représenté pour chacune des structures en vue de dessus).

2.4.3 Filtres sélectifs à base de résonateurs CoPlanar Stripline (CPS)

Les résonateurs CPS ont été proposés par Young-Ho *et al.* [Young-Ho2002]. Ils utilisent différentes topologies de ruban conducteur en court-circuit ou en circuit ouvert associés à des tronçons de lignes CPS afin d'obtenir des résonances (figure 2.15). Le facteur de qualité de ces résonateurs est inférieur à 150 aux fréquences inférieures à 10 GHz. Une combinaison de ces résonateurs permet de construire des filtres résonants dont le facteur de qualité est typiquement inférieur à 30 à 5 GHz [Young-Ho2002]. Ces filtres ont été étudiés par G. Le Dem pendant sa thèse car eu égard à leur topologie CPS, ils constituaient des candidats naturels en vue du couplage ultérieur avec l'antenne en V planaire également conçue en technologie CPS. Cependant, les facteurs de qualité affichés rendent ces résonateurs difficilement transposables dans le domaine THz. En effet, les pertes augmentent avec la fréquence et les facteurs de qualité de ces résonateurs dans le domaine submillimétrique seraient encore plus bas que ceux données aux fréquences inférieures à 10 GHz.

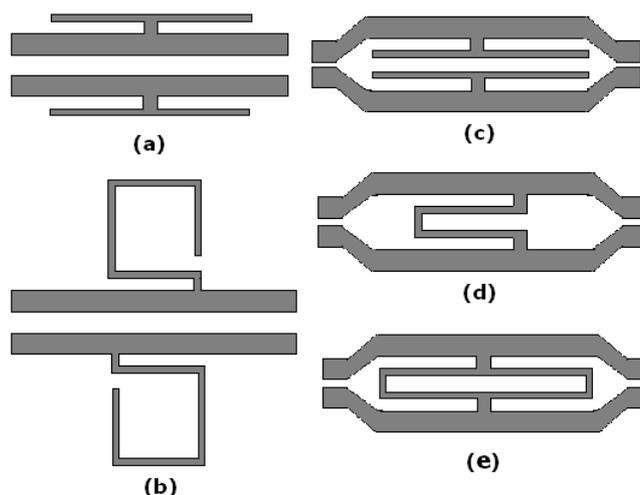


Figure 2.15 : Filtres à base de résonateurs CPS (le substrat n'est pas représenté) : (a) T-strips en circuit ouvert à l'extérieur de lignes CPS, (b) Strips en forme de carré à l'extérieur de lignes CPS, (c) T-strips en circuit ouvert à l'intérieur de lignes CPS, (d) Strip en court-circuit à l'intérieur de lignes CPS, (e) Strip rectangulaire en court-circuit à l'intérieur de lignes CPS.

2.4.4 Dual Behavior Resonator (DBR)

Le DBR est une association de deux structures coupe-bande en parallèle afin de former un filtre passe-bande. La particularité de ces filtres tient au réglage des pôles et des zéros de transmission indépendamment les uns des autres grâce aux nombreux paramètres disponibles que sont les longueurs et les impédances des différents tronçons de lignes composant le filtre. En effet, en chargeant par exemple une ligne de transmission par 2 stubs parallèles en circuit ouvert, on crée un résonateur dont la fréquence centrale et les zéros de transmission sont contrôlables grâce aux longueurs et aux impédances de chaque tronçon de ligne. La figure 2.16 présente un exemple de filtre DBR de second ordre. [Quendo2004] propose plusieurs topologies de DBR dont le facteur de qualité est typiquement de 20 à 1 GHz.

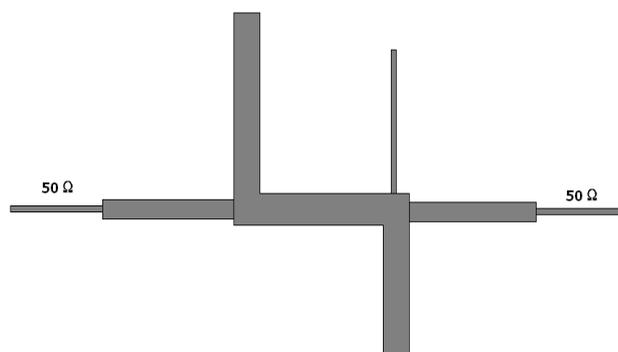


Figure 2.16 : Vue de dessus d'un filtre DBR du second ordre à base de stubs en circuit ouvert (le substrat n'est pas représenté).

2.4.5 Dual Mode Resonator (DMR)

Le premier DMR a été proposé par Wolff [Wolff1972]. Ces résonateurs permettent la réalisation de filtres à réponse elliptique ayant un facteur de qualité supérieur à 100 à quelques dizaines de GHz (bande K). Chaque résonateur est doublement accordé en fréquence ce qui réduit de moitié le nombre de résonateurs nécessaires à la réalisation d'un filtre de degré n . La figure 2.17 présente des topologies de DMR étudiés dans [Curtis1991] pour (a), (b) et (d) et dans [Hong1995] pour (c). Une déformation est rajoutée à chacune des structures en un point à 45° de leurs axes de couplage. Cela permet de faciliter le couplage entre les modes orthogonaux. La dimension de cette déformation détermine la réponse (Tchebychev ou elliptique) du résonateur [Gorur2004].

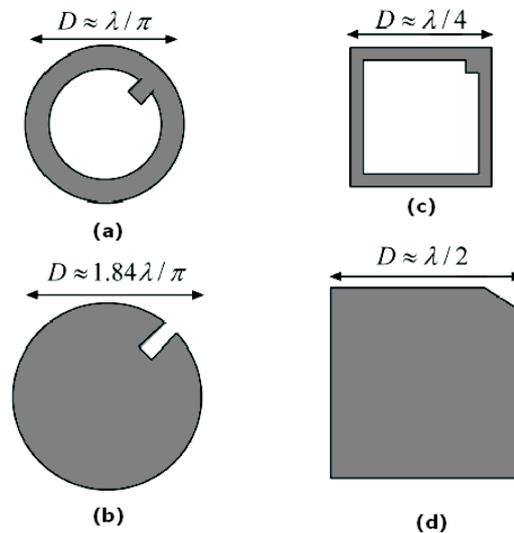


Figure 2.17 : (a) DMR sous forme d'anneau circulaire, (b) DMR sous forme de patch en disque, (c) DMR sous forme de cadre carré, (d) DMR sous forme de patch carré (le substrat n'est pas représenté pour chacune des structures en vue de dessus).

2.4.6 Synthèse

La sélectivité des filtres à éléments localisés, à base de résonateurs couplés, DBR et DMR repose sur la présence en plus ou moins grande quantité de métallisation. Seulement, cela constitue aussi leur faiblesse car plus de métal signifie non seulement plus de pertes par conduction mais aussi plus de pertes par rayonnement dans le cas des structures présentant des angles abrupts (méandres, couplages en U ou en anneaux etc.). Or, la conception du système de détection proposé nous impose de réduire au strict minimum l'utilisation de métal afin de maîtriser les pertes. De telles structures ne peuvent donc pas être utilisées car le niveau de pertes rendrait impossible toute détection en temps réel. En fait, le stade ultime dans la conception de notre dispositif serait la suppression totale de métal en envisageant des structures (antenne et filtre) réalisées intégralement à l'aide de matériaux diélectriques.

2.5 Le filtre de Fabry-Pérot

Le substrat du filtre BIP en technologie Microstrip proposé et développé dans ce manuscrit est un filtre Fabry-Pérot à miroirs de Bragg composé d'une cavité de Fabry-Pérot encadré de 2 miroirs de Bragg. Dans le domaine optique, ce type de résonateur possède un facteur de qualité de quelques milliers à quelques centaines de milliers en fonction de la réflectivité des miroirs utilisés. Il peut être aussi utilisé dans le domaine microondes. Par exemple Krupka et *al.* ont obtenu d'excellents résultats à 39 GHz avec un facteur de qualité de 560.000 [Krupka2005]. Ce paragraphe traite du formalisme du résonateur de Fabry-Pérot.

2.5.1 La cavité Fabry-Pérot

La cavité Fabry-Pérot est un interféromètre optique formé de deux miroirs plans identiques et semi-réfléchissants de coefficients de réflexion R , encadrant une couche diélectrique d'indice de réfraction n et d'épaisseur e . A l'intérieur de cette cavité, un rayon lumineux d'angle d'incidence θ subit des allers-retours, une fraction étant transmise à chaque réflexion (figure 2.18).

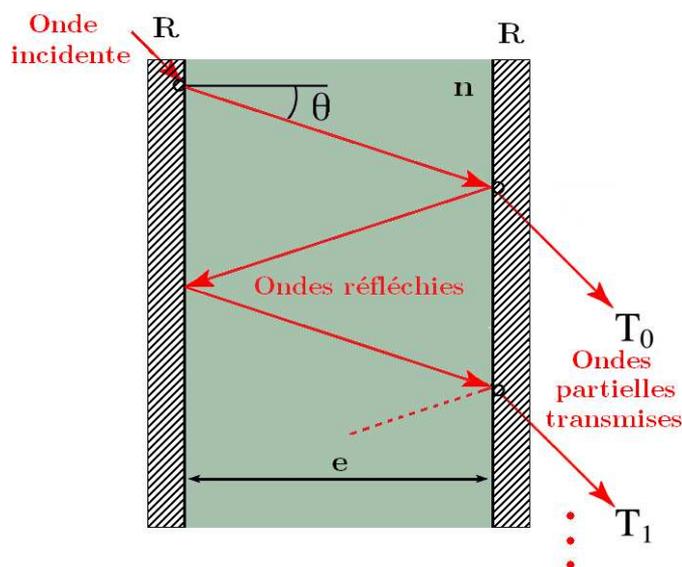


Figure 2.18 : Cavité Fabry-Pérot.

Pour une longueur d'onde λ donnée ($\lambda = \lambda_0 / n$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide), on montre que la résultante des ondes transmises est caractérisée par la transmittance T dont l'expression est la suivante :

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + m \cdot \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right)} \quad (2.26.a)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \varphi = \beta \times 2 \cdot e \cdot \cos(\theta) = \frac{4 \cdot \pi \cdot n \cdot e \cdot \cos(\theta)}{\lambda_0} & (\text{déphasage dû à la différence de marche}) \\ m = \frac{4 \cdot R}{(1 - R)^2} \end{cases} \quad (2.26.b)$$

D'une part, T est maximale (résonance) et vaut 1 lorsque $\varphi = 2 \cdot k \cdot \pi$ ($k \in \mathbb{N}$). L'intensité lumineuse transmise vaut alors $I_M = I_0$. En incidence normale (θ nul) et pour $k = 1$, la résonance est réalisée pour une épaisseur de diélectrique $e_{\text{résonance}}$ donnée par :

$$e_{\text{résonance}} = \frac{\lambda_0}{2 \cdot n} \quad (\text{demi-onde}) \quad (2.26.c)$$

D'autre part, T est minimale (antirésonance) et vaut $1/(1+m)$ lorsque $\varphi = \pi + 2 \cdot k \cdot \pi$ ($k \in \mathbb{N}$). L'intensité lumineuse transmise vaut alors $I_m = I_0 / (1 + m)$. En incidence normale (θ nul) et pour $k = 0$, l'antirésonance est réalisée pour une épaisseur de diélectrique $e_{\text{antirésonance}}$ donnée par :

$$e_{\text{antirésonance}} = \frac{\lambda_0}{4 \cdot n} \quad (\text{quart d'onde}) \quad (2.26.d)$$

Le tracé de T en fonction de φ en figure 2.19 est une suite de pics dont la largeur à mi-hauteur $\Delta\varphi$ est donnée par :

$$\Delta\varphi = \frac{4}{\sqrt{m}} = \frac{2(1 - R)}{\sqrt{R}} \quad (2.26.e)$$

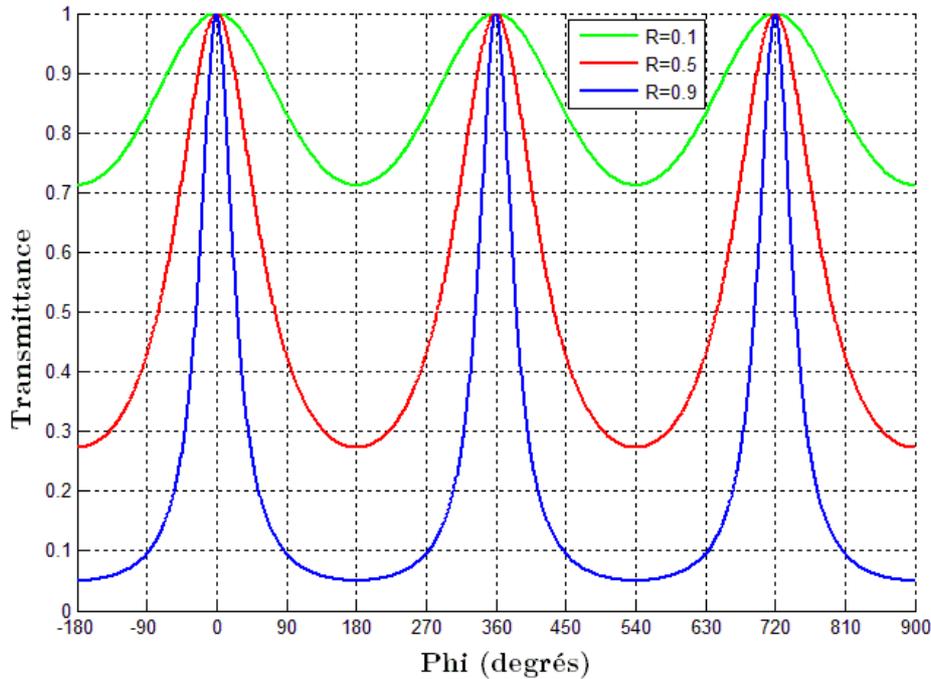


Figure 2.19 : Transmittance d'une cavité de Fabry-Pérot pour 3 valeurs de R (0,1 - 0,5 - 0,9).

L'on peut remarquer que la largeur des pics diminue lorsque R augmente. On définit la finesse de chaque pic comme le rapport entre la distance entre 2 pics successifs et leur largeur $\Delta\phi$. Elle renseigne sur l'étroitesse des pics et augmente avec le coefficient de réflexion R des miroirs. Elle s'exprime selon l'équation suivante :

$$F = \frac{2 \cdot \pi}{\Delta\phi} = \frac{\pi}{2} \sqrt{m} = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.26.f)$$

La figure 2.20 montre l'évolution de la finesse en fonction de R. Pour des valeurs significatives de réflectivité (entre 0,8 et 1), la finesse des pics d'une cavité de Fabry-Pérot varie de quelques dizaines à quelques milliers. Le facteur de qualité Q est relié à la finesse F par la relation suivante :

$$Q = \left(\frac{f_0}{\text{ISL}} \right) \cdot F \quad (2.27.a)$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} f_0 \text{ la fréquence centrale du filtre sélectif} \\ \text{ISL} = \frac{c}{2 \cdot n \cdot e} \text{ l'Intervalle Spectral Libre dans la cavité} \end{array} \right. \quad (2.27.b)$

d'où $Q = \left(\frac{2 \cdot n \cdot e \cdot f_0}{c} \right) \cdot F = \left(\frac{2 \cdot e}{\lambda} \right) \cdot F \quad (2.27.c)$

Pour la réalisation d'un filtre sélectif, l'utilisation de miroirs très réfléchissants sera alors recherchée. Le miroir de Bragg présente des caractéristiques très intéressantes pour l'obtention de fortes réflectivités. Il est décrit au paragraphe suivant.

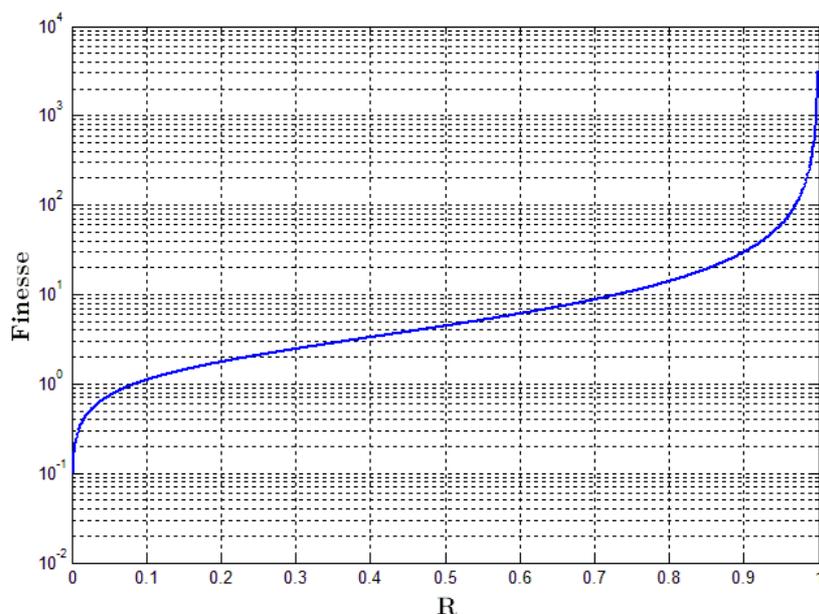


Figure 2.20 : Finesse (en échelle log) des pics d'une cavité Fabry-Pérot en fonction de la réflectivité R des miroirs.

2.5.2 Miroir de Bragg

Le miroir de Bragg est constitué d'une alternance périodique de couches planes de deux diélectriques d_1 et d_2 d'indices de réfraction différents n_1 et n_2 avec ($n_1 > n_2$) et d'épaisseurs respectives $\lambda_0 / (4 \cdot n_1)$ et $\lambda_0 / (4 \cdot n_2)$ correspondant à la condition d'antirésonance établie au paragraphe précédent. Pour une telle structure, tous les rayons réfléchis sont en phase créant ainsi des interférences constructives qui permettent de réfléchir jusqu'à 99.5% de l'énergie incidente (soit une finesse de 630). En incidence normale et si l'état de surface des interfaces est bon, le coefficient de réflexion R_B d'un miroir de Bragg adjacent à un substrat diélectrique d'indice de réfraction n_s (figure 2.21) s'exprime selon la relation suivante :

$$R_B = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2p} \left(\frac{n_1^2}{n_s}\right)}{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2p} \left(\frac{n_1^2}{n_s}\right)} \right)^2 \quad (2.28)$$

Où p est le nombre de période d'alternances entre d_1 et d_2 .

Ainsi, la réflectivité d'un miroir de Bragg est d'autant plus grande (ce qui est recherché pour un filtre sélectif) que le rapport n_1/n_2 et le nombre de périodes d'alternances des couches d_1 et d_2 sont grands. Nous retrouvons ainsi la conclusion de l'analyse qualitative du filtre sélectif BIP réalisé au §. 1.4.2 à partir du formalisme sur les lignes de transmission.

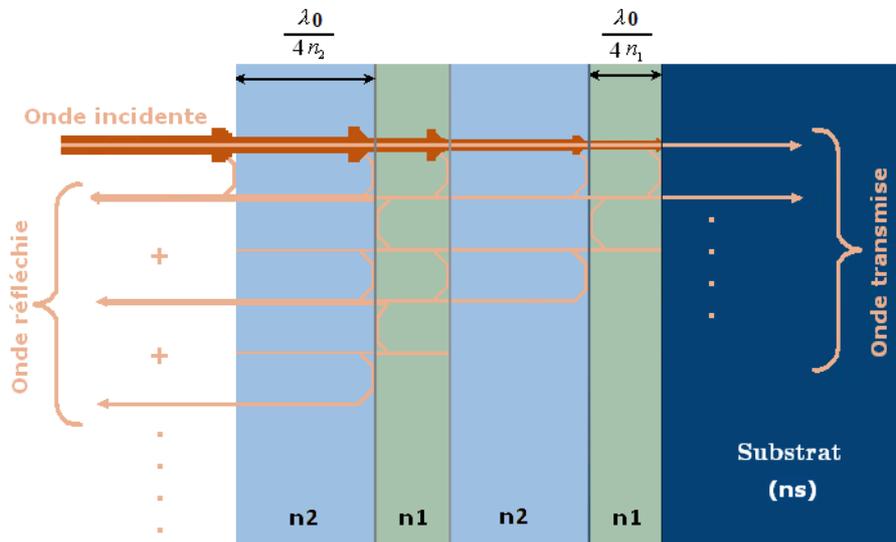


Figure 2.21 : Miroir de Bragg quart d'onde avec $p = 2$. Les trajets de l'onde ont été décalés verticalement pour faciliter la visibilité mais l'onde résulte de la superposition de toutes les ondes réfléchies.

En général, dans un un filtre Fabry-Pérot à miroirs de Bragg, le diélectrique qui constitue la cavité Fabry-Pérot est l'un des diélectriques constituant les miroirs de Bragg. Dans le

cas où p (le nombre de périodes d'alternances) est égal à 2 ce qui équivaut à 4 cascades, le filtre Fabry-Pérot ressemble alors à la structure de la figure 2.22.

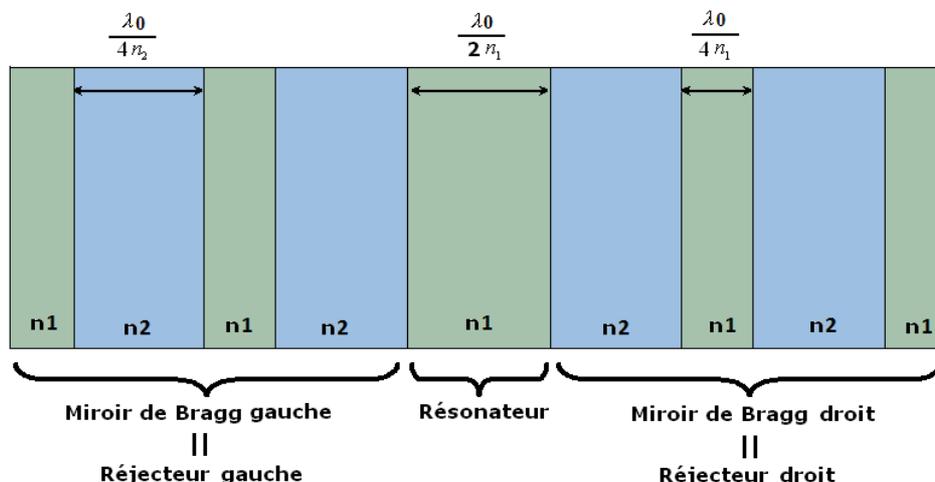


Figure 2.22 : Filtre Fabry-Pérot avec 2 périodes d'alternance ($p = 2$).

2.6 Pertes dans le filtre sélectif BIP 1D

A présent, le filtre BIP 1D à base de ligne Microstrip est modélisé à l'aide des matrices [ABCD] et [S]²⁶ Ses performances sont ensuite évaluées d'abord sans pertes puis avec pertes.

2.6.1 Modélisation du filtre à l'aide de la matrice chaîne [ABCD]

L'on modélise le filtre comme un chaînage de tronçons de lignes Microstrip de différentes impédances Z_{C0} , Z_{C1} et Z_{C2} (figure 2.23). Les tronçons d'adaptation situés à l'entrée et à la sortie du filtre ont pour impédance caractéristique l'impédance de normalisation Z_{C0} et pour longueur L_0 . Les tronçons d'impédance caractéristique Z_{C1} ont pour longueur L_1 hormis le tronçon central qui a une longueur de $2L_1$. Ceux d'impédance caractéristique Z_{C2} ont pour longueur L_2 .

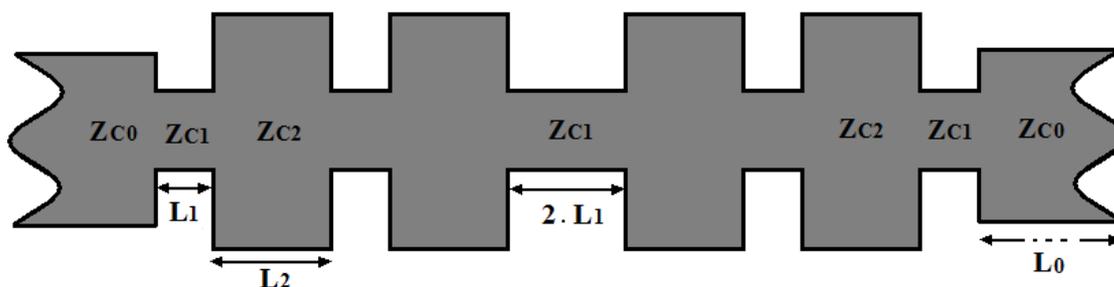


Figure 2.23 : Modélisation du filtre BIP 1D en technologie Microstrip avec 2 périodes d'alternance ($p = 2$).

²⁶ Les matrices de répartition [S] et chaîne [ABCD] sont définies en annexe E de ce document.

La matrice chaîne du filtre $[ABCD]_F$ est alors calculée comme le produit des matrices $[ABCD]_0$, $[ABCD]_1$ et $[ABCD]_2$ selon l'expression suivante :

$$[ABCD]_F = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = [ABCD]_0 \cdot ([ABCD]_1 \cdot [ABCD]_2)^P \cdot [ABCD]_1^2 \cdot ([ABCD]_2 \cdot [ABCD]_1)^P \cdot [ABCD]_0 \quad (2.29)$$

avec

$$\begin{cases} [ABCD]_0 & \text{la matrice chaîne du tronçon d'adaptation d'impédance } Z_{C0} \text{ et de longueur } L_0 \\ [ABCD]_1 & \text{la matrice chaîne de la ligne d'impédance } Z_{C1} \text{ et de longueur } L_1 \\ [ABCD]_2 & \text{la matrice chaîne de la ligne d'impédance } Z_{C2} \text{ et de longueur } L_2 \end{cases}$$

où la matrice $[ABCD]_i$ est définie par :

$$[ABCD]_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_i L_i) & Z_{Ci} \sinh(\gamma_i L_i) \\ \frac{\sinh(\gamma_i L_i)}{Z_{Ci}} & \cosh(\gamma_i L_i) \end{bmatrix} \quad \text{où } i=0,1,2 \quad (2.30)$$

Les coefficients de la matrice de répartition du filtre $[S]_F$ sont obtenus à partir de ceux de la matrice $[ABCD]_F$ selon les expressions suivantes :

$$[S]_F = \begin{bmatrix} \frac{A + \frac{B}{Z_{C0}} - C Z_{C0} - D}{A + \frac{B}{Z_{C0}} + C Z_{C0} + D} & \frac{2(AD - BC)}{A + \frac{B}{Z_{C0}} + C Z_{C0} + D} \\ \frac{2}{A + \frac{B}{Z_{C0}} + C Z_{C0} + D} & \frac{-A + \frac{B}{Z_{C0}} - C Z_{C0} + D}{A + \frac{B}{Z_{C0}} + C Z_{C0} + D} \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

2.6.2 Performances du filtre sans pertes

Si les tronçons de ligne sont sans pertes, alors pour chaque tronçon, $\gamma_i = j\beta_i$ ($i = 0, 1, 2$). D'après (2.30), les matrices $[ABCD]_i$ s'écrivent comme suit :

$$[ABCD]_i = \begin{bmatrix} \cos(\beta_i L_i) & j Z_{Ci} \sin(\beta_i L_i) \\ \frac{j \sin(\beta_i L_i)}{Z_{Ci}} & \cos(\beta_i L_i) \end{bmatrix} \quad \text{où } \beta_i = \frac{2\pi n_i}{\lambda_0} \quad (2.32)$$

A l'aide des expressions ci-dessus, les paramètres S_{11} et S_{21} puis le facteur de qualité sans pertes Q_0 sont déterminés pour un filtre BIP 1D sans pertes de fréquence centrale 115,3 GHz. Pour ce faire, 3 configurations suivant la valeur de $r_z = Z_{C2}/Z_{C1}$ (2, 5 et 7) ont été choisies. Pour chaque valeur de r_z , les impédances Z_{C2} et Z_{C1} ont été choisies de telles manières à obtenir une impédance de normalisation $Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}}$ (cf. (1.13)) proche de 50Ω en vue de la réalisation future du microcapteur. Enfin, pour chacune des configurations, le nombre p de périodes d'alternances varie de 1 à 3. Le tableau 2.2 résume les résultats obtenus :

	Q_0 pour $p=1$	Q_0 pour $p=2$	Q_0 pour $p=3$
<p>Configuration 1</p> $\begin{cases} Z_{C1} = 35 \Omega \\ Z_{C2} = 70 \Omega \\ r_z = Z_{C2} / Z_{C1} = 2 \\ Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}} \approx 50 \end{cases}$	7	33	140
<p>Configuration 2</p> $\begin{cases} Z_{C1} = 24 \Omega \\ Z_{C2} = 120 \Omega \\ r_z = Z_{C2} / Z_{C1} = 5 \\ Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}} \approx 54 \Omega \end{cases}$	54	1300	30000
<p>Configuration 3</p> $\begin{cases} Z_{C1} = 20 \Omega \\ Z_{C2} = 140 \Omega \\ r_z = Z_{C2} / Z_{C1} = 7 \\ Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}} \approx 53 \Omega \end{cases}$	120	5900	64000

Tableau 2.2 : Coefficient de qualité à vide Q_0 du filtre en fonction de r_z et de p .

Ce tableau montre que le coefficient de qualité augmente lorsque r_z ou p augmente ce qui est conforme à la théorie (cf. (2.28)).

Nous constatons que la valeur $r_z = 2$ (*configuration 1*) est insuffisante (quelque soit la valeur de p) pour assurer au filtre une sélectivité supérieure à 100. En effet, pour $p = 3$, le facteur de qualité à vide et sans pertes $Q_0 = 140$ conduira certainement à un facteur de qualité avec pertes inférieur à 100. De plus, nous ne pouvons pas augmenter indéfiniment la valeur de p car cela augmenterait le nombre de cascades et donc de pertes.

Avec $r_z = 5$ (*configuration 2*), le filtre a des performances plus intéressantes. Pour $p = 2$, le facteur de qualité Q_0 vaut 1300. La figure 2.24 présente l'évolution fréquentielle des paramètres S_{11} (coefficient de réflexion) et S_{21} (coefficient de transmission ou pertes par insertion) avec les paramètres $r_z = 5$ et $p = 2$. Pour le filtre sans pertes, les pertes par insertion sont nulles à 115,3 GHz.

Pour un rapport $r_z = 7$ (*configuration 3*), la sélectivité du filtre est encore plus élevée mais nous pouvons constater que l'utilisation d'une seule période d'alternances $p = 1$ (ou 2 cascades) est insuffisante pour notre application.

En conclusion, le microcapteur nécessite un nombre minimum de périodes d'alternance $p = 2$. L'étude des pertes dans le filtre s'avère à présent indispensable afin d'évaluer les performances réelles du filtre. Les expressions analytiques des différents types de pertes dans le filtre sont données dans le paragraphe suivant.

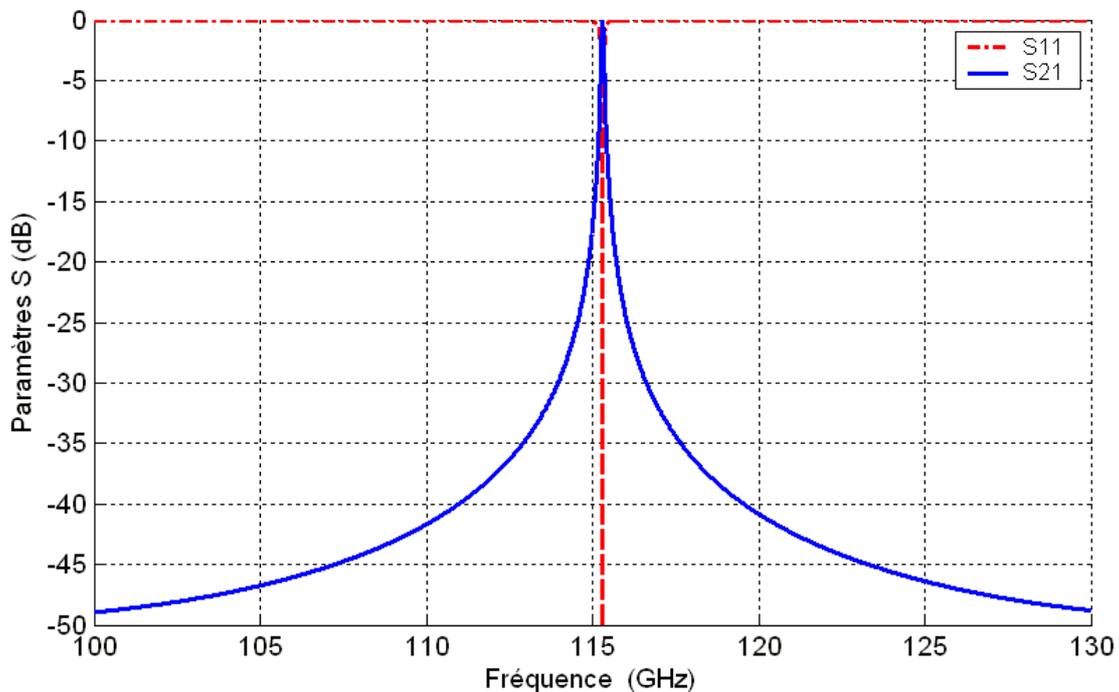


Figure 2.24 : Paramètres S_{11} et S_{21} du filtre sélectif BIP sans pertes pour $r_z = 5$ et $p = 2$.

2.6.3 Approche analytique des pertes dans le filtre

Le filtre étant conçu en technologie Microstrip, les expressions des pertes sont celles de cette technologie.

• Il existe plusieurs formules qui expriment les pertes métalliques linéiques α_c dans la ligne Microstrip. Des écarts souvent importants peuvent exister entre ces expressions qui sont établies avec plus ou moins d'approximations. La plupart d'entre elles négligent par exemple l'état de surface (plus ou moins rugueuse) des conducteurs métalliques. Ce qui conduit à des différences souvent grandes (100%) avec les pertes mesurées. Pour cette thèse, nous avons choisi d'utiliser les formules établies par Pucel [Pucel1968] (2.33 a-c) en raison de leur meilleure concordance avec les résultats de simulation.

Formules de Pucel [Pucel1968]

$$\text{Pour } \frac{W}{h} \leq \frac{1}{2\pi}$$

$$\alpha_c = \frac{8,68 R_S}{2\pi Z_C h} \left[1 - \left(\frac{W'}{4h} \right)^2 \right] \left\{ 1 + \frac{h}{W'} + \frac{h}{\pi W'} \left[\ln \left(\frac{4\pi W}{t} \right) + \frac{t}{W} \right] \right\} \quad [\text{dB/m}] \quad (2.33.a)$$

$$\text{Pour } \frac{1}{2\pi} < \frac{W}{h} \leq 2$$

$$\alpha_c = \frac{8,68 R_S}{2\pi Z_C h} \left[1 - \left(\frac{W'}{4h} \right)^2 \right] \left\{ 1 + \frac{h}{W'} + \frac{h}{\pi W'} \left[\ln \left(\frac{2h}{t} \right) - \frac{t}{h} \right] \right\} \quad [\text{dB/m}] \quad (2.33.b)$$

$$\text{Pour } \frac{W}{h} \geq 2$$

$$\alpha_c = \frac{8,68 R_S}{Z_C h \left\{ \frac{W'}{h} + \frac{2}{\pi} \ln \left[2\pi e \left(\frac{W'}{2h} + 0,94 \right) \right] \right\}^2} \left[\frac{W'}{h} + \frac{W'/\pi h}{2h + 0,94} \right] \left\{ 1 + \frac{h}{W'} + \frac{h}{\pi W'} \left[\ln \left(\frac{2h}{t} \right) - \frac{t}{h} \right] \right\} \quad [\text{dB/m}] \quad (2.33.c)$$

On définit : R_S , la résistance due à l'effet de peau (cf. (2.20)), W et t respectivement la largeur et l'épaisseur du ruban conducteur, et h l'épaisseur du substrat. L'épaisseur non nulle du ruban métallique a une influence sur la largeur W . Nous donnons ici les expressions de correction proposées par Wheeler [Wheeler1977] :

$$\Delta W = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\epsilon_r} \right) \cdot \Delta W_1 \quad (2.34.a)$$

$$\text{avec } \Delta W_1 = \frac{t}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4e}{\sqrt{\left(\frac{t}{h}\right)^2 + \left(\frac{1/\pi}{W/t + 1,10}\right)}} \right) \quad (2.34.b)$$

$$\text{La largeur corrigée est alors } W' = W + \Delta W \quad (2.34.c)$$

Le plan de masse métallique peut faire l'objet de pertes par conduction significatives dans le cas où la fréquence augmente. En effet, le courant ne circule plus dans toute la largeur du plan de masse comme en basse fréquence mais se concentre dans une tranche de la masse en regard du ruban conducteur. Cela a pour effet d'augmenter la résistance effective de la ligne. Nous allons donc combiner aux formules de Pucel la formule de Faraji-Dana *et al.* [Faraji-Dana1990] afin de calculer la résistance R_M du plan de masse. On a :

$$R_M = 0,55 R_{DC} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{t}{W}} \left(1 - e^{-\left(\frac{W}{1,2 \pi h}\right)} \right) \sqrt{2 \mu \sigma f W t} \quad (2.35.a)$$

$$\text{avec } R_{DC} = \frac{1}{\sigma t} [\Omega / \text{carré}] \quad (2.35.b)$$

la résistance en continu du conducteur, μ la perméabilité du milieu et f la fréquence. La résistance totale de la ligne R_{Totale} devient alors :

$$R_{\text{Totale}} = R_S + R_M \quad (\Omega) \quad (2.35.c)$$

- En ce qui concerne les pertes diélectriques linéiques α_d , plusieurs sources dans la littérature [Badoual1984-1, Pucel1968, Schneider1969] donnent une expression semblable à celle utilisée pour la ligne CPS définie par l'expression (2.23).

- La ligne Microstrip est une ligne ouverte dont le rayonnement augmente avec la fréquence en particulier en présence de discontinuités. Contrairement donc aux pertes métalliques et diélectriques qui s'expriment de façon distribuée (pertes linéiques), les pertes par rayonnement dans la ligne Microstrip sont généralement exprimées en watt ou en pourcentage de la puissance incidente. En dB elles sont données par l'expression suivante :

$$\Pi_{\text{rayonnement}} = -10 \cdot \log \left(1 - \frac{P_{\text{rayonnement}}}{P_{\text{inc}}} \right) \text{ dB} \quad (2.36.a)$$

où $P_{\text{rayonnement}}$ est le rayonnement total dû à toutes les discontinuités de la ligne et P_{inc} la puissance incidente à l'entrée de la ligne. Pour une discontinuité d_i donnée, les pertes par rayonnement, pour un courant incident unitaire, sont données par Abouzahra *et al.* [Abouzahra1979] :

$$P_{\text{rayonnement}_{d_i}} = 60 \left(\frac{2 \pi h}{\lambda_0} \right)^2 F_{d_i} (\epsilon_{\text{eff}}) \text{ [W]} \quad (2.36.b)$$

$$\text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} h \text{ l'épaisseur du diélectrique} \\ \lambda_0 \text{ la longueur d'onde dans le vide} \\ F_{d_i}(\epsilon_{\text{eff}}) \text{ le facteur de forme de la discontinuité } d_i \end{array} \right. \quad (2.36.c)$$

Par suite, $P_{\text{rayonnement}}$ s'exprime comme suit :

$$P_{\text{rayonnement}} = \sum_{\text{discontinuités}} P_{\text{rayonnement}_{d_i}} = 60 \left(\frac{2 \pi h}{\lambda_0} \right)^2 \times \sum_{\text{discontinuités}} F_{d_i}(\epsilon_{\text{eff}}) \quad [\text{W}] \quad (2.36.d)$$

Pour un courant incident unitaire, la puissance incidente s'écrit :

$$P_{\text{inc}} = \frac{1}{2} \cdot Z_C \cdot I^2 = \frac{Z_C}{2} \quad [\text{W}] \quad (2.36.e)$$

et l'expression (2.36.a) devient donc :

$$\Pi_{\text{rayonnement}} = -10 \cdot \log \left(1 - \left(\frac{480 \cdot \pi^2 \cdot h^2}{Z_C \cdot \lambda_0^2} \right) \sum_{\text{discontinuités}} F_{d_i}(\epsilon_{\text{eff}}) \right) \quad \text{dB} \quad (2.36.f)$$

Le filtre étant constitué d'une succession de tronçons de Microstrip d'impédances différentes, toutes les discontinuités sont du type "changement d'impédance" dont le facteur de forme vaut [Lewin1978] :

$$F(\epsilon_{\text{eff}}) = \frac{8}{3 \epsilon_{\text{eff}}} \left(\frac{Z_{C2} - Z_{C1}}{Z_{C2} + Z_{C1}} \right)^2 \quad (2.36.g)$$

Les différentes expressions des pertes dans le filtre BIP montrent que l'épaisseur h des substrats a une influence sur l'importance de chaque type de pertes. Comment choisir alors ce paramètre de façon optimale afin de maintenir un niveau global de pertes faible? Le paragraphe suivant répond à cette question.

2.6.4 Influence de l'épaisseur du substrat sur les pertes dans le filtre

Pertes par rayonnement

Intéressons-nous d'abord aux pertes par rayonnement. Nous allons montrer que, pour une configuration donnée du filtre, ces pertes imposent une limite supérieure de la hauteur h à ne pas dépasser au risque de perdre toute la puissance sous forme de rayonnement. Considérons l'expression (2.36.g) donnant le facteur de forme correspondant à la discontinuité "changement d'impédance" et appliquons la à notre filtre représenté en figure 1.28.

Le filtre présente plusieurs discontinuités mais l'endroit où le filtre rayonne le plus est le résonateur central puisque l'énergie électromagnétique y est plus importante que dans toute autre partie du filtre. Nous considérons donc uniquement les discontinuités à gauche et

à droite du résonateur (2 discontinuités de caractéristiques identiques) et nous nous plaçons dans le cas de la configuration 2 du tableau 2.27²⁷. Les données sont donc les suivantes :

$$\begin{cases} Z_{C1} = 24 \, \Omega \\ Z_{C2} = 120 \, \Omega \\ \epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{eff_moy}} = 5,3 \quad (\text{cf. Tableau 3.5}) \\ Z_{C0} = \sqrt{Z_{C1} \times Z_{C2}} \approx 54 \, \Omega \\ \lambda_0 = 2,6 \, \text{mm} \end{cases} \quad (2.37)$$

L'entrée du filtre se faisant sur l'impédance de normalisation Z_{C0} , la puissance incidente est donc $P_{\text{inc}} = Z_{C0} / 2$. L'expression (2.36.f) devient donc :

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{rayonnement}} &= -10 \cdot \log \left(1 - \left(\frac{480 \cdot \pi^2 \cdot h^2}{Z_{C0} \cdot \lambda_0^2} \right) \times 2 \times \frac{8}{3 \epsilon_{\text{eff_moy}}} \left(\frac{Z_{C2} - Z_{C1}}{Z_{C2} + Z_{C1}} \right)^2 \right) \text{ dB} \\ &= -10 \cdot \log \left(1 - \left(\frac{480 \cdot \pi^2 \cdot h^2}{54 \times (2,6 \cdot 10^{-3})^2} \right) \times 2 \times \frac{8}{3 \times 5,3} \left(\frac{120 - 24}{120 + 24} \right)^2 \right) \text{ dB} \\ &= -10 \cdot \log (1 - 5,8 \cdot 10^6 \times h^2) \text{ dB} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Cette dernière équation montre qu'il y a une épaisseur limite h_{lim} pour laquelle toute la puissance émise est perdue en rayonnement. Cette épaisseur est obtenue en posant :

$$\begin{aligned} P_{\text{rayonnement}} &= P_{\text{inc}} \\ \Rightarrow 5,8 \cdot 10^6 \times (h_{\text{lim}})^2 &= 1 \\ \Rightarrow h_{\text{lim}} &= 415 \, \mu\text{m} \end{aligned} \quad (2.39)$$

En conclusion, pour réduire le rayonnement dans le filtre, il faut limiter l'épaisseur h du substrat ce qui suggère l'utilisation d'un substrat membranaire²⁸. Cependant, un substrat membranaire est-il favorable à une minimisation des pertes métalliques et diélectriques?

Pertes métalliques et diélectriques

Pour répondre à cette question, nous considérons la ligne Microstrip représentée à la figure 2.25.

²⁷ En fait, la configuration 2 associée à une valeur $p=2$ est celle qui a été choisie pour la conception du microcapteur.

²⁸ Rappelons que l'utilisation d'un substrat membranaire réduit aussi les pertes dans l'antenne en V.

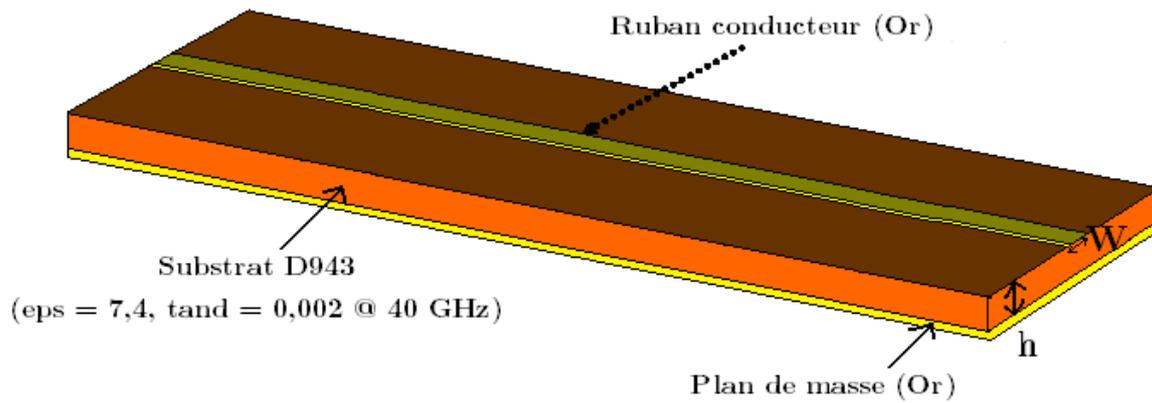


Figure 2.25 : Vue en perspective d'une ligne Microstrip (ou Microruban). Les parties métalliques sont en Or et le substrat est du D943 de permittivité 7,4 et d'angle de pertes 0,002 à 40 GHz.

Le conducteur et le plan de masse sont en or (conductivité $\sigma = 4,09 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$) et le substrat est le « DuPontTM 943 Low Loss Green Tape » (cf. § 3.2.3), un diélectrique composé de verre et de céramique. La permittivité et l'angle de pertes du D943 sont respectivement de $\epsilon_r = 7,4$, $\tan(\delta) = 0,002$ @ 40 GHz. Nos calculs seront effectués en supposant que ces caractéristiques données à 40 GHz ne soient pas très éloignées des caractéristiques du D943 à 115,3 GHz. La figure 2.26 montre l'évolution des pertes métalliques et diélectriques en fonction de l'épaisseur du substrat pour une largeur et une épaisseur du ruban conducteur respectivement fixées à $W = 100 \mu\text{m}$ et $t = 10 \mu\text{m}$.

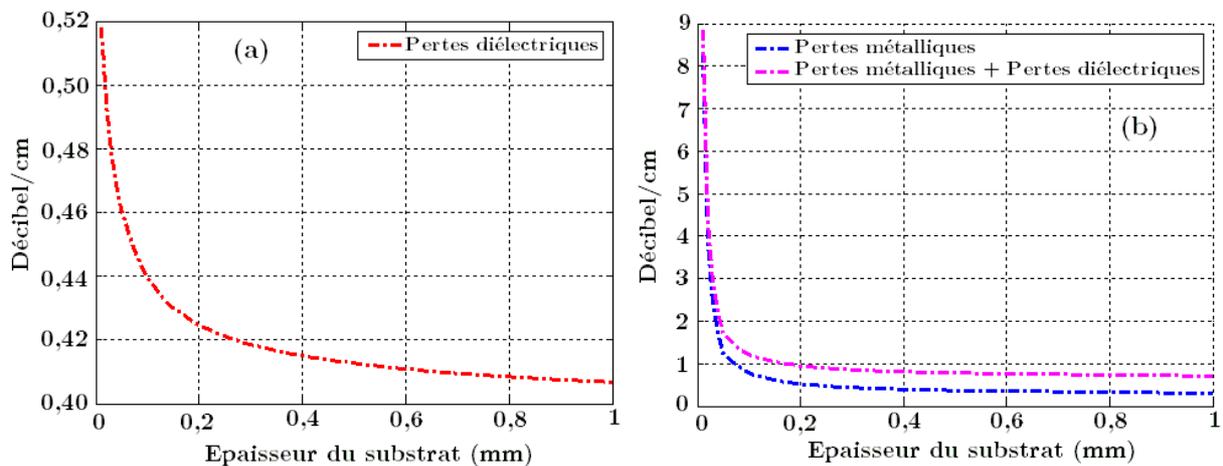


Figure 2.26 : Pertes dans la ligne Microstrip décrite en figure 2.19 avec $W = 100 \mu\text{m}$ et $t = 10 \mu\text{m}$: (a) Pertes diélectriques (dB/cm) en fonction de l'épaisseur du substrat en mm; (b) Pertes métalliques puis somme des pertes métalliques et diélectriques en fonction de l'épaisseur du substrat en mm.

Les courbes de la figure 2.26 montrent que les pertes métalliques et diélectriques dans la ligne Microstrip de la figure 2.25 diminuent lorsque l'épaisseur du substrat augmente. Les pertes diélectriques sont plus faibles (d'un ordre de grandeur) que les pertes métalliques. Cela confirme une tendance générale selon laquelle l'affaiblissement dû au diélectrique, dans une ligne Microstrip, est en général très inférieur à l'affaiblissement dû au métal hormis lorsque le substrat est du silicium (cas des circuits intégrés). Dans cette dernière configuration, les 2 types de pertes sont alors de même ordre de grandeur [Badoual1984-2].

Ces résultats suggèrent donc d'utiliser une épaisseur importante afin de réduire les pertes métalliques et diélectriques. Or, nous venons de voir au paragraphe précédent que les pertes par rayonnement augmentent avec le carré de l'épaisseur (cf. (2.38)). Par conséquent, nous devons trouver un compromis sur la valeur de h afin de minimiser le niveau global des pertes dans le filtre sachant que la limite supérieure est de $415 \mu\text{m}$.

Le tableau 2.3 nous donne les niveaux de pertes dans le filtre pour 2 épaisseurs : $h_1 = 100 \mu\text{m}$ et $h_2 = 200 \mu\text{m}$.

	$h_1 = 100 \mu\text{m}$	$h_2 = 200 \mu\text{m}$
Pertes métalliques (dB/cm)	0,79	0,52
Pertes diélectriques (dB/cm)	0,44	0,42
Pertes mét. + diél. (dB/cm)	1,23	0,94
Pertes par rayonnement (dB)	0,26	1,15

Tableau 2.3 : Comparaison des pertes dans la ligne Microstrip dans le cas d'un passage de $h_1 = 100 \mu\text{m}$ à $h_2 = 200 \mu\text{m}$.

D'après le tableau 2.3, il apparaît que l'augmentation de l'épaisseur du substrat de h_1 à h_2 , induit une réduction de $0,3 \text{ dB/cm}$ sur les pertes métalliques et diélectriques. Or, à la fréquence de $115,3 \text{ GHz}$ et avec les substrats choisis pour la conception du prototype, la longueur totale du filtre BIP n'excède pas 5 mm (cf. § 3.3) soit finalement une réduction des pertes de $0,15 \text{ dB}$. Par contre, passer de h_1 à h_2 induit une augmentation de $0,9 \text{ dB}$ des pertes par rayonnement. En outre, pour une épaisseur de substrat valant $h_1 = 100 \mu\text{m}$, les pertes par rayonnement représentent seulement 6% ²⁹ de la puissance incidente alors qu'elles atteignent 23% pour une épaisseur $h_2 = 200 \mu\text{m}$.

En conséquence, nous opterons pour une épaisseur des diélectriques égale à $h_1 = 100 \mu\text{m}$ afin de limiter les pertes par rayonnement à moins de 10% de la puissance incidente et négliger leur influence sur la réponse du filtre par rapport à celle des pertes métalliques et diélectriques.

²⁹ Ce résultat est confirmé par la simulation qui affiche 4% (cf. 3.3.3)

2.6.5 Effet des pertes métalliques et diélectriques sur la réponse du filtre

L'influence des pertes métalliques et diélectriques sur la réponse du filtre passe par le calcul, pour chaque type de tronçon, de α_c et α_d . Leur somme α , convertie en Neper/m selon l'expression

$$\alpha = \frac{\ln(10)}{20} \times (\alpha_c + \alpha_d) \quad [\text{Neper/m}] \quad (2.40)$$

sera alors utilisée pour écrire le coefficient de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$ [Neper/m]. Dans ce paragraphe, nous supposons que le niveau des pertes dans chaque tronçon est de l'ordre de 1 dB/cm. Cette valeur est raisonnable au vu des résultats du tableau 2.3 et permet d'avoir une idée correcte de l'effet des pertes sur la réponse du filtre calculée à partir des matrices chaînes (cf. expression (2.30)). Avec les paramètres de la configuration 2 ($r_z = 5$) associée à $p = 2$, nous obtenons la réponse du filtre présentée en figure 2.27. Les performances principales du filtre à 115,3 GHz sont les suivantes :

$$\begin{cases} S_{11} = -2 \text{ dB} \\ S_{21} = -14,6 \text{ dB} \\ Q = 280 \end{cases}$$

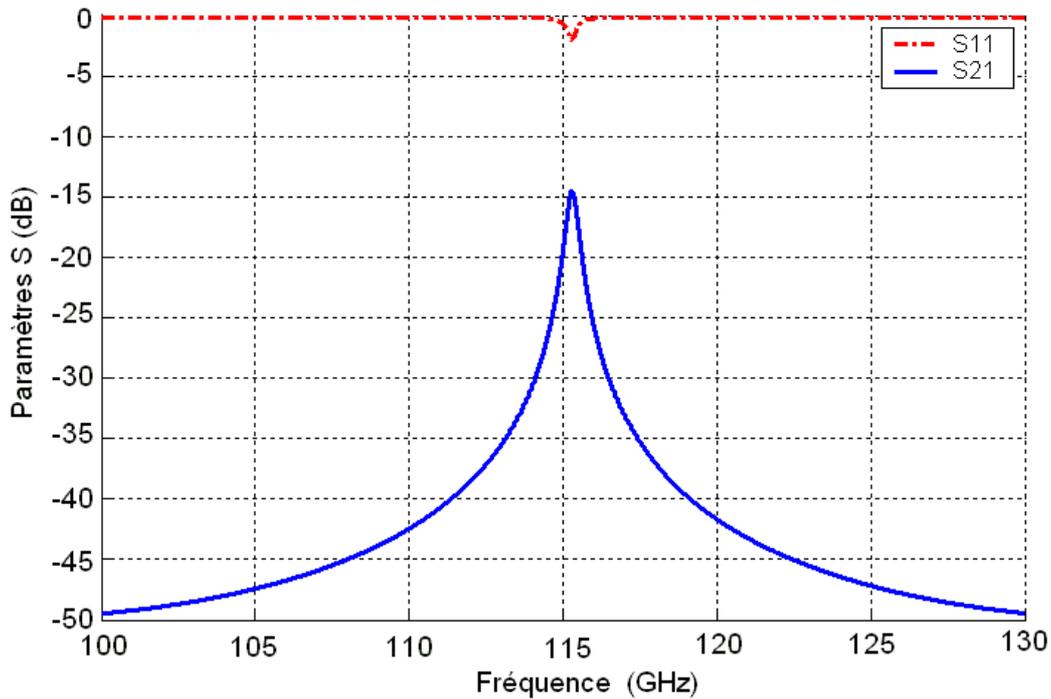


Figure 2.27 : Paramètres S_{11} et S_{21} du filtre avec pertes métalliques et diélectriques de 1 dB/cm pour chacun des tronçons de ligne Microstrip ($r_z = 5$ et $p = 2$).

Les pertes par insertion (S_{21}) ont une valeur d'environ -15 dB. Ce résultat était prévisible car comme indiqué au § 1.4.2, les pertes dans les structures BIP créent une désadaptation qui fait tendre rapidement le coefficient de réflexion S_{11} vers 1 (0 dB) soit des pertes par insertion très importantes. En outre, le facteur de qualité chute de $Q_0 = 1300$ (filtre BIP sans pertes) à $Q = 280$ (filtre BIP avec 1 dB/cm de pertes par tronçons). Ces résultats rappellent l'impérieuse nécessité de réduire autant que possible les pertes dans le filtre afin de garantir une détection fiable.

L'antenne en V (technologie CPS) et le filtre BIP (technologie Microstrip) ayant été traités, nous nous intéressons à présent à la structure qui permettra de les coupler : la transition CPS - Microstrip.

2.7 Etat de l'art des transitions CPS - Microstrip

Une ligne CPS est une structure symétrique contrairement à une ligne Microstrip qui est asymétrique. Par conséquent, une transition CPS – Microstrip est une structure du type symétrique - asymétrique ou balun (balanced – unbalanced). Dans les dispositifs où elle est utilisée, la transition peut limiter les performances globales et une attention particulière doit être portée à son coefficient de transmission dans la bande fréquentielle de fonctionnement. Ce paragraphe fait un passage en revue de quelques transitions CPS – Microstrip proposées dans la littérature. De cet état de l'art découle le choix de la transition CPS – Microstrip pour coupler l'antenne et le filtre.

2.7.1 Transition à conversion de mode

Dib *et al.* [Dib1995] ont étudié des topologies de transitions compactes sans vias utilisables en environnement ouvert ou en boîtiers (MMIC). Avec l'usage de « Balun », ces structures utilisent le concept de conversion de mode c'est-à-dire de transformation d'un premier mode évoluant dans une première structure de propagation guidée en un deuxième mode apte à se propager dans un second guide d'onde. Les structures proposées sont fabriquées à l'aide de RT-Duroid 6010 de permittivité $\epsilon_r = 10,5$ et présentent entre 5 et 15 GHz des pertes d'insertion inférieures à 1,3 dB sur une bande passante de 49 %. La figure 2.28 présente une de ces structures.

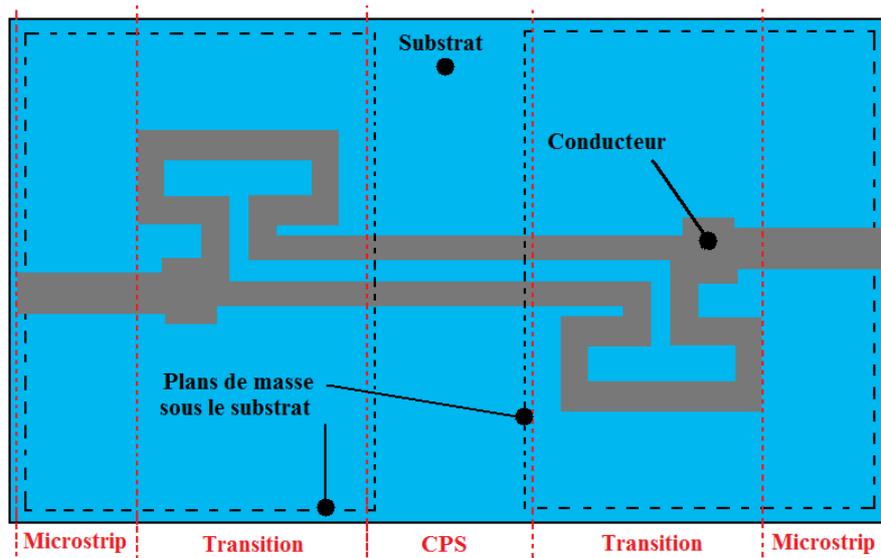


Figure 2.28 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip à conversion de mode.

2.7.2 Transition à jonction T symétrique

Qian *et al.* [Qian1997] proposent une transition CPS – Microstrip utilisant une jonction T symétrique et optimisée dont le rôle est de diviser et de recombinaison le signal. Les structures proposées sont fabriquées à l'aide de RT-Duroid 6010 de permittivité $\epsilon_r = 10,2$ et présentent entre 5 et 15 GHz des pertes d'insertion inférieures à 3 dB sur une bande passante de 68 %. La figure 2.29 présente une de ces structures.

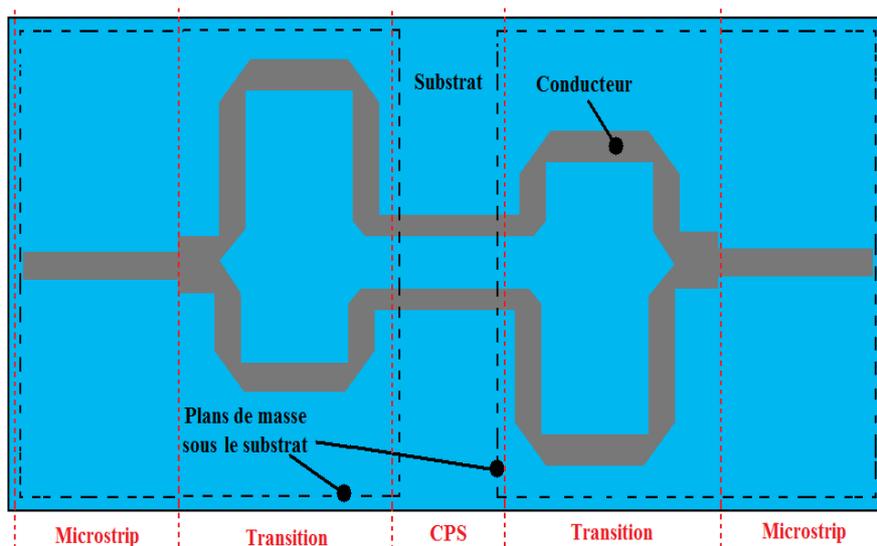


Figure 2.29 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip à jonction T symétrique.

2.7.3 Transition à couplage

Suh *et al.* [Suh2001] ont mis en œuvre une structure simple de fabrication et peu onéreuse. Dans cette structure illustrée en figure 2.30, l'un des rubans conducteurs subit une rotation d'angle ϕ dont le but est de changer l'orientation du champ électrique de parallèle à perpendiculaire au substrat. L'angle de rotation optimum est de 30° pour un bon couplage entre les lignes. La structure proposée est fabriquée à l'aide de RT- Duroid 5870 de permittivité $\epsilon_r = 2,33$ et présente entre 1,3 et 13,3 GHz des pertes d'insertion inférieures à 3 dB sur une bande passante de 68 %.

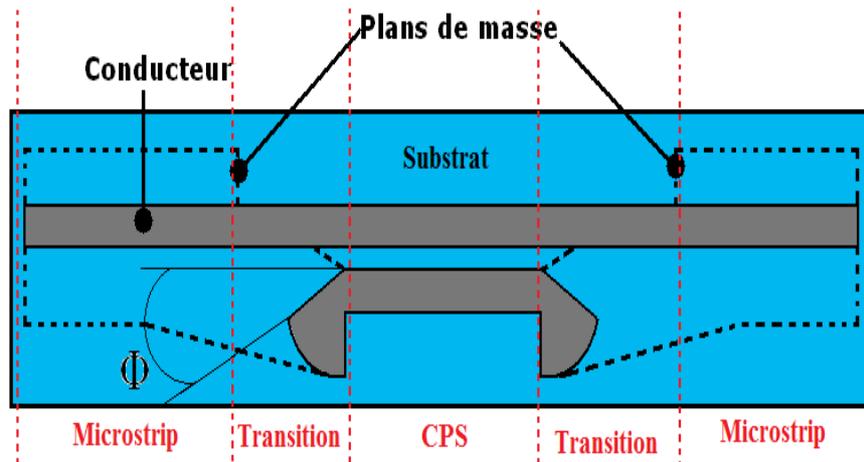


Figure 2.30 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip à couplage.

2.7.4 Transition "ultra large bande"

Kim *et al.* [Kim2007] proposent une transition ultra large bande illustrée en figure 2.31. Cette transition réalise à la fois l'adaptation des champs et l'adaptation des impédances pour toute valeur de permittivité diélectrique du substrat. Afin d'adapter graduellement les champs et les impédances, une ligne CPS asymétrique avec plan de masse (classique) et plan de masse latéral constitué de vias. Par ailleurs, l'adaptation des impédances se fait à l'aide d'une tapérisation de Klopfenstein (décrite ci-dessous). La transition proposée est fabriquée à l'aide de RT-Duroid 5880 de permittivité $\epsilon_r = 2,2$ et présente entre 6 et 40 GHz des pertes d'insertion inférieures à 1 dB. En outre, des simulations indiquent que la bande passante à 3 dB de cette transition vaut environ 100 GHz. Cette transition, choisie pour notre conception, sera décrite en détail au § 2.9.

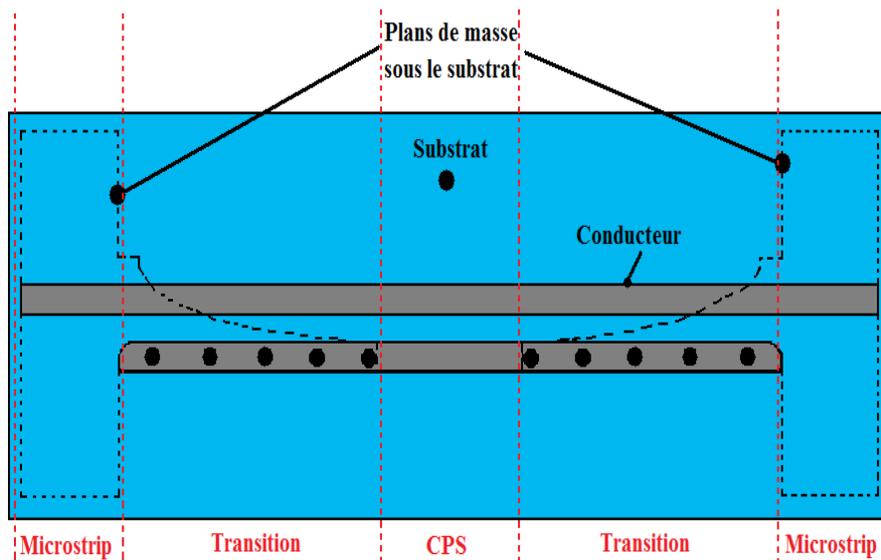


Figure 2.31 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip ultra large bande.

2.8 "Tapérisations" ou formes géométriques pour une transition

Une transition donnée peut être conçue selon différentes « tapérisations » ou formes géométriques. Il existe un nombre infini de façons de définir $Z(x)$ c'est-à-dire l'évolution de l'impédance d'une transition. Notre manuscrit en présente quelques unes (exponentielle, triangulaire et Klopfenstein). D'autres formes de tapérisation bien connues sont les tapérisations hyperbolique, de Chebyshev, de Hecken et quart-d'onde. En général, les lignes tapérisées sont conçues en technologie Microstrip ou CPS. Par conséquent, la fonction $Z(x)$ est réalisée en modifiant de façon continue la largeur W des rubans conducteurs ou du plan de masse.

2.8.1 Cas général

Soit une ligne de transmission « tapérisée » de longueur L_T . Cette ligne est une transition qui relie 2 impédances : Z_e à son entrée et Z_s à sa sortie. Cette transition peut être considérée comme une succession de sections de tronçons de longueurs Δx d'impédance ΔZ (figure 2.32).

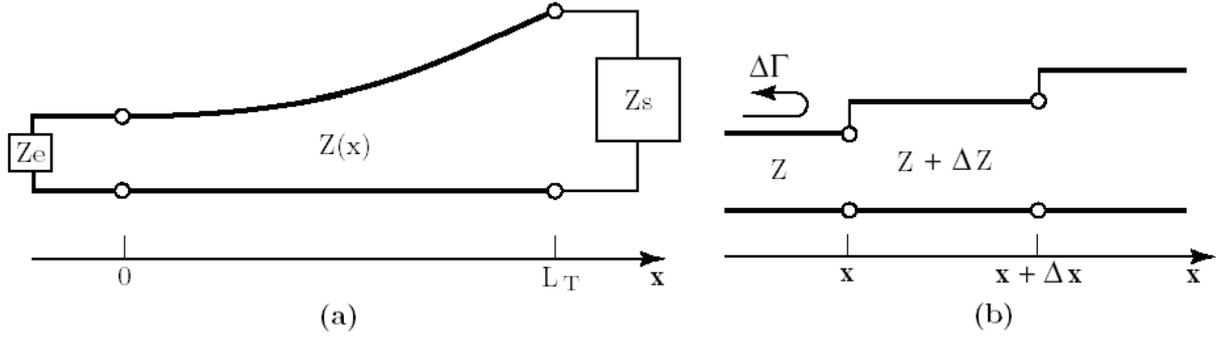


Figure 2.32 : (a) Ligne de transmission « tapérisée », (b) Modèle du changement incrémental de l'impédance le long de la ligne « tapérisée ».

Nous pouvons écrire que le coefficient de réflexion partiel $\Delta \Gamma$ à l'abscisse x s'écrit :

$$\Delta \Gamma = \frac{(Z + \Delta Z) - Z}{(Z + \Delta Z) + Z} \approx \frac{\Delta Z}{2Z} \quad (2.41)$$

Dans le cas sans pertes ou faibles pertes et lorsque ΔZ tend vers 0, nous avons alors une différentielle exacte et

$$d\Gamma = \frac{dZ}{2Z} = \frac{1}{2} \frac{d\left(\ln\left(\frac{Z}{Z_e}\right)\right)}{dx} dx \quad (2.42)$$

Le coefficient de réflexion total à l'abscisse $x=0$ s'obtient en faisant la somme de tous les coefficients de réflexion partiels avec leurs déphasages respectifs :

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{2} \int_{x=0}^L \exp(-2j\beta x) \frac{d}{dx} \ln\left(\frac{Z}{Z_e}\right) dx \quad (2.43)$$

où $\theta = 2\beta L$. Si $Z(x)$ est connu, alors on peut déterminer $\Gamma(\theta)$ et de même si $\Gamma(\theta)$ est connu, on peut déterminer $Z(x)$.

2.8.2 Exemples de tapérisations

Tapérisation exponentielle

Dans la tapérisation de type exponentiel, $Z(x)$ est défini comme suit :

$$\begin{cases} Z(x) = Z_e \exp(ax), & 0 < x < L_T \\ a = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{Z_s}{Z_e}\right) \end{cases} \quad (2.44)$$

Il s'ensuit que :

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{Z_s}{Z_e}\right) \exp(-j\beta L_T) \frac{\sin(\beta L_T)}{\beta L_T} \quad (2.45)$$

La figure 2.33 présente $Z(x)$ et $\Gamma(\theta)$ dans le cas de la tapérisation exponentielle.

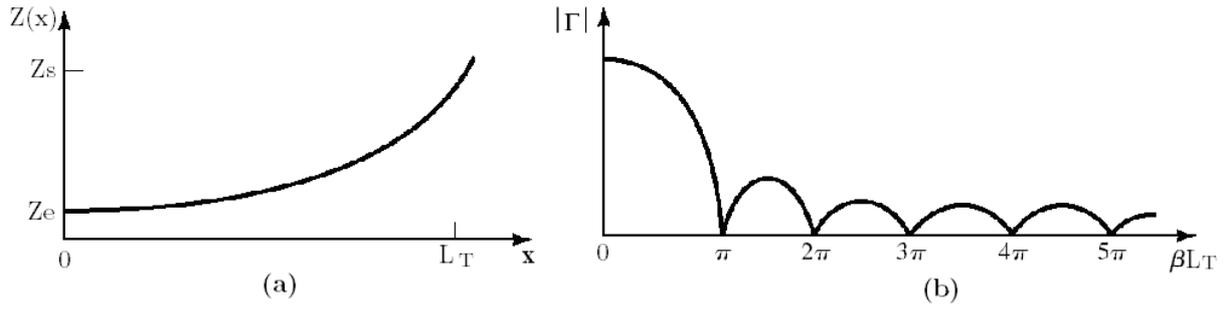


Figure 2.33 : (a) Impédance $Z(x)$ d'une ligne en tapérisation exponentielle, (b) Coefficient de réflexion Γ pour une ligne en tapérisation exponentielle.

Tapérisation triangulaire

Dans la tapérisation de type triangulaire, on a :

$$\begin{cases} Z(x) = Z_e \exp\left(2\left(\frac{x}{L_T}\right)^2\right) \ln\left(\frac{Z_s}{Z_e}\right), & 0 \leq x \leq \frac{L_T}{2} \\ Z(x) = Z_e \exp\left(4\frac{x}{L_T} - 2\left(\frac{x}{L_T}\right)^2 - 1\right) \ln\left(\frac{Z_s}{Z_e}\right), & \frac{L_T}{2} \leq x \leq L_T \end{cases} \quad (2.46)$$

On établit alors que :

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{Z_s}{Z_e}\right) \exp(-j\beta L_T) \left(\frac{\sin(\beta L_T)}{\beta L_T}\right)^2 \quad (2.47)$$

La figure 2.34 présente $Z(x)$ et $\Gamma(\theta)$ dans le cas de la tapérisation triangulaire.

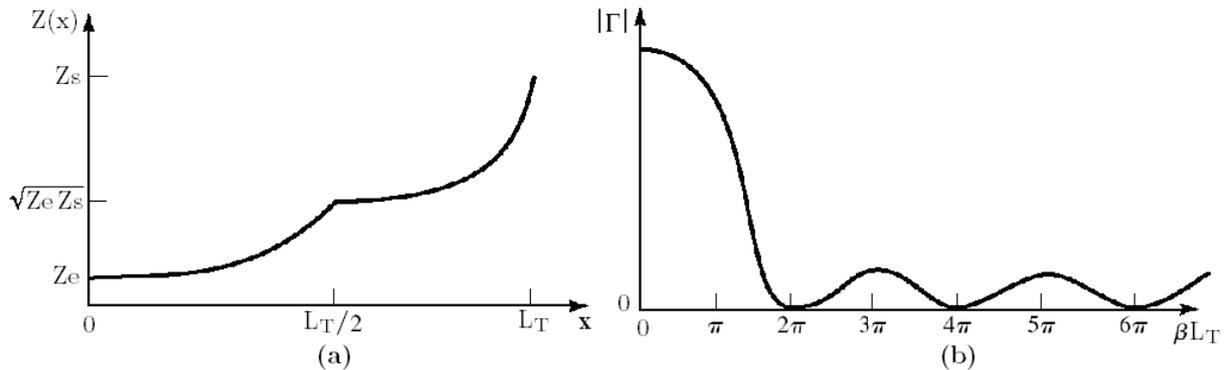


Figure 2.34 : (a) Impédance $Z(x)$ d'une ligne en tapérisation triangulaire, (b) Coefficient de réflexion Γ pour une ligne en tapérisation triangulaire.

Tapérisation de Klopfenstein

L'expression corrigée [Kajfez1973] de l'impédance est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \ln Z(x) = \frac{1}{2} \ln (Z_e Z_s) + \frac{\Gamma_0}{\cosh A} A^2 \phi \left(2 \frac{x}{L_T} - 1, A \right), \quad 0 \leq x \leq L_T \\ \phi(x, A) = -\phi(-x, A) = \int_0^x \frac{I_1 \left(A \sqrt{1-y^2} \right)}{A \sqrt{1-y^2}} dy, \quad |x| \leq 1 \end{array} \right. \quad (2.48)$$

La valeur A permet de déterminer l'amplitude maximale du coefficient de réflexion dans la bande passante qui est constituée de toutes les fréquences telles que $\beta L_T \geq A$ [Klopfenstein1956] et I_1 est la fonction de Bessel modifiée de rang 1. On établit alors que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma(\theta) = \Gamma_0 \exp(-j\beta L_T) \frac{\cos \left(\sqrt{(\beta L)^2 - A^2} \right)}{\cosh A}, \quad \beta L_T > A \\ \Gamma_0 = \frac{Z_s - Z_e}{Z_s + Z_e} \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Z_s}{Z_e} \right) \end{array} \right. \quad (2.49)$$

Le coefficient de réflexion atteint sa valeur maximale $|\Gamma_0|$ à fréquence nulle et oscille dans la bande passante avec une amplitude constante égale à $\Gamma_m = \frac{\Gamma_0}{\cosh(A)}$.

La figure 2.35 présente $Z(x)$ et une comparaison entre les coefficients de réflexion $\Gamma(\theta)$ des tapérisations exponentielle (E), triangulaire (T) et de Klopfenstein (K).

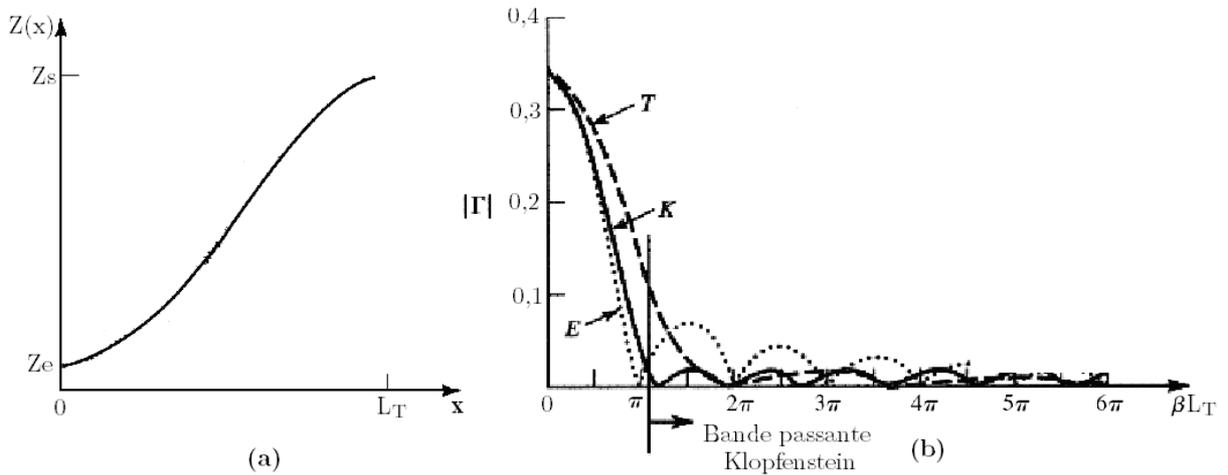


Figure 2.35 : (a) Impédance $Z(x)$ d'une ligne en tapérisation de Klopfenstein, (b) Comparaison des coefficients de réflexion Γ pour les tapérisations exponentielle (E), triangulaire (T) et de Klopfenstein (K).

2.9 Transition CPS – Microstrip choisie : "ultra large bande" à tapérisation de Klopfenstein

Parmi les structures présentées, seule la transition ultra large bande possède des potentialités intéressantes pour notre dispositif en raison d'une bande passante à 3 dB atteignant la centaine de GHz (cf. §.2.7.4). Elle peut donc assurer la transmission du signal utile de l'antenne au filtre BIP qui se chargera ensuite de sélectionner la bande de fréquence visée. L'utilisation de cette transition implique par ailleurs de « tapériser » le plan de masse afin de réaliser l'adaptation du champ électromagnétique ainsi que des impédances. La tapérisation de Klopfenstein présente un coefficient de réflexion minimum dans la bande passante pour une longueur donnée et une longueur minimum de ligne pour une amplitude donnée du coefficient de réflexion [Klopfenstein1956]. Pour ces raisons, nous l'utiliserons pour concevoir la transition CPS - Microstrip. L'impédance à l'entrée de la transition (CPS) sera celle de l'antenne à son point d'alimentation tandis que l'impédance à sa sortie (Microstrip) sera l'impédance de normalisation Z_{C0} du filtre.

2.9.1 Description détaillée de la transition choisie

Comme évoqué au § 2.7.4, Kim *et al.* [Kim2007] ont développé la transition que nous avons choisie pour la conception de notre microcapteur. La figure 2.31 montre une vue de dessus de cette transition. En complément, la figure 2.36 présente un descriptif plus détaillé de cette transition. La figure 2.36.a est une vue de dessus de la transition. Elle montre les rubans conducteurs (couleur or), le plan de masse (couleur orange) dont la largeur varie le long de la transition et la trace de vias reliant l'un des rubans conducteurs au plan de masse. Afin de mettre en exergue les changements géométriques intervenant tout le long de la transition, différentes coupes transversales sont schématisées à la figure 2.36.b.

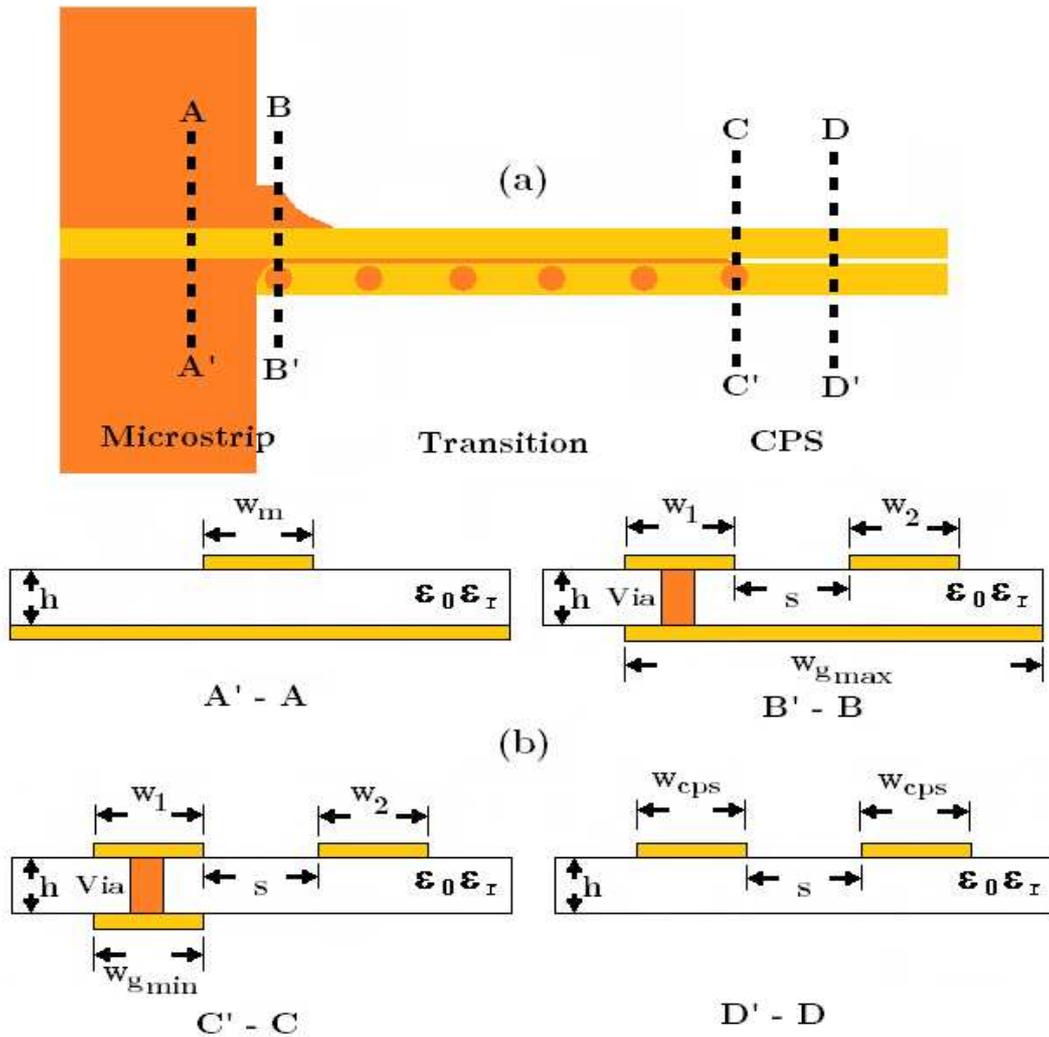


Figure 2.36 : (a) Transition CPS – Microstrip Ultra large bande vue de dessus (le substrat n'est pas représenté), (b) Schémas de coupes transversales de la transition réalisés à différents endroits le long de la transition.

Sur cette figure, viennent de gauche à droite, la ligne Microstrip, la transition et enfin la ligne CPS. Les caractéristiques correspondant à chaque coupe transversale sont résumées dans le tableau 2.4.

Coupes	Position	Description de la transition
A'A	Avant la transition	Microstrip classique Ruban conducteur de largeur w_m Substrat (ϵ_r, h)
B'B	Frontière Microstrip - Transition -	2 rubans conducteurs (w_1 et w_2) espacés de s Plan de masse de largeur maximale w_{gmax} Via reliant un ruban conducteur et plan de masse Substrat (ϵ_r, h)
C'C	Frontière Transition - CPS	2 rubans conducteurs (w_1 et w_2) espacés de s Plan de masse de largeur minimale w_{gmin} Via reliant un ruban conducteur et plan de masse Substrat (ϵ_r, h)
D'D	Après la transition	CPS classique 2 rubans conducteurs (w_{cps}) espacés de s Substrat (ϵ_r, h)

Tableau 2.4 : Caractéristiques de la transition CPS – Microstrip Ultra large bande correspondant aux coupes transversales A'A, B'B, C'C, D'D.

A présent, la structure géométrique de la transition étant décrite, nous nous intéressons à l'évolution du champ électromagnétique le long de la transition.

2.9.2 Evolution du champ électromagnétique le long de la transition

La description de l'évolution du champ électromagnétique se limitera à celle du champ électrique, le raisonnement étant valable pour le champ magnétique. Comme évoqué au § 1.6.3, l'opération réalisée par la transition du point de vue électromagnétique est une rotation du champ \mathbf{E} entre l'antenne et le filtre. La figure 2.37 montre ce changement de direction. L'évolution du champ est résumée dans le tableau 2.5.

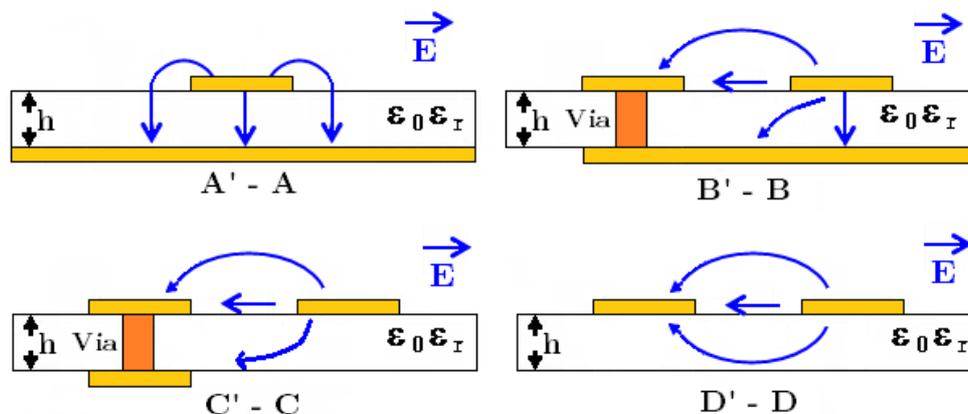


Figure 2.37 : Allure du champ électrique le long de la transition. Les coupes transversales sont identiques à celles de la figure précédente.

Coupes	Description du champ électrique
A'A	Champ \mathbf{E} classique d'une ligne Microstrip ; Vertical dans la région des conducteurs en regard ; Effet de bord : champ \mathbf{E} de part et d'autre du ruban
B'B	Champ \mathbf{E} horizontal entre les 2 rubans supérieurs ; Vertical entre le ruban de droite et le plan de masse ; Influence du via, le champ \mathbf{E} commence à dévier le champ vers la gauche ; Cette influence augmente avec la diminution de la largeur w_g du plan de masse et force le champ à changer de direction.
C'C	Champ \mathbf{E} horizontal entre les 2 rubans supérieurs ; Le plan de masse a atteint sa largeur minimale ; \mathbf{E} n'a quasiment plus de composante verticale.
D'D	Champ \mathbf{E} classique d'une ligne CPS ; Champ \mathbf{E} horizontal entre les 2 rubans supérieurs ; Les vias ont assuré la continuité de la masse entre le plan de masse de la ligne Microstrip et un ruban de la ligne CPS.

Tableau 2.5 : Evolution du champ électrique le long de la transition plus particulièrement au niveau des coupes transversales A'A, B'B, C'C, D'D.

Si la transition réalise bien l'adaptation du champ électromagnétique de la ligne Microstrip à la ligne CPS, qu'en est-il de l'adaptation des impédances ? Le paragraphe suivant répond à cette question en analysant l'évolution de l'impédance le long de la transition en fonction de ses paramètres géométriques.

2.9.3 Evolution de l'impédance caractéristique de la transition en fonction de ses paramètres géométriques

La figure 2.38 montre une modélisation électrique de la transition CPS – Microstrip choisie.

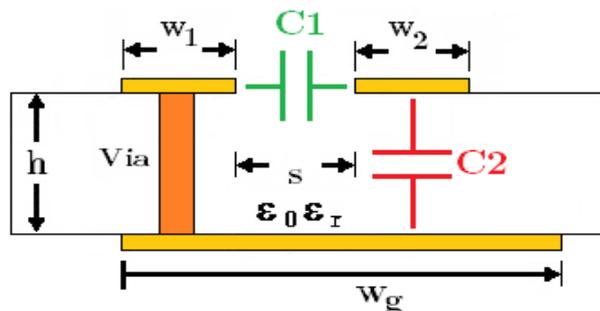


Figure 2.38 : Modélisation de la transition CPS – Microstrip en coupe transversale. La largeur w_g du plan de masse varie entre w_{gmin} et w_{gmax} (cf. figure 2.32).

C_1 est la capacité entre les 2 rubans conducteurs supérieurs et C_2 est la capacité entre le ruban conducteur de droite et le plan de masse. D'après les équations de Maxwell, la modélisation d'une ligne de transmission sans pertes à partir de ses paramètres linéiques C (F/m) et L (H/m) permet d'écrire que l'impédance caractéristique vaut :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_C = \frac{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}}{C} \quad \Omega \\ \text{ou} \\ Z_C = \frac{L}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}} \quad \Omega \end{array} \right. \quad (2.50)$$

Ainsi, nous voyons que l'impédance caractéristique est inversement proportionnelle à la capacité de la ligne. A partir de ce résultat, nous pouvons établir le tableau 2.6.

		C_1	C_2	$Z_{C_transition}$
s	↑	↓	—	↑
	↓	↑	—	↓
h	↑	—	↓	↑
	↓	—	↑	↓
w_g	↑	—	↑	↓
	↓	—	↓	↑

Tableau 2.6 : Evolution de l'impédance caractéristique de la transition en fonction de ses paramètres géométriques. (Légende : ↑ augmente ; ↓ diminue ; — n'est pas modifié).

Pour notre conception, d'une part, la valeur de s est fixée par l'écartement des bras de l'antenne au point d'alimentation. D'autre part, la valeur de h est choisie afin de répondre aux contraintes de réduction des pertes dans l'antenne et dans le filtre. Si nous considérons donc que ces valeurs sont déjà déterminées, il ne reste plus que la largeur du plan de masse de la transition que l'on peut modifier pour faire évoluer l'impédance caractéristique. D'après le tableau 2.6, l'impédance caractéristique de la transition varie en sens inverse de la largeur w_g du plan de masse. Par conséquent, du côté de la ligne Microstrip où $w_g = w_{g\max}$, l'impédance caractéristique sera minimale et du côté de la ligne CPS où $w_g = w_{g\min}$, l'impédance caractéristique sera maximale. Ce résultat constitue une nouvelle contrainte à prendre en compte lors de la conception de la transition.

Mais comment donner une forme optimale au plan de masse pour limiter les pertes par réflexion ? La réponse à cette question se trouve dans la tapérisation de Klopfenstein. C'est donc le plan de masse de la transition qui sera tapérisée selon les équations de Klop-

fenstein données au § 2.8.4. Le paragraphe suivant de ce manuscrit donne la méthode pratique de conception de la transition.

2.9.4 Dimensionnement pratique de la transition

La figure 2.39 montre une vue de dessus de toutes les parties métalliques de la transition choisie. L'axe des x définit l'abscisse le long de la transition dont la longueur est L_T .

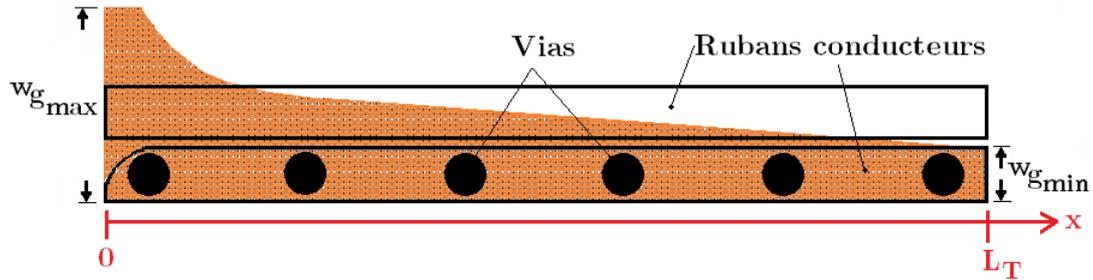


Figure 2.39 : Vue de dessus de la transition. La trace des rubans conducteurs ainsi que des vias est représentée en noir et le plan de masse est représenté en orange.

Procédure

La procédure en 5 étapes pour dimensionner la transition à tapérisation de Klopfenstein dont tous les paramètres sont définis au § 2.8.4 est la suivante :

Étape 1 : Déterminer les impédances des lignes Microstrip (Z_{Mic}) et CPS (Z_{CPS}) à relier. Dans le cas où $Z_{CPS} < Z_{Mic}$, réaliser une adaptation Microstrip – Microstrip (à tapérisation de Klopfenstein si l'on veut) se remettre dans le cas $Z_{CPS} > Z_{Mic}$.

Étape 2 : Calculer $\Gamma_0 = \frac{Z_{CPS} - Z_{Mic}}{Z_{CPS} + Z_{Mic}}$ et fixer la valeur maximale du coefficient de réflexion dans la bande passante Γ_m . Connaissant Γ_0 , on en déduit la valeur de A .

Étape 3 : La tapérisation de Klopfenstein a une réponse semblable à un filtre passe-haut dont la bande passante est constituée de toutes les fréquences telles que $\beta L_T \geq A$ [Klopfenstein1956]. Cette étape consiste donc à choisir la valeur de la fréquence basse de la bande passante f_{min} pour le calcul de β . Connaissant A , on peut alors calculer la longueur L_T de la transition.

Étape 4 : Appliquer les équations de Klopfenstein pour déterminer $Z(x)$, l'impédance caractéristique en fonction de l'abscisse le long de la transition et $\Gamma(\theta = \beta L_T)$ (cf. § 2.8.4) qui est en fait le coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence.

Etape 5 : La dernière étape consiste à déterminer pour des couples $(x, Z(x))$ choisis, la largeur du plan de masse w_g correspondant. On détermine alors $Z(w_g)$ et $w_g(x)$. La conception de la transition est alors achevée.

Nous allons appliquer cette procédure à un cas particulier.

Cas pratique de conception

Etape 1

Nous nous plaçons dans la configuration suivante³⁰ :

$$\begin{cases} Z_{\text{Mic}} = 53 \Omega \\ Z_{\text{CPS}} = 160 \Omega \end{cases}$$

Etape 2

Nous fixons le coefficient de réflexion maximal dans la bande passante $\Gamma_m = 0,02$ (-34 dB). Nous calculons Γ_0 et en déduisons la valeur de A . Nous obtenons :

$$\begin{cases} \Gamma_0 = \frac{160-53}{160+53} = 0,5 \\ \Gamma_m = \frac{|\Gamma_0|}{\cosh(A)} = 0,02 \Rightarrow A = 4 \end{cases}$$

Etape 3

Pour déterminer la longueur de la transition, il faut connaître les caractéristiques du substrat utilisé. Ce sera le matériau D943 déjà utilisé comme substrat de l'antenne en V. Nous rappelons ses caractéristiques : la permittivité et l'angle de pertes du D943 sont respectivement de $\epsilon_r = 7,4$, $\tan(\delta) = 0,002$ @ 40 GHz. Nos calculs seront effectués en considérant que ces caractéristiques données à 40 GHz ne sont pas très éloignées des caractéristiques du D943 à 115,3 GHz.

Avec ce substrat, la permittivité effective vaut **5,3** du côté Microstrip et **3,36** du côté CPS. La moyenne de ces 2 valeurs est proche de **4,3**. Nous utiliserons cette dernière valeur pour calculer β à la fréquence basse de la bande passante f_{\min} . S'agissant de cette fréquence, plus elle est faible et plus la transition est longue ce qui augmente les pertes de puissance. Notre fréquence de travail étant de 115,3 GHz, il est raisonnable de choisir $f_{\min} = 100$ GHz. Nous obtenons les résultats suivants :

³⁰ En fait ce sont les valeurs correspondant aux impédances de l'antenne en V et du filtre dont les conceptions sont réalisées au chapitre 3. Nous anticipons ici la conception de la transition CPS – Microstrip.

$$\begin{cases} \beta = \frac{2\pi \times f_{\min} \times \sqrt{4,3}}{c} = 4,34 \cdot 10^3 \text{ rad/m} \\ L_T = \frac{\Lambda}{\beta} = 0,92 \text{ mm} \approx 1 \text{ mm} \end{cases}$$

Etape 4

A l'aide d'un utilitaire réalisé sous Excel³¹, nous appliquons les formules de Klopfenstein avec les valeurs précédentes. La figure 2.40 présente les résultats obtenus. La première courbe (2.40.a) montre l'évolution de l'impédance caractéristique de la transition (de 53 Ω à 160 Ω) en fonction de la position sur celle-ci (de 0 à 1 mm). La seconde courbe (2.40.b) présente les variations du coefficient de réflexion total S_{11} à l'entrée de la transition en fonction de la fréquence. Sa valeur est maximale à fréquence nulle et vaut -6 dB (correspondant à $20 \log(\Gamma_0 = 0,5)$). A 92 GHz, la valeur de S_{11} atteint $\Gamma_m = -34$ dB. C'est donc le début de la bande passante.

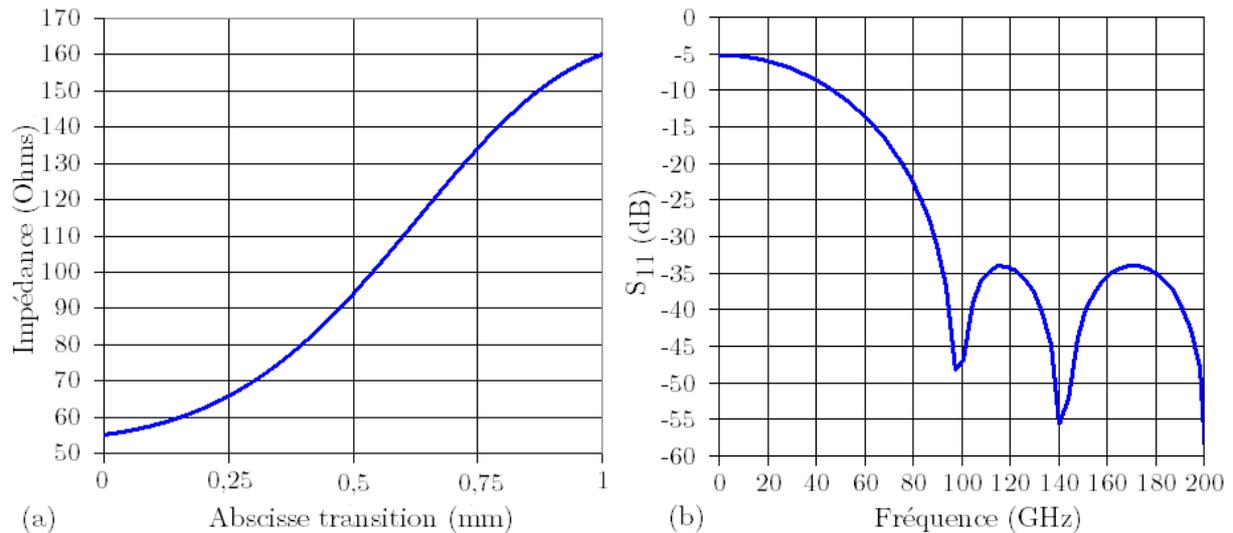


Figure 2.40 : (a) Evolution de l'impédance de 53 Ω à 160 Ω en fonction de l'abscisse le long de la transition ; (b) Coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence.

Etape 5

La transition n'est pas une ligne classique (cf. figure 2.38). Il n'y a donc pas d'expression analytique nous permettant d'établir la fonction $Z(w_g)$. Pour contourner cette difficulté, nous utilisons le logiciel Microwave Studio de CST (décrit au § 3.1) pour associer à 21 couples $(x - Z(x))$ choisis (x variant de 0 mm à 1 mm par pas de 50 μm) une valeur de w_g . De cette série de simulations, nous déduisons $Z(w_g)$ et $w_g(x)$. Les résultats obtenus, présentés à la figure 2.41, sont obtenus dans la configuration suivante :

³¹ www.microwaves101.com/encyclopedia/Klopfenstein.cfm

$$\begin{cases} h = 100 \text{ } \mu\text{m} \\ w_1 = w_2 = 100 \text{ } \mu\text{m} \\ s = 200 \text{ } \mu\text{m} \end{cases}$$

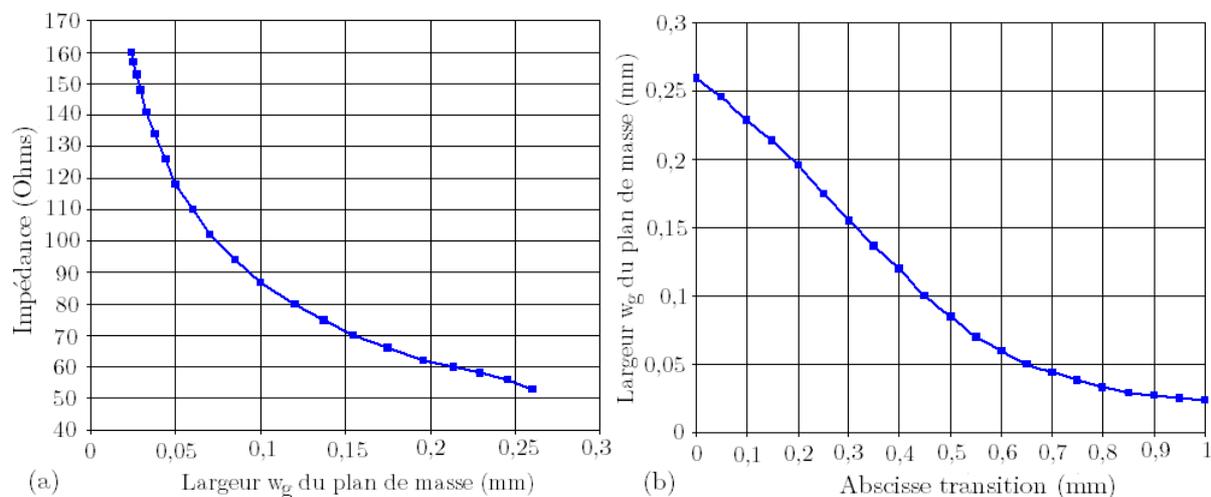


Figure 2.41 : (a) Evolution de l'impédance caractéristique de la transition en fonction de la largeur W_g du plan de masse ; (b) Evolution de la largeur W_g du plan de masse en fonction de l'abscisse le long de la transition.

De ces résultats on déduit que :

$$\begin{cases} w_{g\min} = 0,024 \text{ mm} \\ w_{g\max} = 0,26 \text{ mm} \end{cases}$$

La conception de la transition est ainsi achevée. A présent, nous allons considérer les pertes dont elle peut être le siège.

2.9.5 Pertes dans la transition

Analyse qualitative et comparative des 4 transitions présentées dans ce manuscrit du point de vue des pertes

Parmi les 4 transitions CPS - Microstrip présentées dans ce manuscrit, la transition "ultra large bande" choisie est la seule dans laquelle une continuité du plan de masse est assurée. Les vias, qui constituent un plan de masse latéral, relient en effet le plan de masse du bas qui est celui de la ligne Microstrip à l'un des rubans conducteurs de la ligne CPS. Du point de vue électromagnétique, cette transition est la seule qui assure de façon optimale la rotation progressive du champ \mathbf{E} . Si nous analysons par exemple les 2 premières transitions (à conversion de mode et à jonction T symétrique), nous voyons qu'à leurs entrées, le champ \mathbf{E} initial est vertical car provenant de la ligne Microstrip. Il est ensuite scindé en 2 champs \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 toujours verticaux qui pénètrent sans subitement dans une structure CPS sans plan de

masse dans laquelle ils doivent pourtant avoir une direction horizontale. En fait, ces 2 transitions sont principalement des transitions "**physiques**" consistant à séparer un ruban conducteur initial (Microstrip) en 2 rubans conducteurs (CPS). La rotation du champ E n'est pas accompagnée. Pour cette raison, les pertes doivent y être importantes comparées aux pertes dans la transition choisie. La troisième transition (à couplage) est moins brutale car le plan de masse est légèrement tapérisé dans le but d'assurer par couplage le lien entre le plan de masse de la ligne Microstrip et l'un des rubans de la ligne CPS. Cependant, un lien par couplage est moins direct que le lien par via. En plus, son efficacité dépend de l'épaisseur h du substrat, ce qui est une nouvelle contrainte pour la conception. En toute rigueur, les pertes dues au couplage de cette transition doivent être comparées aux pertes dues aux vias dans la transition "ultra large bande" choisie. Toutefois, ce qui nous séduit dans cette dernière, c'est la tapérisation de Klopfenstein appliquée au plan de masse qui garantit un passage optimum d'une impédance à l'autre et donc un minimum de pertes par réflexion.

Calcul approché des pertes dans la transition "ultra large bande" à tapérisation de Klopfenstein

La transition "ultra large bande" à tapérisation de Klopfenstein est une transition complète c'est-à-dire à la fois physique et électromagnétique. Ainsi, le champ électromagnétique passe progressivement d'une configuration Microstrip à une configuration CPS. Les pertes qu'il subit évoluent donc logiquement de la même manière. En première approximation, nous considérerons que les pertes dans la transition sont dans la première moitié des pertes dans une ligne Microstrip et dans la seconde moitié des pertes dans une ligne CPS.

Nous appliquons cette approximation à notre cas pratique précédent en négligeant les pertes par rayonnement. Les expressions analytiques du § 2.3.3 et du § 2.6.3 nous permettent de calculer les différentes pertes. Nous utilisons les impédances géométriques moyennes calculées sur chaque moitié de la transition. Nous obtenons les résultats résumés dans le tableau 2.7 :

	Moitié Microstrip	Moitié CPS
Impédance de début (Ω)	53	94
Impédance de fin (Ω)	94	160
Impédance moyenne (Ω)	70	120
Pertes métalliques (dB/cm)	0,6	0,85
Pertes diélectriques (dB/cm)	0,4 ³²	
Pertes métal. + diél. (dB/cm)	1	1,25
Pertes transition	1,125 dB/cm soit 0,11 dB pour 1 mm	

Tableau 2.7 : Approximation des pertes à 115,3 GHz dans la transition.

³² Les pertes diélectriques sont calculées selon l'expression (2.23) identique pour les 2 technologies. La permittivité effective moyenne le long de la transition vaut 4,3.

Les pertes dans la transition, obtenues de façon approximative, sont faibles et pourront être négligées devant les pertes dans le filtre. Toutefois, quelques mesures simples peuvent être prises lors de la conception pour les maintenir à un niveau le plus faible possible.

Techniques simples de réduction des pertes dans la transition

3 techniques peuvent permettre de réduire les pertes dans la transition :

- **optimiser la longueur L_T de la transition** en choisissant convenablement le début de la bande passante (f_{\min}) : plus la transition sera courte et plus ses pertes seront réduites ;

- **utiliser un substrat membranaire** : les vias contribuent aux pertes à travers leur résistance qui est proportionnelle à leur longueur. Par construction, la longueur des vias est égale à l'épaisseur h du substrat. L'utilisation d'un substrat membranaire contribue à la réduction de cette longueur et donc des pertes dans la transition ;

- **utiliser un grand nombre de vias** : les vias étant en parallèle entre le plan de masse et l'un des rubans conducteurs, plus il y en a et plus leur résistance totale est faible induisant de même la réduction des pertes dans la transition. De plus à cause de l'effet pelliculaire, il sera inutile de donner aux vias un rayon supérieur à quelques fois l'épaisseur de peau.

Cette étude de la transition met un terme à l'analyse théorique des différents éléments constitutifs de notre microcapteur.

Conclusion du chapitre 2

Ce deuxième chapitre a été consacré à l'état de l'art et aux différents formalismes des pertes dans l'antenne en V planaire, le filtre BIP 1D et la transition CPS – Microstrip. Il a permis de positionner théoriquement les éléments du démonstrateur à 115,3 GHz.

L'antenne en V, dispositif de captation du rayonnement incident, se démarque des autres antennes planaires non seulement par son gain mais surtout par son diagramme de rayonnement situé dans le même plan que l'antenne ce qui permet d'envisager plus aisément le couplage avec le filtre sélectif BIP 1D. Ce dernier est constitué d'une ligne Microstrip dont le substrat est analogue à un filtre Fabry-Pérot à miroirs de Bragg. A ce titre, il présente des potentialités très intéressantes lorsque les paramètres de sélectivité (r_z : rapport des impédances, p : nombre de périodes d'alternances) sont judicieusement choisis. Par ailleurs, les pertes dans l'antenne et le filtre ont été identifiées et analytiquement exprimées dans les cas particuliers des lignes CPS et Microstrip, leurs technologies respectives de conception. L'utilisation de substrats membranaires pour ces 2 éléments du microcapteur se révèle concluante quant à la réduction des pertes.

Enfin, le choix de la transition CPS – Microstrip ultra-large bande à tapérisation de Klopfenstein répond à notre préoccupation du meilleur couplage électromagnétique possible de l'antenne avec le filtre. Toutes les conditions étant réunies pour concevoir un microcapteur performant, et en nous appuyant sur les bases théoriques ainsi établies, nous pouvons aborder le troisième et dernier chapitre qui présente la conception et la simulation des éléments du démonstrateur à 115,3 GHz.

Liste des figures du chapitre 2

- Figure 2.1 : (a) Source de puissance (V_G, Z_G) reliée à un récepteur Z_R via une ligne d'impédance caractéristique Z_C de longueur l . (b) Schéma de la figure (a) où la charge est remplacée par l'impédance équivalente $Z_{AA'}$77
- Figure 2.2 : Schéma électrique du microcapteur : l'antenne est modélisée par le générateur équivalent (V_{Ant}, Z_{Ant}) ; la transition et le filtre sont représentés sous forme de quadripôles ; le microbolomètre sous forme d'une impédance de charge.....78
- Figure 2.3 : 4 antennes dites "broadside" à diagrammes de rayonnement perpendiculaires à leurs substrats : (a) dipôle, (b) single-folded slot, (c) double-folded slot, (d) Bowtie) ; 4 antennes à ondes progressives à diagrammes de rayonnement parallèles à leurs substrats : (e) Vivaldi, (f) antenne en V à fente, (g) et (h) antennes à fentes tapérisées [Dragoman2004].....80
- Figure 2.4 : Antenne plaquée sur substrat. Seule une partie du rayonnement est émis. L'autre partie est piégée dans le substrat.....81
- Figure 2.5 : Antenne Bow-Tie de longueur 4 μm couplée à un bolomètre. L'angle au sommet des plaques triangulaires est de 60° [Gonzalez2005].....83
- Figure 2.6 : (a) Spirale logarithmique ($\rho_0 = 1, a = 0.1$), (b) Vue de dessus d'une antenne spirale d'Archimède (le substrat n'est pas représenté).....83
- Figure 2.7 : Antenne log-périodique autoccomplémentaire de rayon 3,6 μm couplée à un bolomètre. Cette antenne couvre la bande 18 – 70 THz ce qui correspond à des longueurs d'onde comprises entre 4 et 16 μm [Gonzalez2005].84
- Figure 2.8 : Vue de dessus d'une antenne Vivaldi en gris (le substrat n'est pas représenté).....85
- Figure 2.9 : L'antenne en V sur substrat est une succession de tronçons CPS T_i de longueur Δx86
- Figure 2.10 : 2 rayons provenant d'un milieu d'indice n_{incident} sont déviés lorsqu'ils pénètrent dans un milieu différent d'indice $n_{\text{réfracté}}$ selon un rapport constant égal au rapport des indices de réfraction.....87
- Figure 2.11 : Pertes métalliques et diélectriques linéiques le long de l'antenne en V sur substrat. Les courbes sont tracées pour $f = 115,3 \text{ GHz}$, $x_0 = 0,13 \text{ mm}$, $\lambda = 1,3 \text{ mm}$, $h = 100 \mu\text{m}$ et $\epsilon_r = 7,4$ et $\tan\delta = 0,002$ pour le substrat Dupont 943 considéré au chapitre 3.90

Figure 2.12 : (a) Variation des pertes par réflexion et par réfraction en fonction de l'épaisseur du substrat ; (b) Variation des pertes métalliques et diélectriques en fonction de l'épaisseur du substrat. Les courbes sont tracées pour $f = 115,3$ GHz, $x_0 = 0,13$ mm, $\lambda = 1,3$ mm, $\epsilon_r = 7,4$ et $\tan\delta = 0,002$..91	
Figure 2.13 : Filtres à éléments localisés : (a) Vue de dessus d'une inductance localisée en méandres (substrat non représenté), (b) Vue de dessus d'une inductance localisée en spirale (substrat non représenté), (c) Vue de dessus d'une capacité localisée interdigitée (substrat non représenté), (d) Vue en coupe d'une capacité localisée métal-isolant-métal (MIM).....92	
Figure 2.14 : Filtres à base de résonateurs couplés : (a) Résonateurs demi-onde couplés en série, (b) Résonateurs demi-onde couplés en parallèle, (c) Résonateurs couplés en U, (d) Résonateurs en anneaux à couplage croisé (substrat non représenté pour chacune des structures en vue de dessus).....93	
Figure 2.15 : Filtres à base de résonateurs CPS (le substrat n'est pas représenté) : (a) T-strips en circuit ouvert à l'extérieur de lignes CPS, (b) Strips en forme de carré à l'extérieur de lignes CPS, (c) T-strips en circuit ouvert à l'intérieur de lignes CPS, (d) Strip en court-circuit à l'intérieur de lignes CPS, (e) Strip rectangulaire en court-circuit à l'intérieur de lignes CPS.....94	
Figure 2.16 : Vue de dessus d'un filtre DBR du second ordre à base de stubs en circuit ouvert (le substrat n'est pas représenté).....94	
Figure 2.17 : (a) DMR sous forme d'anneau circulaire, (b) DMR sous forme de patch en disque, (c) DMR sous forme de cadre carré, (d) DMR sous forme de patch carré (le substrat n'est pas représenté pour chacune des structures en vue de dessus).95	
Figure 2.18 : Cavité Fabry-Pérot.96	
Figure 2.19 : Transmittance d'une cavité de Fabry-Pérot pour 3 valeurs de R (0,1 – 0,5 – 0,9).97	
Figure 2.20 : Finesse (en échelle log) des pics d'une cavité Fabry-Pérot en fonction de la réflectivité R des miroirs.98	
Figure 2.21 : Miroir de Bragg quart d'onde avec $p = 2$. Les trajets de l'onde ont été décalés verticalement pour faciliter la visibilité mais l'onde résulte de la superposition de toutes les ondes réfléchies.99	
Figure 2.22 : Filtre Fabry-Pérot avec 2 périodes d'alternance ($p = 2$)...... 100	
Figure 2.23 : Modélisation du filtre BIP 1D en technologie Microstrip avec 2 périodes d'alternance ($p = 2$)..... 100	

Figure 2.24 : Paramètres S_{11} et S_{21} du filtre sélectif BIP sans pertes pour $r_z = 5$ et $p = 2$	103
Figure 2.25 : Vue en perspective d'une ligne Microstrip (ou Microruban). Les parties métalliques sont en Or et le substrat est du D943 de permittivité 7,4 et d'angle de pertes 0,002 à 40 GHz.....	108
Figure 2.26 : Pertes dans la ligne Microstrip décrite en figure 2.19 avec $W = 100$ μm et $t = 10$ μm : (a) Pertes diélectriques (dB/cm) en fonction de l'épaisseur du substrat en mm; (b) Pertes métalliques puis somme des pertes métalliques et diélectriques en fonction de l'épaisseur du substrat en mm.	108
Figure 2.27 : Paramètres S_{11} et S_{21} du filtre avec pertes métalliques et diélectriques de 1 dB/cm pour chacun des tronçons de ligne Microstrip ($r_z = 5$ et $p = 2$).....	110
Figure 2.28 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip à conversion de mode. ..	112
Figure 2.29 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip à jonction T symétrique.	112
Figure 2.30 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip à couplage.....	113
Figure 2.31 : Vue de dessus d'une transition Microstrip – CPS - Microstrip ultra large bande.	114
Figure 2.32 : (a) Ligne de transmission « tapérisée », (b) Modèle du changement incrémental de l'impédance le long de la ligne « tapérisée ».	115
Figure 2.33 : (a) Impédance $Z(x)$ d'une ligne en tapérisation exponentielle, (b) Coefficient de réflexion Γ pour une ligne en tapérisation exponentielle.	116
Figure 2.34 : (a) Impédance $Z(x)$ d'une ligne en tapérisation triangulaire, (b) Coefficient de réflexion Γ pour une ligne en tapérisation triangulaire.....	116
Figure 2.35 : (a) Impédance $Z(x)$ d'une ligne en tapérisation de Klopfenstein, (b) Comparaison des coefficients de réflexion Γ pour les tapérisations exponentielle (E), triangulaire (T) et de Klopfenstein (K).	117
Figure 2.36 : (a) Transition CPS – Microstrip Ultra large bande vue de dessus (le substrat n'est pas représenté), (b) Schémas de coupes transversales de la transition réalisés à différents endroits le long de la transition.....	119
Figure 2.37 : Allure du champ électrique le long de la transition. Les coupes transversales sont identiques à celles de la figure précédente.	120

Figure 2.38 : Modélisation de la transition CPS – Microstrip en coupe transversale. La largeur w_g du plan de masse varie entre w_{gmin} et w_{gmax} (cf. figure 2.32).....	121
Figure 2.39 : Vue de dessus de la transition. La trace des rubans conducteurs ainsi que des vias est représentée en noir et le plan de masse est représenté en orange.....	123
Figure 2.40 : (a) Evolution de l'impédance de 53Ω à 160Ω en fonction de l'abscisse le long de la transition ; (b) Coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence.	125
Figure 2.41 : (a) Evolution de l'impédance caractéristique de la transition en fonction de la largeur Wg du plan de masse ; (b) Evolution de la largeur Wg du plan de masse en fonction de l'abscisse le long de la transition.....	126

Liste des tableaux du chapitre 2

Tableau 2.1 : Principales caractéristiques des antennes planaires Bow-Tie, spirale logarithmique, log-périodique autocomplémentaire et Vivaldi.	85
Tableau 2.2 : Coefficient de qualité à vide Q_0 du filtre en fonction de r_z et de p	102
Tableau 2.3 : Comparaison des pertes dans la ligne Microstrip dans le cas d'un passage de $h_1 = 100$ um à $h_2 = 200$ um.	109
Tableau 2.4 : Caractéristiques de la transition CPS – Microstrip Ultra large bande correspondant aux coupes transversales A'A, B'B, C'C, D'D.	120
Tableau 2.5 : Evolution du champ électrique le long de la transition plus particulièrement au niveau des coupes transversales A'A, B'B, C'C, D'D.	121
Tableau 2.6 : Evolution de l'impédance caractéristique de la transition en fonction de ses paramètres géométriques. (Légende : \uparrow augmente ; \downarrow diminue ; – n'est pas modifié).	122
Tableau 2.7 : Approximation des pertes à 115,3 GHz dans la transition.	127

Bibliographie du chapitre 2

- [**Abouzahra1979**] Abouzahza, M. Deb, L. Lewin, "Radiation from Microstrip Discontinuities," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-27, no. 8, pp. 722-723, Aug. 1979.
- [**Alexopoulos1983**] N. G. Alexopoulos, P. B. Katehi, and D. B. Rutledge, "Substrate optimisation for integrated circuit antennas", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 550-557, June 1983.
- [**Badoual1984-1**] R Badoual , "Les micro-ondes Tome 1," Edition Masson p.99, 1984.
- [**Badoual1984-2**] R Badoual , "Les micro-ondes Tome 2," Edition Masson p.50, 1984.
- [**Burrell1993**] D. A. Burrell, J. T. Aberle, "Characterization of Vivaldi antennas utilizing a microstrip-to-slotline transition", *Antennas and Propagation Society International Symposium*, AP-S. Digest Volume, Issue, 28 Jun- 2 Jul 1993 Page(s):1212 - 1215 vol.3, 1993.
- [**Compton1987**] R. C. Compton, R. C. McPhedran, Z. Popovic, G. M. Rebeiz, P. P. Tong and D ; B ; Rutledge, « Bow-tie antennas on a dielectric half-space : Theory and Experiment", *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, vol. 35, no. 6, pp. 622-631, 1987.
- [**Cristal1972**] E.Cristal and S. Frankel, "Hairpin-line and hybrid hairpin line/ half wave parallel coupled-line filters," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 20, pp. 719-728, November 1972.
- [**Curtis1991**] J. Curtis and S. Fiedziuski, "Miniature dual mode microstrip filters," in *IEEE MTTTS International Microwave Symposium Digest*, pp. 443-446, 1991.
- [**Dib1995**] N.I. Dib, R. N. Simons, L. P. B. Katehi, "New uniplanar transitions for circuit and antenna applications" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 12, pp. 2868-2873, Dec 1995.
- [**Drabowitch1978**] S. Drabowitch and C. Ancona, "Antennes - 2: Applications", *Les antennes indépendantes de la fréquence*, Editeur Ecole Supérieure d'électricité, 1978.
- [**Dragoman2004**] D. Dragoman, M. Dragoman - Review - Terahertz fields and applications, *Progress in Quantum Electronics* 28 (2004) 1-66
- [**DuHamel1958**] R. DuHamel, F. Ore, "Logarithmically periodic antenna designs," I.R.E International Convention Record, vol. 6, pp. 139-151, Mars 1958.
- [**Faraji-Dana1990**] R. Faraji-Dana, R.; Chow, "The current distribution and AC resistance of a Microstrip structure," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol 38, Issue 9, pp. 1268 - 1277, Sep 1990.
- [**Frankel1991**] M. Frankel, S. Gupta, J. Valdamis and Mourou, „Térahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines“, *IEEE Trans. Microwave Theory*, vol. 39, no. 6, pp. 910-915, 1991.
- [**Getsinger1983**] W. J. Getsinger, "Circuit Duals on Planar Transmission Media," *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 154-156, Boston, MA, May 31 - June 3, 1983.

- [Grischkowsky1987] D. Grischkowsky, I. N. Duling 111, J. C. Chen, and C.-C. Chi, “Electromagnetic shock waves from transmission lines,” *Phys. Rec.Lett.*, vol. 59, no. 15, pp. 1663-1666, Oct. 12, 1987
- [Goldfarb1990] Goldfarb, E. Marc, “Losses in GaAs Microstrip,” *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 563-565, 1990.
- [Gonzales2000] F. J. Gonzales, C. Fumeaux, J. Alda and G. D. Boreman, “Thermal Impedance Model of electrostatic Discharge Effects on Microbolometers”, *Microwave Opt. Technol. Letter*, vol. 26, no. 5, pp. 291-293, March 2000.
- [Gonzales2005] F.J. González, G.D. Boreman, "Comparison of dipole, bowtie, spiral and log-periodic IR antennas", *Infrared Physics & Technology* 46 (2005) 418–428
- [Gorur2004] A. Gorur, “A reduced-size dual-mode bandpass filter with capacitively loaded openloop arms,” *IEEE Microwave and Wireless components letters*, vol. 14, no. 3, pp. 118–120, March 2004.
- [Gupta1981] K. C. Gupta, G. Ramesh, C. Rakesh, “Computer-Aided Design of Microwave Circuits,” Artech House, Norwood, MA, 1981.
- [Gupta1985] K. C. Gupta, “Striplines and Microstriplines,” *Notes for “Fundamentals of RF Design,” at RF Technology Expo ’85*, January 23-25, 1985.
- [Gupta1996] K. C. Gupta, R. Garg, and I. Bahl, *Microstrip Lines and Slot Lines*, 2nd ed. Norwood, MA: Artech House, 1996
- [Hammerstad1980] E. Hammerstad and Ø. Jensen, “Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design,” *Symposium on Microwave Theory and Techniques*, pp. 407-409, June 1980.
- [Hong1995] J. S. Hong and M. Lancaster, “Bandpass characteristics of new dual-mode microstrip square loop resonators,” *IEE Electronic letters*, vol. 31, no. 11, May 1995.
- [Hong1998] J.-S. Hong and M. J. Lancaster, “Cross-coupled microstrip hairpin-resonator filters,” *IEEE Transactions on Microwave theory and techniques*, vol. 46, no. 1, pp. 118–122, December 1998.
- [Hwang1979] T.-L. Hwang, D. Rutledge and S.E. Schwarz, “Planar sandwich antennas for submillimeter applications”, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 34, no. 1, pp. 9-11, 1979.
- [Kajfez1973] D. Kajfez, J. O. Prewitt, “Correction to "A Transmission Line Taper of Improved Design" (Letters)”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 21, no. 5, pp. 364 – 364, May 1973.
- [Kim2007] Y. G. Kim, D. S. Woo, W. K. Kim, Y. K. Cho, “A New Ultra-wideband Microstrip-to-CPS Transition” in *Microwave Symposium, 2007, IEEE/MTT-S International*, pp. 1563-1566, 3-8 June 2007.
- [Klopfenstein1956] R. W. Klopfenstein, “A Transmission Line Taper of Improved Design”, *Proceedings of the IRE*, pp. 31-35, January 1956.
- [Krupka2005] J. Krupka, A. Cwikia, M. Mrozowski, R. N. Clarke, M. E. Tobar, “High Q-factor microwave Fabry-Perot resonator with distributed Bragg reflectors”, *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 52, no. 9, pp. 1443-1451, 2005.
- [Lewin1978] L. Lewin, “Spurious radiation from microstrip,” *Proc. Inst. Elec. Eng.* , vol. 125, pp. 633-642, July 1978.

- [**Linardou1999**] I. Linardou, C. Migliaccio, J. M. Laheurte, "Equivalent circuit of twin Vivaldi antenna fed by coplanar waveguide", *Electronics Letters*, Volume 35, Issue 25, pp. 2160 – 2161, 9 Dec 1999.
- [**Matthaie1964**] G. Matthaie, L. Young, and E. M. T. Jones, *Microwave Filters Impedance-Matching Network and Coupling Structures*, New York : McGraw-Hill, 1964.
- [**Pucel1968**] R. A. Pucel, D. J. Massé, C. P. Hartwig, "Losses in Microstrip" and "Correction to Losses in Microstrip" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-16, no. 6, June 1968.
- [**Popovic1985**] B. D. Popovic and A. Nestic, "Some Extensions of the Concept of Complementary Electromagnetic Structures," *IEE Proc.*, Vol 132, no. 2, pp. 131-137, April 1985.
- [**Qian1997**] Y. Qian, Itoh, T. "A broadband uniplanar microstrip-to-CPS transition", *Microwave Conference Proceedings*, 1997. APMC apos;97, 1997 Asia-Pacific, pp. 609 - 612 vol.2, 2-5 Dec 1997.
- [**Quendo2004**] C. Quendo, E. Rius, C. Person "Narrow Bandpass Filters Using Dual-Behavior Resonators Based on Stepped-Impedance Stubs and Different-Length Stubs" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 3, March 2004.
- [**Roger1998**] J. Roger, "Antennes: techniques," *Techniques de l'Ingénieur, Traité Electronique*, E 3284, 1998.
- [**Rutledge1978**] D. Rutledge, S. Schwarz and A. Adams, "Infrared and Submillimeter Antennas", *Infrared Phys.*, vol. 18, pp. 713-729, 1978.
- [**Rutledge1983**] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk, and D. P. Kasilingam, "Infrared and millimeter waves", *edited by K. J. Button*, Vol. 10, Pt. II (Academic Press, New York, 1983).
- [**Schneider1969**] M. V. Schneider, "Microstrip lines for microwave integrated circuits," *The Bell System Technical Journal*, Vol. 48, pp. 1421-1444, May 1969.
- [**Simons1995**] R. Simons, N. Dib, R. Lee and L. Katehi, "Integrated Uniplanar Transition for Linearly Tapered Slot Antenna", *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, vol. 43, no. 9, pp. 998-1002, 1995.
- [**Simons1998**] R. Simons, "Coplanar waveguide circuits, components and systems", Ed. Wiley Series in *Microwave and optical engineering*, 1998.
- [**Suh2001**] Y. Suh, K. Chang, "A Wideband Coplanar Stripline to Microstrip Transition," *IEEE Microwave and wireless components Letters*, vol. 11, No.1 pp 28-29, Jan, 2001.
- [**Veyres1980**] C. Veyres and V. Hanna, "Extension of the application of conformal mapping techniques to coplanar lines with finite dimensions", *Int. J. Electron.*, vol. 48, no. 1, pp. 47-56, 1980.
- [**Wheeler1965**] H. A. Wheeler, "Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 13, no. 2, pp. 172-185, Mar. 1965.
- [**Wheeler1977**] H. A. Wheeler, "Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 25, no. 8, pp. 631-647, Aug. 1977.

- [Wolff1972] I. Wolff, “Microstrip bandpass filter using degenerate modes of a microstrip ring resonator,” *IEE Electronics Letters*, vol. 8, no. 12, pp. 163–164, June 1972.
- [Yablonovitch1987] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics”, *Physical Review Letters*, 58(20), pp. 2059–2062, 1987.
- [Yablonovitch1993] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap structures”, *J. Opt. Soc. Am. B.*, 10(2),1993.
- [Yang2005] F. Yang, “Bruit en 1/f de films minces de manganite La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃ pour application en bolométrie”, *Thèse*, Université de Caen, 2005.
- [Zhu1995] N. H. Zhu, Z. Q. Wang and W. Lin, “On the Accuracy of Analytical Expressions for Calculating the Parameters of Coplanar Strips on a Finitely Thick Substrate,” *Microwave Optical Tech. Lett.*, Vol 8, no. 3, pp. 160-164, Feb. 1995.
- [Zhu2000] L. Zhu and K. Wu, “Accurate circuit model of interdigital capacitor and its application to design of new quasi-lumped miniaturized filters with suppression of harmonic resonance,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no. 3, pp. 1593–1598, March 2000.

Chapitre 3

**"Antenne – Transition – Filtre
chargé" : conception et simulation à
115,3 GHz**

Introduction du chapitre 3

Le dernier chapitre de ce manuscrit traitera de la conception et la simulation à 115,3 GHz du microcapteur proposé dans cette thèse.

L'outil de simulation 3D Microwave Studio sera d'abord présenté. Ensuite les différents éléments du microcapteur à savoir l'antenne en V, le filtre BIP 1D et la transition ultra large bande à tapérisation de Klopfenstein seront dimensionnés puis simulés. Les résultats des simulations seront comparés aux calculs théoriques du chapitre précédent afin de valider la pertinence des résultats du logiciel. De la conception de chacun des éléments découlera la simulation du microcapteur complet puis l'évaluation du rendement de couplage de la puissance incidente à la puissance transmise à la charge bolométrique. Ce rendement global permettra d'évaluer le temps d'acquisition avec pertes du microcapteur pour la détection du monoxyde de carbone (CO). Nous pourrons alors conclure sur la viabilité du microcapteur conçu ainsi que sur la qualité de nos choix de conception (topologie du filtre et diélectriques).

Pour finir, les potentialités du dispositif, pour une détection dans le domaine THz, seront exposées et discutées.

3.1 Outil de conception 3D en hyperfréquence : CST Microwave Studio

Pour la conception de la chaîne de détection proposée, nous avons utilisé le logiciel Microwave Studio (MWS) de Computer Science Technology (CST). Ce logiciel nous a permis de simuler et d'optimiser les différents éléments de la chaîne de détection. Il utilise la technique des Intégrales Finies (FIT : Finite Integration Technique) combinée avec des techniques de maillage (PBA : Perfect Boundary Approximation, TST : Thin Sheet Technique, MSS : Multilevel Subgridding Scheme) développées par CST et regroupées sous l'appellation Smart-Grid™. Ce logiciel propose en outre 5 différents solveurs (transient, Eigenmode, Frequency Domain, Resonant, Integral Equation) selon le type de problème à résoudre. Néanmoins, quelques précautions de base sont à prendre sur le choix du modèle de matériau et les paramètres de maillage afin de limiter au mieux le nombre de mailles et le temps de calcul. Les simulations ont été réalisées avec la suite 2008 du logiciel sur un PC doté d'un processeur Intel Pentium 4 fonctionnant à 2,6 GHz avec 2 Go de RAM.

3.1.1 Technique des Intégrales Finies (FIT)

La technique des Intégrales Finies a été introduite par T. Weiland en 1977 [Weiland1977]. C'était alors une nouvelle approche, dans la modélisation numérique des problèmes d'électromagnétisme, fondée sur les formes intégrales des équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} & \iint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho \cdot dV \\ \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} & \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Où l est une courbe, S une surface définie par la courbe l et V , un volume défini par la surface S . La FIT s'applique, en plus de l'électromagnétisme, à la résolution numérique de problèmes dans divers domaines comme l'acoustique ou la piézoélectricité. Pour déterminer les solutions des équations intégrales de Maxwell, le volume considéré est maillé et des solutions locales sont recherchées pour chaque maille. L'ensemble des solutions locales forment alors une solution globale qui converge vers la solution réelle. Le maillage est constitué de 2 systèmes de grilles orthogonales duales, notées G et \tilde{G} , décalées l'une par rapport à l'autre d'une demie maille dans les 3 directions pour tenir compte de l'évolution temporelle des champs (figure 3.1). La FIT s'implémente facilement sur des ordinateurs d'architectures différentes et la difficulté à résoudre les problèmes croît moins vite avec la taille du système comparativement à la méthode dite des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite-Difference Time-Domain) introduite par Yee en 1966 [Yee1966]. Elle permet ainsi de traiter des systèmes plus volumineux et plus complexes.

3.1.2 SmartGrid™

SmartGrid est un ensemble de 3 techniques de maillage : PBA (Perfect Boundary Approximation), TST (Thin Sheet Technique) et MSS (Multilevel Subgridding Scheme). Ces techniques sont combinées la FIT afin d'améliorer les performances du logiciel Microwave Studio. La technique PBA est une méthode de transformation conforme qui permet de maille de façon grossière sur une grille orthogonale, un objet de forme géométrique quelconque sans toutefois compromettre la précision des résultats obtenus. Cette technique permet ainsi de réduire le nombre de mailles et par conséquent la mémoire utilisée ainsi que le temps de simulation. Quant à la technique TST, elle permet un traitement indépendant de 2 diélectriques différents situés dans la même maille en les séparant par une fine feuille métallique. Ainsi les 2 parties de géométrie quelconque peuvent être traitées simplement par la technique PBA. La TST étend de ce fait les possibilités de la PBA. Enfin, la technique MSS permet aux lignes de maillage de commencer et de s'achever n'importe où dans l'aire de simulation. Elle permet donc de maille finement une partie donnée de la structure à analyser tout en conservant un maillage relâché ailleurs. L'ensemble de ces techniques améliore les performances du logiciel notamment la taille des structures traitées, le temps de simulation et la précision des solutions obtenues. Un exemple de l'application de ces techniques est donné à la figure 3.2.

3.1.3 Solveurs

« **Transient solver** » (**Solveur temporel**) : Ce solveur est très souple et peut être utilisé dans la plupart des problèmes d'électromagnétisme. Il est intéressant dans l'étude et la visualisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans une structure. Il permet aussi de calculer les paramètres S d'une structure à différentes fréquences en une seule simulation sans pour autant augmenter de façon exorbitante le temps de calcul. Nous avons utilisé ce solveur afin de visualiser la propagation des ondes dans l'antenne et le filtre, obtenir les diagrammes de rayonnement et déterminer les paramètres S des éléments du système de détection proposé.

« **Eigenmode solver** » (**Modes propres**) : Ce solveur est réservé à la simulation de structures résonantes fermées (filtres, duplexeurs, cavités). Il calcule les fréquences propres des structures, les pôles et les facteurs de qualité des filtres et permet la conception des structures à onde lente (TWT : Travelling Wave Tube).

« **Frequency Domain Solver** » (**Solveur fréquentiel**) : Ce solveur est utilisé pour les applications dans lesquelles la taille de la structure à simuler est petite devant la longueur d'onde ou encore dans les structures périodiques comme les réseaux d'antennes. Il permet de calculer les paramètres S et reste le meilleur choix de solveur pour les petites structures. Ce solveur peut être utilisé avec un maillage tétraédrique dans MWS.

« **Resonant Solvers** » (**Solveurs de résonance**) : Ce sont 2 solveurs : le Fast S-parameter solver et le S-Parameter, Fields Solver. Le premier calcule directement les paramètres S sans calculer les champs EM qui ne peuvent donc pas être visualisés. Il s'applique principalement aux filtres. Le second solveur de résonance peut être utilisé en option après l'utilisation du solveur fréquentiel pour les structures à facteur de qualité très grand. Dans ce cas, un maillage hexaédrique peut être utilisé.

« **Integral Equation Solver** » (**Solveur d'équations intégrales**) : Ce solveur est réservé aux grandes structures dont la taille est supérieure à 20 fois la longueur d'onde. Quelques applications de ce solveur sont le placement d'antennes ou le calcul de la section efficace radar (RCS : radar Cross Section) d'avions.

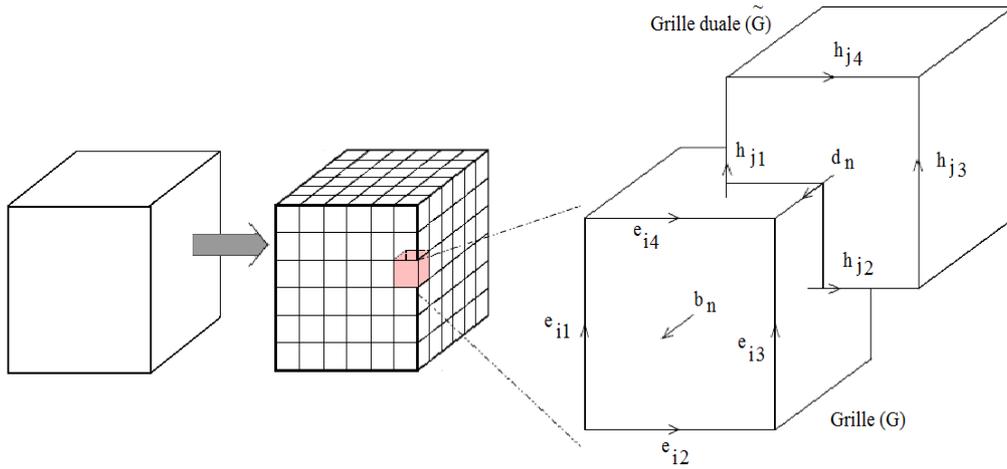


Figure 3.1 : Maillage dans la méthode FIT. Les termes e_{ji} correspondent aux composantes du champ électrique local ; les termes h_{ji} à celles du champ magnétique local.

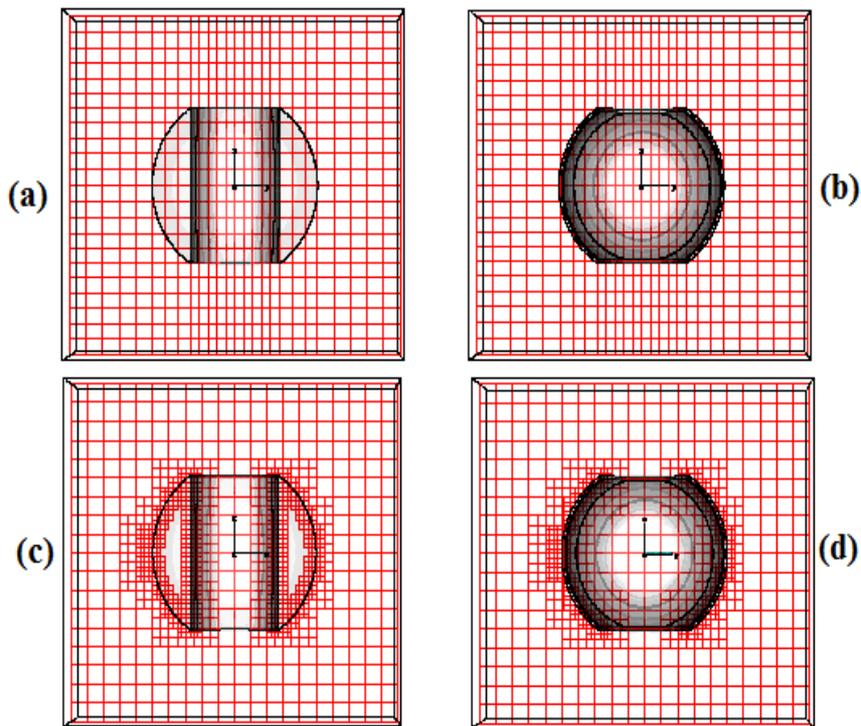


Figure 3.2 : (a) La technique PBA suffit à mailler le solide, (b) La technique TST est nécessaire pour prendre en compte l'épaisseur de la sphère creuse, (c) et (d) La technique MSS est appliquée à (a) et (b). On peut distinguer 3 domaines où l'affinement du maillage est différent. PBA et TST s'appliquent également dans les sous-mailles.

3.1.4 Quelques précautions de simulation

Bien choisir le modèle des matériaux conducteurs

Le type de matériau doit être bien choisi car il conditionne le maillage. MWS propose 3 modèles de matériaux : le conducteur électrique parfait (PEC : Perfect Electric Conductor), le métal à faible pertes (Lossy Metal) et le matériau de type Normal. Le premier modèle traduit un matériau métallique sans pertes dans lequel il n'existe aucun champ électromagnétique. Les densités de courant se développent à la surface et le volume n'est pas maillé. Ce modèle doit être choisi dans les simulations de structures métalliques supposées sans pertes. Un autre choix conduirait à une augmentation inutile du nombre de mailles et donc du temps de simulation. Le « Lossy Metal » décrit des conducteurs à faibles pertes d'épaisseur physique. La densité de courant est considérée constante sur une couche d'épaisseur δ correspondant à l'épaisseur de peau. Ce modèle doit être choisi lorsqu'on tient compte des pertes métalliques dans un dispositif. Le dernier modèle recouvre tous les autres types de matériaux dont les diélectriques pour lesquels il est possible de définir la permittivité relative, la perméabilité relative et l'angle de pertes $\tan(\delta)$.

Bien choisir les paramètres de maillage

MWS propose 2 méthodes de maillage : dans la première, la maille a une taille égale au quotient de la longueur d'onde par le paramètre « *lines per wavelength* » ; dans la seconde, la diagonale du volume de calcul est divisée par le paramètre « *lower mesh limit* ». Lorsque l'utilisateur spécifie les 2 paramètres, celui qui induit le plus petit pas et par conséquent le plus grand nombre de mailles est retenu. En général, le premier paramètre est intéressant lorsque la structure est plus grande que la longueur d'onde et le second paramètre lorsque la structure est plus petite que la plus petite longueur d'onde. Ces 2 paramètres de maillage, lorsqu'ils sont bien choisis, limitent le nombre de mailles. En effet à partir d'un certain nombre de mailles, la précision obtenue ne change plus. Dans ce cas, un maillage plus fin n'est pas nécessaire. Dans le cas de structures simples, les valeurs par défaut (10) sont suffisantes pour obtenir des résultats précis mais dans le cas de structures complexes, il faut les modifier en les combinant au mieux avec la possibilité de mailler certaines parties plus finement que d'autres.

3.2 Antenne en V planeaire : conception et simulation à 115,3 GHz

3.2.1 Détermination de la longueur physique de l'antenne

La longueur théorique L de l'antenne en V est de 10λ avec λ la longueur d'onde. A l'instar de l'antenne en V filaire dont elle est inspirée, l'antenne en V planeaire doit avoir, en pratique, une longueur plus courte que la longueur théorique de 10λ en raison de l'effet de

bord aux extrémités de l'antenne. La longueur physique L_p de l'antenne se détermine en appliquant à L le coefficient de raccourcissement K donné en figure 3.3 [Badoual1984-2].

Cette section traite du calcul de λ et K .

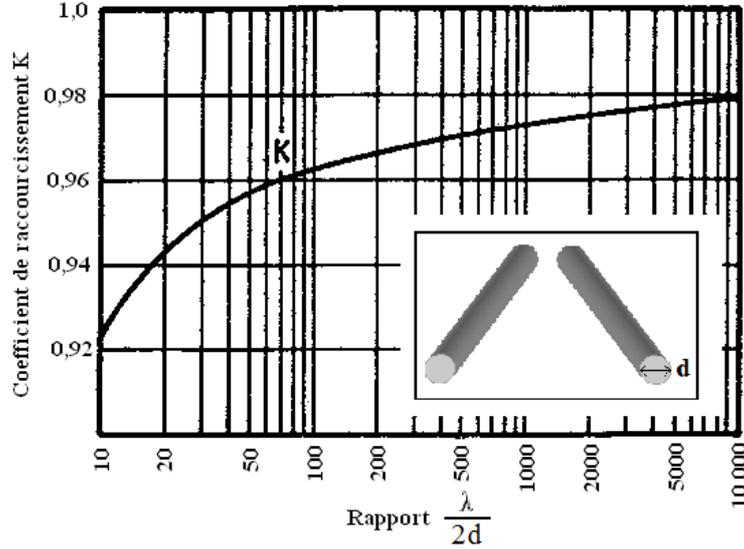


Figure 3.3 : Coefficient de raccourcissement K de l'antenne en V planeaire en fonction du rapport de la demi-longueur d'onde au diamètre du fil. [Badoual1984-2].

Calcul de la longueur d'onde

La longueur d'onde λ dans l'antenne en V (ligne CPS) est définie par :

$$\lambda = \frac{c}{f \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(x_0, f)}} \quad (3.2)$$

où c la vitesse de la lumière vaut $3 \cdot 10^8$ m/s, f est la fréquence et $\epsilon_{\text{eff}}(x_0, f)$ est la permittivité effective calculée au point d'alimentation de l'antenne à la fréquence f et qui tient compte de la dispersion. Le calcul se fait au point d'alimentation puisque c'est en ce point que l'onde est injectée dans l'antenne³³. En s'appuyant sur les résultats de Hasnain *et al.* [Hasnain1986], $\epsilon_{\text{eff}}(x, f)$ est définie par:

$$\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(x, f)} = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(x)} + \frac{\sqrt{\epsilon_r} - \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(x)}}{1 + s_1 \left(\frac{f}{f_{\text{TE}_0}} \right)^{-1,8}} \quad (3.3)$$

où f_{TE_0} est la fréquence de coupure à 3 dB du premier mode du substrat TE_0 , définie par :

$$f_{\text{TE}_0} = \frac{c}{4 h \sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (3.4)$$

³³ Nous raisonnons pour l'antenne en émission mais les résultats sont valables pour l'antenne en réception.

$$\text{avec } \begin{cases} \log(s_1) = u \log\left(\frac{2 a(x)}{b(x) - a(x)}\right) + v \\ u = 0,54 - 0,64 s_2 + 0,015 s_2^2 \\ v = 0,43 - 0,86 s_2 + 0,54 s_2^2 \\ s_2 = \log\left(\frac{a(x)}{h}\right) \end{cases} \quad (3.5)$$

L'expression (3.3) est valable jusqu'aux fréquences THz. Les paramètres nécessaires pour calculer la longueur d'onde λ sont donc a , b , h et ϵ_r . Les paramètres h et ϵ_r étant donnés, il faut choisir les dimensions de l'antenne à son point d'alimentation à savoir $a(x_0)$ et $b(x_0)$ afin de déterminer la longueur d'onde. Dans toute la suite de ce manuscrit l'épaisseur du substrat et les dimensions de l'antenne à son point d'alimentation sont :

$$\begin{cases} h = 100 \mu\text{m} \\ x_0 = 0,5 \text{ mm} \\ t = 10 \mu\text{m} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} a(x_0) = 0,2 \text{ mm} \\ b(x_0) = 0,4 \text{ mm} \end{cases} \quad (3.6)$$

L'expression (2.22.b), nous permet d'évaluer à $\Delta t = 5 \mu\text{m}$ la correction à apporter aux valeurs de $a(x_0)$ et $b(x_0)$. Cette correction étant négligeable, nous n'en tiendrons pas compte dans les calculs futurs.

Calcul du facteur de raccourcissement K

Pour déterminer le coefficient de raccourcissement de la ligne, il faut trouver le diamètre équivalent du bras de l'antenne à son front c'est-à-dire calculée avec $a(\text{front})$ et $b(\text{front})$. La largeur des bras est donnée par :

$$W = \frac{b(\text{front}) - a(\text{front})}{2} \quad (3.7)$$

La surface du front de chaque bras de l'antenne est donnée par :

$$S_f = W \cdot t \quad (3.8)$$

Cette surface est équivalente à la section d'un fil circulaire dont le diamètre est donnée par :

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot S_f}{\pi}} \quad (3.9)$$

Finalement, le rapport de la demi-longueur d'onde au diamètre du fil $\lambda/(2.d)$ permet à partir de figure 3.3 de déterminer le coefficient de raccourcissement K.

3.2.2 Simulation de l'antenne dans l'air

Dans l'air, la longueur d'onde dans l'antenne en V est $\lambda_0 = c/f = 2,6$ mm. Le calcul du coefficient de raccourcissement fournit la valeur $k_{\text{air}} = 0,92$. La longueur de l'antenne en V dans l'air vaut donc $L_{p_air} = 0,92 \times 10 \times \lambda_0 = 24$ mm. Le matériau utilisé pour les bras de l'antenne est un conducteur électrique parfait (PEC). Le port d'excitation est du type "waveguide port". La figure 3.4 est une capture de l'antenne simulée sous MWS.

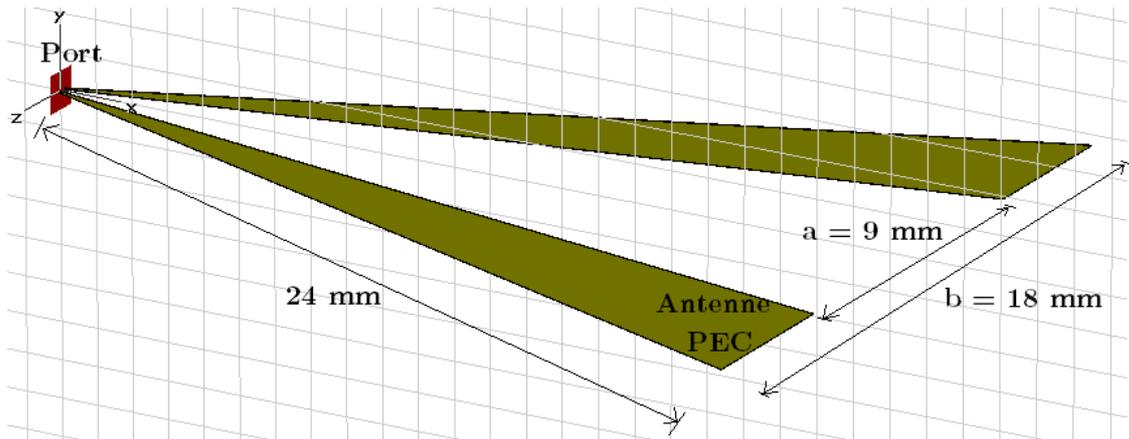


Figure 3.4 : Capture de l'antenne en V dans l'air simulée sous MWS. Les bras de l'antenne sont en PEC.

Les résultats de simulation sont donnés dans le tableau 3.1 et le diagramme de rayonnement est représenté à la figure 3.5. Ce diagramme de rayonnement représente le gain directif réalisé c'est-à-dire le gain qui tient compte des pertes par réflexion au niveau du point d'alimentation. Les calculs théoriques, comparés aux résultats des simulations, ne tiennent pas compte de ces pertes (cf. § 2.3) aussi appelés pertes par désadaptation. La proximité des résultats théoriques et de simulation valide cette approximation.

	Théorie	Simulation
Permittivité effective	1	1
Gain réalisé (dB)	16	16,6
Impédance (Ω)	290	297

Tableau 3.1 : Comparaison théorie - simulation de l'antenne en V dans l'air.

Le gain de l'antenne vaut 16,6 dB est compatible avec la valeur théorique attendue $G_0 = 16$ dB (cf. § 1.4.1). L'impédance simulée au point d'alimentation de l'antenne vaut 297 Ω , proche à moins de 3% de l'impédance théorique attendue (290 Ω). Enfin, le diagramme de rayonnement est un lobe unique pointant dans l'axe de symétrie de l'antenne

comme prédit par la théorie. Les ouvertures à -3 dB des plans **E** et **H** de l'antenne dans l'air sont respectivement de $\theta_{E_air} \approx 8^\circ$ et $\theta_{H_air} \approx 15^\circ$.

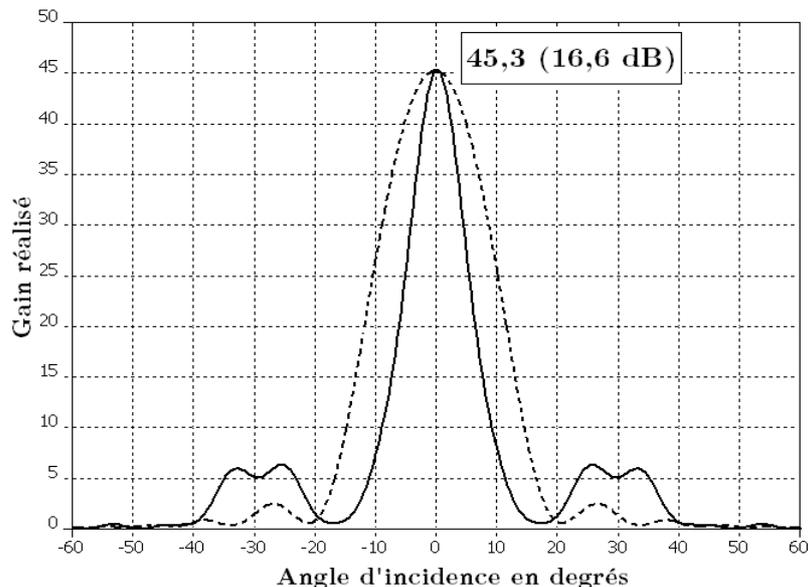


Figure 3.5 : Diagramme de rayonnement de l'antenne en V dans l'air simulée à 115,3 GHz avec Microwave Studio. C'est quasiment un lobe unique pointant dans la direction d'angle nul. Plan E (en trait plein) et Plan H (en pointillés).

La figure 3.6 montre le gain réalisé de l'antenne en V (dont les dimensions sont données à la figure 3.4) dans la direction de son axe de symétrie en fonction de la fréquence. Le gain de l'antenne augmente légèrement entre 100 GHz (16,2 dB) et 130 GHz (16,7 dB). Le gain de l'antenne en V augmente avec sa longueur (cf. antennes filaires). Or pour une longueur L_{p_air} donnée, le rapport L_{p_air}/λ_0 augmente avec la fréquence d'où le résultat. A 115,3 GHz, nous retrouvons la valeur de 16,6 dB indiquée à la figure 3.5 pour un angle d'incidence nulle (correspondant à l'axe de symétrie de l'antenne).

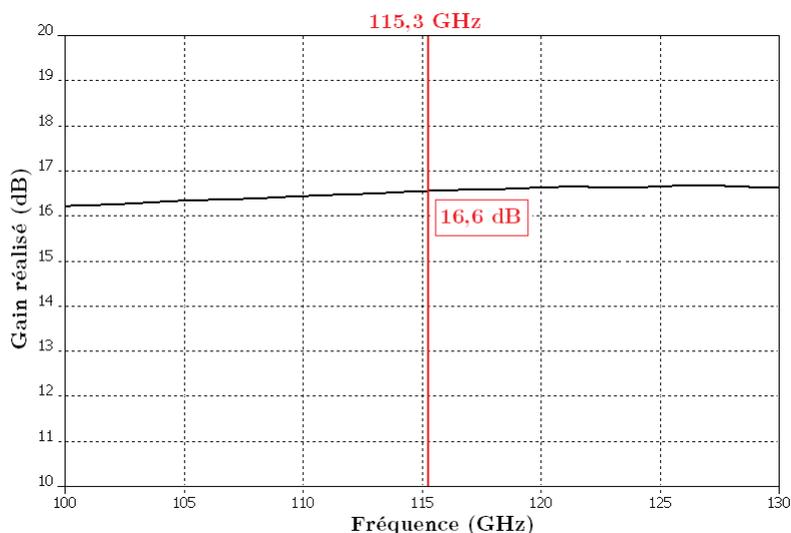


Figure 3.6 : Gain de l'antenne en V dans l'air en fonction de la fréquence dans la direction de l'axe de symétrie de l'antenne.

3.2.3 Simulation de l'antenne sur membrane avec pertes

Les bras de l'antenne en V sont en or (conductivité $\sigma = 4,09 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$) et le substrat choisi est le « DuPontTM 943 Low Loss Green Tape », un diélectrique composé de verre et de céramique. Compatible avec l'or et l'argent, il est adapté thermiquement et mécaniquement aux applications qui nécessitent de faibles pertes diélectriques combinées à de forts facteurs de qualité dans un domaine de fréquence allant jusqu'à la centaine de GHz. Son épaisseur est de $h = 100 \mu\text{m}$. Le tableau 3.2 donne quelques propriétés du D943.

Densité	3,2 $g.cm^{-3}$
Conductivité thermique	4,4 $W.K^{-1}.m^{-1}$
Constante diélectrique @ 40 GHz	7,4
$\tan \delta @ 40 \text{ GHz}$	0,002

Tableau 3.2 : Quelques valeurs caractéristiques du diélectrique D943.

La figure 3.7 est une capture de l'antenne simulée sous MWS.

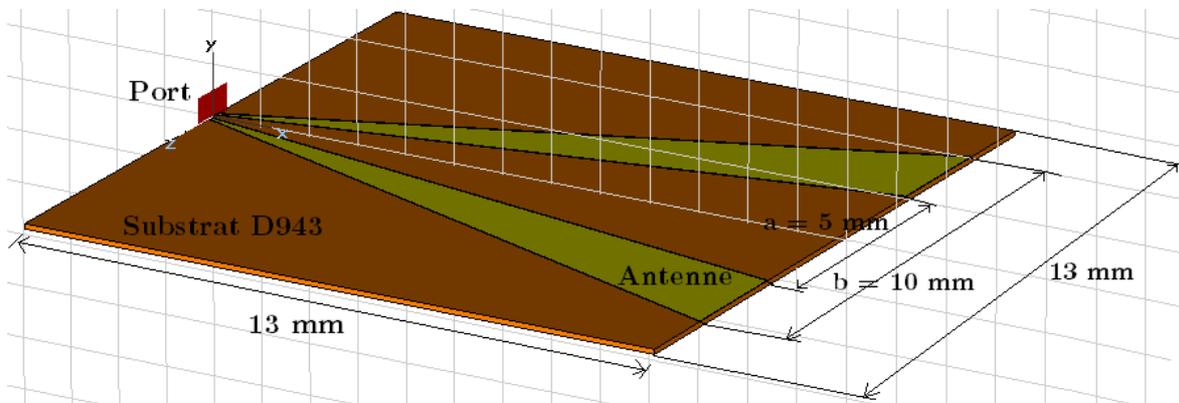


Figure 3.7 : Capture et dimensions de l'antenne en V sur membrane simulée sous MWS. Le port est de type "waveguide", l'épaisseur du substrat $h = 100 \mu\text{m}$, l'épaisseur des bras de l'antenne $t = 10 \mu\text{m}$.

Pour les calculs et la simulation, nous considérons que l'angle de pertes du D943 donné à 40 GHz est constant au moins jusqu'à 115,3 GHz. En réalité, $\tan(\delta)$ augmente avec la fréquence : les pertes diélectriques obtenues par le calcul seront donc inférieures à la valeur réelle. Seule la mesure de la permittivité diélectrique de D943 à 115,3 GHz permettra de faire un calcul théorique plus précis.

La longueur d'onde théorique calculée au point d'alimentation avec les valeurs de $a(x_0)$ et $b(x_0)$ est de $\lambda = 1,42$ mm. Le facteur de raccourcissement est $K_{\text{memb}} = 0,92$. La longueur de l'antenne en V sur membrane vaut donc $L_{p_memb} = 0,92 \times 10 \times \lambda = 13$ mm.

Les permittivités effectives au point d'alimentation et au front de l'antenne sont :

$$\begin{cases} \epsilon_{\text{eff}}(x_0, f) = 3,36 \\ \epsilon_{\text{eff}}(\text{front}, f) = 1,27 \end{cases}$$

L'impédance d'antenne théorique est alors de :

$$Z_{\text{ant}} = \frac{290}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(x_0, f)}} = \frac{290}{\sqrt{3,36}} = 160 \Omega$$

D'après le formalisme des pertes dans l'antenne en V réalisé au paragraphe 2.3, nous calculons les différentes pertes dans l'antenne et obtenons les résultats suivants³⁴ :

$$\Pi_{\text{réflexion}} = -10 \times \log \left[1 - \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\text{front}, f)} - 1}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\text{front}, f)} + 1} \right)^2 \right] = -10 \times \log \left[1 - \left(\frac{\sqrt{1,27} - 1}{\sqrt{1,27} + 1} \right)^2 \right] = 0,02 \text{ dB}$$

$$\Pi_{\text{réfraction}} = 10 \times \log (\epsilon_{\text{eff}}(x_0, f)) = 10 \times \log (3,36) = 5,26 \text{ dB}$$

$$\Pi_c = 0,14 \text{ dB}$$

$$\Pi_d = 0,2 \text{ dB}$$

soit une perte totale Π_{antenne} s'exprimant comme suit :

$$\Pi_{\text{antenne}} = \Pi_{\text{réflexion}} + \Pi_{\text{réfraction}} + \Pi_c + \Pi_d = 5,6 \text{ dB} \quad (3.10)$$

Nous constatons comme prédit au paragraphe 2.3 que l'ensemble des pertes se résume quasiment aux pertes par réfraction. Le gain théorique de l'antenne est donc de $G_0 - \Pi_{\text{antenne}} = 10,4$ dB.

Les résultats de simulation de l'antenne en V avec toutes les pertes sont reportés dans le tableau 3.3 et le diagramme de rayonnement est représenté à la figure 3.8.

	Théorie	Simulation
Permittivité effective	3,36	3,2
Gain réalisé (dB)	10,4	10,6
Π_{antenne} (dB)	5,6	6
Impédance (Ω)	160	170

Tableau 3.3 : Comparaison théorie - simulation de l'antenne en V sur membrane avec pertes.

³⁴ La détermination numérique des aires S_1 et S_2 (cf. § 2.3.3) pour le calcul des pertes métalliques et diélectriques est fait sous Matlab à l'aide de la fonction trapz

La permittivité effective simulée au point d'alimentation, d'une valeur de 3,2, est proche à moins de 5% de la valeur théorique de 3,36. Le gain simulé de l'antenne est de 10,8 dB, compatible avec le gain théorique attendu de 10,4 dB. En comparant le gain simulé avec pertes (10,6 dB) et le gain simulé dans l'air (16,6 dB), nous déduisons que l'ensemble des pertes simulées $\Pi_{\text{antenne_sim}}$ vaut 6 dB, concordant avec la valeur théorique attendue (5,6 dB). L'impédance de l'antenne simulée (170 Ω) est proche à moins de 7% de l'impédance théorique attendue (160 Ω). En ce qui concerne le diagramme de rayonnement, nous avons les angles d'ouvertures à -3 dB de l'antenne sur membrane qui valent $\theta_{E_memb} \approx 8^\circ$ et $\theta_{H_memb} \approx 38^\circ$. Comparativement aux valeurs pour l'antenne en V dans l'air ($\theta_{E_air} \approx 8^\circ$ et $\theta_{H_air} \approx 15^\circ$), il apparaît comme prédit par la théorie (cf. 2.3.2), un élargissement du diagramme de rayonnement, en particulier pour le plan H, dû à la réfraction.

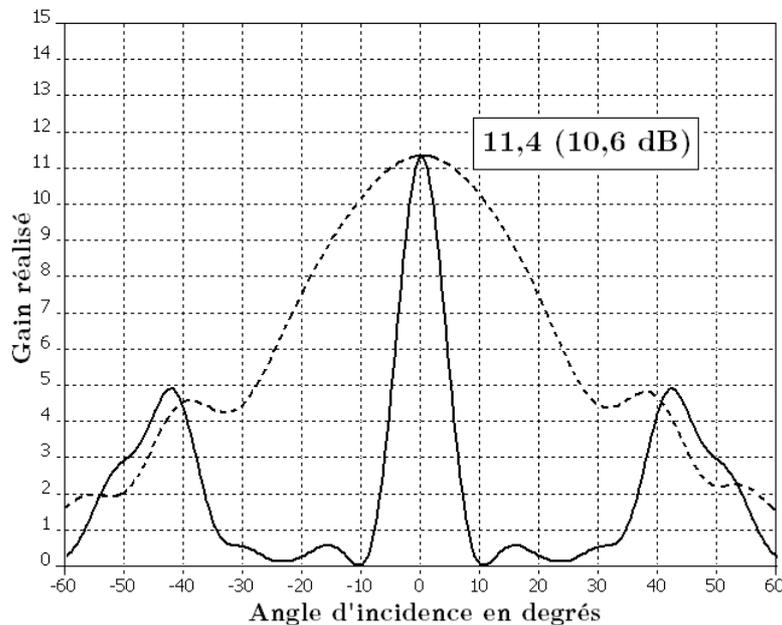


Figure 3.8 : Plan E (trait plein) et Plan H (pointillés) du diagramme de rayonnement de l'antenne en V avec pertes sur membrane simulée à 115,3 GHz avec Microwave Studio. Le lobe unique idéal est à présent dispersé en 3 lobes, un principal et 2 secondaires plus prononcés causés par la réfraction.

La courbe du gain réalisé de l'antenne en V sur membrane en fonction de la fréquence (figure 3.9) montre une décroissance de celui-ci entre 100 GHz (11,2 dB) et 130 GHz (8,7 dB). Cette décroissance s'explique par les pertes dans l'antenne qui augmentent avec la fréquence. L'effet de ces pertes sur le gain est prépondérant devant l'effet de l'augmentation du rapport L_{p_air}/λ_0 d'où la décroissance globale du gain réalisé de l'antenne en V. A 115,3 GHz, nous retrouvons la valeur de 10,6 dB correspondant au gain dans la direction d'incidence nulle.

Les résultats des simulations sont compatibles avec les résultats théoriques attendus. Les simulations de l'antenne en V dans l'air et sur membrane sont donc validées.

Le paragraphe suivant est consacré aux simulations du filtre BIP 1D planaire à 115,3 GHz.

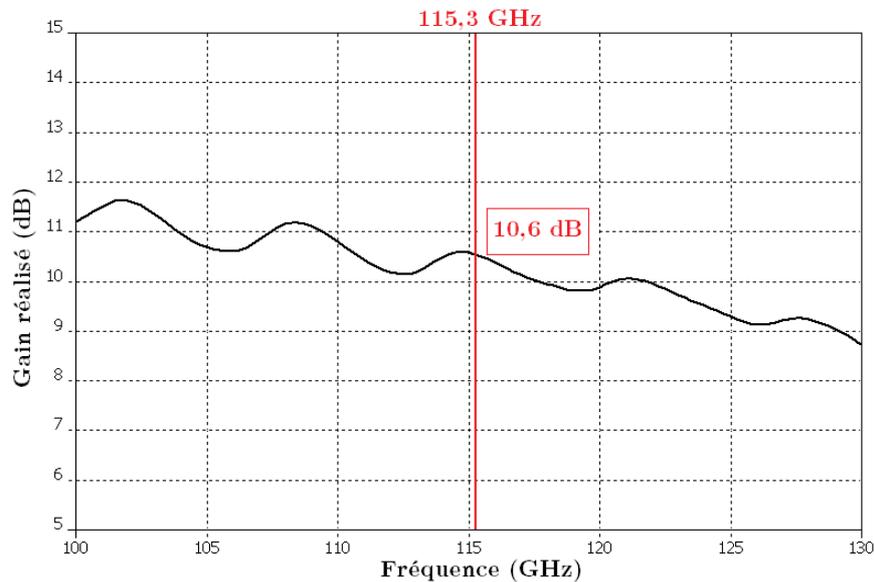


Figure 3.9 : Gain de l'antenne en V sur membrane en fonction de la fréquence.

3.3 Filtre sélectif BIP 1D planaire : conception et simulation à 115,3 GHz

3.3.1 Dimensionnement du filtre

Le filtre BIP 1D planaire est représenté à la figure 3.10.

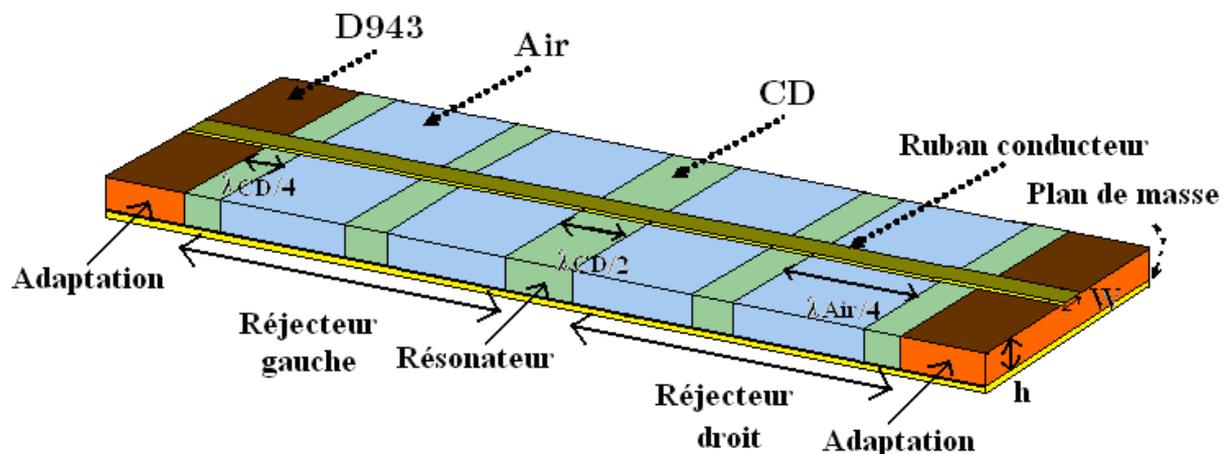


Figure 3.10 : Filtre avec les dimensions des différents tronçons dont les substrats sont l'air ou le CD ou le D943. Le nombre de périodes d'alternance est de $p = 2$.

C'est une succession de tronçons de lignes Microstrip de 3 types selon les substrats utilisés : l'air, le D943 (présenté au tableau 3.2) et une céramique industrielle désignée par le fabricant³⁵ sous le nom de code CD dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$\begin{cases} \text{Constante diélectrique @ 5 GHz} = 38 \quad +/-1 \\ \tan(\delta) @ 5 \text{ GHz} = 0,0004 \end{cases}$$

Le ruban conducteur ainsi que le plan de masse sont en or. Les dimensions globales (hauteur de substrat, largeur et épaisseur du ruban conducteur) sont les mêmes pour tous les tronçons à savoir :

$$\begin{cases} W = 100 \mu\text{m} \text{ (largeur du ruban conducteur)} \\ t = 10 \mu\text{m} \text{ (épaisseur du ruban conducteur)} \\ h = 100 \mu\text{m} \text{ (épaisseur du substrat)} \end{cases}$$

Le résonateur central du filtre est en CD et sa longueur est de $\lambda_{\text{CD}}/2$. Les réjecteurs gauche et droit comptent chacun 2 périodes d'alternance CD – Air soit 4 cascades. Dans ces réjecteurs, les tronçons à base d'air ont pour longueur $\lambda_{\text{Air}}/4$ et les tronçons à base de CD ont pour longueur $\lambda_{\text{CD}}/4$.

Nous posons :

$$\begin{cases} Z_{\text{CD}} = Z_{\text{C1}} \text{ (l'impédance caractéristique des tronçons ayant CD comme substrat)} \\ Z_{\text{air}} = Z_{\text{C2}} \text{ (l'impédance caractéristique des tronçons ayant l'air comme substrat)} \\ Z_{\text{D943}} \text{ (l'impédance caractéristique des tronçons ayant D943 comme substrat)} \end{cases}$$

Le matériau CD a été choisi pour sa forte permittivité diélectrique afin d'avoir un rapport d'impédances $r_Z = Z_{\text{C2}}/Z_{\text{C1}}$ élevé. En effet, comme montré au § 1.4.2, plus r_Z est élevé et plus on peut se permettre de minimiser le nombre de cascades du filtre BIP, réduisant ainsi les pertes dans le filtre tout en garantissant une bonne sélectivité.

Quant au matériau D943, il a été choisi de telle manière que l'impédance Z_{D943} soit proche de l'impédance de normalisation $Z_{\text{C0}} = \sqrt{Z_{\text{C1}} \times Z_{\text{C2}}}$. Ainsi, les tronçons en entrée et en sortie du filtre servent à son adaptation (cf. § 1.4.2). Leur longueur peut être quelconque mais nous la prendrons la plus petite possible pour limiter les pertes.

Le calcul des impédances ci-dessus définies passe par la détermination des permittivités effectives de chaque tronçon de ligne Microstrip qui permettront par ailleurs de calculer la longueur d'onde dans chaque tronçon et donc de dimensionner le filtre. Cependant, puisque la ligne Microstrip n'est pas rigoureusement TEM, nous devons tenir compte de la dispersion. L'expression de la dispersion établie par Hammerstad et Jensen [Hammerstad1980] et fournissant de bons résultats pour tous les substrats est la suivante :

³⁵ DLI Dielectric Laboratories

$$\epsilon_{\text{eff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{eff}}}{1 + G (f / f_p)^2} \quad (3.11)$$

$$\text{avec } f_p = \frac{Z_C}{2 \mu_0 h} \quad (3.12)$$

$$\text{et } G = \frac{\pi}{12} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{2 \pi Z_C}{Z_0}} \quad (3.13)$$

L'impédance de dispersion s'obtient, elle, selon l'expression suivante : [Getsinger1979] :

$$Z_C(f) = Z_C \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}}(f)}} \quad (3.14)$$

Les résultats des calculs de W' (largeur corrigée du ruban conducteur) pour chacun des substrats sont résumés dans le tableau suivant :

	Air	CD	D943
ϵ_r	1	38	7,4
ΔW [μm]	12,8	6,6	7,3
W' [μm]	112,8	106,6	107,3

Tableau 3.4 : Valeurs corrigées des largeurs de rubans pour les tronçons de lignes constituant le filtre BIP.

La largeur initiale W valant 100 μm , l'écart avec les valeurs corrigées est proche de 10%. Nous prendrons donc en compte dans nos calculs, l'influence de l'épaisseur t du ruban conducteur.

3.3.2 Réponse théorique du filtre avec pertes

A présent, nous calculons à 115,3 GHz et pour chaque substrat la permittivité effective, la longueur d'onde et l'impédance du tronçon de ligne Microstrip correspondant. Le tableau 3.5 contient les valeurs obtenues. En toute rigueur, les valeurs des impédances sont complexes à cause des pertes mais les parties imaginaires étant très faibles devant les parties réelles, nous les négligerons.

	Air	CD	D943
ϵ_r	1	38	7,4
ϵ_{eff}	1	28	5,3
Z_C [Ω]	119,7	23,2	53,4
λ [mm]	2,6	0,5	1,1

Tableau 3.5 : Valeurs théoriques à 115,3 GHz de la permittivité effective, de l'impédance caractéristique et de la longueur d'onde des tronçons de ligne Microstrip pour les 3 substrats : Air, CD et D943. Le calcul de ces quantités tient compte à la fois de la correction de la largeur du ruban conducteur ainsi que de la dispersion.

D'après les résultats des calculs, nous avons donc :

$$\begin{cases} Z_{CD_théo} = Z_{C1_théo} = 23,2 \Omega \\ Z_{Air_théo} = Z_{C2_théo} = 119,7 \Omega \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} r_{Z_théo} = \frac{Z_{C2_théo}}{Z_{C1_théo}} = 5,2 \\ Z_{C0_théo} = \sqrt{27 \times 120} = 52,7 \Omega \end{cases}$$

Nous vérifions bien que la valeur de l'impédance de normalisation (52,7 Ω) est proche de $Z_{D943_théo}$ qui vaut 53,4 Ω . Par ailleurs, le rapport $r_{Z_théo}$ est suffisamment élevé pour fixer à $p = 2$ (ou 4 cascades) le nombre de périodes d'alternances pour le filtre BIP. Ces valeurs nous rappellent la **configuration n°2** ($p = 2$ et $r_z = 5$) du filtre BIP traité au § 2.6.3. L'étude du filtre BIP avec pertes a montré que l'introduction de pertes réduit considérablement le facteur de qualité du filtre qui devrait néanmoins rester satisfaisante comparée au facteur de qualité recherché $Q_{CO_min} = 100$.

Nous calculons à 115,3 GHz les pertes métalliques et diélectriques pour chaque type de tronçon Microstrip. Les résultats sont consignés dans le tableau 3.6.

	Air	CD	D943
Pertes métalliques (dB/cm)	0,3	1,63	0,71
Pertes diélectriques (dB/cm)	0	0,22	0,45
Pertes mét. + diél. (dB/cm)	0,3	1,85	1,16

Tableau 3.6 : Pertes métalliques et diélectriques en dB/cm et à 115,3 GHz pour chaque tronçon de ligne Microstrip.

La réponse théorique du filtre est alors représentée à la figure 3.11. Ses performances à 115,3 GHz et son facteur de qualité sont les suivants :

$$\begin{cases} S_{11_théo} = -1,7 \text{ dB} \\ S_{21_théo} = -16 \text{ dB} \\ f_{centrale_théo} = 115,3 \text{ GHz} \\ Q_{théo} = 280 \end{cases}$$

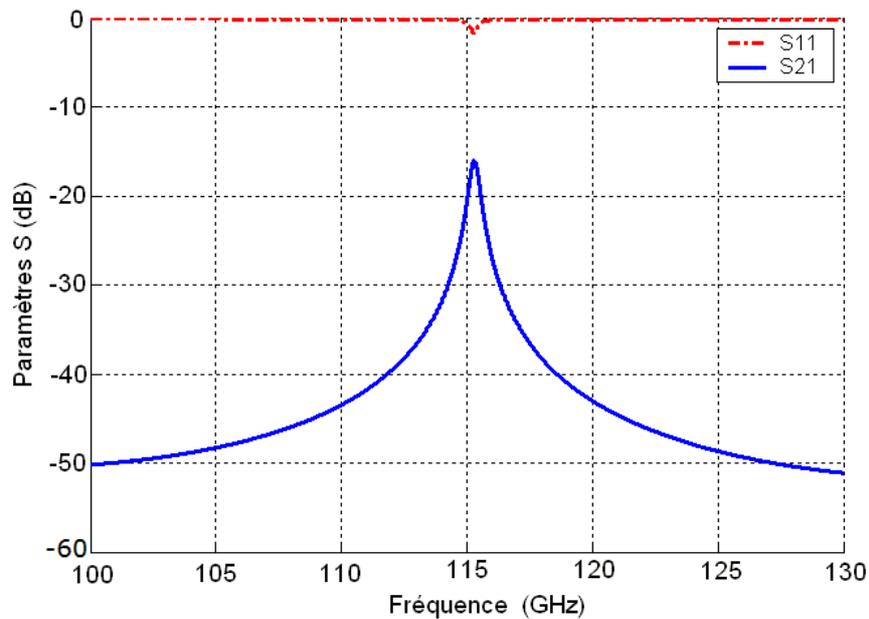


Figure 3.11 : Paramètres S_{11} et S_{21} du filtre avec les pertes métalliques et diélectriques consignées au tableau 3.6 ($r_z = 5,2$ et $p = 2$).

Ces résultats sont proches de ceux obtenus au § 2.6.5. En effet, la valeur de 1 dB/cm utilisée dans le formalisme au chapitre 2 est proche de la moyenne des pertes (métalliques et diélectriques) dans les tronçons Microstrip de substrat Air, CD et D943. Les effets sur la réponse du filtre sont donc similaires.

3.3.3 Réponse simulée du filtre avec pertes

La figure 3.12 est une capture du filtre simulé sous MWS. La largeur du filtre (13 mm) est la même que celle de l'antenne par commodité pratique. Sa longueur (4,4 mm) est imposée par les contraintes sur les longueurs des différents tronçons.

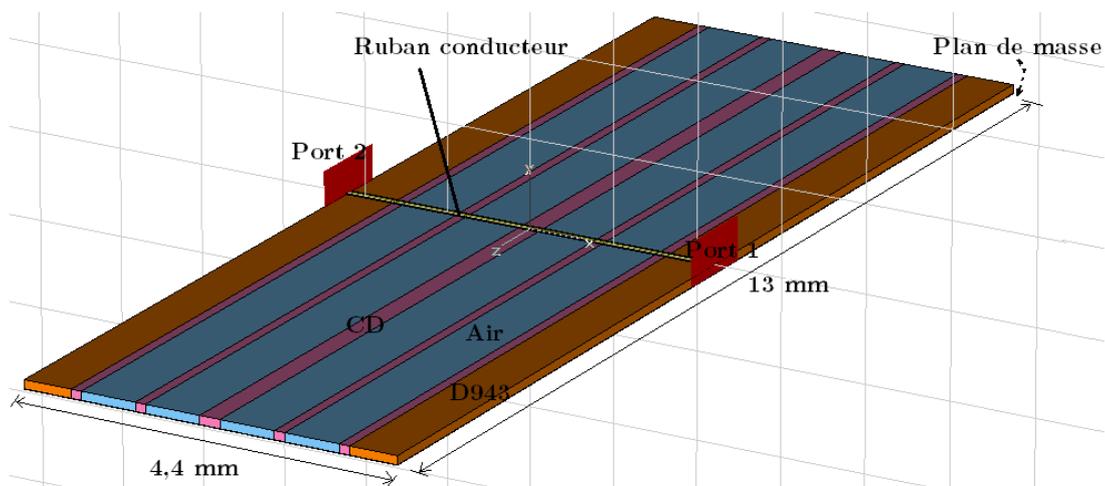


Figure 3.12 : Capture et dimensions du filtre BIP 1D simulé sous MWS. Les ports sont de type "waveguide", l'épaisseur des substrats est de $h = 100 \mu\text{m}$, l'épaisseur du ruban conducteur est de $t = 10 \mu\text{m}$.

Le tableau 3.7 résume, pour chaque substrat, les valeurs simulées à 115,3 GHz de la permittivité effective, l'impédance du tronçon et la longueur d'onde. La comparaison des résultats avec les valeurs théoriques du tableau 3.5 permettent de calculer l'écart entre simulation et théorie (mentionnés en rouge dans le tableau).

	Air		CD		D943	
ϵ_r	1		38		7,4	
ϵ_{eff}	1	0%	24,6	12,1%	5,1	3,8%
$Z_C [\Omega]$	118	1,4%	23,8	2,6%	52,4	2%
$\lambda [\text{mm}]$	2,6	0%	0,52	4%	1,15	4,5%

Tableau 3.7 : Valeurs simulées sous MWS à 115,3 GHz de la permittivité effective, de l'impédance caractéristique et de la longueur d'onde des tronçons de ligne Microstrip pour les 3 substrats : Air, CD et D943. En rouge l'écart avec les valeurs théoriques.

Nous en déduisons :

$$\begin{cases} Z_{\text{CD_sim}} = Z_{\text{C1_sim}} = 23,8 \Omega \\ Z_{\text{Air_sim}} = Z_{\text{C2_sim}} = 118 \Omega \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} r_{Z_sim} = \frac{Z_{\text{C2_sim}}}{Z_{\text{C1_sim}}} = 5 \\ Z_{\text{C0_sim}} = \sqrt{23,8 \times 118} = 53 \Omega \end{cases}$$

Les valeurs fournies par la simulation sont globalement proches des valeurs théoriques. De plus, les valeurs de r_{Z_sim} et $Z_{\text{C0_sim}}$ sont proches de $r_{Z_théo}$ et $Z_{\text{C0_théo}}$ et nous place également dans la **configuration n°2** ($p = 2$ et $r_z = 5$) du filtre BIP traité au § 2.6.3. Les résultats de la simulation sont donnés en figure 3.10. Les performances du filtre simulé sont les suivantes :

$$\begin{cases} S_{11_sim} = S_{22_sim} = -1,38 \text{ dB} \\ S_{21_sim} = S_{12_sim} = -17,34 \text{ dB} \\ f_{\text{centrale_sim}} = 115,66 \text{ GHz} \\ Q_{\text{sim}} = 370 \\ \frac{P_{\text{rayonnée}}}{P_{\text{incidente}}} = 4\% \end{cases}$$

Comme nous pouvions nous y attendre, les résultats de simulation concordent avec les résultats théoriques. Nous constatons un léger décalage de 360 MHz vers la droite de la fréquence centrale du filtre. Le facteur de qualité simulé ($Q_{\text{sim}} = 370$) est du même ordre de grandeur que le facteur de qualité théorique ($Q_{\text{théo}} = 280$). Ce facteur de qualité est supé-

rieur à la valeur recherchée $Q_{CO_min} = 100$, ce qui est très satisfaisant pour notre conception.

En outre, la puissance rayonnée ne vaut que 4% de la puissance incidente, valeur qui est négligeable. Cela signifie, conformément aux recommandations du § 2.6.4, que nos choix du diélectrique pour le résonateur (CD avec une forte permittivité de 38) et d'épaisseur $h = 100 \mu m$ des substrats sont judicieux et convenables pour garantir un faible rayonnement du filtre.

Les performances du filtre étant conformes aux prévisions théoriques, nous validons les simulations. Le paragraphe suivant traite de la conception de la transition ultra large bande à tapérisation de Klopfenstein.

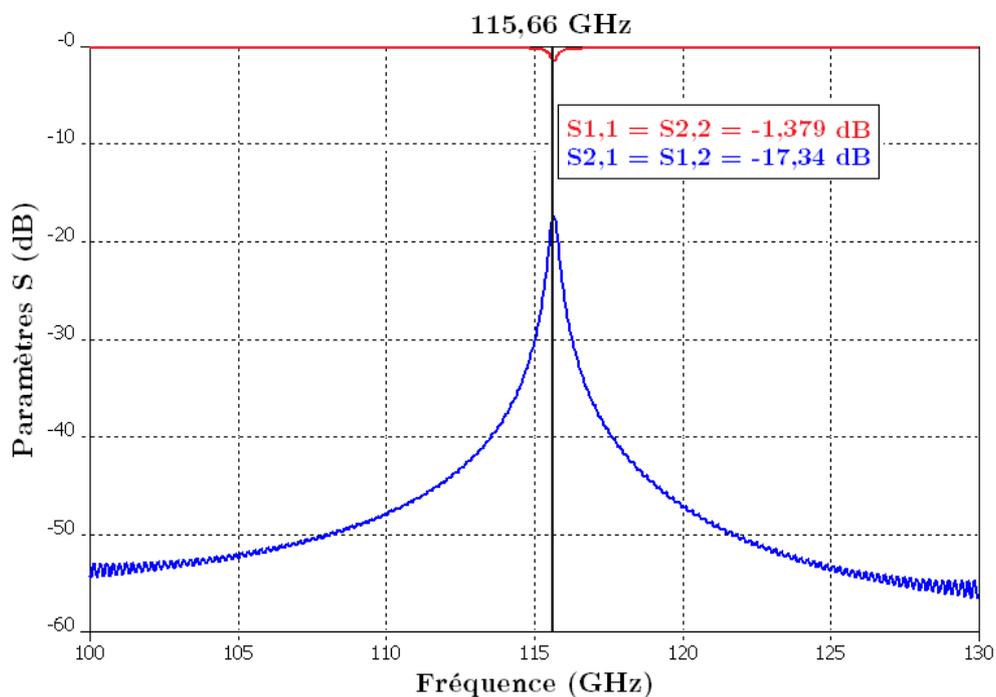
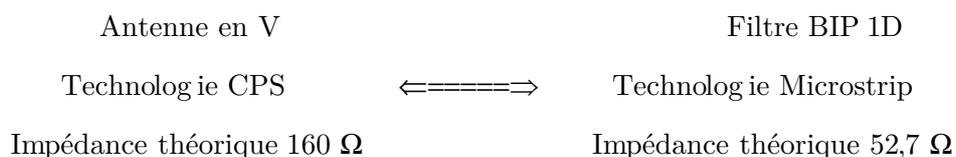


Figure 3.13 : Paramètres S du filtre avec pertes simulé sous MWS.

3.4 Transition CPS – Microstrip : simulation à 115,3 GHz

Le rôle de la transition est de coupler l'antenne en V sur membrane avec pertes dimensionnée et simulée au § 3.2 avec le filtre BIP 1D conçu et simulé au § 3.3. L'opération peut se résumer comme suit :



Cette configuration correspond au dimensionnement pratique réalisé au § 2.9.4 qui a consisté à réaliser une transition ultra large bande à tapérisation de Klopfenstein reliant une ligne Microstrip d'impédance 53Ω et une ligne CPS d'impédance 160Ω . La conception pratique ayant été anticipée au chapitre 2, ce paragraphe présentera donc les résultats de simulation.

3.4.1 Simulation de la transition

La figure 3.14 est une capture de la transition simulée sous MWS. La largeur de la transition (13 mm) est la même que celles de l'antenne et du filtre. Sa longueur intrinsèque est de 1 mm (cf. § 2.9.4) mais sa longueur totale (1,6 mm) inclut une longueur supplémentaire (1/4 d'onde) de ligne CPS ou Microstrip de chaque côté (nécessaire pour la simulation). Le substrat utilisé est le D943.

En outre, conformément aux recommandations du § 2.9.5 en matière de réduction des pertes dans la transition, nous avons utilisé une dizaine de vias pour réduire leur résistance totale. Les vias ont un rayon de $15 \mu\text{m}$, soit environ 75 fois l'épaisseur de peau à 115,3 GHz.

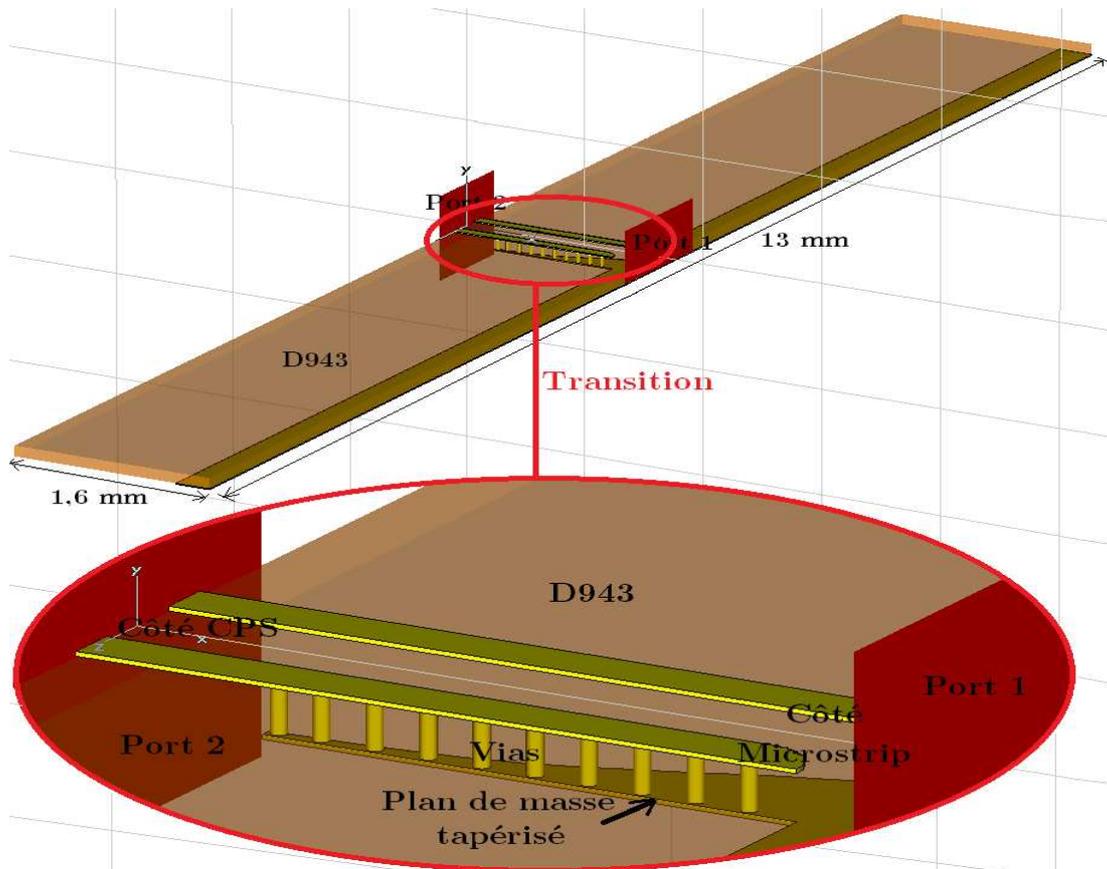


Figure 3.14 : Capture de la transition ultra large bande à tapérisation de Klopfenstein réalisée sous MWS.

La figure 3.15 présente les résultats de la simulation de cette transition. Ils sont évidemment moins bons que ce que la théorie prévoyait à savoir des pertes par réflexion inférieures à -34 dB dans la bande passante. En effet, contrairement aux prévisions théoriques, les simulations tiennent compte des pertes (métalliques et diélectriques) dans la transition. Nous notons toutefois que les coefficients de réflexion (S_{11} et S_{22}) aux extrémités de la transition sont inférieurs à -10 dB entre 50 GHz et 200 GHz. A 115,3 GHz, ils valent respectivement -13,3 dB et -13,5 dB. Les coefficients de transmission S_{21} et S_{12} sont quant à eux très intéressants pour nous car ils sont faibles et valent respectivement -1,5 dB et -1,7 dB. L'impact de la transition en ce qui concerne les pertes est relativement faible comparé à celui du filtre voire de l'antenne. Elle est donc quasiment transparente ce qui est le but recherché.

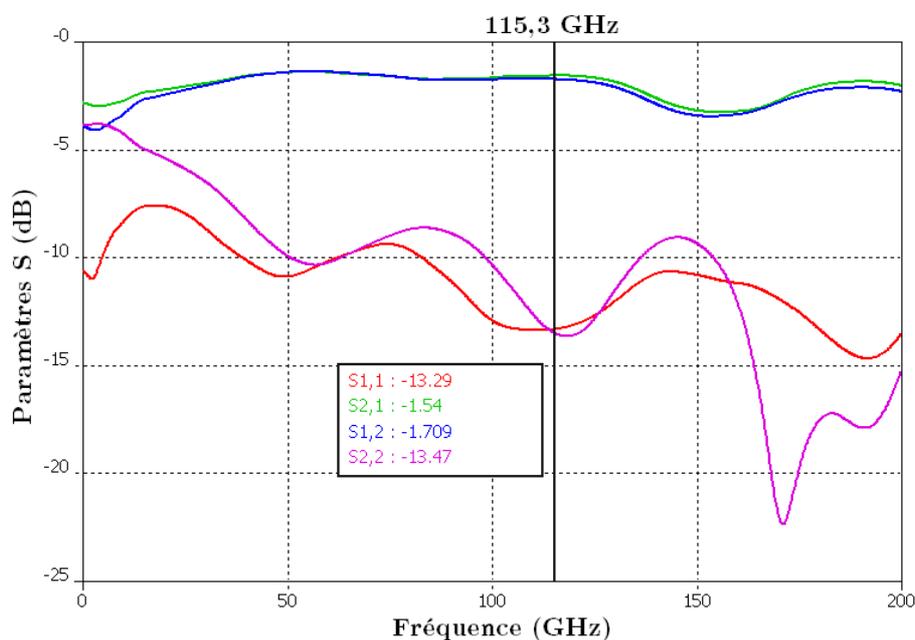


Figure 3.15 : Paramètres S de la transition en fonction de la fréquence.

Ces résultats sont satisfaisants, nous les validons avant de nous diriger vers la mise bout-à-bout des différents éléments simulés afin d'avoir la réponse complète du microcapteur.

3.5 Microcapteur complet à 115,3 GHz

Ce paragraphe se subdivise en 3 parties. Nous simulons l'ensemble "Antenne + Transition" puis le microcapteur complet. Enfin nous évaluons le rendement de couplage de la puissance rayonnée à la puissance transmise à la charge bolométrique.

3.5.1 Simulation de l'ensemble "Antenne + Transition"

Nous commençons d'abord par raccorder l'antenne et la transition. La figure 3.16 est une capture de la structure simulée sous MWS. LA largeur est logiquement de 13 mm et la longueur vaut 14,6 mm (somme des longueurs de l'antenne et de la transition). Le port est du type "waveguide port".

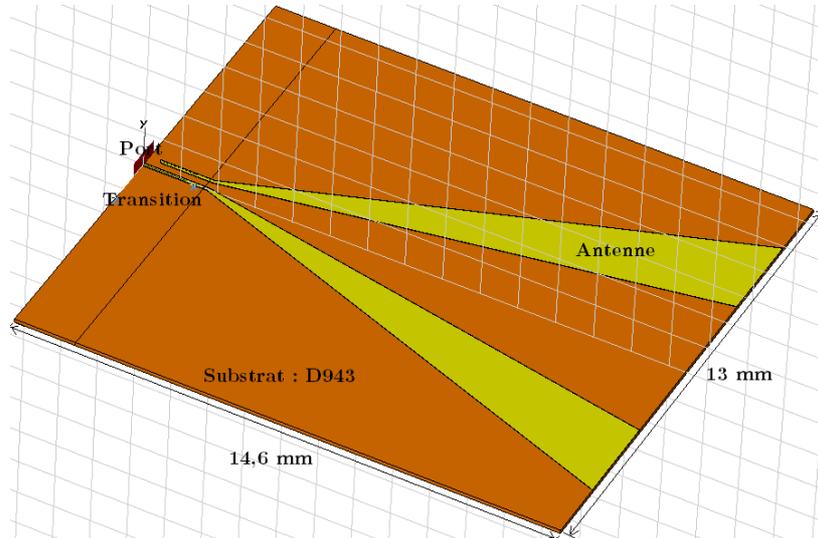


Figure 3.16 : Capture de l'ensemble "Antenne + Transition" simulé sous MWS.

A 115,3 GHz, l'antenne seule à un gain de 10,6 dB dans la direction d'incidence nulle (axe de symétrie) et la transition à un gain de -1,5 dB dans le sens Microstrip vers CPS. Nous nous attendons logiquement à obtenir à 115,3 GHz un gain réalisé proche de 9,1 dB. La figure 3.17 montre le diagramme de rayonnement à 115,3 GHz. Dans l'axe de symétrie, le gain est de 9,1 dB soit, sans surprise, la valeur attendue.

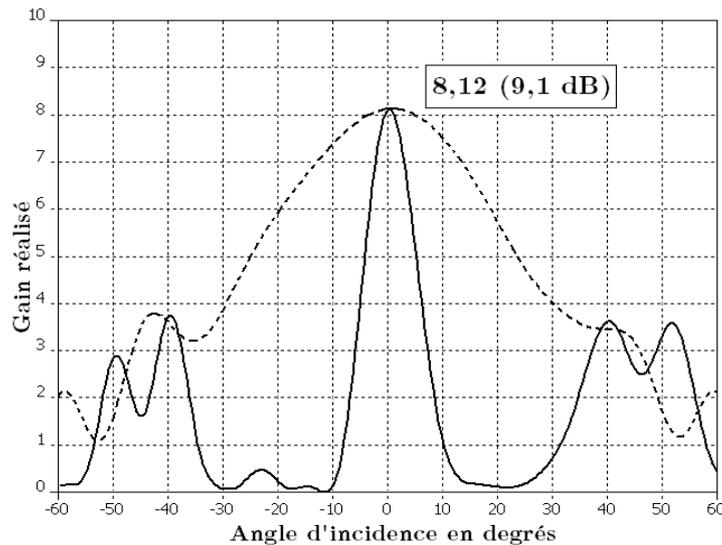


Figure 3.17 : Plan E (trait plein) et Plan H (pointillés) du diagramme de rayonnement de l'ensemble "Antenne + Transition" simulée à 115,3 GHz avec Microwave Studio.

La figure 3.18 montre le gain réalisé dans la direction de rayonnement privilégié en fonction de la fréquence. La courbe du gain est conforme aux attentes car le gain est décroissant entre 100 GHz (10,9 dB) et 130 GHz (6,7 dB) à cause des pertes. Nous retrouvons la valeur de 9,1 dB à 115,3 GHz.

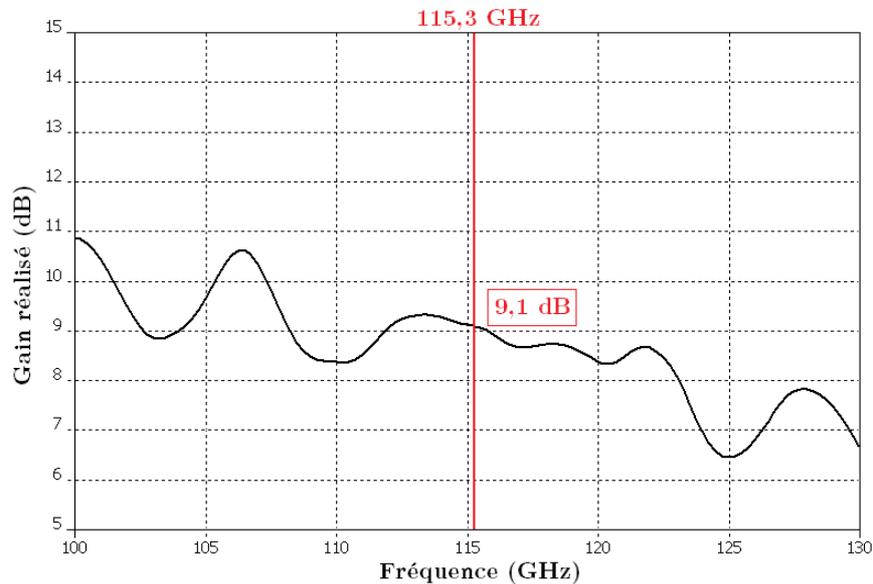


Figure 3.18 : Gain réalisé en fonction de la fréquence pour l'ensemble "Antenne + Transition".

3.5.2 Simulation du microcapteur complet

A présent, nous abordons la simulation du microcapteur complet. La figure 3.19 est une capture du microcapteur simulé sous MWS. Sa largeur est de 13 mm et sa longueur totale vaut 19 mm.

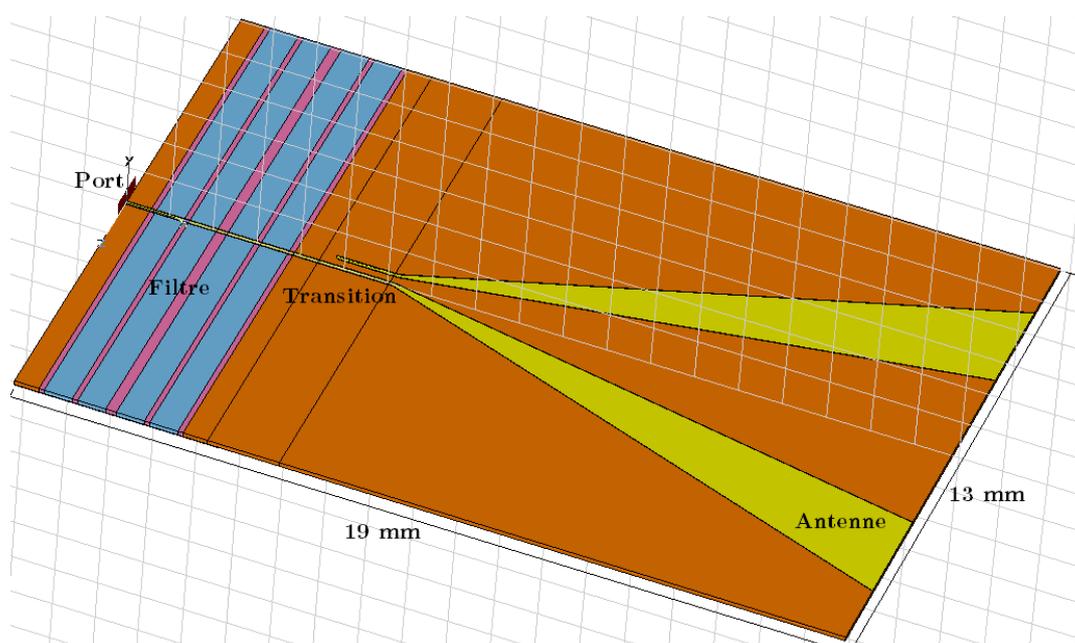


Figure 3.19 : Capture du microcapteur complet sous MWS.

Le gain réalisé à 115,3 GHz est représenté à la figure 3.20. Sa valeur dans l'axe de symétrie de l'antenne vaut -20,7 dB soit une perte de près de 30 dB qui serait due à la présence du filtre. Pour expliquer cette forte atténuation, il est nécessaire de rappeler le léger décalage à 115,66 GHz de la fréquence centrale du filtre simulé tout seul (cf. § 3.3). A cause de ce décalage, l'atténuation du signal due au filtre à la fréquence de 115,3 GHz est plus importante que prévu théoriquement (environ 16 dB). La figure 3.21, représentant le gain réalisé du microcapteur dans la direction privilégiée de rayonnement en fonction de la fréquence, montre d'ailleurs que ce décalage s'est accentué avec une fréquence centrale valant désormais 116,3 GHz. A cette dernière fréquence, le gain réalisé vaut -8,2 dB compatible avec un gain "Antenne + Transition" proche de 9 dB et un gain de filtre d'environ -17 dB. Les performances du microcapteur simulé sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Gain}_{\text{final}} @ 115,3 \text{ GHz} = -20,7 \text{ dB} \\ f_{\text{centrale_complet}} = 116,3 \text{ GHz} \\ \text{Gain}_{\text{final}} @ 116,3 \text{ GHz} = \text{Gain}_{\text{final}} \text{ maximum} = -8,2 \text{ dB} \\ Q_{\text{final}} = 290 \text{ (en charge)} \end{array} \right.$$

Le facteur de qualité final est satisfaisant car supérieur à 100. Cependant, le décalage fréquentiel pénalise la détection à 115,3 GHz. Une anticipation de ce décalage (concevoir par exemple théoriquement le filtre à une fréquence légèrement inférieure à 115,3 GHz) permettrait de résoudre ce problème afin que le microcapteur présente son gain maximum à 115,3 GHz. Dans le paragraphe suivant, nous allons évaluer le rendement global du microcapteur sans tenir compte du décalage fréquentiel du filtre.

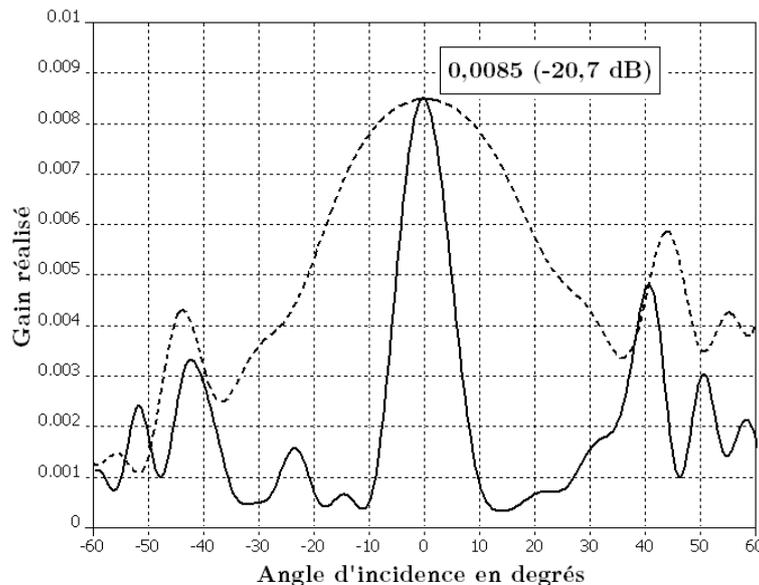


Figure 3.20 : Plan E (trait plein) et Plan H (pointillés) du diagramme de rayonnement du capteur complet à 115,3 GHz simulé sous Microwave Studio.

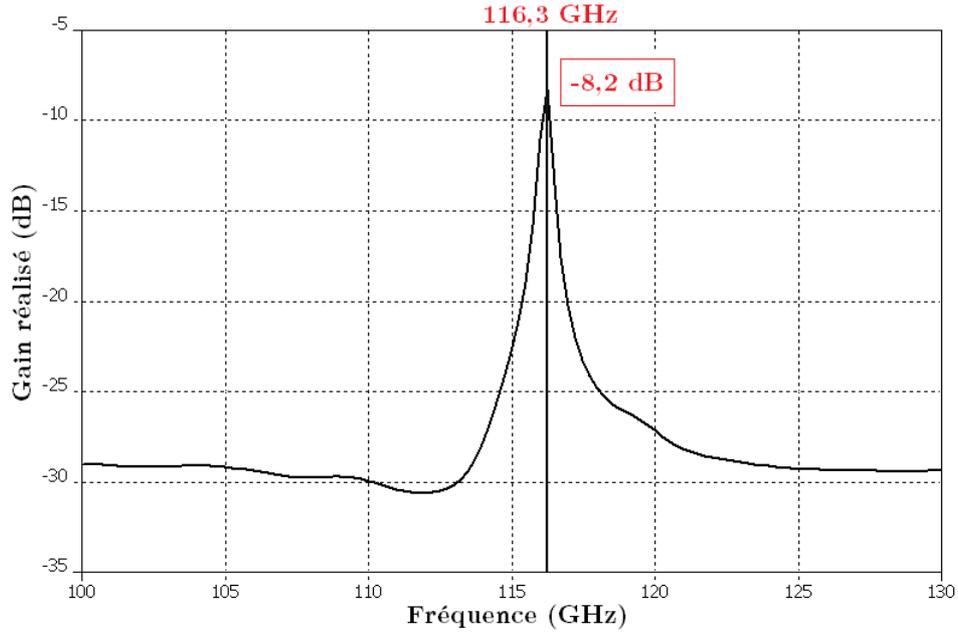


Figure 3.21 : Gain réalisé du microcapteur complet dans l'axe de symétrie de l'antenne en V en fonction de la fréquence.

3.5.3 Rendement global de couplage de la puissance incidente à la puissance transmise à la charge bolométrique

Le rendement global de couplage η_{global} (de la puissance incidente à la puissance transmise à la charge du filtre) est défini comme suit :

$$\begin{cases} \eta_{\text{global}} = \eta_{\text{optique}} \times \eta_{\text{microcapteur}} \\ \eta_{\text{microcapteur}} = \eta_{\text{antenne}} \times \eta_{\text{transition}} \times \eta_{\text{filtre}} \end{cases} \quad (3.15)$$

où

η_{optique} est le rendement de couplage optique entre la cellule gaz et l'antenne (cf. § 1.5.2),

η_{antenne} est le rapport entre la puissance captée et la puissance transmise à la transition,

$\eta_{\text{transition}}$ est le coefficient de transmission de la transition,

η_{filtre} est le coefficient de transmission du filtre.

En décibel, l'expression 3.15 devient :

$$\eta_{\text{global_dB}} = \eta_{\text{optique_dB}} + \eta_{\text{antenne_dB}} + \eta_{\text{transition_dB}} + \eta_{\text{filtre_dB}} \quad (3.16)$$

$$\text{où} \begin{cases} \eta_{\text{optique_dB}} = -10 \text{ dB} & (\text{cf. § 1.5.2}) \\ \eta_{\text{antenne_dB}} = -\Pi_{\text{antenne_sim}} = -6 \text{ dB} & (\text{cf. Tableau 3.3}) \\ \eta_{\text{transition_dB}} = S_{1,2_transition_sim} = -1,7 \text{ dB} & (\text{cf. Figure 3.15}) \\ \eta_{\text{filtre_dB}} = S_{1,2_filtre_sim} = -17,3 \text{ dB} & (\text{cf. Figure 3.13}) \end{cases}$$

d'où les résultats suivants :

$$\begin{cases} \eta_{\text{microcapteur_dB}} = -25 \text{ dB} = 0,3 \%. \\ \eta_{\text{global_dB}} = -35 \text{ dB} = 0,03 \%. \end{cases}$$

Le rendement global étant très faible, il apparaît que la puissance arrivant au bolomètre pour son échauffement l'est aussi. Le temps d'acquisition de la chaîne de détection s'en trouve ainsi rallongé. Sera-t-il assez court pour prétendre réaliser une détection en temps réel ? Le paragraphe suivant répond à cette question.

3.5.4 Retour sur les performances du microcapteur à 115,3 GHz en incluant les pertes

Les 2 points cruciaux de notre microcapteur sont le facteur de qualité et le temps d'acquisition. En ce qui concerne le premier, le facteur visé de $Q_{\text{CO_min}} = 100$ a été atteint voire dépassé avec un facteur de qualité $Q_{\text{final}} = 290$. En ce qui concerne le temps d'acquisition, il a été établi au § 1.7.3 en considérant le microcapteur sans pertes. A présent, nous devons le reconsidérer en tenant compte des pertes. Pour cela, nous rappelons l'expression (1.52) qui donne le temps d'acquisition avec pertes $t_{\text{acq_ap}}$ en fonction du temps d'acquisition sans pertes $t_{\text{acq_sp}}$:

$$t_{\text{acq_ap}} = t_{\text{acq_sp}} \times \frac{1}{(\eta_{\text{microcapteur}})^2} \quad [\text{s}].$$

Avec $t_{\text{acq_sp_CO}} = 120 \text{ ns}$ (cf. § 1.7.3) , nous obtenons la valeur suivante :

$$t_{\text{acq_ap_CO}} = 13 \text{ ms}.$$

Cette valeur du temps d'acquisition avec pertes est très satisfaisante car elle permettrait un suivi **en continu** de la concentration de monoxyde de carbone (CO). Malgré un très faible rendement de couplage, les 2 critères principaux pour le bon fonctionnement du microcapteur à savoir la sélectivité et le temps d'acquisition sont parfaitement remplis. Ces résultats valident notre choix de topologie pour le filtre BIP et ouvrent donc la voie à la fabrication du premier démonstrateur du microcapteur proposé.

Toutefois, ce démonstrateur à 115,3 GHz constitue une étape vers la conception d'un détecteur de COV dans le domaine THz. Par conséquent, il nous faut à présent analyser ses potentialités pour une détection du benzène à 20 THz.

3.6 Potentialités du microcapteur pour la détection de COV dans le THz

La dernière partie de ce chapitre aborde les forces et les faiblesses de notre dispositif pour un fonctionnement dans le THz. Nous commencerons donc par évaluer l'effet des pertes sur ses performances à **20 THz pour la détection du benzène**. Ensuite, nous verrons les potentialités de chacun des éléments du microcapteur pour une détection dans le THz. Cette partie s'achèvera par l'énumération de quelques perspectives d'améliorations du microcapteur pour un bon fonctionnement à 20 THz.

3.6.1 Réexamen des performances du microcapteur à 20 THz en incluant les pertes dans le microcapteur

Supposons pour cette projection à 20 THz que l'atténuation dans le microcapteur à 20 THz est du même niveau qu'à 115,3 GHz c'est-à-dire -25 dB (soit une atténuation d'un facteur d'environ 400). Nous connaissons le temps d'acquisition du microcapteur sans pertes dans le cas de la détection du benzène. Il a été estimé au § 1.5.2 et nous pouvons en déduire le temps d'acquisition avec pertes :

$$t_{\text{acq_sp_benzène}} = 0,3 \text{ s} \Rightarrow t_{\text{acq_ap_benzène}} = 33.330 \text{ s soit } 9 \text{ h } 15 \text{ mn } 30 \text{ s.}$$

Ce temps d'acquisition est inacceptable si nous souhaitons effectuer un contrôle en continu de la concentration de benzène. Le niveau de pertes de -25 dB est à l'évidence trop élevé pour un bon fonctionnement du microcapteur à 20 THz. Nous allons déterminer le rendement minimum que doit posséder le microcapteur pour un fonctionnement en temps réel c'est-à-dire pour un temps maximum d'acquisition avec pertes $t_{\text{acq_ap_benzène_max}} = 1 \text{ s}$. L'expression (1.52) nous permet d'écrire que :

$$\eta_{\text{microcapteur_min}} = \sqrt{\frac{t_{\text{acq_sp_benzène}}}{t_{\text{acq_ap_benzène_max}}}} = \sqrt{\frac{0,3}{1}} = 0,55 \approx -3 \text{ dB.}$$

Ce serait irréaliste de penser pouvoir contenir les pertes dans le microcapteur à 20 THz à un niveau aussi bas. Il ne sera donc pas possible d'obtenir un temps d'acquisition de l'ordre de 1 s. Si nous assouplissons le critère de fonctionnement en fixant le temps d'acquisition maximum à **1 mn**, nous obtenons un rendement minimum nécessaire de **$-11,5$ dB** ce qui laisse plus de marge pour le microcapteur moyennant bien-sûr des améliorations et une réduction plus drastique des pertes dans le microcapteur. Les potentialités de chacun de ses éléments pour une détection dans le THz sont justement abordées dans les paragraphes suivants.

3.6.2 Potentialités de l'antenne en V

L'antenne en V est déjà très utilisée dans le domaine THz. Hwang *et al.* l'utilisent par exemple en sandwich à 2,5 THz. [Hwang1979]. Ses potentialités en termes de gain et d'adaptation d'impédance ont été largement démontrées dans les chapitres précédents. L'étude approfondie sur les pertes dans cette antenne et les techniques pour les réduire (cf. § 2.3.3) ont montré que la plus grande contribution en pertes provient des pertes par réfraction. Vu la faible marge de manœuvre dont nous disposons en ce qui concerne les pertes dans le microcapteur (cf. § 3.6.1), nous devons réduire au maximum sinon annuler les pertes par réfraction dans l'antenne en V. L'utilisation d'un substrat membranaire est la bonne piste pour réduire ces pertes mais il faut aller encore plus loin en supprimant totalement le substrat afin d'avoir une antenne entièrement dans l'air et ainsi annuler les pertes par réfraction. Mais comment l'antenne sera-t-elle supportée mécaniquement ?

Une solution à cette question consisterait à enserrer l'antenne entre 2 couches d'un diélectrique de permittivité proche de celle de l'air (figure 3.22). Nous pensons ici à l'**imide polyméthacrylique** ou **RHC**, une mousse qui a une permittivité diélectrique $\epsilon_r = 1,07$ ou aux aérogels de silice composé jusqu'à 99,8 % d'air et de permittivité quasi unitaire.

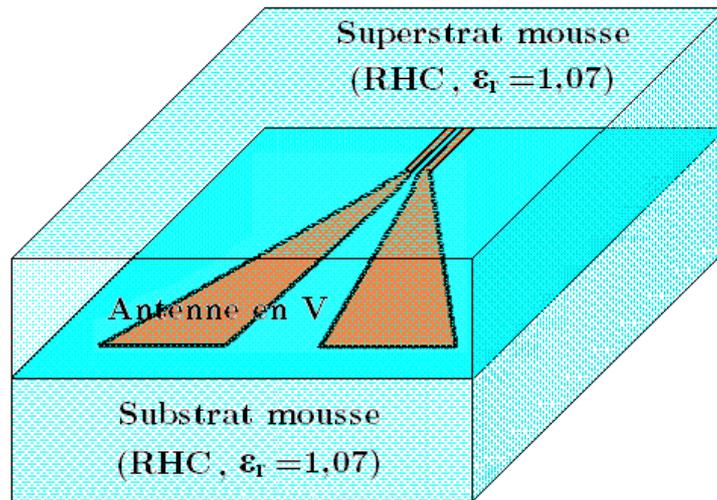


Figure 3.22 : Antenne en V en sandwich entre 2 couches de mousse d'imide polyméthacrylique ou RHC de permittivité 1,07.

La permittivité de ces diélectriques étant quasiment celle de l'air, les pertes par réfraction mais aussi les pertes par réflexion sont quasiment nulles. L'**antenne en V de longueur 10λ à 20 THz en sandwich entre un substrat et un superstrat d'imide polyméthacrylique ou d'aérogel de silice** constituerait ainsi une très bonne version améliorée de l'antenne pour la conception du microcapteur à 20 THz.

3.6.3 Potentialités du filtre sélectif BIP 1D

Les performances minimales que doit afficher le microcapteur pour la détection du benzène à 20 THz sont les suivantes :

$$\begin{cases} Q_{\text{benzène_min}} = 500 & (\text{cf. expression (1.28)}) \\ S_{21} < 11,5 \text{ dB} & \text{pour } t_{\text{acq_ap_benzène_max}} \approx 1 \text{ mn} \quad (\text{cf. § 3.6.1}) \end{cases}$$

Nous allons évaluer théoriquement les performances du filtre à 20 THz et les comparer aux performances minimales requises rappelées ci-dessus. Nous pourrions alors discuter des potentialités du filtre.

En conservant les mêmes diélectriques que pour la conception du microcapteur à 115,3 GHz (Air, CD et D943), le même rapport géométrique W/h des tronçons Microstrip et les paramètres ($r_z = 5, p = 2$), nous obtenons la réponse du filtre BIP représentée en figure 3.23. Ses performances principales sont les suivantes :

$$\begin{cases} S_{11_théo} = -1,3 \text{ dB} \\ S_{21_théo} = -18,3 \text{ dB} \\ f_{\text{centrale_théo}} = 20 \text{ THz} \\ Q_{\text{théo}} = 340 \end{cases}$$

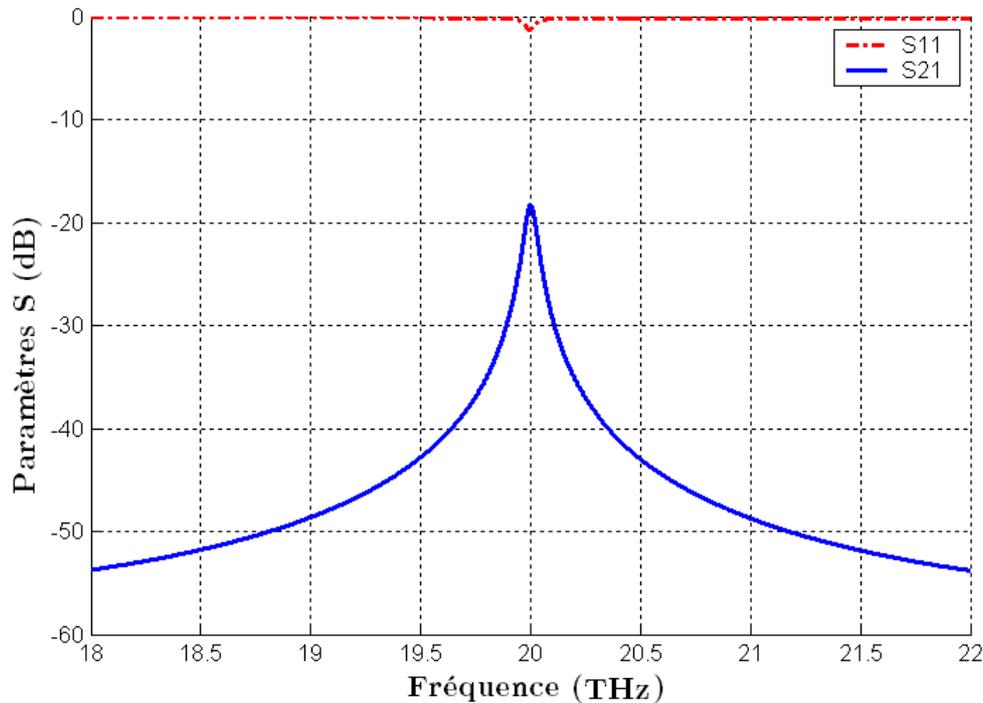


Figure 3.23 : Paramètres S_{11} et S_{21} théoriques du filtre BIP avec pertes à 20 THz. Les diélectriques choisis sont les mêmes que pour le microcapteur à 115,3 GHz ($r_z = 5$ et $p = 2$).

Les résultats obtenus sont décevants tant du point de vue du facteur de qualité que du point de vue des pertes. Le facteur de qualité obtenu ($Q_{\text{théo}} = 340$), comparé à celui recherché ($Q_{\text{benzène_min}} = 500$), montre clairement que les paramètres ($r_Z = 5, p = 2$) ne permettent pas d'atteindre la sélectivité nécessaire à la bonne détection du benzène. Pour remédier à ce problème, nous disposons d'au moins 2 solutions que nous allons explorer et analyser du point de vue de leur incidence sur le niveau de pertes dans le filtre.

Solution 1 : Augmenter le rapport d'impédances r_Z .

C'est le cas si nous choisissons par exemple comme paramètres de sélectivité $r_Z = 7$ et $p = 2$. D'après le tableau 2.2, cela conduit à un facteur de qualité du filtre à vide sans pertes d'une valeur $Q_0 = 5900$.

Cette première solution suppose de remplacer le diélectrique CD ($\epsilon_r = 38$) par un autre de permittivité supérieure afin d'obtenir, à W/h constant, une impédance caractéristique Z_{C1} plus faible conduisant à un rapport r_Z plus élevé. Trouver un diélectrique de permittivité supérieure à 38 n'est pas chose difficile mais la conséquence de cette opération est l'augmentation du niveau global des pertes. En effet, d'après les expressions (2.32 a-c) [Pucel1968], les pertes métalliques augmentent lorsque l'impédance caractéristique diminue.

Par conséquent, les pertes par insertion seront encore plus importantes que celles obtenues avec les paramètres $r_Z = 5$ et $p = 2$ c'est-à-dire $S_{21_théo} = -18,3$ dB.

Solution 2 : Augmenter p le nombre de périodes d'alternances.

Les paramètres de sélectivité suivants : $r_Z = 5$ et $p = 3$ correspondent à cette solution. D'après le tableau 2.2, cela conduit à un facteur de qualité du filtre à vide sans pertes d'une valeur $Q_0 = 30.000$.

Pour cette seconde solution, les diélectriques choisis peuvent être conservés. Toutefois, l'augmentation du nombre de périodes d'alternance de 2 à 3 (ou de 4 à 6 cascades) conduit logiquement à l'augmentation des pertes dans le filtre car le filtre devient plus long.

Nous aboutissons à la même conclusion que pour la première solution : les pertes par insertion seront plus importantes que dans le cas étudié.

Ainsi, quelle que soit la solution envisagée pour garantir une sélectivité suffisante, le niveau de pertes dans le filtre est rédhibitoire pour un fonctionnement en temps réel à 20 THz du microcapteur. Jusqu'à 1 THz, le dispositif proposé est encore envisageable. Au-delà, il faut envisager comme solution la suppression de tout conducteur.

3.6.4 Perspectives d'améliorations pour la détection de COV dans le THz

Pour sauvegarder et améliorer notre dispositif, la piste principale réside en une **élimination partielle ou totale de la métallisation**. En effet, les pertes métalliques étant les plus importantes, une antenne et/ou un filtre entièrement (ou presque) en diélectrique permettrait de réduire les pertes et de favoriser l'obtention non seulement d'un facteur de qualité suffisant mais aussi d'un temps d'acquisition compatible avec une détection en continu. Dans la même logique, la transition n'existerait plus, en tout cas plus dans sa forme étudiée dans cette thèse. De toute manière, son utilisation aux fréquences THz ferait aussi augmenter les pertes métalliques sans parler des difficultés technologiques à fabriquer les vias.

La figure 3.24 est un schéma de principe qui illustre une évolution possible de notre dispositif qui permettrait la suppression des pertes métalliques.

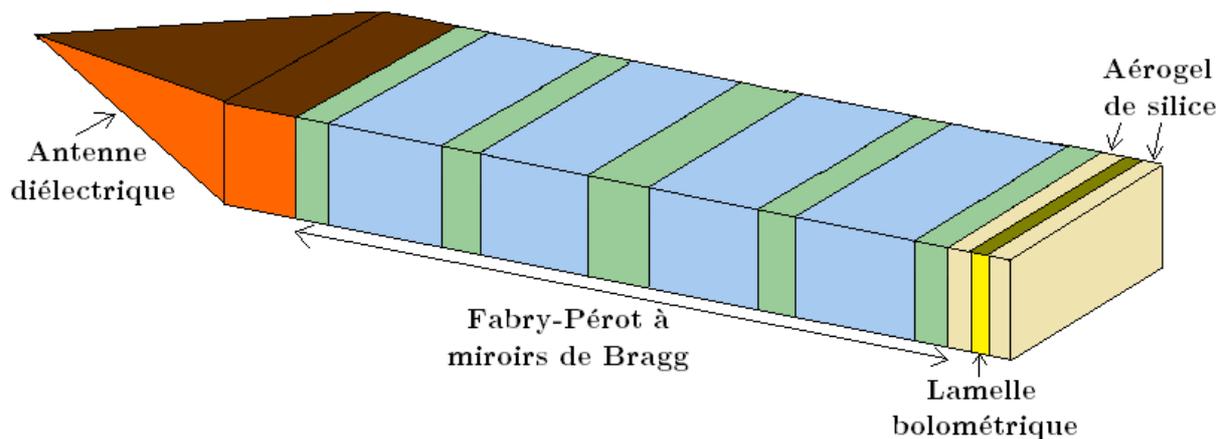


Figure 3.24 : Schéma de principe du microcapteur sans métal conducteur (hors la charge bolométrique).

L'antenne en V est remplacée par une antenne entièrement diélectrique adossée à une structure de Fabry-Pérot à réseau de Bragg. Il n'y a donc plus de transition. Le bolomètre devient juste une charge en bout de guide diélectrique, isolée thermiquement par un matériau à très grande résistivité thermique (aérogel de silice).

S'il n'y a plus de pertes métalliques, nous évaluons à -10 dB (au lieu de -25 dB) les pertes dues aux seuls diélectriques. Dans ce cas, le temps d'acquisition n'est plus de 9h 15 min 30s mais plutôt de 30 s. Ce dernier temps d'acquisition peut être qualifié de grand par rapport au temps d'acquisition idéal de 1 s mais il permet d'envisager au moyen d'améliorations d'autres éléments de la chaîne de détection. Par exemple, le rendement global prend en compte η_{optique} qui est le couplage entre la cellule gaz et l'antenne. Dans les calculs réalisés dans cette thèse (cf. § 1.5.2), nous considérons que $\eta_{\text{optique}} = 10\%$. Une amélioration de ce rendement jusqu'à 30 % par exemple ferait baisser le temps d'acquisition d'un facteur 9 (3^2).

Par ailleurs, l'utilisation d'une source plus puissante améliorerait aussi le temps d'acquisition du microcapteur.

Conclusion du chapitre 3

Ce dernier chapitre a été consacré à la conception et à la simulation des différents éléments constitutifs du microcapteur : l'antenne en V, le filtre sélectif BIP chargé et la transition "ultra large bande" à tapérisation de Klopfenstein. Les différentes prévisions théoriques ont été corroborées par les simulations réalisées sous Microwave Studio (MWS). Les performances requises pour la détection d'une concentration $C_{\min} = 10 \text{ mg/m}^3$ de monoxyde de carbone (CO) ont été déterminées au chapitre 1 (cf. § 1.7). Il s'agit d'un facteur de qualité $Q_{\text{CO}_{\min}} = 100$ et d'un temps d'acquisition compatible avec un contrôle en temps réel (ordre de la seconde). En comparaison, le microcapteur que nous avons conçu affiche les caractéristiques suivantes : un facteur de qualité $Q_{\text{final}} = 290$ et un temps d'acquisition avec pertes $t_{\text{acq_ap_CO}} = 13 \text{ ms}$ soient des performances de loin meilleures au minima nécessaires. Cette conception a été probante grâce à une topologie de filtre BIP bien choisie (cf. § 1.6.2) dans laquelle le saut d'impédance est réalisé grâce à une modulation de permittivité d'une ligne Microstrip. Les diélectriques choisis pour cette modulation sont l'air, le CD et le D943 (cf. § 3.2 et § 3.3).

Toutefois, si le microcapteur possède à 115,3 GHz des caractéristiques très satisfaisants, il n'en est pas de même dans le cas d'une détection du benzène à 20 THz pour laquelle les pertes dans le filtre sont rédhibitoires quant à un contrôle en continu du benzène. Comme solution à ce problème, une élimination de la métallisation dans le microcapteur apparaît alors comme la piste la plus sérieuse à explorer. En effet, une estimation des performances du filtre sans pertes métalliques montre une amélioration notable du temps d'acquisition qui passe de 9h à 30 s ! La transposition des travaux de cette thèse dans le THz sera l'occasion, à n'en point douter, de défis excitants à relever en matière d'optimisation des pertes dans le détecteur proposé.

Liste des figures du chapitre 3

Figure 3.1 : Maillage dans la méthode FIT. Les termes e_{ji} correspondent aux composantes du champ électrique local ; les termes h_{ji} à celles du champ magnétique local.....	143
Figure 3.2 : (a) La technique PBA suffit à mailler le solide, (b) La technique TST est nécessaire pour prendre en compte l'épaisseur de la sphère creuse, (c) et (d) La technique MSS est appliquée à (a) et (b). On peut distinguer 3 domaines où l'affinement du maillage est différent. PBA et TST s'appliquent également dans les sous-maillages.	143
Figure 3.3 : Coefficient de raccourcissement K de l'antenne en V planaire en fonction du rapport de la demi-longueur d'onde au diamètre du fil. [Badoual1984-2].	145
Figure 3.4 : Capture de l'antenne en V dans l'air simulée sous MWS. Les bras de l'antenne sont en PEC.	147
Figure 3.5 : Diagramme de rayonnement de l'antenne en V dans l'air simulée à 115,3 GHz avec Microwave Studio. C'est quasiment un lobe unique pointant dans la direction d'angle nul. Plan E (en trait plein) et Plan H (en pointillés).....	148
Figure 3.6 : Gain de l'antenne en V dans l'air en fonction de la fréquence dans la direction de l'axe de symétrie de l'antenne.	148
Figure 3.7 : Capture et dimensions de l'antenne en V sur membrane simulée sous MWS. Le port est de type "waveguide", l'épaisseur du substrat $h = 100$ μm , l'épaisseur des bras de l'antenne $t = 10$ μm ..	149
Figure 3.8 : Plan E (trait plein) et Plan H (pointillés) du diagramme de rayonnement de l'antenne en V avec pertes sur membrane simulée à 115,3 GHz avec Microwave Studio. Le lobe unique idéal est à présent dispersé en 3 lobes, un principal et 2 secondaires plus prononcés causés par la réfraction.	151
Figure 3.9 : Gain de l'antenne en V sur membrane en fonction de la fréquence.....	152
Figure 3.10 : Filtre avec les dimensions des différents tronçons dont les substrats sont l'air ou le CD ou le D943. Le nombre de périodes d'alternance est de $p = 2$	152
Figure 3.11 : Paramètres S_{11} et S_{21} du filtre avec les pertes métalliques et diélectriques consignées au tableau 3.6 ($r_z = 5,2$ et $p = 2$).....	156
Figure 3.12 : Capture et dimensions du filtre BIP 1D simulé sous MWS. Les ports sont de type "waveguide", l'épaisseur des substrats est de $h = 100$ μm , l'épaisseur du ruban conducteur est de $t = 10$ μm	156

Figure 3.13 : Paramètres S du filtre avec pertes simulé sous MWS.	158
Figure 3.14 : Capture de la transition ultra large bande à tapérisation de Klopfenstein réalisée sous MWS.	159
Figure 3.15 : Paramètres S de la transition en fonction de la fréquence.	160
Figure 3.16 : Capture de l'ensemble "Antenne + Transition" simulé sous MWS.	161
Figure 3.17 : Plan E (trait plein) et Plan H (pointillés) du diagramme de rayonnement de l'ensemble "Antenne + Transition" simulée à 115,3 GHz avec Microwave Studio.	161
Figure 3.18 : Gain réalisé en fonction de la fréquence pour l'ensemble "Antenne + Transition".	162
Figure 3.19 : Capture du microcapteur complet sous MWS.	162
Figure 3.20 : Plan E (trait plein) et Plan H (pointillés) du diagramme de rayonnement du capteur complet à 115,3 GHz simulé sous Microwave Studio.	163
Figure 3.21 : Gain réalisé du microcapteur complet dans l'axe de symétrie de l'antenne en V en fonction de la fréquence.	164
Figure 3.22 : Antenne en V en sandwich entre 2 couches de mousse d'imide polyméthacrylique ou RHC de permittivité 1,07.	167
Figure 3.23 : Paramètres S_{11} et S_{21} théoriques du filtre BIP avec pertes à 20 THz. Les diélectriques choisis sont les mêmes que pour le microcapteur à 115,3 GHz ($r_z = 5$ et $p = 2$).	168
Figure 3.24 : Schéma de principe du microcapteur sans métal conducteur (hormis la charge bolométrique).	170

Liste des tableaux du chapitre 3

Tableau 3.1 : Comparaison théorie - simulation de l'antenne en V dans l'air.	147
Tableau 3.2 : Quelques valeurs caractéristiques du diélectrique D943.	149
Tableau 3.3 : Comparaison théorie - simulation de l'antenne en V sur membrane avec pertes.	150
Tableau 3.4 : Valeurs corrigées des largeurs de rubans pour les tronçons de lignes constituant le filtre BIP.	154
Tableau 3.5 : Valeurs théoriques à 115,3 GHz de la permittivité effective, de l'impédance caractéristique et de la longueur d'onde des tronçons de ligne Microstrip pour les 3 substrats : Air, CD et D943. Le calcul de ces quantités tient compte à la fois de la correction de la largeur du ruban conducteur ainsi que de la dispersion.	154
Tableau 3.6 : Pertes métalliques et diélectriques en dB/cm et à 115,3 GHz pour chaque tronçon de ligne Microstrip.	155
Tableau 3.7 : Valeurs simulées sous MWS à 115,3 GHz de la permittivité effective, de l'impédance caractéristique et de la longueur d'onde des tronçons de ligne Microstrip pour les 3 substrats : Air, CD et D943. En rouge l'écart avec les valeurs théoriques.	157

Bibliographie du chapitre 3

- [**Badoual1984-2**] R. Badoual, ``Les micro-ondes Tome 2," Edition Masson p.50, 1984.
- [**Getsinger1979**] W. J. Getsinger ``Microstrip Characteristic Impedance," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 27, no. 5, p. 293, Apr. 1979.
- [**Hammerstad1980**] E. Hammerstad and Ø. Jensen, ``Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design," *Symposium on Microwave Theory and Techniques*, pp. 407-409, June 1980.
- [**Hasnain1986**] G. Hasnain, A. Dienes and J. Whinnery, ``Dispersion of Picosecond Pulses in Coplanar Transmission Lines," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 34, no. 6, pp. 738-741, 1986.
- [**Hwang1979**] T.-L. Hwang, D. Rutledge and S.E. Schwarz, "Planar sandwich antennas for submillimeter applications", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 34, no. 1, pp. 9-11, 1979.
- [**Kitazawa1981**] T. Kitazawa and Y. Hayashi, ``Quasi-static Characteristics of a Coplanar Waveguide with Thick Metal Coating," *Proc. IEE, Part H*, vol. 133, pp. 18-20, 1981.
- [**Weiland1977**] T. Weiland, ``A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-component Fields" *Electron. Commun.*, 31, 3, pp. 116-120, 1977.
- [**Wheeler1977**] H. A. Wheeler, ``Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 25, no. 8, pp. 631-647, Aug. 1977.
- [**Yee1966**] K. S. Yee, ``Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-14, pp. 302-307.

Conclusion générale

Le cahier des charges de cette thèse consistait en la conception d'un microcapteur – Antenne en V + Transition + Filtre en charge adaptée – pour la détection en temps réel (≈ 1 s) d'une raie à 115,3 GHz du monoxyde de carbone (CO) de concentration minimum $C_{\min} = 10 \text{ mg/m}^3$ avec un facteur de qualité minimum requis $Q_{\text{CO_min}} = 100$.

Cette thèse a été très concluante car elle a abouti à la conception simulée d'un microcapteur centré à 115,3 GHz dont les performances principales sont un facteur de qualité $Q_{\text{final}} = 290$ et un temps d'acquisition, pertes incluses, d'une valeur $t_{\text{acq_ap_CO}} = 13 \text{ ms}$. Le microcapteur que nous avons conçu est donc plus sélectif que nécessaire et son temps d'acquisition 100 fois plus court que la seconde requise. Ces résultats ont été possibles grâce à la nouvelle architecture de filtre BIP développée également au cours de cette thèse dans laquelle le saut d'impédance est réalisé grâce à une modulation de permittivité d'une ligne Microstrip. Nos travaux de recherche constituent ainsi le prélude à la fabrication d'un premier démonstrateur du dispositif de détection proposé. Ensuite, à condition que la caractérisation de ce prototype s'avère fructueuse, le processus continuera vers le domaine THz moyennant des améliorations indispensables, comme montré à la fin du troisième chapitre, afin d'optimiser le rendement global conduisant à une réduction du temps d'acquisition.

Toutefois, si la détection d'une seule raie spectrale du CO peut révéler sa présence à cause de sa constitution moléculaire "simple" (un seul groupement d'atomes), il n'en est pas de même pour les molécules plus complexes (plusieurs groupements d'atomes) comme la plupart des COV. Selon les cas, un minimum de 3 microcapteurs sera nécessaire pour discriminer un COV dans les gaz de l'atmosphère. Cette conclusion générale est l'occasion de proposer une application de nos travaux dans laquelle le microcapteur conçu sera la brique de base d'un détecteur multi lignes spectrales capable d'analyser simultanément plusieurs raies d'un même ou de plusieurs COV différents. Ce détecteur multi lignes spectrales serait alors constitué d'une matrice de microcapteurs, tous réalisés dans la même technologie mais chacun étant dédié à une raie spectrale précise.

La conception et l'intégration d'un tel nez électronique sont facilitées en raison de la topologie planaire de notre microcapteur ("Antenne en V + Transition + Filtre sélectif + Charge bolométrique adaptée") et de son plan de détection qui est parallèle au plan du substrat. En effet, les microcapteurs planaires pourront être alignés sur un même substrat et constituer ainsi un détecteur compact (**figure 100**). La distance entre 2 microcapteurs devra être suffisante pour pouvoir négliger le couplage entre 2 dispositifs adjacents : elle résultera donc d'un compromis entre couplage minimum et encombrement minimum. L'analyse de la concentration en COV de l'air pourrait ainsi être réalisée par un instrument compact et portable qui intégrerait alors plusieurs détecteurs multi lignes spectrales, chacun dédié à un COV spécifique.

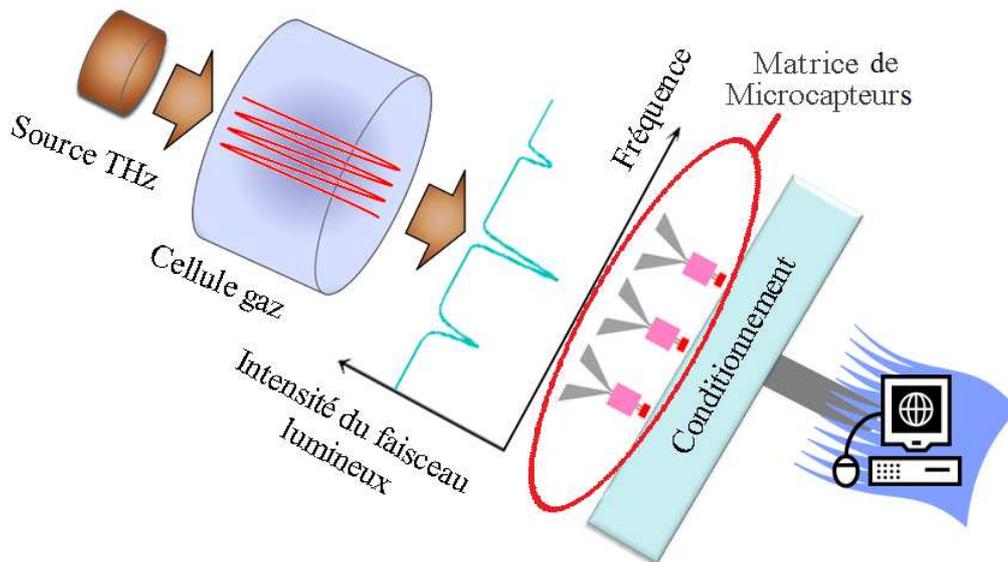


Figure 100 : Détection multi lignes spectrales: exemple d'une matrice de 3 microcapteurs (la détection s'effectue dans le plan des microcapteurs). La cellule gaz contient l'échantillon de gaz et, comme illustré, les microcapteurs sont alignés sur 3 raies caractéristiques d'un gaz de référence (benzène, CO, ...). L'analyse des données permettra de quantifier le pourcentage de ce gaz de référence contenu dans l'échantillon.

Annexe A

Spectroscopie d'absorption infra- rouge (IR)

A.1 Bandes d'absorption

Les raies d'absorption n'ont pas une fréquence parfaitement déterminée. Elles ont une largeur non nulle dues à 3 causes :

- l'*élargissement naturel* qui est lié au principe d'incertitude d'Heisenberg qui relie la durée de vie Δt d'un état excité et la précision de son niveau énergétique ΔE (le même niveau excité aura des énergies légèrement différentes dans différents atomes) ;
- l'*élargissement de Doppler* qui provoque un décalage vers le rouge ou vers le bleu du rayonnement selon que la source s'éloigne ou se rapproche de l'observateur ;
- l'*élargissement collisionnel* qui est lié à la collision entre particules (atomes ou molécules), qui modifie légèrement leurs niveaux énergétiques.

A.2 Loi de Beer-Lambert

La loi de Beer-Lambert permet de faire une analyse quantitative du composé absorbant. En effet, l'absorption de la lumière par ce composé à une fréquence donnée est reliée à sa concentration par la relation :

$$A_\lambda = \varepsilon(\lambda) \cdot l \cdot C = -\log_{10} T \quad (\text{A.1})$$

$$\text{avec } T = \frac{I}{I_0} \quad (\text{A.2})$$

- A_λ est l'absorbance à la longueur d'onde λ (sans unité)
- T est la transmittance (sans unité)
- $\varepsilon(\lambda)$ est le coefficient d'extinction molaire (en $\text{L} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$)
- l est la longueur du trajet optique dans le milieu (en cm)
- C est la concentration du gaz ($\text{mol} \cdot \text{L}^{-1}$).

Connaissant l et $\varepsilon(\lambda)$, on peut déterminer C à partir de la fraction de lumière transmise par rapport à la lumière incidente.

A.3 Aire d'une gaussienne

Le profil des raies d'absorption est celui d'une gaussienne caractérisée par sa largeur à mi-hauteur. En mathématiques, une fonction gaussienne dont une représentation est donnée en figure A.1 s'exprime sous la forme :

$$f(x) = a \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-b}{c} \right)^2} \quad (\text{A.3})$$

avec a l'amplitude de la courbe, b l'abscisse du sommet de la courbe (ou son espérance en probabilité) et c (variance en probabilité) un réel positif relié à la largeur à mi-hauteur L_D de la courbe selon la relation :

$$L_D = 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)} \times c = 2,35 \times c \quad (\text{A.4})$$

On montre alors que l'intégrale sur l'ensemble des réels de la fonction $f(x)$ est donnée par:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} a \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-b}{c}\right)^2} dx = a \times c \times \sqrt{2 \cdot \pi} = 1,07 \times a \times L_D \approx a \times L_D \quad (\text{A.5})$$

Pour calculer l'aire d'une raie d'absorption à profil gaussien, il suffit donc de connaître son amplitude a ainsi que sa largeur à mi-hauteur L_D .

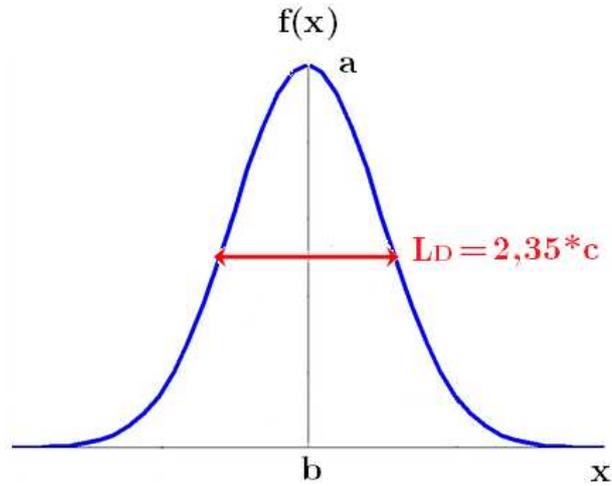


Figure A.1 : Fonction à profil gaussien

Annexe B

Formalisme des lignes de transmis- sion

B.1 Propagation dans une ligne de transmission

Une ligne de transmission est formée d'au moins 2 conducteurs électriques séparés par un isolant tel qu'en tout point, on puisse définir une différence de potentiel entre les conducteurs et un courant sur les conducteurs électriques. Soit une ligne de transmission de longueur l et d'impédance caractéristique Z_C . Elle est alimentée par un générateur G et chargée par un récepteur d'impédance Z_R ayant à ses bornes la tension V_R et parcouru par le courant I_R (figure B.1). Si L est grande devant la longueur d'onde propagée, alors les amplitudes des tensions et des courants peuvent varier le long de la ligne. Par ailleurs, si les ondes propagées sont TEM ou quasi-TEM (Transverses ElectroMagnétiques), alors on peut définir la tension et le courant de façon unique ainsi qu'un modèle électrique de la ligne de transmission (figure B.2).

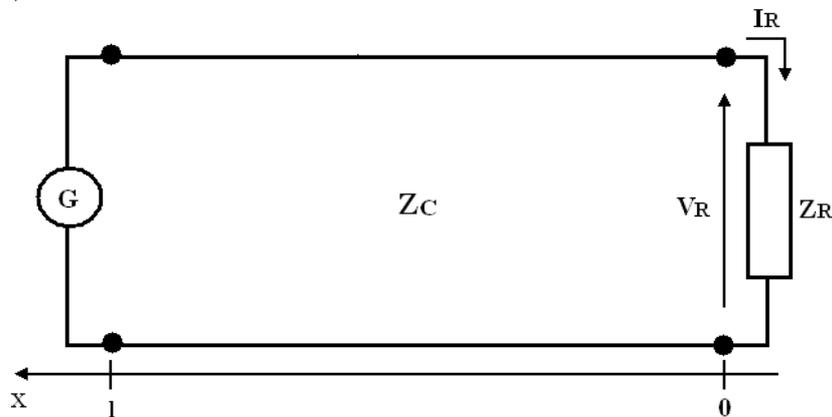


Figure B.1 : Ligne de transmission d'impédance Z_C de longueur l .

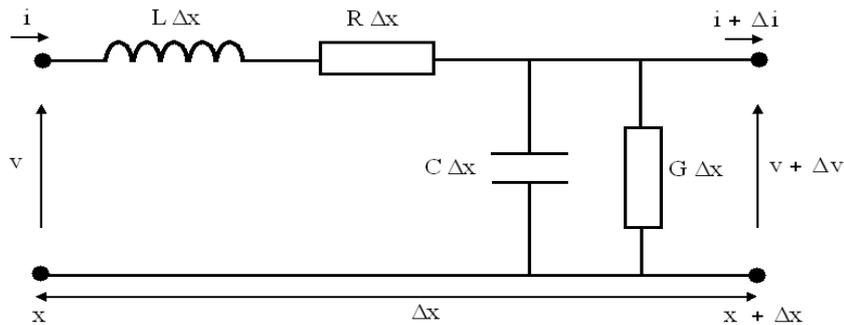


Figure B.2 : Modélisation d'un tronçon de ligne de longueur $\Delta x \ll \lambda$.

On considère sur la ligne un tronçon de longueur Δx très petite devant la longueur d'onde λ . On peut dans ce cas négliger les effets de la propagation et utiliser les lois d'Ohm classiques. On définit les grandeurs linéiques suivantes :

- R_{lin} , la résistance linéique représentant les pertes Joule dans les conducteurs,
- L_{lin} , l'inductance linéique,
- C_{lin} , la capacité linéique,
- G_{lin} , la conductance linéique représentant les pertes diélectriques.

On montre alors que les valeurs instantanées de la tension $v(x,t)$ et du courant $i(x,t)$ sont solutions des équations dites des télégraphistes :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - L_{\text{lin}} C_{\text{lin}} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - (R_{\text{lin}} C_{\text{lin}} + L_{\text{lin}} G_{\text{lin}}) \frac{\partial v}{\partial t} - R_{\text{lin}} G_{\text{lin}} v = 0 \\ \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - L_{\text{lin}} C_{\text{lin}} \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} - (R_{\text{lin}} C_{\text{lin}} + L_{\text{lin}} G_{\text{lin}}) \frac{\partial i}{\partial t} - R_{\text{lin}} G_{\text{lin}} i = 0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

En régime sinusoïdal, on montre que :

$$\begin{cases} v(x,t) = V(x) \exp(j\omega t) \\ i(x,t) = I(x) \exp(j\omega t) \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

avec $V(x)$ et $I(x)$ les amplitudes complexes de la tension et du courant qui sont des combinaisons d'ondes incidentes et réfléchies. L'axe des abscisses x étant orienté de la droite vers la gauche, les amplitudes complexes $V(x)$ et $I(x)$ sont données par :

$$\begin{cases} V(x) = V^+ + V^- = V_{\text{inc}} \exp(\gamma x) + V_{\text{ref}} \exp(-\gamma x) \\ I(x) = I^+ + I^- = I_{\text{inc}} \exp(\gamma x) - I_{\text{ref}} \exp(-\gamma x) \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

$$\text{avec } \begin{cases} V_{\text{inc}} = \frac{V_R + Z_C I_R}{2} = Z_C I_{\text{inc}} \\ V_{\text{ref}} = \frac{V_R - Z_C I_R}{2} = Z_C I_{\text{ref}} \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

La constante de propagation γ est définie par :

$$\gamma = \sqrt{(R_{\text{lin}} + j L_{\text{lin}} \omega)(G_{\text{lin}} + j C_{\text{lin}} \omega)} \quad (\text{B.5})$$

$$\text{On peut écrire aussi } \gamma = \alpha + j \beta \quad (\text{B.6})$$

avec α le coefficient d'atténuation et β le coefficient de déphasage. L'impédance caractéristique Z_C de la ligne est définie par :

$$Z_C = \sqrt{\frac{R_{\text{lin}} + j L_{\text{lin}} \omega}{G_{\text{lin}} + j C_{\text{lin}} \omega}} \quad (\text{B.7})$$

Si la ligne est sans pertes alors :

$$\begin{cases} \alpha = 0 & \Rightarrow & \gamma = j \beta \\ R = 0 & \text{et} & G = 0 & \Rightarrow & Z_C = \sqrt{\frac{L_{\text{lin}}}{C_{\text{lin}}}} \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

Si la ligne est à faibles pertes alors :

$$\begin{cases} \alpha \ll |j \beta| \\ R_{\text{lin}} \ll L_{\text{lin}} \omega \\ G_{\text{lin}} \ll C_{\text{lin}} \omega \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

Dans ces conditions, γ s'écrit après un développement limité du premier ordre sous la forme :

$$\gamma = j \omega \sqrt{L_{\text{lin}} C_{\text{lin}}} \left(1 + \frac{R_{\text{lin}}}{j \omega L_{\text{lin}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{G_{\text{lin}}}{j \omega C_{\text{lin}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.10})$$

$$\gamma = \left(\frac{R_{\text{lin}}}{2 Z_C} + \frac{G_{\text{lin}} Z_C}{2} \right) + j \omega \sqrt{L_{\text{lin}} C_{\text{lin}}} \quad (\text{B.11})$$

$$\text{d'où } \begin{cases} \alpha = \alpha_c + \alpha_d \\ \beta = \omega \sqrt{L_{\text{lin}} C_{\text{lin}}} \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

$$\text{avec } \begin{cases} \alpha_c = \frac{R_{\text{lin}}}{2 Z_C} \quad [\text{Np/m}] \text{ représente les pertes Joule} \\ \alpha_d = \frac{G_{\text{lin}} Z_C}{2} \quad [\text{Np/m}] \text{ représente les pertes diélectriques} \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

B.2 Modélisation de la ligne CPW

Selon le principe de dualité (principe de Babinet) mentionné par Getsinger [Getsinger1983], Popovic et Nesic [Popovic1985], les permittivités effectives de structures complémentaires sont identiques. En toute rigueur, les lignes CPS et CPW idéales c'est-à-dire avec des plans de masse semi-infinis et d'épaisseur de substrat infinie sont complémentaires : leurs permittivités effectives sont donc identiques. Dans la pratique, elles ont une épaisseur finie et les résultats de Zhu, Wang et Lin [Zhu1995] montrent que pour un rapport $h/b \geq 5$, les permittivités $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{CPW}}$ et $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{CPS}}$ sont quasiment les mêmes. La permittivité diélectrique de la ligne CPS sera donc déterminée à partir de celles de la ligne CPW.

C. Veyres *et al.* [Veyres1980] ont modélisé la ligne CPW sous forme de structures partielles (figure B.3) dont les capacités obtenues après transformation conforme permettent de déterminer la permittivité effective et l'impédance caractéristique de la ligne.

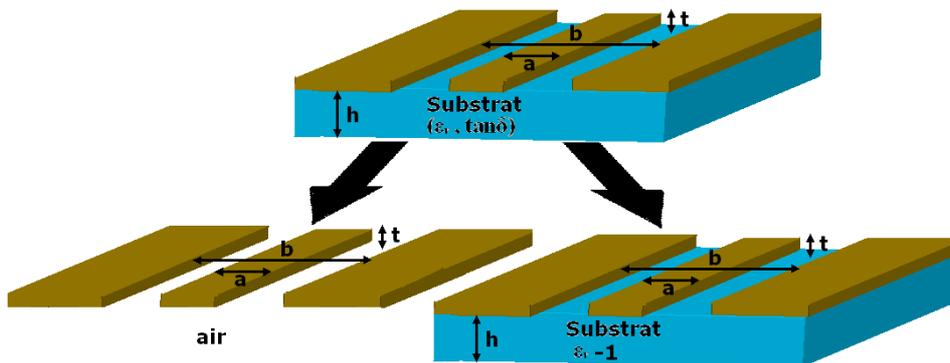


Figure B.3 : Structures partielles pour la détermination de capacités équivalentes. (a) La ligne est noyée dans l'air (C_{air}), (b) Seul le diélectrique est considéré (C_{substrat}).

Le comportement global de la ligne est la superposition des comportements particuliers des structures partielles. La figure B.3. (a) montre une ligne CPW entièrement noyée

dans l'air et qui a pour capacité C_{air} . Sur la figure B.3. (b), on considère une ligne ayant pour capacité $C_{substrat}$ et dans laquelle les lignes de champs ne se développent que dans un diélectrique d'épaisseur h et de permittivité $\epsilon_r - 1$. La capacité totale de la ligne C_{totale} est alors la somme des capacités partielles C_{air} et $C_{substrat}$. Par transformation conforme on a :

$$C_{air} = 4 \epsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k'_0)} \quad \text{et} \quad C_{substrat} = 2 \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (\text{B.27})$$

$$C_{totale} = C_{air} + C_{substrat} = 4 \epsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k'_0)} + 2 \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (\text{B.28})$$

avec K l'intégrale elliptique complète du premier ordre et k_0, k'_0, k_1, k'_1 définis par :

$$k_0 = \frac{a}{b}, \quad k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2}, \quad k_1 = \frac{\sinh\left(\frac{\pi a}{4h}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi b}{4h}\right)} \quad \text{et} \quad k'_1 = \sqrt{1 - k_1^2} \quad (\text{B.29})$$

Avec a, b, h , les dimensions de la ligne CPW (Figure B.3). Dans l'approximation quasi-statique, la permittivité effective ϵ_{eff}^{CPW} est donnée par :

$$\epsilon_{eff}^{CPW} = \frac{C_{totale}}{C_{air}} = 1 + q_{CPW} (\epsilon_r - 1) \quad (\text{B.30})$$

$$\text{Avec le facteur de remplissage} \quad q_{CPW} = \frac{1}{2} \frac{K(k'_0) K(k_1)}{K(k_0) K(k'_1)} \quad (\text{B.31})$$

La vitesse de phase v_ϕ et l'impédance caractéristique Z_C sont données par :

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}^{CPW}}} \quad \text{et} \quad Z_C^{CPW} = \frac{1}{C_{totale} v_\phi} = \frac{1}{c C_{air} \sqrt{\epsilon_{eff}^{CPW}}} \quad (\text{B.32})$$

$$\text{Soit} \quad Z_C^{CPW} = \frac{30 \pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}^{CPW}}} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \quad (\text{B.33})$$

avec c la vitesse de la lumière.

Annexe C

Formalisme des antennes filaires

C.1 Dipôle de Hertz

Le dipôle de Hertz est fil fin de longueur $l \ll \lambda$ et parcouru par un courant constant $i(z) = I_0 \exp(j\omega t)$ (figure C.1).

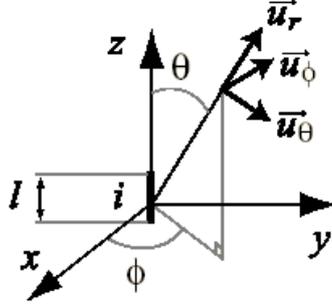


Figure C.1 : Dipôle de Hertz

Le champ à grande distance (loi de Biot et Savart) d'un tel dipôle est donné par :

$$\begin{cases} \vec{E} = \frac{Z_0 I_0 l \sin(\theta)}{2 \lambda r} \exp\left(j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right) \vec{u}(\theta) \\ \vec{H} = \frac{I_0 l \sin(\theta)}{2 \lambda r} \exp\left(j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right) \vec{u}(\phi) \\ \text{avec } Z_0 = 120 \pi \end{cases} \quad (C.1)$$

La densité de puissance par unité de surface (vecteur de Poynting) est proportionnelle à $E \times H$ et varie en $1/r^2$. Le champ électrique dépend de l'angle d'observation θ . Cette dépendance appelée fonction caractéristique de l'antenne s'exprime sous la forme $F(\theta) = \sin(\theta)$. Elle est tracée dans un plan contenant le dipôle de Hertz en coordonnées polaires selon l'équation paramétrique $\rho = \sin(\theta)$ ou encore :

$$\begin{cases} x(\theta) = \sin(\theta) \times \cos(\theta) \\ y(\theta) = (\sin(\theta))^2 \\ \text{avec } 0 \leq \theta \leq 2\pi \end{cases} \quad (C.2)$$

Le dipôle ayant une symétrie de révolution autour de l'axe du fil, le volume décrit dans l'espace est un tore dont l'équation paramétrique est la suivante :

$$\begin{cases} x(\theta, \phi) = (\sin(\phi))^2 \times \cos(\theta) \\ y(\theta, \phi) = (\sin(\phi))^2 \times \sin(\theta) \\ z(\theta, \phi) = \sin(\phi) \times \cos(\phi) \\ \text{avec } 0 \leq \theta, \phi \leq 2\pi \end{cases} \quad (C.3)$$

Les représentations 2D et 3D de la fonction caractéristique sont données à la figure C.2.

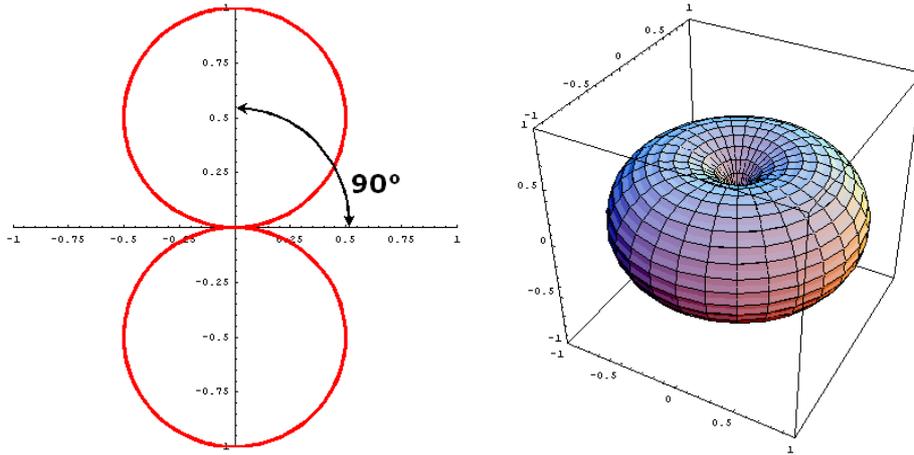


Figure C.2 : Tracé 2D et 3D de la fonction caractéristique du dipôle de Hertz.

Le tracé caractérisant la puissance émise est appelé diagramme de rayonnement. Il est caractérisé par le carré de $F(\theta)$. L'angle de rayonnement maximal du dipôle de Hertz est de 90° .

C.2 Antennes $k\lambda/2$

Dans le cas d'un fil de longueur quelconque parcouru par un courant $i(z)$, il faut additionner les contributions de chaque élément dz (figure C.3).

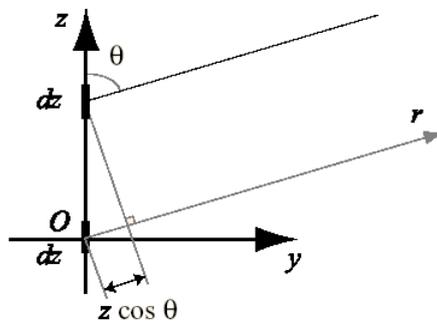


Figure C.3 : Contribution des éléments dz au champ lointain.

Les différences de marche $z \cos(\theta)$ introduisent des déphasages $\varphi = 2\pi z \cos(\theta)/\lambda$. En considérant qu'en champ lointain, l'écart de distance sous lequel on voit 2 éléments de courant séparés de la distance z est négligeable, alors on peut écrire d'après l'expression (C.1) que :

$$E(z, t) = \frac{Z_0 I(z) dz \sin(\theta)}{2\lambda r} \exp\left(j \frac{2\pi z \cos(\theta)}{\lambda}\right) \exp\left(j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right) \quad (C.4)$$

Le champ lointain rayonné par une antenne de longueur l ($-1/2$ à $1/2$) est alors obtenu par intégration :

$$E = \frac{Z_0 \sin(\theta)}{2 \lambda r} \int_{-1/2}^{+1/2} I(z) \exp\left(j \frac{2 \pi z \cos(\theta)}{\lambda}\right) dz \quad (C.5)$$

Pour l'antenne de longueur $\lambda/2$, il est facile de déterminer la forme du courant $I(z)$. En effet, l'antenne est une ligne ouverte et par conséquent, un nœud de courant se forme à ses extrémités. En plus elle résonne sur sa fréquence propre avec un ventre de courant au centre. Le courant $i(z) = I_0 \cos(2 \pi z / \lambda)$. Par suite, pour l'antenne $\lambda/2$, on a :

$$E = \frac{Z_0 \sin(\theta)}{2 \lambda r} \int_{-\lambda/4}^{+\lambda/4} I_0 \cos\left(\frac{2 \pi z}{\lambda}\right) \exp\left(j \frac{2 \pi z \cos(\theta)}{\lambda}\right) dz \quad (C.6)$$

En conservant uniquement la partie réelle de l'équation (C.6) qui est la seule à avoir une signification physique, on a :

$$E = \frac{Z_0 \sin(\theta)}{2 \lambda r} \int_{-\lambda/4}^{+\lambda/4} I_0 \cos\left(\frac{2 \pi z}{\lambda}\right) \cos\left(\frac{2 \pi z \cos(\theta)}{\lambda}\right) dz \quad (C.7)$$

$$\text{soit } \begin{cases} E = \frac{Z_0 I_0}{2 \pi r} \times F(\theta) \\ \text{avec } F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos(\theta)\right)}{\sin(\theta)} \\ \text{fonction caractéristique de l'antenne } \frac{\lambda}{2} \end{cases} \quad (C.8)$$

Le courant $I(z)$ et la fonction caractéristique $F(\theta)$ sont représentés à la figure C.4:

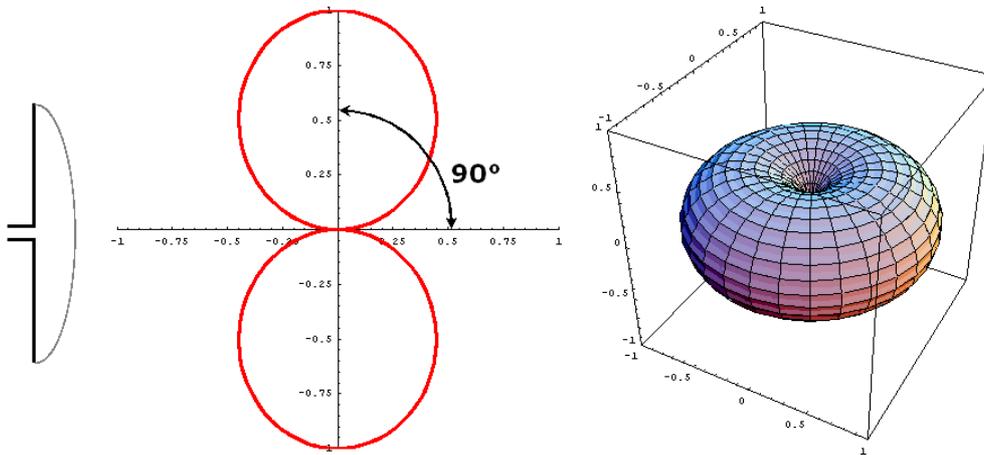


Figure C.4 : Courant $i(z)$ et Tracé 2D et 3D de la fonction caractéristique de l'antenne de longueur $\lambda/2$.

L'angle de rayonnement maximal du dipôle de Hertz est de 90° . La généralisation du calcul aux antennes résonnantes de longueur $(k\lambda/2)$ donne les fonctions caractéristiques suivantes :

$$\begin{cases} F_{\text{impair}}(\theta) = \frac{\cos\left(k \frac{\pi}{2} \cos(\theta)\right)}{\sin(\theta)} & \text{pour } k \text{ impair} \\ F_{\text{pair}}(\theta) = \frac{\sin\left(k \frac{\pi}{2} \cos(\theta)\right)}{\sin(\theta)} & \text{pour } k \text{ pair} \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

L'angle de rayonnement maximum s'obtient en posant $\frac{dF}{d\theta} = 0$ ce qui conduit à :

$$\begin{cases} \tan\left(k \frac{\pi}{2} \cos(\theta)\right) = k \frac{\pi}{2} \tan(\theta) \sin(\theta) & \text{pour } k \text{ impair} \\ \tan\left(k \frac{\pi}{2} \cos(\theta)\right) = -k \frac{\pi}{2} \tan(\theta) \sin(\theta) & \text{pour } k \text{ pair} \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

Quelques exemples de tracés en 2D de ces fonctions sont donnés à la figure C.5:

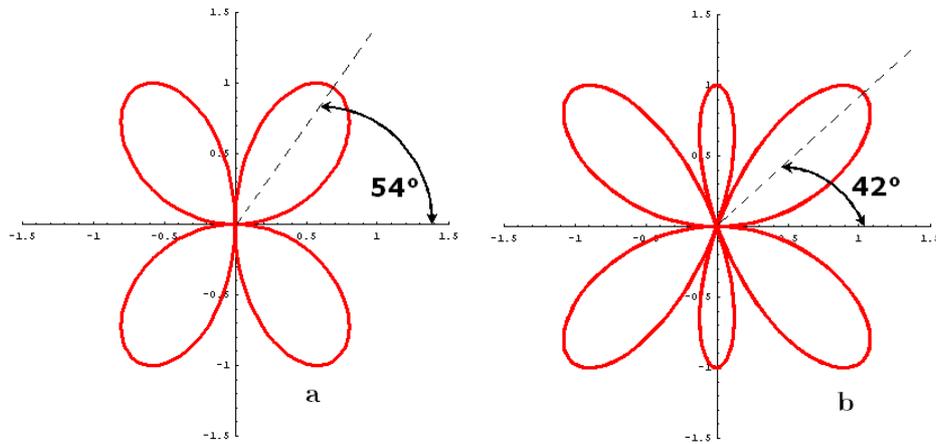


Figure C.5 : Fonctions caractéristiques 2D des antennes de longueur a) λ et b) $3\lambda/2$.

Cette annexe sur le dipôle de Hertz et les antennes ($k\lambda/2$) est tirée principalement de [Chusseau2005].

Annexe D

Notion de bande interdite photoni- que

D.1 Bandes d'énergie électroniques et photoniques

« ...Les électrons d'un cristal semi-conducteur ne peuvent prendre n'importe quelle énergie : la périodicité du potentiel d'interaction entre électrons et atomes conduit à l'existence de bandes d'énergies interdites. De la même façon, un matériau dont l'indice de réfraction varie périodiquement suivant les différentes directions de l'espace pourra présenter des bandes d'énergies interdites pour les photons. Autrement dit, dans certains domaines de longueur d'onde de l'ordre de grandeur de la période du matériau, la lumière ne pourra s'y propager et sera donc réfléchi quelle que soit son incidence. L'équation d'onde (D.1) d'un champ électromagnétique $\vec{E}(\vec{r})$ permanent dans un milieu sans perte de permittivité électrique relative $\epsilon(\vec{r})$ est formellement analogue à l'équation de Schrödinger (D.2) décrivant la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ d'un électron dans un potentiel $V(\vec{r})$:

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{D.1})$$

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\vec{r})) \psi(\vec{r}) \quad (\text{D.2})$$

La seule différence est la nature de l'équation d'onde, vectorielle dans le cas des photons, scalaire dans le cas des électrons. On retrouve cependant pour un diélectrique périodique une structure de bandes photoniques analogue à la structure de bandes électroniques du cristal solide de même périodicité... » [Berger1997].

D.2 La « Yablonovite »

« La première fonction d'un BIP est d'être un miroir parfaitement réfléchissant quel que soit l'angle ou la polarisation dans une ou plusieurs bandes de fréquence... Pour avoir une bande interdite complète, c'est-à-dire une bande de fréquences électromagnétiques interdites dans le matériau quel que soit l'angle d'incidence, il est donc nécessaire de fabriquer une structure dont la périodicité de l'indice de réfraction s'étend sur les 3 dimensions... On montre que la structure la plus favorable pour la réalisation d'un BIP est celle dont la première zone de Brillouin (maille primitive du domaine fréquentiel) construite dans le réseau réciproque est la plus proche d'une sphère. Ce résultat est intuitif car il revient à considérer toutes les directions de propagation de manière équivalente. Le réseau cubique face centrée (c.f.c), dont la première zone de Brillouin est un octaèdre tronqué, apparaît comme le meilleur candidat... Les calculs montrent cependant que le remplissage de la maille élémentaire n'est pas indifférent. On ne peut pas se contenter d'un réseau c.f.c simple. Après de premières hésitations, la première bande interdite complète a été prédite par une équipe de l'université de l'Iowa dans la structure du diamant (un c.f.c avec 2 atomes par maille séparés de $(1/4, 1/4, 1/4)$ suivant la grande diagonale). Depuis lors, toutes les réalisations de BIP 3D ont été des « maquet-

tes » du diamant, à différentes échelles. Ce n'est pourtant qu'en 1991, après l'introduction du formalisme de bande interdite photonique, que E. Yablonovitch réalisa la « Yablonovite », reproduction de la maille cristalline du diamant par perçage d'un bloc de plexiglas suivant 3 axes à 120° correspondant aux galeries $\langle 110 \rangle$ de la structure du diamant. L'existence d'une bande interdite complète a été démontrée à la fréquence de 15 GHz... » [Berger1997] (figure D.1).

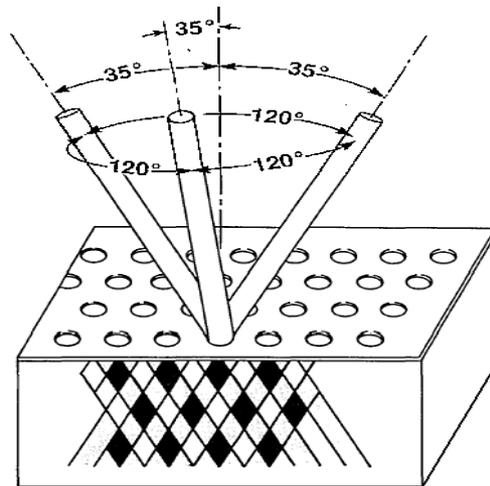


Figure D.1 : Yablonovite [Yablonovitch1993].

Annexe E

Matrices [S] et [ABCD]

E.1 Matrice de répartition [S]

La matrice [S] ou matrice de répartition est l'outil de base pour l'étude des multipôles linéaires dont les quadripôles en hyperfréquences. La puissance est la grandeur la plus facile à mesurer en hyperfréquence et les paramètres S sont liés au transfert de puissance entre l'entrée et la sortie d'un quadripôle. La puissance incidente P^+ et la puissance réfléchie P^- sur une ligne de transmission sont définis par :

$$\begin{cases} P^+ = \frac{|V^+|^2}{2} \\ P^- = \frac{|V^-|^2}{2} \end{cases} \quad (E.1)$$

Avec V^+ et I^+ la tension et le courant incidents et V^- et I^- la tension et le courant réfléchis (cf. Annexe B.1). On définit alors l'onde réduite incidente a et l'onde réduite réfléchie b par :

$$\begin{cases} a = \frac{V^+}{\sqrt{Z_C}} = I^+ \sqrt{Z_C} \\ b = \frac{V^-}{\sqrt{Z_C}} = I^- \sqrt{Z_C} \end{cases} \quad (E.2)$$

Ces ondes réduites sont à la base de la définition de la matrice [S] et sont directement reliées aux puissances incidente et réfléchie. On obtient en effet :

$$\begin{cases} P^+ = \frac{|a|^2}{2} \\ P^- = \frac{|b|^2}{2} \end{cases} \quad (E.3)$$

Pour un quadripôle, on définit les ondes réduites à chaque port (entrée et sortie) (figure E.1).

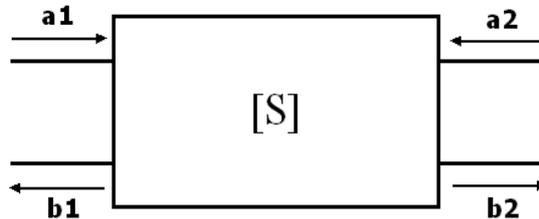


Figure E.1 : Quadripôle linéaire avec ondes entrantes et sortantes réduites.

Le vecteur des ondes sortantes \vec{b} est alors relié linéairement au vecteur des ondes entrantes \vec{a} par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (\text{E.4})$$

où [S] est une matrice complexe 2×2 . Les éléments S_{ij} de cette matrice sont définis par :

$$S_{ij} = \left. \frac{b_i}{a_j} \right|_{a_k=0, k \neq j} \quad (\text{E.5})$$

$$\text{D'où : } \begin{cases} S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} & \text{coefficient de réflexion à l'entrée du quadripôle} \\ S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} & \text{coefficient de transmission de l'entrée vers la sortie} \\ S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} & \text{coefficient de transmission de la sortie vers l'entrée} \\ S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} & \text{coefficient de réflexion à la sortie du quadripôle} \end{cases} \quad (\text{E.6})$$

E.2 Matrice chaîne [ABCD]

La matrice [S] n'étant pas chaînable, on introduit donc une matrice chaîne [ABCD] (figure E.2). La matrice [ABCD] est une matrice de calculs et ne se mesure pas directement en pratique.

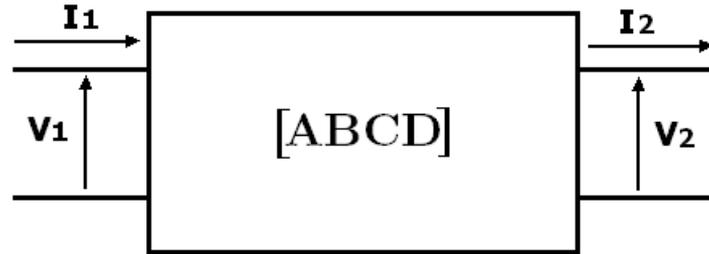


Figure E.2 : Sens des courants et tensions pour la définition de la matrice chaîne [ABCD].

Le courant et la tension d'entrée sont reliés au courant et à la tension de sortie par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (\text{E.7})$$

où [ABCD] est une matrice complexe 2×2 . Les éléments de cette matrice sont définis par :

$$A = \left. \frac{V_1}{V_2} \right|_{I_2=0}, B = \left. \frac{V_1}{I_2} \right|_{V_2=0}, C = \left. \frac{I_1}{V_2} \right|_{I_2=0}, D = \left. \frac{I_1}{I_2} \right|_{V_2=0} \quad (\text{E.8})$$

Considérons 2 quadripôles Q_1 et Q_2 de matrices respectives $[ABCD]_1$ et $[ABCD]_2$ mis en cascade. On a la configuration suivante (figure E.3) :

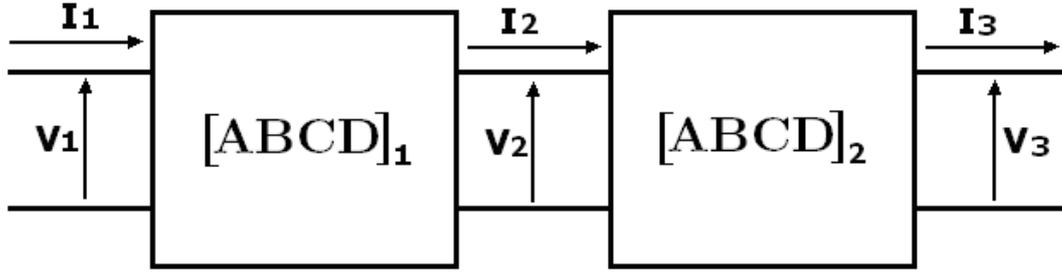


Figure E.3 : Mise en cascade de 2 quadripôles définis par des matrices chaînes $[ABCD]_1$ et $[ABCD]_2$.

D'après l'équation (E.7), on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = [ABCD]_1 \cdot \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} = [ABCD]_2 \cdot \begin{bmatrix} V_3 \\ I_3 \end{bmatrix} \end{cases} \Rightarrow \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = [ABCD]_1 \cdot [ABCD]_2 \cdot \begin{bmatrix} V_3 \\ I_3 \end{bmatrix} \quad (\text{E.9})$$

Par conséquent, la matrice $[ABCD]$ de l'ensemble des 2 quadripôles en cascade s'obtient par :

$$[ABCD] = [ABCD]_1 \times [ABCD]_2 \quad (\text{E.10})$$

Par exemple, sur une ligne de transmission de longueur l et d'impédance caractéristique Z_C , les tensions et les courants, représentés à la figure E.4, s'expriment d'après les solutions des équations des télégraphistes, de la façon suivante :

$$\begin{cases} V_1 = V_2 \cosh(\gamma L) + Z_C I_2 \sinh(\gamma L) \\ I_1 = \frac{V_2}{Z_C} \sinh(\gamma L) + I_2 \cosh(\gamma L) \end{cases} \quad (\text{E.11})$$

La matrice $[ABCD]$ s'écrit alors :

$$[ABCD] = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma L) & Z_C \sinh(\gamma L) \\ \frac{\sinh(\gamma L)}{Z_C} & \cosh(\gamma L) \end{bmatrix} \quad (\text{E.12})$$

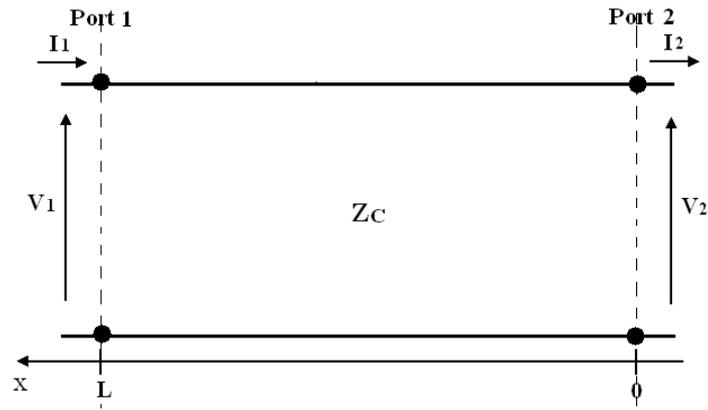


Figure E.4 : Courants et tensions pour la définition de la matrice $[ABCD]$ d'une ligne de transmission.

Liste des figures des annexes

Figure A.1 : Fonction à profil gaussien	183
Figure B.1 : Ligne de transmission d'impédance Z_C de longueur l	186
Figure B.2 : Modélisation d'un tronçon de ligne de longueur $\Delta x \ll \lambda$	186
Figure B.3 : Structures partielles pour la détermination de capacités équivalentes. (a) La ligne est noyée dans l'air (C_{air}), (b) Seul le diélectrique est considéré (C_{substrat}).....	188
Figure C.1 : Dipôle de Hertz.....	192
Figure C.2 : Tracé 2D et 3D de la fonction caractéristique du dipôle de Hertz.....	193
Figure C.3 : Contribution des éléments dz au champ lointain.	193
Figure C.4 : Courant $i(z)$ et Tracé 2D et 3D de la fonction caractéristique de l'antenne de longueur $\lambda/2$	194
Figure C.5 : Fonctions caractéristiques 2D des antennes de longueur a) λ et b) $3\lambda/2$	195
Figure D.1 : Yablonovite [Yablonovitch1993].....	199
Figure E.1 : Quadripôle linéaire avec ondes entrantes et sortantes réduites.....	202
Figure E.2 : Sens des courants et tensions pour la définition de la matrice chaîne $[ABCD]$	203
Figure E.3 : Mise en cascade de 2 quadripôles définis par des matrices chaînes $[ABCD]_1$ et $[ABCD]_2$	204
Figure E.4 : Courants et tensions pour la définition de la matrice $[ABCD]$ d'une ligne de transmission.	205

Bibliographie des annexes

[Berger1997] V. Berger, J. M. Lourtioz ``Les matériaux à bandes interdites photoniques," Thomson CSF Orsay, 1997.

[Chusseau2005] L. Chusseau, `` Paramètres S et Antennes," *Cours Hyperfréquences*, 2005

[Yablonovitch1993] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures", *J. Opt. Soc. Am. B.*, 10(2),1993.

Conception et simulation à 115,3 GHz d'un microcapteur composé d'une antenne en V couplée à un filtre sélectif à bande interdite photonique chargé par un bolomètre. Potentialités pour la détection de COV dans le THz.

Les émissions de composés organiques volatils (COV) dans l'atmosphère ont un effet néfaste sur la santé de l'homme et l'environnement. En réponse à ce risque, des normes pour la qualité de l'air ont été définies mais leur application nécessite la mise en œuvre de capteurs de gaz performants capables de détecter en temps réel les COV. Dans ce cadre, un microcapteur utilisant la spectrométrie d'absorption non dispersive étendue dans le domaine THz est à l'étude au sein de l'équipe Electronique du GREYC. Il comprend une antenne en V cascadée à un filtre sélectif à bande interdite photonique (BIP) lui-même chargé par un microbolomètre.

Un premier démonstrateur fonctionnant en gamme sub-THz est proposé afin de mieux cerner les contraintes dues aux pertes. Son cahier des charges se résume à la conception d'un dispositif pour la détection en temps réel (environ 1 s) à la fréquence de 115,3 GHz correspondant à une raie d'absorption moléculaire du monoxyde de carbone (CO). Une concentration minimale détectable $C_{\min} = 10 \text{ mg/m}^3$ (norme officielle) est possible au travers d'une cellule gaz (1 m de trajet optique), attaquée par une source laser (10 mW), avec un détecteur accordé de facteur de qualité minimum $Q = 100$.

La conception, guidée par une approche classique du filtre à tronçons cascades de lignes micro ruban, est réalisée à l'aide d'outils de modélisation 3D (éléments finis). Les résultats obtenus sont très concluants en raison de performances remarquables comme un facteur de qualité $Q_{\text{final}} = 290$ à 115,3 GHz et un temps d'acquisition, pertes incluses, d'une valeur $t_{\text{acq_final}} = 13 \text{ ms}$. Les limites de ce prototype sont analysées et des améliorations, en vue d'une transposition dans le domaine THz, sont proposées.

Design and simulation of a 115.3 GHz microsensor made up of a V-antenna coupled with a photonic bandgap selective filter loaded with a bolometer. Potentialities for the detection of VOCs in the THz domain.

Volatile Organic Compounds (VOCs) in the air are known to have a detrimental effect on human health and the environment. Standards for air quality have been defined, which require efficient chemical sensors allowing real time monitoring together with a high sensitivity. This work reports on a possible microsystem using non-dispersive absorption spectroscopy extended in the THz range, as proposed earlier by the electronic team of the GREYC UMR 6072 lab. It consists of a V-antenna coupled with a Photonic BandGap (PBG) selective filter loaded with a microbolometer.

This thesis mainly deals with the study of the various losses in such a system, in a lower frequency range (around 115.3 GHz matching an absorption line of carbon monoxide (CO)). A prototype has been designed to obtain a small detecting time (1 s) of that molecule for a minimum concentration of 10 mg/m^3 (official standard). A coherent light (laser – 10 mW) through a 1 m long gas cell detected by the proposed system should reach that level, with a quality factor Q higher than 100.

The design was made using the classical theory on quarter-wave length line, and using 3D simulation tools (finite elements). Taking into account losses, a quality factor $Q = 290$ was obtained together with a detecting time of 13 ms. The limitations of this prototype are finally analyzed. Improvements and topology modifications are discussed in view of possible implementation in the THz domain.

Discipline : Electronique, Microélectronique, Nanoélectronique

Mots clés : Antennes Hyperfréquences, Filtres pour Microondes, Détecteurs de gaz, Composés Organiques Volatils, Simulation électromagnétique 3D.

Laboratoire : GREYC – ENSICAEN (CNRS UMR 6072), Equipe Electronique