

50 376
1992
137

64536

50 376
1992
137

N° d'ordre :915

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Philippe WARO



**TEMPERATURE DE CORRELATION DE QUADRIPOLES
DISSIPATIFS**

(Applications à différentes structures de propagation multimodes)

soutenue le 12 Mai 1992 devant la commission d'examen

Membres du jury :	MM. G. SALMER	Président
	Y. LEROY	Directeur de thèse
	P. GELIN	Rapporteur
	R. TORGUET	Rapporteur
	J. VINDEVOGHEL	Examineur
	A. MAMOUNI	Examineur

Ce travail a été effectué au centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (C.H.S) de l'université des sciences et technologies de Lille, dirigé par Monsieur le professeur G.SALMER.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur G. SALMER qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur Y.LEROY qui a assuré la direction de ce travail.

Que Monsieur P. GELIN, Professeur à l'E.N.S.T. de Bretagne, et Monsieur R. TORGUET, professeur à l'université de Valenciennes, soient ici remerciés de l'honneur qu'il me font en jugeant ce travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur J. VINDEVOGHEL, professeur à l'Université de Lille, et Monsieur A. MAMOUNI, Maître de conférences et Docteur ès Sciences à l'Université de Lille, pour leur participation à ce jury d'examen.

Je tiens à remercier, plus particulièrement, Monsieur P. DEHOUR pour les discussions fructueuses entretenues tout au long de ces deux dernières années.

Que tous les membres de l'équipe N.A.M.O. et mes camarades étudiants du laboratoire veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Je ne saurais oublier de remercier l'ensemble du personnel du laboratoire, et en particulier:

- Mme DELOS et Mme LEPILLIET de la centrale de caractérisation
- M. VANDERMOERE et M. FRANCOIS de la centrale de technologie
- M. JENNEQUIN, M. MICHON et M. ANDRIES de l'atelier de mécanique
- M. RINGOT de l'atelier d'électronique
- M. DEHORTER qui a réalisé l'impression de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Bibliographie introduction	3
1 TEMPERATURE DE CORRELATION D'UNE LIGNE MICRORUBAN	
1.1 Etablissement de la température de corrélation à l'aide du formalisme d'ondes de bruit; mise en oeuvre expérimentale	4
1.1.1 Généralités sur le formalisme d'ondes de bruit	4
1.1.2 Matrice de corrélation d'un dipôle passif linéaire	6
1.1.3 Matrice de corrélation d'un quadripôle passif linéaire	7
1.1.4 Température de corrélation d'un quadripôle passif dissipatif et symétrique	11
1.1.4.1 Rappels et définition d'un corrélateur	11
1.1.4.2 Conception du radiomètre à corrélation	11
1.1.4.3 Expression du signal radiométrique	12
1.1.4.4 Expression de la température de corrélation ou signal radiométrique normalisé	15
1.2 Cas d'une ligne microruban isotherme reliée aux entrées du corrélateur	17
1.2.1 Température de corrélation d'une ligne microruban isotherme	18
1.2.1.1 Paramètres secondaires d'une ligne dissipative	18
1.2.1.2 Paramètres S_{ij} d'une ligne microruban à pertes	19
1.2.1.3 Expression de la température de corrélation	20
1.2.2 Recherche du signal radiométrique maximal	21
1.2.2.1 Modèle simplifié considérant un nombre limité de réflexions multiples	21
1.2.2.2 Approche numérique du modèle complet	24
1.2.2.3 Choix des paramètres géométriques et électriques de la ligne	26
1.2.3 Confrontations théorie-expérience	26
1.2.3.1 Vérifications sur les termes S_{ij}	27
1.2.3.2 Vérifications sur les signaux radiométriques normalisés	27
1.2.3.3 Vérifications sur les interférogrammes	28
1.3 Cas d'un point chaud situé sur une ligne microruban dissipative	29
1.3.1 Signal radiométrique	30
1.3.2 Recherche du signal radiométrique maximal	30
1.3.2.1 Modèle simplifié sans réflexions multiples	31
1.3.2.2 Approche numérique du modèle complet	34

1.3.2.3	Choix des paramètres géométriques et électriques de la ligne	35
1.3.3	Signal radiométrique lorsque le point chaud est situé à une position quelconque sur la ligne	36
1.3.4	Confrontations théorie -expérience	36
1.3.4.1	Technologie des lignes	36
1.3.4.2	Vérifications sur les termes S_{ij}	37
1.3.4.3	Détermination de l'échauffement des plots	37
1.3.4.4	Vérifications sur les interférogrammes	39
1.4	Inversion du signal radiométrique et reconstitution du profil de température	40
1.4.1	Cas d'une ligne isotherme	40
1.4.2	Cas d'un gradient de température	41
1.4.2.1	Principe de l'inversion du signal radiométrique	41
1.4.2.2	Choix de la méthode d'inversion	42
1.4.2.3	Filtre de Kalman	43
1.4.2.4	Détermination expérimentale d'un profil de température	46
1.5	Conclusion	48
	Bibliographie chapitre 1	50
2	TEMPERATURE DE CORRELATION D'UN QUADRIPOLE CONSTITUE PAR DEUX SONDES SITUEES DE PART ET D'AUTRE D'UNE LAME A FACES PARALLELES DISSIPATIVES	
2.1	Situation du problème	53
2.2	Modèle théorique	54
2.2.1	Introduction	54
2.2.2	Choix de la méthode	55
2.2.3	Présentation de la structure de propagation	56
2.2.4	Equations de propagation et expressions des champs de modes	58
2.2.5	Equations de continuité aux interfaces	61
2.2.6	Conservation de la puissance aux interfaces	63
2.2.7	Fonctions de couplage	65
2.2.8	Coefficients de réflexion et de transmission	66
2.2.9	Test de la méthode	67
2.2.10	Domaines de validité du modèle et des hypothèses posées	67

2.3	Extension au cas d'un milieu dissipatif stratifié	69
2.3.1	Présentation de la structure de propagation	69
2.3.2	Equations de continuité aux interfaces	69
2.3.3	Conservation de la puissance	72
2.3.4	Fonctions de couplage	73
2.3.5	Coefficients de réflexion et de transmission	74
2.3.6	Equation test de la méthode	76
2.4	Vérifications expérimentales	77
2.4.1	Vérifications en mode actif	78
2.4.2	Vérifications en radiométrie	78
2.4.2.1	Expression du signal radiométrique normalisé	78
2.4.2.2	Vérifications sur les signaux radiométriques normalisés	79
2.5	Bilan des signaux produits par un milieu dissipatif	81
2.5.1	Bruit thermique émis par un milieu dissipatif et capté par une sonde	81
2.5.2	Expression générale du signal d'un radiomètre à corrélation	82
2.5.3	Cas particuliers des signaux d'un radiomètre à corrélation	84
2.5.3.1	Cas où $S_{11}=0$ et $S_{21}=0$	84
2.5.3.2	Cas où S_{11} ou (exclusif) $S_{21}=0$	84
2.5.3.3	Cas où S_{11} et $S_{21} \neq 0$	85
2.6	Remarque sur le signe de la température de corrélation d'un quadripôle isotherme	86
2.7	Conclusion	89
	Bibliographie chapitre 2	90

3 CONTRIBUTION A LA CONCEPTION D'UN RADIOMETRE A CORRELATION EN TECHNOLOGIE HYBRIDE

3.1	Introduction	92
3.2	Etude du modulateur biphase	93
3.2.1	Introduction	93
3.2.2	Principe de fonctionnement	94
3.2.3	La transition ligne à fente-ligne microruban	95
3.2.3.1	Modélisation de la transition ligne à fente-ligne microruban	96

3.2.3.2	Caractéristiques géométriques des lignes	97
3.2.4	Modélisation du modulateur	98
3.2.4.1	Modélisation de deux transitions séparées par une ligne à fente	98
3.2.4.2	Simulation du circuit passif	99
3.2.4.3	Simulation du circuit complet	99
3.2.5	Réalisation et caractérisation	100
3.2.6	Conclusion	101
3.3	Conception d'une ligne à retard microélectronique	102
3.3.1	Introduction	102
3.3.2	Principe de fonctionnement	102
3.3.3	Détermination du nombre de temps de retard	103
3.3.4	Simulation d'une ligne introduisant 4 temps de retard	104
3.3.4.1	Choix des diodes	104
3.3.4.2	Simulation de la ligne à retard	105
3.3.5	Conclusion	107
3.4	Conclusion	108
	Bibliographie chapitre 3	109
	CONCLUSION	111
	ANNEXES	114

INTRODUCTION

INTRODUCTION

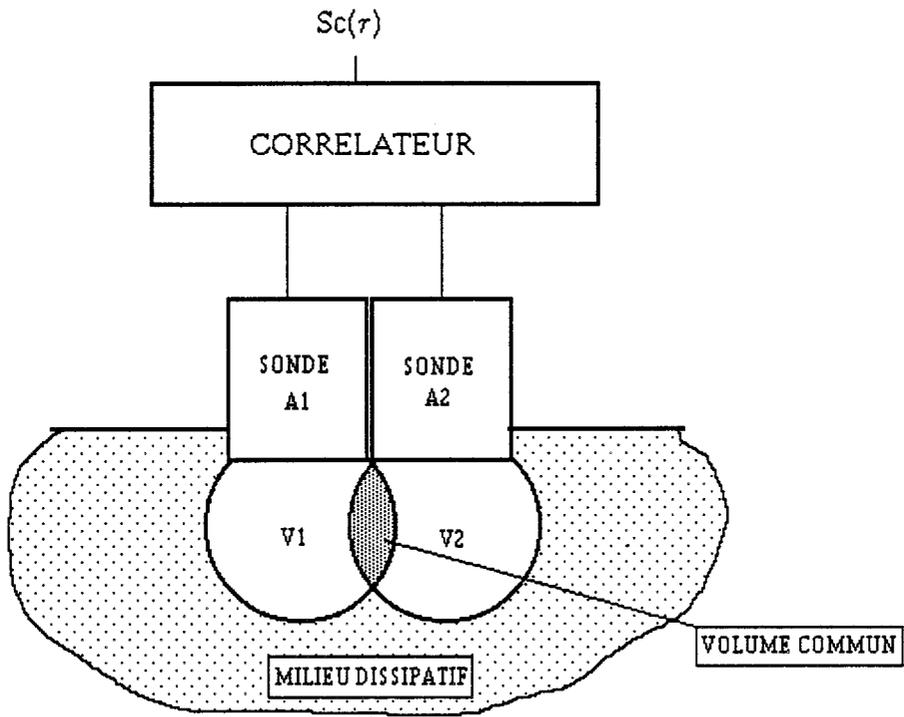


Figure 1

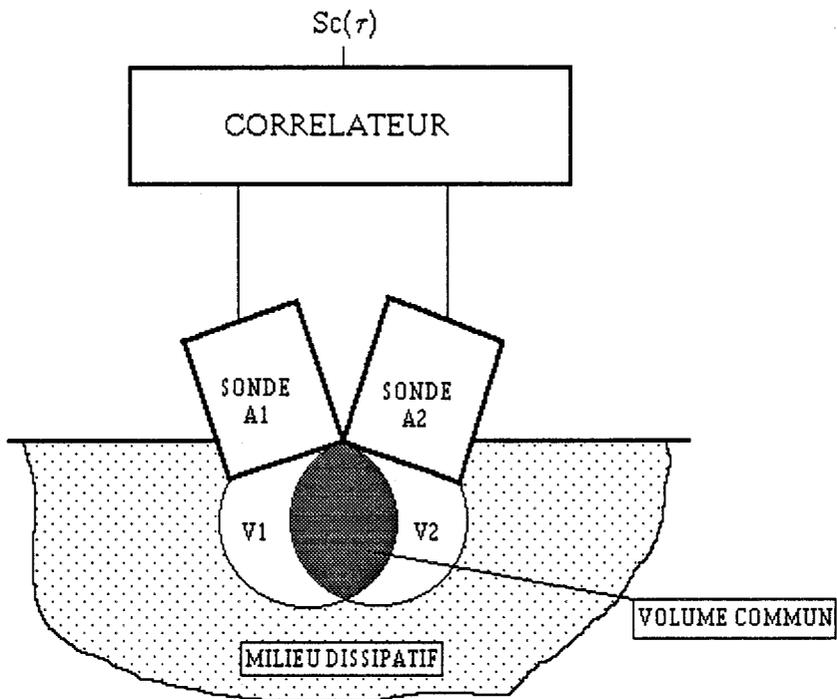


Figure 2

INTRODUCTION

Les radiomètres à puissance totale, et systèmes dérivés sont des récepteurs de grande sensibilité utilisés notamment pour des mesures de bruits thermiques. Ces radiomètres servent à capter des signaux ayant parcouru soit une très grande distance (tel en télédétection passive) soit fonctionnant en champ proche (tel dans le cas des capteurs thermométriques industriels ou médicaux).

Les radiomètres à corrélation sont des systèmes d'un type voisin qui réalisent le produit de corrélation de deux signaux et, dans le cas de signaux de bruits thermiques, mesurent une température de corrélation. Eux aussi fonctionnent soit en champ lointain, soit en champ proche.

Compte tenu des propriétés de la fonction de corrélation, les radiomètres à corrélation sont moins sensibles que les radiomètres à puissance totale, mais leur résolution spatiale, c'est à dire leur aptitude à distinguer des sources de coordonnées différentes, est très supérieure. Il en résulte pour les radiomètres à corrélation la potentialité de déboucher sur de nouvelles applications.

Nous nous intéressons ici à des modes de fonctionnement en champ proche.

Les premières études, réalisées dans ce sens au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, ont concerné le cas où deux antennes, reliées aux deux entrées du corrélateur, sont placées sur un milieu dissipatif avec leurs ouvertures sensiblement dans le même plan (fig.1) et l'adaptation d'impédance réalisée. Il a été montré et vérifié expérimentalement que, compte tenu du concept de corrélation, le volume d'investigation du milieu dissipatif, auquel a accès le procédé, correspond à la partie commune des deux volumes V_1 et V_2 (figure 1) couplés à chacune des antennes. Par action sur le temps de retard du corrélateur on a la possibilité de modifier le diagramme de rayonnement de l'antenne synthétique correspondante. Il a aussi été montré que, le radiomètre à corrélation associé à des antennes adaptées ne sait pas mesurer la température qui régné dans le matériau, lorsque celle-ci est uniforme, mais par contre est capable d'y détecter des gradients de température. Plusieurs auteurs ont abouti à des conclusions analogues [1,2].

Au cours d'expériences réalisées au C.H.S. des écarts vis à vis des conclusions précédentes furent observés dans les cas de sondes désadaptées et lorsque le volume d'investigation fut rendu relativement important notamment comme l'indique la figure 2. Dans le but de faire le point sur ce problème, l'étude a alors considéré le cas général d'un

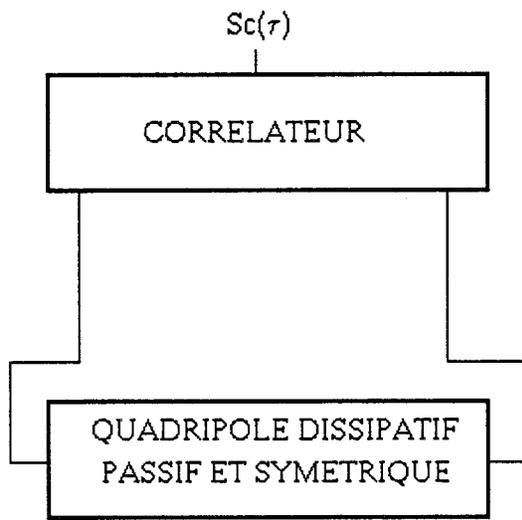


Figure 3

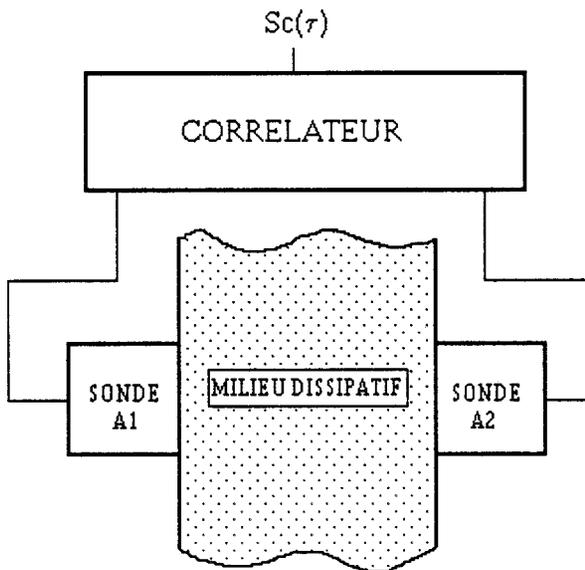


Figure 4

quadripôle dissipatif passif et symétrique relié aux entrées du corrélateur (figure.3). Une expression plus générale de la température de corrélation qui fut établie a démontré l'apparition d'un signal non nul même dans le cas d'un quadripôle isotherme, lorsque les termes de sa matrice de dispersion $[S]$ sont tous différents de zéro, et sa température différente de la température de référence du corrélateur. Cette propriété fut vérifiée expérimentalement, dans des cas simples, pour des lignes microrubans rendues dissipatives par implantation de plots résistifs et pour des tronçons de ligne coaxiale contenant un diélectrique présentant des pertes.

C'est à ce point que débute notre travail.

Nous abordons d'abord l'étude de faisabilité d'un nouveau capteur thermométrique basé sur l'exploitation de la température de corrélation d'une ligne microruban dissipative. En pratique, il peut exister sur la ligne une certaine distribution de température. Cette distribution correspond à une température moyenne autour de laquelle on note des écarts de température qui dépendent de l'abscisse. Nous montrons que l'on peut attribuer deux origines aux signaux mesurés: l'une des contributions est créée par la température moyenne, l'autre par les gradients thermiques. Nous montrons alors comment minimiser l'effet du premier phénomène afin de mieux mettre en évidence la contribution des gradients thermiques et l'exploiter afin de reconstituer le profil de température. Ce problème de l'inversion est ainsi abordé dans des cas pratiques. Cette partie du travail constitue notre premier chapitre.

Nous traitons ensuite un cas qui est une extrapolation des situations montrées figures 1 et 2. Le quadripôle est constitué par deux sondes situées de part et d'autre d'une lame à face parallèle faite de milieux dissipatifs homogènes ou stratifiés (fig.4). Une méthode modale de calcul des champs proches rayonnés par une ouverture rectangulaire nous permet d'établir les termes de la matrice de dispersion $[S]$ qui sont introduits dans les calculs des températures de corrélations elles même comparées aux données expérimentales. Ceci constitue notre deuxième chapitre.

Suite à ces résultats nouveaux et afin de nous préparer à une possible demande de développement, nous avons aussi abordé le problème de la conception de radiomètres à corrélation bénéficiant des progrès technologiques actuels et des composants M.M.I.C. aujourd'hui sur le marché. Une ébauche de ce projet est développée dans le troisième chapitre.

BIBLIOGRAPHIE INTRODUCTION

- [1] G. SCHALLER
"On the imaging of hot spots using correlation radiometers and a circular aperture"
I.E.E.E M.T.T., vol 27, n°8, pp1210-1216, August 1989.

- [2] L. BELLARBI
"Définition de la thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques"
Thèse de 3^{ième} cycle, Lille, 1984.

- [3] Ph. LAUER
"Radiométrie microonde par corrélation appliquée à la thermométrie de quadripôle dissipatif"
Thèse de docteur de l'université, Lille, Septembre 1988

TEMPERATURE DE CORRELATION D'UNE LIGNE MICRORUBAN

CHAPITRE 1

TEMPERATURE DE CORRELATION D'UNE LIGNE MICRORUBAN

1.1 Etablissement de la température de corrélation à l'aide du formalisme d'ondes de bruit; mise en oeuvre expérimentale

L'expression du signal radiométrique, lorsqu'un quadripôle passif et dissipatif est relié aux deux entrées d'un corrélateur, a déjà été établie [1]. La méthodologie de calcul est basée sur l'équilibre du bilan des transferts radiatifs entre éléments dissipatifs d'un système isolé isotherme, une conséquence du deuxième principe de la thermodynamique [2].

Ce principe de calcul impose, dans un premier temps, de remplacer chaque élément dissipatif par son schéma équivalent de Thévenin ou de Norton, dans un deuxième temps d'établir le bilan des puissances échangées entre les différents éléments dissipatifs, et finalement de déduire par application du deuxième principe de la thermodynamique la puissance de bruit transmise au récepteur.

La mise en oeuvre de cette méthode est simple et physique mais néanmoins parfois fastidieuse. Afin d'éviter d'établir tous ces bilans de puissance, nous proposons de retrouver l'expression du signal radiométrique à l'aide du formalisme d'ondes de bruit

1.1.1 Généralités sur le formalisme d'ondes de bruit

Quelque soit la complexité d'un circuit électronique, celui-ci peut être symbolisé par une "boîte noire". Si de plus ce circuit est capable de générer du bruit thermique, celui-ci peut être modélisé par l'adjonction de sources discrètes de tension et de courant. Cette représentation est plus appropriée en basse fréquence lorsque les dimensions du circuit sont nettement plus petites que la longueur d'onde. Cependant, en hyperfréquence, lorsque les dimensions du circuit deviennent comparables ou plus grandes que la longueur d'onde, une approche utilisant les ondes de bruit est préférable [4 à 10].

Cette technique, utilisant à la fois la théorie des matrices de dispersion [S] (ou matrice scattering) et la théorie des graphes de fluence, permet de déterminer facilement les performances de bruit des circuits comportant, sans restriction, des composants actifs ou passifs. De plus, ce formalisme matriciel, utilisant les paramètres S_{ij} de la matrice [S], s'intègre facilement aux logiciels d'aide à la conception des circuits électroniques [TOUCHSTONE, SUPER COMPACT...] [11 à 14].

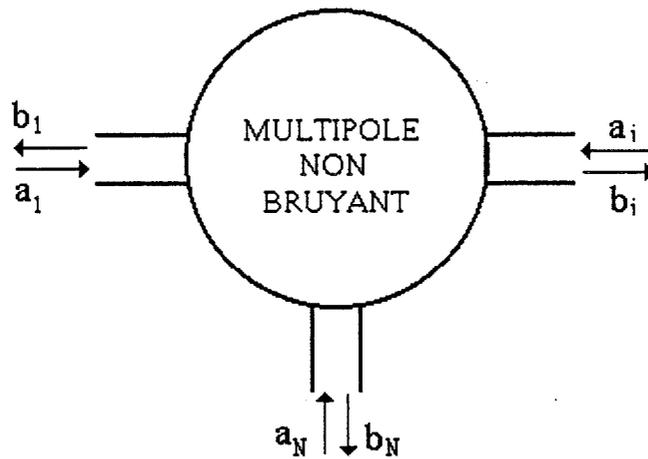


Figure 5: Représentation des ondes incidentes a_i et sortantes b_i pour un multipôle N-accès

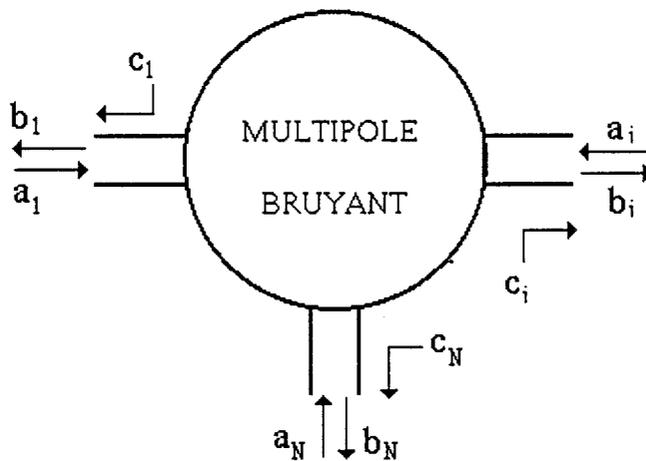


Figure 6: Représentation des ondes incidentes a_i , sortantes b_i et de bruit c_i pour un multipôle bruyant N accès

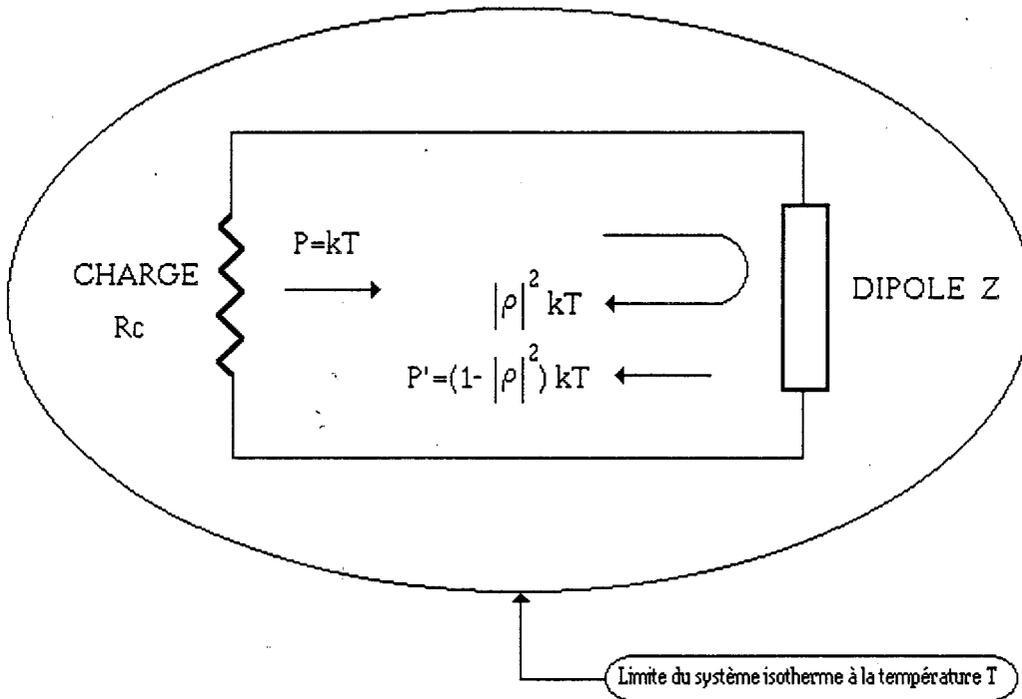


Figure 7: Transfert radiatif entre un dipôle d'impédance Z et une terminaison sans réflexion (Charge R_c)

Les éléments de la diagonale principale $C_{ii} = |C_i|^2$ ($i=1, \dots, N$) représentent la puissance de bruit délivrée par le multipôle à l'accès i et les éléments $C_{ij} = C_i C_j^*$ ($i \neq j$ et $i, j=1, \dots, N$) représentent le produit de corrélation entre les ondes de bruit des accès i et j .

Par conséquent, un multipôle bruyant sera complètement caractérisé par sa matrice de dispersion $[S]$ et sa matrice de corrélation $[Cs]$.

Nous nous limitons, dans la suite de ce mémoire, au cas où le multipôle est passif et linéaire.

L'examen du bilan des transferts radiatifs, lorsque le système isotherme composé du multipôle relié à des terminaisons sans réflexions (charges adaptées), nous permet de déterminer les éléments de la matrice de corrélation du multipôle. Nous évaluerons la matrice de corrélation dans les cas simples où le multipôle est un dipôle ou un quadripôle passif et linéaire.

1.1.2 Matrice de corrélation d'un dipôle passif et linéaire

Considérons le système isotherme, à la température T , composé d'un dipôle passif d'impédance Z connecté à une charge adaptée d'impédance R_c (figure 7).

Si le dipôle passif n'est pas adapté, celui-ci est caractérisé à la fréquence f par un coefficient de réflexion $\rho(f)$ en tension:

$$\rho(f) = \frac{Z - R_c}{Z + R_c}$$

avec R_c l'impédance caractéristique de la ligne, soit par un coefficient de réflexion en puissance $|\rho(f)|^2$.

La puissance de bruit issue de la charge adaptée, pour un Hertz de bande passante, est égale à kT où k est la constante de Boltzmann. Une partie de cette puissance, soit $|\rho|^2 kT$, revient vers la charge R_c après réflexion sur le dipôle d'impédance Z . A l'équilibre thermodynamique, la puissance de bruit reçue par la charge adaptée R_c provenant du dipôle est donc :

$$P' = (1 - |\rho|^2) kT$$

L'expression (I.3), dans le cas d'un dipôle passif, se réduit à une équation scalaire:

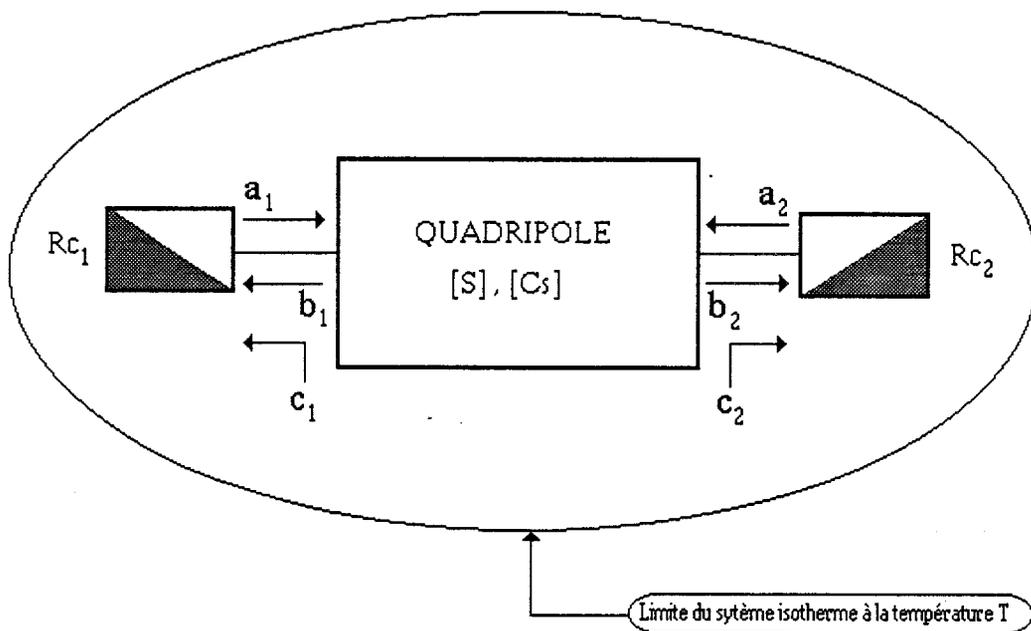


Figure 8: Système isotherme constitué de deux charges adaptées, R_{c1} et R_{c2} , connectées à un quadripôle passif bruyant

$$b = \rho a + c$$

L'onde incidente a et l'onde de bruit c ne sont pas corrélées. Par conséquent, la puissance de bruit totale reçue par la charge adaptée R_c , issue de R_c et de Z , est égale à:

$$\overline{|b|^2} = |\rho|^2 \overline{|a|^2} + \overline{|c|^2}$$

avec $\overline{|a|^2} = kT = P$ la puissance de bruit, reçue par le dipôle d'impédance Z , provenant de la charge adaptée R_c . Or, lorsque le système est isotherme, à l'équilibre thermodynamique

on a $\overline{|b|^2} = kT = \overline{|a|^2}$. On en déduit :

$$\overline{|c|^2} = (1 - |\rho|^2) kT$$

En définitive, pour un dipôle passif linéaire, la matrice de corrélation se réduit à un seul terme. Le produit d'autocorrélation de cet élément représente la puissance de bruit fournie par le dipôle lorsque celui-ci est connecté à une terminaison sans réflexion.

1.1.3 Matrice de corrélation d'un quadripôle passif linéaire

Considérons maintenant le système isotherme composé de deux charges adaptées R_{c1} et R_{c2} connectées respectivement aux accès 1 et 2 d'un quadripôle bruyant, passif et linéaire, caractérisé, à la fréquence f , par sa matrice de dispersion $[S]$ et sa matrice de corrélation $[Cs]$ (figure 8).

Les ondes incidentes a_1 et a_2 , non corrélées, sont dues uniquement à la puissance de bruit générée par les charges adaptées R_{c1} et R_{c2} .

$$\overline{|a_1|^2} = \overline{|a_2|^2} = kT \quad (I.5)$$

$$\overline{a_1 a_2^*} = 0 \quad (I.6)$$

Les ondes sortantes b_1 et b_2 dépendent à la fois des ondes incidentes a_1 et a_2 , des ondes de bruit c_1 et c_2 , des paramètres S_{ij} du quadripôle. Cependant l'équilibre thermodynamique du système isotherme nous impose:

$$\overline{|b_1|^2} = \overline{|b_2|^2} = kT \quad (I.7)$$

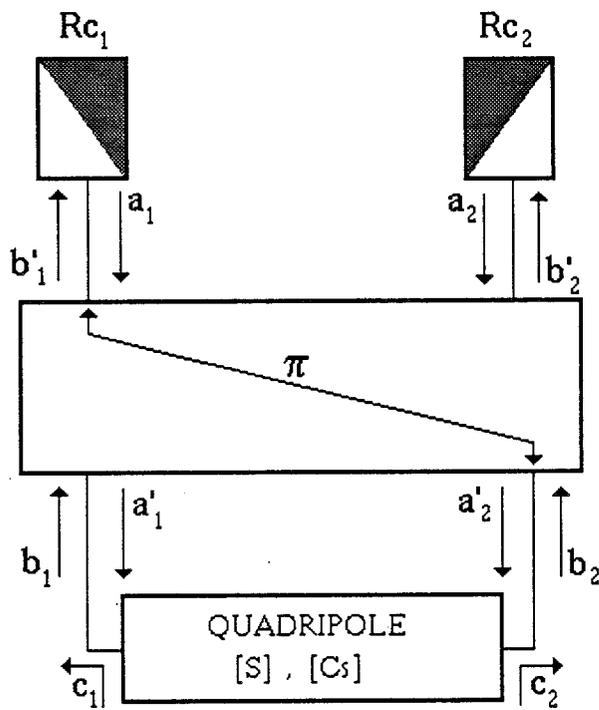


Figure 9: Introduction d'un coupleur hybride 180° entre le quadripôle bruyant et les deux charges adaptées Rc_1 et Rc_2

Afin de déduire l'expression des paramètres Cs_{ij} de la matrice de corrélation, il nous manque une information sur la valeur du produit de corrélation $\overline{b_1 b_2^*}$

Nous allons démontrer que, à l'aide de deux configurations simples et utilisant les propriétés des ondes de bruit, à l'équilibre thermodynamique le produit de corrélation $\overline{b_1 b_2^*}$ est nul.

Tout d'abord, introduisons un coupleur hybride 180° supposé idéal, entre le quadripôle et ses deux charges adaptées Rc_1 et Rc_2 (figure 9). Ce cas a été traité dans la référence [1] en considérant les générateurs de bruit équivalents cités au début de ce chapitre. A la sortie du coupleur 180° on a les égalités suivantes:

$$b'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_1 - b_2)$$

$$b'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_1 + b_2)$$

$$a'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 + a_2)$$

$$a'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 - a_2)$$

et l'on peut en déduire:

$$\overline{|b'_1|^2} = \frac{1}{2} (\overline{|b_1|^2} + \overline{|b_2|^2}) - \operatorname{Re}(\overline{b_1 b_2^*}) \quad (\text{I.8})$$

$$\overline{|b'_2|^2} = \frac{1}{2} (\overline{|b_1|^2} + \overline{|b_2|^2}) + \operatorname{Re}(\overline{b_1 b_2^*}) \quad (\text{I.9})$$

$$\overline{b'_1 b'_2^*} = \frac{1}{2} (\overline{|b_1|^2} - \overline{|b_2|^2}) + j \operatorname{Im}(\overline{b_1 b_2^*})$$

$$\overline{|a'_1|^2} = \frac{1}{2} (\overline{|a_1|^2} + \overline{|a_2|^2}) + \operatorname{Re}(\overline{a_1 a_2^*}) \quad (\text{I.10})$$

$$\overline{|a'_2|^2} = \frac{1}{2} (\overline{|a_1|^2} + \overline{|a_2|^2}) - \text{Re}(\overline{a_1 a_2^*}) \quad (\text{I.11})$$

$$\overline{a'_1 a'_2^*} = \frac{1}{2} (\overline{|a_1|^2} - \overline{|a_2|^2}) + j \text{Im}(\overline{a_1 a_2^*}) \quad (\text{I.12})$$

Substituant (I.5) et (I.6) dans (I.10), (I.11) et (I.12) on a

$$\overline{|a'_1|^2} = \overline{|a'_2|^2} = kT \quad (\text{I.13})$$

$$\overline{a'_1 a'_2^*} = 0 \quad (\text{I.14})$$

Les relations (I.13) et (I.14) montrent que l'introduction du coupleur 180° n'a pas d'influence sur la statistique de bruit engendré par les deux charges adaptées R_{c_1} et R_{c_2} . Par conséquent, la relation (I.7) est toujours valable à l'équilibre thermodynamique et en la substituant dans les relations (I.8) et (I.9) on obtient:

$$\overline{|b'_1|^2} = kT - \text{Re}(\overline{b_1 b_2^*})$$

$$\overline{|b'_2|^2} = kT + \text{Re}(\overline{b_1 b_2^*})$$

L'équilibre thermodynamique appliqué à la sortie du coupleur nous impose $\overline{|a'_1|^2} = kT$ et $\overline{|b'_2|^2} = \overline{|a_2|^2} = kT$. On déduit donc:

$$\text{Re}(\overline{b_1 b_2^*}) = 0 \quad (\text{I.15})$$

Si maintenant, on remplace le coupleur hybride 180° par un coupleur hybride 90° , on peut montrer d'une part (annexe A.1) que le coupleur 90° n'affecte en rien la statistique de bruit des charges adaptées et d'autre part que l'on démontre la relation :

$$\text{Im}(\overline{b_1 b_2^*}) = 0 \quad (\text{I.16})$$

On arrive donc à la conclusion que le produit de corrélation des ondes sortantes b_1 et b_2 d'un quadripôle bruyant, à l'équilibre thermodynamique, sont non corrélées. En effet d'après (I.15) et (I.16), on a:

$$\overline{b_1 b_2^*} = 0 \quad (\text{I.17})$$

Revenons au cas de la figure 9. Nous avons vu que les deux charges Rc_1 et Rc_2 engendrent des ondes de bruit a_1 et a_2 non corrélées (I.6) et que le produit d'autocorrélation de ces ondes représente la puissance de bruit, à la fréquence f et pour un hertz de bande passante, émise par chacune de ces deux charges (I.5). Exprimé sous forme matricielle on peut écrire:

$$\overline{[A] [A]^X} = kT [I] \quad (\text{I.18})$$

où $[I]$ est la matrice identité.

De même, à l'équilibre thermodynamique, on peut résumer sous forme matricielle les relations (I.7) et (I.17) :

$$\overline{[B] [B]^X} = kT [I] \quad (\text{I.19})$$

Ceci peut encore s'écrire:

$$\begin{aligned} \overline{[B] [B]^X} &= \overline{([S] [A] + [C]) ([A]^X [S]^X + [C]^X)} \\ \overline{[B] [B]^X} &= \overline{[S] [A] [A]^X [S]^X} + \overline{[C] [C]^X} \end{aligned} \quad (\text{I.20})$$

avec $\overline{[A] [C]^X} = \overline{[C] [A]^X} = 0$ car les ondes de bruit engendrées par le multipôle et les charges adaptées sont non corrélées.

En substituant (I.4), (I.18) et (I.19) dans la relation (I.20) on aboutit à l'expression:

$$[Cs] = kT \{ [I] - \overline{[S] [S]^X} \}$$

qui est encore connue sous le nom de théorème de BOSMA [2].

Cette dernière expression, valable pour tout multipôle bruyant passif linéaire, nous montre que seule la connaissance des paramètres S_{ij} du multipôle, à une température donnée, est nécessaire pour le caractériser complètement.

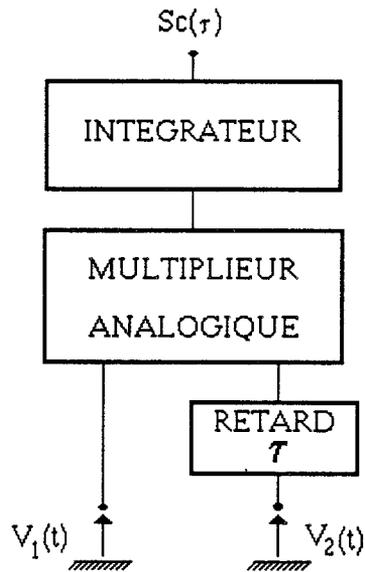
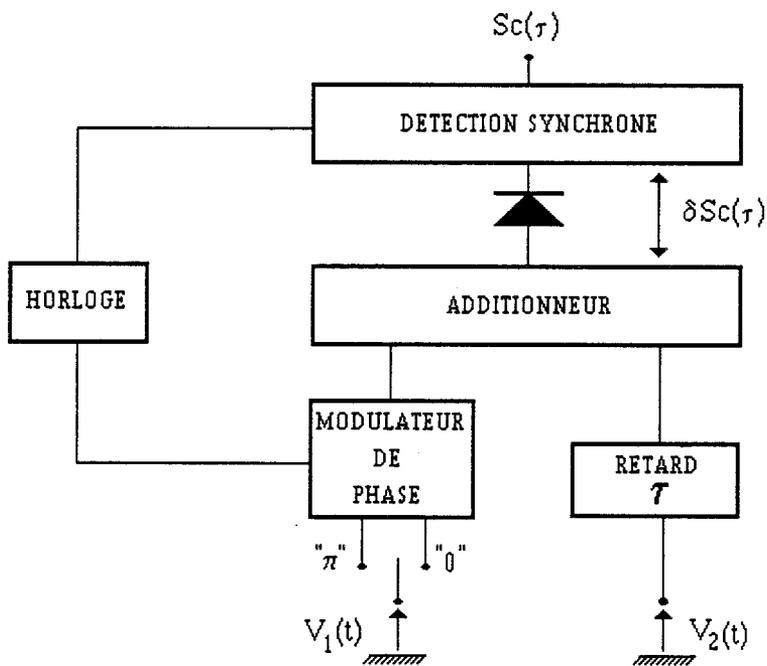


Figure 10: Schéma de principe d'un radiomètre à corrélation utilisant un multiplieur analogique



$$\text{Phase " 0 " : } \delta Sc \text{ " 0 " } = K (v_1^2 + v_2^2 + 2v_1v_2 \cos(\phi + 2\pi f\tau))$$

$$\text{Phase " \pi " : } \delta Sc \text{ " \pi " } = K (v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos(\phi + 2\pi f\tau))$$

Figure 11: Analyse des deux états de l'interféromètre à modulation de phase

1.1.4. Température de corrélation d'un quadripôle passif dissipatif et symétrique

1.1.4.1 Rappels et définition d'un corrélateur

Un corrélateur est un dispositif à deux entrées qui réalise la multiplication de deux signaux d'entrée $v_1(t)$ et $v_2(t - \tau)$ (avec τ le temps de retard introduit sur l'une des deux voies du système) et qui effectue la moyenne du résultat précédent sur un intervalle de temps suffisamment long [15].

La figure 10 nous donne le schéma de principe d'un tel radiomètre utilisant un multiplieur analogique. La réalisation d'un multiplieur analogique faible bruit et large bande est difficile et l'on préfère mettre en oeuvre un interféromètre à modulation de phase [16 - 17].

Cette technique a été introduite par Ryle en 1952 [18]. Elle consiste à mettre en oeuvre le système montré figure 11, qui inclut notamment une modulation en phase ($0 - \pi$) de l'une des tensions de bruit $v_1(t)$ au rythme du signal de référence de la détection synchrone. On aboutit ainsi à deux états de fonctionnement.

Les signaux de sortie du détecteur, à la fréquence f , s'écrivent:

$$\text{phase " } 0 \text{ " : } \delta S_c \text{"} 0 \text{ " = } K (v_1^2 + v_2^2 + 2v_1v_2 \cos(\varphi + 2\pi f\tau))$$

$$\text{phase " } \pi \text{ " : } \delta S_c \text{"} \pi \text{ " = } K (v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos(\varphi + 2\pi f\tau))$$

Après détection synchrone, le signal de sortie pour un Hertz de bande passante est:

$$\delta S_c(\tau) = \delta S_c \text{"} 0 \text{ " - } \delta S_c \text{"} \pi \text{ " = } 4 K v_1 v_2 \cos(\varphi + 2\pi f\tau) \quad (\text{I.21})$$

avec K une constante de proportionnalité, v_1 et v_2 les amplitudes des signaux corrélés et φ le déphasage relatif entre ces deux signaux.

La puissance de bruit totale est obtenue par intégration de la relation (I.21) sur l'étendue de la bande passante du système.

1.1.4.2 Conception du radiomètre à corrélation

Le synoptique du dispositif d'étude est présenté figure 12 et comprend les éléments suivants:

- * Un déphaseur permet d'introduire un retard de phase variable $\phi\tau$ ($\phi\tau = 2\pi f\tau$) par un piston de court-circuit piloté par un moteur pas à pas.

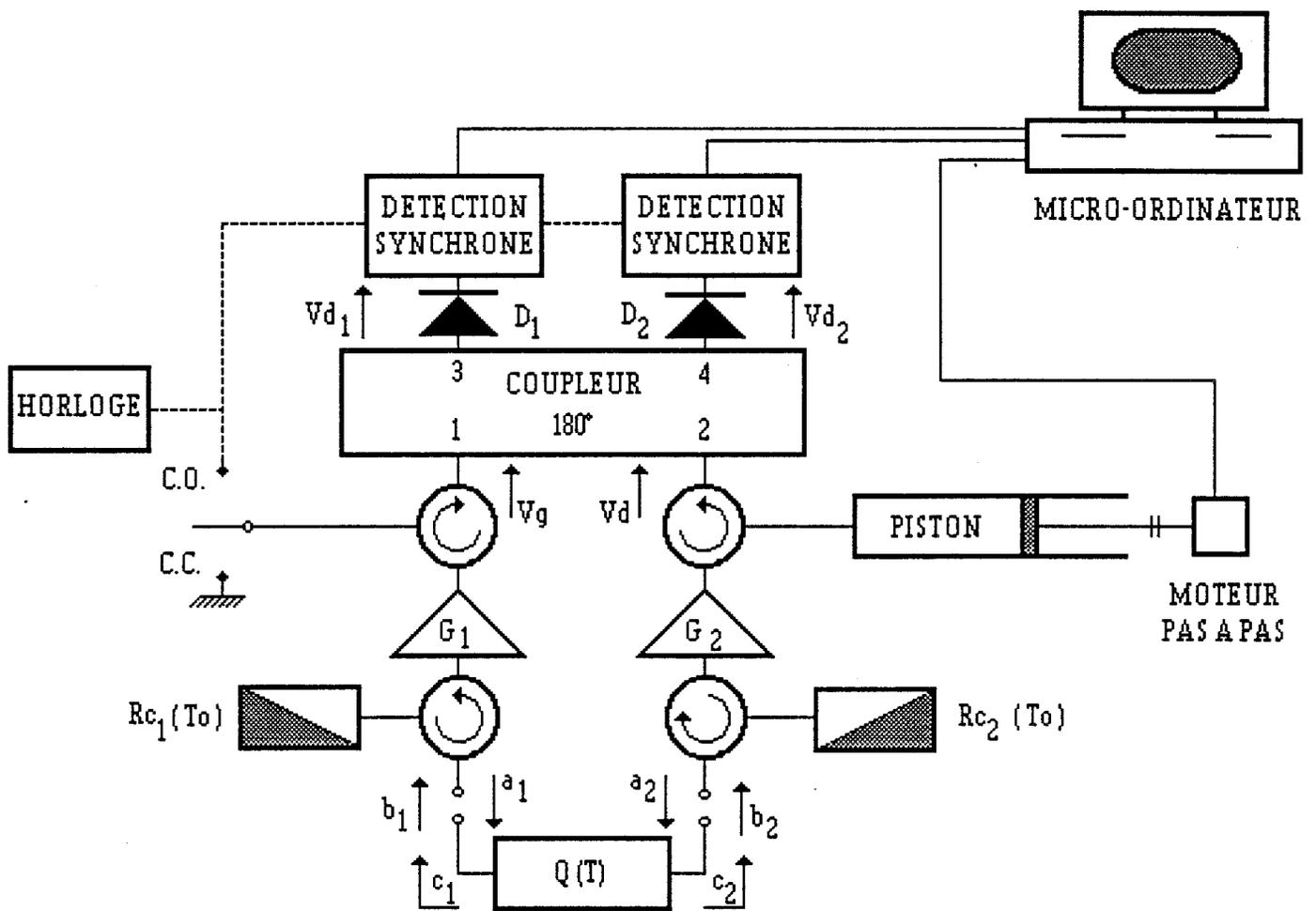


Figure 12: Synoptique du radiomètre à corrélation

- * Un modulateur de phase " 0 " ou " π ", réalisé à l'aide de lignes de longueurs ajustables terminées par un circuit-ouvert et un court-circuit et connectées à un switch SP2T, est commandé par un signal d'horloge périodique.
- * Deux amplificateurs faibles bruit correspondent à la chaîne d'amplification directe de 50 dB de gain moyen et de 3 dB de facteur de bruit.
- * Deux circulateurs associés à des charges de référence R_{c_1} et R_{c_2} permettent de définir la température de référence T_0 .
- * Un coupleur hybride 180° permet de réaliser la somme et la différence des signaux de bruit v_g et v_d issus des deux branches du corrélateur.
- * Deux détecteurs quadratiques appairés (HP 8473 B) adaptés de sensibilité égale à $0.5 \text{ mV}/\mu\text{W}$ donnent le produit de corrélation et les termes quadratiques des tensions de bruit $v_1(t)$ et $v_2(t-\tau)$.
- * Deux détections synchrones commandées par un signal d'horloge permettent l'élimination des termes quadratiques après commutation de phase ($0 - \pi$) dans la bande passante du corrélateur
- * Un micro-ordinateur muni d'une carte d'acquisition A/N et N/A, d'une part pilote le moteur pas à pas associé à la ligne à retard et d'autre part effectue l'acquisition numérique des tensions radiométriques en sortie de chaque détection synchrone afin d'en déduire $S_c(\tau)$ par programmation.

1.1.4.3 Expression du signal radiométrique

A partir de la figure 12, on peut établir les expressions des tensions v_g et v_d présentes sur les accès 1 et 2 du coupleur hybride 180° :

$$v_g = b_1 G_1 e^{j(\Phi M)}$$

$$v_d = b_2 G_2 e^{j(\Phi \tau)}$$

- avec
- $\Phi \tau$ le temps de retard introduit par le piston de court-circuit
 - ΦM la phase (0 ou π) introduite par le modulateur de phase
 - G_1, G_2 les gains des chaînes d'amplifications sur chacune des deux voies du corrélateur
 - b_1 et b_2 les ondes sortantes du quadripôle dissipatif.

Les tensions de bruits présentées à l'entrée de chaque détecteur D_1 et D_2 s'écrivent:

$$vd_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_g - v_d)$$

$$vd_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_g + v_d)$$

soient les puissances suivantes en sortie des détecteurs:

$$\delta Pd_1 = \frac{|vd_1|^2}{R} = \frac{1}{2R} [|v_g|^2 + |v_d|^2 - 2 \operatorname{Re}(v_g v_d^*)]$$

$$\delta Pd_2 = \frac{|vd_2|^2}{R} = \frac{1}{2R} [|v_g|^2 + |v_d|^2 + 2 \operatorname{Re}(v_g v_d^*)]$$

Ce résultat peut également s'obtenir à partir du raisonnement donné en 1.1.3.

$$\operatorname{Re}(v_g v_d^*) = |G| \operatorname{Re}(b_1 b_2^* e^{j(\Delta\Phi_g - \Phi\tau + \Phi_M)})$$

avec $|G|$ le produit des gains de la chaîne d'amplification et $\Delta\Phi_g$ la différence de phase entre les deux bras du corrélateur pour un temps de retard nul.

Pour un quadripôle bruyant, on peut écrire (I.3):

$$b_1 = S_{11} a_1 + S_{12} a_2 + c_1$$

$$b_2 = S_{21} a_1 + S_{22} a_2 + c_2$$

$$\text{Par conséquent, } b_1 b_2^* = S_{11} S_{21}^* |a_1|^2 + S_{12} S_{22}^* |a_2|^2 + c_1 c_2^* \quad (I.22)$$

Les ondes de bruit entrantes, non corrélées, a_1 et a_2 proviennent des charges adaptées Rc_1 et Rc_2 portées à la même température. La relation (I.22) devient:

$$b_1 b_2^* = - (S_{11} S_{21}^* + S_{12} S_{22}^*) k (T - T_0)$$

$$\operatorname{Re}(v_g v_d^*) = -k (T - T_0) |G| \left\{ |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \Delta\Phi_g - \Phi\tau + \Phi_M) + |S_{22}| |S_{12}| \cos(\varphi_{12} - \varphi_{22} + \Delta\Phi_g - \Phi\tau + \Phi_M) \right\}$$

Après commutation de phase ($\Phi_M=0$ à $\Phi_M=\pi$) on obtient en sortie de chaque détection synchrone une puissance proportionnelle à

$$\delta PDS_1 = \delta Pd_1 "0" - \delta Pd_1 " \pi "$$

$$\delta PDS_2 = \delta Pd_2 "0" - \delta Pd_2 " \pi "$$

Soient

$$\delta PDS_1 = -2 \operatorname{Re}(v_g v_d^*)$$

$$\delta PDS_2 = - \delta PDS_1$$

Par conséquent, la puissance différentielle totale ou signal radiométrique $\delta Sc(\tau)$ est donnée par:

$$\delta Sc(\tau) = \delta PDS_2 - \delta PDS_1 = -4 \operatorname{Re}(v_g v_d^*)$$

Soit, dans une bande de fréquences comprises entre f_1 et f_2 :

$$Sc(\tau) = -4 K' (T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G| \{ |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \Phi\tau) + |S_{22}| |S_{12}| \cos(\varphi_{12} - \varphi_{22} - \Phi\tau) \} df \quad (I.23)$$

avec K' une constante de proportionnalité englobant la constante de Boltzmann (k), la constante des détecteurs appairés et la constante d'amplification basse fréquence de chaque détection synchrone. La différence de phase $\Delta\Phi_g$ est nulle car les deux bras du corrélateur sont équilibrés.

Si le quadripôle dissipatif est symétrique alors la relation (I.23) devient:

$$Sc(\tau) = -8 K' (T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi\tau) df \quad (I.24)$$

Notons que le signal radiométrique $Sc(\sigma)$ est non nul notamment lorsque les conditions suivantes sont remplies simultanément:

- les températures T et T_0 sont différentes
- le quadripôle est dissipatif mais présente néanmoins une transmission non nulle ($|S_{21}| \neq 0$)

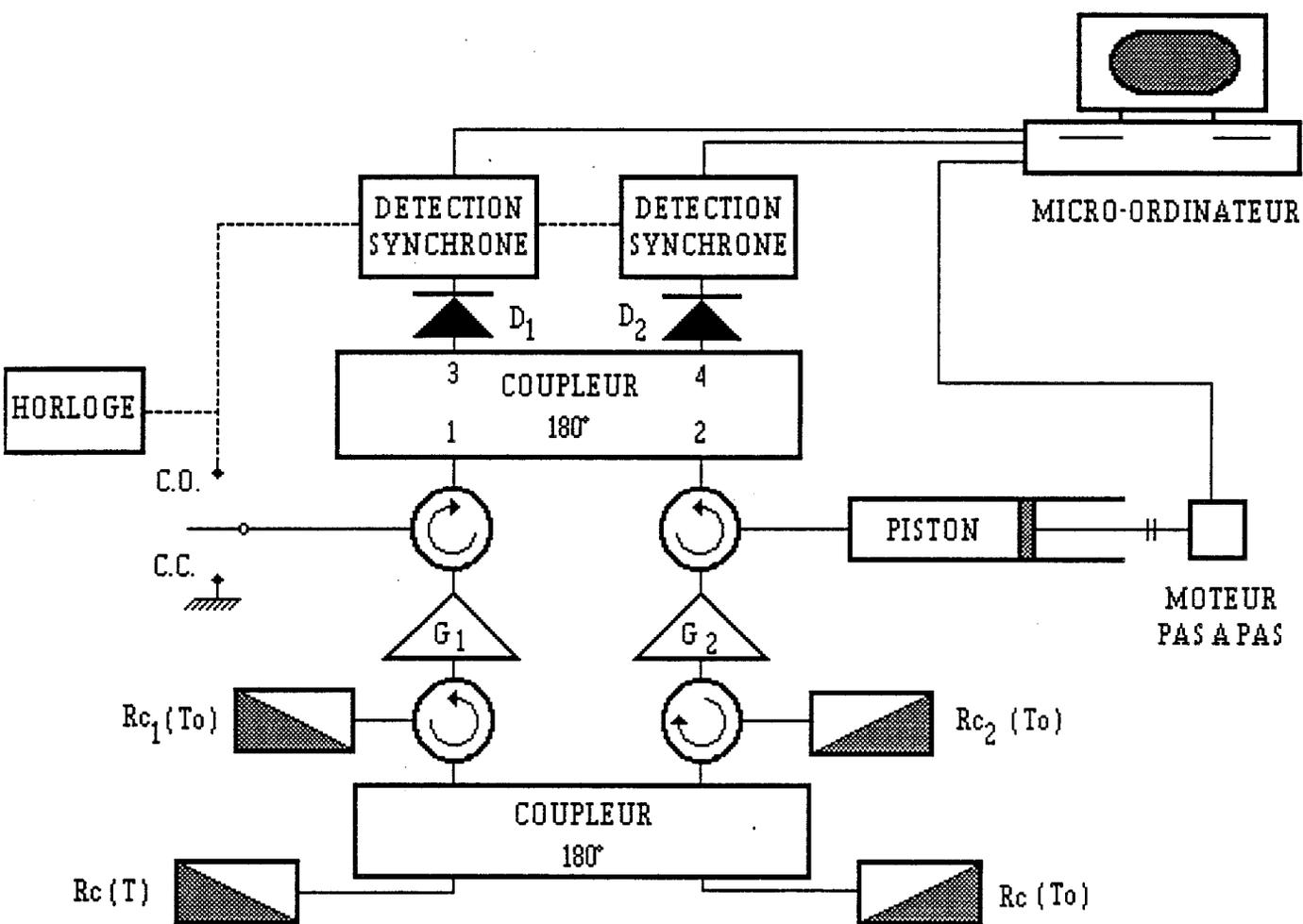


Figure 13: Synoptique du système dans la configuration dite "corrélation totale"

- le quadripôle n'est pas adapté ($|S_{11}| \neq 0$).

1.1.4.4 Expression de la température de corrélation ou signal radiométrique normalisé

Les expressions du signal radiométrique (I.23) et (I.24), présentées au paragraphe précédent, introduisent une constante de proportionnalité K' . Afin de s'affranchir de cette constante, on normalise le signal radiométrique par rapport au signal radiométrique obtenu lorsque le quadripôle Q , à l'entrée du corrélateur, est remplacé par un coupleur hybride 180° relié à deux charges adaptées R_c portées aux températures T et T_0 (figure 13). Cette configuration particulière du système est appelée " corrélation totale". Dans ce cas, l'expression du signal radiométrique est donnée par l'expression [16]:

$$S_{cT}(\tau) = 2K' (T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G| \cos(\Phi\tau) df \quad (I.25)$$

Dans la suite de cet exposé, les confrontations théorie-expérience portent en particulier sur les valeurs de $S_c(\tau)$ normalisées par rapport à $S_{cT}(0)$ définies comme suit:

$$\frac{S_c(\tau)}{S_{cT}(0)} = \frac{-4 \int_{f_1}^{f_2} |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi\tau) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (I.26)$$

On peut encore définir une température de corrélation T_c [21]:

$$T_c = \frac{S_c(\tau)}{S_{cT}(0)} \cdot (T - T_0)$$

Notons qu'on pourrait s'attendre à ce que, de même qu'une température de bruit, cette température soit toujours positive. En fait, il s'agit d'une quantité qui dépend de la différence $T - T_0$.

Notons aussi que cette normalisation permet d'une part de s'affranchir de la constante de proportionnalité et d'autre part de quantifier le signal radiométrique $S_c(\tau)$ par rapport au cas idéal de l'émission d'une source de bruit blanc de référence.

Nous donnons, à la figure 14, l'évolution expérimentale de $S_{cT}(0)$ en fonction de la température T pour une température de référence T_0 . Nous constatons une évolution

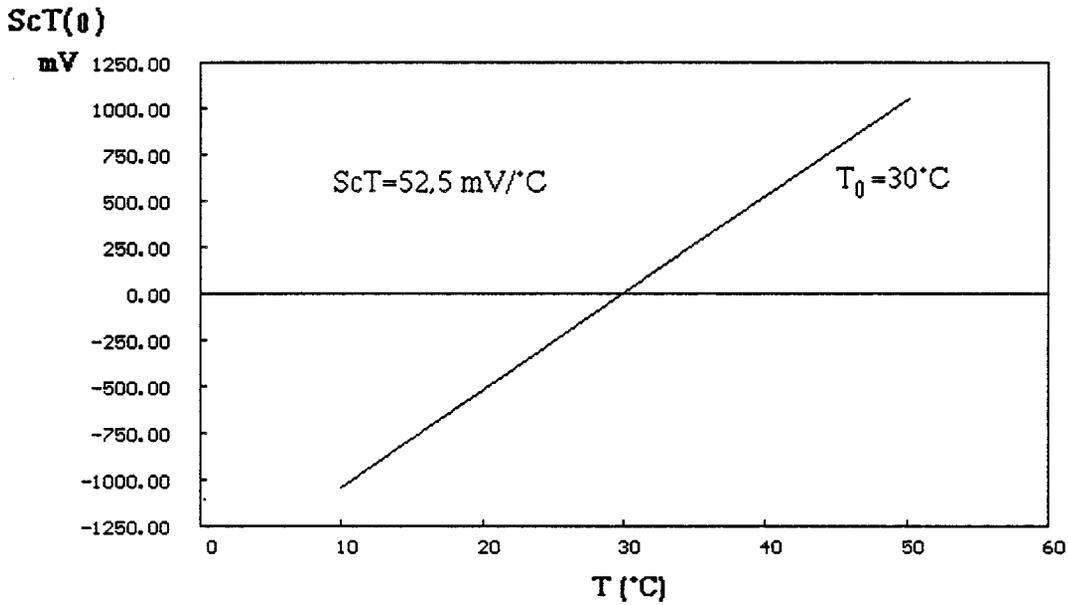


Figure 14: Evolution de $ScT(0)$ en fonction des températures T et T_0 et sensibilité en tension en corrélation totale

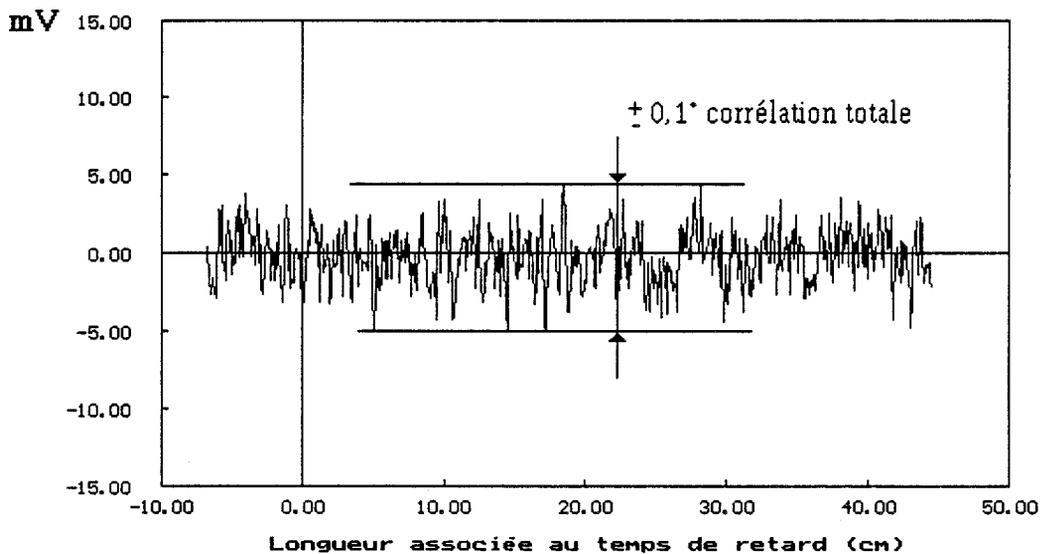


Figure 15: Signal radiométrique de $Sc(\tau)$ en fonction de la longueur associée au temps de retard, dans la configuration dite à "corrélation nulle"

linéaire du signal radiométrique ScT en fonction de la température T , conforme à la relation (I.25) et nous vérifions également l'annulation de $ScT(0)$ pour $T=T_0$.

Ce tracé nous fournit la sensibilité en tension du système, pour un temps de retard nul, qui est de $52,5 \text{ mV}/^\circ\text{C}$.

Par ailleurs, un enregistrement du signal (figure 15) dans une configuration appelée "corrélacion nulle", où les deux entrées du corrélateur sont fermées par des charges adaptées, indique un écart minimal de température décelable de l'ordre de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ pour une constante de temps d'intégration de 2 secondes.

1.2 Cas d'une ligne microruban isotherme reliée aux entrées du corrélateur

Après avoir établi l'expression de la température de corrélation, dans le cas général d'un quadripôle passif dissipatif et symétrique, nous traitons maintenant le cas particulier où ce quadripôle est une ligne microruban rendue dissipative par implantation de plots résistifs et portée à une température uniforme.

Les conditions de propagation sur une telle ligne sont probablement complexes compte tenu des discontinuités et de la présence de milieux dissipatifs. Le but que nous recherchons n'est pas une étude rigoureuse de ces conditions de propagation, mais une description approchée capable de fournir les données nécessaires à notre modélisation. Ces données sont d'abord les paramètres primaires et secondaires de la ligne considérée comme fonctionnant en mode quasi-TEM. Pour essayer de satisfaire à ces conditions, nous imposons aux cellules élémentaires de la ligne des dimensions, compatibles avec la notion d'impédance localisée, très inférieures à la longueur d'onde. Comme nous pouvons le constater dans ce qui suit, il ne semble pas que cette approche soit inexacte dans les conditions que nous avons choisies, notamment aux marges des erreurs d'expériences près.

La détermination des paramètres S_{ij} de la matrice de dispersion, en fonction des paramètres secondaires de propagation de la ligne microruban, nous permet d'établir la nouvelle expression de la température de corrélation de cette ligne dissipative.

Une approche simplifiée de l'émission des signaux de bruit thermique générés par la ligne microruban dissipative est comparée à une approche numérique tenant compte des réflexions multiples pouvant exister entre les deux plans d'accès de la ligne. Cette modélisation nous permet de choisir les valeurs des paramètres électriques et géométriques de la ligne microruban afin d'obtenir un signal radiométrique maximal.

Nous réalisons des vérifications expérimentales, d'une part en mode actif sur les paramètres S_{ij} de la ligne microruban et d'autre part, en radiométrie, sur les signaux radiométriques pour un temps de retard nul et sur les interférogrammes.

1.2.1 Température de corrélation d'une ligne microruban isotherme

1.2.1.1 Paramètres secondaires d'une ligne dissipative

Une ligne de transmission sans pertes est d'abord caractérisée par ses paramètres de propagation primaires l et c , où l est l'inductance par unité de longueur de la ligne microruban (H/m) et c la capacité par unité de longueur de la ligne microruban (F/m). Les paramètres secondaires γ et Z , où γ est la constante de propagation et Z l'impédance caractéristique de la ligne, à la fréquence f , s'expriment par les relations suivantes [19]

$$\gamma = j \beta = j \omega \sqrt{lc}$$

$$Z = R = \sqrt{\frac{l}{c}}$$

avec $\omega = 2\pi f$, la pulsation (rad/s)

Les pertes d'une ligne microruban peuvent être caractérisées par l'adjonction d'une résistance linéique r (Ω/m) et d'une conductance linéique g (Siemens/m) aux paramètres primaires l et c de la ligne sans pertes. L'introduction de cette résistance et de cette conductance linéique modifie les expressions des paramètres secondaires de la ligne. Par conséquent, ceux ci deviennent:

$$\gamma' = ((r + j\omega l)(g + j\omega c))^{0.5} = \alpha' + j \beta'$$

$$Z' = \left(\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}\right)^{0.5} = R' + j X'$$

Les substrats sur lesquels sont gravés nos lignes microrubans sont tels que les pertes diélectriques sont négligeables par rapport aux pertes ohmiques. Par conséquent, on néglige l'effet de la conductance linéique g par rapport à celui de la résistance linéique. On peut donc exprimer les paramètres α' , β' , R' et X' de la ligne dissipative en fonction des paramètres secondaires β et R de la ligne sans pertes, ainsi qu'en fonction de la résistance linéique r .

Dans ces conditions, on obtient les relations suivantes:

* Atténuation de la ligne à pertes (Np/m)

$$\alpha' = \beta \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2}\right)^{\frac{1}{4}} \sin\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{r}{\beta R}\right) \quad (I.27)$$

* Constante de phase de la ligne à pertes (rad/m)

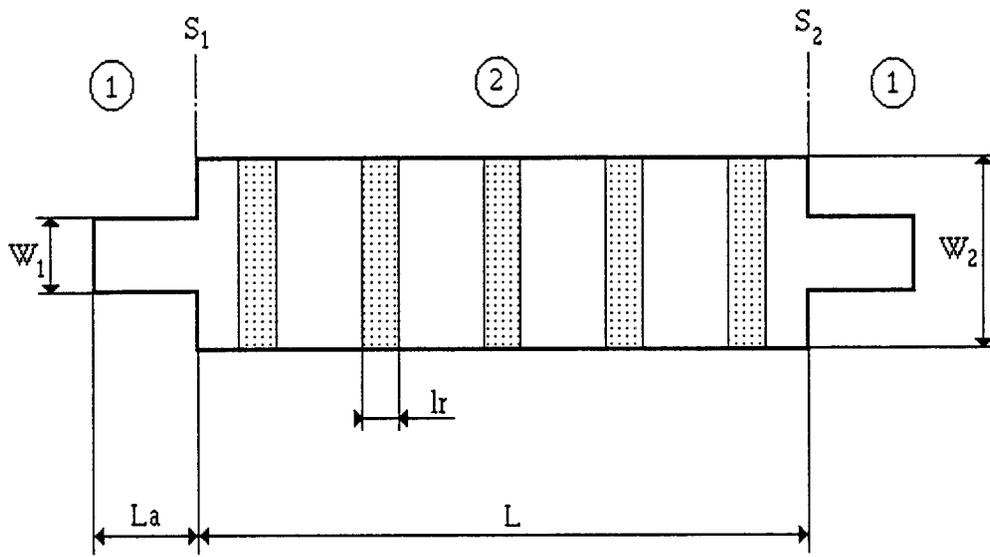


Figure 16: Structure de la ligne microruban rendue dissipative par implantation de plots résistifs de surface $W_2 \times l_r$.

$$\beta' = \beta \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2}\right)^{\frac{1}{4}} \cos\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{r}{\beta R}\right) \quad (\text{I.28})$$

* Paramètres d'impédance de la ligne à pertes

$$R' = R \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2}\right)^{\frac{1}{4}} \cos\left(\frac{1}{2} \arctg \frac{r}{\beta R}\right) \quad (\text{I.29})$$

$$X' = R \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2}\right)^{\frac{1}{4}} \sin\left(-\frac{1}{2} \arctg \frac{r}{\beta R}\right) \quad (\text{I.30})$$

On travaille initialement sur une ligne microruban classique dont les pertes sont négligeables. Les paramètres secondaires de propagation (β , R) de la ligne sans pertes sont obtenus à partir des formules de synthèse [20] établies en fonction de la permittivité du substrat ϵ_r , son épaisseur h , l'épaisseur de métallisation t et la largeur W du ruban.

La résistance linéique r , introduite sous forme de plots de largeur W_2 identique à celle du ruban et de longueur l_r , est réalisée à partir d'un matériau résistif de résistance carrée R . On obtient alors

$$\text{Résistance d'un plot} = \frac{R \cdot l_r}{W}$$

La résistance linéique de la ligne à pertes s'écrit:

$$r = \frac{N \cdot \text{résistance d'un plot}}{\text{Longueur totale de la ligne microruban}}$$

avec N , le nombre de plots résistifs.

La géométrie de la ligne microruban ainsi que celle des plots résistifs sont représentées figure 16.

Il est à noter que, pour satisfaire aux conditions d'une ligne à constantes réparties, la longueur L/N doit rester inférieure à $\lambda_g/10$.

1.2.1.2 Paramètres S_{ij} d'une ligne microruban à pertes

Considérant une propagation quasi-TEM le long de la ligne microruban et tenant compte des réflexions multiples engendrées entre les deux plans de discontinuité S_1 et S_2 (figure 16), les expressions des paramètres S_{ij} du quadripôle symétrique à pertes sont données [1] par:

paramètres de réflexion:

$$S_{11}=S_{22}=\left[\rho_{12}+\frac{t_{12}t_{21}e^{-2\gamma L}}{1-\rho_{21}e^{-2\gamma L}}\right]e^{-2\gamma_1La} \quad (\text{I.31})$$

paramètres de transmission:

$$S_{21}=S_{12}=\left[\frac{t_{12}t_{21}e^{-\gamma L}}{1-\rho_{21}e^{-2\gamma L}}\right]e^{-2\gamma_1La} \quad (\text{I.32})$$

Les indices 1 et 2 des paramètres ρ_{ij} et t_{ij} sont affectés respectivement aux lignes d'accès 50Ω de longueur La et à la ligne dissipative de longueur L .

Les paramètres ρ_{ij} et t_{ij} sont établis à partir des impédances caractéristiques des différents tronçons:

$$\rho_{12} = -\rho_{21} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{Z' - Z_c}{Z' + Z_c} \quad (\text{I.33})$$

$$t_{12} = 1 + \rho_{12} = \frac{2Z'}{Z' + Z_c} \quad (\text{I.34})$$

$$t_{21} = 1 + \rho_{21} = \frac{2Z_c}{Z' + Z_c} \quad (\text{I.35})$$

avec - $Z_c=50 \Omega$ l'impédance caractéristique des lignes d'accès

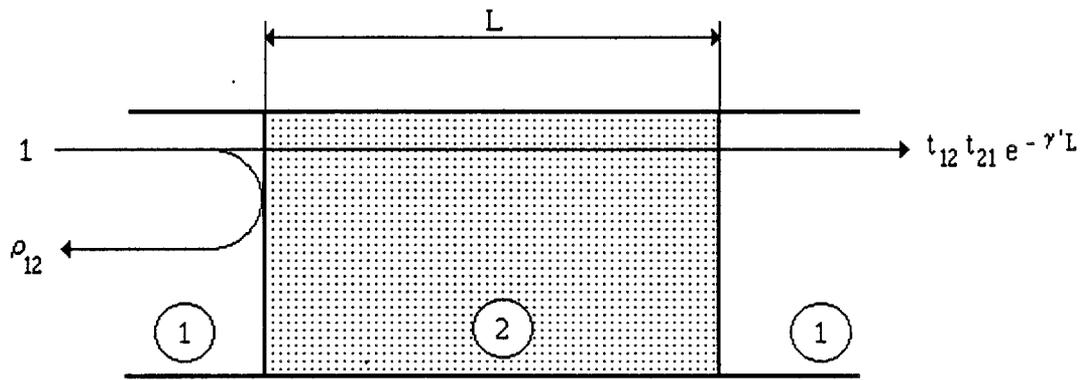
- $Z'=R'+j X'$ l'impédance de la ligne à pertes définie par les relations (I.29) et (I.30)

- $\gamma'=\alpha'+j \beta'$ la constante de propagation de la ligne microruban dissipative définie par les relations (I.27) et (I.28)

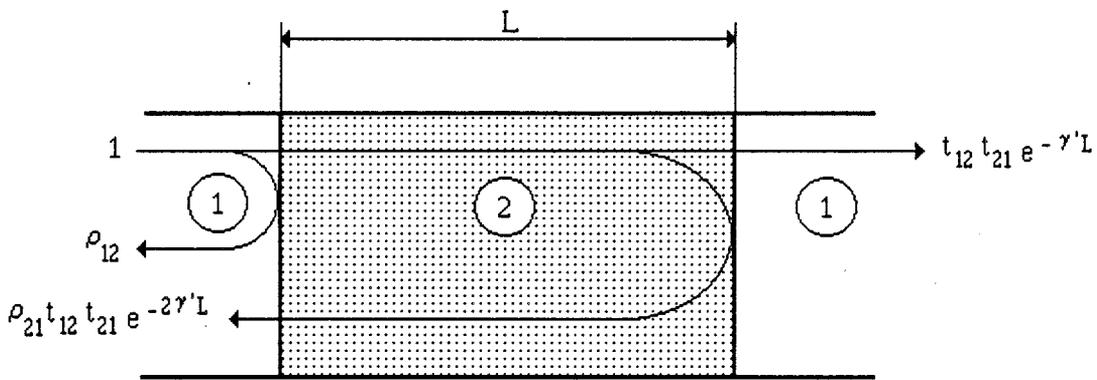
- $\gamma_1=j \beta_1=j \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ la constante de propagation des lignes d'accès 50Ω

1.2.1.3 Expression du signal radiométrique normalisé

L'expression du signal radiométrique normalisé, pour la ligne microruban dissipative isotherme est identique à la relation (I.26):



a)



b)

Figure 17: Schémas de principe du modèle simplifié.

- a) Modèle simplifié ne tenant compte que d'une seule réflexion sur le premier dioptre
- b) Modèle simplifié ne tenant compte que d'une réflexion sur le premier et le second dioptre

$$\frac{Sc(\tau)}{Sc_T(0)} = \frac{-4 \int_{f_1}^{f_2} |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi\tau) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (I.36)$$

Dans notre cadre d'étude, nous considérons que les paramètres S_{ij} du quadripôle ne varient pas avec la température de la ligne à pertes.

1.2.2 Recherche du signal radiométrique maximal.

Il convient d'effectuer un choix convenable des paramètres géométriques et électriques de la ligne afin d'obtenir un signal radiométrique maximal, pour un temps de retard nul du corrélateur, lorsque la ligne est portée à une température constante.

Les travaux de Lauer [1] ont montré, expérimentalement, qu'il peut exister pour une largeur W_2 donnée de la ligne dissipative, un couple de valeurs L et l_r qui rendent le signal radiométrique maximal. Cependant, ces travaux ne nous renseignent pas sur le choix de la largeur de ligne W_2 . L'étude qui suit va démontrer qu'il existe une valeur optimale de W_2 associée à un couple de valeurs optimales L et l_r qui rendent le signal radiométrique maximal.

Une première méthode approchée, mais physique, à fréquence fixe, ne prend en compte qu'un nombre limité de réflexions multiples engendrées à l'interface entre les lignes d'accès et la ligne dissipative. Nous traitons ensuite le problème de façon rigoureuse: les résultats obtenus à partir de l'approche analytique nous permettent d'initialiser la phase d'optimisation des paramètres géométriques et électriques de la ligne.

1.2.2.1 Modèle simplifié considérant un nombre limité de réflexions multiples

Considérant la relation (I.24) et recherchant pour une fréquence donnée les conditions d'une valeur maximale de $Sc(0)$, il suffit de rendre maximal la quantité:

$$\text{Re}(S_{11}S_{21}^*) = |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \quad (I.37)$$

Nous nous permettons le plus grand nombre de simplifications possibles, en limitant au maximum le nombre de réflexions multiples: le signal incident, venant de la gauche de la cellule, se réfléchit sur le premier dioptré et est transmis par le quadripôle (figure 17a).

On en déduit les expressions des paramètres S_{11} et S_{21} :

$$S_{11} = \rho_{12}$$

$$S_{21} = t_{12}t_{21} e^{-\gamma L}$$

Une deuxième simplification consiste à considérer que la partie réactive X' de l'impédance caractéristique Z' de la ligne dissipative est faible ou encore que son module est négligeable par rapport à la partie réelle de Z' . Ceci revient à émettre l'hypothèse:

$$\frac{r}{\beta R} \ll 1$$

Dans ce cas les paramètres de la ligne dissipative (I.27 à I.30) s'écrivent:

$$\alpha' = \frac{r}{2R} \quad (\text{I.27 bis})$$

$$\beta' = \beta \quad (\text{I.28 bis})$$

$$R' = R \quad (\text{I.29 bis})$$

$$X' = -\frac{r}{2\beta} \quad (\text{I.30 bis})$$

et les relations (I.33 à I.35) deviennent:

$$\rho_{12} = \frac{R - R_1}{R + R_1} e^{j \left[\frac{2R_1 X}{R^2 - R_1^2} \right]} = -\rho_{21} \quad (\text{I.33 bis})$$

$$t_{12} = \frac{2R}{R + R_1} e^{j \left[\frac{R_1 X}{R(R_1 + R)} \right]} \quad (\text{I.34 bis})$$

$$t_{21} = \frac{2R_1}{R + R_1} e^{j \left[\frac{-X}{R_1 + R} \right]} \quad (\text{I.35 bis})$$

Comme X est très inférieur à R , dans cette étape d'approximation, on pourra aussi admettre que les phases de ρ_{12} , t_{12} et t_{21} sont nulles, une propriété qui sera d'ailleurs vérifiée dans tous les cas envisagés.

Par conséquent la relation (I.37) devient:

$$\text{Re}(S_{11}S_{21}^*) = \frac{4R_1 R(R - R_1)}{(R + R_1)^3} e^{-\alpha L} \cos(\beta L) \quad (\text{I.38})$$

La relation (I.38) est maximale pour

$$L = \frac{\lambda_g}{2} \quad (\text{I.39})$$

$$R = (2 - \sqrt{3}) R_1 \quad (\text{I.40})$$

mais elle devrait l'être aussi pour $\alpha'=0$, ce qui est incompatible avec l'émission de bruit thermique.

Notre modèle doit donc être affiné: c'est pourquoi nous prenons en compte une réflexion supplémentaire sur le deuxième dioptré (figure 17b). On obtient ainsi des expressions plus rigoureuses de S_{11} et S_{21} :

$$S_{11} = \rho_{12} + t_{12}t_{21} \rho_{21} e^{-2\gamma'L}$$

$$S_{21} = t_{12}t_{21} e^{-\gamma'L}$$

Par conséquent l'expression (I.37) devient:

$$\text{Re}(S_{11}S_{21}^*) = \frac{4R_1R(R-R_1)}{(R+R_1)^3} e^{-\alpha'L} \cos(\beta'L) \left[1 - \frac{4RR_1}{(R+R_1)^2} e^{-2\alpha'L} \right] \quad (\text{I.38 bis})$$

La valeur optimale de α' est:

$$\alpha' = -\frac{1}{2L} \text{Ln} \left[\frac{(R+R_1)^2}{12RR_1} \right]$$

En ce qui concerne les valeurs optimales de la longueur L et de la partie réelle de l'impédance caractéristique R , nous conservons les valeurs trouvées précédemment (I.39 et I.40) : ce qui revient encore à négliger les termes en $e^{-3\alpha'L}$ par rapport aux termes en $e^{-\alpha'L}$ dans la relation (I.38 bis).

Pour des raisons de technologie de fabrication des lignes, on choisit $R = (2 - \sqrt{3}) R_1 = 13,4 \Omega$ plutôt que $R = (2 + \sqrt{3}) R_1 = 186,6 \Omega$. En effet cette dernière valeur imposerait une largeur de ligne trop faible de l'ordre de $5 \mu\text{m}$.

En résumé, les valeurs optimales des paramètres géométriques permettant d'obtenir un signal radiométrique maximal, à une fréquence fixée, sont données par les expressions suivantes:

$$R = (2 - \sqrt{3}) R_1 = 13,4 \Omega \quad ; \quad W_2 = 6 \text{ mm}$$

$$l_r = -\frac{W_2 R}{NR} \operatorname{Ln} \left[\frac{(R+R_1)^2}{12RR_1} \right]$$

$$L = \frac{\lambda_g}{2}$$

Les résultats obtenus par ce raisonnement nous permettrons d'initialiser la phase d'optimisation du modèle numérique rigoureux.

1.2.2.2 Approche numérique du modèle complet

Nous considérons maintenant le modèle complet tenant compte de toutes les réflexions multiples pouvant exister aux interfaces entre les lignes d'accès et la ligne dissipative.

Rappelons qu'il s'agit de déterminer les valeurs de R, L et l_r pour obtenir le signal radiométrique maximal défini par la relation (I.26). On utilise une optimisation par une méthode de recherche directe [22] [23]. Comme toute méthode d'optimisation, il est nécessaire d'introduire des valeurs initiales pour démarrer le processus qui résultent du modèle simplifié du paragraphe précédent.

Application numérique pour $f = 3\text{GHz}$.

Pour une ligne comportant 5 plots résistifs, les conditions initiales prennent les valeurs suivantes:

$$R = 13,4 \Omega \leftrightarrow W_2 = 6 \text{ mm}$$

$$l_r = 450 \mu\text{m}$$

$$L = 2,16 \text{ cm}$$

Le programme d'optimisation nous donne les résultats suivants:

$$R = 11,7 \Omega \leftrightarrow W_2 = 7,03 \text{ mm}$$

$$l_r = 640 \mu\text{m}$$

$$L = 1,87 \text{ cm}$$

Par conséquent, on peut en déduire, d'une part la valeur de la constante de propagation complexe γ' et d'autre part la valeur de l'impédance caractéristique Z' :

$$\gamma' = \alpha' + j. \beta' = 25,8 + j.145,9$$

$$Z' = R' + j.X' = 11,8 - j.2,1$$

Ces résultats sont à comparer aux valeurs obtenues par application des relations (I.27 bis) à (I.30 bis):

$$\gamma' = \frac{r}{2R} + j \cdot \beta = 26,2 + j \cdot 143,6$$

$$Z' = R - j \cdot \frac{r}{2\beta} = 11,7 - j \cdot 2,1$$

On constate donc que les approximations utilisées avec notre modèle approché sont justifiées.

Remarquons que les méthodes approchée et rigoureuse donnent des valeurs assez différentes de W_2 , l_r et L . Ces différences sont dues, essentiellement, au choix des phases nulles des coefficients ρ_{12} , t_{12} et t_{21} et au fait que le modèle ne tient compte que d'un nombre limité de réflexions. Les valeurs approchées sont néanmoins des valeurs initiales nécessaires à l'optimisation.

La figure 18, nous présente la valeur du signal radiométrique normalisé maximal $\left[\frac{Sc(0)}{Sc_T(0)} \right]$ en fonction de la longueur de ligne W_2 à la fréquence de 3 GHz.

Application dans le cas où l'on tient compte de la bande passante du corrélateur:

Le prototype de radiomètre par corrélation que nous utilisons, pour effectuer nos vérifications expérimentales, possède une large bande passante (2 à 4 GHz). Par conséquent, si l'on veut déterminer les paramètres géométriques optimaux, il est nécessaire de tenir compte de cette bande passante lors de notre phase d'optimisation. Dans ce cas, les résultats obtenus diffèrent légèrement de ceux à 3 GHz:

$$R = 11,94 \Omega \leftrightarrow W_2 = 6,8 \text{ mm}$$

$$l_r = 660 \mu\text{m}$$

$$L = 1,89 \text{ cm}$$

L'évolution du signal radiométrique normalisé maximal en fonction de la largeur de ligne W_2 , en tenant compte de la bande passante du radiomètre, est présentée à la figure 19.

Nous avons mis au point une méthode d'optimisation permettant de déterminer les paramètres géométriques et électriques optimaux pour obtenir un signal radiométrique maximal dans la bande passante du radiomètre. Les conditions initiales de cette méthode d'optimisation peuvent être calculées simplement à partir d'un modèle théorique approché ne tenant compte que d'un nombre limité de réflexions multiples.

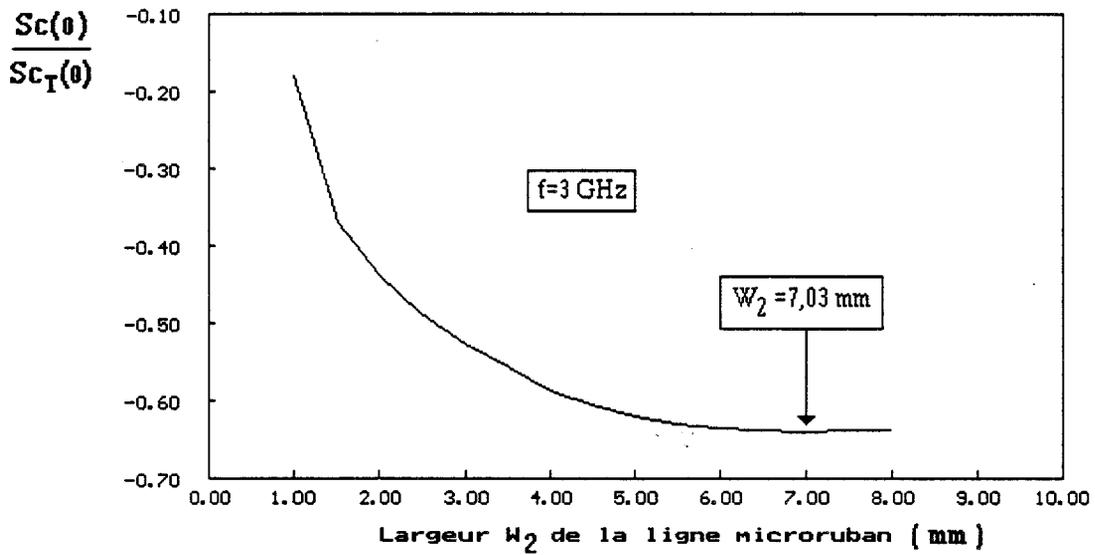


Figure 18: Evolution du signal radiométrique normalisé optimal, à la fréquence de 3 GHz, en fonction de la largeur W_2 de la ligne microruban

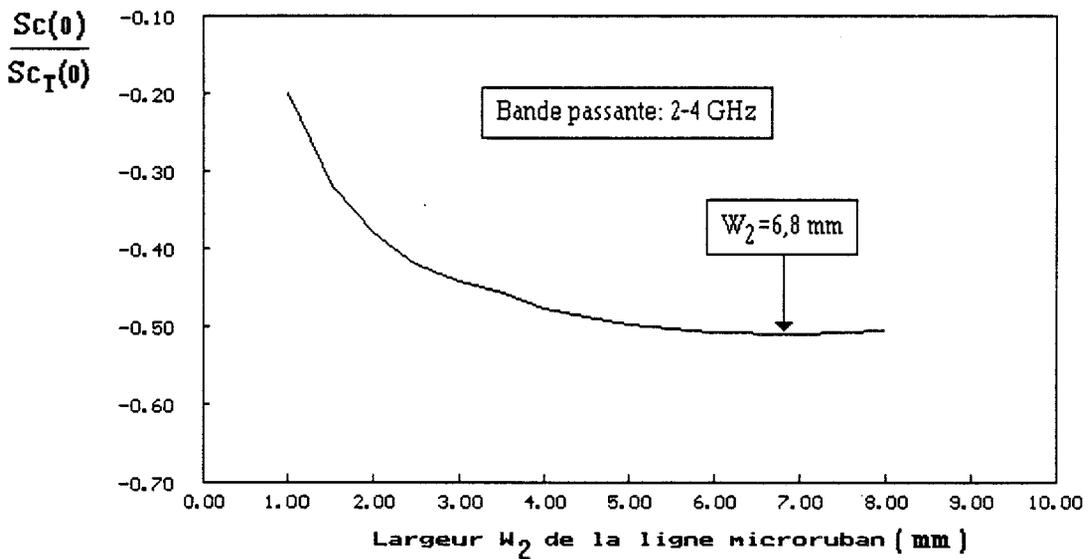


Figure 19: Evolution du signal radiométrique normalisé optimal, tenant compte de la bande passante du radiomètre, en fonction de la largeur W_2 de la ligne microruban

1.2.2.3 Choix des paramètres géométriques et électriques de la ligne

Les résultats de la méthode d'optimisation, exposée au paragraphe précédent, nous imposent d'avoir une largeur du ruban de la ligne dissipative importante ($W_2=6,8$ mm). Etant donnée la faible variation du signal radiométrique au voisinage de la valeur optimum de la largeur de ligne W_2 , on préfère choisir une largeur de ligne inférieure pour laquelle le signal radiométrique n'est pas trop différent de sa valeur maximum. Nous choisissons donc de réaliser des lignes, de largeur $W_2=5$ mm, pour lesquelles la valeur du signal radiométrique ne diffère que de 2,5% de sa valeur maximum. Dans ce cas, les valeurs optimales de la longueur de ligne L et de la longueur l_r des plots résistifs deviennent:

$$l_r = 650 \mu\text{m}$$

$$L = 1,85 \text{ cm}$$

1.2.3 Confrontations théorie-expérience

Les différentes lignes dissipatives à partir desquelles nous avons effectué des confrontations ont été réalisées sur deux types de substrats.

Le premier, un substrat synthétique (RT/DUROID 6006 Ohmega ply) avec une couche résistive déposée sur l'une de ces faces, possède les caractéristiques suivantes:

Permittivité du substrat: $\epsilon_r = 6$

Eaisseur du substrat: $h = 0,635$ mm

Epaisseur de la couche métallisée en cuivre: $t = 17,5$ μm

Résistance carré de la couche résistive: $R = 25$ Ω

Tangente de l'angle de pertes: $\text{tg } \delta = 0,002$

Les opérations technologiques de gravures de ce type de ligne sont décrites en annexe (annexe A.2).

Des lignes dissipatives ont aussi été réalisées sur un substrat en AsGa sur lequel a été déposé une couche de titane qui joue à la fois le rôle de la couche résistive et celui de la couche d'accrochage pour la métallisation. Ce type de substrat possède les caractéristiques suivantes:

Permittivité du substrat: $\epsilon_r = 13$

Eaisseur du substrat: $h = 415$ μm

Epaisseur de la couche métallisée en or: $t = 0,3$ μm

Résistance carré de la couche résistive: $R = 4,8$ Ω

Épaisseur de la couche résistive = 0.1 μm

1.2.3.1 Vérifications sur les termes S_{ij}

De nombreuses confrontations théorie-expérience ont été effectuées sur les paramètres S_{ij} des diverses lignes microrubans dissipatives réalisées sur les différents substrats. Nous en présentons, figures 20 à 25, quelques exemples.

Les paramètres S_{ij} expérimentaux ont été relevés à partir d'un analyseur de réseau vectoriel. D'un point de vue théorique, la comparaison est effectuée à partir du logiciel de simulation TOUCHSTONE, et à partir des relations (I.31) et (I.32).

Les confrontations menées pour des lignes réalisées sur substrat DUROID et sur substrat AsGa sont très satisfaisantes. Néanmoins on observe des différences entre relevés expérimentaux et théoriques qui peuvent être attribuées à l'imprécision sur les dimensions géométriques des lignes microrubans dissipatives.

1.2.3.2 Vérifications sur les signaux radiométriques normalisés

Compte tenu des vérifications effectuées précédemment, montrant le bon accord entre les paramètres S_{ij} théoriques et expérimentaux, nous donnons les confrontations du signal radiométrique normalisé pour des lignes réalisées sur substrat DUROID, d'une part en fonction de la longueur l_r des plots résistifs (figure 26) et d'autre part en fonction du nombre N de plots résistifs (figure 27).

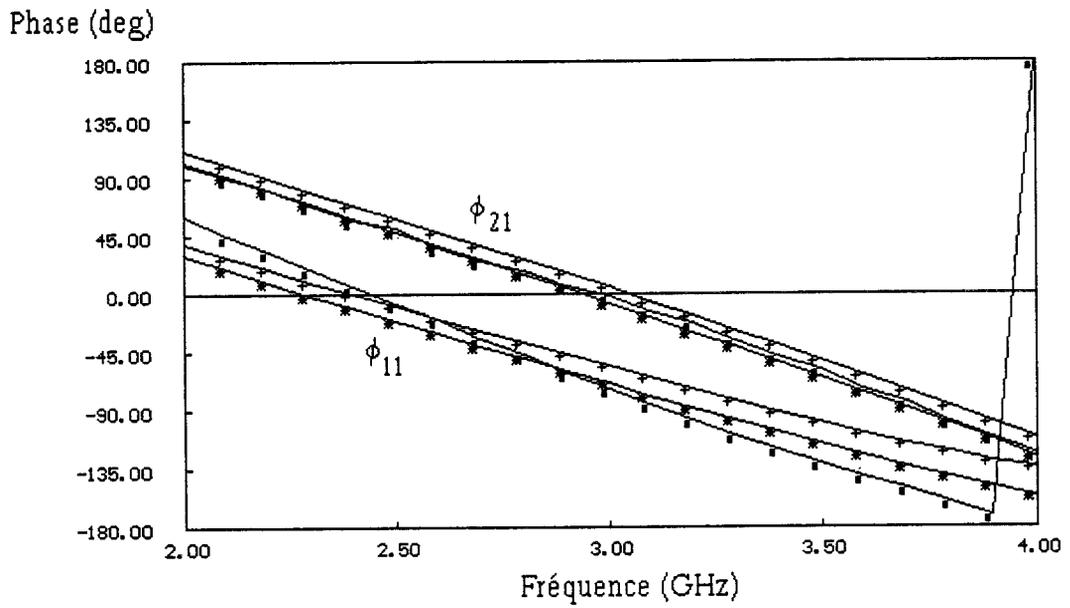
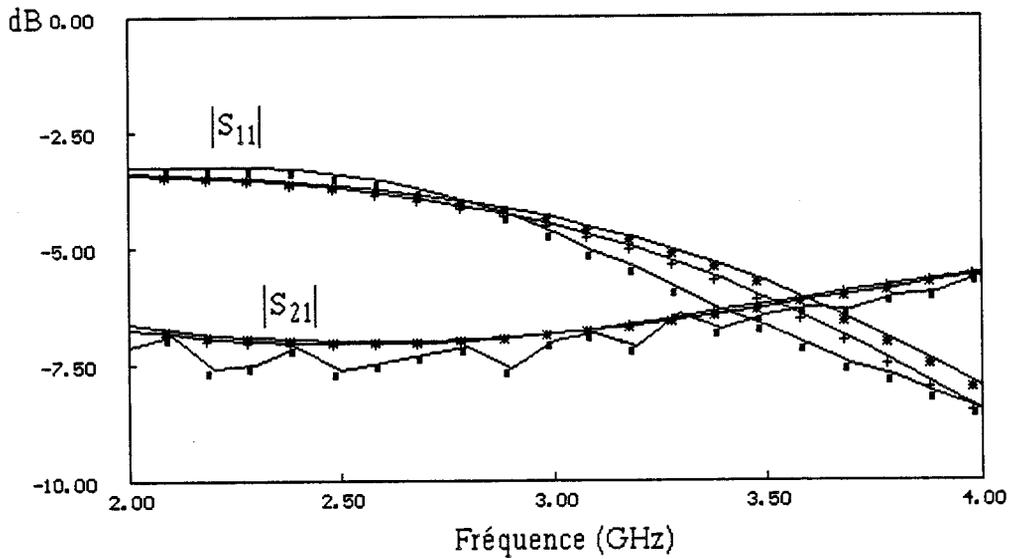


Figure 20: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32; +:Touchstone). Cas de la ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($L=1,48$ cm, $l_r=650$ μ m, $W_2=5$ mm, $N=4$).

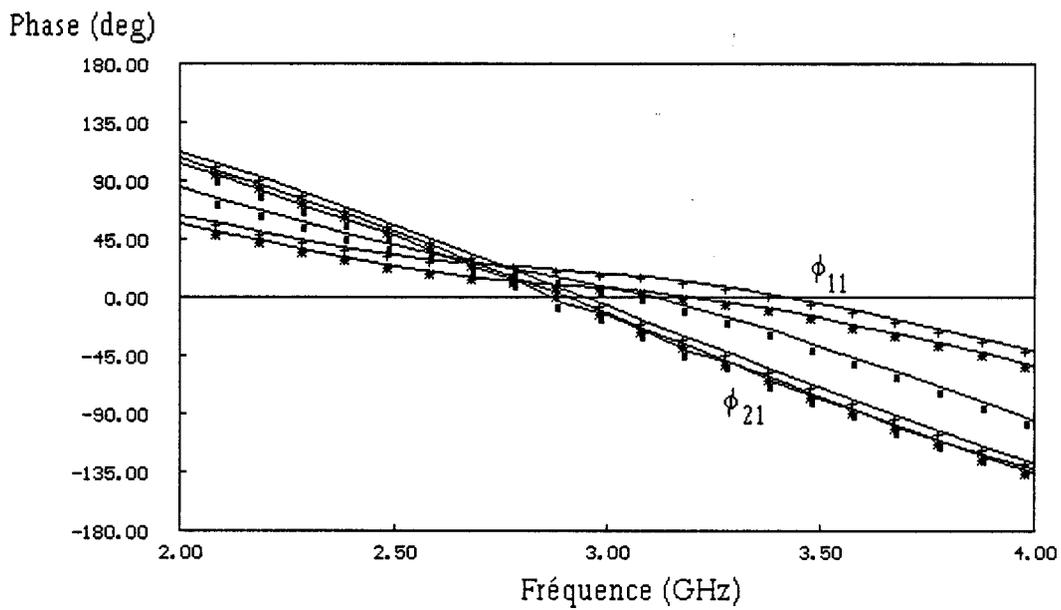
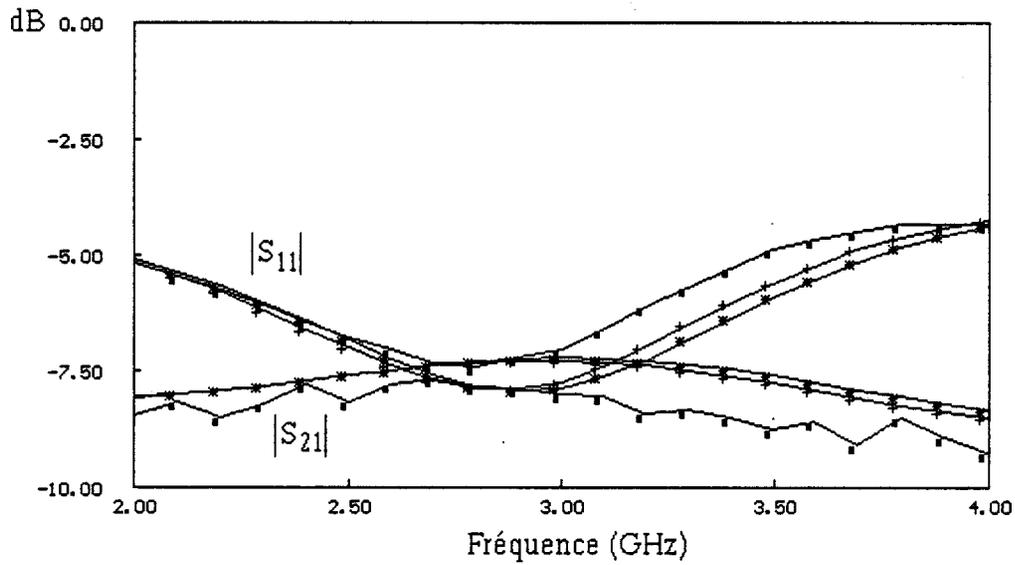


Figure 21: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32; +:Touchstone). Cas de la ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($L=2,22$ cm, $l_r=650$ μ m, $W_2=5$ mm, $N=6$).

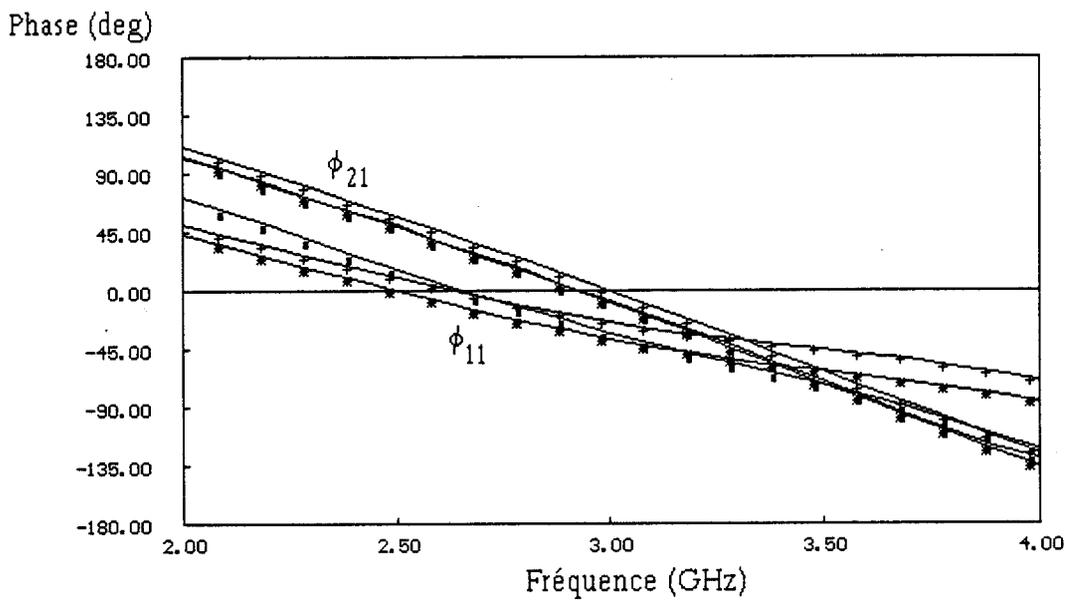
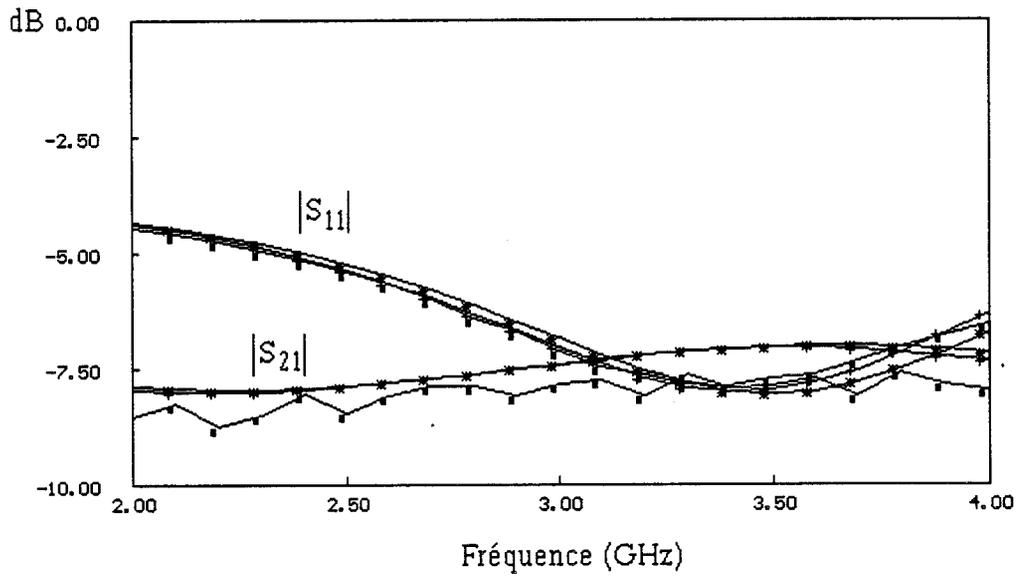


Figure 22: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32; +:Touchstone). Cas de la ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($L=1,85$ cm, $l_r=750$ μ m, $W_2=5$ mm, $N=5$).

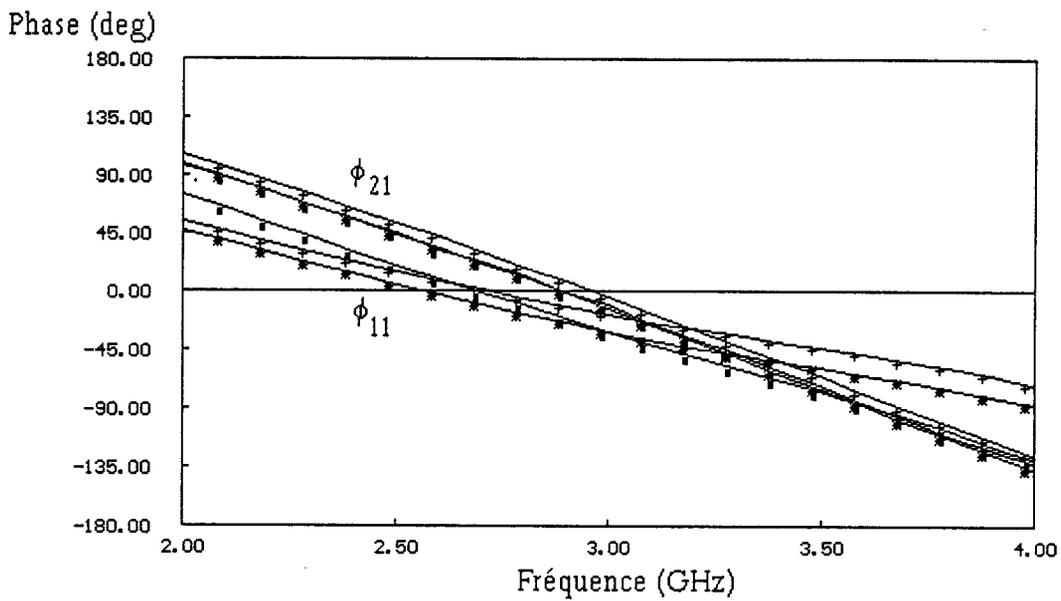
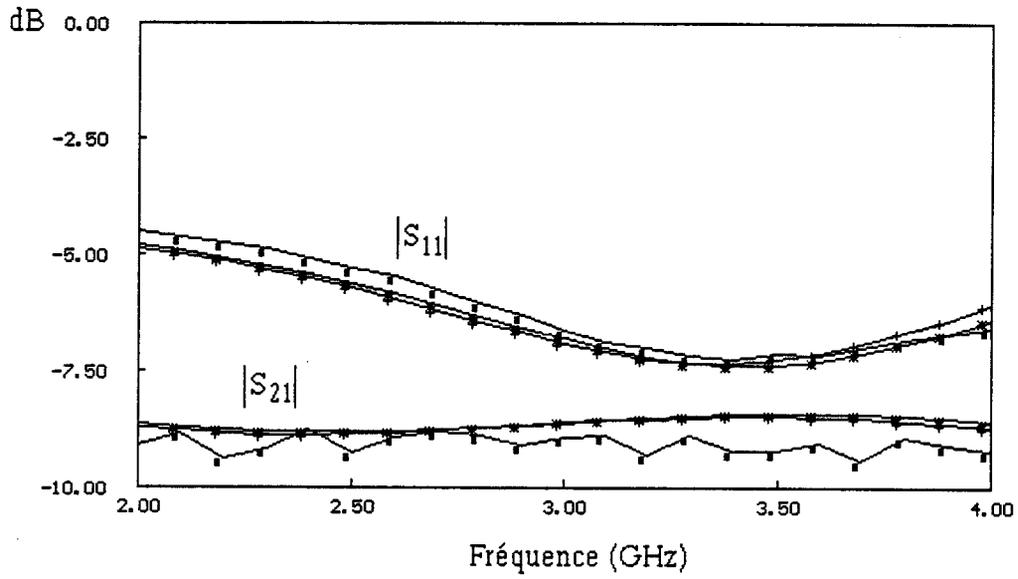


Figure 23: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32; +:Touchstone). Cas de la ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($L=1,85$ cm, $l_r=950$ μm , $W_2=5$ mm, $N=5$).

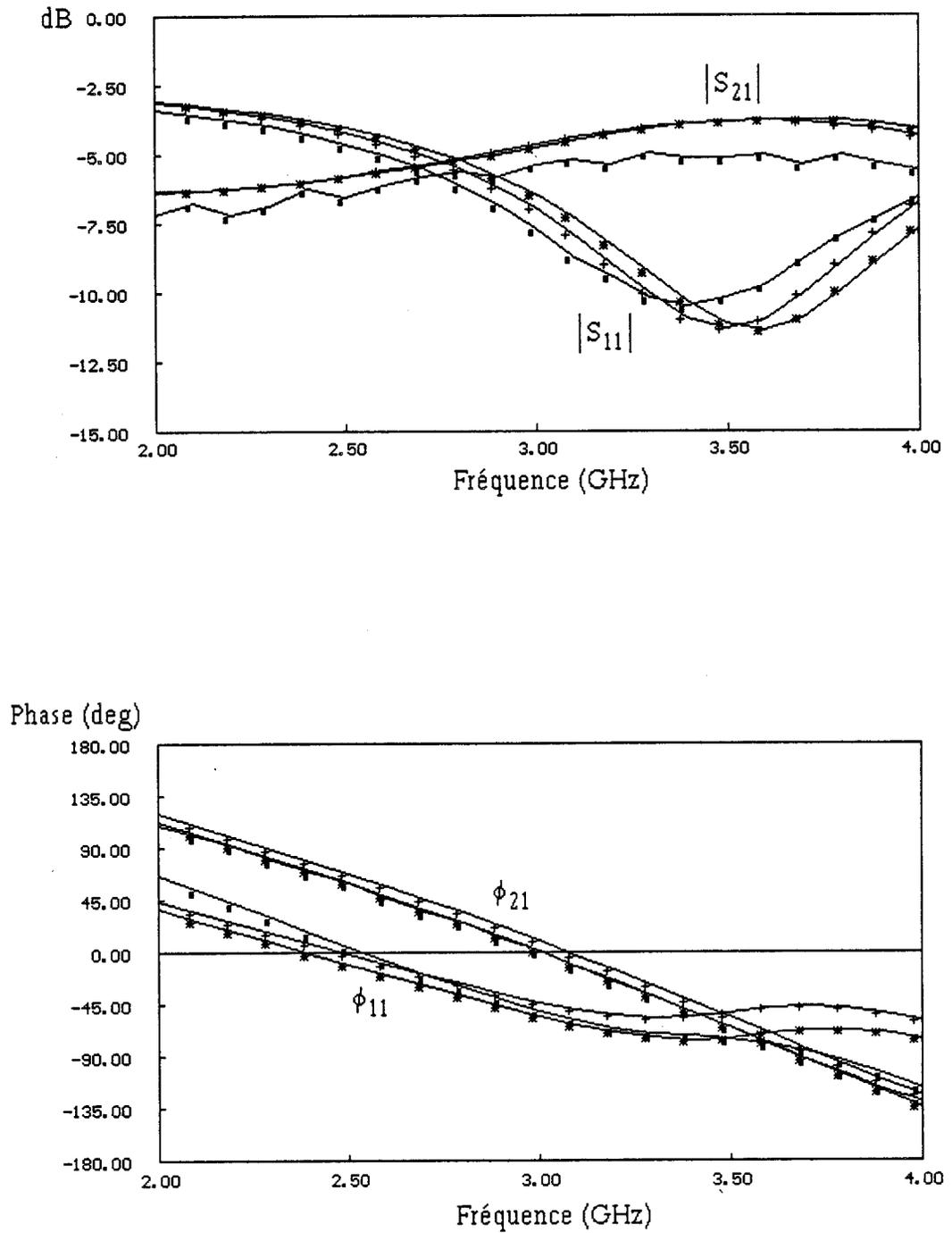


Figure 24: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32; +:Touchstone). Cas de la ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($L=1,85$ cm, $l_r=350$ μ m, $W_2=5$ mm, $N=5$).

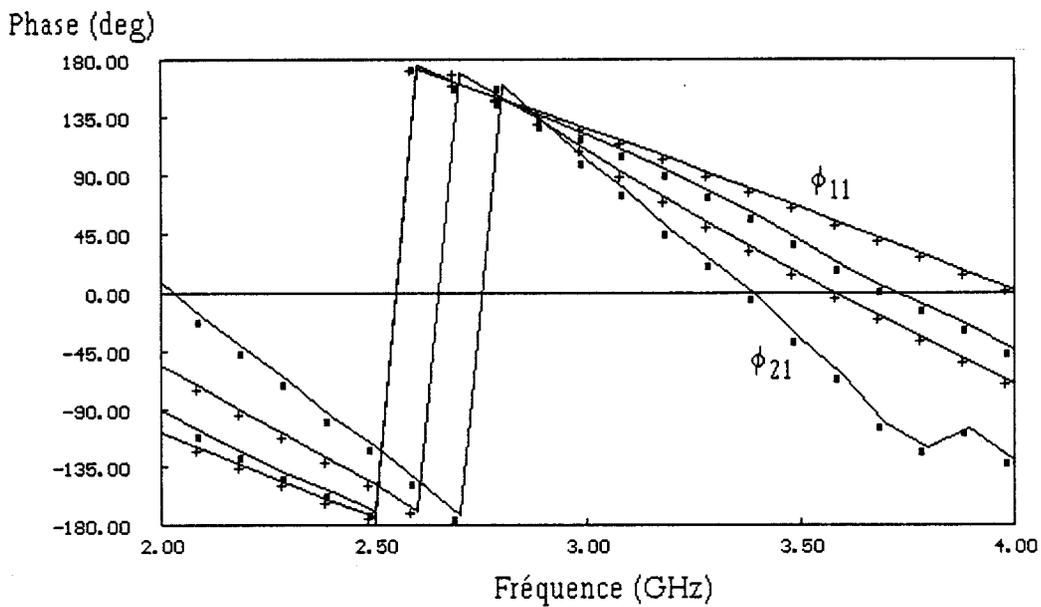
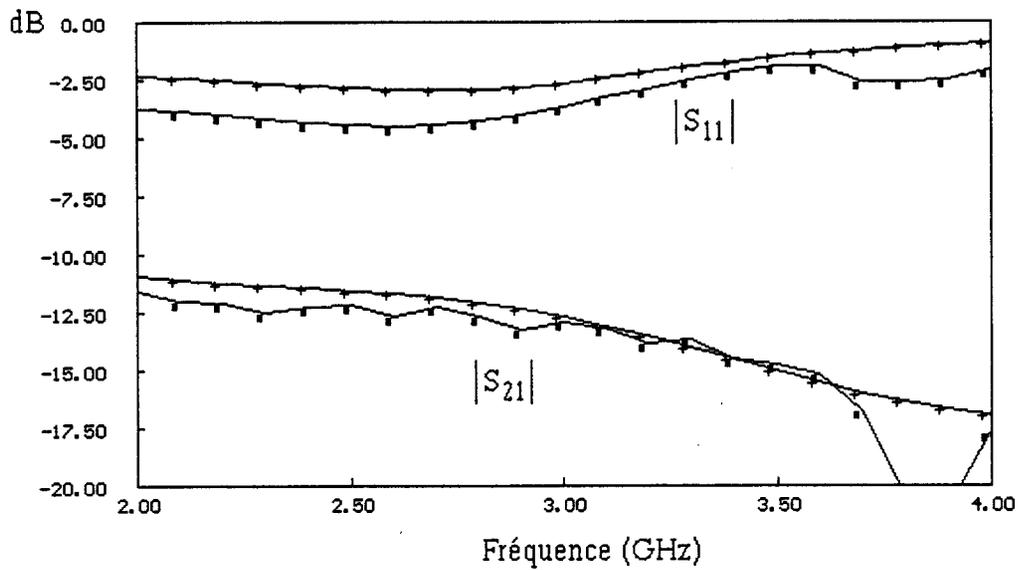


Figure 25: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (+:Touchstone). Cas de la ligne microruban réalisée sur substrat AsGa ($L=1,937\text{cm}$, $l_r=780\ \mu\text{m}$, $W_2=2,141\ \text{mm}$, $N=8$).

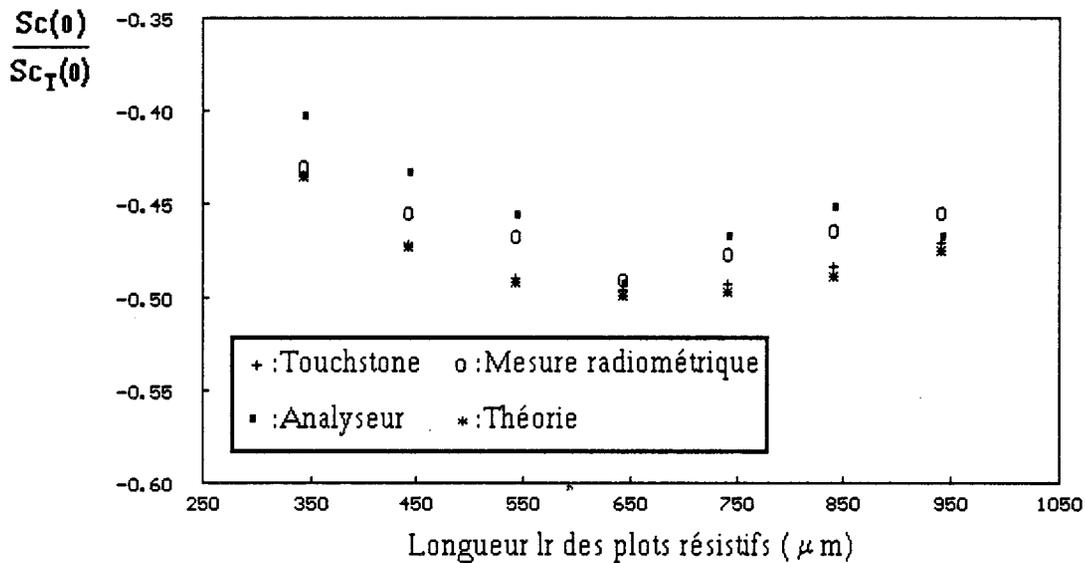


Figure 26: Evolution du signal radiométrique normalisé en fonction de la longueur lr des plots résistifs. Cas des lignes réalisées sur substrat Duroid ($W_2 = 5mm$, $N = 5$, $L = 1,85$ cm)

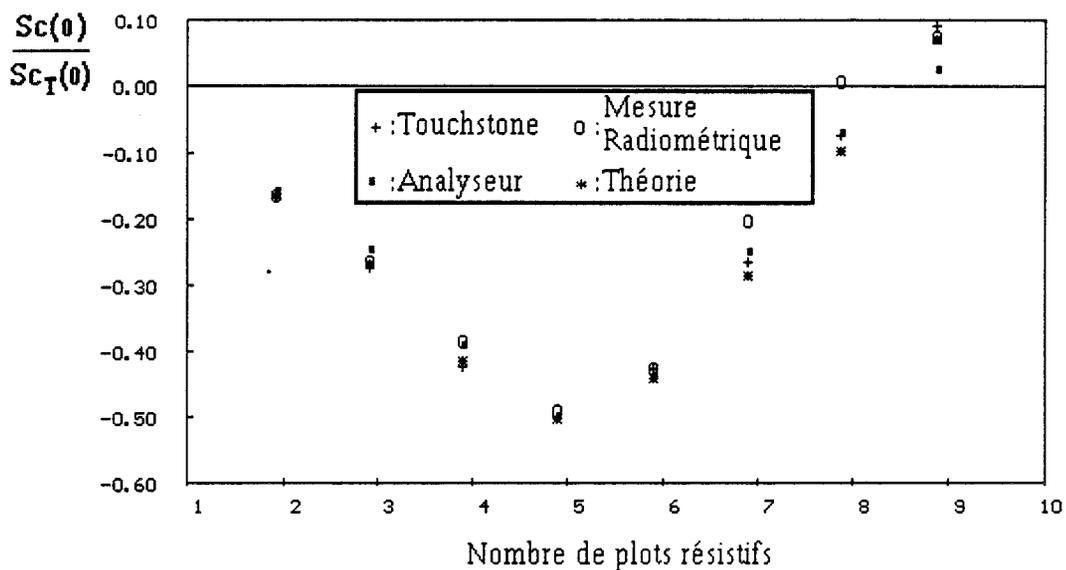


Figure 27: Evolution du signal radiométrique normalisé en fonction du nombre de plots résistifs (Lignes à atténuation constante). Cas des lignes réalisées sur substrat Duroid ($W_2 = 5$ mm, $lr = 650$ μm).

Les comparaisons sont effectuées de manière différentes à partir de l'expression (I.36) en considérant

- * soit les paramètres S_{ij} expérimentaux déduits d'une mesure de l'analyseur de réseau
- * soit les paramètres S_{ij} théoriques des relations (I.31) et (I.32)
- * soit des valeurs calculées des paramètres S_{ij} obtenus à l'aide du logiciel de simulation Touchstone.

En outre les rapports expérimentaux sont obtenus en réalisant une mesure du signal radiométrique normalisé pour un temps de retard nul du corrélateur.

L'analyse de ces courbes nous permet de valider notre méthode d'optimisation. En effet, on retrouve un signal radiométrique normalisé maximal d'une part pour une valeur de l_r optimale égale à $650 \mu\text{m}$ (figure 26) et d'autre part une valeur optimale de la longueur de ligne L égale à $1,85 \text{ cm}$ (figure 27).

1.2.3.3 Vérifications sur les interférogrammes

Nous présentons, maintenant, les relevés expérimentaux du signal radiométrique normalisé obtenu en sortie du système en fonction de la longueur Δl associée au temps de retard τ introduit par le corrélateur (figures 28 à 35).

Ces interférogrammes sont comparés aux évolutions calculées à partir de l'expression (I.36) dans laquelle sont injectées les valeurs calculées des paramètres S_{ij} obtenues par les relations (I.31) et (I.32).

Les figures 28 à 34 présentent ces comparaisons théorie-expérience pour des lignes réalisées sur substrat DUROID et la figure 35 pour une ligne réalisée sur AsGa.

Nous observons dans l'ensemble un bon accord entre la théorie et l'expérimentation.

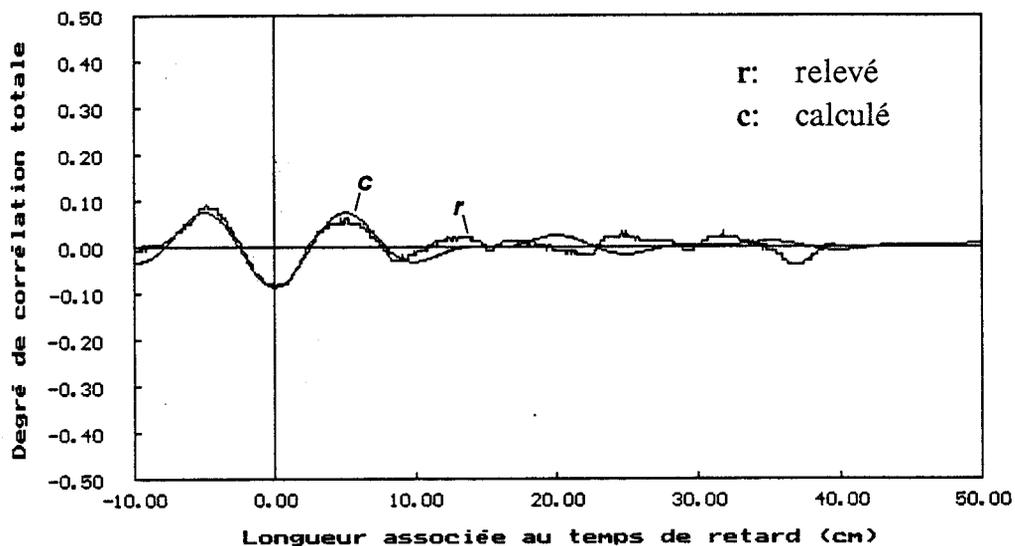


Figure 28: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=0,37$ cm, $l_r=650$ μm , $N=1$).

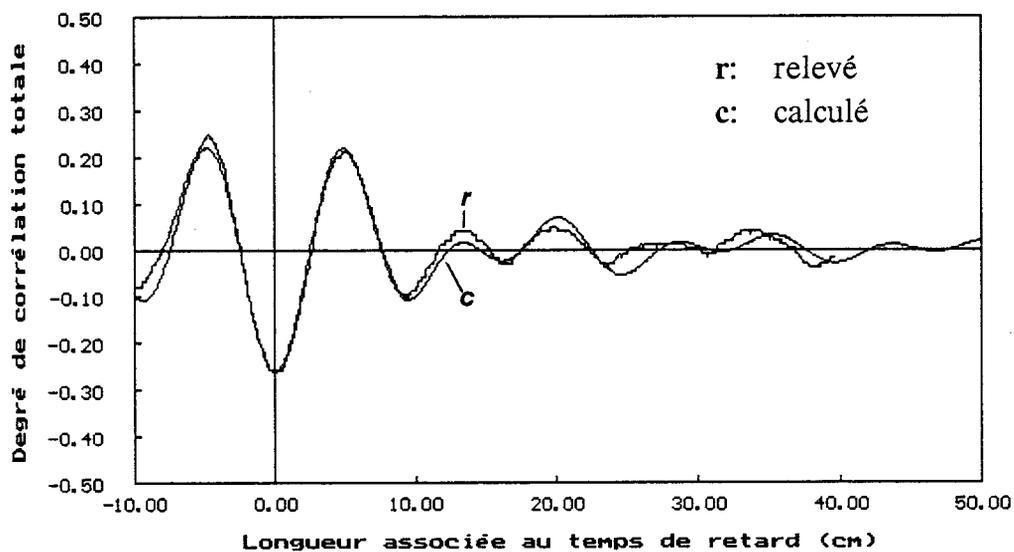


Figure 29: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=1,11$ cm, $l_r=650$ μm , $N=3$).

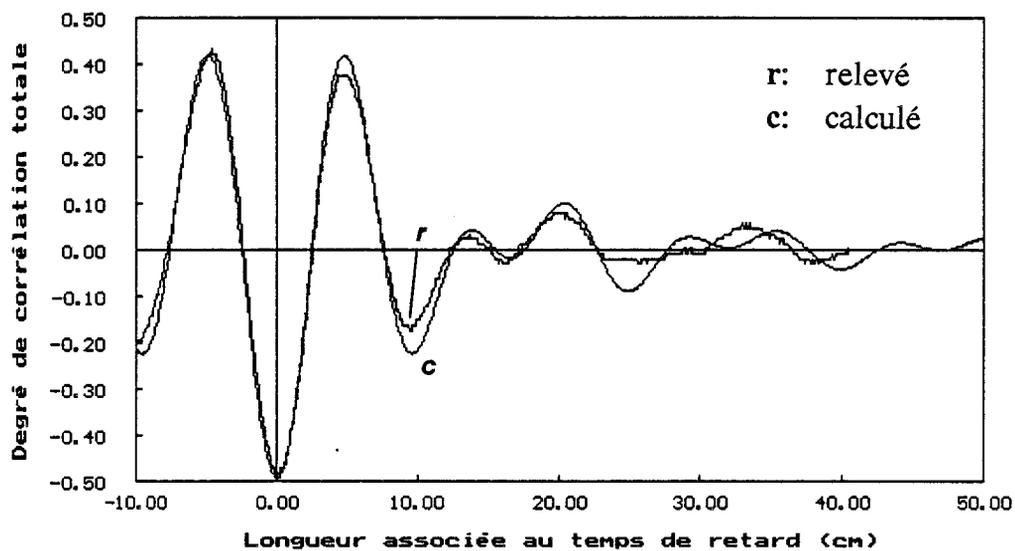


Figure 30: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=1,85$ cm, $l_r=650$ μ m, $N=5$).

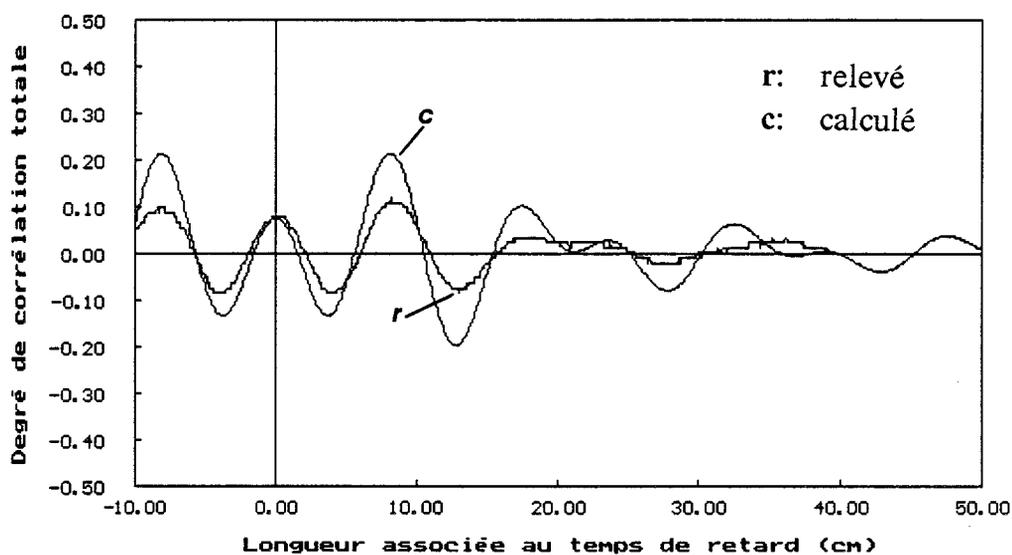


Figure 31: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=3,33$ cm, $l_r=650$ μ m, $N=9$).

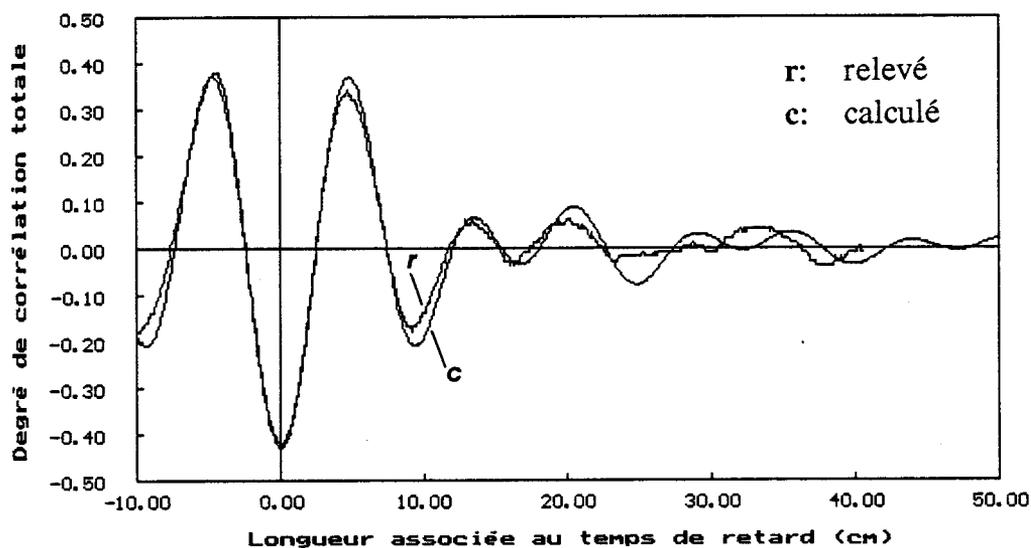


Figure 32: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=1,85$ cm, $l_r= 350$ μ m, $N=5$).

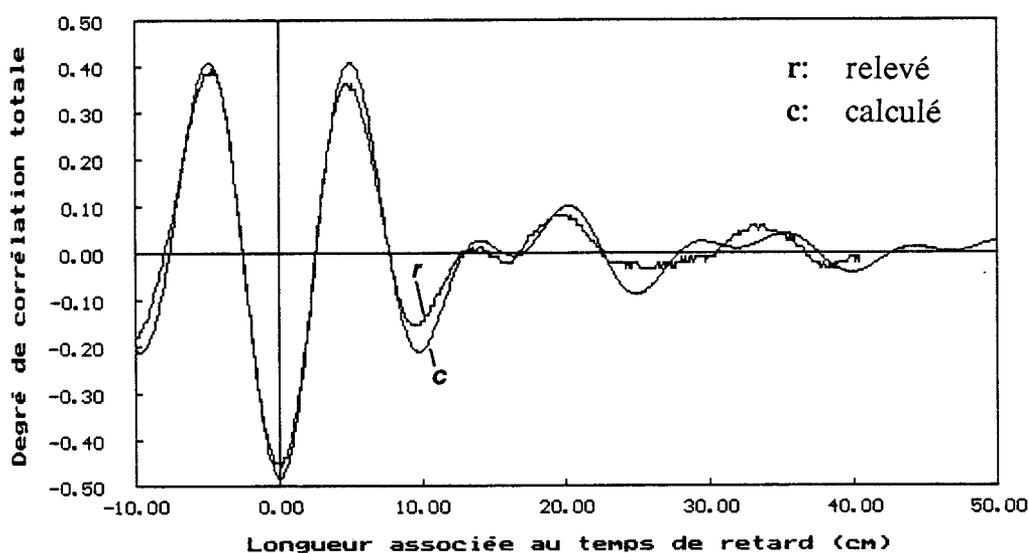


Figure 33: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=1,85$ cm, $l_r= 850$ μ m, $N=5$).

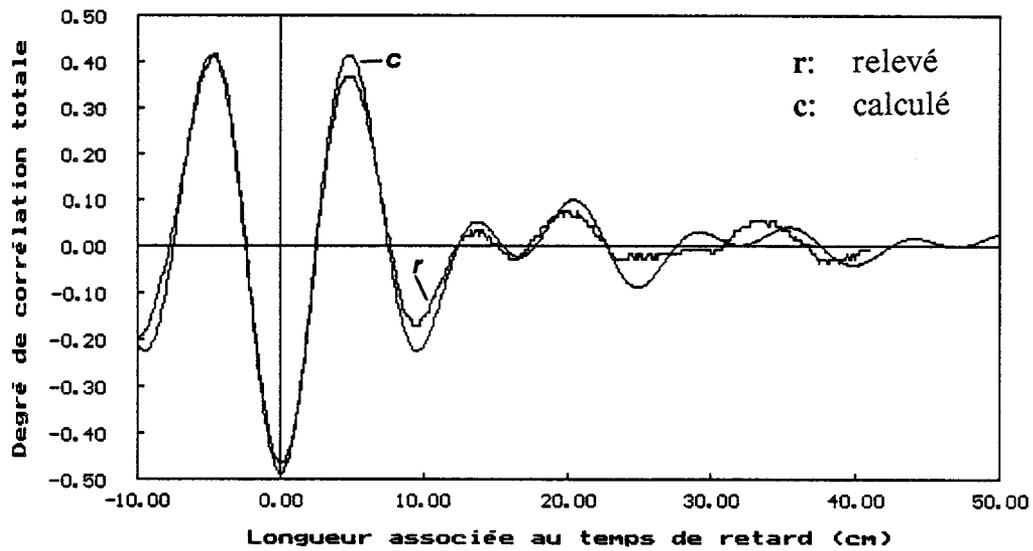


Figure 34: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat Duroid ($W_2=5$ mm, $L=1,85$ cm, $l_r= 550$ μ m, $N=5$).

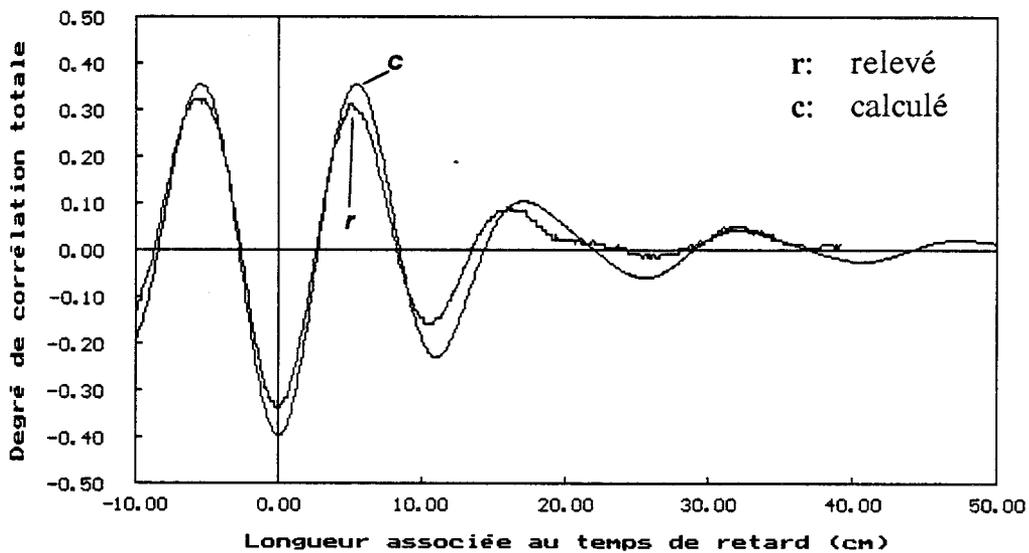


Figure 35: Interférogrammes relevé et calculé. Cas d'une ligne microruban réalisée sur substrat AsGa ($W_2=2,141$ mm, $L=1,9368$ cm, $l_r= 780$ μ m, $N=8$).

1.3 Cas d'un point chaud situé sur une ligne microruban dissipative

L'étude que nous venons de mener est intéressante si l'on veut réaliser la mesure de la température d'une ligne isotherme, puisque nous savons comment rendre maximal le signal radiométrique.

Le problème se pose en d'autres termes dans le cas où une cause extérieure amène les plots de la ligne microruban à des températures différentes. L'analyse du signal du radiomètre à corrélation peut alors être exploité pour déterminer ces températures. Ainsi, la ligne dissipative, associée au corrélateur, peut être considéré comme un capteur mesurant la température en ces différents points. Dans ce cas, le signal radiométrique peut être considéré comme résultant de deux effets: le premier provenant de la température moyenne T_m de la ligne considérée comme isotherme, le second provenant des gradients de température par rapport à cette température moyenne, pouvant exister en différents points de la ligne. Si le capteur est destiné à mettre en évidence les gradients thermiques, il doit être conçu pour minimiser le premier effet et optimiser le second.

Pour minimiser la contribution de la ligne isotherme, la première solution est de porter la ligne et les charges de référence à la même température $T_m = T_0$. C'est une technique non envisageable dans l'optique de la conception d'un capteur thermométrique puisque, en principe, on ne connaît pas la température moyenne T_m de la ligne.

Une deuxième solution serait obtenue à l'aide d'adaptateurs qui seraient placés de part et d'autre de la ligne dissipative. Dans ce cas, on serait effectivement ramené au cas mentionné dans l'introduction, page 1 - où le radiomètre ne "voit" que les gradients thermiques. Nous n'avons pas abordé ce problème qui, à notre avis, passe par la réalisation d'un dispositif plus complexe que prévu.

Une troisième solution consiste à déterminer les paramètres géométriques et électriques de la ligne microruban pour arriver au but recherché; c'est ainsi que nous opérons.

Nous rappelons, dans un premier temps, l'expression du signal radiométrique d'une tranche élémentaire qui est le siège d'un gradient de température.

Nous traitons, ensuite, un modèle simplifié, analogue à celui utilisé au paragraphe 1.2.2.1.

Les résultats de cette approche simplifiée sont comparés aux résultats d'une approche numérique rigoureuse tenant compte des réflexions multiples.

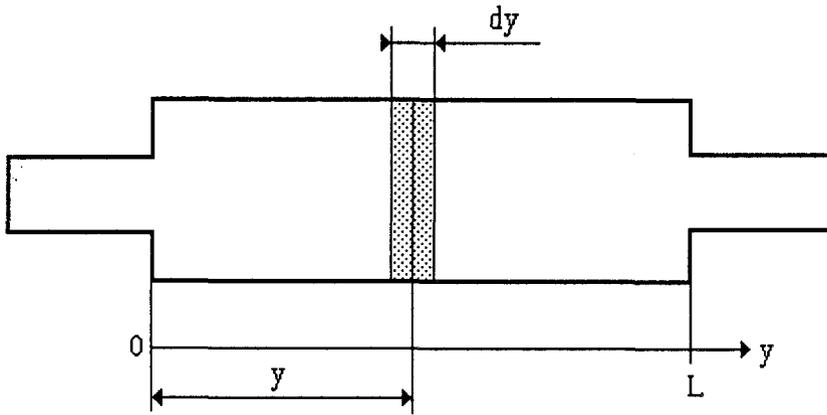


Figure 36: Référentiel de base permettant de définir la position théorique y du point chaud sur la ligne microruban dissipative

Nous présentons des confrontations théorie-expérience sur les paramètres S_{ij} ainsi que sur les signaux radiométriques du corrélateur lorsque $\tau = 0$ et en fonction de la longueur $\Delta l = \tau.c$ associée au temps de retard du corrélateur (interférogrammes).

1.3.1 Signal radiométrique

Considérons une tranche d'épaisseur dy , portée à la température $T_0+\Delta T$ et située à une distance y à l'intérieur de la ligne dissipative (figure 36). La contribution de cette tranche au signal radiométrique a déjà été établie [1]:

$$\begin{aligned}
 S_c(y,\tau) = -8K'\Delta T \int_{f_1}^{f_2} |G| & \frac{\alpha'dye^{-\alpha'L}(1-|\rho_{12}|^2)}{(1-|\rho_{21}|^2e^{-2\gamma L})} [\cos(\beta'(L-2y)-2\pi f\tau) \\
 & + |\rho_{21}| e^{-2\alpha'L} \cos(\beta'L-\phi_1-2\pi f\tau) \\
 & + |\rho_{21}| e^{-2\alpha'(L-y)} \cos(-\beta'L+\phi_1-2\pi f\tau) \\
 & + |\rho_{21}|^2 e^{-2\alpha'L} \cos(-\beta'(L-2y)-2\pi f\tau)] df \quad (I.41)
 \end{aligned}$$

avec ϕ_1 la phase de ρ_{21}

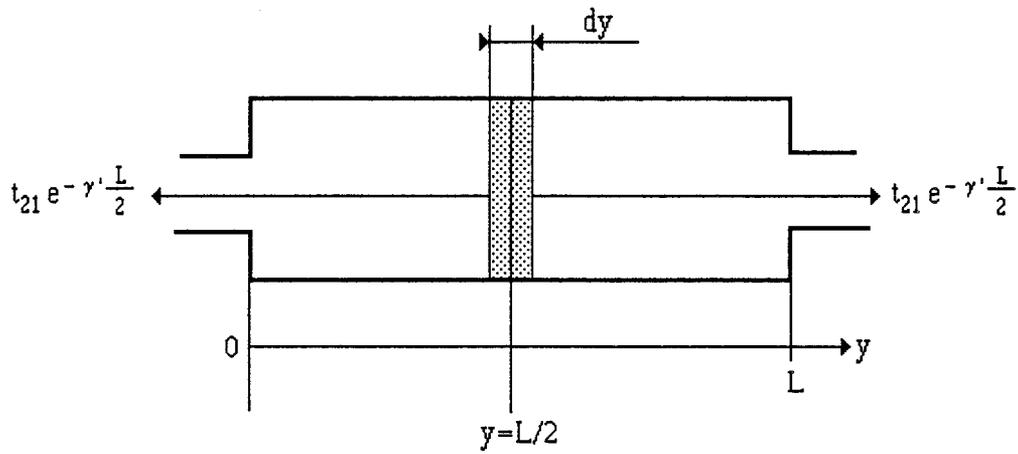
Cette relation va être utilisée pour déterminer la position ainsi que la température d'un point chaud situé sur la ligne dissipative.

Notons que la normalisation de l'intégration de la relation (I.41) sur la longueur L de la ligne dissipative permet de retrouver l'expression (I.36).

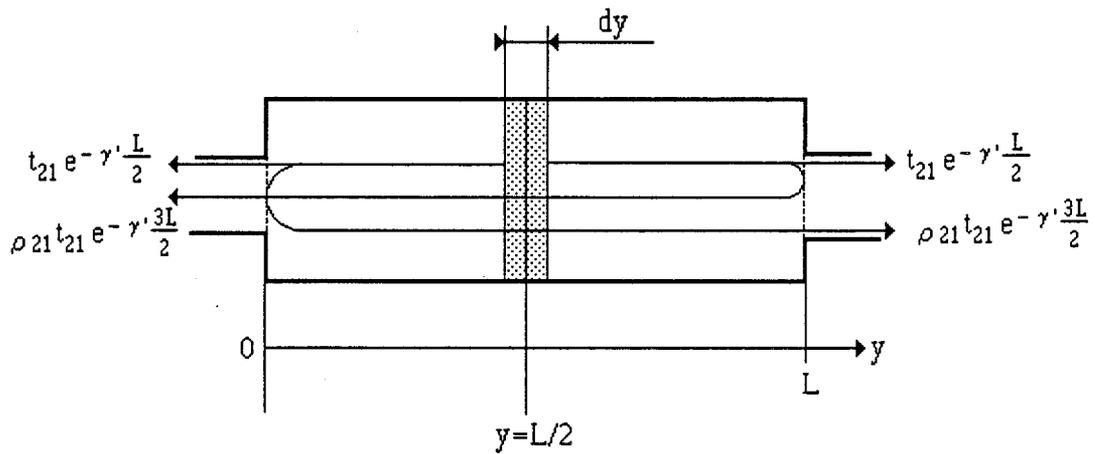
1.3.2 Recherche du signal radiométrique maximal

Il s'agit de déterminer les paramètres géométriques et électriques de la ligne dissipative afin de rendre maximum la contribution d'une tranche élémentaire, portée à une température $T_m+\Delta T$, tout en minimisant la contribution de la ligne isotherme.

Nous traitons ici le cas d'une tranche d'épaisseur dy située à la position $y=L/2$ à l'intérieur de la ligne microruban (figure 36), les résultats obtenus sont facilement étendus à d'autres valeurs de y , sachant que l'interférogramme sera pratiquement décalé du temps de retard correspondant.



a)



b)

Figure 37: Schéma de principe du modèle simplifié

a) Modèle simplifié négligeant les réflexions sur les interfaces entre les lignes d'accès et la ligne dissipative

b) Modèle simplifié ne tenant compte que d'une réflexion sur le premier et le second dioptré

1.3.2.1 Modèle simplifié ne tenant compte que d'un nombre limité de réflexions

Nous nous intéressons uniquement au signal radiométrique correspondant à un temps de retard nul du corrélateur ($\tau=0$).

Nous nous permettons le plus grand nombre de simplifications possibles, et négligeons d'abord toutes les réflexions: le signal provenant de la tranche d'épaisseur dy est transmis vers la gauche et la droite de la ligne sans réflexions aux interfaces (figure 37 a).

Dans ce cas la relation (I.41) se réduit à l'expression suivante, pour une fréquence donnée:

$$\delta Sc(0,L/2) = -8K'\Delta T\alpha'dy(1 - |\rho_{12}|^2)e^{-\alpha'L} \quad (I.42)$$

Cette relation sera maximale, en particulier, pour $|\rho_{12}|^2 = 0$

Notons que si l'on arrive à respecter cette condition, alors pour une ligne dissipative, de longueur L et d'atténuation α' fixées, on obtient une contribution de la tranche d'épaisseur dy maximale et une contribution nulle de la ligne isotherme. En effet, une condition pour que le signal de la ligne isotherme soit nul est qu'il n'existe pas de réflexions sur les accès de la ligne à pertes (paragraphe 1.1.4.3).

Or cette condition est irréalisable pour une ligne dissipative étant donnée l'existence d'une partie imaginaire dans l'expression de son impédance caractéristique. Néanmoins, on peut déterminer la partie réelle de son impédance caractéristique qui minimise $|\rho_{12}|^2$:

$$R' = \sqrt{R_1^2 - X'^2} \quad (I.43)$$

Cette valeur optimale de la partie réelle de l'impédance caractéristique de la ligne permet d'une part de minimiser la contribution de la ligne isotherme et d'autre part de rendre maximum l'expression (I.42) qui peut encore s'écrire:

$$\delta Sc(0,L/2) = -8K'\Delta T\alpha'dye^{-\alpha'L}$$

où l'on suppose que $|\rho_{12}|^2$ est négligeable. Cette dernière hypothèse sera vérifiée dans tous les cas envisagés.

Par conséquent, cette dernière expression de la contribution d'une tranche au signal radiométrique sera maximale, pour une longueur L fixée, si l'atténuation α' prend la forme suivante:

$$\alpha' = \frac{1}{L} \quad (\text{I.44})$$

Maintenant, il nous reste à déterminer la valeur optimale de la longueur L . Pour cela, il est nécessaire d'affiner notre modèle en tenant compte d'une réflexion sur chacun des dioptrés (figure 37 b). On obtient ainsi une expression plus rigoureuse du signal radiométrique:

$$\delta S_c(0, L/2) = -8K'\Delta T\alpha'dy(1-|\rho_{12}|^2) e^{-\alpha'L} [1+2|\rho_{21}| e^{-\alpha'L} \cos(\beta'L-\phi_1)+|\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha'L}] \quad (\text{I.45})$$

Comme précédemment nous pouvons négliger les termes en $|\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha'L}$ dans la relation (I.45):

$$\delta S_c(0, L/2) = -8K'\Delta T\alpha'dye^{-\alpha'L} [1 + 2|\rho_{21}| e^{-\alpha'L} \cos(\beta' L - \phi_1)] \quad (\text{I.46})$$

Si on injecte la valeur optimale de R' (I.43) dans l'expression de ρ_{21} alors la partie réelle de ρ_{21} est négligeable et, par conséquent, on peut considérer que ρ_{21} est imaginaire pur avec une phase égale à $-\pi/2$. L'expression (I.46) devient

$$\delta S_c(0, L/2) = -8K'\Delta T\alpha'dye^{-\alpha'L} [1 - 2|\rho_{21}| e^{-\alpha'L} \sin(\beta' L)] \quad (\text{I.47})$$

Le terme $2|\rho_{21}| e^{-\alpha'L} \sin(\beta' L)$ a tendance à diminuer la contribution au signal radiométrique. Il paraît donc judicieux de choisir une longueur L qui annule ce terme: soit

$$\beta' L = \pi \leftrightarrow L = \frac{\lambda_g}{2} \quad (\text{I.48})$$

Le rapport des relations (I.27) et (I.28) nous permet d'obtenir la relation:

$$\frac{\alpha'}{\beta'} = -\frac{X'}{R'} \quad (\text{I.49})$$

et en remplaçant α' et β' par les relations (I.44), (I.45) et (I.46) on obtient:

$$X' = -\frac{R'}{\pi} \quad (\text{I.50})$$

A partir de (I.43) et (I.50) on obtient la valeur de la partie réelle de l'impédance caractéristique de la ligne dissipative:

$$R'^2 = \frac{R_1^2}{1 - \frac{1}{\pi^2}}$$

Les relations (I.29) et (I.30) nous permettent d'écrire les relations suivantes:

$$\frac{X'}{R'} = \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} (u) \right)$$

$$R'^2 + X'^2 = R^2 \sqrt{1 + u^2}$$

$$u = \frac{r}{\beta R}$$

On en déduit:

$$u = \operatorname{tg} \left[2 \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\pi} \right) + k \pi \right) \right]$$

$$R^2 = \frac{R'^2 + X'^2}{\sqrt{1 + u^2}}$$

avec R l'impédance caractéristique de la ligne équivalente sans pertes. La longueur l_r des plots résistifs peut donc s'exprimer par la relation:

$$l_r = \frac{W_2 u R^2 \pi}{NR R'}$$

En résumé les valeurs des paramètres géométriques et électriques permettant d'obtenir la contribution maximale d'une tranche, d'épaisseur dy située à la distance $y=L/2$, pour un temps de retard nul du corrélateur et la contribution minimale pour une ligne isotherme sont données par les expressions suivantes:

$$R'^2 = \frac{R_1^2}{1 - \frac{1}{\pi^2}}$$

$$X' = -\frac{R'}{\pi}$$

$$u = \operatorname{tg} \left[2 \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\pi} \right) + k \pi \right) \right]$$

$$R^2 = \frac{R'^2 + X'^2}{\sqrt{1 + u^2}}$$

$$l_r = \frac{W_2 u R^2 \pi}{NR R'}$$

Les résultats obtenus par ce raisonnement nous permettent d'initialiser la phase d'optimisation du modèle numérique complet.

1.3.2.2 Approche numérique du modèle complet

Nous considérons le modèle complet tenant compte de toutes les réflexions multiples pouvant exister aux interfaces entre les lignes d'accès et la ligne dissipative.

Rappelons qu'il s'agit de déterminer les valeurs de R, L et l_r pour obtenir la contribution au signal radiométrique du plot central, situé à la distance $y=L/2$, maximale et le signal de la ligne isotherme minimal pour un temps de retard nul du corrélateur.

Nous utilisons la même méthode d'optimisation que celle utilisée pour la détermination des paramètres géométriques de la ligne isotherme.

Application à $f=3$ GHz:

Pour une ligne comportant 5 plots résistifs, les conditions initiales prennent les valeurs suivantes:

$$R = 50 \, \Omega \leftrightarrow W_2 = 925 \, \mu\text{m}$$

$$l_r = 780 \, \mu\text{m}$$

$$L = 2,41 \, \text{cm}$$

Le programme d'optimisation nous donne les résultats suivants:

$$R = 46,5 \, \Omega \leftrightarrow W_2 = 1060 \, \mu\text{m}$$

$$l_r = 797 \, \mu\text{m}$$

$$L = 2,43 \, \text{cm}$$

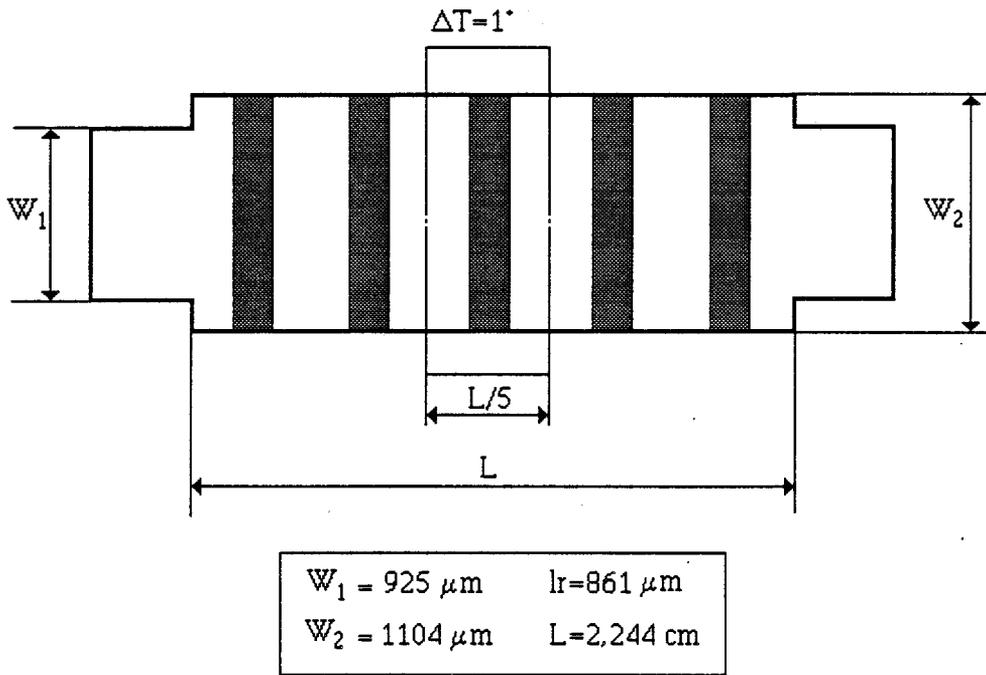


Figure 38: Caractéristiques géométriques de la ligne microruban permettant la détection des gradients de température

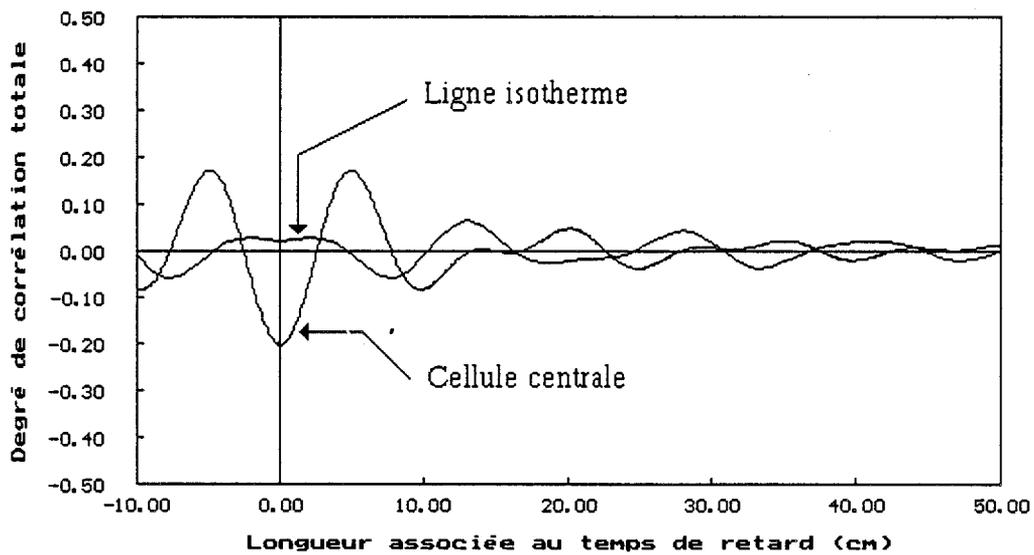


Figure 39: Interférogrammes théoriques obtenus lorsque la ligne est isotherme et lorsque la cellule centrale est le siège de la même élévation de température

Ces résultats sont donc très proches des valeurs prédites par notre approche simplifiée.

Application dans le cas où l'on tient compte de la bande passante du corrélateur:

Si maintenant on tient compte de la bande passante du radiomètre alors les résultats diffèrent légèrement de ceux à 3 GHz:

$$R = 45,4 \Omega \leftrightarrow W_2 = 1104 \mu\text{m}$$

$$l_r = 861 \mu\text{m}$$

$$L = 2,244 \text{ cm} \tag{I.51}$$

Remarquons que, dans le cas d'un point chaud situé sur la ligne microruban, les écarts entre les résultats de la méthode d'optimisation et les résultats prédits par l'approche simplifiée sont plus faibles que ceux obtenus dans le cas de la ligne isotherme. En effet, l'hypothèse de ne considérer que la première réflexion, est d'autant mieux vérifiée que l'atténuation est plus importante le long de la ligne dissipative. On trouve, ainsi, que l'émissivité est maximale dans le cas de la ligne isotherme pour une atténuation de l'ordre de 2 dB/cm; dans le cas de la ligne permettant la détection de gradients de température, l'atténuation est de 4 dB/cm.

1.3.2.3 Choix des paramètres géométriques et électriques de la ligne

Nous réalisons des lignes, sur substrat DUROID, dont les caractéristiques géométriques sont données par les résultats de notre programme d'optimisation (I.51).

Avec ces caractéristiques, la contribution de la cellule centrale de la ligne, de surface $W_2 \times L/5$ (figure 38), est égale à -0,22 degré de corrélation totale pour un temps de retard nul du corrélateur. Cette valeur est à comparer avec celle du signal radiométrique normalisé, de la ligne isotherme, égale à +0,05 degré de corrélation totale.

La figure 39 nous présente l'évolution théorique du signal radiométrique normalisé, en fonction de la longueur Δl associée au temps de retard τ du corrélateur, d'une part pour la ligne isotherme à la température T_m et d'autre part pour la cellule centrale siège d'une élévation de température ΔT .

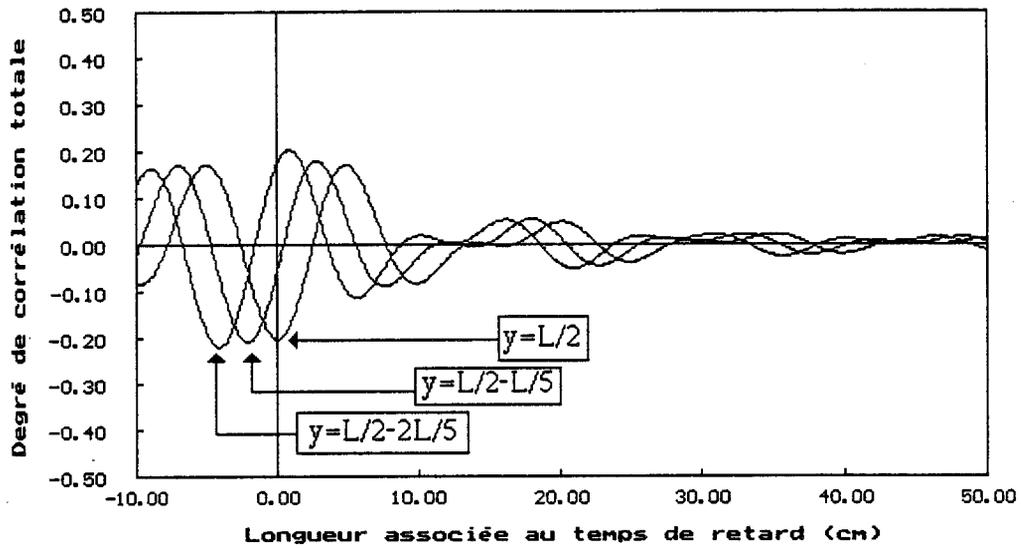


Figure 40: Interférogrammes théoriques obtenus lorsque les cellules, de longueur $L/5$, situées à la position $y=L/2-2L/5$, $L/2-L/5$, $L/2$, sont le siège d'une élévation de température de 1°C .

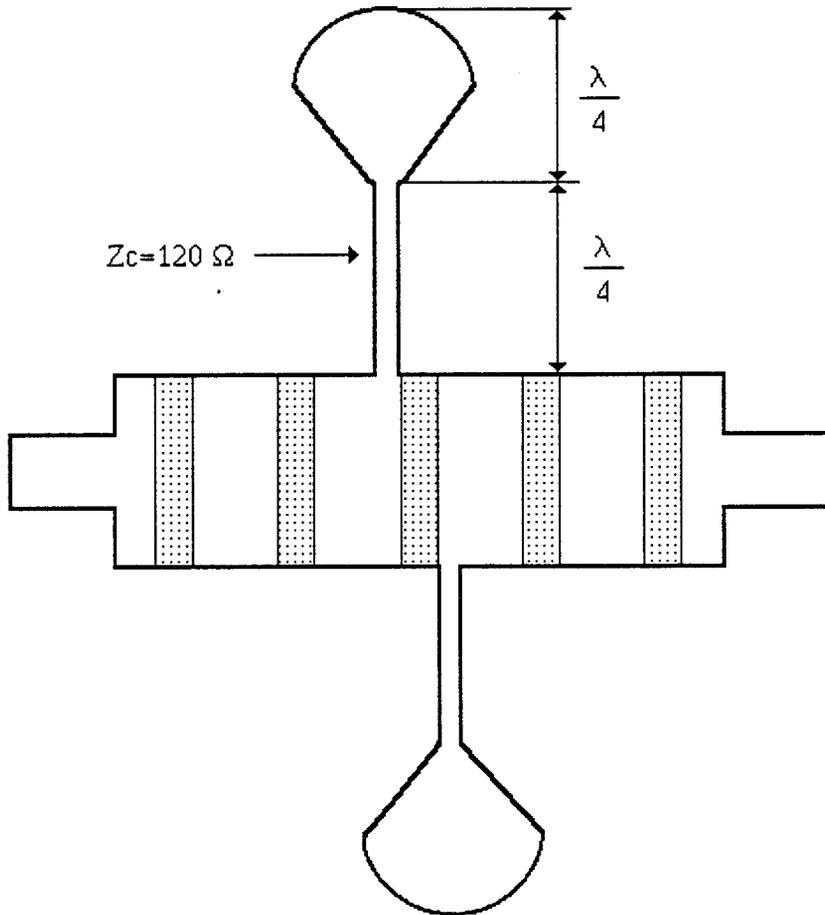


Figure 41: Vue de la ligne microruban avec ces deux biais de découplage permettant l'échauffement, du plot résistif central.

1.3.3 Signal radiométrique lorsque le point chaud est situé à une position quelconque sur la ligne

On considère une tranche d'épaisseur dy , portée à une température $T_0 + \Delta T$ et située à une position y quelconque à l'intérieur de la ligne dissipative.

Reprenons notre modèle simplifié, présenté au paragraphe 1.3.2.1, pour établir l'expression du signal radiométrique:

$$\delta S_c(\tau, y) = -8K' \Delta T \alpha' dy e^{-\alpha' L} \cos(\beta' (L - 2y) - 2\pi f \tau) \quad (I.52)$$

Dans cette situation, pour une ligne microruban dont les caractéristiques sont fixées alors l'expression (I.52) est maximale en respectant la condition:

$$\beta' (L - 2y) - 2\pi f \tau = 0$$

soit pour un temps de retard τ' défini par:

$$\tau' = \frac{\beta' (L - 2y)}{2\pi f}$$

ou encore, pour une distance $\Delta l'$ associée au temps de retard τ' :

$$\Delta l' = c \tau' = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} (L - 2y')$$

On en déduit donc que la position du maximum de l'interférogramme suit de façon linéaire le déplacement du point chaud sur la ligne. L'amplitude de ce maximum est égale à celle du maximum correspondant au point chaud situé à la position $y=L/2$.

On présente, figure 40, les interférogrammes obtenus lorsque les cellules, de longueur $L/5$, situées respectivement à la position y égale à $L/2$, $L/2-L/5$ et $L/2-2L/5$, sont le siège d'une élévation de température de 1° par rapport au reste de la ligne isotherme.

1.3.4 Confrontations théorie-expérience

1.3.4.1 Technologie des lignes

Nous réalisons des lignes microrubans dissipatives gravées sur le même substrat déjà utilisé pour les lignes isothermes du paragraphe 1.3.2.2.

Nous ajoutons, de part et d'autre du plot résistif que nous voulons chauffé, un bias de découplage du type "papillon" afin de permettre la circulation d'un courant continu à travers le plot résistif et l'échauffer par effet Joule (figure 41).

1.3.4.2 Vérifications sur les termes S_{ij}

Les premières vérifications théorie-expérience portent sur les paramètres S_{ij} de la ligne dissipative et sont présentées aux figures 42 et 43.

Les paramètres S_{ij} expérimentaux ont été relevés à partir d'un analyseur de réseau vectoriel. D'un point de vue théorique, la comparaison est effectuée soit à partir du logiciel de simulation TOUCHSTONE, soit à partir des relations (I.31) et (I.32).

Les confrontations menées pour les lignes réalisées sont très satisfaisantes. Néanmoins on observe des différences entre relevés expérimentaux et théoriques qui peuvent être attribuées à l'imprécision sur les dimensions géométriques des lignes microrubans dissipatives et à l'influence des bias de découplage dont les dimensions géométriques sont optimisées pour une bande de fréquence étroite autour de 3 GHz.

1.3.4.3 Détermination de l'échauffement des plots

Dans le but d'échauffer localement une portion de la ligne dissipative, nous avons prévu la possibilité de faire circuler un courant continu, à travers un des plots résistifs de la ligne, par l'intermédiaire de deux bias de découplage (figure 41).

Maintenant, si l'on veut effectuer des mesures quantitatives du signal radiométrique, il est nécessaire de contrôler cet échauffement.

Une première possibilité consiste à implanter, par collage sur la ligne dissipative, un capteur de température miniaturisé d'un type identique à ceux utilisés par Lauer [1]. Cependant l'adjonction de ce type de composant nécessite, la réalisation d'un circuit supplémentaire, relié au capteur par des fils d'or thermocompressés, et de s'assurer qu'il ne perturbe pas les caractéristiques électriques de la ligne.

Une autre possibilité consiste à adopter une analyse physique du transfert de chaleur entre la partie résistive et le support du substrat, pour déterminer l'élévation de température locale. C'est cette dernière approche que nous adoptons.

Le plot résistif est parcouru par un courant continu I qui provoque son échauffement. La puissance dissipée dans ce plot est $P=RI^2$ où R est la résistance électrique du plot.

Un phénomène de conduction assure le transfert du flux de chaleur à travers la surface commune entre le plot résistif et le substrat. Ce flux de chaleur atteint le substrat pour se dissiper en volume jusqu'à la source froide (support). Nous négligeons, ici, les phénomènes de convection et de radiation entre le plot résistif et l'air ambiant.

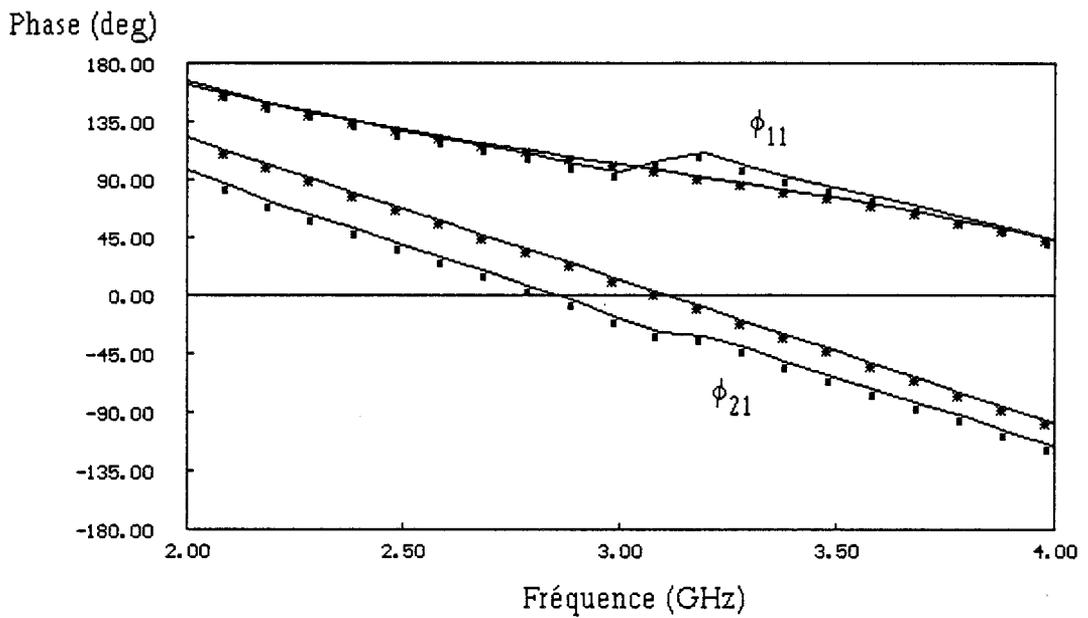
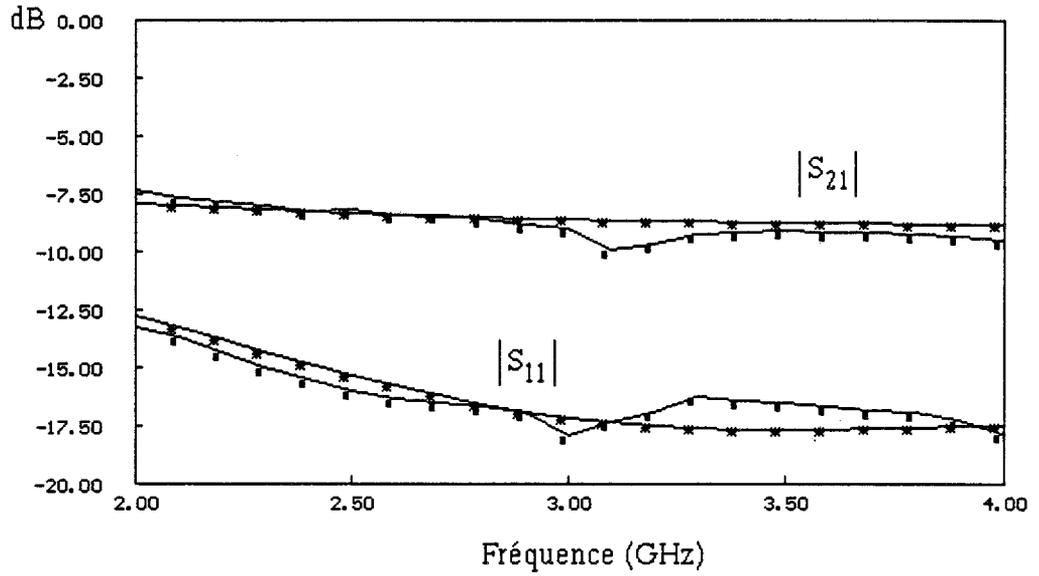


Figure 42: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32). Cas des bias de découplage se situant de part et d'autre du premier plot résistif.

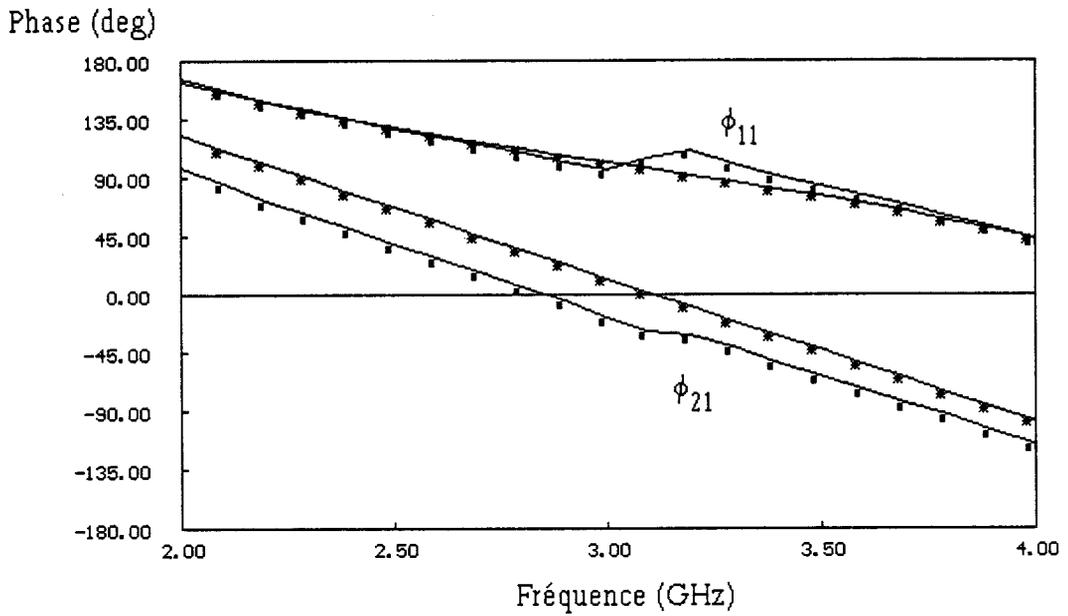
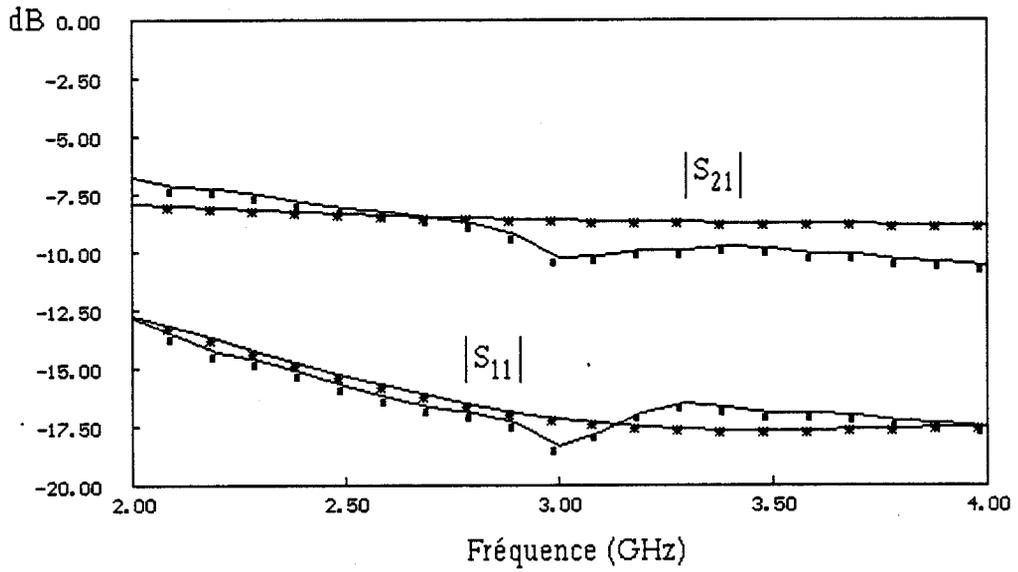


Figure 43: Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (■) et théoriques (*:relation I.31 et I.32). Cas des biais de découplage se situant de part et d'autre du troisième plot résistif.

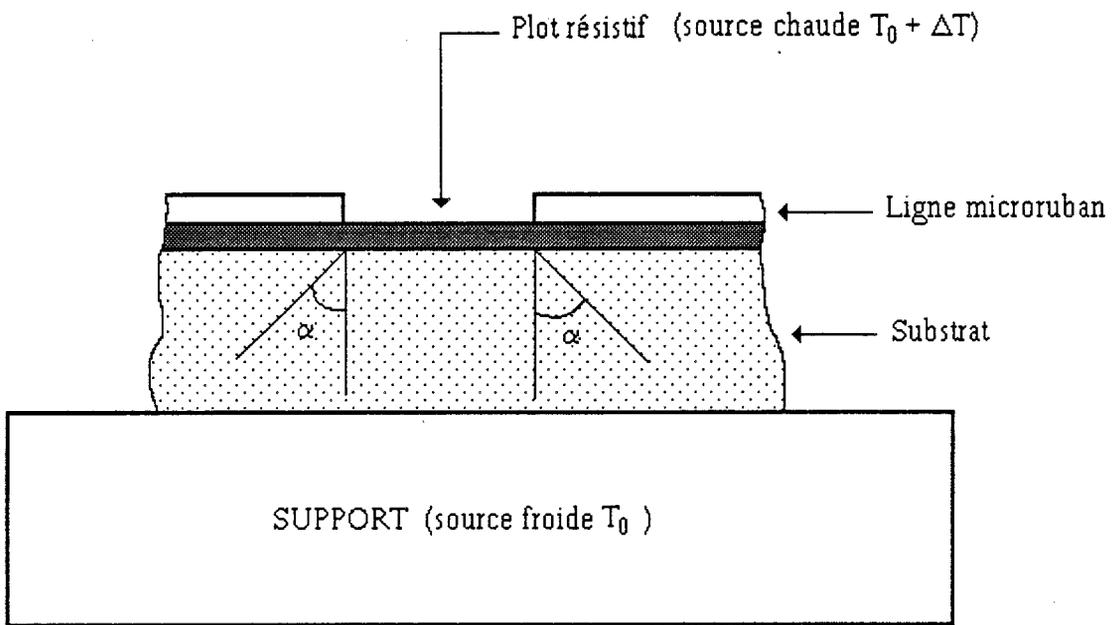


Figure 44: Dissipation du flux de chaleur dans le substrat

Le flux de chaleur, dans les trois dimensions du substrat, se divise à la fois en un flux dans la direction perpendiculaire au substrat et un flux se dispersant latéralement (figure 44). Par conséquent, on peut définir un angle de dispersion α qui dépend du gradient de température dans la direction du flux principal, allant de la source de chaleur à la source froide, et dans le plan perpendiculaire à cette direction. Une bonne estimation est donnée en prenant $\alpha=45^\circ$. La résistance thermique dans ce cas est donnée, pour une source de chaleur de forme rectangulaire, par l'expression [24]:

$$R_{th} = \frac{1}{2K(W_2 - lr)} \ln \left[\frac{W_2}{lr} \left(\frac{lr + 2h}{W_2 + 2h} \right) \right]$$

avec K : la conductivité thermique du substrat ($K = 0,48$ W/m/K pour le substrat RT/Duroid 6006)

h : la hauteur du substrat

W_2 : la largeur du plot résistif

lr : la longueur du plot résistif

On détermine la différence de température entre les deux faces du substrat par la relation:

$$\Delta T = P \cdot R_{th} \quad (I.53)$$

où P est l'énergie conduite dans l'épaisseur du substrat et R_{th} la résistance thermique du substrat.

Par conséquent, une mesure de l'intensité du courant traversant le plot résistif, par l'intermédiaire des bias de découplage, permet de quantifier la différence de température, entre la source chaude et le support du circuit, en un point localisé de la ligne.

Afin de valider cette approche physique par l'expérimentation, nous considérons le cas où la cellule centrale de la ligne est le siège d'une élévation de température ΔT .

Une mesure du courant continu I permet de déterminer l'élévation de température théorique ΔT_{th} (relation I.53). La figure 45, nous donne l'évolution théorique de l'élévation de celle-ci en fonction du courant I . Cette courbe est comparée à l'élévation de température, ΔT_{exp} , déduite d'une mesure expérimentale du signal radiométrique, obtenu pour un temps de retard nul du corrélateur. En effet, en calculant le signal radiométrique normalisé à partir de la mesure expérimentale et connaissant la valeur théorique du signal radiométrique correspondant à une élévation de température de 1° , on détermine ΔT_{exp} .

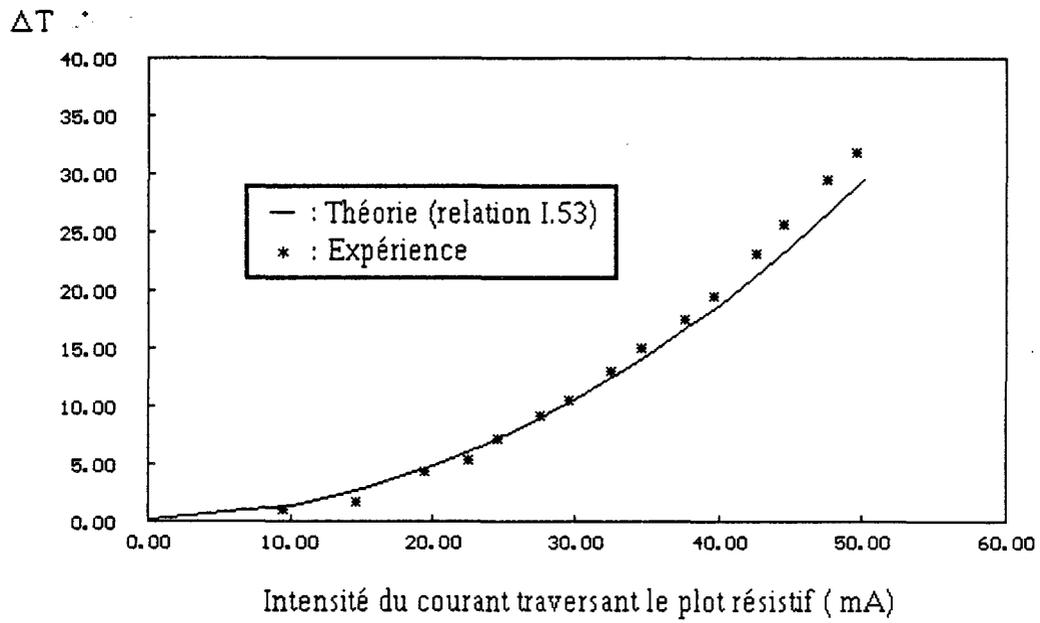


Figure 45: Elévation de température de la cellule chauffée en fonction de l'intensité du courant continu traversant le plot résistif

Nous observons que notre approche physique, des transferts thermiques au sein du substrat, évalue correctement l'élévation de température existant en un point localisé de la ligne. On utilisera donc cette méthode pour déterminer l'élévation de température lors de nos confrontations théorie-expérience.

1.3.4.4 Vérifications sur les interférogrammes

Les résultats expérimentaux que nous présentons, aux figures 46 à 50, sont obtenus à partir de la ligne dissipative siège d'une élévation de température localisée sur une des cinq cellules de la ligne: ce qui correspond à une position du point chaud se situant respectivement à $y= L/10, 3L/10, L/2, 7L/10$ et $9L/10$.

Les figures 51 et 52 montrent les cas où les cellules 1 et 2 puis 4 et 5 sont chauffées simultanément.

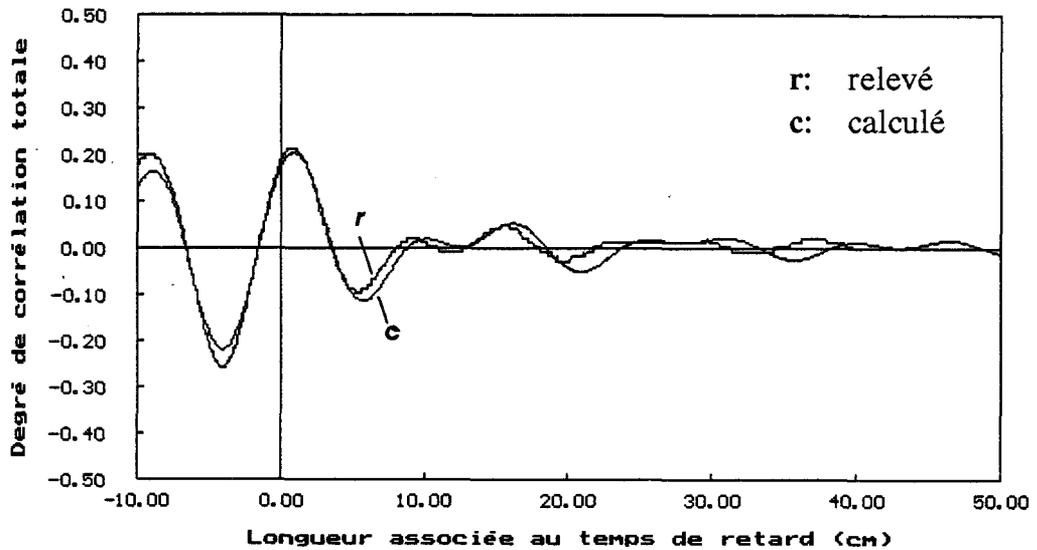


Figure 46: Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont la cellule, située à la position $y=L/10$, est le siège d'une élévation de température.

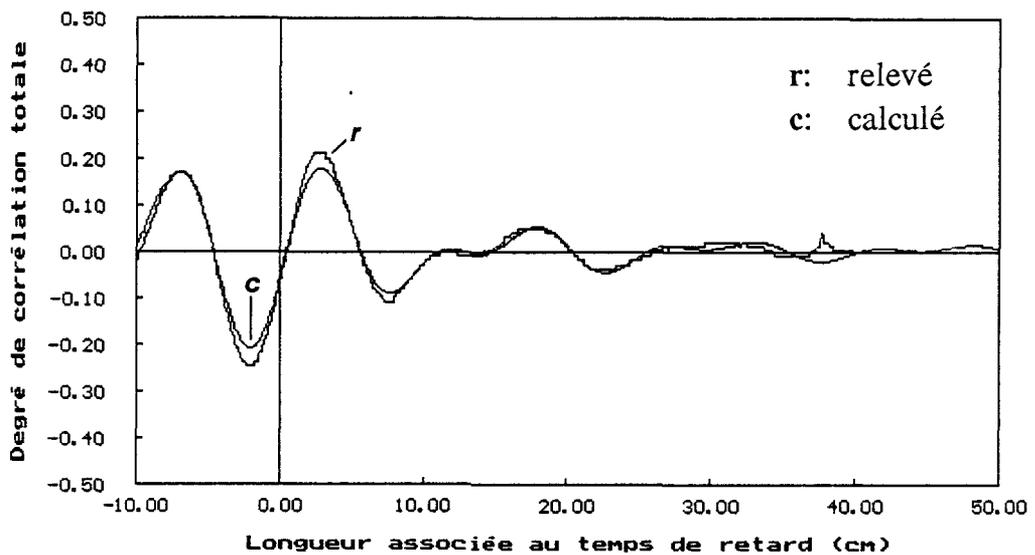


Figure 47: Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont la cellule, située à la position $y=3L/10$, est le siège d'une élévation de température.

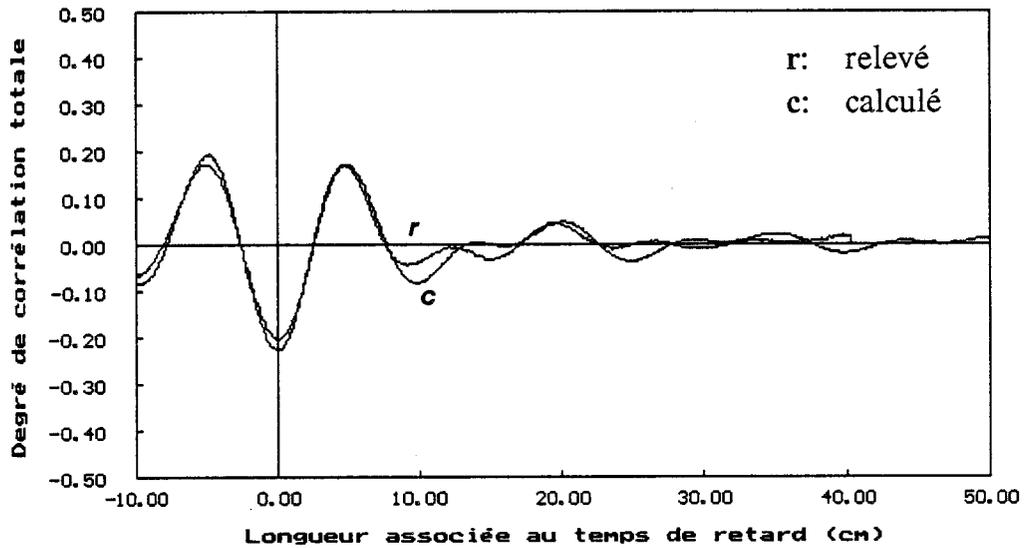


Figure 48: Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont la cellule, située à la position $y=L/2$, est le siège d'une élévation de température.

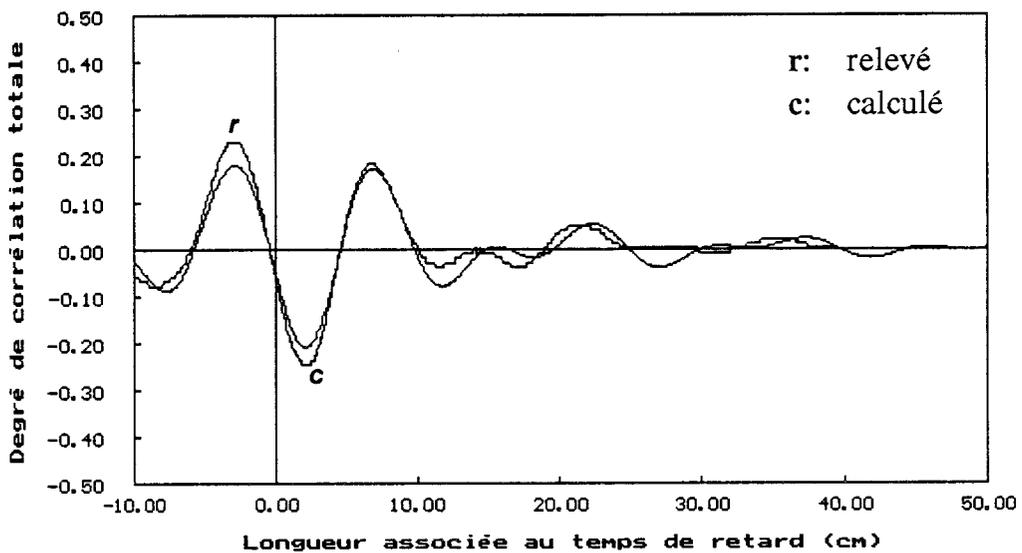


Figure 49: Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont la cellule, située à la position $y=7L/10$, est le siège d'une élévation de température.

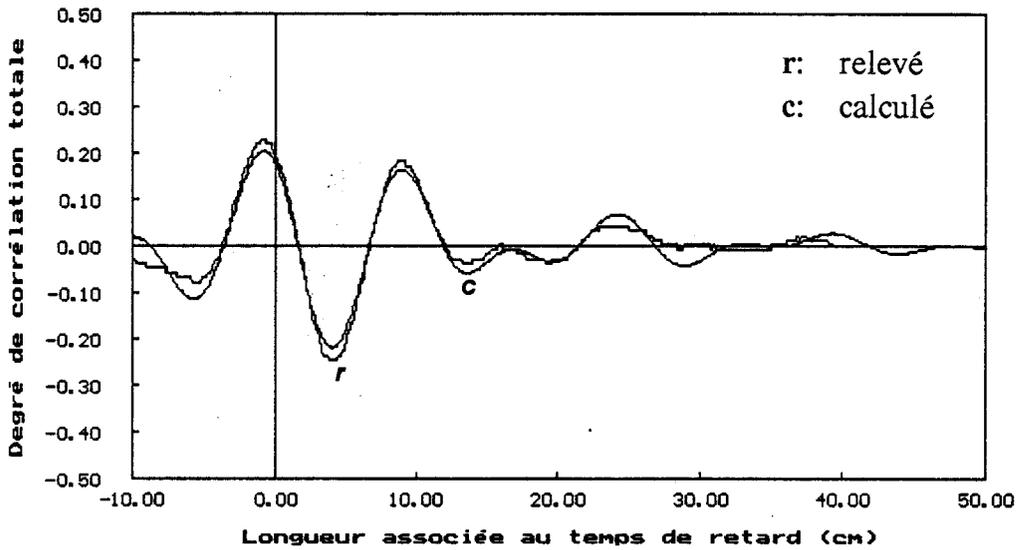


Figure 50 : Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont la cellule, située à la position $y = 9L/10$, est le siège d'une élévation de température.

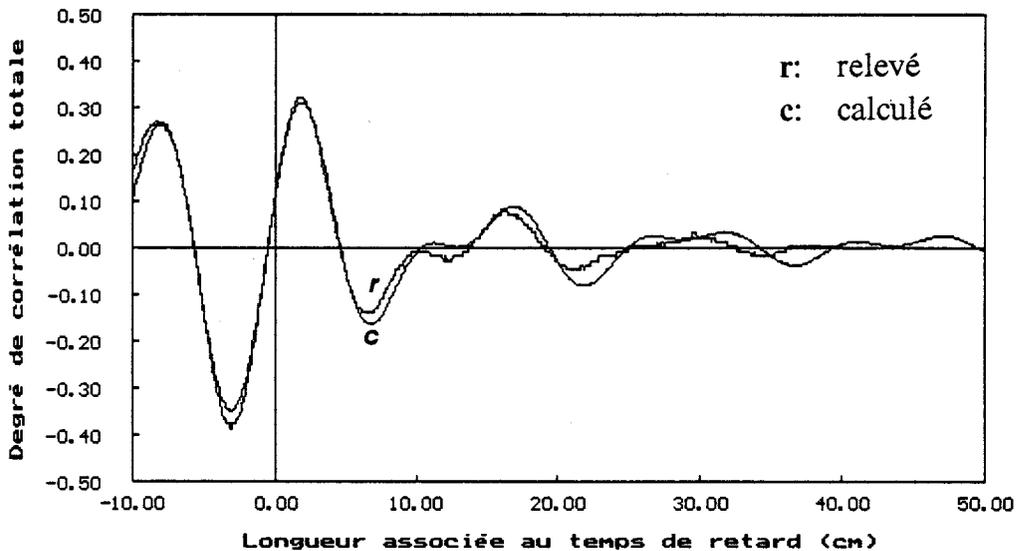


Figure 51: Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont les cellules, situées respectivement à la position $y=L/10$ et $y=3L/10$, sont le siège d'une même élévation de température.

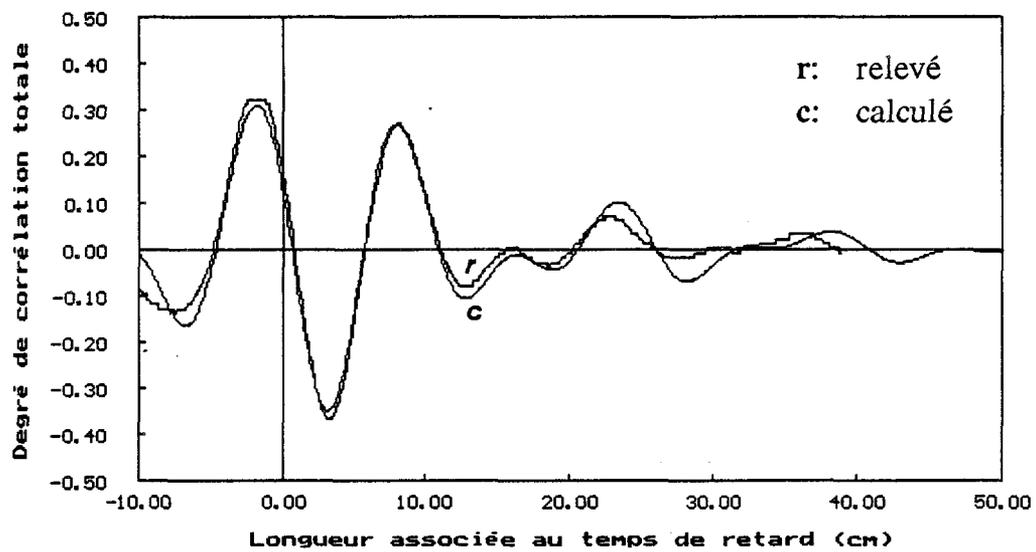


Figure 52: Interférogrammes relevé et calculé. Cas de la ligne microruban dont les cellules, situées respectivement à la position $y=7L/10$ et $y=9L/10$, sont le siège d'une même élévation de température.

1.4 Inversion du signal radiométrique et reconstitution du profil de température

Jusqu'à ce stade de l'exposé, pour obtenir un signal radiométrique non nul, nous imposons soit une différence de température $(T-T_0)$ connue dans le cas des lignes isothermes, soit une élévation de température locale ΔT connue dans le cas des lignes optimisées de façon telle que la méthode ne soit sensible qu'aux gradients de température.

Nous traitons maintenant le problème inverse: c'est à dire, connaissant l'évolution du signal radiométrique, en fonction du temps de retard introduit par le corrélateur, nous reconstituons le profil de température existant le long de la ligne microruban.

Nous étudions, tout d'abord, le cas simple de la ligne isotherme puis nous exposons une méthode d'inversion du signal radiométrique dans le cas d'une ligne où existent des gradients de température.

1.4.1 Cas d'une ligne isotherme

Dans ce cas, le problème inverse est facile à traiter car une seule inconnue est à déterminer: la température moyenne T_m de la ligne. Autrement dit, il s'agit de déterminer T_m telle que

$$Sc(\tau) = (T_m - T_0) \cdot Sc_1(\tau)$$

où $Sc(\tau)$ est le signal radiométrique mesuré pour un temps de retard τ du corrélateur et $Sc_1(\tau)$ est le signal radiométrique théorique de la ligne isotherme de température égale à $T_0 + 1^\circ\text{C}$.

A priori, si le signal radiométrique expérimental n'est pas bruité, il est possible de déterminer la température moyenne T_m à partir d'une unique mesure correspondant à un temps de retard τ donné telle que la valeur de $Sc_1(\tau)$ soit non nulle.

Etant donné que le signal est maximal et non nul pour un temps de retard nul du corrélateur, on peut, par exemple, calculer la température moyenne de la ligne par la relation:

$$T_m = T_0 + \frac{Sc(0)}{Sc_1(0)}$$

Si, maintenant, on envisage qu'un bruit vient entacher d'erreurs la mesure du signal radiométrique, il est souhaitable, pour déterminer la température moyenne de la

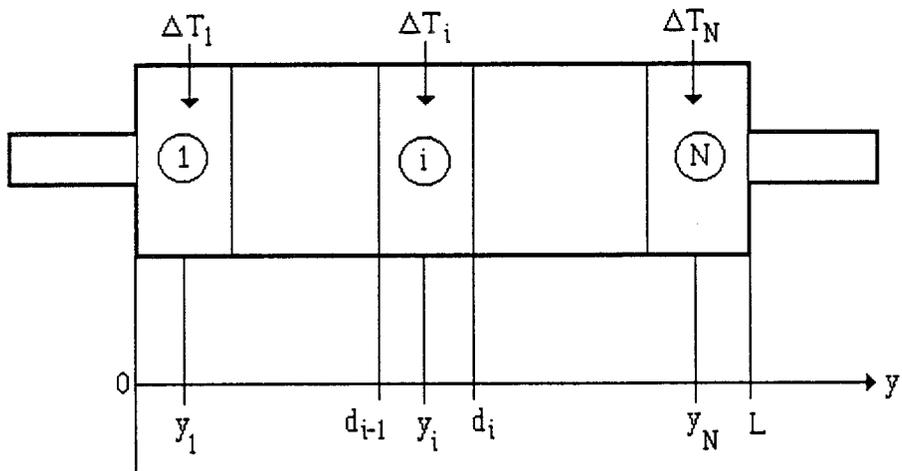


Figure 53: Représentation de la ligne divisée en N cellules

ligne, d'effectuer une moyenne sur N mesures à l'instant $\tau=0$. Dans cette situation, la température moyenne de la ligne est déterminée par la relation

$$T_m = T_0 + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{Sc_i(0)}{Sc_1(0)}$$

Une autre méthode, à exclure, consisterait à effectuer N mesures à des temps de retard différents. En effet, il faudrait d'une part choisir convenablement les temps de retard τ_i tels que les $Sc_1(\tau_i)$ soient non nuls et d'autre part la température moyenne de la ligne, déterminée à l'instant τ_i , serait d'autant plus erronée que le signal radiométrique $Sc_1(\tau_i)$ sera faible.

Nous avons vérifié qu'on peut mesurer T_m à 0,1°C près.

1.4.2 Cas d'un gradient de température

1.4.2.1 Principe de l'inversion du signal radiométrique

Nous considérons, cette fois, une ligne microruban dissipative dont les caractéristiques géométriques et électriques sont optimisées pour n'être sensible qu'aux gradients de température existant sur la ligne.

Nous divisons la longueur de la ligne en N cellules élémentaires (figure 53). On note, ΔT_i , l'élévation de température de la $i^{\text{ème}}$ cellule avec, dans le cas général $\Delta T_i \neq \Delta T_j$ ($i \neq j$ et $i, j=1, \dots, N$).

Avec ces hypothèses, le signal radiométrique peut s'écrire:

$$Sc(\tau) = \sum_{i=1}^N \int_{d_{i-1}}^{d_i} \Delta T_i \cdot Sc(y_i, \tau) dy$$

$$Sc(\tau) = \sum_{i=1}^N \Delta T_i \cdot Sc_1(y_i, \tau) \quad (I.54)$$

avec $Sc_1(y_i, \tau) = \int_{d_{i-1}}^{d_i} Sc(y_i, \tau) dy$ la contribution au signal radiométrique, pour un temps de retard τ du corrélateur, de la cellule i siège d'une élévation de température de 1° . On peut encore exprimer la relation (I.54) sous forme matricielle:

$$[Sc] = [Sc_1] \cdot [\Delta T] \quad (I.55)$$

où

$$[Sc] = \begin{pmatrix} Sc(\tau_1) \\ \vdots \\ Sc(\tau_M) \end{pmatrix}$$

$$[Sc_1] = \begin{pmatrix} Sc_1(y_1, \tau_1) & \dots & Sc_1(y_N, \tau_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Sc_1(y_1, \tau_M) & \dots & Sc_1(y_N, \tau_M) \end{pmatrix}$$

$$[\Delta T] = \begin{pmatrix} \Delta T_1 \\ \vdots \\ \Delta T_N \end{pmatrix}$$

et M le nombre de temps de retard considérés.

Dans cette situation, le problème d'inversion consiste à déterminer les N valeurs des ΔT_i connaissant, d'une part, le signal radiométrique expérimental $Sc(\tau)$, et, d'autre part, les valeurs théoriques des contributions du signal radiométrique $Sc_1(\tau)$ des N cellules pour M valeurs du temps de retard.

1.4.2.2 Choix de la méthode d'inversion

Dans un premier temps, si les valeurs mesurées du signal radiométrique sont supposées non bruitées alors N mesures du signal expérimental sont suffisantes pour déterminer la matrice $[\Delta T]$, par inversion de la relation (I.55):

$$[\Delta T] = [Sc_1]^{-1} [Sc]$$

Cette méthode nécessite l'inversion d'une matrice, carrée de dimension N, qui risque d'introduire de nombreuses erreurs numériques et par conséquent de donner une valeur erronée du vecteur $[\Delta T]$. Il vaut mieux, dans ce cas, utiliser une méthode classique de résolution de systèmes linéaires, du type algorithme de Gauss, pour résoudre le système $[Sc] = [Sc_1] \cdot [\Delta T]$.

Une autre méthode consiste à déterminer le vecteur $[\Delta T]$ en utilisant un critère quadratique; c'est à dire trouver $[\Delta T]$ telle que l'erreur quadratique E commise, aux M différents temps de retard considérés, soit minimum:

$$E = \sum_{j=1}^{M>N} \varepsilon^2(\tau_j) \text{ minimum}$$

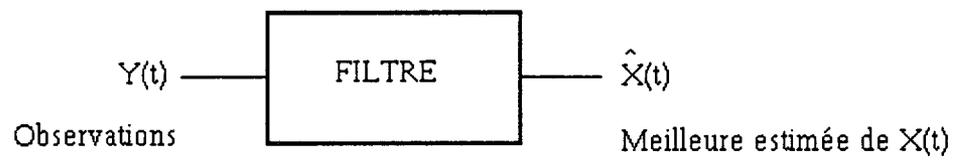


Figure 54: Filtrage statistique

avec

$$\varepsilon(\tau_j) = S_c(\tau_j) - \sum_{i=1}^N \Delta T_i \cdot S_{c_1}(y_i, \tau_j)$$

Finalement, on obtient un système linéaire à N équations et N inconnues que l'on peut résoudre, par exemple, par la méthode de Gauss.

Cependant, les mesures faites sont toujours plus ou moins entachées d'erreurs. Le problème vient du fait qu'il faut tenir compte d'un caractère aléatoire de ces erreurs. Si on a une connaissance suffisante des sources d'erreurs, il est possible de construire des systèmes optimaux, c'est à dire tirant le meilleur parti des mesures effectuées, grâce à des méthodes de filtrage statistique: à partir des lois de probabilités des différentes variables du problème considéré, il est possible d'estimer au mieux chacune de ces variables suivant un critère déterminé.

Par conséquent, un filtre statistique optimal est un algorithme de calcul qui fournit la meilleure estimée $\hat{X}(t)$ d'une grandeur $X(t)$ en fonction d'une part des observations $Y(t)$ et d'autre part d'une connaissance des lois statistiques des signaux $X(t)$ et $Y(t)$ (figure 54).

Un filtre de Kalman permet d'obtenir ce résultat.

1.4.2.3 Filtre de Kalman

* Modèle mathématique du système:

L'évolution de l'état d'un système peut être décrite par le système d'équations différentielles suivant:

$$[\dot{X}] = [F(t)].[X(t)] + [u(t)] + [v(t)]$$

où $[X(t)]$ est le vecteur d'état de dimension N

$[F(t)]$ est la matrice d'état de dimension $N \times N$

$[u(t)]$ est un vecteur d'entrée, connu, de dimension N

$[v(t)]$ est un bruit blanc gaussien à N dimensions de moyenne nulle $E[v(t)]=0$ et de covariance $E\{[v(t)].[v(\tau)]^*\} = [Q(t)].\delta(t-\tau)$ avec $[Q(t)]$ une matrice définie positive.

L'état initial est lui-même aléatoire, gaussien, de statistique connue, indépendant du bruit v , de moyenne $E\{[X(t_0)]\}=[m_0]$ et de covariance $E\{([X(t_0)]-[m_0]).([X(t_0)]-[m_0])^*\}=[P_0]$.

L'état de ce système est observé, à l'instant t , par M mesures $Y(t)$ liées à l'état $X(t)$ par l'équation d'observation:

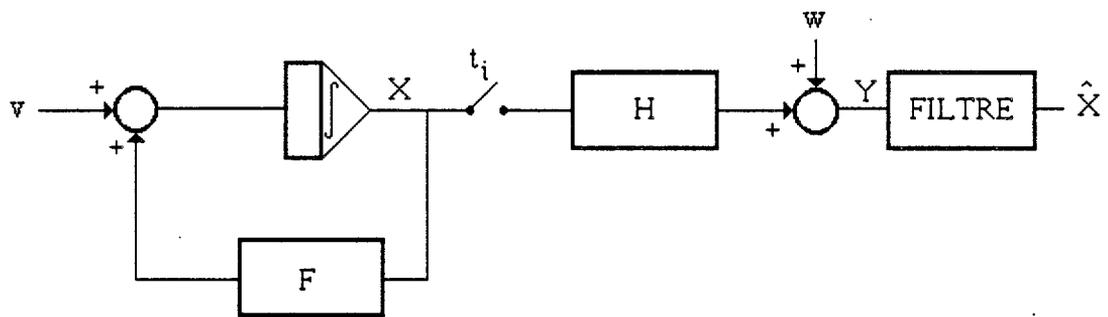


Figure 55: Description du modèle

$$[Y(t)] = [H(t)].[X(t)] + [w(t)]$$

où $[H]$ est la matrice d'observation de dimension $M \times N$ et $[w]$ un bruit blanc gaussien, de dimension M , de moyenne nulle et de covariance

$$E[[w(t)].[w(\tau)]^*] = [R(t)].\delta(t-\tau)$$

où $[R(t)]$ est une matrice, carrée de dimension N , définie positive.

Le problème du filtrage consiste à calculer, à chaque instant, la meilleure estimée du vecteur d'état $[X(t)]$ compte tenu des observations passées $(Y(t_1), \dots, Y(t_i))$ avec $t_i \leq t < t_i + 1$.

Compte tenu de la description du système, le problème revient à décrire la composition du filtre tel qu'il apparaît à la figure 55.

Sous forme discrète, on peut écrire les équations d'évolution et d'observation sous la forme:

$$[X_{k+1}] = [F_k].[X_k] + [u_k] + [v_k]$$

$$[Y_k] = [H_k].[X_k] + [w_k]$$

* Equations du filtre:

Les équations du filtre sont données par les expressions suivantes [25]:

$$[\hat{X}_{k+1/k+1}] = [\hat{X}_{k+1/k}] + [K_{k+1}]([Y_{k+1}] - [H_{k+1}].[\hat{X}_{k+1/k}]) \quad (I.55)$$

$$[P_{k+1/k+1}] = [P_{k+1/k}] - [K_{k+1}].[H_{k+1}].[P_{k+1/k}] \quad (I.56)$$

$$[K_{k+1}] = [P_{k+1/k}].[H_{k+1}]^T . ([H_{k+1}].[P_{k+1/k}].[H_{k+1}]^T + [R_{k+1}])^{-1} \quad (I.57)$$

où $[\hat{X}_{k+1/k+1}]$ est l'estimée de l'état $[X]$ à l'instant $k+1$

$[\hat{X}_{k+1/k}]$ est la meilleure prédiction de l'état $[X]$ à l'instant $k+1$

$[P_{k+1/k+1}]$ est l'estimée de la variance de l'état X à l'instant $k+1$

$[P_{k+1/k}] = E\{ ([X_{k+1}] - [\hat{X}_{k+1/k+1}])([X_{k+1}] - [\hat{X}_{k+1/k+1}])^* \}$, est la meilleure prédiction de la variance de l'état X à l'instant $k+1$

$[H_{k+1}]$ est la matrice d'observation à l'instant $k+1$

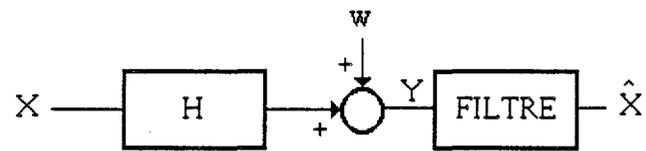


Figure 56: Description du modèle d'état dégénéré

$[K_{k+1}]$ est le gain du filtre à l'instant $k+1$

$[R_{k+1}]$ est la matrice de covariance du bruit w à l'instant $k+1$

Autrement dit, une nouvelle mesure $[Y_k]$ se traduit par une correction de l'estimation qui dépend de l'estimation précédente et de la variance de bruit.

* Modèle d'état dégénéré

Si maintenant, on se place dans la situation où il n'existe pas de dynamique dans l'équation d'état, c'est à dire que l'on a:

$$[X_{k+1}] = [X_k] = \text{constante}$$

alors on est en présence d'un modèle d'état dégénéré dont la description du modèle est présentée à la figure 56.

L'application des équations (I.55 à I.57) conduit directement aux nouvelles équations du filtre:

$$[\hat{X}_{k+1}] = [\hat{X}_k] + [K_{k+1}](Y_{k+1} - [H_{k+1}] \cdot [\hat{X}_k]) \quad (\text{I.55 bis})$$

$$[P_{k+1}] = [P_k] - [K_{k+1}] \cdot [H_{k+1}] \cdot [P_k] \quad (\text{I.56 bis})$$

$$[K_{k+1}] = [P_k] \cdot [H_{k+1}]^T \cdot ([H_{k+1}] \cdot [P_k] \cdot [H_{k+1}]^T + R_{k+1})^{-1} \quad (\text{I.57 bis})$$

Les observations Y_{k+1} étant scalaires, la quantité à inverser à chaque récursion, $([H_{k+1}] \cdot [P_k] \cdot [H_{k+1}]^T + R_{k+1})$, est aussi scalaire et il n'est plus nécessaire d'effectuer d'inversion de matrice. La mise en oeuvre est donc considérablement simplifiée par rapport à l'inversion directe de la forme générale (I.57).

* Application à la radiométrie

Par analogie au modèle mathématique du système que nous avons présenté, l'équation (I.55) correspond à l'équation d'observation dans laquelle le vecteur d'état, la matrice d'observation et les observations sont respectivement la matrice $[\Delta T]$, $[Sc_1]$ et $[Sc]$.

On suppose donc que le signal mesuré est perturbé par l'adjonction d'un bruit blanc gaussien. Par conséquent, l'équation d'observation de notre système s'écrit:

$$[Sc] = [Sc_1] \cdot [\Delta T] + [w]$$

De plus, c'est un modèle d'état dégénéré car on suppose que l'élévation de température, en chaque point de la ligne, ne varie pas en fonction du temps. L'application des relations (1.55 bis) à (1.57 bis) nous permet d'obtenir les équations du filtre:

$$[\hat{\Delta T}_{k+1}] = [\hat{\Delta T}_k] + [K_{k+1}] (Sc_{k+1} - [Sc1_{k+1}] \cdot [\hat{\Delta T}_k])$$

$$[P_{k+1}] = [P_k] - [K_{k+1}] \cdot [Sc1_{k+1}] \cdot [P_k]$$

$$[K_{k+1}] = [P_k] \cdot [Sc1_{k+1}]^T \cdot ([Sc1_{k+1}] \cdot [P_k] \cdot [Sc1_{k+1}]^T + R_{k+1})^{-1}$$

où Sc_{k+1} est la valeur du signal radiométrique, lors de la (k+1)^{ème} mesure, correspondant au temps de retard s_{k+1} .

$[\hat{\Delta T}_{k+1}]$ est l'estimation du profil de température, le long de la ligne, à la (k+1)^{ème} mesure et qui dépend, en particulier, de l'estimation précédente $[\hat{\Delta T}_k]$.

$[P_{k+1}]$ est la prédiction de la variance de l'état $[\Delta T_{k+1}]$ au bout de la (k+1)^{ème} mesure.

Pour démarrer le processus de calcul, il est nécessaire de connaître les valeurs initiales $[\hat{X}_0]$ et P_0 . Il est montré [25] que le fonctionnement du filtre, au début, est modifié suivant les valeurs de ces conditions initiales, mais devient indépendant au bout d'un grand nombre de mesures ($M > 10 \cdot N$).

1.4.2.4 Détermination expérimentale du profil de température

Nous considérons que notre ligne est divisée en 10 cellules ($N=10$).

Les M échantillons, du signal radiométrique, que nous utilisons sont extraits des interférogrammes expérimentaux normalisés présentés aux figures 46 à 51.

Comme nous l'avons évoqué, précédemment, le fonctionnement du filtre sera indépendant des conditions initiales en choisissant un nombre suffisant de mesures. Par conséquent, nous prenons 200 mesures ($M=200$) avec les conditions initiales suivantes:

$$[\Delta T_0] = [0] \text{ (matrice nulle)}$$

$$[P_0] = [Id] \text{ (matrice identité)}$$

Autrement dit, le profil initial est constant et égal à zéro et l'erreur de prédiction sur ce profil est égal à 1° sur toute la longueur de ligne.

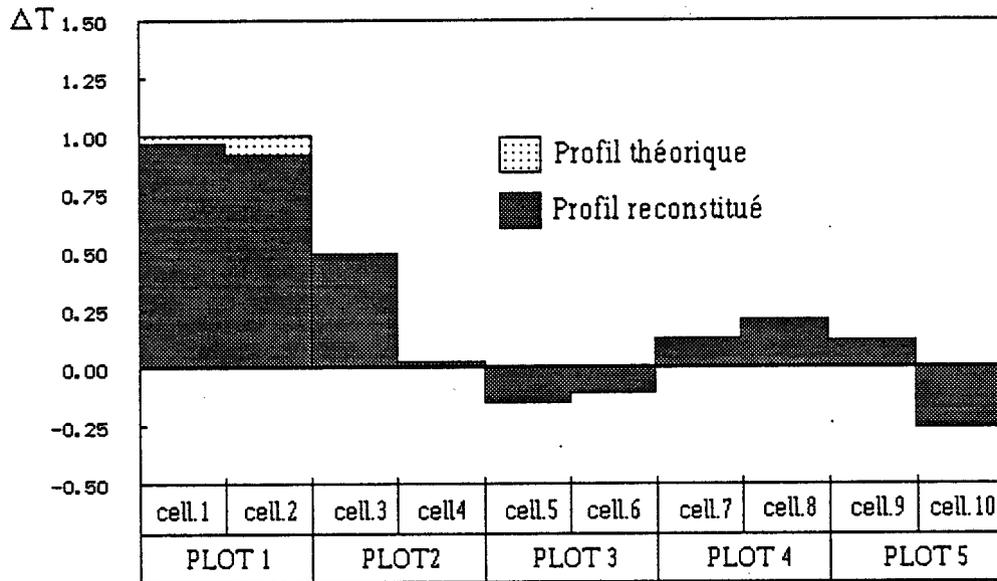
Nous supposons que la déviation maximum du bruit de mesure est de 0,1 degré de corrélation totale (déviation maximum correspondant au signal radiométrique obtenu lorsque le système est dans la configuration dite à corrélation nulle).

La présentation des résultats de l'inversion (figures 57 à 62) est normalisée pour un $\Delta T=1^\circ$. En réalité, les mesures ont été réalisées avec un ΔT voisin de 20° (figure 45).

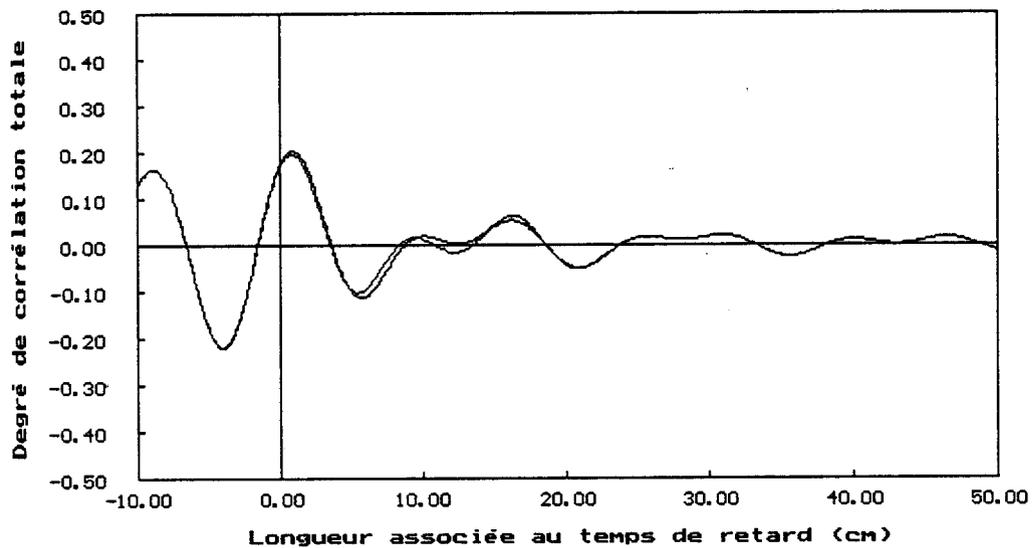
Nous présentons aux figures 57 à 62, d'une part la comparaison entre le profil de température théorique (élévation de température, constante égale à 1° sur le ou les plots chauffés, nulle ailleurs) et le profil de température obtenu après filtrage, d'autre part la comparaison entre l'interférogramme théorique et celui reconstitué à partir du profil de température obtenu après inversion du signal radiométrique.

Les résultats obtenus après filtrage sont satisfaisants. En effet, les profils de température obtenus sur les cellules de part et d'autre des plots chauffés sont plus réalistes que les profils théoriques considérant une discontinuité abrupte. Les valeurs négatives des températures obtenues sur certaines cellules, bien que physiquement concevables, sont dues à la prise en compte de certains échantillons de mesures pour lesquels la valeur du rapport signal sur bruit est assez faible.

Les conditions expérimentales étant choisies telles que l'élévation de température le long de la ligne soit positive ou nulle, on peut estimer l'erreur sur l'élévation de température de l'ordre de 10%.

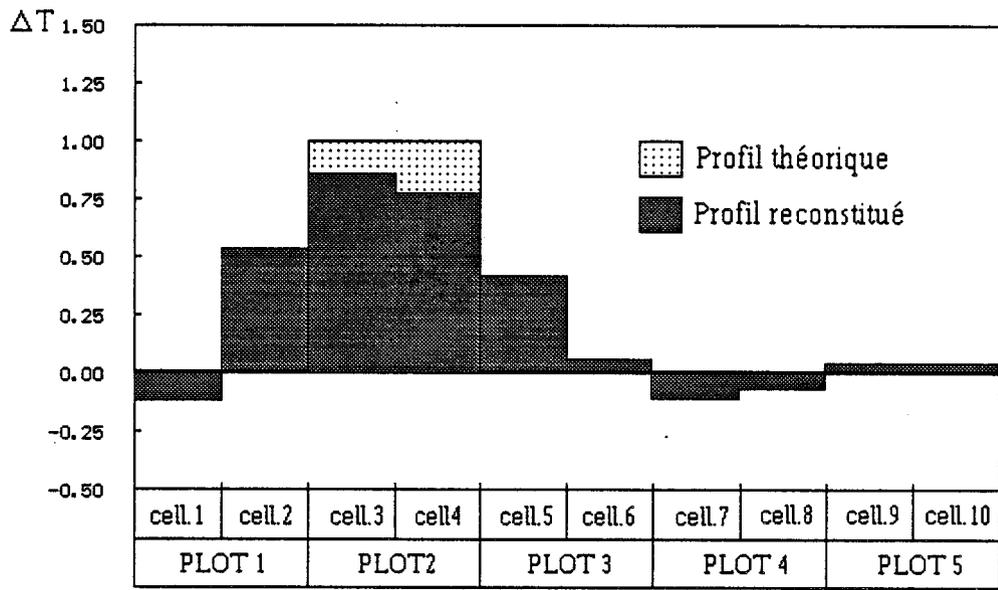


a)

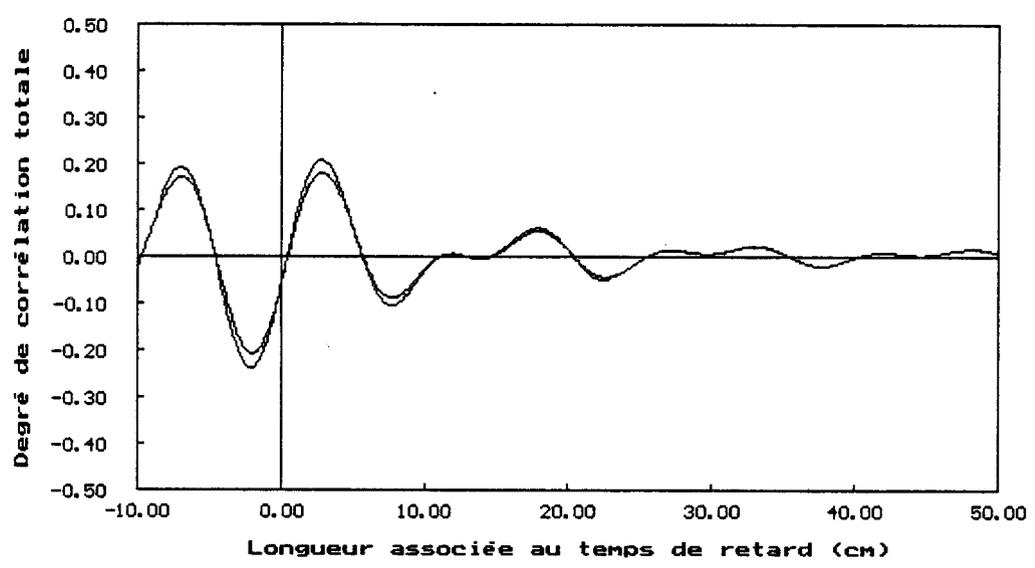


b)

Figure 57: a) Reconstitution du profil de température le long de la ligne après filtrage. Cas du 1^{er} plot soumis à une élévation de température de 1°C.
 b) Interférogrammes théorique et calculé en tenant compte du profil de température obtenu après filtrage.

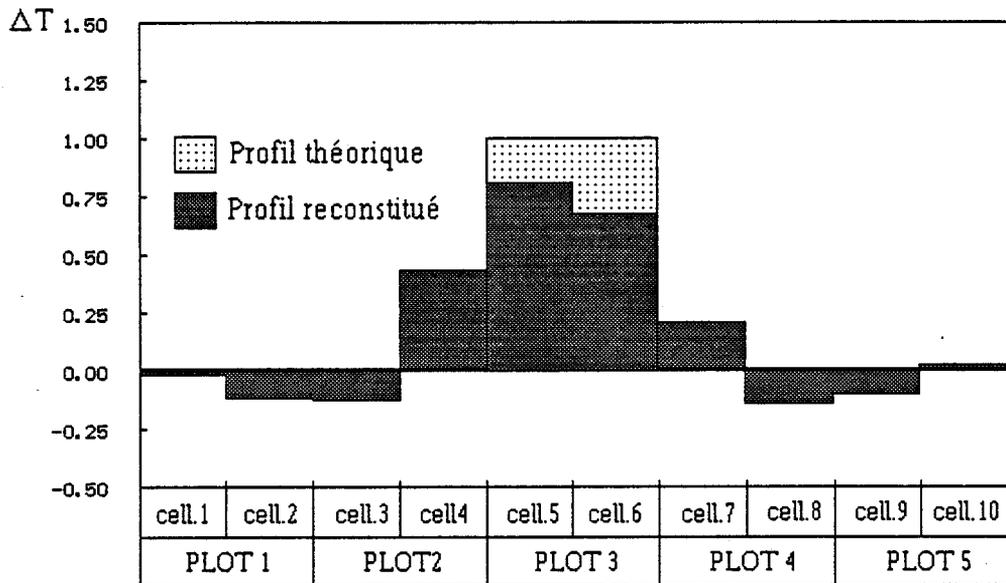


a)

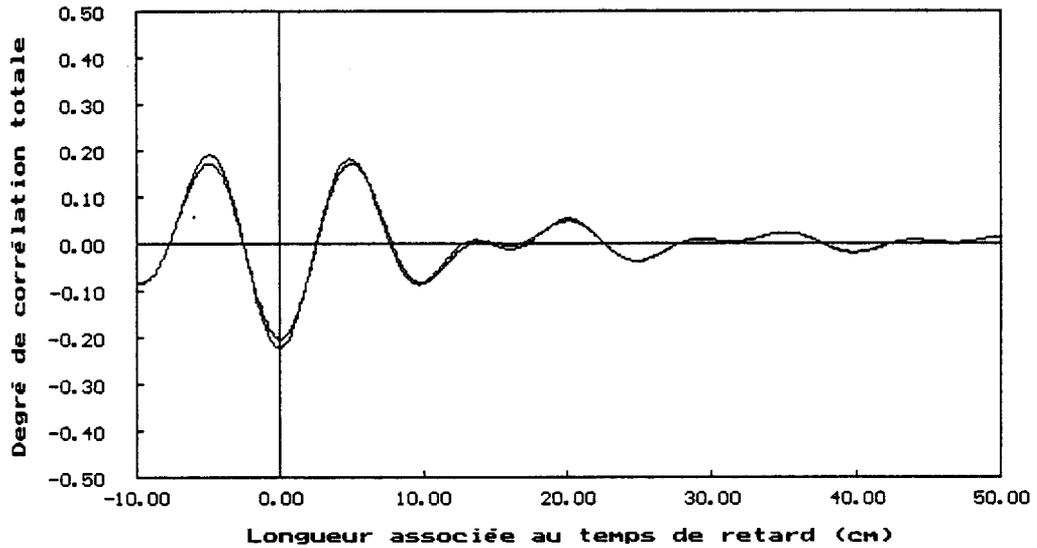


b)

Figure 58: a) Reconstitution du profil de température le long de la ligne après filtrage. Cas du 2^{ième} plot soumis à une élévation de température de 1°C.
 b) Interférogrammes théorique et calculé en tenant compte du profil de température obtenu après filtrage.

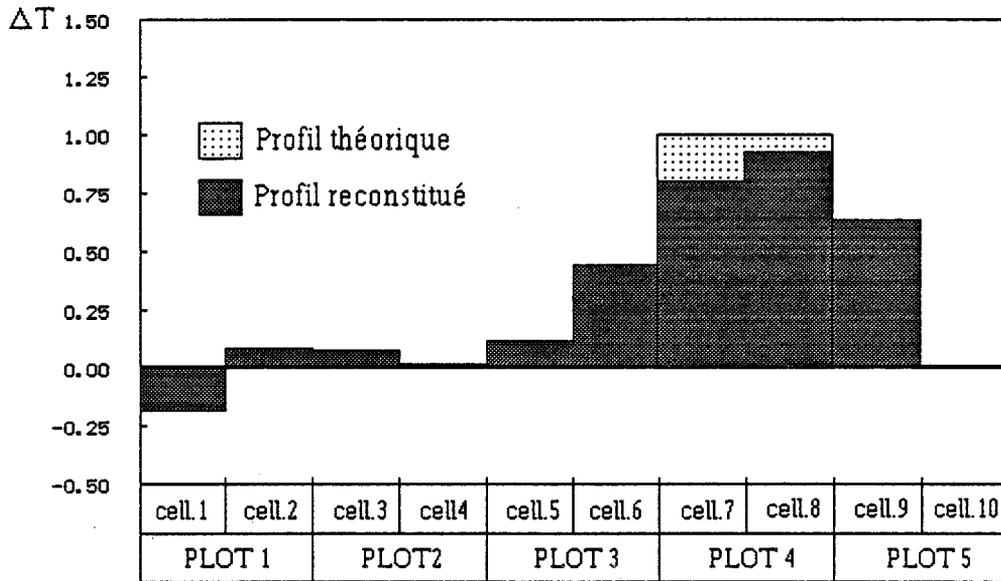


a)

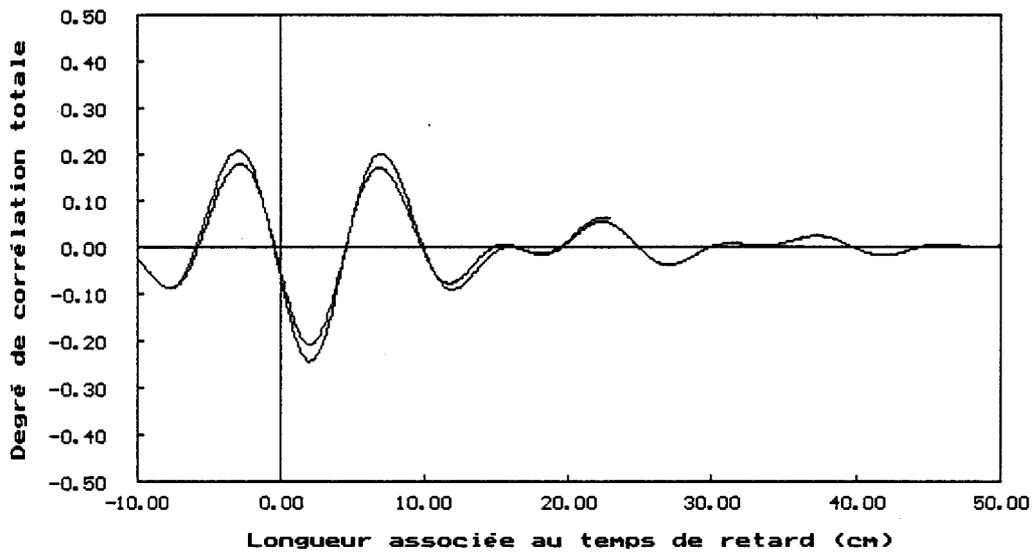


b)

Figure 59: a) Reconstitution du profil de température le long de la ligne après filtrage. Cas du 3^{ième} plot soumis à une élévation de température de 1°C.
 b) Interférogrammes théorique et calculé en tenant compte du profil de température obtenu après filtrage.

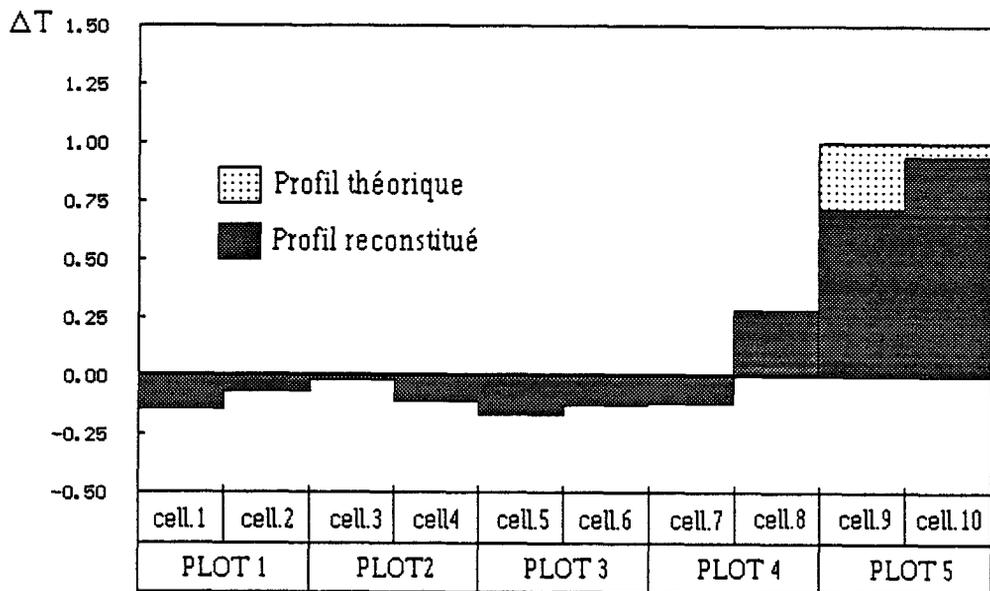


a)

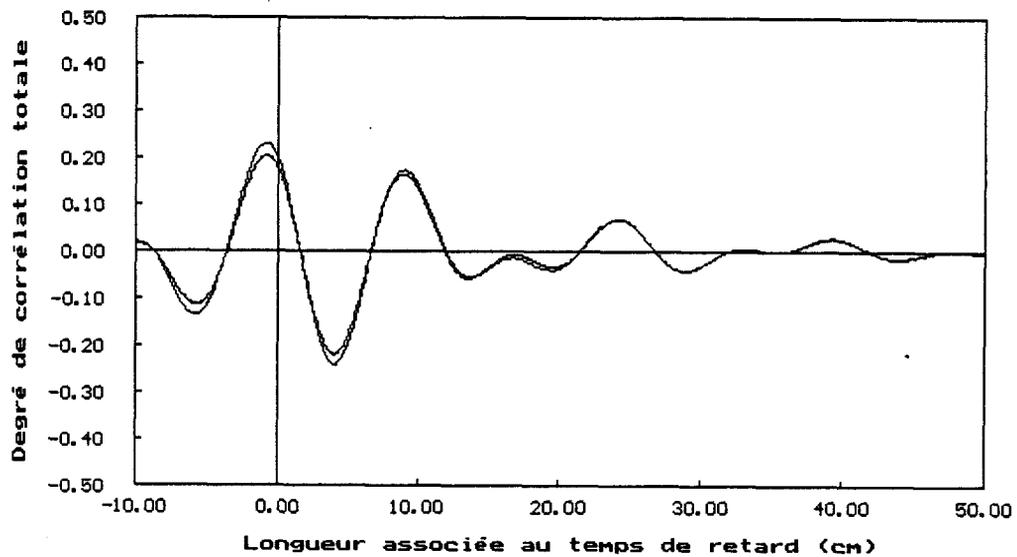


b)

Figure 60: a) Reconstitution du profil de température le long de la ligne après filtrage. Cas du 4^{ème} plot soumis à une élévation de température de 1°C.
 b) Interférogrammes théorique et calculé en tenant compte du profil de température obtenu après filtrage.

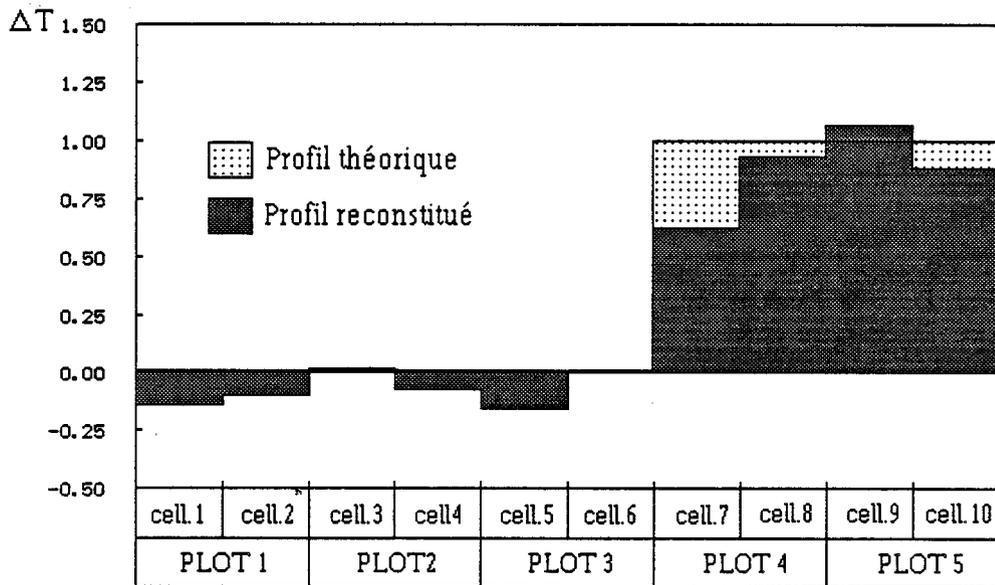


a)

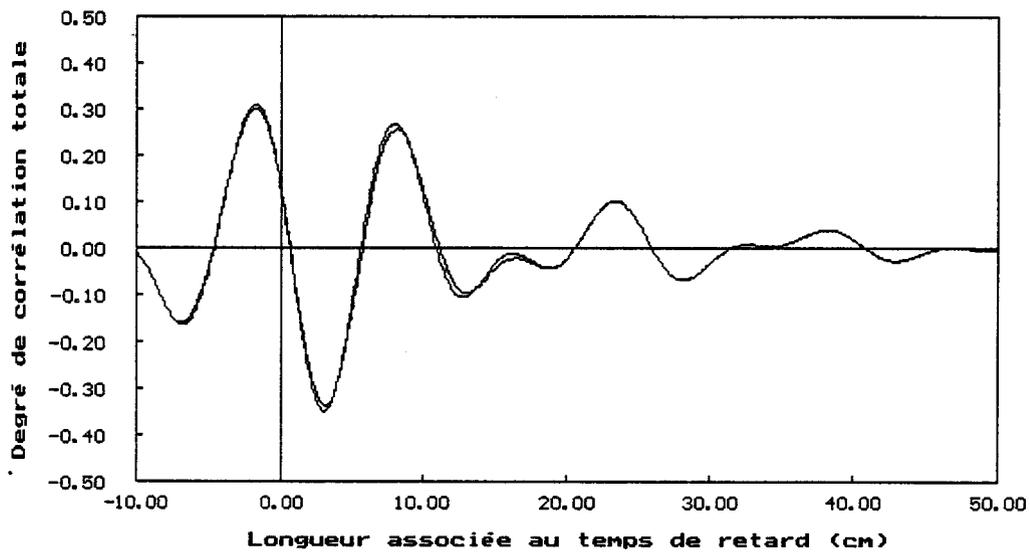


b)

Figure 61: a) Reconstitution du profil de température le long de la ligne après filtrage. Cas du 5^{ème} plot soumis à une élévation de température de 1°C.
 b) Interférogrammes théorique et calculé en tenant compte du profil de température obtenu après filtrage.



a)



b)

Figure 62: a) Reconstitution du profil de température le long de la ligne après filtrage. Cas des 4^{ième} et 5^{ième} plots soumis à une élévation de température de 1°C.
 b) Interférogrammes théorique et calculé en tenant compte du profil de température obtenu après filtrage.

1.5 Conclusion

Nous avons établi, dans une première partie, l'expression générale du signal radiométrique à partir du formalisme d'ondes de bruit lorsqu'un quadripôle passif dissipatif isotherme est connecté aux deux entrées du corrélateur. L'emploi de ce formalisme évite d'établir le bilan des puissances échangées entre les différents éléments dissipatifs du système pour déterminer l'expression du signal radiométrique.

Nous avons traité le cas particulier où ce quadripôle est une ligne microruban rendue dissipative par implantation de plots résistifs.

Une approche simplifiée de l'émission des signaux de bruit thermique, générés par la ligne microruban isotherme, a été justifiée et comparée à une approche numérique tenant compte des réflexions multiples pouvant exister entre les deux plans d'accès de la ligne. Cette modélisation nous a permis de choisir les valeurs des paramètres géométriques et électriques de la ligne microruban afin d'obtenir un signal radiométrique maximal.

Nous avons traité, ensuite, le cas où la ligne n'est pas isotherme.

Dans cette situation, le signal radiométrique résulte de deux effets: le premier provient de la température moyenne de la ligne, le second des gradients de température existant par rapport à cette température moyenne. Une approche simplifiée, analogue à celle utilisée précédemment et comparée à une méthode numérique tenant compte des réflexions multiples, nous a permis de déterminer les paramètres géométriques et électriques du capteur afin de rendre maximal la contribution due aux gradients thermiques tout en minimisant la contribution due à la ligne isotherme.

Des vérifications en mode actif et en radiométrie ont été présentées et ont validées les approches théoriques pour les deux situations considérées.

Nous avons proposé une méthode d'inversion du signal radiométrique, utilisant un filtre statistique de Kalman, pour reconstituer le profil de température existant le long de la ligne microruban.

Des déterminations expérimentales de profils de température ont été présentées et comparées aux profils théoriques.

Nous avons ainsi défini un capteur thermométrique opérant de la façon suivante: la ligne microruban étant amenée au contact d'un matériau qui est le siège d'une certaine distribution de température, les plots résistifs de la ligne sont chauffés en conséquence.

L'analyse du signal du radiomètre à corrélation permet alors de déterminer la distribution de température correspondante.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 1

- [1] Ph. LAUER
"Radiométrie microonde par corrélation appliquée à la thermométrie de quadripôle dissipatif"
Thèse de docteur de l'université, Lille, Septembre 1988
- [2] H. BOSMA
"On the theory of linear noisy systems"
Philips Res. Repts. Suppl., n°10, 1967
- [3] H.A. HAUS & Al.
"Representation of noisy in linear two ports"
Proceeding of the I.R.E., pp 69-74, January 1960
- [4] A.E. SIEGMAN
"Thermal noise in microwave systems - Part I"
Microwave Journal, vol.4, n°3, pp 81-90, 1961
- [5] A.E. SIEGMAN
"Thermal noise in microwave systems - Part II"
Microwave Journal, vol.4, n°4, pp 66-73, 1961
- [6] D.F. WAIT
"Thermal noise from a passive linear multiport"
I.E.E.E M.T.T., vol.16, n°9, pp 687-691, September 1968
- [7] E. VALK, D. ROUTLEDGE, J. VANELDIK, L. LANDECKER
"De-embedding two port noise parameters using a noise wave model"
I.E.E.E. Trans. on Instr. and Meas., vol. 37, n°2, pp 195-200, June 1988
- [8] R. HECKEN
"Analysis of linear two ports using scattering waves"
I.E.E.E M.T.T., vol.29, n°10, pp 997-1004, October 1981
- [9] R. MEYS
"A wave approach to the noise properties of linear microwave devices"
I.E.E.E M.T.T., vol.26, n°1, pp 34-37, January 1978
- [10] S. WITHINGTON
"Scattered noise waves in microwave and mm-wave networks"
Microwave Journal, pp 169-178, June 1989
- [11] G. CARUSO, M. SANNINO
"Computer-aided determination of microwave two port noise parameters"
I.E.E.E M.T.T., vol.26, n°9, pp 639-642, September 1978
- [12] V. RIZZOLI, A. LIPPARINI
"Computer-aided noise analysis of linear multiport networks of arbitrary topology"
I.E.E.E M.T.T., vol.33, n°12, pp 1507-1512, December 1985

- [13] N. KANAGLEKAR, R. Mc INTOSH, W. BRYANT
"Wave analysis of noise in interconnected multiport networks"
I.E.E.E M.T.T., vol.35, n°2, pp 112-115, February 1987
- [14] J. DOBROWOLSKI
" A CAD oriented method for noise figure computation of two ports with any internal topology"
I.E.E.E M.T.T., vol.37, n°1, pp 15-20, January 1989
- [15] K. FUJIMOTO
"On the correlation radiometer technique"
I.E.E.E M.T.T., pp 203-212, March 1964
- [16] L. BELLARBI
"Définition de la thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques"
Thèse de 3^{ème} cycle, Lille, 1984.
- [17] A. MAMOUNI, Y. LEROY, J.C. VAN DE VELDE, L. BELLARBI
"Introduction to correlation microwave thermography"
Journal of microwave power, pp 285-293, 1983
- [18] M. RYLE
"A new radio interferometer and its application to the observation of weak radio stars"
Proc. of the Royal Society of London, vol. 211 A., 1952
- [19] R.BADOUAL
"Les micro-ondes"
Editions MASSON, Tomes I et II, 1984
- [20] K.C. GUPTA, R. GARG, I. BAHL
"Microstrip lines and slotlines"
ARTECH house, 1986
- [21] P. DEHOUR, P. WARO, B. BOCQUET, J.C. VAN DE VELDE,
A. MAMOUNI, Y. LEROY
"Températures de bruit et de corrélation d'un milieu dissipatif"
Journées Nationales Microondes, Grenoble, Mars 1991
- [22] R. HOOKE, T.A. JEEVES
" 'Direct search' solution of numerical and statistical problems"
J.A.C.M., vol.8, pp 212-229, April 1961
- [23] J.W. BANDLER
"Optimization methods for computer-aided design"
I.E.E.E M.T.T., vol.17, n°8, pp 533-551, August 1969
- [24] S. SCHMITT
"La microélectronique hybride"
Editions HERMES, 1990

- [25] M.LABARERRE, J.P. KRIES, B. GIMONET
"Le filtrage et ses applications"
Editions CEPADUES

**TEMPERATURE DE CORRELATION D'UN QUADRIPOLE
CONSTITUE PAR DEUX SONDES SITUEES DE PART ET D'AUTRE
D'UNE LAME A FACES PARALLELES DISSIPATIVES**

**TEMPERATURE DE CORRELATION D'UN QUADRIPOLE
CONSTITUE PAR DEUX SONDES SITUEES DE PART ET D'AUTRE
D'UNE LAME A FACES PARALLELES DISSIPATIVES**

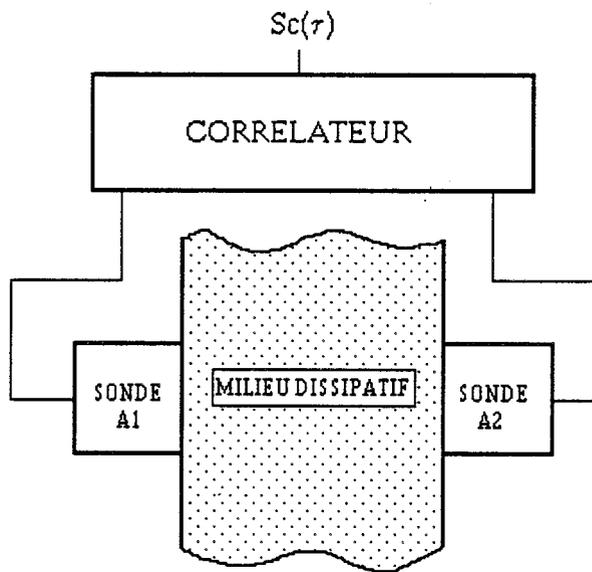


Figure 63

CHAPITRE 2

TEMPERATURE DE CORRELATION D'UN QUADRIPOLE CONSTITUE PAR DEUX SONDES SITUEES DE PART ET D'AUTRE D'UNE LAME A FACES PARALLELES DISSIPATIVE

2.1 Situation du problème

Nous avons expliqué dans l'introduction les raisons qui justifient notre étude.

Après avoir étudié le cas d'un quadripôle dissipatif symétrique, dans la configuration la plus simple où celui-ci est constitué par une ligne microruban dissipative, nous traitons maintenant le cas d'un quadripôle composé de deux ouvertures de guides rectangulaires, remplis d'un diélectrique sans pertes, placées de part et d'autre d'un milieu dissipatif dont la forme est une lame à faces parallèles (figure 63). L'association de ces deux guides et du milieu dissipatif constitue un cas particulier de quadripôle dissipatif symétrique. Ce problème est en fait un cas limite d'une situation étudiée précédemment au laboratoire (figure 1, page 1) dont le fonctionnement n'avait pas été totalement élucidé.

Dans une première partie, nous interprétons les phénomènes physiques engendrés par les discontinuités dans la structure de propagation (figure 63); nous posons les hypothèses utilisées dans le traitement électromagnétique de la double discontinuité correspondante. Nous détaillons notre méthode de calcul utilisant une technique de raccordement de modes aux différents interfaces.

Une deuxième partie présente une extension de la méthode appliquée au cas d'un milieu stratifié constituant le milieu dissipatif.

Nous présentons des applications numériques et des vérifications expérimentales, dans une troisième partie, d'une part en mode actif et d'autre part en radiométrie lorsque le milieu dissipatif est un milieu à fortes pertes tel que l'eau ou un milieu à faibles pertes tel que le glycérol.

Dans une dernière partie, nous concluons sur l'interprétation du comportement physique des situations présentées dans l'introduction (figures 1 et 2).

2.2 Modèle théorique

2.2.1 Introduction

Le problème que nous traitons se ramène au calcul du champ diffracté par une ouverture dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. De nombreux travaux ont déjà traité ce type de diffraction [1,2,3,4,5,6] mais généralement un plan conducteur, situé dans le plan de l'ouverture, entoure celle-ci (flanged waveguide). Plus récemment, le cas d'un guide d'onde, sans plan de masse métallique, a été étudié lorsque celui-ci est couplé, dans le cas le plus général, à un milieu dissipatif stratifié [7,8]. Nous montrons que ce dernier cas est une situation particulière de notre modèle.

Pour bien comprendre le formalisme employé, il est nécessaire de définir l'espace de travail et de connaître les propriétés du milieu dissipatif.

Nous travaillons dans l'espace des vecteurs d'ondes \mathbf{k} ¹. Le champ diffracté peut être considéré comme une superposition d'ondes planes élémentaires [9,10] caractérisées par un vecteur d'onde \mathbf{k}_i . Si le milieu, où nous décomposons le champ diffracté n'est pas borné, alors tous les vecteurs d'ondes \mathbf{k}_i , avec i variant de 0 à l'infini, existent: on a un spectre continu de modes. Cette représentation du champ diffracté n'est autre qu'une décomposition en série de Fourier.

Dans le cas où le milieu sous investigation est sans pertes, le vecteur d'onde relatif à chaque mode de propagation peut s'écrire:

$$\mathbf{k} = p\mathbf{x} + q\mathbf{y} + \beta \mathbf{z}$$

avec $p\mathbf{x}$, $q\mathbf{y}$ et $\beta \mathbf{z}$ les vecteurs d'ondes, respectivement, suivant les directions $0\mathbf{x}$, $0\mathbf{y}$ et la direction de propagation $0\mathbf{z}$.

Si, maintenant, le milieu est absorbant l'expression du vecteur d'onde \mathbf{k} est modifiée:

$$\mathbf{k} = p\mathbf{x} + q\mathbf{y} + (\beta - j\alpha)\mathbf{z}$$

où α est le terme d'atténuation suivant la direction de propagation $0\mathbf{z}$.

¹ Tout vecteur sera représenté en caractère gras

Les nombres d'ondes transversaux p et q sont généralement complexes ($p=p'-jp''$ et $q=q'-jq''$), mais la prise en compte des composantes imaginaires entraînerait des calculs d'une grande complexité. C'est pourquoi dans la suite de cette étude nous choisissons p et q réels: ce qui revient à négliger l'absorption dans les directions perpendiculaires à la direction de propagation. Pour justifier ce choix, il faut rappeler qu'une approche T.E.M. décrit assez bien l'évolution en champ proche sur l'axe Oz dans un milieu à très fortes pertes mais se trouve erronée dans un milieu à faibles pertes [11]. Pour ce dernier cas, il semble préférable d'introduire un paramètre homogène à une dispersion plutôt qu'un terme d'atténuation. De plus on rencontre dans de nombreuses publications le choix des vecteurs d'ondes transversaux réels [1,2,3,9].

2.2.2 Choix de la méthode

On exprime le champ diffracté par une ouverture dans un milieu ouvert par une intégrale de Fourier à deux dimensions [1,5,9]:

$$E(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(p,q) e^{-j(px+qy+k_z z)} dpdq$$

avec $F(p,q)$ la fonction de poids relative à chaque mode

k_z le nombre d'onde dans la direction de propagation

$F(p,q)$ peut être déterminée, par transformée de Fourier inverse, à partir de la connaissance du champ dans l'ouverture $E(x,y,0)$:

$$F(p,q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x,y,0) e^{-j(px+qy)} dx dy$$

Une approche identique à celle adoptée par Ph.Gélin [11,12] nous permet d'obtenir des formes analytiques de ces fonctions de poids.

Connaissant la forme analytique des fonctions de base orthogonales $E(x,y,p,q)$, on écrit le champ électrique sous la forme:

$$E(x,y,z) = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} E(x,y,p,q) qt(p,q) e^{-jk_z z} dpdq$$

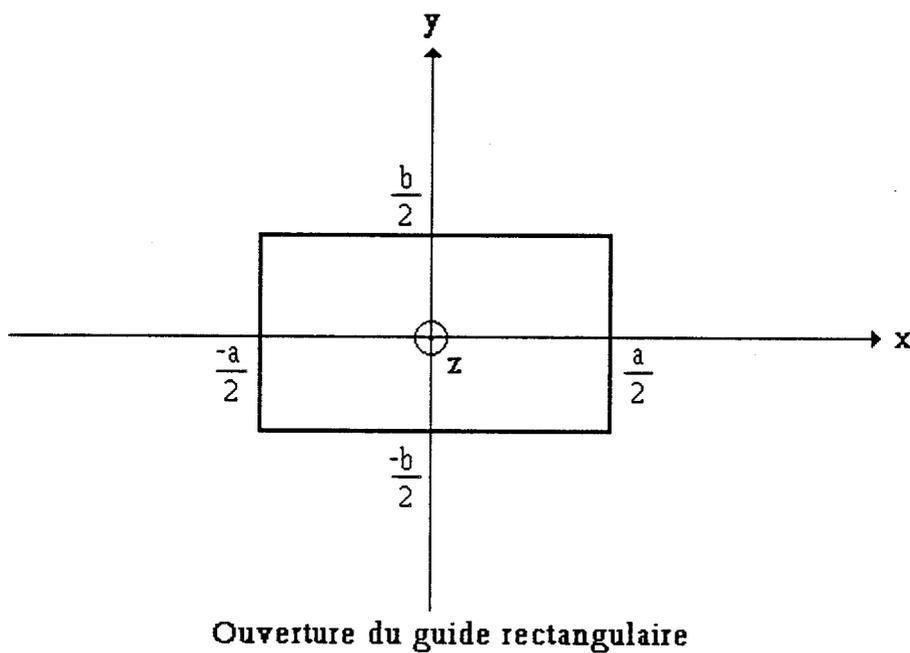
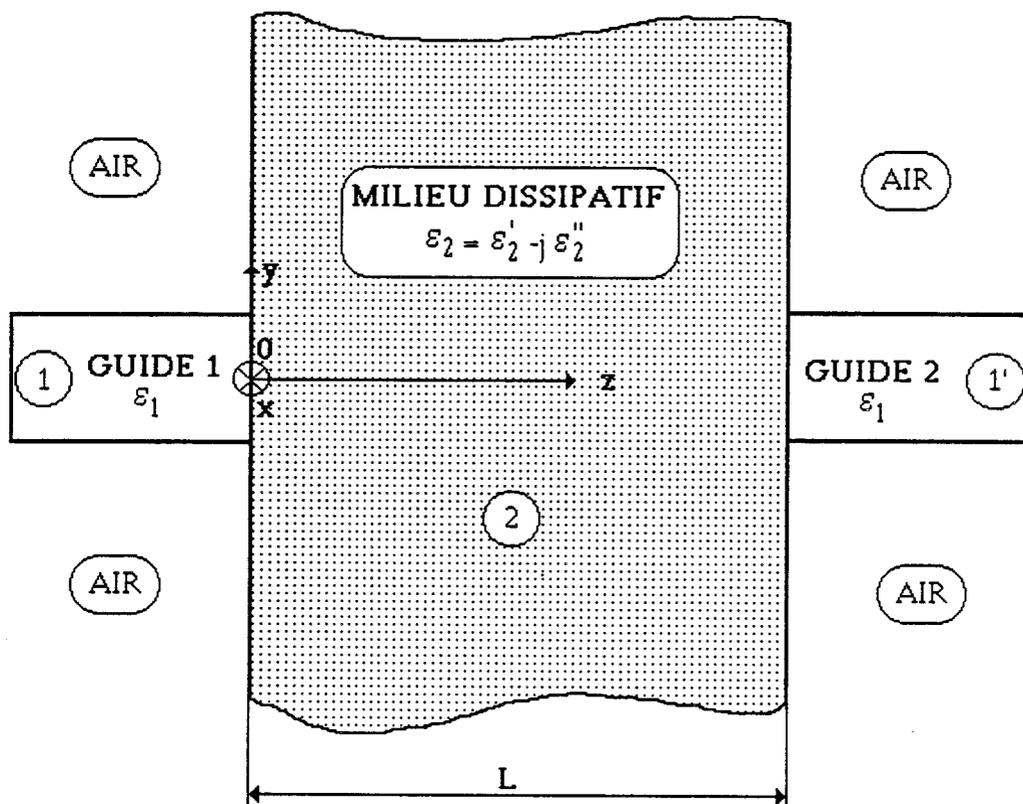


Figure 64: Structure de propagation et référentiel d'étude.

où $qt(p,q)$ est la fonction de poids relative à chaque mode qu'il faut déterminer par application des relations d'orthogonalité entre modes de part et d'autre des surfaces de discontinuité.

2.2.3 Présentation de la structure de propagation

Nous présentons, figure 64, notre structure de propagation et pouvons y discerner 5 zones principales:

Zones 1 et 1': Guides d'ondes rectangulaires remplis d'un diélectrique sans pertes de permittivité ϵ_1

Zone 2: Milieu ouvert dissipatif de permittivité $\epsilon_2 = \epsilon'_2 - j\epsilon''_2$ et d'épaisseur L

Zones air: Milieu sans pertes (air) entourant les deux guides rectangulaires

Les dimensions des guides 1 et 2 sont calculées pour ne propager que le mode fondamental TE_{00} [14]. En effet, pour un système de coordonnées rectangulaires, avec l'origine prise au centre de l'ouverture (figure 64), le mode fondamental devient le mode TE_{00} : seule l'écriture change; les caractéristiques de ce mode sont identiques à celles du mode fondamental TE_{01} .

La discontinuité en $z=0$ génère des modes réfléchis évanescents TE^{mn} et TM^{mn} , l'énergie de ces modes est stockée à l'interface. Seul le mode fondamental réfléchi, affecté de son coefficient de réflexion ρ , se propage dans le guide dans le sens inverse à la direction de propagation ($z < 0$).

Le flux de puissance de chacun des modes à travers la surface S_1 , délimitée par les parois du guide, s'écrit [12,13]:

$$P_{mn} = \frac{1}{2} \int_{S_1} \left[\mathbf{E}_1^{mn} \wedge \mathbf{H}_1^{m'n'*} \right] \cdot \mathbf{z} dS = \langle \mathbf{H}_1^{m'n'} / \mathbf{E}_1^{mn} \rangle \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (\text{II.1})$$

avec
$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i=j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}$$

Par conséquent, le flux de puissance à travers la surface S_1 existe si $m=m'$ et $n=n'$. Autrement dit les composantes de champ appartenant à des modes différents ne transportent pas de puissance, ceci dans un même milieu de propagation.

Dans le milieu dissipatif ouvert (zone 2), il existe un spectre continu de modes. Pour se rapprocher d'une nomenclature de modes hybrides, on établit une nomenclature de modes TE et TM pour disposer des 6 composantes de champ ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$) simultanément [3,15]. La fonction de couplage sera une superposition d'une fonction de couplage en transmission qt^+ et d'une fonction de couplage en réflexion qt^- [3] du fait de la discontinuité en $z=L$. On introduit donc des fonctions de couplage en transmission, $qt^+ qtm^+$, et en réflexion, $qt^- qtm^-$, respectivement pour les modes TE et TM.

Pour chacun de ces modes, on peut définir comme précédemment un flux de puissance à travers la section droite S_2 du milieu dissipatif:

$$P_2^{\text{TE, TM}}_{[p,q]} = \frac{1}{2} \iint_{S_2} \left[\mathbf{E}_2^{\text{TE, TM}}_{[p,q]} \wedge \mathbf{H}_2^{\text{TE, TM}*}_{[p',q']} \right] z dS$$

$$P_2^{\text{TE, TM}}_{[p,q]} = \frac{1}{2} \langle \mathbf{H}_2^{\text{TE, TM}}_{[p',q']} / \mathbf{E}_2^{\text{TE, TM}}_{[p,q]} \rangle \delta_{pp'} \delta_{qq'} \quad (\text{II.2})$$

Le flux de puissance existe si $p=p'$ et $q=q'$ avec p et q les nombres d'ondes transversaux dans la zone 2.

La relation d'orthogonalité des modes [3] permet d'exprimer par la relation

$$\iint_{S_2} \left[\mathbf{E}_2^{\text{TE}}_{[p,q]} \wedge \mathbf{H}_2^{\text{TM}*}_{[p',q']} \right] z dS = 0 \quad (\text{II.3})$$

qu'il n'existe pas de couplage entre les modes TE et TM du milieu dissipatif. En outre, on peut définir le couplage entre le milieu dissipatif et le guide par les relations suivantes:

$$\iint_{S_2} \left[\mathbf{E}_1^{\text{mn}} \wedge \mathbf{H}_2^{\text{TE, TM}*}_{[p,q]} \right] z dS = \langle \mathbf{H}_2^{\text{TE, TM}}_{[p,q]} / \mathbf{E}_1^{\text{mn}} \rangle \quad (\text{II.4})$$

$$\iint_{S_2} \left[\mathbf{E}_2^{\text{TE, TM}} \wedge \mathbf{H}_1^{\text{mn}*} \right] z dS = \langle \mathbf{H}_1^{\text{mn}} / \mathbf{E}_2^{\text{TE, TM}}_{[p,q]} \rangle \quad (\text{II.5})$$

Le guide 2 est identique au guide 1, le seul mode pouvant se propager est le fondamental TE_{00} affecté d'un coefficient de transmission en tension t . De même que dans le guide 1, il apparaît des modes TE^{mn} et TM^{mn} évanescents. On caractérisera le couplage entre le milieu dissipatif et le guide par les relations (II.4) et (II.5).

Dans la suite de ce chapitre, nous négligeons le couplage possible de l'énergie entre le milieu dissipatif et l'air. Nous reviendrons ultérieurement sur cette hypothèse. Toutefois, notons que le fait de ne pas tenir compte des fonctions de couplage dans l'air nous impose de ne pas tenir compte des modes supérieurs évanescents dans les guides 1 et 2 [7].

2.2.4 Equations de propagation et expressions des champs de modes

* Guide d'onde

A partir des équations de Maxwell et dans le repère considéré figure 64, l'équation de propagation pour le guide s'écrit:

$$\left[\frac{\delta^2}{\delta x^2} + \frac{\delta^2}{\delta y^2} - k_1^2 \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0$$

où compte tenu des conditions aux limites, l'équation caractéristique s'écrit:

$$k_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - b_{mn}^2 = (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + \left(\frac{2n\pi}{b} \right)^2$$

avec k_1 le nombre d'onde du mode se propageant dans le guide, $k_0 = (\omega_0^2 \mu_0 \varepsilon_0)^{0,5}$ le nombre d'onde dans le vide, a et b , respectivement le grand et le petit coté du guide rectangulaire.

On en déduit la constante de phase pour le mode fondamental ($m=n=0$):

$$\beta_{00} = \beta_1 = \left[k_0^2 \varepsilon_1 - \frac{\pi^2}{a^2} \right]^{0,5}$$

et l'expression des composantes de champs du mode fondamental dans le guide:

$$\begin{Bmatrix} E_{1y} \\ H_{1x} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_1 \\ -B_1 \end{Bmatrix} H_1 \frac{\pi}{a} \cos \left[\frac{\pi}{a} x \right] e^{j(\omega t - \beta_1 z)}$$

$$H_{1z} = -H_1 \sin \left[\frac{\pi}{a} x \right] e^{j(\omega t - \beta_1 z)}$$

avec

$$A_1 = -j \frac{\omega \mu_0}{k_1^2} \text{ et } B_1 = -j \frac{\beta_1}{k_1^2}$$

En normalisant à 1, le module du flux de puissance à travers l'ouverture du guide, on a:

$$1 = \left| \frac{1}{2} \int_{S_1} \left(\mathbf{E}_1^{00} \wedge \mathbf{H}_1^{00*} \right) \cdot \mathbf{z} dS \right|$$

et l'on peut définir l'amplitude H_1 du mode fondamental:

$$H_1 = \frac{2\pi}{a} (\omega \mu_0 | \beta_1 | ab)^{-0.5}$$

* Milieu dissipatif

Pour un milieu absorbant, la constante de propagation devient une quantité complexe avec un terme d'atténuation α_2 et un terme de phase β_2 . La nature ouverte du milieu dissipatif impose l'existence de modes continus caractérisés par des nombres d'ondes transversaux continus p et q .

L'équation de propagation dans ce milieu s'écrit:

$$\left[\frac{\delta^2}{\delta x^2} + \frac{\delta^2}{\delta y^2} - k_2^2 \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0$$

où
$$k_2^2 = k_0^2 \epsilon_2 - \gamma_2^2 = p^2 + q^2$$

avec p, q les nombres d'ondes transversaux réels variant de 0 à l'infini

$\gamma_2 [p, q] = \beta_2 [p, q] - j \alpha_2 [p, q]$ la constante de propagation complexe.

On en déduit l'expression de la constante de phase:

$$\beta_{2[p, q]} = \left[\frac{k_0^2 \epsilon'_2 - p^2 - q^2}{2} + \frac{1}{2} \left(\left(k_0^2 \epsilon'_2 - p^2 - q^2 \right)^2 + \left(k_0^2 \epsilon''_2 \right)^2 \right)^{0.5} \right]^{0.5}$$

et l'expression de la constante d'atténuation:

$$\alpha_{2[p, q]} = \frac{k_0^2 \epsilon''_2}{2\beta_{2[p, q]}}$$

Dans le milieu dissipatif, on a une nomenclature de modes TE et TM. Il faut que ces champs de modes soient des fonctions de bases orthogonales. Pour cela, on les choisit de même type que celles se propageant dans le guide avec la simple transformation des fonctions discrètes en fonctions continues de p et q. On obtient:

Modes TE

$$\begin{Bmatrix} E_{2x} \\ H_{2y} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -A \\ -B \end{Bmatrix} H_2 q \sin(px) \cos(qy) e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$$

$$\begin{Bmatrix} E_{2y} \\ H_{2x} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -A \\ B \end{Bmatrix} H_2 p \cos(px) \sin(qy) e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$$

$$H_{2z} = H_2 \sin(px) \cos(qy) e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$$

avec
$$A = j \frac{\omega \mu_0}{p^2 + q^2} \text{ et } B = j \frac{\gamma_2}{p^2 + q^2}$$

Modes TM

$$\begin{Bmatrix} E_{2x} \\ H_{2y} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} C \\ D \end{Bmatrix} E_2 p \sin(px) \cos(qy) e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$$

$$\begin{Bmatrix} E_{2y} \\ H_{2x} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -C \\ D \end{Bmatrix} E_2 q \cos(px) \sin(qy) e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$$

$$E_{2z} = E_2 \cos(px) \sin(qy) e^{j(\omega t - \gamma_2 z)}$$

avec
$$C = B \text{ et } D = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{p^2 + q^2}$$

Pour définir l'amplitude des champs de modes, on normalise à 1 le module du flux de puissance à travers la surface S_2 délimitée par des murs électriques et magnétiques placés suffisamment loin en $x = \pm \pi$ et $y = \pm \pi$, de telle façon qu'ils ne perturbent pas le champ établi dans le milieu dissipatif. Dans ces conditions, on obtient:

$$H_2 = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \omega \mu_0 |\gamma_2|} \right]^{0,5}$$

$$E_2 = \left[\frac{2(p^2 + q^2)}{\pi^2 \omega \epsilon_0 |\gamma_2| |\epsilon_2|} \right]^{0,5}$$

2.2.5 Equations de continuité aux interfaces

* Représentation des champs dans le milieu dissipatif

Le formalisme adopté pour l'écriture des champs dans le milieu dissipatif est le suivant:

$$\begin{bmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \end{bmatrix}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qp_2^{\text{TE}}(z) \begin{bmatrix} E_{2x}^{\text{TE}} \\ E_{2y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qp_2^{\text{TM}}(z) \begin{bmatrix} E_{2x}^{\text{TM}} \\ E_{2y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq$$

$$E_{2z}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty Qp_2^{\text{TM}}(z) H_{2z}^{\text{TM}} dpdq$$

$$\begin{bmatrix} H_{2x} \\ H_{2y} \end{bmatrix}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qm_2^{\text{TE}}(z) \begin{bmatrix} H_{2x}^{\text{TE}} \\ H_{2y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qm_2^{\text{TM}}(z) \begin{bmatrix} H_{2x}^{\text{TM}} \\ H_{2y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq$$

$$H_{2z}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty Qm_2^{\text{TE}}(z) H_{2z}^{\text{TE}} dpdq$$

* Equations de continuité

On écrit les équations de continuité spatiales des champs transversaux dans les deux plans de discontinuités situés en $z=0$ et $z=L$.

* $z=0$

$$\begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix} (1+\rho) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qp_2^{\text{TE}}(0) \begin{bmatrix} E_{2x}^{\text{TE}} \\ E_{2y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qp_2^{\text{TM}}(0) \begin{bmatrix} E_{2x}^{\text{TM}} \\ E_{2y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq \quad \begin{matrix} \text{(II.6)} \\ \text{(II.7)} \end{matrix}$$

$$\begin{bmatrix} H_{1x} \\ H_{1y} \end{bmatrix} (1-\rho) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qm_2^{\text{TE}}(0) \begin{bmatrix} H_{2x}^{\text{TE}} \\ H_{2y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qm_2^{\text{TM}}(0) \begin{bmatrix} H_{2x}^{\text{TM}} \\ H_{2y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq \quad \begin{matrix} \text{(II.8)} \\ \text{(II.9)} \end{matrix}$$

* $z=L$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qp_2^{\text{TE}}(L) \begin{bmatrix} E_{2x}^{\text{TE}} \\ E_{2y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qp_2^{\text{TM}}(L) \begin{bmatrix} E_{2x}^{\text{TM}} \\ E_{2y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq = t \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix} e^{-j\beta_1 L} \quad \begin{matrix} \text{(II.10)} \\ \text{(II.11)} \end{matrix}$$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qm_2^{\text{TE}}(L) \begin{bmatrix} H_{2x}^{\text{TE}} \\ H_{2y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qm_2^{\text{TM}}(L) \begin{bmatrix} H_{2x}^{\text{TM}} \\ H_{2y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq = t \begin{bmatrix} H_{1x} \\ H_{1y} \end{bmatrix} e^{-j\beta_1 L} \quad \begin{matrix} \text{(II.12)} \\ \text{(II.13)} \end{matrix}$$

avec

$$Qp_2^{\text{TE}}(0) = qte^+_{[p,q]} + qte^-_{[p,q]}$$

$$Qm_2^{\text{TE}}(0) = qte^+_{[p,q]} - qte^-_{[p,q]}$$

$$Qp_2^{\text{TM}}(0) = qtm^+_{[p,q]} + qtm^-_{[p,q]}$$

$$Qm_2^{\text{TM}}(0) = qtm^+_{[p,q]} - qtm^-_{[p,q]}$$

$$Qp_2^{\text{TE}}(L) = qte^+_{[p,q]} e^{-j\gamma_2 L} + qte^-_{[p,q]} e^{+j\gamma_2 L}$$

$$Qm_2^{\text{TE}}(L) = qte^+_{[p,q]} e^{-j\gamma_2 L} - qte^-_{[p,q]} e^{+j\gamma_2 L}$$

$$Qp_2^{\text{TM}}(L) = qtm^+_{[p,q]} e^{-j\gamma_2 L} + qtm^-_{[p,q]} e^{+j\gamma_2 L}$$

$$Qm_2^{\text{TM}}(L) = qtm^+_{[p,q]} e^{-j\gamma_2 L} - qtm^-_{[p,q]} e^{+j\gamma_2 L}$$

2.2.6 Conservation de la puissance aux interfaces

* Conservation de la puissance à la première interface

Le calcul du flux de puissance [4,6] à travers la surface de discontinuité, en $z=0$, est donnée par l'intégration sur cette surface de l'expression suivante:

$$(II.6)_{[p,q]} \cdot (II.9)^*_{[p',q']} \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.7)_{[p,q]} \cdot (II.8)^*_{[p',q']} \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

En appliquant les propriétés d'orthogonalité des modes, on obtient:

$$(1+\rho)(1-\rho^*) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} (|qte^+|^2) (1-|Le|^2 + Le - Le^*) p_2^{TE} dpdq$$

$$+ \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} (|qtm^+|^2) (1-|Lm|^2 + Lm - Lm^*) p_2^{TM} dpdq$$

avec $Le = -\frac{\beta_1 - \gamma_2}{\beta_1 + \gamma_2} e^{-2j\gamma_2 L}$ tel que $qte^- = Le \cdot qte^+$

$$Lm = \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2 - \beta_1 \gamma_2}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2 + \beta_1 \gamma_2} e^{-2j\gamma_2 L} \quad \text{tel que } qtm^- = Lm \cdot qtm^+$$

On peut encore écrire la relation précédente:

$$(1 + \rho)(1 - \rho^*) = \rho'$$

La projection de cette équation sur l'axe des réels puis sur l'axe des imaginaires fournit les deux équations suivantes:

$$1 = |\rho|^2 + \text{Re}(\rho') \quad (II.14)$$

$$2 \text{Im}(\rho) = \text{Im}(\rho') \quad (II.15)$$

L'équation (II.14) est l'expression mathématique de la conservation de l'énergie à la première interface. La quantité $|\rho|^2$ représente la puissance couplée sur le mode réfléchi dans le guide et la quantité $\text{Re}(\rho')$ représente la puissance couplée sur les modes diffractés dans le milieu ouvert. L'équation (II.15) est une équation test de la méthode permettant de valider les calculs numériques.

*** Conservation de la puissance à la deuxième interface**

De même que sur la première interface, le calcul du flux de puissance à travers la deuxième surface de discontinuité, en $z=L$, est donnée par l'intégration sur cette surface de l'expression :

$$(II.10)_{[p,q]}.(II.13)^*_{[p',q']} \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.11)_{[p,q]}.(II.12)^*_{[p',q']} \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

En appliquant les propriétés d'orthogonalité des modes, on obtient:

$$|t|^2 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} |qte^+|^2 e^{-2\alpha_2 L} (1 - |Le|^2 e^{+4\alpha_2 L} + Le e^{+2j\gamma_2 L} - Le^* e^{-2j\gamma_2^* L}) p_2^{TE} dpdq$$

$$+ \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} |qtm^+|^2 e^{-2\alpha_2 L} (1 - |Lm|^2 e^{+4\alpha_2 L} + Lm e^{+2j\gamma_2 L} - Lm^* e^{-2j\gamma_2^* L}) p_2^{TM} dpdq$$

On peut encore écrire la relation précédente

$$|t|^2 = \rho''$$

La projection de cette équation sur l'axe des réels puis sur l'axe des imaginaires fournit les deux équations suivantes:

$$|t|^2 = \text{Re}(\rho'') \quad (II.16)$$

$$0 = \text{Im}(\rho'') \quad (II.17)$$

L'équation (II.16) est l'équation de conservation de l'énergie sur la deuxième interface. La quantité $|t|^2$ représente la puissance couplée sur le mode fondamental se propageant dans le guide 2. L'équation (II.17) sera une autre équation test de la méthode.

2.2.7 Fonctions de couplage

* Calcul des fonctions de couplage qte

En intégrant sur les surfaces de discontinuité les expressions suivantes:

$$(II.6)_{[p,q]}.H_{2y}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.7)_{[p,q]}.H_{2x}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.9)_{[p,q]}.E_{2x}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.8)_{[p,q]}.H_{2y}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.10)_{[p,q]}.H_{2y}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.11)_{[p,q]}.H_{2x}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.13)_{[p,q]}.E_{2x}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.12)_{[p,q]}.H_{2y}^{TE*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

et en appliquant l'orthogonalité des modes, on obtient:

$$qte^+ = \frac{8 \beta_1 H_1 p}{H_2 q} \cdot \frac{1}{\beta_1 + \gamma_2} \cdot \frac{1}{1 + Le \frac{\beta_1 - \gamma_2}{\beta_1 + \gamma_2}} \cdot \frac{\cos(ap/2) \sin(qb/2)}{\pi^2 \left[\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right]}$$

$$qte^- = Le \cdot qte^+ \text{ avec } Le = - \frac{\beta_1 - \gamma_2}{\beta_1 + \gamma_2} e^{-2j\gamma_2 L}$$

* Calcul des fonctions de couplage qtm

En intégrant d'une part sur les surfaces de discontinuité les expressions suivantes:

$$(II.6)_{[p,q]}.H_{2y}^{TM*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.7)_{[p,q]}.H_{2x}^{TM*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.9)_{[p,q]}.E_{2x}^{TM*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.8)_{[p,q]}.H_{2y}^{TM*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.10)_{[p,q]}.H_{2y}^{TM*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.11)_{[p,q]}.H_{2x}^{TM*} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.13).E_{2x}^{TM} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.12).H_{2y}^{TM} [p',q'] \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

et en appliquant l'orthogonalité des modes, on obtient:

$$qtm^+ = \frac{8 \beta_1 H_1 \omega \mu_0}{E_2} \cdot \frac{1}{\beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2} \cdot \frac{1}{1 + Lm \frac{\beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}} \cdot \frac{\cos(ap/2) \sin(qb/2)}{\pi^2 \left[\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right]}$$

$$qtm^- = Lm \cdot qtm^+ \text{ avec } Lm = - \frac{\beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2} e^{-2j\gamma_2 L}$$

2.2.8 Coefficients de réflexion et de transmission

* Coefficient de réflexion

On intègre sur la première surface de discontinuité, en $z=0$, les équations suivantes:

$$(II.6)_{[p,q]} \cdot H_{1y}^* - (II.7)_{[p,q]} \cdot H_{1x}^* \quad (II.18)$$

$$(II.8)_{[p,q]} \cdot H_{1y}^* - (II.9)_{[p,q]} \cdot H_{1x}^* \quad (II.19)$$

En appliquant l'orthogonalité des modes et en effectuant la soustraction des relations (II.18) et (II.19), on obtient l'expression du coefficient de réflexion:

$$\rho = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte + \frac{\omega \mu_0 H_1 H_2 p}{q(p^2 + q^2)} [(1+Le) \beta_1 - (1-Le) \gamma_2] + qtm + \frac{H_1 E_2}{p^2 + q^2} [(1+Lm) \beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 (1-Lm)] \right\} R(p,q) dpdq \quad (II.20)$$

avec
$$R(p,q) = \frac{\cos(ap/2) \sin(qb/2)}{\pi^2 \left[\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right]}$$

* Coefficient de transmission

On intègre sur la surface les équations suivantes:

$$(II.10)_{[p,q]} \cdot H_{1y}^* - (II.11)_{[p,q]} \cdot H_{1x}^* \quad (II.21)$$

$$(II.12)_{[p,q]} \cdot H_{1y}^* - (II.13)_{[p,q]} \cdot H_{1x}^* \quad (II.22)$$

En appliquant l'orthogonalité des modes et en effectuant la somme des relations (II.21) et (II.22), on obtient l'expression du coefficient de transmission:

$$t = e^{-j\beta_1 L} \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte^{+\frac{\omega\mu_0 H_1 H_2 p}{q(p^2+q^2)}} [(1+Le^{+2j\gamma_2 L}) \beta_1 - (1-Le^{+2j\gamma_2 L}) \gamma_2] \right. \\ \left. + qtm + \frac{H_1 E_2}{p^2+q^2} [(1+Lm e^{+2j\gamma_2 L}) \beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 (1-Lm e^{+2j\gamma_2 L})] \right\} R(p,q) e^{-j\gamma_2 L} dpdq \quad (\text{II.23})$$

2.2.9 Test de la méthode

La détermination des fonctions de couplage, qte et qtm , nécessite le calcul d'une intégrale double d'une fonction des variables réelles p et q variant de zéro à l'infini. Or le calcul numérique de ces intégrales demande d'introduire des valeurs limites, p_{\max} et q_{\max} , finies. Ces valeurs maximales de p et q , qui dépendent de la nature du milieu dissipatif considéré, sont déterminées de façon à vérifier la convergence, vers le nombre 4, du terme de droite de l'équation test suivante:

$$4 = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte^{+\frac{\omega\mu_0 H_1 H_2 p}{q(p^2+q^2)}} [(1+Le) \beta_1 + (1-Le) \gamma_2] \right. \\ \left. + qtm + \frac{H_1 E_2}{p^2+q^2} [(1+Lm) \beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 (1-Lm)] \right\} R(p,q) dpdq$$

Cette équation est obtenue en appliquant l'orthogonalité des modes et en effectuant la somme des relations (II.18) et (II.19).

Notons que cette procédure revient à déterminer les valeurs p_{\max} et q_{\max} , ou autrement dit le nombre de modes continus à prendre en compte, pour assurer la convergence du coefficient de réflexion, à la première interface en $z=0$.

2.2.10 Domaines de validité du modèle et des hypothèses posées

Nous avons présenté un modèle théorique simplifié permettant d'aboutir à des formulations analytiques du coefficient de réflexion sur la première interface en $z=0$ et du coefficient de transmission sur la seconde interface en $z=L$.

Les expressions trouvées, pour ce coefficient de réflexion et de transmission, ne sont en fait que des solutions du premier ordre. En effet, si l'on tient compte du modèle complet, à condition de connaître la nomenclature des champs dans l'air autour des deux

guides, on aboutit à un système d'intégrales couplées entre les fonctions de couplage du milieu dissipatif et celles de l'air [7, 11, 12]. Dans ce cas on obtient un système itératif qui peut être initialisé par les fonctions de couplage du premier ordre du milieu dissipatif. Autrement dit, les fonctions de couplage du premier ordre sont les solutions au problème lorsque l'on néglige le rayonnement vers l'arrière ($z < 0$) par rapport au rayonnement dans le sens de la propagation ($z > 0$).

L'introduction de nombres d'ondes transversaux p et q réels suppose que l'atténuation transversale est nulle ou tout au moins que le module du vecteur d'onde transversal soit négligeable par rapport au module du vecteur d'onde longitudinal.

Par conséquent, le modèle simplifié peut se substituer au modèle complet d'une part, si le rayonnement du guide est confiné suivant la direction de propagation afin de réduire le couplage avec l'air (condition qui sera réalisée si le rapport ϵ'_2/ϵ_1 est grand devant 1), et d'autre part si l'on peut négliger l'atténuation transversale dans le milieu dissipatif.

Notons que le modèle présenté peut être étendu au cas d'un seul guide d'onde couplé au milieu dissipatif. En effet, lorsque l'on fait tendre la valeur de la distance L entre les deux guides d'ondes vers l'infini, la valeur des termes L_e et L_m , introduits au paragraphe 2.2.6, tend vers zéro et on retrouve exactement les mêmes expressions, pour les fonctions de couplage et le coefficient de réflexion, que celles présentées par P. Dehour [7].

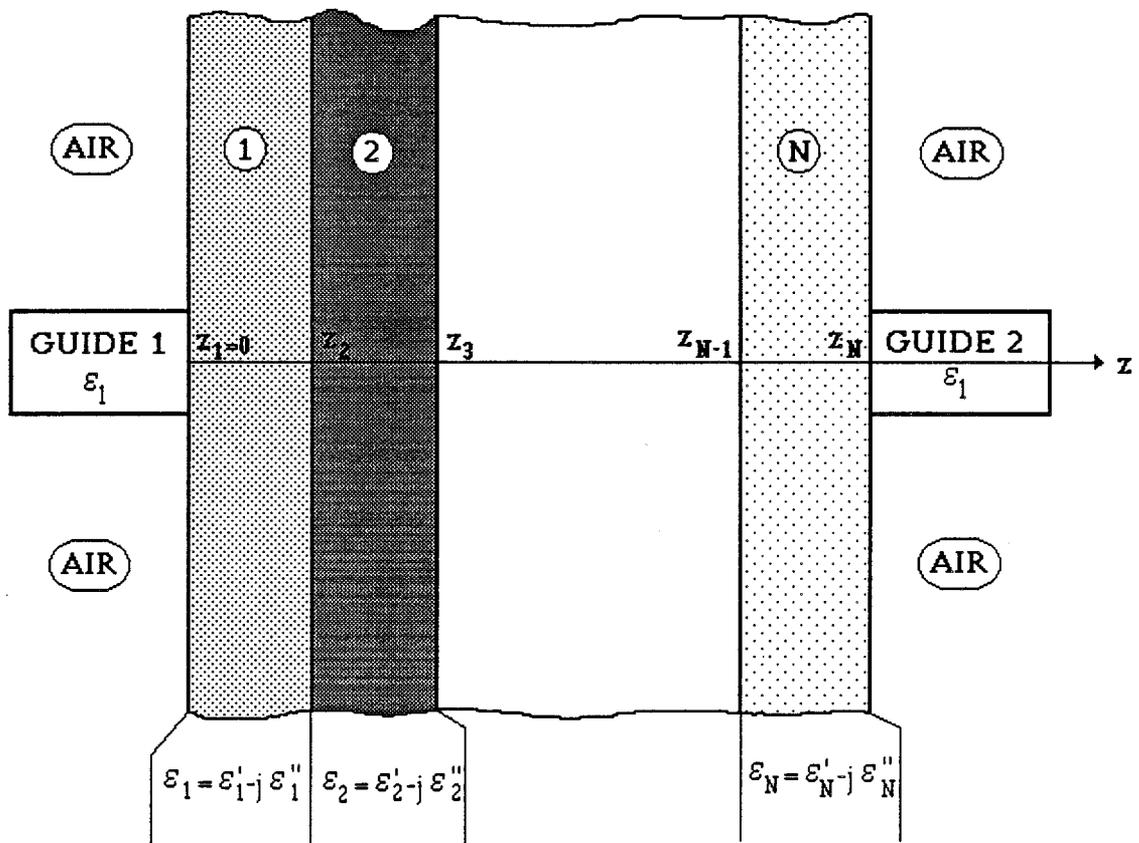


Figure 65: Présentation de la structure de propagation. Cas d'un milieu dissipatif stratifié constitué de N strates.

2.3 Extension au cas d'un milieu dissipatif stratifié

Le cas simple d'un milieu homogène étant traité, on généralise l'étude précédente en traitant le cas d'un milieu dissipatif stratifié.

2.3.1 Présentation de la structure de propagation

Nous remplaçons le milieu dissipatif homogène, introduit au paragraphe 2.1, par un milieu dissipatif comprenant N strates (figure 65).

De façon générale, la strate i , de longueur $z_i - z_{i-1}$, est caractérisée par sa permittivité $\epsilon_i = \epsilon'_i - j.\epsilon''_i$. Il apparaît dans cette structure N surfaces de discontinuités situées en $z=z_1=0$, $z=z_i$ ($i=2,\dots,N-1$) et $z=z_N=L$.

Nous reprenons les hypothèses posées dans le cas du milieu homogène: on ne tient pas compte des modes rétrogrades dans l'air, autour des deux guides, et des modes évanescents dans les deux guides rectangulaires.

Pour chaque strate i , on introduit des fonctions de couplage en transmission, et $q_{p_i}^+$, et des fonctions de couplage en réflexion $q_{p_i}^-$ et $q_{m_i}^-$ respectivement pour les modes TE et TM.

2.3.2 Equations de continuité aux interfaces

* Représentation des champs dans le milieu stratifié

Le formalisme adopté pour l'écriture des champs dans le milieu i est le suivant:

$$\begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} (x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Q_{p_i}^{TE}(z_i) \begin{bmatrix} E_{ix}^{TE} \\ E_{iy}^{TE} \end{bmatrix} + Q_{p_i}^{TM}(z_i) \begin{bmatrix} E_{ix}^{TM} \\ E_{iy}^{TM} \end{bmatrix} \right\} dpdq$$

$$E_{iz}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty Q_{p_i}^{TM}(z_i) H_{iz}^{TM} dpdq$$

$$\begin{bmatrix} H_{ix} \\ H_{iy} \end{bmatrix}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qm_i^{TE}(z_i) \begin{bmatrix} H_{ix}^{TE} \\ H_{iy}^{TE} \end{bmatrix} + Qm_i^{TM}(z_i) \begin{bmatrix} H_{ix}^{TM} \\ H_{iy}^{TM} \end{bmatrix} \right\} dpdq$$

$$H_{iz}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty Qm_i^{TE}(z_i) H_{iz}^{TE} dpdq$$

* Equations de continuité

On écrit les équations de continuité spatiales des champs transversaux dans chaque plan de discontinuité:

$z=z_1=0$

$$\begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix}(1+\rho) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qp_2^{TE}(0) \begin{bmatrix} E_{2x}^{TE} \\ E_{2y}^{TE} \end{bmatrix} + Qp_2^{TM}(0) \begin{bmatrix} E_{2x}^{TM} \\ E_{2y}^{TM} \end{bmatrix} \right\} dpdq \quad \begin{matrix} \text{(II.24)} \\ \text{(II.25)} \end{matrix}$$

$$\begin{bmatrix} H_{1x} \\ H_{1y} \end{bmatrix}(1-\rho) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qm_2^{TE}(0) \begin{bmatrix} H_{2x}^{TE} \\ H_{2y}^{TE} \end{bmatrix} + Qm_2^{TM}(0) \begin{bmatrix} H_{2x}^{TM} \\ H_{2y}^{TM} \end{bmatrix} \right\} dpdq \quad \begin{matrix} \text{(II.26)} \\ \text{(II.27)} \end{matrix}$$

$z=z_i (i=2,3,\dots,N-1)$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qp_i^{TE}(z_i) \begin{bmatrix} E_{ix}^{TE} \\ E_{iy}^{TE} \end{bmatrix} + Qp_i^{TM}(z_i) \begin{bmatrix} E_{ix}^{TM} \\ E_{iy}^{TM} \end{bmatrix} \right\} dpdq =$$

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ Qp_{i+1}^{TE}(z_i) \begin{bmatrix} E_{(i+1)x}^{TE} \\ E_{(i+1)y}^{TE} \end{bmatrix} + Qp_{i+1}^{TM}(z_i) \begin{bmatrix} E_{(i+1)x}^{TM} \\ E_{(i+1)y}^{TM} \end{bmatrix} \right\} dpdq \quad \begin{matrix} \text{(II.28)} \\ \text{(II.29)} \end{matrix}$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ Qm_i^{\text{TE}}(z_i) \begin{bmatrix} H_{ix}^{\text{TE}} \\ H_{iy}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qm_i^{\text{TM}}(z_i) \begin{bmatrix} H_{ix}^{\text{TM}} \\ H_{iy}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq =$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ Qm_{i+1}^{\text{TE}}(z_i) \begin{bmatrix} H_{(i+1)x}^{\text{TE}} \\ H_{(i+1)y}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qm_{i+1}^{\text{TM}}(z_i) \begin{bmatrix} H_{(i+1)x}^{\text{TM}} \\ H_{(i+1)y}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq \quad \begin{matrix} \text{(II.30)} \\ \text{(II.31)} \end{matrix}$$

$z=z_N=L$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ Qp_N^{\text{TE}}(L) \begin{bmatrix} E_{Nx}^{\text{TE}} \\ E_{Ny}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qp_N^{\text{TM}}(L) \begin{bmatrix} E_{Nx}^{\text{TM}} \\ E_{Ny}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq = t. \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix} e^{-j\beta_1 L} \quad \begin{matrix} \text{(II.32)} \\ \text{(II.33)} \end{matrix}$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ Qm_N^{\text{TE}}(L) \begin{bmatrix} H_{Nx}^{\text{TE}} \\ H_{Ny}^{\text{TE}} \end{bmatrix} + Qm_N^{\text{TM}}(L) \begin{bmatrix} H_{Nx}^{\text{TM}} \\ H_{Ny}^{\text{TM}} \end{bmatrix} \right\} dpdq = t. \begin{bmatrix} H_{1x} \\ H_{1y} \end{bmatrix} e^{-j\beta_1 L} \quad \begin{matrix} \text{(II.34)} \\ \text{(II.35)} \end{matrix}$$

avec

$$Qp_i^{\text{TE}}(z_i) = qte_i^+ e^{-j\gamma_i z_i} + qte_i^- e^{+j\gamma_i z_i}$$

$$Qm_i^{\text{TE}}(z_i) = qte_i^+ e^{-j\gamma_i z_i} - qte_i^- e^{+j\gamma_i z_i}$$

$$Qp_i^{\text{TE}}(z_{i-1}) = qte_i^+ e^{-j\gamma_i z_{i-1}} + qte_i^- e^{+j\gamma_i z_{i-1}}$$

$$Qm_i^{\text{TE}}(z_{i-1}) = qte_i^+ e^{-j\gamma_i z_{i-1}} - qte_i^- e^{+j\gamma_i z_{i-1}}$$

$$Qp_i^{\text{TM}}(z_i) = qtm_i^+ e^{-j\gamma_i z_i} + qtm_i^- e^{+j\gamma_i z_i}$$

$$Qm_i^{\text{TM}}(z_i) = qtm_i^+ e^{-j\gamma_i z_i} - qtm_i^- e^{+j\gamma_i z_i}$$

$$Qp_i^{\text{TM}}(z_{i-1}) = qtm_i^+ e^{-j\gamma_i z_{i-1}} + qtm_i^- e^{+j\gamma_i z_{i-1}}$$

$$Qm_i^{\text{TM}}(z_{i-1}) = qtm_i^+ e^{-j\gamma_i z_{i-1}} - qtm_i^- e^{+j\gamma_i z_{i-1}}$$

2.3.3 Conservation de la puissance

On applique le même traitement exposé au paragraphe 2.2.6 pour le calcul du flux de puissance.

* Conservation de la puissance à la première interface

on obtient:

$$(1+\rho)(1-\rho^*) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left[|qte_2^+|^2 \right] (1-|Le_2|^2 + Le_2 - Le_2^*) p_2^{TE} dpdq$$

$$+ \int_0^\infty \int_0^\infty \left[|qtm_2^+|^2 \right] (1-|Lm_2|^2 + Lm_2 - Lm_2^*) p_2^{TM} dpdq$$

avec

$$Le_2 = - \frac{\beta_1 - \gamma_N}{\beta_1 + \gamma_N} e^{-2j(\gamma_2 z_2 + \gamma_3(z_3 - z_2) + \dots + \gamma_N(L - z_{N-1}))}$$

$$Lm_2 = \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_N - \beta_1 \gamma_N}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_N + \beta_1 \gamma_N} e^{-2j(\gamma_2 z_2 + \gamma_3(z_3 - z_2) + \dots + \gamma_N(L - z_{N-1}))}$$

* Conservation de la puissance à l'interface z=L

On obtient:

$$|t|^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty |qte_N^+|^2 e^{-2\alpha_N L} (1-|Le_N|^2 e^{+4\alpha_N L} + Le_N e^{+2j\gamma_N L} - Le_N^* e^{-2j\gamma_N^* L}) p_N^{TE} dpdq$$

$$+ \int_0^\infty \int_0^\infty |qtm_N^+|^2 e^{-2\alpha_N L} (1-|Lm_N|^2 e^{+4\alpha_N L} + Lm_N e^{+2j\gamma_N L} - Lm_N^* e^{-2j\gamma_N^* L}) p_N^{TM} dpdq$$

avec

$$Le_N = - \frac{\beta_1 - \gamma_N}{\beta_1 + \gamma_N} e^{-2j\gamma_N L}$$

$$Lm_N = \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_N - \beta_1 \gamma_N}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_N + \beta_1 \gamma_N} e^{-2j\gamma_N L}$$

2.3.4 Fonctions de couplage

Le milieu dissipatif peut être décrit par les seules fonctions de couplage qte_2^+ et qtm_2^+ .

* Calcul des fonctions de couplage qte

En intégrant sur chaque surface de discontinuité les expressions du type:

$$(II.28)_{[p,q].H_{(i+1)y[p',q']}}^{TE*} \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.29)_{[p,q].H_{(i+1)x[p',q']}}^{TE*} \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.31)_{[p,q].E_{(i+1)x[p',q']}}^{TE*} \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.30)_{[p,q].H_{(i+1)y[p',q']}}^{TE*} \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

et en appliquant l'orthogonalité des modes, on obtient:

$$qte_2^+ = \frac{8 \beta_1 H_1 p}{H_2 q} \cdot \frac{1}{\beta_1 + \gamma_2} \cdot \frac{1}{1 + Le_2} \cdot \frac{\beta_1 - \gamma_2}{\beta_1 + \gamma_2} \cdot \frac{\cos(ap/2) \sin(qb/2)}{\pi^2 \left[\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right]}$$

Les autres fonctions de couplage en transmission, qte_i^+ (pour $i=3, \dots, N$), peuvent se déduire de la fonction de couplage, qte_2^+ , à partir des expressions suivantes:

$$qte_i^+ = \frac{1}{D_{i-1,i}} e^{-j(\gamma_{i-1} - \gamma_i) z_{i-1}} qte_{i-1}^+$$

$$D_{i-1,i} = \sqrt{\frac{|\gamma_{i-1}|}{|\gamma_i|}}$$

Les fonctions de couplage en réflexion, qte_i^- , se déduisent des fonctions de couplage en transmission qte_i^+ :

$$qte_i^- = Le_i qte_i^+$$

$$Le_i = Le_{i-1} \cdot e^{-2j(\gamma_i - \gamma_{i-1}) z_{i-1}}$$

* Calcul des fonctions de couplage qtm

En intégrant sur chaque surface de discontinuité les expressions du type:

$$(II.28)_{[p,q]}.H_{(i+1)y[p',q']}^{TM*} \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.29)_{[p,q]}.H_{(i+1)x[p',q']}^{TM*} \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

$$(II.31)_{[p,q]}.E_{(i+1)x[p',q']}^{TM*} \delta_{pp'} \delta_{qq'} - (II.30)_{[p,q]}.H_{(i+1)y[p',q']}^{TM*} \delta_{pp'} \delta_{qq'}$$

et en appliquant l'orthogonalité des modes, on obtient:

$$qtm_2^+ = \frac{8 \beta_1 H_1 \omega \mu_0}{E_2} \cdot \frac{1}{\beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2} \cdot \frac{1}{1 + Lm_2 \frac{\beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}} \cdot \frac{\cos(ap/2) \sin(qb/2)}{\pi^2 \left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right)}$$

Les autres fonctions de couplage en transmission, qtm_i^+ (pour $i=3, \dots, N$), peuvent se déduire de la fonction de couplage, qtm_2^+ , à partir des expressions suivantes:

$$qtm_i^+ = \frac{1}{E_{i-1,i}} e^{-j(\gamma_{i-1} - \gamma_i)z_{i-1}} qtm_{i-1}^+$$

$$E_{i-1,i} = \frac{\gamma_i}{\gamma_{i-1}} \sqrt{\frac{|\gamma_{i-1}| |\epsilon_{i-1}|}{|\gamma_i| |\epsilon_i|}}$$

Les fonctions de couplage en réflexion, qtm_i^- , se déduisent des fonctions de couplage en transmission qtm_i^+ :

$$qtm_i^- = Lm_i \cdot qtm_i^+$$

$$Lm_i = Lm_{i-1} \cdot e^{-2j(\gamma_i - \gamma_{i-1})z_{i-1}}$$

2.3.5 Coefficients de réflexion et de transmission

* Coefficient de réflexion

On intègre sur la première surface de discontinuité, en $z=0$, les équations suivantes:

$$(II.24)_{[p,q]}.H_{1y}^* - (II.25)_{[p,q]}.H_{1x}^* \tag{II.36}$$

$$(II.26)_{(p,q)}.H_{1y}^* - (II.27)_{(p,q)}.H_{1x}^* \quad (II.37)$$

En appliquant l'orthogonalité des modes et en effectuant la soustraction des relations (II.36) et (II.37), on obtient l'expression du coefficient de réflexion:

$$\rho = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte_2^+ \frac{\omega \mu_0 H_1 H_2 p}{q(p^2+q^2)} [(1+Le_2) \beta_1 - (1-Le_2) \gamma_2] \right. \\ \left. + qtm_2^+ \frac{H_1 E_2}{p^2+q^2} [(1+Lm_2) \beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2 (1-Lm_2)] \right\} R(p,q) dpdq$$

avec

$$R(p,q) = \frac{\cos(ap/2) \sin(qb/2)}{\pi^2 \left[\frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right]}$$

* Coefficient de transmission

On intègre sur la surface de discontinuité, en $z=L$, les équations suivantes:

$$(II.32)_{(p,q)}.H_{1y}^* - (II.33)_{(p,q)}.H_{1x}^* \quad (II.38)$$

$$(II.34)_{(p,q)}.H_{1y}^* - (II.35)_{(p,q)}.H_{1x}^* \quad (II.39)$$

En appliquant l'orthogonalité des modes et en effectuant la somme des relations (II.38) et (II.39), on obtient l'expression du coefficient de transmission:

$$t = e^{-j\beta_1 L} \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte_N^+ \frac{\omega \mu_0 H_1 H_N p}{q(p^2+q^2)} [(1+Le_N e^{+2j\gamma_N L}) \beta_1 - (1-Le_N e^{+2j\gamma_N L}) \gamma_N] \right. \\ \left. + qtm_N^+ \frac{H_1 E_N}{p^2+q^2} [(1+Lm_N e^{+2j\gamma_N L}) \beta_1 \gamma_N - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_N (1-Lm_N e^{+2j\gamma_N L})] \right\} R(p,q) e^{-j\gamma_2 L} dpdq$$

2.3.6 Equation test de la méthode

En effectuant la somme des relations (II.36) et (II.37) et en appliquant l'orthogonalité des modes, on obtient l'équation test suivante:

$$4 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ qte_2^+ \frac{\omega \mu_0 H_1 H_2 p}{q(p^2+q^2)} [(1+Le_2) \beta_1 + (1-Le_2) \chi_2] \right. \\ \left. + qtm_2^+ \frac{H_1 E_2}{p^2+q^2} [(1+Lm_2) \beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2 (1-Lm_2)] \right\} R(p,q) dpdq$$

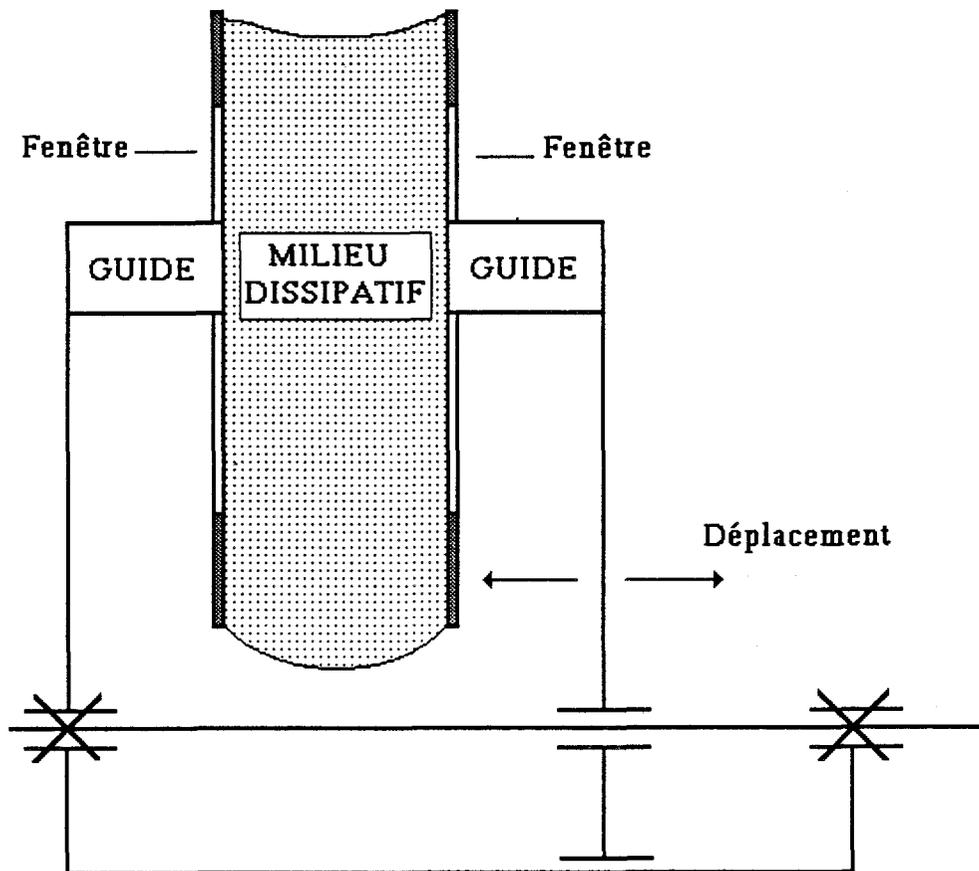


Figure 66: Schéma du dispositif expérimental

2.4 Vérifications expérimentales

Nous présentons des vérifications expérimentales en mode actif et en radiométrie lorsque le milieu dissipatif situé entre les deux guides est soit de l'eau soit du glycérol.

Un dispositif mécanique (figure 66) a été réalisé afin d'assurer avec la plus grande précision le positionnement axial des deux guides tout en ayant la possibilité d'ajuster la distance L entre les deux guides. Un sachet plastique, contenant le milieu dissipatif, est maintenu par deux plaques de plexiglass ajourées permettant le passage des deux guides.

Les relations théoriques nécessitent l'introduction des permittivités des milieux dissipatifs.

Nous utilisons un algorithme de calcul donnant les permittivités ϵ'_2 et ϵ''_2 de l'eau pure en fonction de la fréquence f et de la température T du liquide [16]:

$$\epsilon'_2(f) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0(T) - \epsilon_\infty}{1 + (2\pi f\tau(T))^2}$$

$$\epsilon''_2(f) = \frac{2\pi f\tau(T) [\epsilon_0(T) - \epsilon_\infty]}{1 + (2\pi f\tau(T))^2}$$

avec * $\epsilon_\infty = 4,5$ la constante diélectrique lorsque f tend vers les fréquences les plus élevées du domaine de relaxation.

$$* \epsilon_0(T) = 88,45 - 0,4147.T + 6,295 \cdot 10^{-4}.T^2 + 1,075 \cdot 10^{-5}.T^3$$

la constante diélectrique statique.

$$* \tau(T) = 1,1109 \cdot 10^{-10} - 3,824 \cdot 10^{-12}.T + 6,938 \cdot 10^{-14}.T^2 - 5,096 \cdot 10^{-16}.T^3$$

le temps de relaxation de l'eau pure à la température T .

La permittivité du glycérol, à 3 GHz et à une température de 20°C, est égale à $5 - j.0,8 = \epsilon_2$.

Les deux guides rectangulaires utilisés sont remplis d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1 = 16$.

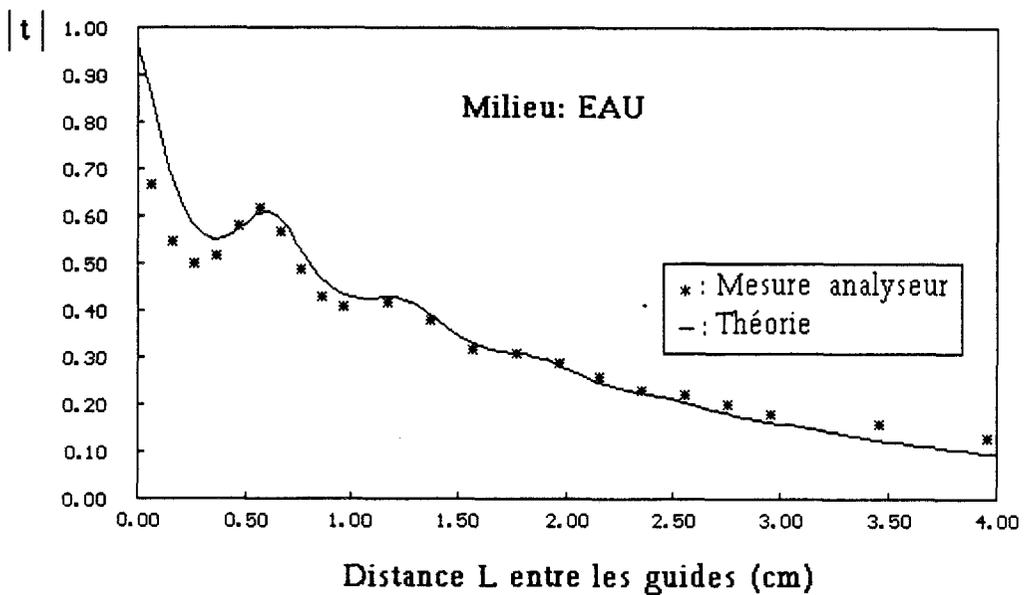
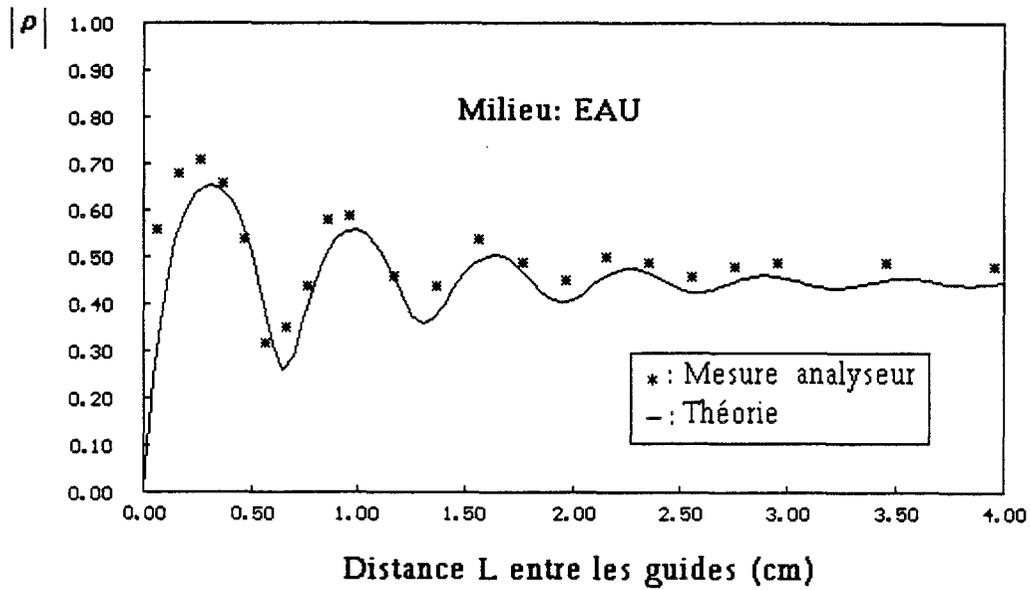


Figure 67: Modules du coefficient de réflexion $|\rho|$ et de transmission $|t|$, à la fréquence de 2,7 GHz, en fonction de la distance L entre les deux guides. Cas où le milieu dissipatif est de l'eau.

2.4.1 Vérifications en mode actif

Nous relevons à l'analyseur de réseau les valeurs des modules des coefficients de réflexion et de transmission, pour les deux milieux dissipatifs considérés, en fonction de la distance L entre les deux guides et pour différentes fréquences (figures 67 à 70).

Ces relevés sont comparés aux évolutions théoriques des modules des coefficients de réflexion et de transmission obtenus par application des relations (II.20) et (II.23). La température des milieux dissipatifs est celle du milieu ambiant, soit 21°C .

Notons que les confrontations théorie-expérience sont très satisfaisantes pour des distances L , entre les guides, supérieures à $0,5\text{ cm}$.

Remarquons, aussi, que le module du coefficient de réflexion tend vers celui du guide couplé à un milieu semi-infini dissipatif [7] lorsque L est supérieure à $3,5\text{ cm}$.

2.4.2 Vérifications en radiométrie

Pour effectuer les vérifications radiométriques, nous connectons le dispositif expérimental de la figure 66 aux deux entrées du corrélateur. Le quadripôle dissipatif, dans cette situation, est constitué de l'association des deux guides et du milieu dissipatif. L'expression du signal radiométrique normalisé établie au chapitre 1 (relation I.36) n'est pas directement exploitable car on ne tient compte, ni des pertes introduites par les deux guides ni de leur bande passante réduite par rapport à celle du corrélateur. Il s'agit donc d'établir une nouvelle expression du signal radiométrique, tenant compte de ces caractéristiques, avant de présenter les comparaisons théorie-expérience.

2.4.2.1 Expression du signal radiométrique normalisé

Nous schématisons l'association des deux guides rectangulaires et du milieu dissipatif par la mise en cascade de trois quadripôles Q_1 , Q et Q_2 (figure 71). Cette association est encore équivalente à un quadripôle Q' unique.

Le quadripôle Q schématise le milieu dissipatif couplé à deux guides parfaits sans pertes et les deux quadripôles Q_1 et Q_2 sont deux atténuateurs adaptés représentant les pertes introduites par les deux guides. Nous supposons les trois quadripôles à la même température physique.

Il est nécessaire d'établir la matrice de dispersion $[S']$ du quadripôle équivalent Q' à partir des matrices de dispersion $[S_1]$, $[S]$ et $[S_2]$ des différents quadripôles en cascade. Les matrices $[S_1]$, $[S]$ et $[S_2]$ sont définies comme suit:

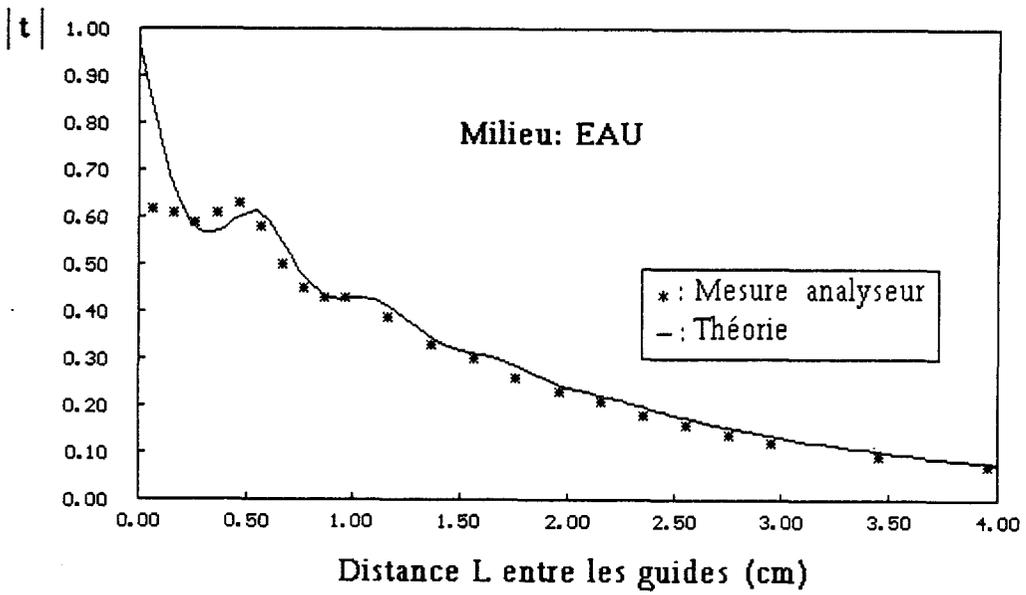
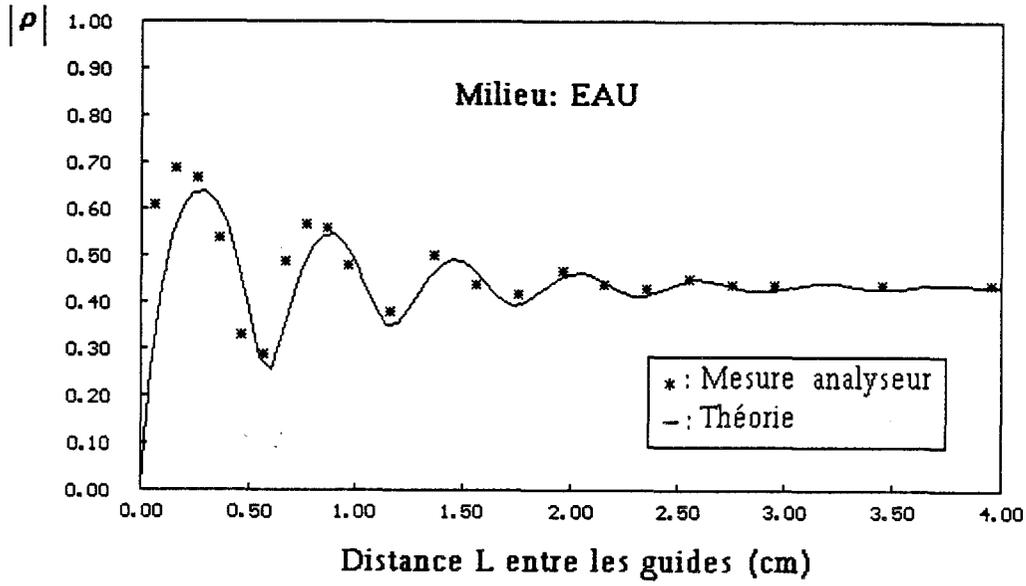


Figure 68: Modules du coefficient de réflexion $|\rho|$ et de transmission $|t|$, à la fréquence de 3 GHz, en fonction de la distance L entre les deux guides. Cas où le milieu dissipatif est de l'eau.

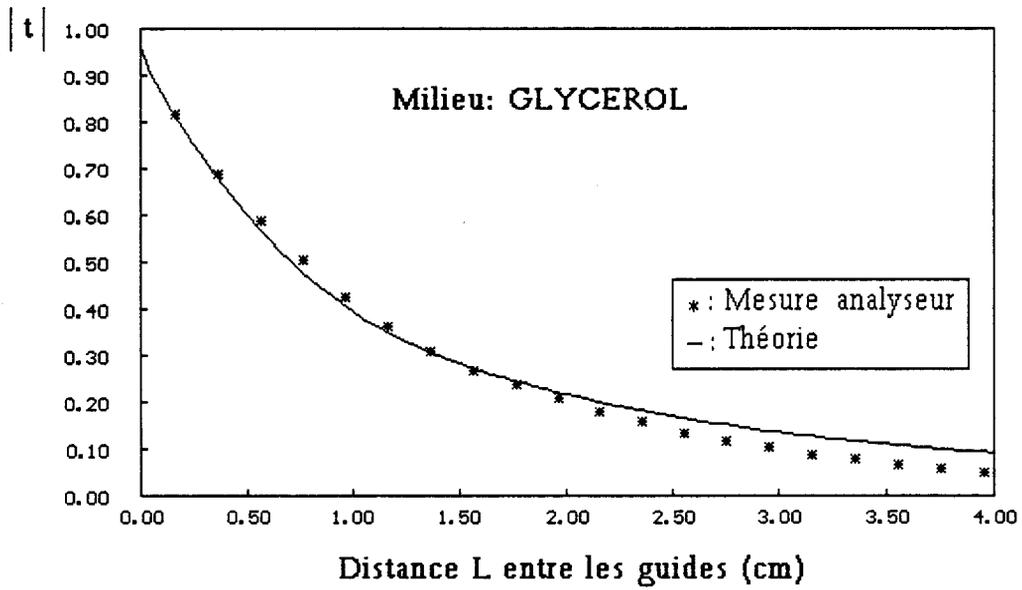
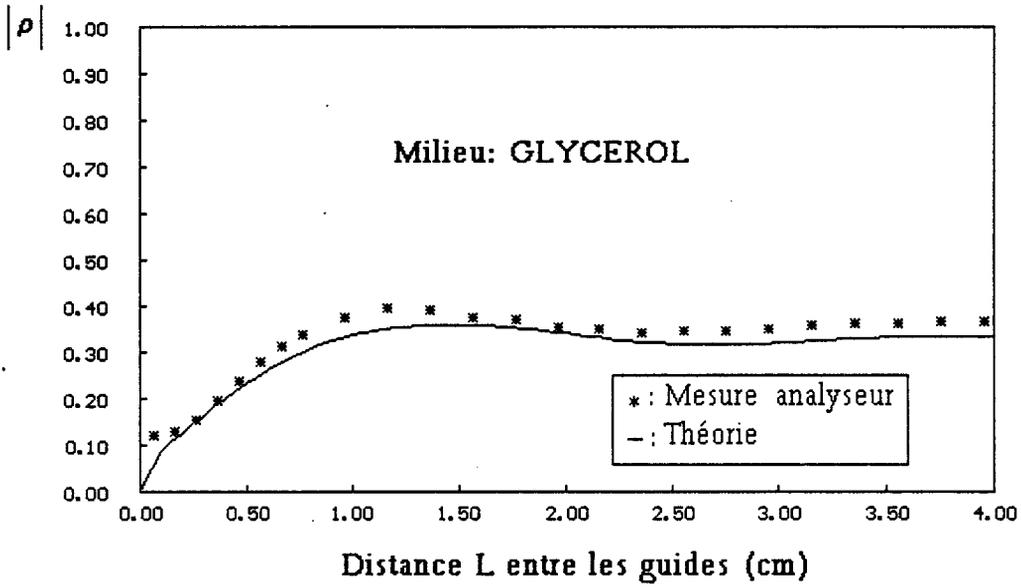


Figure 69: Modules du coefficient de réflexion $|\rho|$ et de transmission $|t|$, à la fréquence de 3 GHz, en fonction de la distance L entre les deux guides. Cas où le milieu dissipatif est du glycérol.

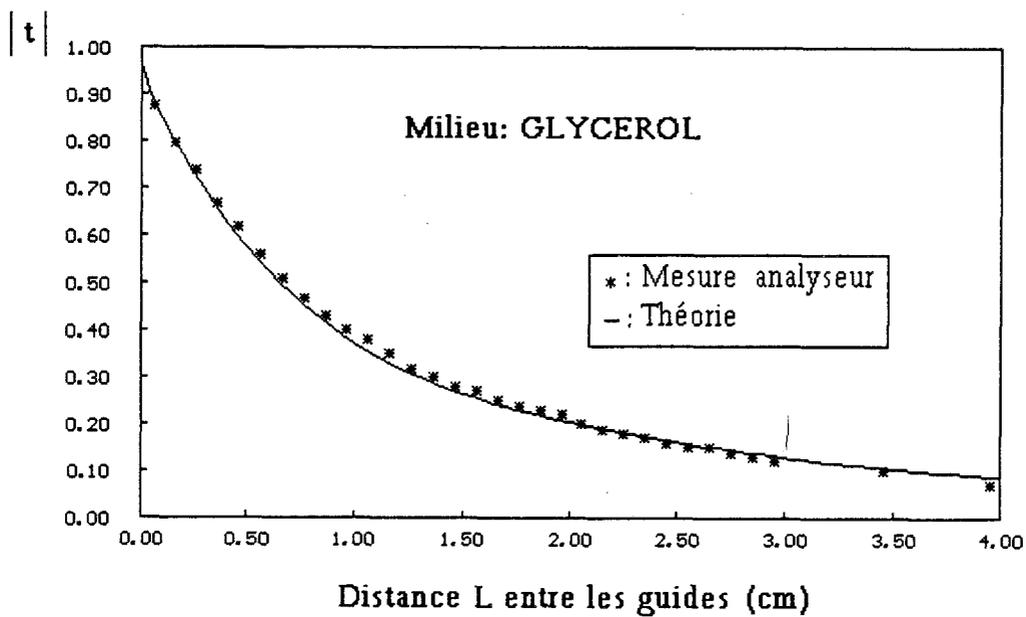
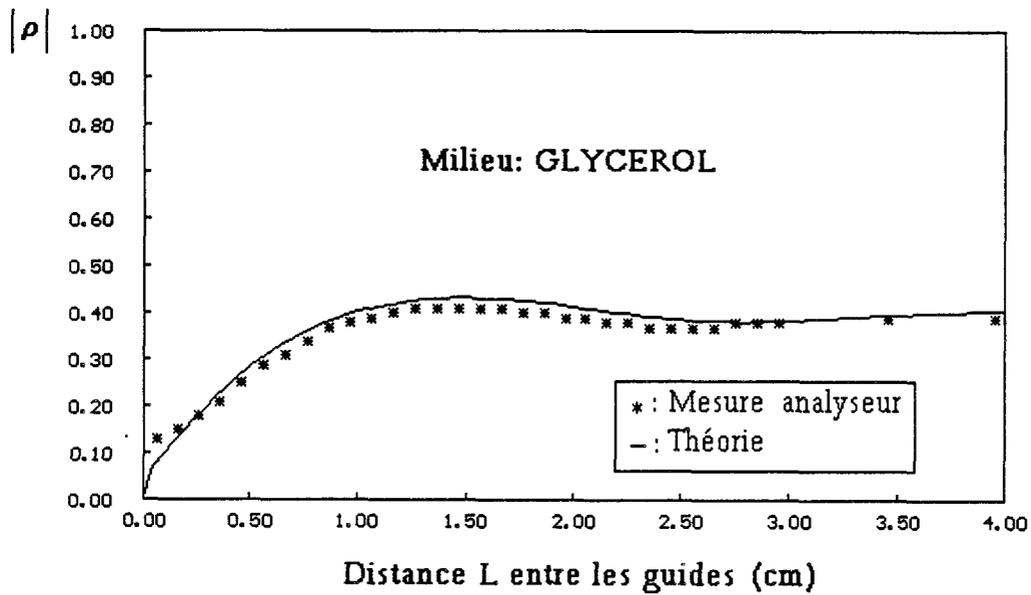


Figure 70: Modules du coefficient de réflexion $|\rho|$ et de transmission $|t|$, à la fréquence de 3,2 GHz, en fonction de la distance L entre les deux guides. Cas où le milieu dissipatif est du glycérol.

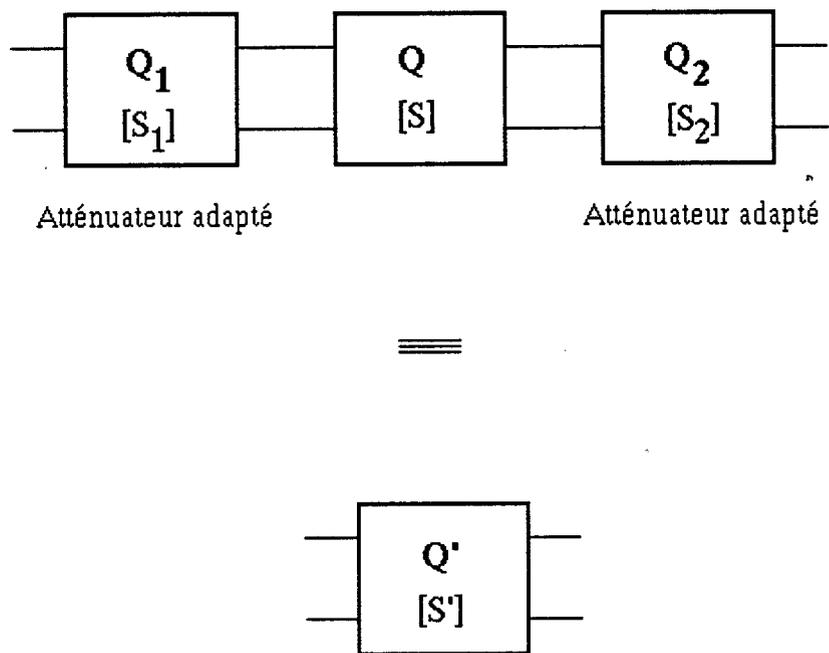


Figure 71: Schéma équivalent de l'association des deux guides couplés au milieu dissipatif

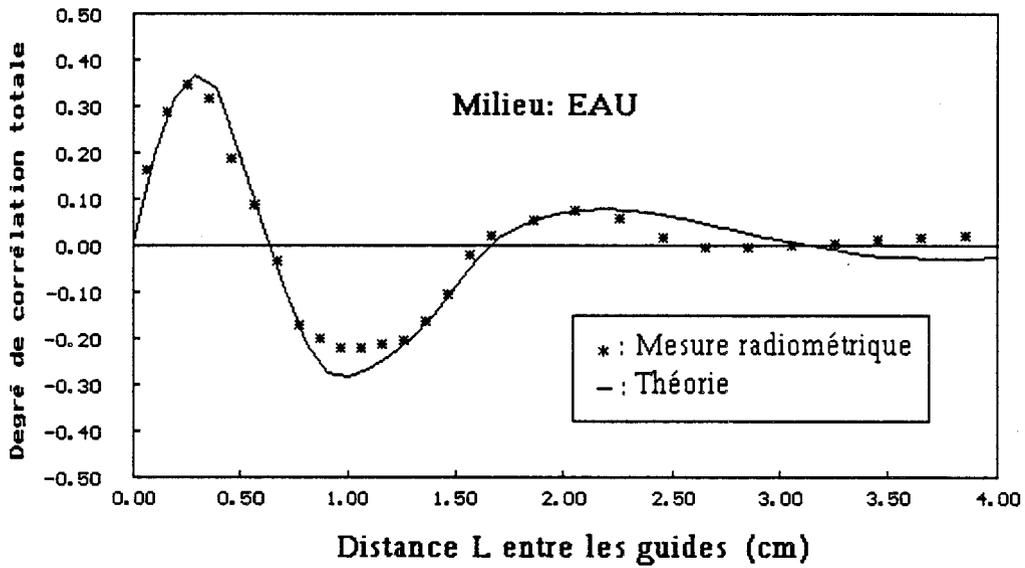


Figure 72: Evolution du signal radiométrique normalisé, pour un temps de retard nul du corrélateur, en fonction de la distance L entre les guides. Cas où le milieu dissipatif est de l'eau.

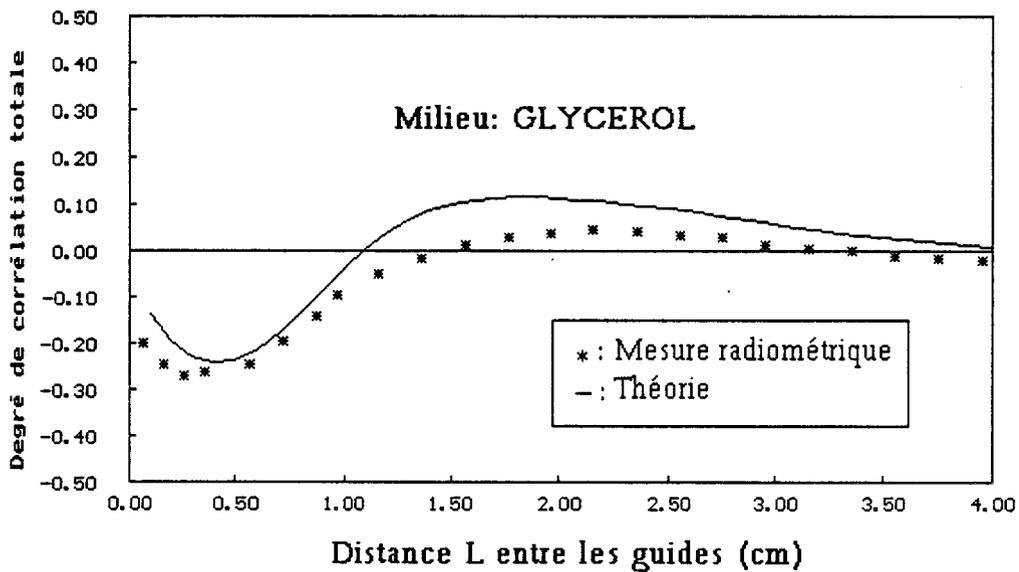


Figure 73: Evolution du signal radiométrique normalisé, pour un temps de retard nul du corrélateur, en fonction de la distance L entre les guides. Cas où le milieu dissipatif est du glycérol.

$$[S_1] = [S_2] = \begin{bmatrix} 0 & B \\ B & 0 \end{bmatrix} \text{ avec } B = 10^{\frac{\alpha}{20}}$$

et où α est l'atténuation en dB de l'atténuateur adapté.

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

Le théorème de Bosma, rappelé au paragraphe 1.1.3 du premier chapitre, nous permet de déterminer la matrice de corrélation du quadripôle équivalent:

$$[Cs'] = \begin{bmatrix} 1-B^4 |S_{11}|^2 - B^4 |S_{12}|^2 & B^4 (S_{11}S_{21}^* + S_{22}^*S_{12}) \\ B^4 (S_{11}^*S_{21} + S_{22}S_{12}^*) & 1-B^4 |S_{22}|^2 - B^4 |S_{21}|^2 \end{bmatrix}$$

En adoptant la même démarche que dans le premier chapitre (relation I.36) on aboutit à la nouvelle expression du signal radiométrique normalisé:

$$\frac{Sc(\tau)}{Sc_T(0)} = \frac{-4 \int_{f_1}^{f_2} B^4 |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\phi_{11} - \phi_{21}) \cos(2\pi f\tau) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (\text{II.40})$$

2.4.2.2 Vérifications sur les signaux radiométriques normalisés

Dans toutes les vérifications sur les signaux radiométriques, la température, des milieux dissipatifs considérés, est égale à la température ambiante, soit 19°C. La température, T_0 , des charges de références est ajustée à la valeur de 50°C de façon à obtenir un rapport signal sur bruit important.

Nous donnons, tout d'abord, les confrontations du signal radiométrique normalisé, pour un temps de retard nul du corrélateur, en fonction de la distance L entre les guides lorsque le milieu dissipatif est de l'eau (figure 72) ou du glycérol (figure 73).

Nous présentons les relevés expérimentaux du signal radiométrique normalisé obtenu en sortie du système en fonction de la longueur Δl associée au temps de retard τ . Les figures 74 à 77 traitent le cas où le milieu dissipatif est de l'eau et lorsque la distance L entre les guides est égale, respectivement, à 0,5 cm, 0,6 cm, 0,7 cm et 1,6 cm.

Nous remarquons, figures 74 à 76, qu'une variation de 1 mm de la distance L provoque une déformation importante de l'interférogramme. Une mesure précise de la

distance L entre les guides est donc nécessaire pour obtenir de bonnes confrontations théorie-expérience.

Les figures 78 à 81 traitent le cas où le milieu dissipatif est du glycérol et lorsque la distance L entre les guides est égale, respectivement, à 0,6 cm, 0,8 cm, 1 cm et 2 cm.

Nous constatons dans l'ensemble un bon accord entre théorie et expériences. Il faut toutefois remarqué des désaccords, pour des temps de retard élevés du corrélateur, imputables d'une part à la précision de mesure de la distance L et d'autre part, probablement, au choix d'une bande passante rectangulaire, entre 2,5 GHz et 3,5 GHz, sur laquelle l'atténuation des transitions guide-coaxial a été choisie constante et égale à 1 dB.

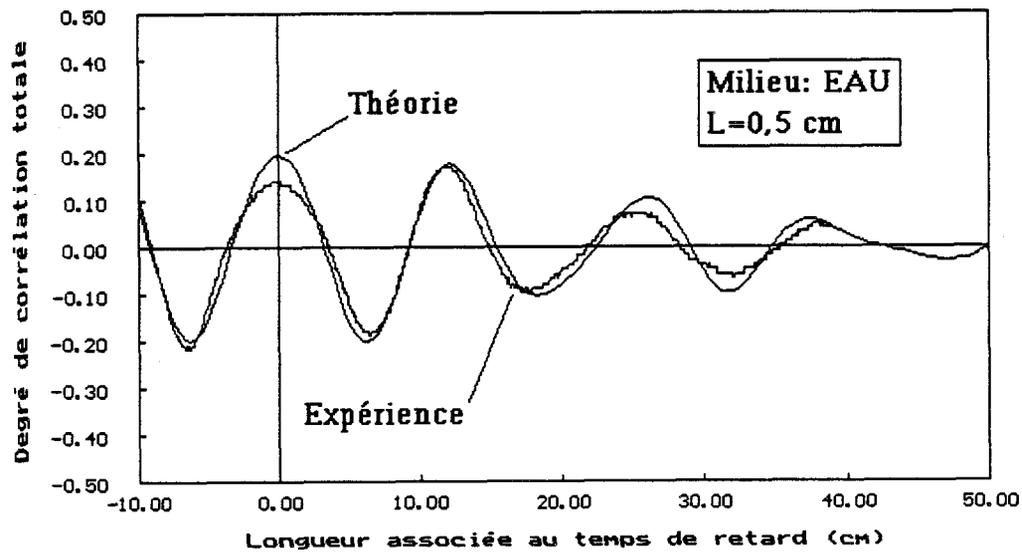


Figure 74: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 0,5$ cm, lorsque le milieu dissipatif est de l'eau.

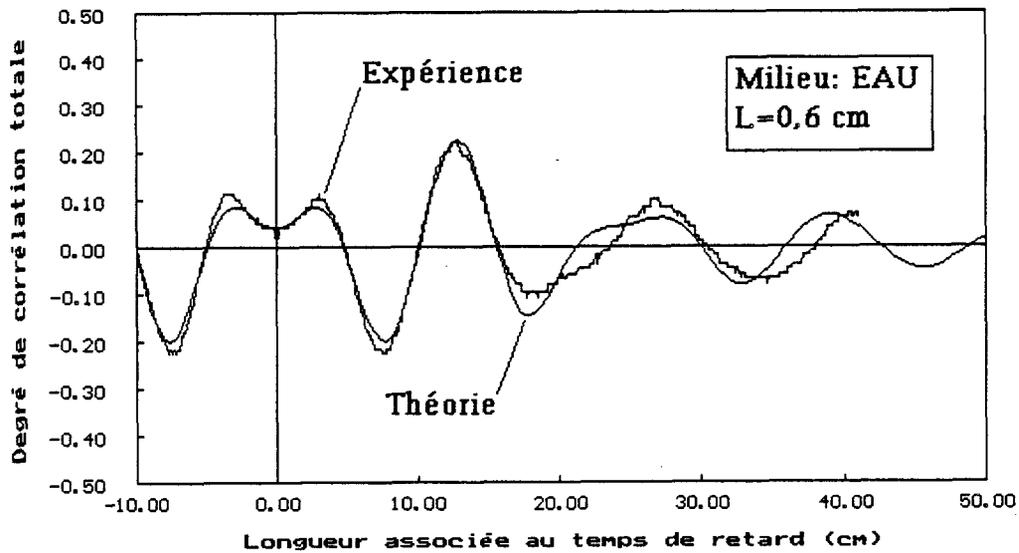


Figure 75: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 0,6$ cm, lorsque le milieu dissipatif est de l'eau.

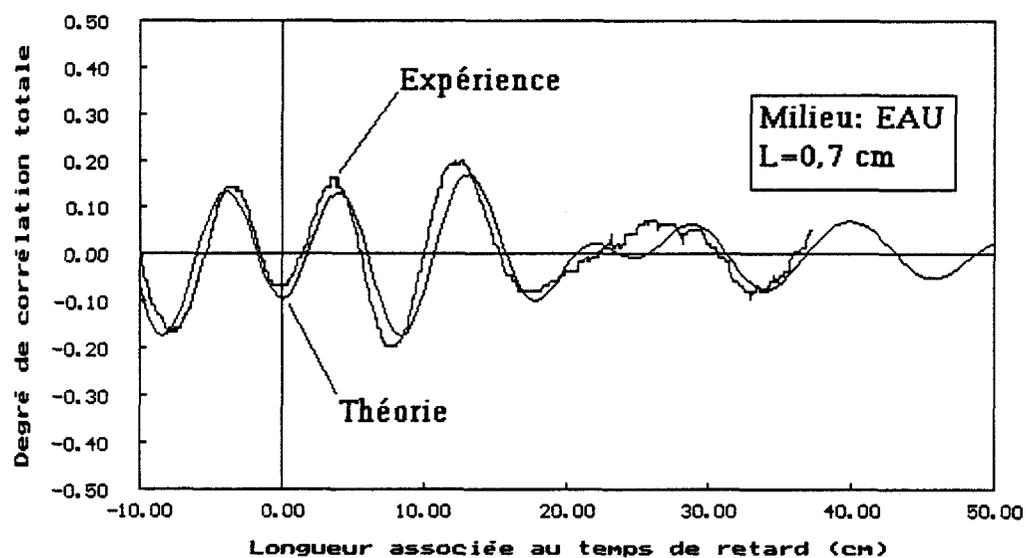


Figure 76: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 0,7$ cm, lorsque le milieu dissipatif est de l'eau.

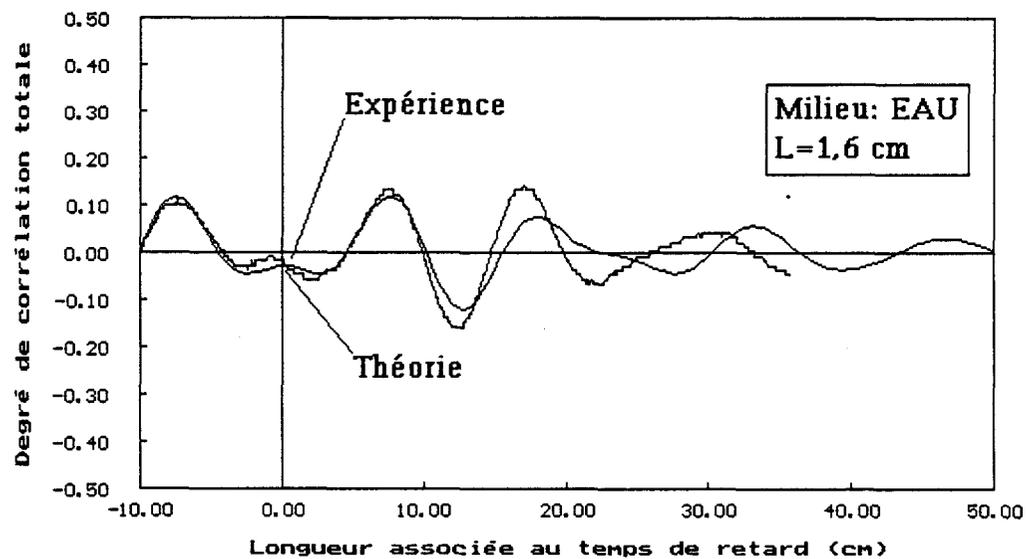


Figure 77: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 1,6$ cm, lorsque le milieu dissipatif est de l'eau.

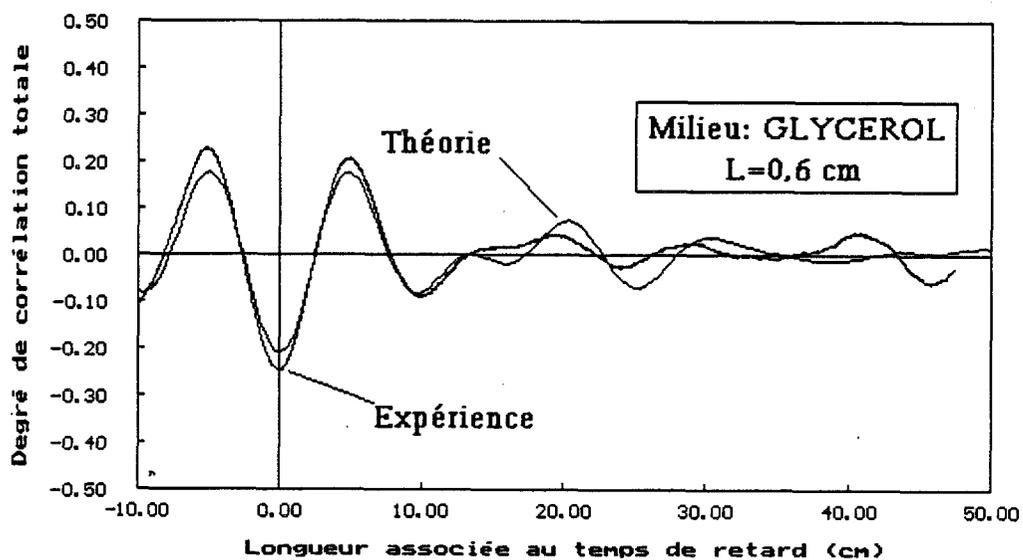


Figure 78: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L \cong 0,6$ cm, lorsque le milieu dissipatif est du glycérol.

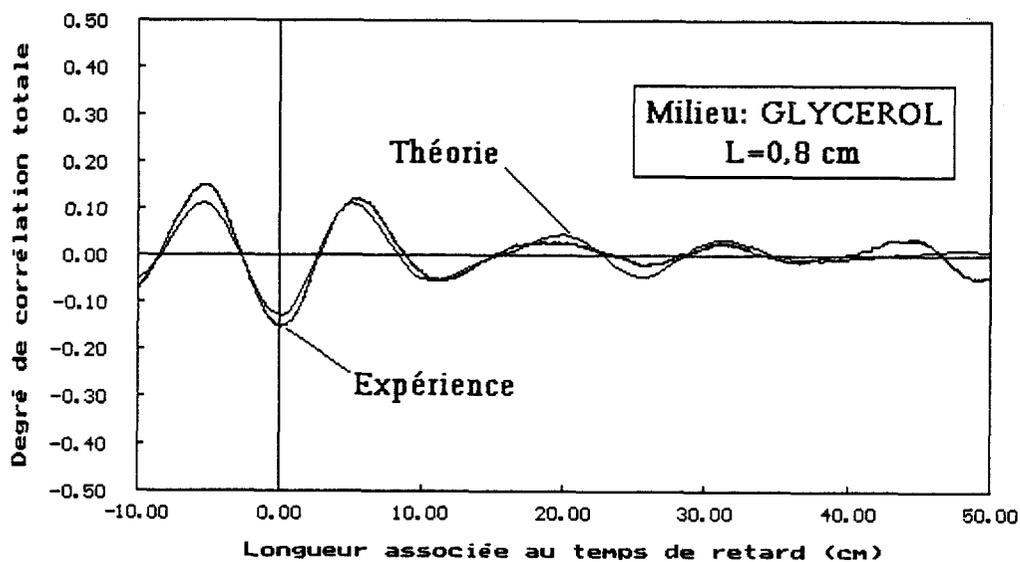


Figure 79: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 0,8$ cm, lorsque le milieu dissipatif est du glycérol.

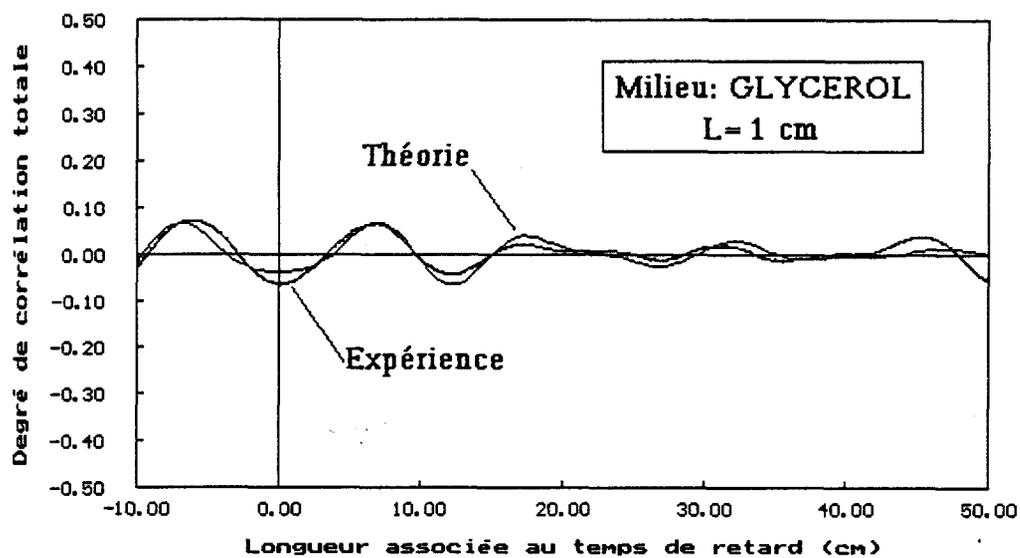


Figure 80: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 1$ cm, lorsque le milieu dissipatif est du glycérol.

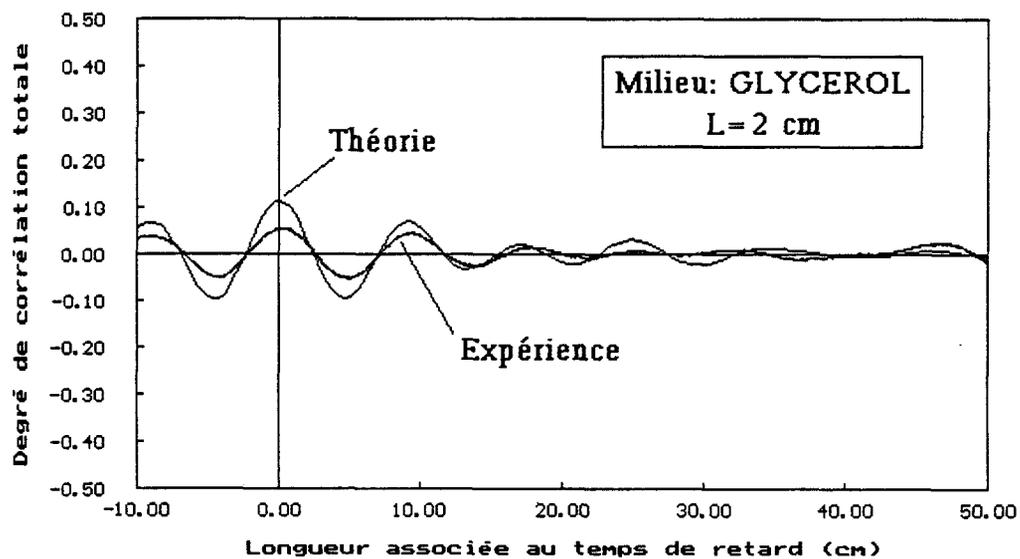


Figure 81: Interférogrammes relevé et calculé, pour une distance $L = 2$ cm, lorsque le milieu dissipatif est du glycérol.

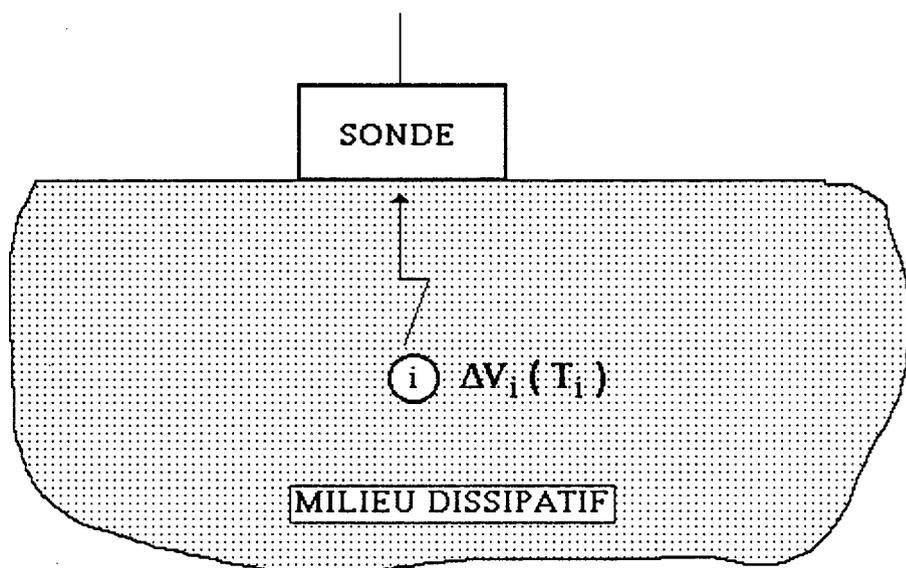


Figure 82: Sonde appliquée à un milieu dissipatif

2.5 Bilan des signaux produits par un quadripôle dissipatif

L'étude que nous venons de présenter concerne le couplage direct entre deux ouvertures de guides d'ondes rectangulaires, dans le cas particulier où ces deux ouvertures sont face à face, de part et d'autre d'une lame à faces parallèles contenant le milieu dissipatif.

Nous récapitulons maintenant les types de signaux fournis par un radiomètre à corrélation dans différentes situations, c'est à dire

- pour différentes positions des sondes par rapport au milieu dissipatif
- lorsque les sondes sont ou non adaptées au milieu
- lorsqu'il existe ou non un coefficient de transmission entre les sondes
- lorsque le milieu est isotherme ou siège de gradients thermiques.

2.5.1 Bruit thermique émis par un milieu dissipatif et capté par une sonde

Considérons la sonde d'un radiomètre appliquée sur un milieu dissipatif. Le signal mesuré résulte du bruit thermique issu du matériau auquel s'ajoute une contribution propre au récepteur.

D'après la loi de Rayleigh-Jeans, la puissance de bruit thermique rayonnée par l'élément de volume ΔV_i (figure 82) est proportionnelle à sa température absolue T_i .

Par ailleurs, en vertu du théorème de réciprocité [17], le couplage entre l'élément de volume ΔV_i et la sonde est proportionnel à la puissance dissipée en mode actif lorsque la sonde est l'émetteur. Le coefficient de couplage, à une fréquence donnée, s'exprime donc par la relation:

$$C_i = \sigma_i E_i^2 \Delta V_i$$

avec σ_i la conductivité du milieu au point et à la fréquence considérées, E_i l'amplitude du champ au point considéré.

La puissance de bruit totale captée par la sonde est:

$$P = K' \sum_{i=1}^{\infty} C_i \cdot T_i$$

On détermine le terme K' connaissant les valeurs de σ_i et de E_i en tout point du milieu. En effet, lorsque $T_i = \text{constante} = T$ et pour un hertz de bande passante

$$P = kT (1 - |\rho|^2)$$

avec k la constante de Boltzmann et ρ le coefficient de réflexion à l'interface.

Par conséquent, la puissance de bruit thermique captée par la sonde, générée par le milieu dissipatif s'écrit:

$$P = k (1 - |\rho|^2) \frac{\sum_{i=1}^{\infty} C_i T_i}{\sum_{i=1}^{\infty} C_i}$$

Par ailleurs, une puissance de bruit émise par le récepteur (température T_R) est réfléchiée par l'interface sonde - milieu dissipatif d'où une contribution supplémentaire du type $k \cdot |\rho|^2 \cdot T_R$.

2.5.2 Expression générale du signal d'un radiomètre à corrélation

De même que pour un radiomètre à puissance totale, ou de Dicke, le signal de sortie d'un radiomètre à corrélation comporte deux contributions: l'une provient du bruit thermique émis par le milieu dissipatif, l'autre du bruit émis par le radiomètre et, dans la présente configuration, des charges de référence.

Nous examinons successivement ces deux contributions.

En ce qui concerne le signal issu du milieu dissipatif, on calcule le produit de corrélation des tensions captées par chacune des deux sondes. Le couplage entre chaque volume élémentaire ΔV_i et une sonde, s'exprime ici non en puissance mais en tension, d'où la définition d'un paramètre de couplage a_i :

$$a_i = K'' E_i \quad (\text{II.41})$$

avec E_i le champ créé en ΔV_i en mode actif.

On en déduit l'expression de la tension de bruit appliquée sur chacune des entrées du corrélateur:

$$V_i(t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sqrt{T_i} \quad (\text{II.42})$$

avec T_i la température du volume élémentaire ΔV_i .

La constante K'' est définie à partir de la relation suivante écrite pour $T_i = 1^\circ\text{C}$ et 1 Hz de bande passante:

$$\frac{V_{\text{ieff}}^2}{R_c} = k.(1 - |\rho|^2) \quad (\text{II.43})$$

avec R_c l'impédance caractéristique du récepteur et k la constante de Boltzmann.

Etant donné que les deux sondes captent des tensions $v_1(t)$ et $v_2(t)$, leur produit de corrélation s'écrit:

$$S_c(s) = \text{Re}(v_1(t).v_2^*(t-\tau)) \quad (\text{II.44})$$

avec $v_2(t-\tau) = v_2(t).e^{-j2\pi f\tau}$

Compte tenu de la transmittance G du radiomètre et de la commutation de phase, la contribution de cet effet au signal de sortie s'écrit:

$$S_1(\tau) = \frac{2}{R_c} G \text{Re}(v_1(t).v_2^*(t-\tau)) \quad (\text{II.45})$$

L'expression de la contribution due au radiomètre a été établie précédemment, soit:

$$S_2(\tau) = -8 k.T_0 \int_{f_1}^{f_2} G.|S_{11}||S_{21}| \cos(\phi_{11} - \phi_{21}) \cos(2\pi f\tau) df \quad (\text{II.46})$$

avec T_0 la température des charges de référence et $|S_{ij}|$ les termes de la matrice de dispersion du quadripôle dissipatif.

D'où l'expression du signal radiométrique total

$$S_c(\tau) = S_1(\tau) + S_2(\tau) \quad (\text{II.47})$$

Nous allons considérer maintenant les différentes situations.

2.5.3 Cas particuliers des signaux d'un radiomètre à corrélation

Nous nous limitons au cas d'un quadripôle symétrique, les charges de références étant à la température T_0 .

2.5.3.1 Cas où $S_{11}=0$ et $S_{21}=0$

C'est celui étudié à l'origine par Bellarbi [18]. On montre qu'un milieu isotherme donne un signal $Sc(\tau) = 0$, propriété bien connue en radioastronomie, que l'on démontre comme suit.

Si le système constitué par le radiomètre et le milieu dissipatif est isotherme et en considérant les détecteurs comme des charges adaptées, alors les puissances de bruit qu'échangent entre eux les deux charges et le milieu dissipatif sont égales. Cet équilibre des transferts radiatifs est une conséquence du deuxième principe de la thermodynamique. Cette propriété est vraie quelque soit la position des sondes, le temps de retard introduit par le corrélateur et la présence ou non d'un volume commun de couplage. Dans cette situation, le signal radiométrique $Sc(\tau)$ est le même que lorsque les sondes ne sont pas couplées, donc nul.

Dans le cas d'un milieu non isotherme, le signal peut être calculé à partir de la connaissance des paramètres a_i et de la carte des températures, par application des relations (II.41) à (II.45), soit

$$Sc(\tau) = K \sum_{i=1}^{\infty} T_i \cdot |a_{1i}| |a_{2i}| \cos(\Phi_{1i} - \Phi_{2i} + 2\pi f\tau) \cos \psi_i \quad (\text{II.48})$$

avec ψ_i l'angle que font entre elles les orientations des champs rayonnés par les deux sondes en mode actif, au point considéré

a_{1i} et a_{2i} les paramètres de couplage entre les sondes 1 et 2 et l'élément de volume ΔV_i

$$a_{1i} = |a_{1i}| e^{-j\Phi_{1i}} \text{ et } a_{2i} = |a_{2i}| e^{-j\Phi_{2i}}$$

2.5.3.2 Cas où S_{11} ou (exclusif) $S_{21} = 0$

On obtient les mêmes résultats que dans le paragraphe précédent.

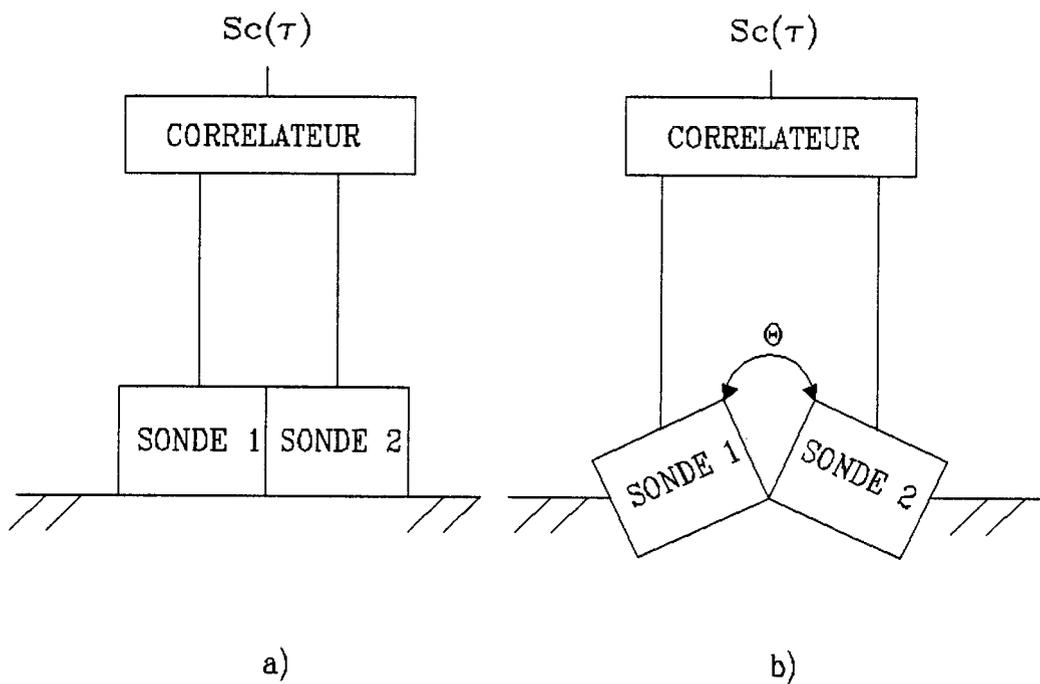


Figure 83: a) Sondes jointives suivant le grand coté
 b) Angle de 50° entre les axes des sondes

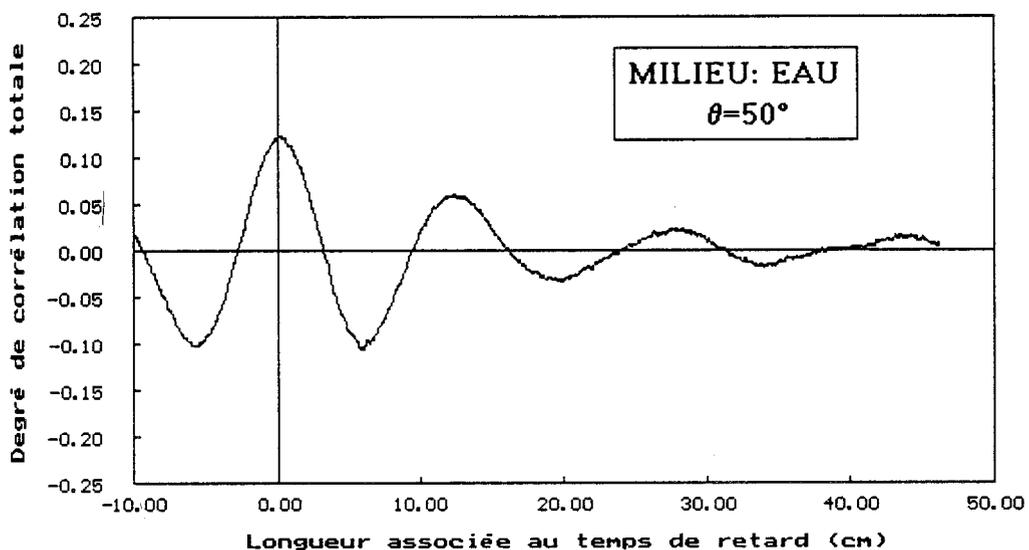


Figure 84: Interférogramme relevé, pour un angle $\theta=50^\circ$ entre les axes des sondes, lorsque le milieu dissipatif est de l'eau ($T=57,3^\circ$, $T_0=20,6^\circ$)

2.5.3.3 Cas où S_{11} et $S_{21} \neq 0$

* Matériau isotherme

Pour un milieu dissipatif isotherme, on connaît l'expression de la contribution au signal radiométrique:

$$S_c(\tau) = K (T - T_0) \cdot |S_{11}| |S_{21}| \cos(\phi_{11} - \phi_{21}) \cos(2\pi f\tau)$$

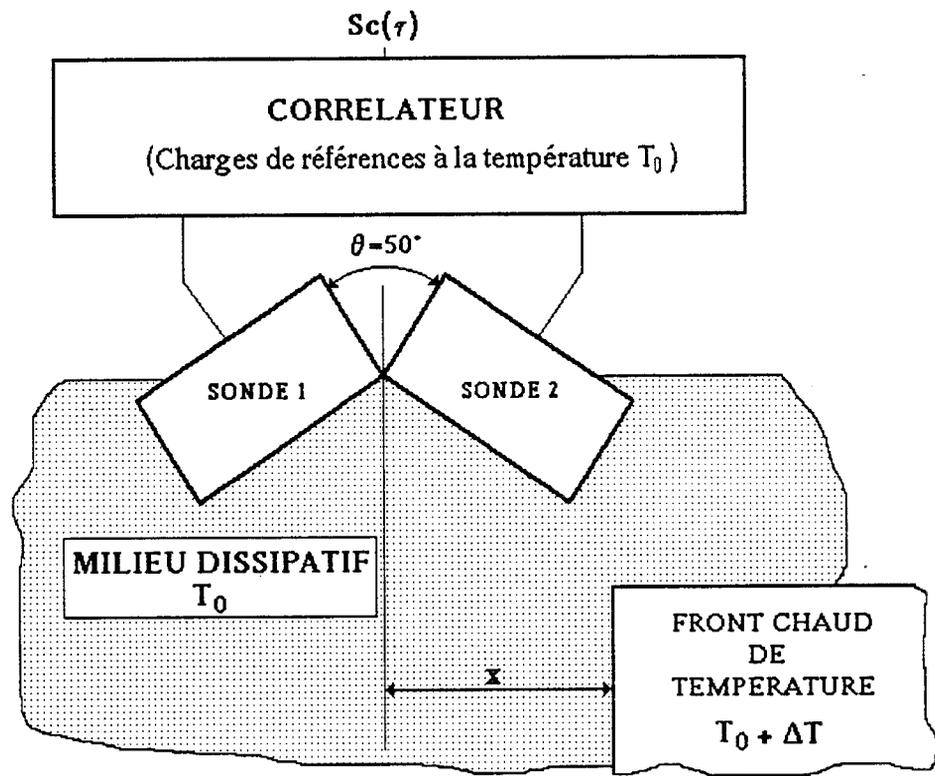
Le terme en T est identique à celui que l'on peut calculer à partir de la relation (II.45).

En effet, dans le cas de sondes jointives (figure 83a) selon le grand ou le petit coté, le signal $S_c(\tau)$ est inobservable compte tenu d'un couplage S_{21} pratiquement nul. On crée un couplage non négligeable, en modifiant l'angle entre l'axe des deux sondes (figure 83b), d'où l'apparition d'un interférogramme (figure 84).

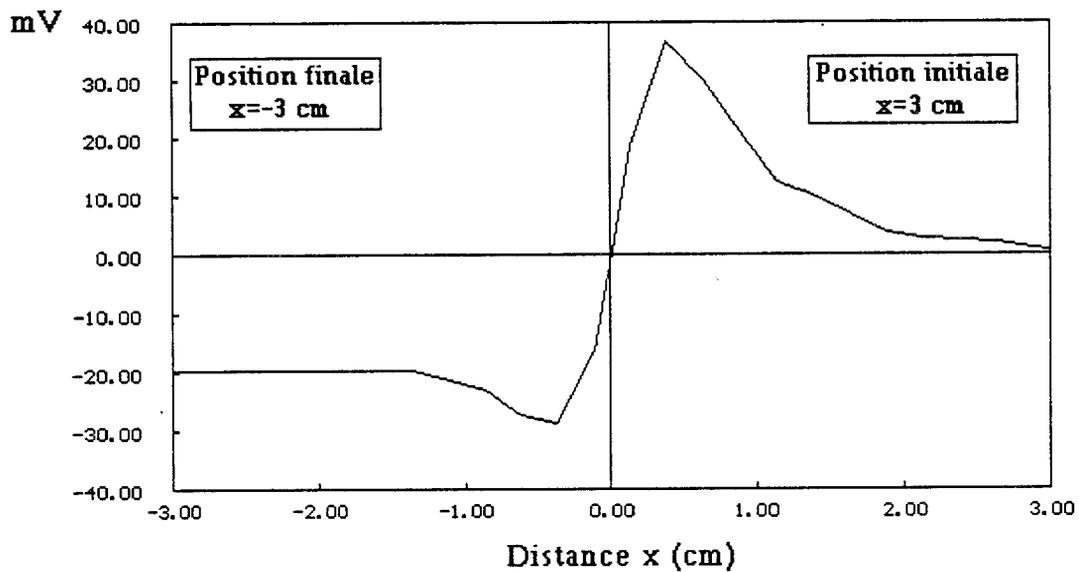
Cette propriété explique un résultat expérimental, qui nous a longtemps intrigué, lorsque l'on déplace un front de température dans le milieu dissipatif à température uniforme (figure 85a). Le signal radiométrique, en fonction de x et pour un temps de retard nul du corrélateur, est présenté à la figure 85b. A l'instant initial, correspondant à la position du front à $x = 3$ cm, le signal radiométrique est nul car le milieu est isotherme à la même température T_0 que les charges de référence. A l'instant final, correspondant à $x = -3$ cm, on se retrouve dans la situation où les sondes sont couplées à un milieu isotherme, mais cette fois-ci, à la température $T_0 + \Delta T$. Il en résulte un signal radiométrique non nul dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité $\Delta T \cdot |S_{11}| |S_{21}| \cdot \cos(\phi_{11} - \phi_{21})$.

* Gradients thermiques

On peut encore dire que le signal $S_c(\tau)$ résulte des contributions $S_1(\tau)$ et $S_2(\tau)$ (relations II.45 et II.46) ou encore - comme nous l'avons dit à propos de la ligne microruban dissipative - que le terme $S_1(\tau)$ résulte de la somme des signaux créés respectivement par le matériau isotherme à T_0 et par les gradients thermiques ΔT qui existent dans le matériau de part et d'autre de T_0 . Cette situation nécessite donc la connaissance à la fois de S_{11} , S_{21} et des termes a_i .



a)



b)

Figure 85: Déplacement d'un front chaud de température:
a) Schéma de principe
b) Relevé du signal radiométrique en fonction de la distance x .

2.6 Remarque sur le signe de la température de corrélation d'un quadripôle isotherme

Le paragraphe précédent est en fait une réflexion sur l'ensemble des études réalisées sur les radiomètres à corrélation opérant en champ proche. Le fait de prendre un certain recul sur ces études nous amène à un autre type de conclusion, et ceci, à propos du signe de la température de corrélation d'un quadripôle isotherme.

Nous rappelons ici l'expression générale de ce paramètre physique et la convention que nous avons définie:

$$T_c(\tau) = -4(T - T_0) \frac{\int_{f_1}^{f_2} |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\phi_{11} - \phi_{21}) \cos(2\pi f\tau) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (\text{II.49})$$

En fait, le signe de cette relation dépend de la convention selon laquelle

- on considère la tension de sortie
- on connecte le coupleur hybride 180°.

Tout d'abord, il est évident que la quantité T_c change de signe en fonction du temps de retard τ introduit par le corrélateur.

Le signe du paramètre $T_c(0)$ mérite examen lui aussi.

La température de corrélation T_c dépend à la fois de la température T du quadripôle et de la température T_0 du corrélateur. Pour que $T_c(0)$ soit différent de zéro il faut que:

$$T \neq T_0$$

D'autres conditions concernent les termes de l'intégrale (relation II.49) difficiles à définir si la bande des fréquences, $f_1 - f_2$, est large. Pour une bande passante réduite, on peut noter que la condition $T_c(0)$ devient simplement:

$$|S_{11}| \neq 0 \text{ (quadripôle désadapté)}$$

$$|S_{21}| \neq 0 \text{ (quadripôle partiellement transparent)}$$

$$\phi_{11} - \phi_{21} \neq k\pi$$

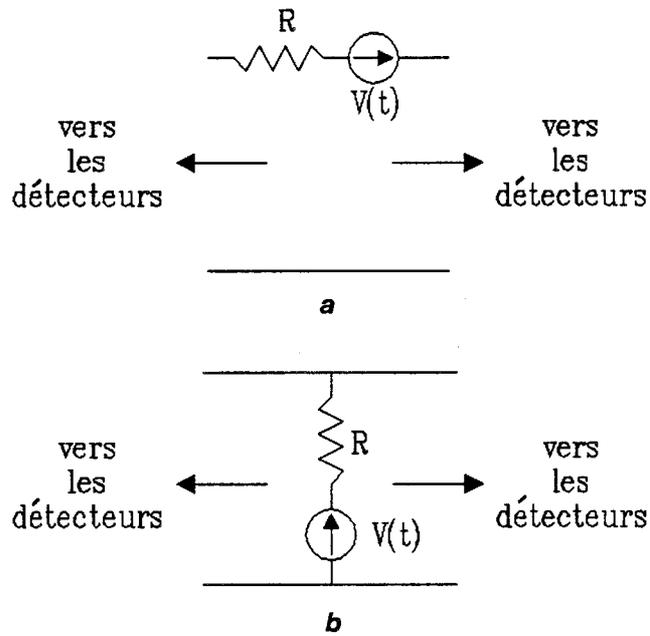


Figure 86: a) Quadripôle constitué par une résistance série
 b) Quadripôle constitué par une résistance parallèle

En d'autres termes, pour que $T_c(0)$ soit différent de zéro, il doit exister des signaux transmis et réfléchis par le quadripôle pour créer des contributions cohérentes au niveau des détecteurs avec les conditions de phases adéquates.

Afin de systématiser le raisonnement, nous considérons dans ce qui suit $T > T_0$.

Nous examinons les différents cas des quadripôles symétriques dissipatifs en prenant un ordre croissant dans la complexité.

Les cas les plus simples sont ceux de résistances série ou parallèle (figure 86).

Pour une résistance série, R , les paramètres S sont :

$$|S_{11}| = \frac{R}{R + 2R_c} \quad \phi_{11} = 0$$

$$|S_{21}| = \frac{2R_c}{R + 2R_c} \quad \phi_{21} = 0$$

Pour une résistance en parallèle, R , on a:

$$|S_{11}| = \frac{G}{G + 2G_c} \quad \phi_{11} = \pi$$

$$|S_{21}| = \frac{2G_c}{G + 2G_c} \quad \phi_{21} = 0$$

avec $G = 1/R$ et $G_c = 1/R_c$

Dans ces deux cas, les températures de corrélation $T_c(0)$ sont de signe différent. Compte tenu des tensions de bruit apparaissant sur les schémas équivalents correspondants, il apparaît ici que, pour $T > T_0$, le sens physique impose une température de corrélation positive dans le cas d'une résistance parallèle et l'inverse pour une résistance série.

Si l'on réalise un assemblage de résistances localisées séries et parallèles, on peut prévoir que les résistances séries et parallèles vont générer des contributions à la température $T_c(0)$ correspondante qui sont de signes différents.

Un cas intéressant est celui d'un atténuateur: le fait que l'adaptation d'impédance soit réalisée correspond à un équilibre des deux effets précités allant jusqu'à annuler le paramètre $T_c(0)$.

Par exemple, dans le cas d'un atténuateur en T (figure 87), les expressions des termes de la matrice S sont alors:

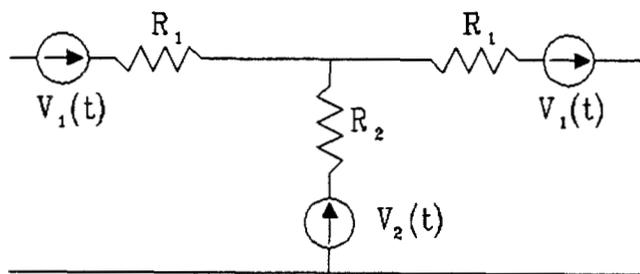


Figure 87: Quadripôle constitué par un atténuateur en T

$$S_{11} = \frac{(1 + 2n)R_1^2 - Rc^2}{Rc^2 + 2(1 + n)R_1Rc + (1 + 2n)R_1^2}$$

$$S_{21} = \frac{2nR_1Rc}{Rc^2 + 2(1 + n)R_1Rc + (1 + 2n)R_1^2}$$

avec $R_2 = n R_1$

$$R_1 = \frac{Rc}{\sqrt{1 + 2n}}$$

L'analyse d'un atténuateur en Π conduirait à une conclusion analogue.

A titre d'exemple, la mesure effectuée sur un atténuateur de 10 dB, de coefficient de réflexion voisin de -30 dB, a donné une température de corrélation extrêmement faible de 0,9°, pour $T - T_0 = 30^\circ$, ce qui correspond bien à la valeur obtenue par application de la relation (II.49).

Ce type d'effet devrait aussi se produire dans d'autres situations; il indique en particulier que contrairement à ce qui se passe en radiométrie à puissance totale, l'émissivité d'un tronçon de ligne dissipative, en termes de température de corrélation, n'augmente pas avec les pertes. Cette propriété est évidemment contenue dans la relation (II.49) mais n'apparaît pas physiquement de façon simple. Ainsi, cette compensation des bruits de corrélation "série" et "parallèle" doit être présente dans le cas où ces deux types de pertes coexistent; c'est probablement le cas, par exemple, pour certaines lignes microrubans M.M.I.C.

2.7 Conclusion

Nous avons traité, dans ce chapitre, le cas d'un quadripôle particulier constitué par deux sondes situées de part et d'autre d'une lame à faces parallèles dissipative. Un logiciel de calcul de l'émission thermique a été mis au point dans le cas où ce milieu dissipatif est homogène ou stratifié.

Des vérifications expérimentales, en mode actif et en radiométrie, ont été présentées lorsque le matériau dissipatif homogène est de l'eau ou du glycérol.

Cette étude du couplage direct entre les deux ouvertures de guides d'ondes rectangulaires nous a permis de comprendre et d'établir les expressions générales du signal d'un radiomètre à corrélation pour différentes situations, c'est à dire

- pour différentes positions des sondes par rapport au milieu dissipatif
- lorsque les sondes sont ou non adaptées au milieu
- lorsqu'il existe ou non un coefficient de transmission entre les sondes
- lorsque le milieu est isotherme ou siège de gradients thermiques.

Nous profitons également du grand nombre de résultats obtenus pour mettre en évidence les différentes contributions des pertes "série" et "parallèle" à la température de corrélation d'un quadripôle dissipatif, passif et symétrique.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 2

- [1] A.W. GUY
"Electromagnetic fields and relative heating patterns due to a rectangular aperture source in direct contact with bilayered biological tissue"
I.E.E.E. M.T.T., vol.19, n°2, pp 214-223, Februar 1971
- [2] J.A. ENCINAR, J.M. REBOLLAR
"Convergence of numerical solutions of open-ended waveguide by modal analysis and hybrid modal-spectral techniques"
I.E.E.E. M.T.T., vol 34, n°7, pp 809-814, july 1986
- [3] K.S. NIKITA, N.K. UZUNOGLU
"Analyse of the power coupling from a waveguide hyperthermia applicator into a three layered tissue model"
I.E.E.E. M.T.T., vol.37, n°11, pp 1794-1801, November 1989
- [4] R.H. MAC PHIE, A.I. ZAGHLOUL
"Radiating from a rectangular waveguide with infinte flanged - Exact solution by the correlation matrix method"
I.E.E.E. Trans. on antennas and propagation, vol.28, n°4, pp 497-503, July 1980
- [5] T. ITOH, R. MITTRA
"A new method of solution for radiating from flanged waveguide"
Proceedings Letters of the I.E.E.E., pp 1131-1133, July 1971
- [6] J. D. WADE, R.H. MAC PHIE
"Conservation of complex power technique for waveguide junctions with finite wall conductivity"
I.E.E.E. M.T.T., vol.38, n°4, pp 373-378, April 1990
- [7] P. DEHOUR
Thèse de docteur de l'université. Lille. A paraître.
- [8] P. DEHOUR, P. WARO, B. BOCQUET, J.C. VAN DE VELDE,
A. MAMOUNI, Y. LEROY
"Températures de bruit et de corrélation d'un milieu dissipatif"
Journées Nationales Microondes, Grenoble, Mars 1991
- [9] C. . TSAI, C.H. DURNEY, A. CHRISTENSEN
" Calculated power absorption patterns for hyperthermia applicators consisting of electric dipôle arrays"
Journal of Microwave Power, 19(1), pp 1-13, 1984
- [10] M. SPAJER, D. COURJON, K. SARAYEDDINE, A. JALOCHA, J.M. VIGOUREUX
"Microscopie en champ proche par réflexion"
Journal de physique III 1, pp 1-12, Janvier 1991

- [11] M. ROBILLARD
 "Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objet thermique par thermographie microonde (TMO)"
 Thèse de 3^{ième} cycle, Université de Lille, 1981
- [12] P. GELIN
 "Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques. Applications aux résonateurs diélectriques"
 Thèse d'état . Lille, 1981
- [13] P. GELIN, M. PETENZI, J. CITERNE
 "Rigorous analysis of the scattering of surfaces waves in abruptly ended slab dielectric waveguide"
 I.E.E.E. M.T.T., vol.29 n°2, pp 107-114, Februar 1981
- [14] D.D. NGUYEN
 "Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation des systèmes destinés au génie biologique et médical"
 Thèse de 3^{ième} cycle, Lille, 1980
- [15] J.R. MOSIG, T.K. SARKAR
 "Comparaison of quasi-static and exact electromagnetic fields from a horizontal electric dipôle above a lossy dielectric backed by an imperfect ground plane"
 I.E.E.E. M.T.T., vol.34, n°4, pp 379-387, April 1986
- [16] F.T. ULABY, R.K. MOORE, A.K. FUNG
 "Microwave remote sensing. Active and passive"
 Vol. 3 , Addison - Wesley Publishing Company, 1986
- [17] A.T. DE HOOP, G. DE JONZ
 "Power reciprocity in antenna theory"
 Proceedings of the I.E.E.E., vol 21, October 1974
- [18] L. BELLARBI
 "Définition de la thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques"
 Thèse de 3^{ième} cycle, Lille, 1984.

**CONTRIBUTION A LA CONCEPTION D'UN RADIOMETRE A
CORRELATION EN TECHNOLOGIE HYBRIDE**

CHAPITRE 3

CONTRIBUTION A LA CONCEPTION D'UN RADIOMETRE A CORRELATION EN TECHNOLOGIE HYBRIDE

3.1 Introduction

Afin de nous préparer à une possible demande de développement, nous abordons dans ce chapitre le problème de la conception du radiomètre à corrélation en structure hybride alors que le système actuel est réalisé à partir de l'assemblage de sous-systèmes du commerce. En effet, les développements récents des M.M.I.C permettent d'envisager la construction d'un corrélateur plus compact et d'un coût réduit par rapport à l'appareil réalisé antérieurement [1].

Un corrélateur (figure 12) comporte essentiellement deux amplificateurs de grand gain et faible bruit, réalisant certaines conditions sur la phase de leur coefficient de transmission, des circulateurs, un coupleur 180° , un modulateur de phase $(0 - \pi)$, une ligne à retard et deux détecteurs. Ces sous systèmes doivent fonctionner dans une bande passante relativement large (2 à 4 GHz dans le cas que nous traitons).

Le C.H.S. possède le savoir faire nécessaire dans le domaine de la conception des amplificateurs, coupleurs et détecteurs qui entreront dans la réalisation de ce nouveau système. Nous traitons, ici, en particulier le problème du modulateur de phase et de la ligne à retard et proposons des solutions de réalisations de ces fonctions en structure plaquée.

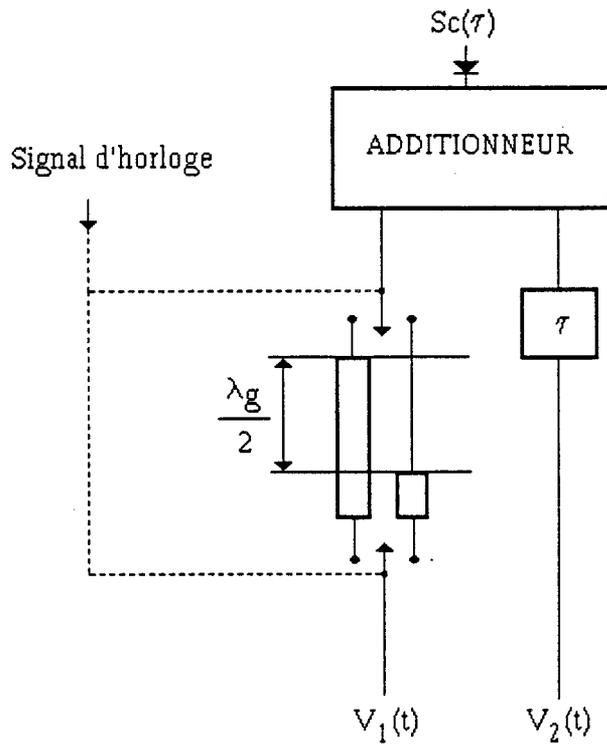


Figure 88: Principe d'un corrélateur à modulation de phase utilisant une ligne à retard.

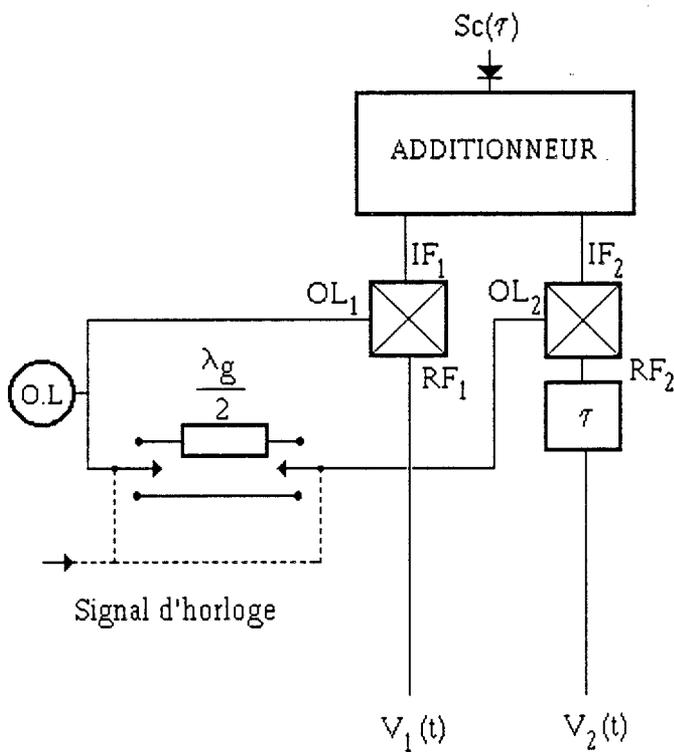


Figure 89: Principe d'un corrélateur à modulation de phase mettant en oeuvre deux mélangeurs.

3.2 Etude du modulateur biphasé

3.2.1 Introduction

Le radiomètre microonde par corrélation, défini au premier chapitre, met en oeuvre une modulation de phase. Plusieurs techniques ont déjà été envisagées [1]; mettant en oeuvre soit une ligne à retard, soit deux mélangeurs [2,3] soit opérant par réflexion.

La radiométrie nécessitant la réception du bruit thermique, en général, sur une large bande de fréquences, la solution de la modulation de phase à l'aide d'une ligne à retard (figure 88) est à proscrire car elle fonctionne dans une bande de fréquence réduite.

La technique utilisant un modulateur à deux mélangeurs (figure 89) nécessite le recours d'un oscillateur local et a l'inconvénient de manquer de simplicité.

C'est la modulation par réflexion qui fut retenue lors des premiers travaux réalisés au C.H.S. [1]. Cette méthode (figure 90) consiste en une commutation alternativement sur un court-circuit (C.C) et sur un circuit ouvert (C.O). La position du C.C et du C.O est réglée à l'aide de lignes à air de longueurs ajustables. Le réglage mécanique de ces lignes est délicat: dans le système actuel, nous avons obtenu, par cette méthode, un réglage de phase de $\pm 5^\circ$ pour un écart en amplitude de ± 1 dB sur la bande de fréquences allant de 2 à 4 GHz.

Dans l'optique d'une réalisation hybride, cette solution n'est plus envisageable de par son encombrement et son réglage. Par conséquent, nous envisageons un autre type de modulateur, en technologie planaire, ne nécessitant aucun réglage et possédant des meilleures caractéristiques que le modulateur par réflexion employé jusqu'à ce jour.

Notre choix s'est porté sur l'utilisation de modulateurs tels ceux employés dans les systèmes de transmissions numériques ou de télécommunication [4,5,6,7]. On peut s'attendre avec ce type de modulateurs à des symétries de phase de $\pm 2^\circ$ entre les deux états de phase et des écarts en amplitude inférieurs à 0,5 dB sur la bande de fréquences allant de 2 à 4 GHz[8].

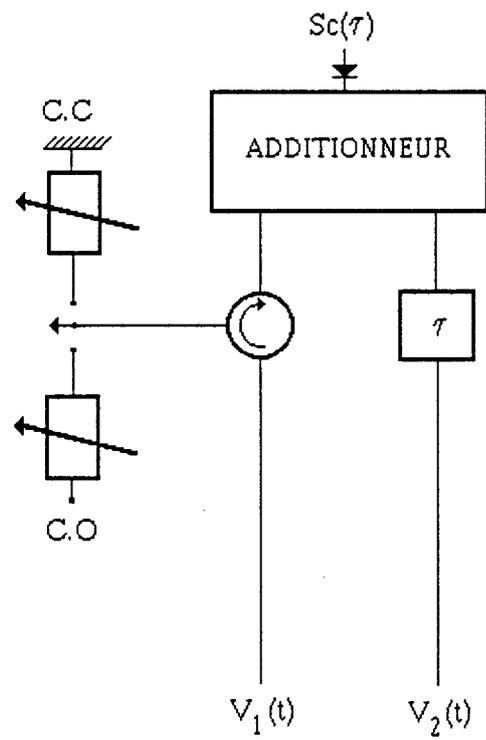


Figure 90: Principe d'un corrélateur à modulation de phase par réflexion.

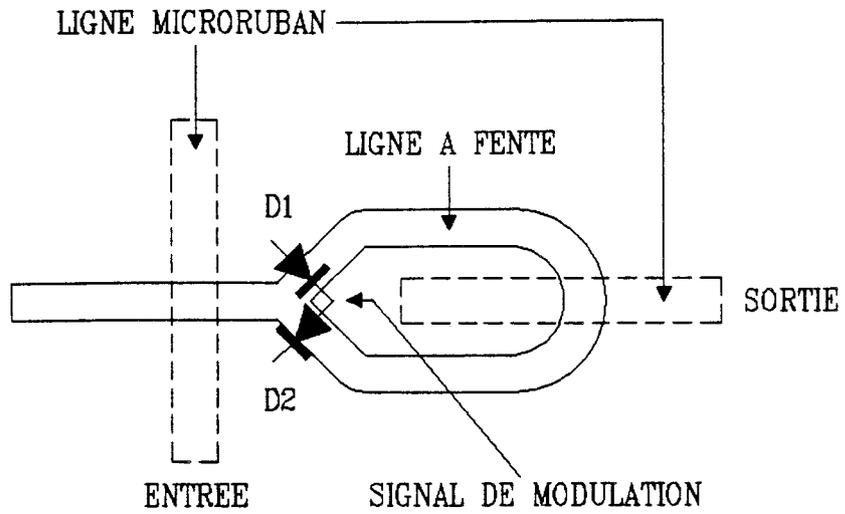


Figure 91: Plan du modulateur de phase.

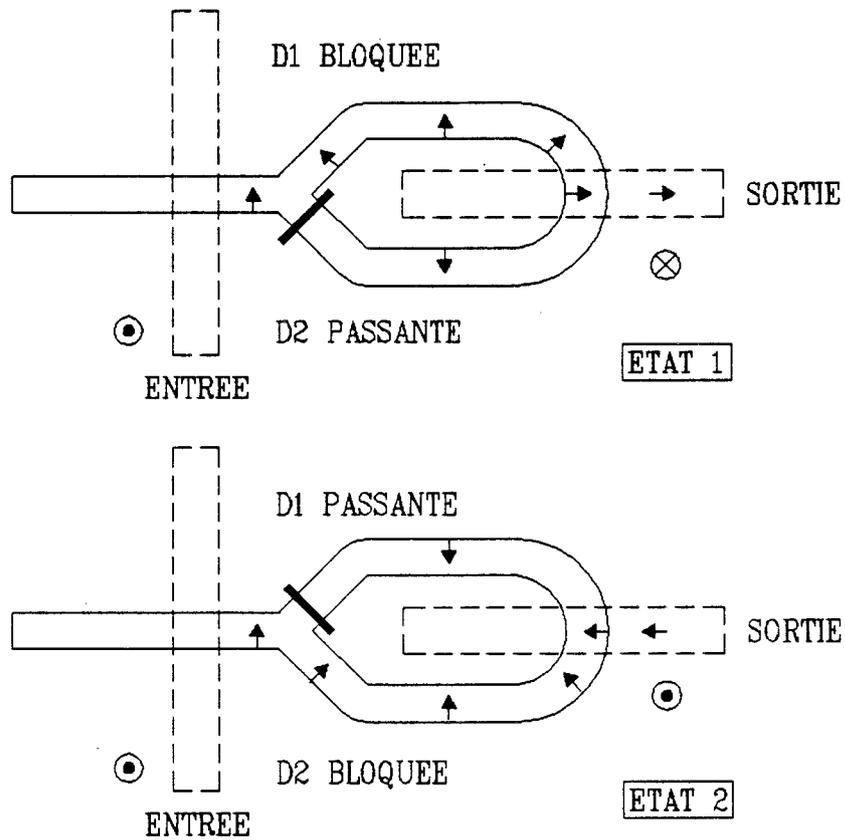


Figure 92: Les deux états du modulateur de phase. Les flèches représentent la direction du champ électrique.

3.2.2 Principe de fonctionnement

Le modulateur biphase est réalisé en technologie planaire (figure 91). Le circuit est constitué de lignes microruban et de lignes à fente gravées sur chacune des deux faces d'un substrat diélectrique.

Sur la première face, on réalise deux lignes microruban d'impédance caractéristique 50Ω , à la fréquence centrale de 3 GHz, permettant l'entrée et la sortie du signal hyperfréquence.

Sur la face opposée, on grave un circuit de ligne à fente sur lequel on vient coller deux diodes D_1 et D_2 , tête bêche et en parallèle sur la ligne à fente, au niveau de la jonction en " Y ". Notons que la gravure de la ligne à fente perpendiculaire à la ligne microruban, située sur la face opposée du circuit, assure un couplage optimal sur une large bande passante si, au niveau de la transition, la ligne microruban présente un court-circuit et la ligne à fente un circuit ouvert.

Un signal carré de modulation permet de polariser alternativement une diode en direct et l'autre en inverse, amenant respectivement un plan de court-circuit ou de circuit ouvert en parallèle sur la ligne à fente au niveau de la jonction en " Y ".

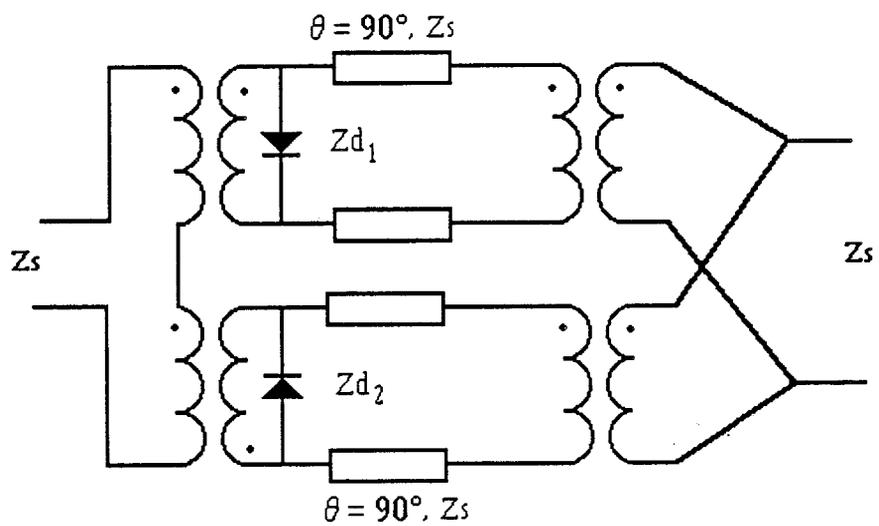
Sur une demi période du signal modulant, le signal hyperfréquence se propage sur la ligne à fente pour laquelle la diode est en circuit ouvert: tout se passe comme si elle n'existait pas, aux pertes d'insertion près.

Par conséquent, sur une période du signal modulant, le signal hyperfréquence, en sortie du circuit possède deux états de phase qui différent de 180° (figure 92). Cette symétrie de phase est liée, en majeure partie, à la symétrie du circuit.

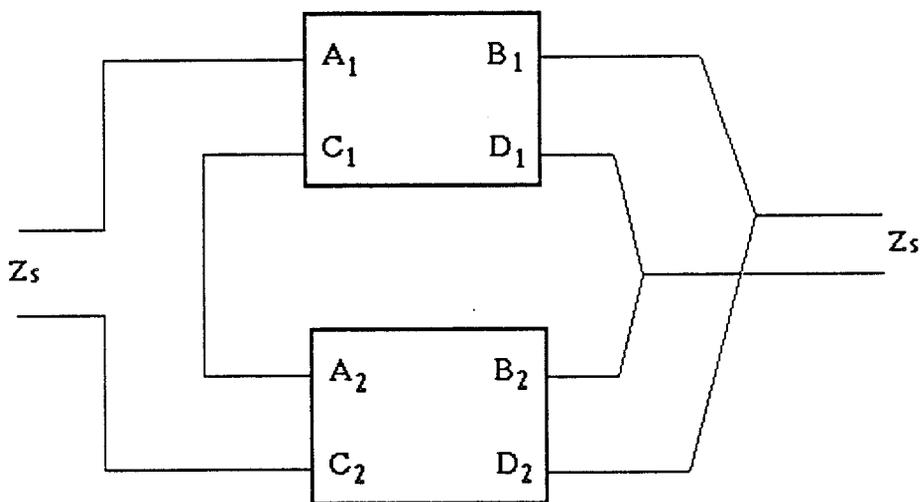
On peut encore démontrer cette propriété, par un calcul des termes S_{11} et S_{21} du circuit modulateur, à partir du schéma équivalent donné à la figure 93a où les transformateurs sont supposés parfaits et de rapport un. Ce schéma équivalent peut être présenté aussi sous forme de schémas blocs connectés dans la configuration série-parallèle (figure 93b).

Les lignes à fente de longueur électrique $\theta=90^\circ$, à la fréquence de 3 GHz, possèdent la même impédance caractéristique Z_s . Chaque bloc est caractérisé par sa matrice [ABCD]:

$$[A_1 B_1 C_1 D_1] = \begin{bmatrix} 0 & jZ_s \\ jY_s & jY_1 Z_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}$$



a)



b)

Figure 93: a) Schéma équivalent du modulateur biphasé.
 b) Schéma équivalent du modulateur sous forme de schémas blocs.

$$[A_2 B_2 C_2 D_2] = \begin{bmatrix} 0 & -jZ_s \\ -jY_s & -jY_2 Z_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix}$$

où Y_1 et Y_2 sont les admittances des diodes D_1 et D_2 et Y_s l'admittance caractéristique de la ligne à fente.

La matrice équivalente de la configuration série parallèle s'écrit:

$$[ABCD] = \begin{bmatrix} 2+(A_1 D_2 + A_2 D_1 + B_1 C_2 + B_2 C_1) & B_1 D_2 + B_2 D_1 \\ C_1 D_2 + C_2 D_1 & D_1 D_2 \end{bmatrix}$$

Le passage de la matrice $[ABCD]$ à la matrice de dispersion $[S]$ nous donne les expressions des termes S_{11} et S_{21} :

$$S_{11} = \frac{4Z_1 Z_2 - Z_s^2}{4Z_1 Z_2 + 2Z_s(Z_1 + Z_2) + Z_s^2}$$

$$S_{21} = \frac{2jZ_s(Z_2 - Z_1)^2}{4Z_1 Z_2 + 2Z_s(Z_1 + Z_2) + Z_s^2}$$

Par conséquent, si on considère que les diodes polarisées en direct et en inverse présentent respectivement un court-circuit et un circuit ouvert parfait, on a pour une alternance du signal modulant

$$Z_1=0, Z_2=\infty, S_{21}=-j \text{ et } S_{11}=0$$

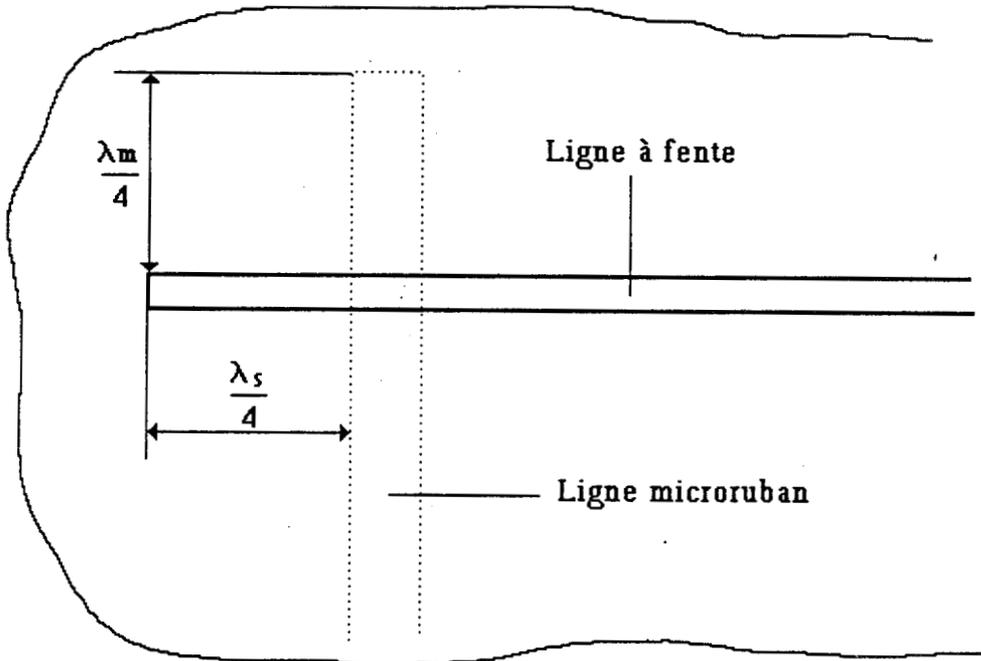
et pour l'autre alternance

$$Z_1=\infty, Z_2=0, S_{21}=+j \text{ et } S_{11}=0$$

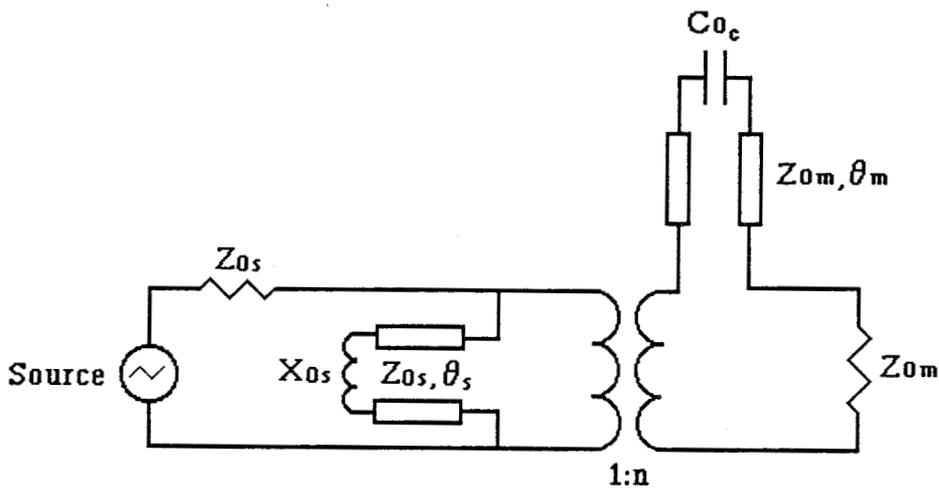
Finalement, on obtient bien une opposition de phase du coefficient de transmission quand on change l'alternance du signal modulant.

3.2.3 La transition ligne à fente - ligne microruban

Les circuits passifs hyperfréquences réalisés à l'aide d'un seul type de lignes de transmission (microruban, lignes à fente) fonctionnent généralement dans une bande étroite. Si l'on veut réaliser des circuits fonctionnant sur une bande plus large, il est nécessaire d'introduire des phénomènes de couplage entre les lignes de transmissions



a)



b)

Figure 94: a) La transition ligne microruban - ligne à fente
b) Schéma équivalent de la transition.

utilisées (technologie triplaque, lignes microruban couplées, transition ligne à fente - lignes microruban).

Nous utilisons, pour la réalisation de notre modulateur de phase, un de ces types de couplage: celui d'une ligne microruban couplée à une ligne à fente.

3.2.3.1 Modélisation de la transition ligne à fente - ligne microruban

La transition entre une ligne à fente et une ligne microruban est présentée figure 94a. Le couplage entre ces deux types de lignes est optimal si, à la fois, la ligne microruban présente un court-circuit dans le plan de la transition et la ligne à fente un circuit ouvert dans le même plan. Pour des raisons pratiques de technologie, on préfère réaliser, un circuit ouvert, à l'extrémité d'une ligne microruban, à une distance $\lambda_m/4$ (λ_m la longueur d'onde guidée sur la ligne microruban) du bord de la ligne à fente, et un court-circuit, à l'extrémité de la ligne à fente, à une distance $\lambda_s/4$ (λ_s la longueur d'onde guidée sur la ligne à fente) du bord de la ligne microruban.

Notons que, dans l'établissement du schéma équivalent de cette transition, il est nécessaire de tenir compte des effets de "bout" des lignes microruban et à fente. L'extrémité ouverte d'une ligne microruban se traduit par l'existence d'une capacité en parallèle sur l'extrémité de la ligne [9]. Par dualité, l'extrémité en court-circuit d'une ligne à fente se traduit par l'adjonction d'une self en parallèle sur l'extrémité de la ligne à fente [10].

Le schéma équivalent de cette transition est donné figure 94b avec

- * Z_{0m} , l'impédance caractéristique de la ligne microruban
- * Z_{0s} , l'impédance caractéristique de la ligne à fente
- * θ_m , la longueur électrique de la ligne microruban quart d'onde
- * θ_s , la longueur électrique de la ligne à fente quart d'onde
- * C_{0c} , la capacité représentant l'effet capacitif à l'extrémité de la ligne microruban en circuit-ouvert
- * X_{0s} , la self représentant l'effet selfique à l'extrémité de la ligne à fente en court-circuit
- * n , la valeur du rapport de transformation représentant le couplage entre la ligne à fente et la ligne microruban

La valeur de ce rapport de transformation peut être déterminé à partir de la connaissance des champs dans les deux types de lignes [11]. Une analyse approchée, introduite par Knorr [12], permet de donner une expression analytique de ce rapport de transformation en fonction des caractéristiques de la ligne à fente:

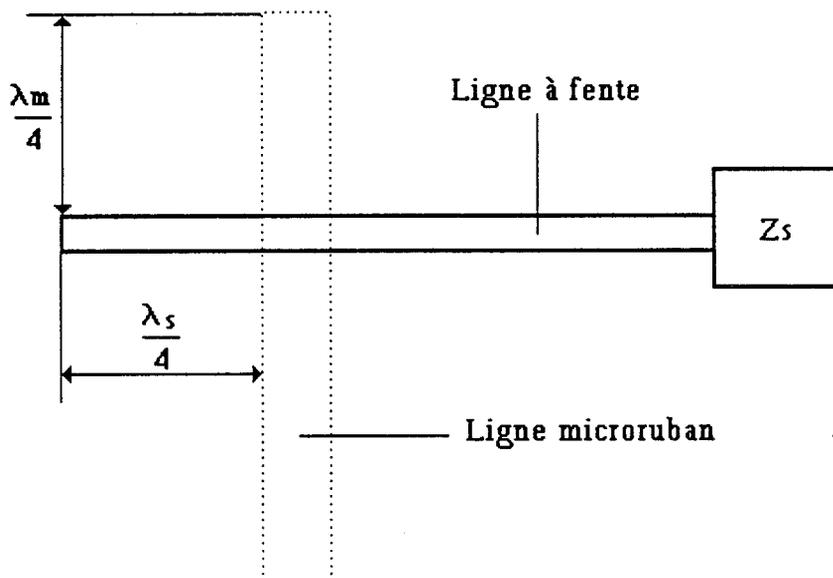


Figure 95: Transition ligne microruban - ligne à fente fermée sur l'impédance caractéristique de la ligne à fente.

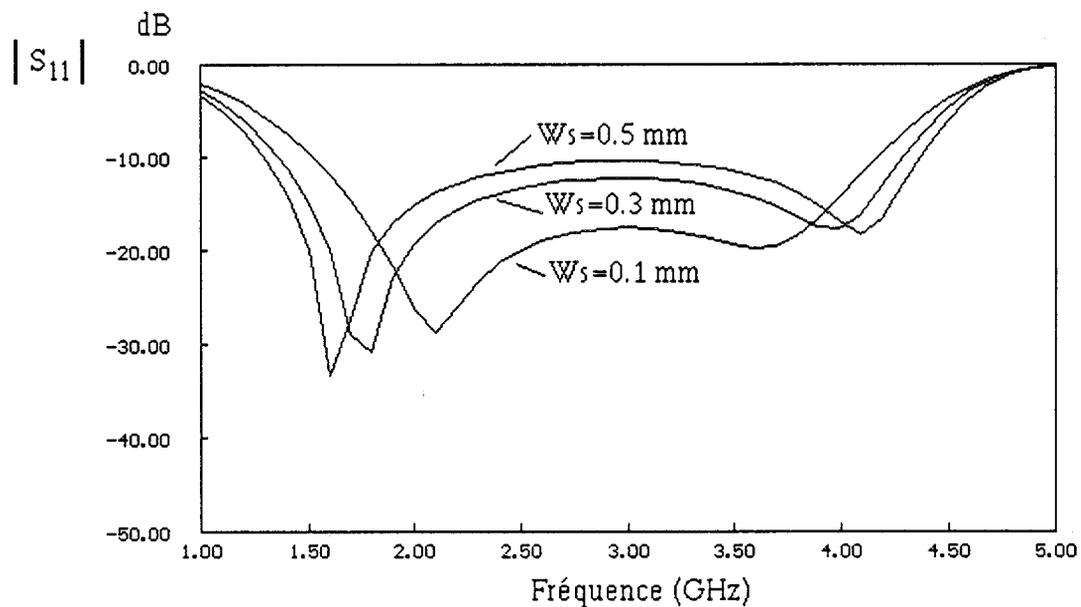


Figure 96: Evolution du module du coefficient de réflexion ($|S_{11}|$) dans le plan d'accès de la ligne microruban, en fonction de la fréquence, pour différentes largeurs de la ligne à fente.

$$n = \cos\left(2\pi \frac{h}{\lambda_0} u\right) - \cotg q_0 \sin\left(2\pi \frac{h}{\lambda_0} u\right)$$

avec

$$q_0 = 2\pi \frac{h}{\lambda_0} u + \arctg\left(\frac{u}{v}\right)$$

$$u = \left[\varepsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_s}\right)^2 \right]^{0.5}$$

$$v = \left[\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_s}\right)^2 - 1 \right]^{0.5}$$

h : l'épaisseur du substrat

λ_0 : la longueur d'onde dans le vide

λ_s : la longueur d'onde guidée sur la ligne à fente

Les logiciels de simulation des circuits hyperfréquences actuels ne possèdent pas, dans leur bibliothèque de composants, de modèle de la transition ligne microruban - ligne à fente. Cependant, ils possèdent les modèles des lignes de transmission microruban et à fente. La simulation de la transition nécessite donc l'introduction de son schéma équivalent (modèle de Knorr) dans lequel le rapport de transformation est introduit sous forme de paramètre dont la valeur est calculée pour chaque fréquence.

3.2.3.2 Caractéristiques géométriques des lignes

Les lignes microruban permettent l'entrée et la sortie du signal hyperfréquence. Par conséquent, la largeur de ces lignes est calculée pour obtenir une impédance caractéristique de 50Ω à la fréquence moyenne, 3 GHz, de notre radiomètre.

Il s'agit, maintenant, de déterminer la largeur de la ligne à fente.

Considérons le dipôle constitué par la transition chargée à l'extrémité de la ligne à fente par son impédance caractéristique Z_s (figure 95). Le module du coefficient de réflexion, en fonction de la fréquence, est présenté à la figure 96 pour différentes largeurs de la ligne à fente. On constate que le circuit sera d'autant mieux adapté que la largeur de la ligne est faible ($W_s=0,1$ mm).

L'impédance de la ligne à fente ramenée du côté de la ligne microruban peut s'écrire $Z_s.n^2$. La figure 97 présente cette impédance ramenée, en fonction de la fréquence, pour différentes largeurs de la ligne à fente. La variation de l'impédance

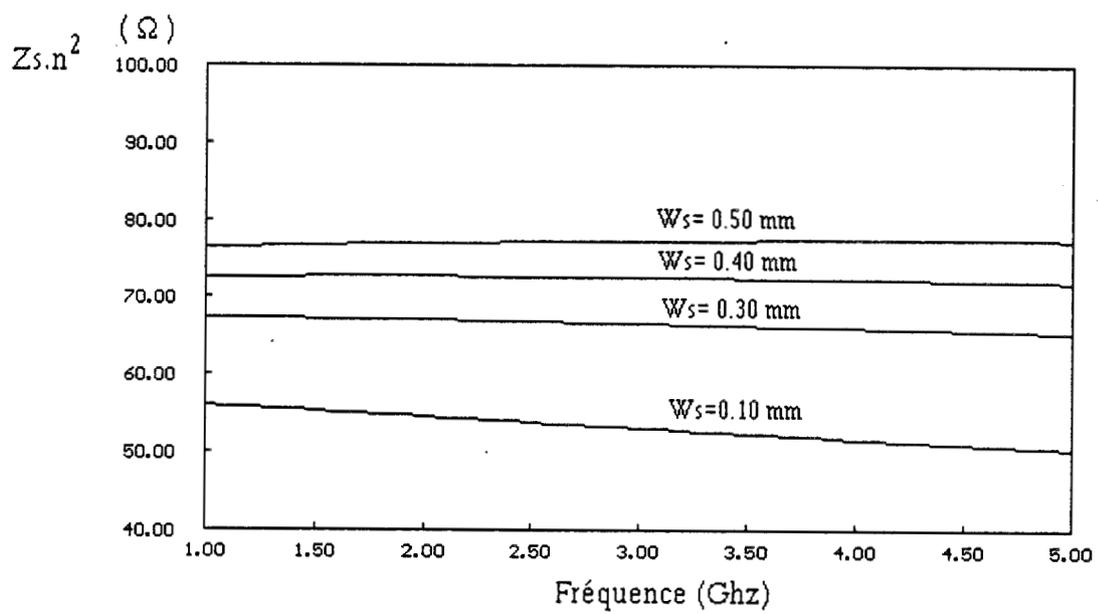


Figure 97: Evolution de l'impédance ramenée dans le plan d'accès de la ligne microruban, en fonction de la fréquence, pour différentes largeurs, W_s , de ligne à fente.

ramenée en fonction de la fréquence est d'autant plus faible que la largeur de ligne est importante ($W_s=0,4$ mm). Par conséquent, la largeur de la bande passante sera d'autant plus importante que la largeur de la ligne sera grande.

Il existe donc un compromis entre une bonne adaptation ($W_s=0,1$ mm) et une large bande passante ($W_s=0,4$ mm). Nous verrons, au paragraphe 3.2.4.1, comment répondre à ce dilemme en traitant le cas de deux transitions séparées par une ligne à fente.

3.2.4 Modélisation du modulateur

Dans un premier temps, nous simulons le circuit du modulateur sans tenir compte des diodes: on considère uniquement un état de phase du modulateur et l'on suppose que la diode polarisée en direct présente un court-circuit parfait et celle en inverse un circuit ouvert parfait.

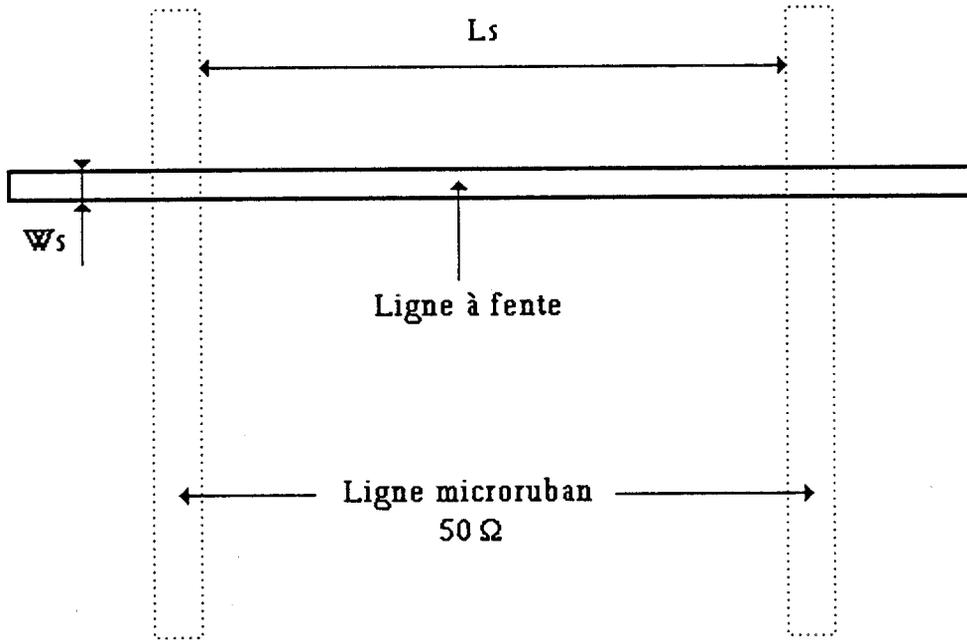
Nous discutons ensuite le choix du type de diode utilisé pour finalement introduire leur schéma équivalent dans le circuit complet du modulateur.

3.2.4.1 Modélisation de deux transitions séparées par une ligne à fente

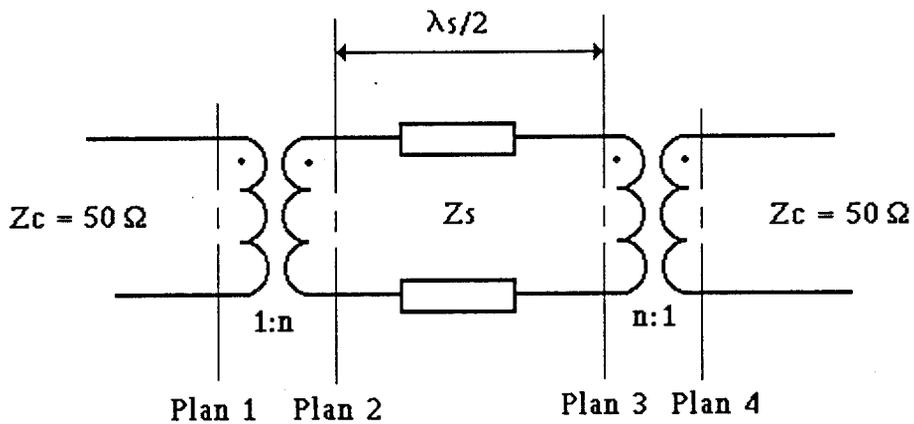
Considérons deux transitions ligne microruban - ligne à fente séparées par une ligne à fente de largeur W_s et de longueur L_s (figure 98a). Le schéma équivalent simplifié de ce circuit est présenté figure 98b, considérant que les lignes quart d'onde microruban et ligne à fente présentent respectivement un court-circuit et un circuit ouvert parfait dans le plan de la transition.

L'impédance de la ligne microruban dans le plan 1 vaut 50Ω puis ramenée dans le plan 2 vaut $\frac{50 \Omega}{n^2}$. Si on intercale une ligne à fente de longueur $\lambda_s/2$ alors l'impédance dans le plan 3 est égale à celle dans le plan 2. Finalement, l'impédance du plan 3 ramenée dans le plan 4 vaut 50Ω .

Autrement dit, si l'on intercale une ligne à fente demi-onde entre les deux transitions, on assure une adaptation du circuit, quelque soit l'impédance de la ligne à fente, mais à une fréquence unique. Par conséquent, en gravant une ligne à fente demi-onde assez large, on assure une bande passante importante sans trop dégrader l'adaptation. De plus, l'isolation sur la branche de la ligne à fente en court-circuit est d'autant plus importante que l'impédance caractéristique de la ligne est élevée. Nous choisissons donc une largeur de ligne à fente de $0,4$ mm pour la réalisation de notre modulateur.



a)



b)

Figure 98: a) Deux transitions ligne microruban - ligne à fente séparées par une ligne à fente de largeur W_s et de longueur L_s .
 b) Schéma équivalent simplifié des deux transitions lorsque la longueur de la ligne à fente, séparant les deux transitions, est égale à une demi longueur d'onde.

3.2.4.2 Simulation du circuit passif

Nous utilisons ce modèle pour la simulation du circuit modulateur dans un de ces états de phase. Nous tenons compte, cette fois, des effets de "bout" des lignes quart d'onde microruban et à fente. Notons que la plupart des logiciels de simulation actuels, possèdent dans leur bibliothèque des modèles de lignes microruban dont l'extrémité est ouverte et, par conséquent, tiennent compte de l'effet capacitif en bout de ligne. Par contre, il n'existe pas de modèle pour la ligne à fente dont l'extrémité est en court-circuit. Il est donc nécessaire d'introduire une self, sur l'extrémité de la ligne à fente en court-circuit, dont la valeur est déterminée à partir des résultats publiés par Knorr [10]: pour notre ligne à fente de 0,4 mm de largeur, la valeur de la self est égale à 0,5 nH.

Nous donnons les caractéristiques de notre circuit, avant optimisation:

Substrat

Permittivité du substrat: $\epsilon_r = 10,8$

Hauteur du substrat: $h = 0,635$ mm

Epaisseur de métallisation: $t = 17,5$ μm

Ligne microruban 50 Ω

Largeur de la ligne: $W_m = 0,526$ mm

Longueur de ligne (quart d'onde): $L_m = 9,567$ mm

Ligne à fente

Largeur de la ligne: $W_s = 0,4$ mm

Longueur de la ligne (quart d'onde): $L_s/4 = 14,28$ mm

Longueur de la ligne (demi- onde) séparant les transitions: $L_s/2 = 28,56$ mm

Le circuit du modulateur passif étant symétrique, les résultats de la simulation ne portent que sur les modules de S_{11} (figure 99) et S_{21} (figure 100).

3.2.4.3 Simulation du circuit complet

Pour simuler complètement le modulateur, on doit introduire le schéma équivalent des diodes dans le circuit passif présenté au paragraphe précédent. Il convient donc dans un premier temps de définir le type de diode à implanter et d'en déduire leur schéma équivalent lorsqu'elles sont polarisées en direct et en inverse.

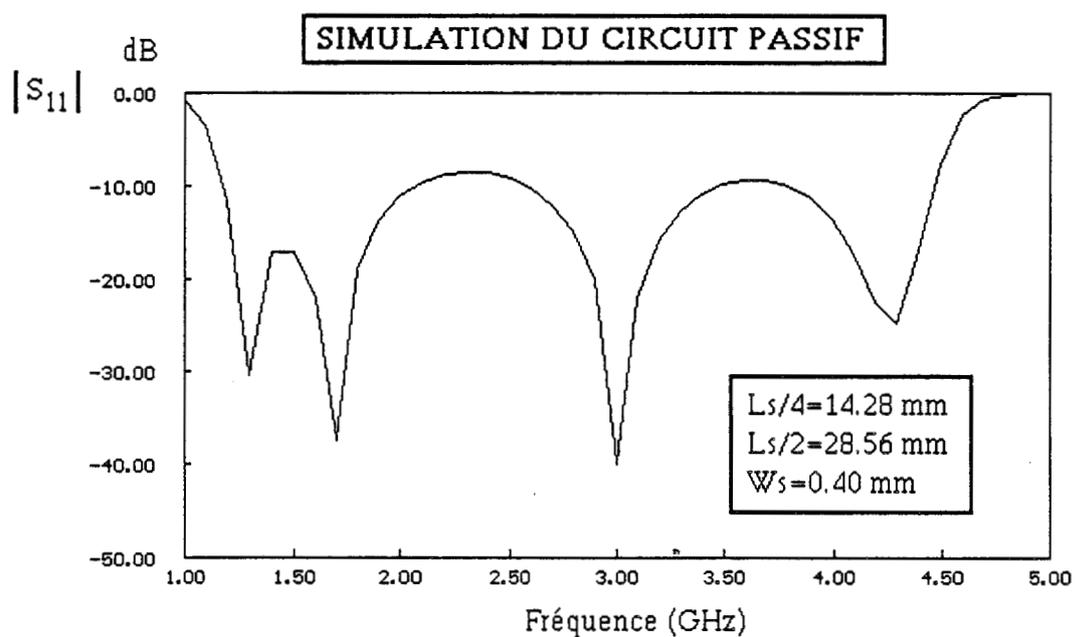


Figure 99: Evolution de $|S_{11}|$, en fonction de la fréquence, pour le circuit passif du modulateur.

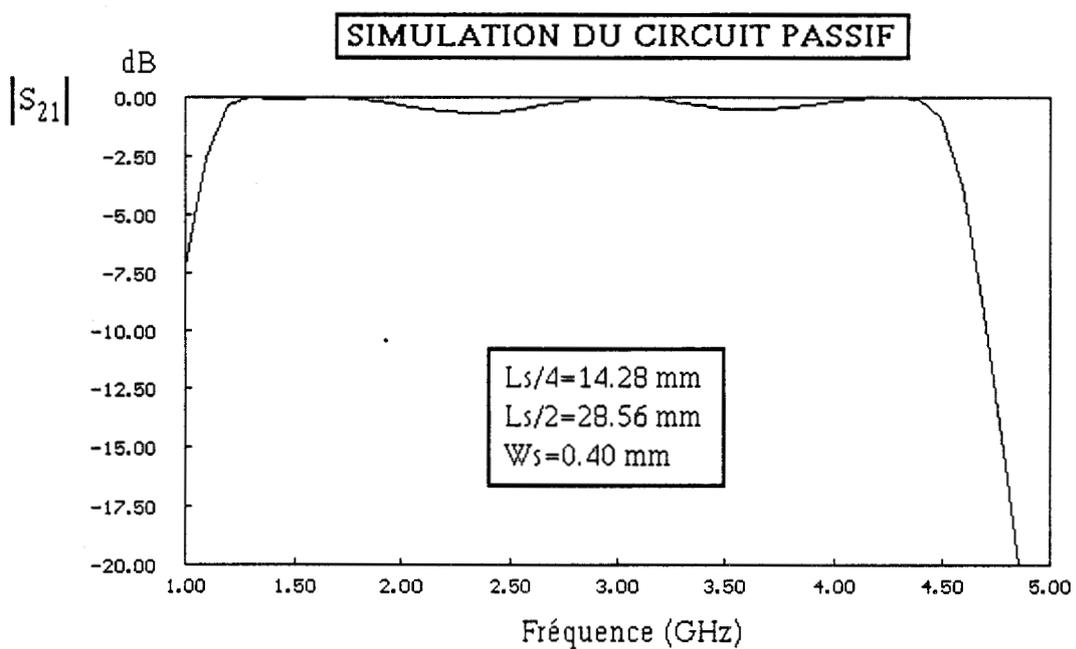


Figure 100: Evolution de $|S_{21}|$, en fonction de la fréquence, pour le circuit passif du modulateur.

Pour notre radiomètre à corrélation, la fréquence du signal de détection synchrone étant de l'ordre de 3 KHz, on peut concevoir un modulateur utilisant des diodes PIN. Néanmoins, la possibilité d'utiliser cette étude pour une autre application du modulateur en mélangeur nous conduit à choisir des diodes Schottky.

Celles retenues sont des diodes HSCH 5314 de Hewlett Packard dont le schéma équivalent est donné à la figure 101.

La prise en compte du schéma équivalent des diodes modifie les caractéristiques obtenues lors de la simulation du circuit passif et notamment l'adaptation d'entrée du modulateur. Par conséquent, on va optimiser les longueurs électriques, des lignes microruban et à fente, afin d'améliorer l'adaptation du circuit dans la bande de fréquence comprise entre 2 et 4 GHz.

Les paramètres géométriques obtenus après optimisation sont:

Ligne microruban 50 Ω

Largeur de la ligne: $W_m = 0,526$ mm

Longueur de ligne (quart d'onde): $L_m = 9,379$ mm

Ligne à fente

Largeur de la ligne: $W_s = 0,4$ mm

Longueur de la ligne (quart d'onde): $L_s/4 = 13,469$ mm

Longueur de la ligne (demi- onde) séparant les transitions: $L_s/2 = 29,01$ mm

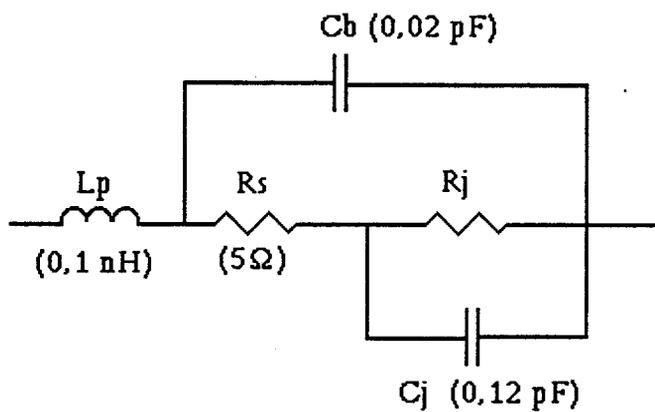
Dans le paragraphe suivant, nous présenterons les paramètres S_{ij} issus de la simulation ainsi que les résultats obtenus à l'analyseur de réseau.

3.2.5 Réalisation et caractérisation

La réalisation technologique du circuit a demandé la fabrication de deux masques: l'un pour le circuit de lignes microruban et l'autre pour le circuit de lignes à fente. De plus, il a été prévu sur ces deux masques des marques de centrage afin d'assurer la superposition la plus précise possible avant l'insolation du substrat.

Le substrat étant gravé, les diodes sont positionnées puis collées le plus près possible de la jonction en "Y".

L'étape technologique étant terminée, le circuit est inséré dans un boîtier permettant l'accès des lignes microruban 50 Ω par l'intermédiaire de deux connecteurs



Polarisation directe $R_j=0$
 Polarisation inverse $R_j=\infty$

$V=\pm 0,5V$ $I=30\text{ mA}$

Figure 101: Schéma équivalent de la diode Schottky (HSCH 5314).

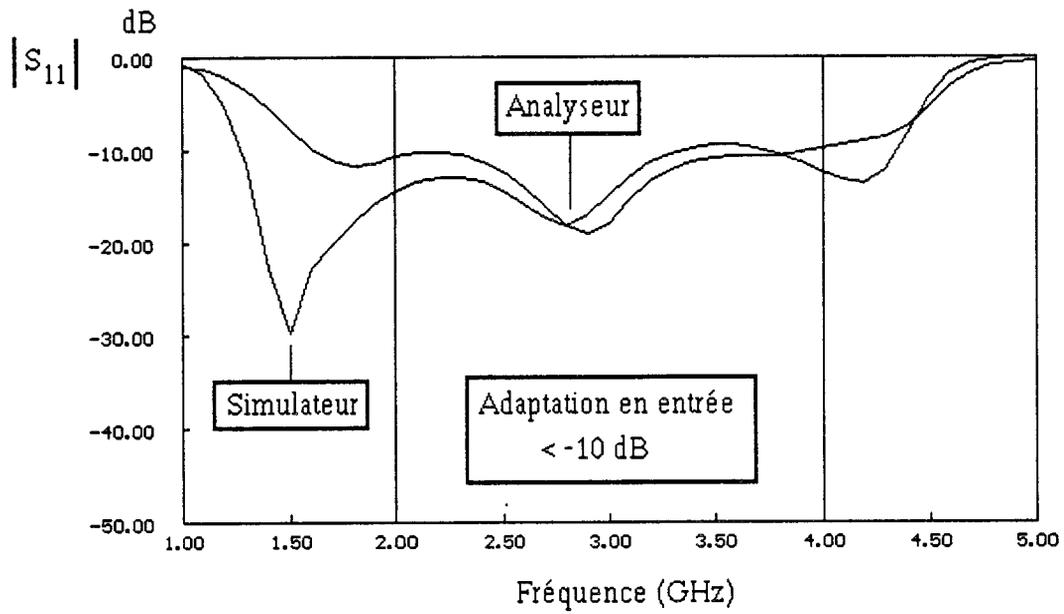


Figure 102: Comparaison entre $|S_{11}|$ simulé et relevé à l'analyseur de réseau, en fonction de la fréquence, du circuit modulateur complet.

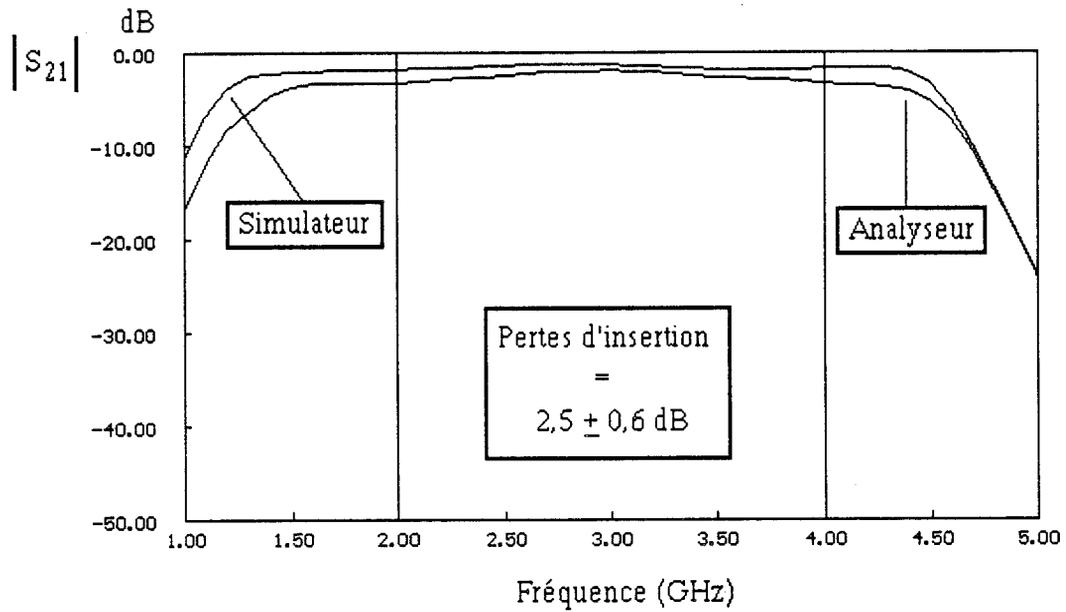


Figure 103: Comparaison entre $|S_{21}|$ simulé et relevé à l'analyseur de réseau, en fonction de la fréquence, du circuit modulateur complet.

SMA. Un bias de découplage, permettant l'arrivée du signal de modulation, est vissé sur le boîtier et une de ces extrémités est soudée au centre de la boucle.

Le circuit est ensuite caractérisé pour les deux états du signal de modulation ($V = \pm 0,5 \text{ V}$).

Nous présentons, figure 102 à 104, les modules de S_{11} , S_{12} et S_{22} relevés à l'analyseur de réseau. Ces résultats sont comparés aux valeurs obtenues lors de la simulation du circuit modulateur complet.

La figure 105 donne la différence de phase de S_{21} pour les deux états de phase du modulateur.

Nous observons une bonne concordance entre les mesures et les résultats issus de la simulation. Toutefois les quelques écarts observés sont imputables d'une part à la précision de la réalisation technologique (dimensions géométriques, alignement des deux masques) et d'autre part à la non prise en compte des perturbations engendrées par l'utilisation des deux connecteurs SMA permettant l'entrée et la sortie du signal hyperfréquence.

3.2.6 Conclusion

L'étude que nous avons menée nous a permis de réaliser un modulateur biphasé en structure plaquée possédant les caractéristiques suivantes:

- * Adaptation entrée et sortie $< -10 \text{ dB}$
- * Pertes d'insertion $< -2,5 \pm 0,6 \text{ dB}$
- * Différence de phase en transmission entre les deux états $= 180^\circ \pm 2^\circ$

Ce modulateur biphasé permettra de remplacer le modulateur par réflexion actuel, peu fiable, car il a l'avantage, par rapport à son prédécesseur, de ne nécessiter aucun réglage à l'analyseur de réseau.

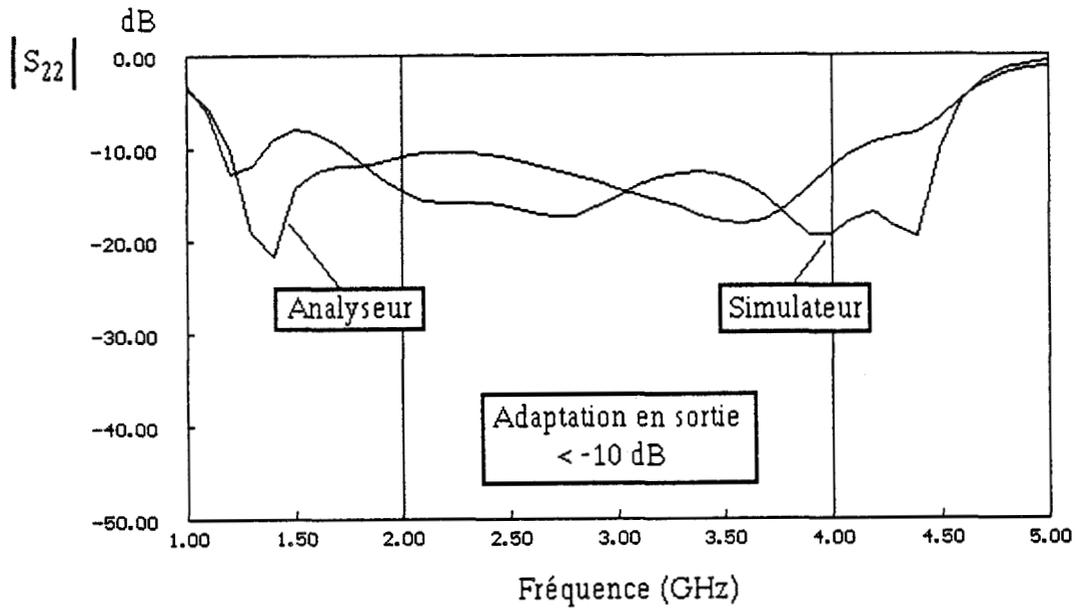


Figure 104: Comparaison entre $|S_{22}|$ simulé et relevé à l'analyseur de réseau, en fonction de la fréquence, du circuit modulateur complet.

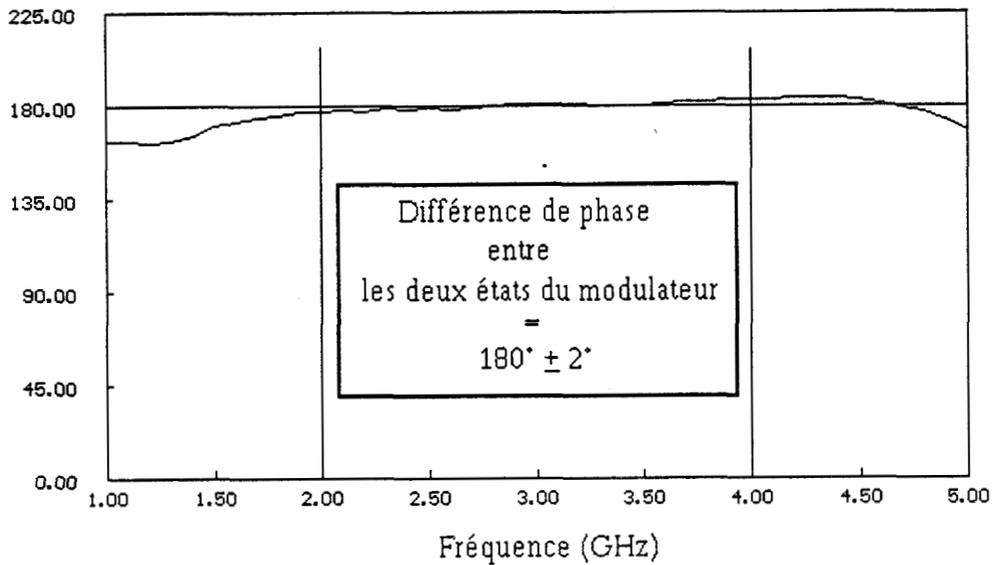


Figure 105: Différence de phase en transmission entre les deux états du modulateur.

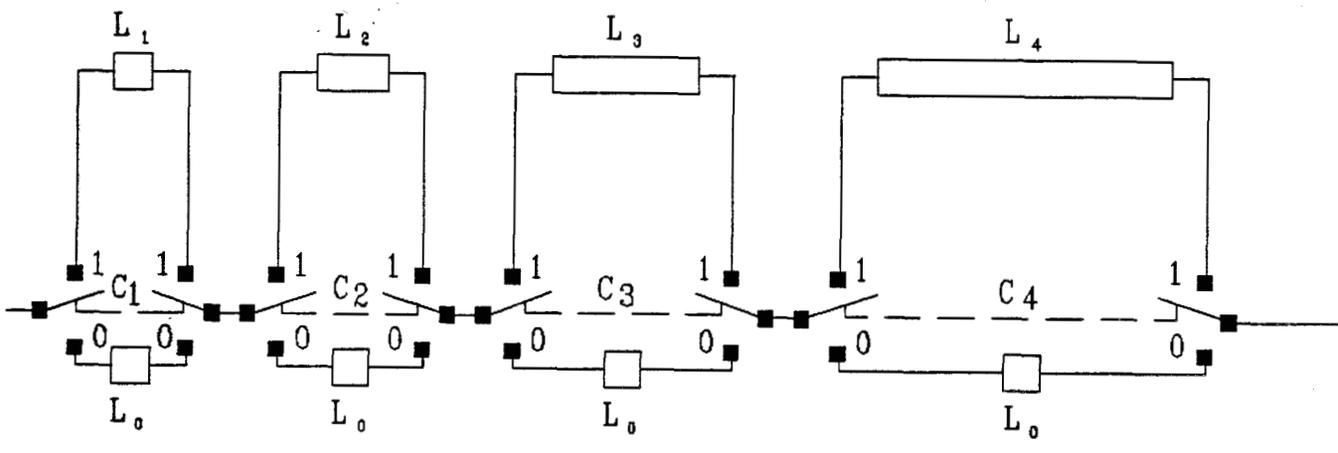


Figure 106: Schéma de principe de la ligne à retard.

3.3 Conception d'une ligne à retard micro-électronique

3.3.1 Introduction

Actuellement, le temps de retard variable τ est réalisé à partir du déplacement d'un piston de court-circuit, inséré sur un des bras de notre prototype de radiomètre par corrélation. Dans l'optique d'une réalisation pré-industrielle, il n'est pas envisageable de garder cette solution très encombrante. Une solution micro-électronique est préférable. C'est pourquoi nous étudions la réalisation d'une ligne à temps de retard discrets en structure plaquée.

La réalisation d'une ligne à retard en structure hybride permet de réduire l'encombrement par rapport à celui d'une ligne à air. En effet, pour obtenir un même temps de retard avec une ligne à air et une ligne gravée sur un substrat diélectrique, la longueur de la ligne sur le substrat est égale à

$$\Delta l = \frac{\Delta l_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (\text{III.1})$$

où Δl_0 est la longueur de la ligne à air associée au temps de retard considéré et ϵ_{eff} est la permittivité effective du substrat diélectrique.

De plus, il est nécessaire de définir le nombre de pas de la ligne à retard permettant de reconstituer l'interférogramme avec une résolution suffisante.

Il s'agit donc de concevoir un circuit de lignes microrubans et de commutateurs, à diodes PIN, dont les états passants et bloqués permettent de diriger l'onde hyperfréquence sur des chemins de longueurs différentes. C'est un système analogue qui est utilisé pour faire varier le diagramme de rayonnement d'un réseau d'antennes en introduisant un déphasage différent entre les différents éléments du réseau [13].

3.3.2 Principe de fonctionnement

Le schéma de principe de la ligne à retard est présenté à la figure 106. On associe à chaque couple de lignes L_i et L_0 , correspondant respectivement à un déphasage ϕ_i et ϕ_0 , un double commutateur C_i possédant deux états possibles notés 0 et 1. Le signal hyperfréquence se propage sur la ligne de longueur L_i , lorsque le commutateur C_i est dans la position 1, et sur la ligne de longueur L_0 en position 0. Par conséquent, en disposant N couples de lignes en cascade, on obtient 2^N chemins possibles. On peut donc établir, pour l'exemple de la figure 106 où 4 couples de lignes sont connectées en cascade,

une table de vérité donnant le déphasage obtenu à la sortie de la ligne à retard en fonction des différentes combinaisons des états des commutateurs.

C_4	C_3	C_2	C_1	Déphasage	$\phi_0=0 ; \phi_i=2^{(i-1)} \phi_1$
0	0	0	0	$4 \phi_0$	0
0	0	0	1	$\phi_1 + 3 \phi_0$	ϕ_1
0	0	1	0	$\phi_2 + 2 \phi_0$	$2 \phi_1$
0	0	1	1	$\phi_1 + \phi_2 + 2 \phi_0$	$3 \phi_1$
0	1	0	0	$\phi_3 + 3 \phi_0$	$4 \phi_1$
0	1	0	1	$\phi_1 + \phi_3 + 2 \phi_0$	$5 \phi_1$
0	1	1	0	$\phi_2 + \phi_3 + 2 \phi_0$	$6 \phi_1$
0	1	1	1	$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_0$	$7 \phi_1$
1	0	0	0	$\phi_4 + 3 \phi_0$	$8 \phi_1$
1	0	0	1	$\phi_1 + \phi_4 + 2 \phi_0$	$9 \phi_1$
1	0	1	0	$\phi_2 + \phi_4 + 2 \phi_0$	$10 \phi_1$
1	0	1	1	$\phi_1 + \phi_2 + \phi_4 + \phi_0$	$11 \phi_1$
1	1	0	0	$\phi_3 + \phi_4 + 2 \phi_0$	$12 \phi_1$
1	1	0	1	$\phi_1 + \phi_3 + \phi_4 + \phi_0$	$13 \phi_1$
1	1	1	0	$\phi_2 + \phi_3 + \phi_4 + \phi_0$	$14 \phi_1$
1	1	1	1	$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4$	$15 \phi_1$

En observant cette table de vérité, on remarque que si l'on impose les conditions suivantes:

$$\phi_0 = 0$$

$$\phi_i = 2^{(i-1)} \phi_1 \text{ ou } L_i = 2^{(i-1)} L_1$$

avec ϕ_1 le déphasage introduit par la première ligne de longueur L_1

on obtient 16 (2^4) déphasages différents décalés de la valeur ϕ_1 .

3.3.3 Détermination du nombre de temps de retard

Rappelons que le but de cette étude est de reconstruire l'interférogramme à partir des relevés des signaux radiométriques, en fonction du temps de retard τ .

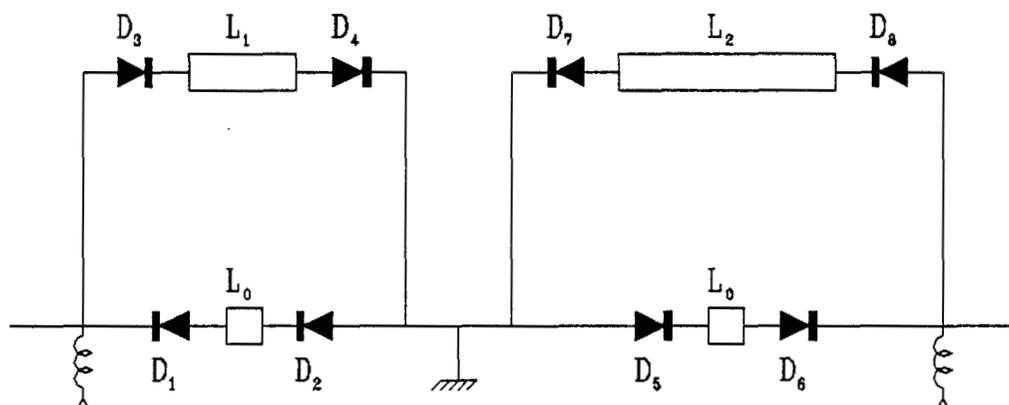


Figure 107: Schéma de la ligne introduisant 4 temps de retard.

Prenons l'exemple de la ligne microruban dissipative du chapitre 1: l'inversion d'un tel signal radiométrique, à l'aide d'une méthode de filtrage, nous permet de reconstituer le profil de température existant le long de la ligne microruban (paragraphe 1.4.2.4). Cette méthode nécessite l'acquisition des mesures correspondants à au moins 200 temps de retard différents. Dans cette situation, il est nécessaire de concevoir une ligne introduisant 256 ($=2^8$) temps de retard.

De plus, cette méthode d'inversion nécessite que les longueurs extrêmes de la ligne à retard différent de 40 cm, soit une variation de déphasage de 1440° à 3 GHz.

Ce même déphasage peut être introduit par une ligne, gravée sur un substrat de permittivité ϵ_r , de longueur Δl (relation III.1). Par exemple, pour $\epsilon_r = 10.8$ ($\epsilon_{\text{eff}} = 7.12$ à 3 GHz), la longueur de la ligne 50Ω est égale à 14.99 cm.

En conséquence, on peut concevoir la réalisation d'une ligne à retard comportant 8 couples de lignes introduisant 256 déphasages distincts dans la plage de 0 à 1440° avec un pas de $5,62^\circ$ en phase et de $L_1 = 0.57$ mm en longueur.

La simulation d'une telle ligne à retard nécessite d'une part, l'introduction du schéma équivalent des diodes et d'autre part l'optimisation des longueurs de ligne, L_j , afin d'obtenir le déphasage désiré pour chacun des 256 états considérés.

Cependant, la simulation de tous ces états n'est pas envisageable. On propose donc une méthode de conception sur un exemple introduisant 4 temps de retard différents.

3.3.4 Simulation d'une ligne introduisant 4 temps de retard

Le schéma de cette ligne est donné figure 107.

Remarquons que la mise en cascade de telles cellules élémentaires implique l'adjonction de capacités de liaison.

On propose de répondre au cahier des charges suivant:

- * Conception d'une ligne à retard introduisant 4 déphasages distincts (ou encore 4 temps de retard distincts) dans la plage de 0 à $16,5^\circ$ avec un pas de $5,5^\circ$.

3.3.4.1 Choix des diodes

Nous utilisons des diodes PIN pour assurer la commutation. Afin d'assurer la meilleure isolation possible de la branche sur laquelle les diodes sont polarisées en

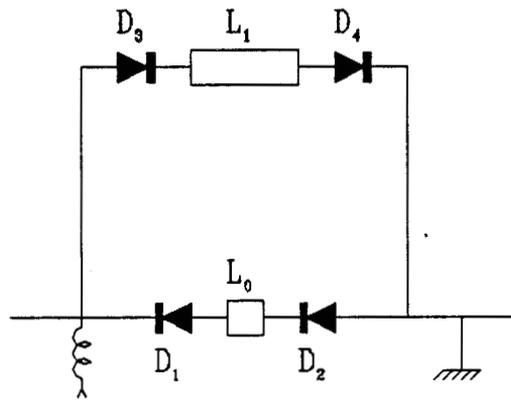


Figure 108: Schéma de la première cellule de la ligne à retard.

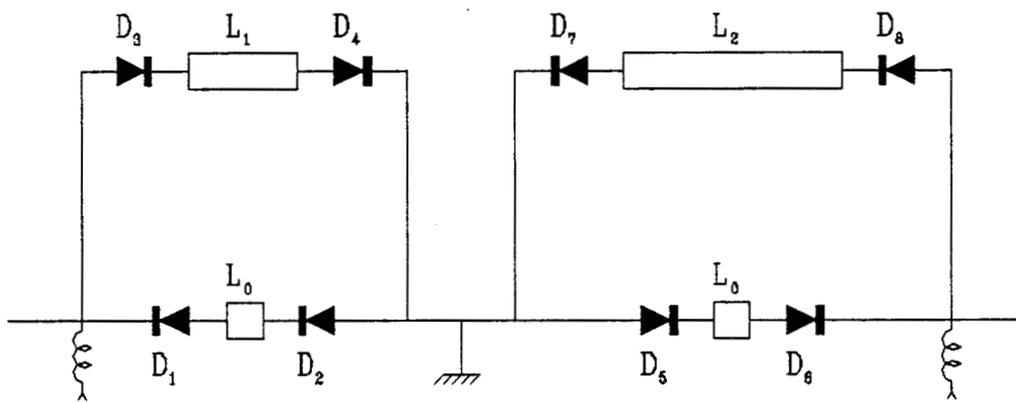


Figure 109: Mise en cascade de la deuxième cellule.

inverse, nous préconisons l'emploi de diodes à faible capacité de jonction. En effet, pour une telle diode insérée en série sur une ligne de transmission, fermée sur son impédance caractéristique Z_c , l'isolation est donnée par l'expression

$$I = 10 \cdot \log \left[1 + \left(\frac{1}{4 Z_c \pi f C} \right)^2 \right]$$

Nous choisissons la diode HPND de Hewlett-Packard qui présente une capacité de jonction de 0,03 pF pour une tension inverse de 1V.

3.3.4.2 Simulation de la ligne à retard

Dans un premier temps, considérons uniquement une cellule composée d'une branche supérieure, comportant les diodes D_3 et D_4 en série sur une ligne 50Ω de longueur L_1 , et d'une branche inférieure comportant les diodes D_1 et D_2 (figure 108).

Lorsque les diodes D_1 et D_2 sont polarisées en direct et les diodes D_3 et D_4 en inverse, l'onde hyperfréquence se propage sur la branche inférieure et arrive à l'extrémité de la cellule sans modification de phase. Inversement, les diodes D_1 et D_2 étant polarisées en inverse et D_3 et D_4 en direct, l'onde se propage sur la branche supérieure et arrive à l'extrémité de la cellule déphasée de la valeur $\phi_1 = \beta \cdot L_1$. Il suffit, dans ce cas, d'ajuster la longueur L_1 de façon à obtenir $\phi_1 = 5,5^\circ$ à la fréquence de 3 GHz.

Dans un deuxième temps, on ajoute une cellule en cascade à l'extrémité de la première (figure 109) mais, cette fois, la ligne de la branche supérieure est de longueur L_2 . On se fixe la polarisation des diodes de la première cellule de façon à ce que l'onde se propage dans sa branche supérieure (D_3, D_4 polarisées en direct et D_1, D_2 en inverse). La polarisation directe de D_7 et D_8 , impose à l'onde de se propager dans la branche supérieure de la deuxième cellule pour arriver à son extrémité déphasée de la valeur ϕ_2 . Il suffit donc d'ajuster la valeur de L_2 afin d'obtenir $\phi_2 + \phi_1 = 3 \times 5,5^\circ = 16,5^\circ$.

Notons que si les diodes polarisées en direct et en inverse ramènent respectivement un court-circuit et un circuit ouvert parfaits alors on obtient $L_2 = 2 \cdot L_1$. En fait, il est indispensable d'optimiser chaque longueur de ligne en tenant compte des imperfections apportées par les diodes.

En définitive, la conception d'une ligne à retard comportant N cellules nécessite d'ajuster N fois, une à une, chaque longueur de ligne de la branche supérieure en considérant que l'onde hyperfréquence se propage uniquement dans les branches amenant un déphasage. Cette procédure n'est valable que si la capacité de jonction des diodes choisies est faible ou encore que la branche inférieure de la cellule est bien isolée.

On applique, maintenant, cette procédure à la conception d'une ligne introduisant 4 temps de retard.

L'optimisation des longueurs de ligne, à la fréquence de 3 GHz, nous donne les résultats suivants:

$$L_1 = 0,578 \text{ mm}$$

$$L_2 = 1,119 \text{ mm}$$

La phase du coefficient de transmission est donnée en fonction de l'état des commutateurs:

C_2	C_1	ϕS_{21}	ϕS_{21} théorique
0	0	$-2,1^\circ$	0°
0	1	$-6,7^\circ$	$-5,5^\circ$
1	0	$-11,9^\circ$	$-11,0^\circ$
1	1	$-16,5^\circ$	$-16,5^\circ$

L'évolution de la phase de S_{21} en fonction de la fréquence, pour les 4 états de la ligne à retard, est donnée figure 110.

On constate donc que lorsque l'onde se propage dans une branche inférieure, elle subit un déphasage non nul de l'ordre de 1° imputable à une isolation non parfaite de la branche supérieure lorsque celle-ci est non passante.

Nous donnons, à présent, la valeur des modules de S_{11} et S_{21} , à la fréquence de 3 GHz, pour les 4 états de la ligne à retard.

C_2	C_1	$ S_{11} $ (dB)	$ S_{21} $ (dB)
0	0	-14,75	-1,94
0	1	-14,85	-1,91
1	0	-14,65	-1,91
1	1	-14,73	-1,98

Sur la bande 2 à 4 GHz, la variation maximum de $|S_{11}|$ pour les 4 états est de 0,2 dB et pour $|S_{21}|$ de 0,03 dB.

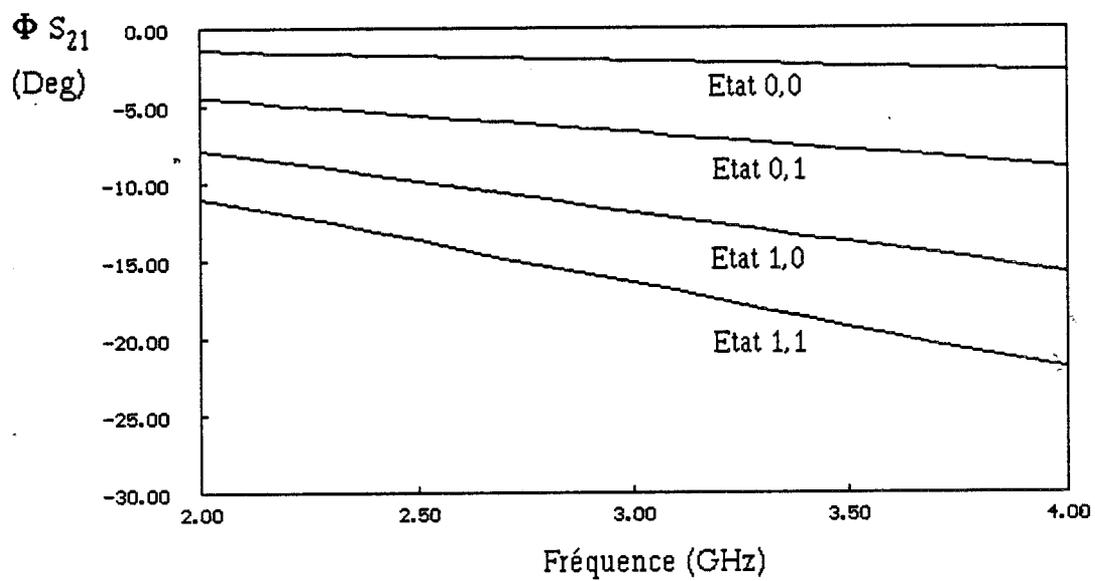


Figure 110: Evolution de la phase de S_{21} , en fonction de la fréquence, pour les 4 états de la ligne à retard.

Notons que cette ligne à retard présente une bonne adaptation sur toute la bande de fréquences mais qui ne pourra guère être améliorée étant donnée la faible capacité de jonction (0,03 pf) choisie.

Les pertes d'insertions, pour cette ligne, sont assez élevées: on peut évaluer à 0,5 dB les pertes introduites par chaque diode. Ces pertes sont imputables à une valeur importante de la résistance série de la diode ($R_s=4,7 \Omega$).

3.3.5 Conclusion

L'étude menée sur la simulation d'une ligne introduisant 4 temps de retard met en évidence les difficultés de conception d'une ligne qui introduirait 256 temps de retard différents.

Tout d'abord, il sera difficile d'obtenir 256 déphasages, espacés d'un retard constant, étant donné le retard de phase de 1° introduit par la branche inférieure de chacune des 8 cellules.

D'après les résultats de la simulation de la ligne à 4 temps de retard, on peut évaluer que les pertes d'insertions, d'une ligne introduisant 256 temps de retard, est de l'ordre de 8 dB.

Par conséquent, la conception d'une telle ligne est envisageable: il sera nécessaire de caractériser les 256 états de la ligne à l'analyseur de réseau afin de connaître le plus précisément possible la valeurs des déphasages introduits.

Les pertes d'insertions seront cependant élevées, mais, pourront être compensées par une augmentation du gain de la chaîne d'amplification du radiomètre; notons qu'elles n'affectent pas la sensibilité du radiomètre.

3.4 Conclusion

Nous avons contribué à la conception d'un nouveau radiomètre à corrélation en structure hybride par la réalisation d'un modulateur de phase ($0 - \pi$) et la réalisation d'une ligne à retard capable de donner des interférogrammes tels que ceux qui ont été présentés et exploités aux chapitres 1 et 2.

La réalisation finale du radiomètre à corrélation passe maintenant par la conception de la ligne à retard, et l'étude du déphasage des amplificateurs, avant l'assemblage des sous systèmes et les essais.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 3

- [1] L. BELLARBI
"Définition de la thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques"
Thèse de 3^{ème} cycle, Lille, 1984.
- [2] G. BEAUDIN
"Etude et réalisation d'un radiomètre à large bande sur 6 cm de longueur d'onde"
Thèse de docteur ingénieur. Université de Paris Sud Centre, Orsay, 1972.
- [3] A.D. SUTHERLAND, A. VAN DER ZIEL
"Some pitfalls in millimeter-wave noise measurements utilizing a cross-correlation receiver"
I.E.E.E. M.T.T., vol.30, n°5, pp 715-718, May 1982.
- [4] H. OGAWA & Al.
"Integrated balanced BPSK and QBSK modulators for the Ka band"
I.E.E.E. M.T.T., vol.30, n°3, pp 227-234, March 1982.
- [5] H. OGAWA & Al.
"A 26 GHz high performance MIC transmitter/receiver for digital radio subscriber systems"
I.E.E.E. M.T.T., vol.32, n°12, pp 1551-1555, December 1984.
- [6] J. LARROQUE & Al.
"High carrier rejection for a 3,7 to 4,2 GHz BPSK modulator"
Electronics letters, vol.23, n°6, pp 305-306, March 1987.
- [7] M. AIKAWA
"Double sided MIC's and their applications"
I.E.E.E. M.T.T., vol.37, n°2, pp 406-413, February 1989.
- [8] S. KUMAR, K. KRISHNAMURTHY
"Predistortion techniques for transmission and reflection microwave PSK modulators"
I.E.E. Proc., vol. 137, n°4, pp 213-218, August 1990.
- [9] R.BADOUAL
"Les micro-ondes"
Editions MASSON, Tomes I et II, 1984
- [10] J.B KNORR, J. SAENZ
"End effect in a shorted slot"
I.E.E.E. M.T.T., pp 579-580, September 1973
- [11] S.B. COHN
"Slotline field components"
I.E.E.E. M.T.T., vol.20, 1972.

- [12] J.B. KNORR
"Slotline transitions"
I.E.E.E. M.T.T., vol.22, pp 548-554, May 1974.
- [13] WIDO KUMM
"Mobiler Satellitenhorrundfunkempfang bei 12 GHz mit adaptiven Planarantennen"
Mikrowellen und OPtronik (MIOP 90), Stuttgart 24.04.90-26.04.90

CONCLUSION

CONCLUSION

Ce travail est consacré à l'étude du signal radiométrique obtenu en sortie d'un corrélateur lorsqu'un quadripôle dissipatif, siège d'une propagation multimodale, est relié à ses deux entrées. La bande des fréquences de travail est 2 -4 GHz.

Dans le premier chapitre, nous définissons tout d'abord l'expression générale du signal radiométrique à l'aide du formalisme d'ondes de bruit, lorsqu'un quadripôle dissipatif est connecté aux deux entrées du corrélateur.

Nous définissons la notion de température de corrélation à partir d'une configuration particulière du système appelée "corrélation totale".

Nous traitons le cas particulier où le quadripôle est une ligne microruban rendue dissipative par implantation de plots résistifs. Nous recherchons les valeurs des paramètres géométriques et électriques de la ligne afin de rendre maximal, soit le signal radiométrique lorsque la ligne est portée à une température moyenne uniforme, soit la contribution due aux écarts de température par rapport à cette température moyenne lorsqu'il existe des gradients de température le long de cette ligne. Pour cela, nous adoptons une approche simplifiée de l'émission des signaux de bruit thermique générés par la ligne. Nous justifions, ensuite, cette approche en la comparant à une méthode numérique tenant compte de toutes les réflexions multiples pouvant exister entre les deux accès de la ligne.

Nous présentons des vérifications expérimentales en mode actif et en radiométrie qui valident notre approche théorique dans les deux situations considérées.

Nous proposons ensuite une méthode d'inversion du signal radiométrique, utilisant un filtre de Kalman, qui permet de reconstituer le profil de température le long de la ligne microruban. Pour des écarts de température ΔT de l'ordre de 20° produits sur une longueur de 2,24 cm, le profil théorique est reconstitué à mieux que 10% près.

La ligne microruban, associée au corrélateur, peut être considérée comme un capteur de température. Une fois introduite dans un milieu qui ne perturbe pas la propagation et où règne une certaine distribution de température, le procédé que nous avons mis au point reconstitue le profil thermique correspondant.

Dans un deuxième chapitre, nous traitons le cas où le quadripôle est composé de deux ouvertures de guides rectangulaires, remplis d'un diélectrique sans pertes, placées de part et d'autre d'un milieu dissipatif dont la forme est une lame à faces parallèles.

Après avoir interprété les phénomènes physiques engendrés par les discontinuités dans la structure de propagation, nous détaillons la méthode de calcul utilisant une technique de raccordement de modes aux différentes interfaces. Nous déterminons les expressions des coefficients de réflexion et de transmission de la structure symétrique.

Nous présentons aussi une extension de cette méthode appliquée au cas d'un milieu stratifié.

Des vérifications expérimentales en mode actif et passif sont présentées et comparées à des applications numériques lorsque le milieu dissipatif est à fortes pertes tel que l'eau ou à faibles pertes tel que le glycérol.

Cette étude de la transmission directe entre deux ouvertures de guides d'ondes rectangulaires nous a permis de comprendre et d'établir les expressions générales du signal d'un radiomètre à corrélation pour différentes situations, c'est à dire

- pour différentes positions des sondes par rapport à un milieu dissipatif
- lorsque les sondes sont ou non adaptées
- lorsqu'il existe ou non un coefficient de transmission entre les sondes
- lorsque le milieu est isotherme où siège de gradients thermiques

Nous mettons aussi en évidence les différentes contributions des pertes "série" ou "parallèle" du quadripôle, à la température de corrélation d'un quadripôle dissipatif, passif et symétrique.

Afin de nous préparer à une possible demande de développement du capteur et de son radiomètre associé, nous abordons dans le troisième chapitre le problème de la conception du radiomètre à corrélation en structure hybride, notamment en ce qui concerne les sous systèmes dont nous ne possédons pas encore le savoir faire.

Nous concevons, réalisons et caractérisons un modulateur de phase large bande (2 - 4 GHz), en structure plaquée, utilisant les propriétés de couplage entre une ligne microruban et une ligne à fente.

Nous proposons une solution micro-électronique de la ligne à retard qui doit se substituer au système actuel: une ligne coaxiale terminée par un court-circuit variable.

Ce travail ouvre la voie à de nouvelles applications des microondes.

- Le capteur thermométrique et la méthode d'inversion qui lui est associée pourrait s'appliquer à des circuits M.M.I.C, qui présentent parfois des pertes (séries ou parallèles) et une permittivité effective relativement importantes.
- Nous avons encore progressé dans la compréhension de l'émission thermique des matériaux dissipatifs en volume et de l'influence des pertes séries ou parallèles sur la température de corrélation.
- L'utilisation du logiciel de calcul des champs proches rayonnés dans un milieu dissipatif, que nous avons étendu au cas des phénomènes de transmission entre deux sondes, est actuellement généralisée à d'autres méthodes de contrôle non destructif par microondes (débitmétrie polyphasique, mesures du taux d'humidité).
- Nous avons également progressé dans la définition d'un radiomètre à corrélation totalement réalisé en structure hybride.

ANNEXES

ANNEXE A.1

On remplace le coupleur hybride 180° de la figure 9 par un coupleur 90° supposé idéal. A la sortie du coupleur 90° on a les égalités suivantes:

$$b'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_1 - j.b_2)$$

$$b'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_2 - j.b_1)$$

$$a'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 - j.a_2)$$

$$a'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_2 - j.a_1)$$

et l'on peut en déduire:

$$|b'_1|^2 = \frac{1}{2} (|b_1|^2 + |b_2|^2) + \text{Im}(\overline{b_1 b_2^*}) \quad (\text{A.I.1})$$

$$|b'_2|^2 = \frac{1}{2} (|b_1|^2 + |b_2|^2) - \text{Im}(\overline{b_1 b_2^*}) \quad (\text{A.I.2})$$

$$\overline{b'_1 b'_2^*} = \frac{1}{2} j. (|b_1|^2 - |b_2|^2) + \text{Re}(\overline{b_1 b_2^*})$$

$$|a'_1|^2 = \frac{1}{2} (|a_1|^2 + |a_2|^2) + \text{Im}(\overline{a_1 a_2^*}) \quad (\text{A.I.3})$$

$$|a'_2|^2 = \frac{1}{2} (|a_1|^2 + |a_2|^2) - \text{Im}(\overline{a_1 a_2^*}) \quad (\text{A.I.4})$$

$$\overline{a'_1 a'_2^*} = \frac{1}{2} j. (|a_1|^2 - |a_2|^2) + \text{Re}(\overline{a_1 a_2^*}) \quad (\text{A.I.5})$$

Substituant (I.5) et (I.6) dans (A.I.3), (A.I.4) et (A.I.5) on a

$$\overline{|a'_1|^2} = \overline{|a'_2|^2} = kT \quad (\text{A.I.6})$$

$$\overline{a'_1 a'_2^*} = 0 \quad (\text{A.I.7})$$

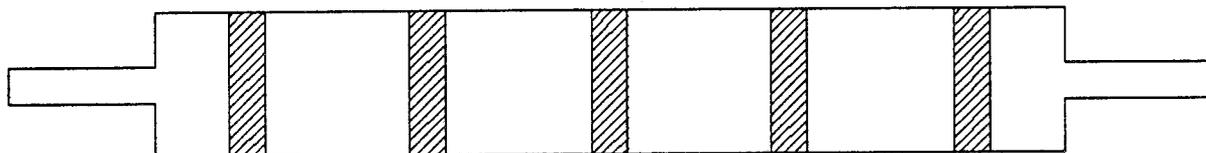
Les relations (A.I.6) et (A.I.7) montrent que l'introduction du coupleur 90° n'a pas d'influence sur la statistique de bruit engendré par les deux charges adaptées Rc_1 et Rc_2 . Par conséquent, la relation (I.7) est toujours valable à l'équilibre thermodynamique et en la substituant dans les relations (A.I.1) et (A.I.2) on obtient:

$$\overline{|b'_1|^2} = kT + \text{Im}(\overline{b_1 b_2^*})$$

$$\overline{|b'_2|^2} = kT - \text{Im}(\overline{b_1 b_2^*})$$

L'équilibre thermodynamique appliqué à la sortie du coupleur nous impose $\overline{|a_1|^2} = kT$ et $\overline{|b'_2|^2} = \overline{|a_2|^2} = kT$. On déduit donc:

$$\text{Im}(\overline{b_1 b_2^*}) = 0$$



Ligne microruban à réaliser



Premier masque
(détermination de la géométrie de la ligne)



Second masque
(détermination de la géométrie des plots)

Figure A.2.1: Dessins des masques pour la réalisation des lignes microruban dissipatives.

ANNEXE A.2

TECHNOLOGIE DES LIGNES MICRORUBANS DISSIPATIVES

La réalisation d'une ligne microruban dissipative telle qu'elle se trouve présentée figure A.2.1, se déroule en trois étapes. La première étape détermine la géométrie de la ligne en absence de plots résistifs, la seconde étape consiste à décaper les parties résistives qui n'entrent pas dans la conception de la ligne microruban et la dernière étape détermine la géométrie des plots résistifs.

1 REALISATION DE LA LIGNE PRINCIPALE EN ABSENCE DE PLOTS RESISTIFS

C'est une opération classique pour la réalisation des circuits en structure plaquée. En opérant avec une résine positive, le masque utilisé est représenté figure A.2.1. On attaque le cuivre à l'aide d'une solution de perchlorure de fer.

2 DECAPAGE DE LA PARTIE RESISTIVE

Dans un deuxième temps, il s'agit de décaper la couche résistive, mise à nue dans l'étape précédente. On utilise, pour cela, une attaque dont la composition est la suivante:

Sulfate de cuivre pentahydraté	250 g
Acide sulfurique concentré	2 ml
Eau désionisée	1000 ml

L'attaque doit s'effectuer à une température comprise entre 80°C et 100°C pendant 3 à 5 mn avec agitation constante du bain. Cette solution n'attaque pas le cuivre et il n'apparaît pas de phénomène de sous gravure.

3 REALISATION DES PLOTS RESISTIFS

Après un nettoyage soigné du circuit, on utilise un second masque, présenté figure A.2.1, pour définir la géométrie des plots résistifs.

Après insolation du circuit et développement des motifs à réaliser, il est nécessaire de procéder à un recuit du circuit, à une température comprise entre 120°C et 150°C, pendant une heure afin d'obtenir une résine assez dure.

L'expérience montre qu'il est déconseillé d'utiliser une attaque classique de perchlorure de fer pour graver le circuit au dessus des plots résistifs. En effet, cette solution ne permet pas d'obtenir une passivation de la couche résistive très fragile. L'attaque s'effectuera avec la solution suivante:

Trioxyde de chrome	300 g
Acide sulfurique concentré	30 ml
Eau désionisée	1000 ml

La gravure s'effectuera à une température comprise entre 45°C et 55°C pendant 5 à 7 mn avec agitation constante du bain. Ensuite, on effectue un rinçage à l'eau désionisée puis à l'acétone avant de plonger le circuit dans un bain d'arrêt à base de bisulfite de sodium (50 mg par litre d'eau). On rincera une dernière fois le circuit avant de le sécher.



RESUME

A la différence de la température de bruit qui est une façon d'estimer la puissance de bruit que mesure un radiomètre à puissance totale, la température de corrélation caractérise la partie corrélée de deux signaux aléatoires que l'on compare en les appliquant sur les deux entrées d'un corrélateur.

Ce travail concerne le cas où l'on relie les deux accès d'un quadripôle passif dissipatif à celles d'un radiomètre microonde à corrélation.

Deux types de quadripôles sont considérés : une ligne microruban rendue dissipative par implantation de plots résistifs et un couple d'antennes placées de part et d'autre d'une lame à faces parallèles constituée d'un matériau de permittivité complexe connue.

L'expression du signal radiométrique est établie à partir du formalisme d'ondes de bruit.

Dans le cas de la ligne microruban, on établit les conditions qui rendent maximale la température de corrélation. Une méthode d'inversion par filtre de Kalman permet de reconstituer le profil de température le long de la ligne, d'où la définition d'un nouveau capteur thermométrique.

Le système antenne-milieu dissipatif est traité à partir d'une méthode modale de calcul du champ proche rayonné. Les comparaisons théorie-expérience sont très satisfaisantes.

La réalisation d'un radiomètre à corrélation en structure hybride, centré sur la fréquence de 3 GHz, est actuellement bien avancée suite à notre étude d'un modulateur biphasé et d'une ligne à retard à commande électronique en structure plaquée.

- MOTS - CLES:**
- Microondes
 - Radiomètres à corrélation
 - Bruit thermique
 - Ligne microruban dissipative
 - Capteur thermométrique
 - Analyse modale.