

juin 2006/2001

N° d'ordre : 2079

THESE

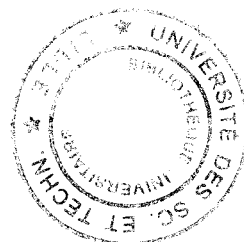
Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité : ELECTRONIQUE



Par

DJAMEL ALLAL

RADIOMETRIE MICRO-ONDE PAR CORRELATION :

Définition d'un nouveau type de micro-capteur thermique

Soutenu le 12 septembre 1997 devant la commission d'examen

Président : Monsieur E. CONSTANT

Directeurs de thèse : Monsieur Y. LEROY

Monsieur B. BOCQUET

Rapporteurs : Monsieur C. BRUNEEL

Monsieur J. GRAFFEUIL

Examineurs : Monsieur A. CAPPY

Monsieur P.A. ROLLAND

Monsieur C. LEGRAND

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Je remercie Monsieur le Professeur E. CONSTANT, directeur de l'IEMN, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

Ce travail a été dirigé par Monsieur le Professeur Y. LEROY à qui je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance pour son aide à la réalisation de ce mémoire.

Je remercie Monsieur B. BOCQUET, Maître de Conférences à l'Université de Lille, pour les conseils et l'aide qu'il m'a apportés et je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance.

Que Monsieur C. BRUNEEL Professeur à l'Université de Valenciennes et Monsieur J. GRAFFEUIL Professeur à l'Université Paul Sabatier (Toulouse) soient ici remerciés de l'honneur qu'il me font de juger ce travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur A. CAPPY et Monsieur P.A. ROLLAND, Professeurs à l'Université de Lille, ainsi qu'à Monsieur C. LEGRAND, Professeur à l'Université du Littoral Côte d'Opale, pour leur participation à ce jury d'examen.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur A. MAMOUNI pour le soutien qu'il m'a apporté, ainsi que Messieurs A. BENLARBI-DELAÏ, T. LASRI et J.C. VAN DE VELDE pour les discussions fructueuses entretenues tout au long de ces années.

Que tous 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 l'ensemble du personnel du laboratoire, et en particulier :

- Mme DELOS de la centrale de caractérisation
- MM. VANDERMOERE, TILMANT, LEROY et Mme FATTORINI de la centrale de technologie
- MM. JENNEQUIN, MICHON et ANDRIES de l'atelier de mécanique
- M. DEHORTER de l'atelier de reprographie

Table de matières

Introduction	1
1 Température radiométrique par corrélation de quadripôles dissipatifs et traitement des données	3
1.1 Introduction	3
1.2 Modélisation du système radiométrique.....	4
1.3 Le dispositif sous test (DST)	8
1.3.1 Modélisation du DST.....	8
1.3.2 Normalisation du signal radiométrique.....	16
1.3.3 Problèmes liés aux gradients de température.....	17
1.3.4 Choix de la ligne dissipative : notion de pertes « séries » ou « parallèles ».....	19
1.3.5 Optimisation de la ligne.....	20
1.4 Définition des paramètres de couplage absolus.....	21
1.5 Le filtrage de Kalman pour la résolution du problème inverse	23
1.6 Conclusion.....	28
2 Quadripôles dissipatifs à pertes discrètes	30
2.1 Introduction	30
2.2 Conception du quadripôle sur ligne microruban	31
2.3 Modélisation du problème direct.....	32
2.3.1 Simulation par CAO	32
2.3.2 Vérification expérimentale des paramètres de répartition	33
2.3.3 Température physique des résistances	34
2.4 Résolution du problème inverse	37
2.4.1 Résultats expérimentaux	37
2.4.1.1 Résultats obtenus sur des résistances identiques.....	38
2.4.1.2 Résultats obtenus avec des résistances différents	39
2.4.3 Limites de résolution.....	40
2.4.4 Interprétation des données radiométriques sur des milieux à très faibles pertes	40
2.5 Conclusion.....	41

3 Quadripôles dissipatifs à pertes réparties	43
3.1 Introduction	43
3.2 Choix de la ligne coplanaire dissipative	44
3.3 Lignes dissipatives sans discontinuités.....	46
3.3.1 Simulation par CAO et vérifications expérimentales	46
3.3.2 Inversion de gradients linéaires de température.....	48
3.3.3 Inversion de points chauds.....	51
3.4 Lignes dissipatives discontinues.....	52
3.4.1 Discontinuités asymétriques sur guides d'ondes coplanaires	52
3.4.2 Ligne coplanaire coudée	53
3.4.3 Inversion de profils de température	54
3.5 Conclusion.....	55
4 Faisabilité et performances estimées d'un microcapteur de température	56
4.1 Introduction	56
4.2 Etude théorique d'un problème mal posé avec prise en compte du bruit de mesure.....	57
4.3 Résolution spatiale.....	58
4.4 Résolution en température.....	61
4.5 Amélioration par radiométrie multifréquence	61
4.5.1 Elargissement de la bande passante	62
4.5.2 Performances d'un radiomètre très large bande.....	63
4.5.3 Système radiométrique bifréquence.....	64
4.5.4 Radiométrie millimétrique	65
4.6 Conclusion.....	66
Conclusion générale	67
Annexe A	69
Annexe B	72
Annexe C	74
Annexe D	76
Bibliographie	79

Introduction générale

La radiométrie microonde par corrélation, appliquée au bruit thermique, consiste à réaliser le produit de corrélation de signaux dans une large gamme de fréquences, afin d'y déceler ceux qui sont issus de la même origine.

Les procédés qui en résultent, concernent en champ lointain, la télédétection [1] ; en champ proche, la thermométrie sans contact.

Dans ce dernier cas, les premiers travaux [2-8] sont consacrés à des investigations thermométriques dans un milieu dissipatif homogène. Ils mettent en évidence la richesse du procédé notamment pour la localisation des gradients thermiques. Il apparaît que l'interprétation quantitative des signaux nécessite, comme en radiométrie en puissance totale, la connaissance des paramètres de couplage [9-10].

D'abord envisagé pour des applications médicales, le procédé n'a pas encore donné lieu à des développements dans ce domaine.

Des travaux qui ont suivi, se sont intéressés au cas où le quadripôle sous test, dont on connecte les accès au corrélateur, est un dispositif passif électronique [11-12], ou une ligne de transmission rendue dissipative au moyen de pertes diélectriques ou de résistances localisées [11]. Après avoir traité le problème direct (calcul du signal radiométrique), pour le cas de lignes ne présentant pas de discontinuités, le problème inverse (reconstitution du profil de température) s'est intéressé au cas d'une ligne à pertes séries réparties [13-14] à l'aide du filtrage de Kalman.

Le présent travail s'inscrit dans la suite de ces résultats. Il concerne notamment l'étude de faisabilité d'un microcapteur thermique basé sur le procédé cité : peut-on envisager qu'une

telle ligne de très petite taille puisse être implantée sur un circuit ou un matériau, afin d'en fournir une distribution de température à 2 ou 3 dimensions ?

Le premier chapitre établit une théorie approfondie du traitement des signaux radiométriques : modélisation du problème direct (formalisme d'ondes de bruit), choix des caractéristiques de la ligne, filtrage de Kalman pour la résolution du problème inverse.

Le second chapitre traite du point de vue théorique et expérimental, le cas des lignes à pertes séries discrètes.

Le troisième chapitre aborde le cas de lignes à pertes séries réparties. Il expérimente une ligne coplanaire qui pourrait constituer l'élément essentiel du microcapteur.

Le quatrième chapitre quantifie les caractéristiques actuelles du radiomètre en termes de résolutions spatiale et en température. L'ensemble de cette modélisation permet d'examiner en détail la faisabilité et les performances qui seraient celles du microcapteur incluant un radiomètre fonctionnant en gamme millimétrique.

CHAPITRE 1

Température radiométrique par corrélation de quadripôles dissipatifs et traitement des données

1.1 Introduction

L'interprétation des données radiométriques microondes n'est jamais un sujet facile car il entraîne la résolution du problème direct avec l'aide de moyens de calcul électromagnétique, et du problème inverse, par des méthodes stochastiques eu égard au faible rapport signal sur bruit.

Dans ce chapitre, la résolution du problème direct passe par deux niveaux. Le paragraphe 1.2 concerne la modélisation du système radiométrique en tant qu'instrument de mesure. Le paragraphe 1.3 s'occupe d'une modélisation complète d'un dispositif sous test, en l'occurrence une ligne dissipative prise comme élément sensitif (transducteur : antenne ou sonde). Nous utilisons un formalisme matriciel qui va nous permettre de modéliser des dispositifs complexes.

L'interprétation des données radiométriques passe par un traitement des données prenant en compte comme fonction d'appareil, le système mais aussi la répartition des champs électromagnétiques liée à l'antenne [15-16]. Nous allons appliquer ce principe à la résolution du problème inverse, en radiométrie par corrélation, et montrer que le filtre de Kalman peut

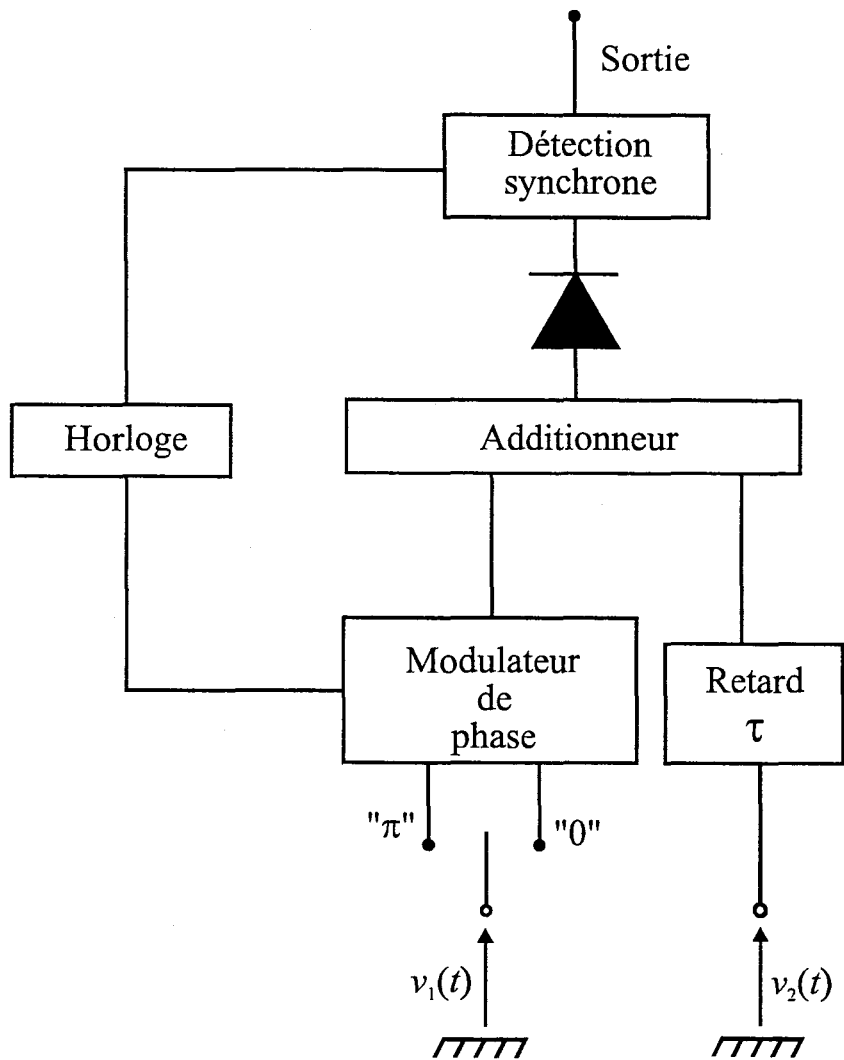


Figure 1.1 : Schéma de principe du radiomètre à corrélation pris comme interféromètre à modulation de phase

être appliqué à notre problématique. Pour cela, la détermination d'une équation linéaire reliant température de corrélation radiométrique et gradient de température physique est importante.

1.2 Modélisation du système radiométrique

Le cœur d'un radiomètre à corrélation est un dispositif à deux entrées qui réalise la multiplication de deux signaux $v_1(t)$ et $v_2(t - \tau)$ pour chacune des fréquences f de la bande passante, et qui effectue la moyenne du résultat sur un intervalle de temps suffisamment long. Au lieu d'un multiplieur analogique, inhabituel en hyperfréquences, on préfère utiliser un interféromètre à modulation de phase, de conception plus simple.

Cette technique a été introduite par Ryle en 1952 [17]. Elle consiste à mettre en oeuvre le système montré figure 1.1, qui inclut notamment une modulation de 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.

Le signal de sortie du détecteur, à la fréquence f , est proportionnel à

$$v_1^2 + v_2^2 + 2v_1v_2 \cos(\varphi + 2\pi f\tau) \quad (1.1)$$

durant la phase "0", et à

$$v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos(\varphi + 2\pi f\tau) \quad (1.2)$$

durant la phase " π ", φ étant un déphasage relatif entre les deux signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$.

Le signal de sortie, après détection synchrone, et pour un Hertz de bande passante, est proportionnel à la différence des deux états, soit

$$4v_1v_2 \cos(\varphi + 2\pi f\tau) \quad (1.3)$$

La détection synchrone permet en fait d'obtenir le produit de corrélation des deux signaux v_1 et v_2 en éliminant les termes quadratiques. La puissance recueillie en sortie est alors obtenue par intégration du signal de sortie sur l'étendue de la bande passante du système.

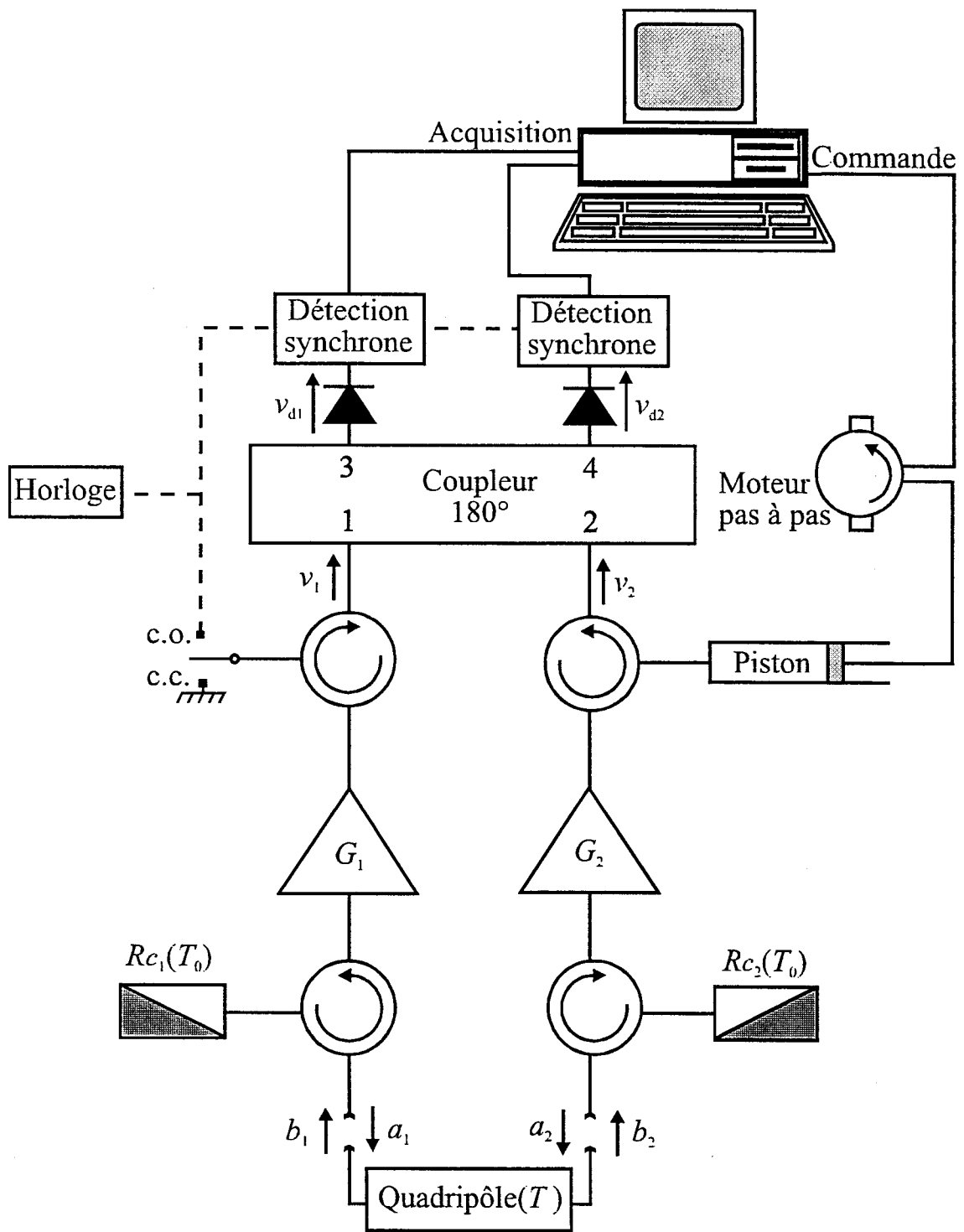


Figure 1.2 : Radiomètre à corrélation développé au laboratoire

Le radiomètre à corrélation développé au laboratoire, conçu par Van De Velde et Bellarbi [5], est présenté sur le synoptique de la figure 1.2 ; il comprend les éléments suivants :

- Un déphaseur permettant d'introduire un retard de phase variable Φ_r par un piston de court-circuit piloté par un moteur pas à pas. Un modulateur de phase 0 ou π , commandé par un signal d'horloge périodique, réalisé à l'aide de lignes de longueurs ajustables terminées par un circuit ouvert et un court-circuit et connectées à un commutateur 2 voies.
- Deux amplificateurs faible bruit, appairés en phase, correspondant à la chaîne d'amplification directe avec un gain moyen de 50 dB et un facteur de bruit inférieur à 3 dB .
- Deux circulateurs associés à des charges adaptées permettant de définir la température de référence T_0 .
- Un coupleur hybride 180° permettant de réaliser la somme et la différence des signaux de bruit issus des deux branches du corrélateur.
- Deux détecteurs quadratiques appairés (HP 8473 B) adaptés, de sensibilité égale à $0,5 \text{ mV}/\mu\text{W}$, donnant le produit de corrélation et les termes quadratiques des tensions de bruit.
- Deux détections synchrones commandées par un signal d'horloge permettant 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, pilotant d'une part le moteur pas à pas associé à la ligne à retard et effectuant d'autre part l'acquisition numérique des tensions radiométriques en sortie de chaque détection synchrone afin d'en déduire le signal radiométrique.

Les deux ondes présentes sur les accès 1 et 2 du coupleur hybride 180° sont données par :

$$v_1 = b_1 G_1 \exp(j\Phi_M) \quad (1.4)$$

$$v_2 = b_2 G_2 \exp(j\Phi_\tau) \quad (1.5)$$

avec

- $\Phi_\tau = 2\pi ft$ le déphasage introduit par la ligne court-circuitée
- Φ_M la phase (0 ou π) introduite par le modulateur de phase
- G_1 et G_2 les gains des chaînes d'amplification sur chacune des deux voies du corrélateur
- b_1 et b_2 les ondes issues du quadripôle dissipatif.

Les ondes de bruit à l'entrée de chaque détecteur s'écrivent :

$$v_{d1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 - v_2) \quad (1.6)$$

$$v_{d2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + v_2) \quad (1.7)$$

Les tensions en sortie des détecteurs, proportionnelles aux puissances de bruit à l'entrée des détecteurs, sont alors :

$$\delta P_{d1} = \frac{|v_{d1}|^2}{R} = \frac{1}{2R} \left[|v_1|^2 + |v_2|^2 - 2 \operatorname{Re}(v_1 v_2^*) \right] \quad (1.8)$$

$$\delta P_{d2} = \frac{|v_{d2}|^2}{R} = \frac{1}{2R} \left[|v_1|^2 + |v_2|^2 + 2 \operatorname{Re}(v_1 v_2^*) \right] \quad (1.9)$$

où

$$\operatorname{Re}\left(\overline{v_1 v_2^*}\right) = |G| \operatorname{Re}\left[\overline{b_1 b_2^*} \exp(j\Phi_M - j\Phi_\tau)\right] \quad (1.10)$$

et $|G|$ est le produit des gains des chaînes d'amplification.

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

$$\delta P_{DS1} = \delta P_{d1} "0" - \delta P_{d1} " \pi " = -2 \operatorname{Re}\left(\overline{v_1 v_2^*}\right) \quad (1.11)$$

$$\delta P_{DS2} = \delta P_{d2} "0" - \delta P_{d2} " \pi " = +2 \operatorname{Re}\left(\overline{v_1 v_2^*}\right) \quad (1.12)$$

Par conséquent, la tension différentielle totale en sortie du radiomètre est proportionnelle à

$$\delta P_{DS1} - \delta P_{DS2} = 4 \operatorname{Re}\left(\overline{v_1 v_2^*}\right) = 4|G| \operatorname{Re}\left[\overline{b_1 b_2^*} \exp(-j\Phi_\tau)\right] \quad (1.13)$$

On établit ainsi l'expression du signal radiométrique lorsqu'un quadripôle passif, dissipatif est relié aux deux entrées d'un corrélateur. Pour une bande de fréquence comprise entre f_1 et f_2 , elle est donnée par :

$$S_c(\tau) = -4K \int_{f_1}^{f_2} |G| \operatorname{Re}\left[\overline{b_1 b_2^*} \cdot \exp(-j\Phi_\tau)\right] df \quad (1.14)$$

où K est une constante de proportionnalité qui englobe la constante des détecteurs appariés et la constante d'amplification basse fréquence de chaque détection synchrone.

Cette formulation, maintenant classique [11][13], montre que le produit $\overline{b_1 b_2^*}$ doit être exprimé de façon à faire apparaître la température, dans une expression linéaire. Dans ce cas, nous aurons à inverser une équation intégrale, de même type que celle obtenue en radiométrie à puissance totale, où il conviendra de préciser les coefficients de couplage.

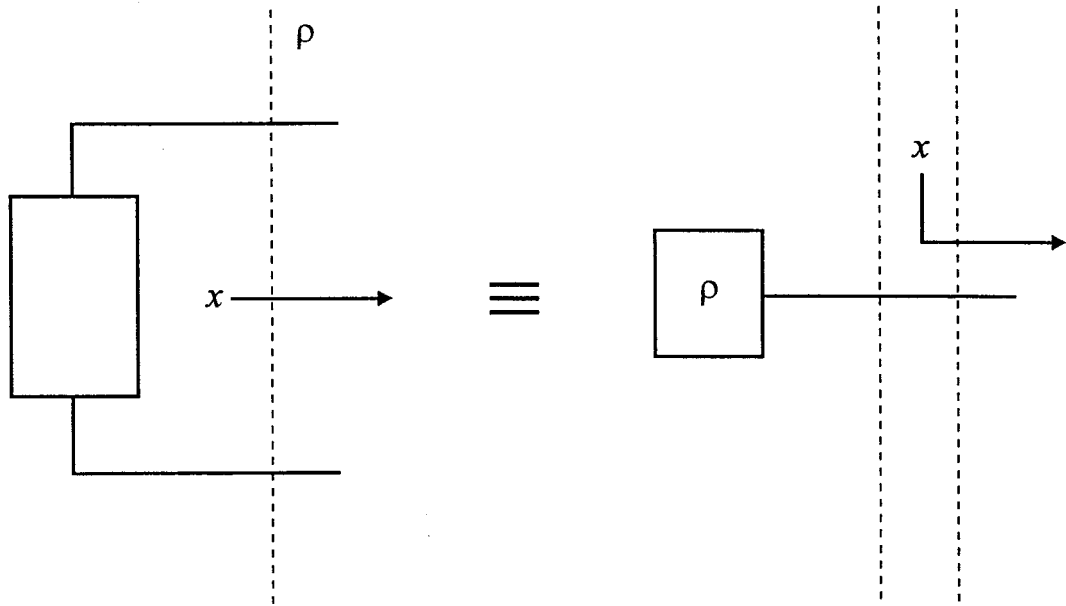


Figure 1.3 : Equivalence entre dipôle bruyant
et association dipôle non-bruyant - onde de bruit

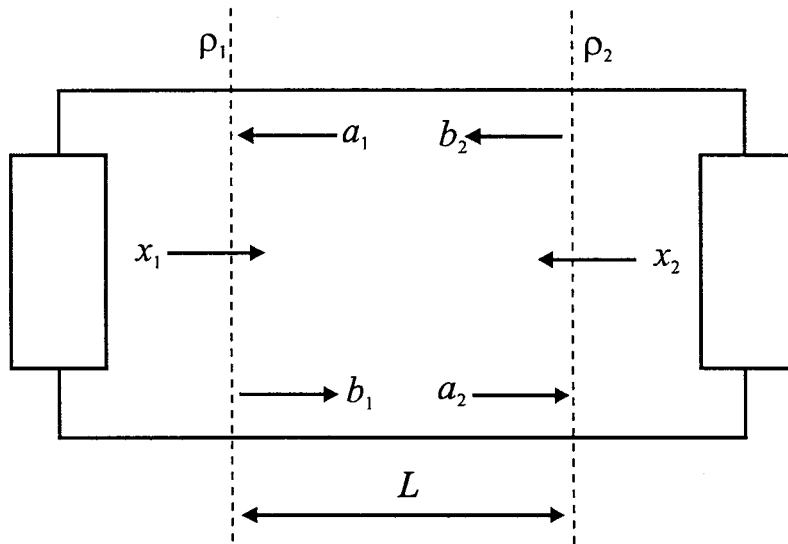


Figure 1.4 : Cas de deux dipôles connectés de part et d'autre d'une ligne de transmission sans pertes de longueur L

1.3 Le dispositif sous test (D.S.T.)

1.3.1 Modélisation du DST

Le produit $\overline{b_1 b_2^*}$ de l'expression du signal radiométrique est une puissance exprimant le degré de corrélation entre les deux ondes de bruit b_1 et b_2 . Nous montrons dans ce qui suit comment déterminer ce produit dans le cas d'un quadripôle homogène et isotherme grâce au formalisme d'ondes de bruit élaboré par Bosma et Dobrowolski[18-19]. Nous développons par la suite, ce même formalisme afin de l'appliquer au cas de quadripôles en cascade et portés à des températures différentes. Nous verrons aussi comment s'affranchir de la constante K dans la formule (1.14).

* Formalisme d'ondes de bruit : cas d'un dipôle

Un dipôle bruyant connecté sur une ligne, émet une puissance de bruit. Ce signal peut subir de multiples réflexions. A la puissance de bruit qui est injectée par le dipôle, dans une ligne sans pertes correspond, pour chaque fréquence, une onde de bruit dite primaire.

On définit alors une source d'ondes de bruit, comme étant la source qui émet dans la ligne décrite ci-dessus, et pour chaque fréquence, une onde de bruit primaire issue du dipôle bruyant. Un dipôle bruyant peut en fait être considéré comme l'association d'un dipôle non bruyant et d'une source d'ondes de bruit (figure 1.3)

La source d'ondes de bruit x est localisée sur le plan de référence correspondant au coefficient de réflexion ρ du dipôle.

Dans le cas de deux dipôles connectés sur une ligne (figure 1.4), aux deux plans de référence 1 et 2 correspondent les deux coefficients de réflexion ρ_1 et ρ_2 , et les deux sources d'ondes de bruit x_1 et x_2 . On suppose que x_1 et x_2 sont mutuellement indépendantes, ce qui est le cas des ondes de bruit d'origine thermique :

$$\overline{x_1 x_2^*} = 0 \quad (1.15)$$

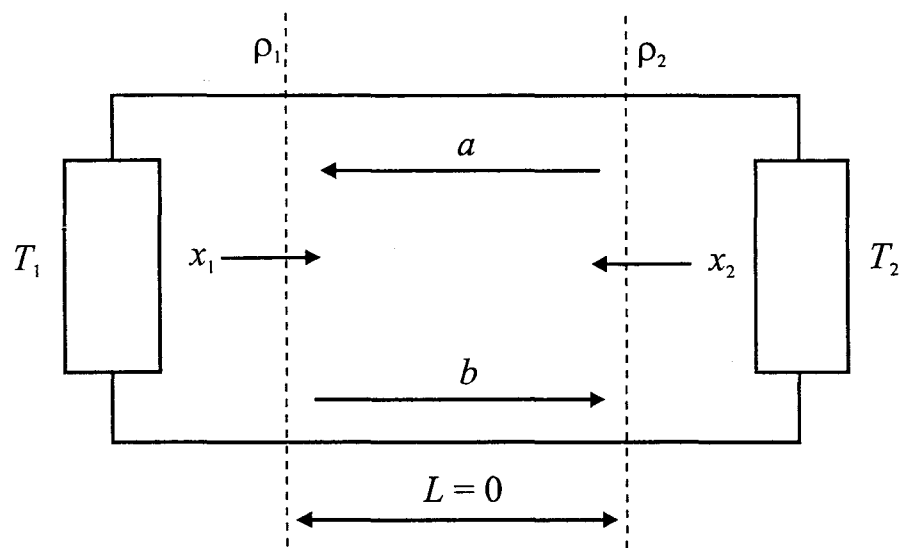


Figure 1.5 : Deux dipôles connectés entre eux.
Cas particulier d'une longueur de ligne nulle

Remarque

On peut représenter un bruit par un élément d'un espace de Hilbert (espace linéaire complexe de dimension infinie). La source d'ondes de bruit x est donc un vecteur complexe de dimension infinie dont chaque composante est appelée amplitude de bruit. En termes d'ondes, on dira amplitude d'ondes de bruit.

La relation (1.15) indique que les deux sources de bruit sont non corrélées, c'est-à-dire que les deux vecteurs x_1 et x_2 sont orthogonaux.

- a_1 et a_2 sont les ondes de bruit incidentes sur les deux dipôles.
- b_1 et b_2 sont les ondes de bruit résultantes issues des deux dipôles.

On se limitera au cas simplifié où la longueur L entre les deux dipôles est nulle. De ce fait, $a_1 = b_2 = a$ et $b_1 = a_2 = b$ (figure 1.5). On a donc :

$$b = x_1 + \rho_1 a \quad (1.16)$$

$$a = x_2 + \rho_2 b \quad (1.17)$$

Chacune des charges est à la fois émetteur et récepteur. Les puissances des ondes de bruit a et b sont alors données par :

$$\overline{aa^*} = \frac{\overline{x_2 x_2^*} + \rho_2 \rho_2^* \overline{x_1 x_1^*}}{(1 - \rho_1 \rho_2)(1 - \rho_1^* \rho_2^*)} \quad (1.18)$$

$$\overline{bb^*} = \frac{\overline{x_1 x_1^*} + \rho_1 \rho_1^* \overline{x_2 x_2^*}}{(1 - \rho_1 \rho_2)(1 - \rho_1^* \rho_2^*)} \quad (1.19)$$

et le degré de corrélation entre a et b par :

$$\overline{ab^*} = \frac{\rho_2 \overline{x_1 x_1^*} + \rho_1 \overline{x_2 x_2^*}}{(1 - \rho_1 \rho_2)(1 - \rho_1^* \rho_2^*)} \quad (1.20)$$

On peut remarquer que dans le cas où ρ_1 et ρ_2 sont nuls (adaptation), les ondes de bruit a et b ne sont pas corrélées ($\overline{ab^*} = 0$). Il faudra donc créer pour le transducteur, une

désadaptation si l'on veut avoir un signal de corrélation. En pratique, ce processus devra être optimisé.

Nous pouvons maintenant donner l'expression de la puissance de bruit thermique émise par un dipôle passif (puissance réfléchie inférieure à celle reçue et pas de génération de signaux harmoniques). Son coefficient de réflexion ρ satisfait alors la relation :

$$\rho\rho^* \leq 1 \quad (1.21)$$

Le cas limite où $\rho\rho^* = 1$ est celui d'un dipôle qui réfléchit toute la puissance incidente. C'est le cas d'un dipôle sans pertes dit réactif. Par contre, quand $\rho\rho^* < 1$, la puissance incidente est partiellement absorbée, c'est le cas d'un dipôle avec pertes, dit dissipatif.

Par ailleurs, un dipôle qui ne satisfait pas la relation (1.21), et qui réfléchit donc plus de puissance qu'il n'en reçoit, est dit actif. En accord avec la deuxième loi de la thermodynamique, ce dipôle doit alors contenir une source de puissance, soit spontanée (générateur), soit stimulée (amplificateur).

On suppose que les deux dipôles de la figure 1.5 sont dissipatifs. Chacun émet alors vers l'autre, de la puissance de bruit thermique au travers du coefficient de transmission. Il absorbe par ailleurs celle que l'autre dipôle lui transmet. La seconde loi de la thermodynamique nécessite, à l'équilibre thermique ($T_1 = T_2 = T$) et pour chaque dipôle, que la puissance absorbée soit égale à la puissance émise :

$$\overline{aa^*} = \overline{bb^*} \quad (1.22)$$

En tenant compte des relations (1.18) et (1.19), ceci entraîne l'égalité :

$$\frac{\overline{x_1 x_1^*}}{1 - \rho_1 \rho_1^*} = \frac{\overline{x_2 x_2^*}}{1 - \rho_2 \rho_2^*} \quad (1.23)$$

Pour un dipôle dissipatif donné, la puissance $\overline{xx^*}$ ne dépend que de la fréquence et de sa température absolue. Pour 1 Hertz de bande passante la puissance de bruit générée est donnée par la loi de Planck :

$$\overline{xx^*} = \frac{hf}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} (1 - \rho\rho^*) \quad (1.24)$$

où h et k sont respectivement les constantes de Planck et de Boltzmann.

Dans la gamme de fréquence qui nous intéresse (ondes centimétriques), on peut faire l'approximation :

$$hf \ll kT \quad (1.25)$$

La puissance est alors donnée par :

$$\overline{xx^*} = kT(1 - \rho\rho^*) \quad (1.26)$$

Elle ne dépend plus de la fréquence ; on parle alors de bruit blanc.

Si on suppose que les deux dipôles sont à des températures différentes T_1 et T_2 , les équations (1.18) et (1.19) s'écrivent :

$$\overline{aa^*} = \frac{kT_2(1 - \rho_2\rho_2^*) + \rho_2\rho_2^*kT_1(1 - \rho_1\rho_1^*)}{(1 - \rho_1\rho_2)(1 - \rho_1^*\rho_2^*)} \quad (1.27)$$

$$\overline{bb^*} = \frac{kT_1(1 - \rho_1\rho_1^*) + \rho_1\rho_1^*kT_2(1 - \rho_2\rho_2^*)}{(1 - \rho_1\rho_2)(1 - \rho_1^*\rho_2^*)} \quad (1.28)$$

Le flux net de puissance de bruit du 1er vers le 2ème dipôle est alors donné par :

$$\overline{bb^*} - \overline{aa^*} = \frac{(1 - \rho_1\rho_1^*)(1 - \rho_2\rho_2^*)}{(1 - \rho_1\rho_2)(1 - \rho_1^*\rho_2^*)} k(T_1 - T_2) \quad (1.29)$$

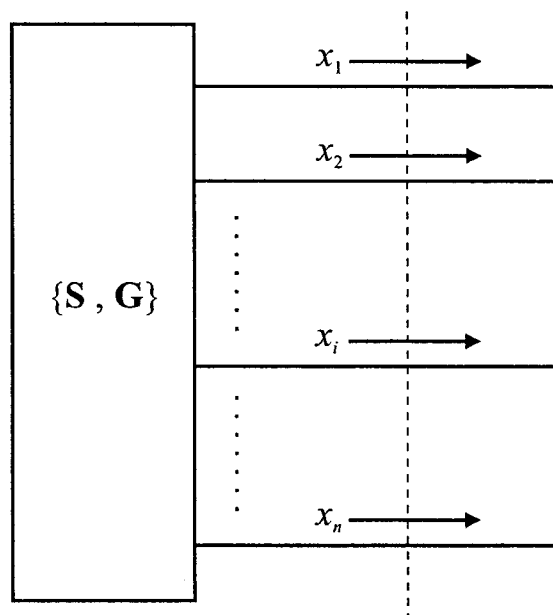


Figure 1.6 : Multipôle bruyant à n accès

* Généralisation au cas d'un multipôle

L'étude effectuée ci-dessus, peut être étendue au cas des multipôles bruyants. Elle sera par la suite appliquée à des quadripôles passifs dissipatifs.

Le multipôle bruyant de la figure 1.6 possède n accès. A chaque accès correspond une source d'ondes de bruit. On peut donc associer au multipôle un vecteur \mathbf{X} qu'on appelle vecteur-amplitude des ondes de bruit :

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_i \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

On définit alors la matrice-puissance des ondes de bruit du multipôle bruyant \mathbf{G} par :

$$\mathbf{G} = \mathbf{X}\mathbf{X}^* \quad (1.31)$$

où \mathbf{X}^* est le vecteur conjugué hermitique de \mathbf{X} . Cette matrice contient les éléments $G_{ij} = \overline{x_i x_j^*}$.

De même qu'on représente un dipôle bruyant par son coefficient de réflexion ρ et sa source d'ondes de bruit x , on caractérise complètement un multipôle bruyant par sa matrice de répartition \mathbf{S} et la matrice \mathbf{G} .

Afin d'établir les échanges entre les multipôles bruyants, on définit aussi une 2^{ème} matrice de répartition \mathbf{Q} et une matrice-puissance $\mathbf{H} = \mathbf{Y}\mathbf{Y}^*$ (figure 1.7)

De même, on définit les vecteurs \mathbf{A} et \mathbf{B} contenant les ondes de bruit incidentes respectivement sur les multipôles $\{\mathbf{S}, \mathbf{G}\}$ et $\{\mathbf{Q}, \mathbf{H}\}$.

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_i \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

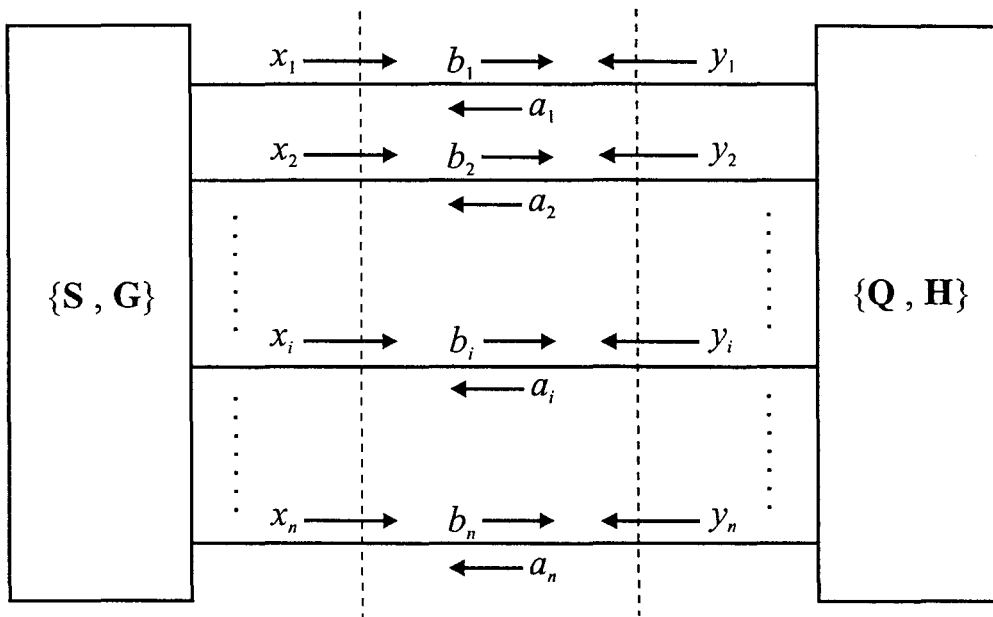


Figure 1.7 : Echange d'ondes de bruit entre multipôles bruyants à n accès

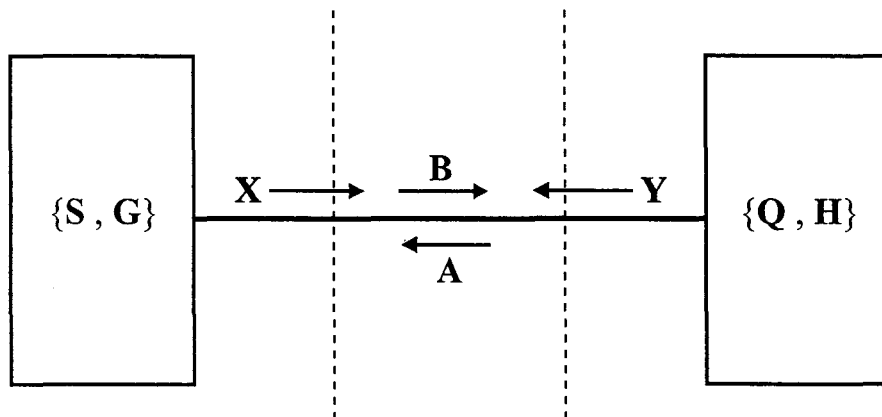


Figure 1.8 : Représentation matricielle des échanges entre multipôles bruyants à n accès

et

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_i \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

On peut alors établir les équations d'ondes de bruit, en écriture matricielle (figure 1.8) :

$$\mathbf{B} = \mathbf{X} + \mathbf{S}\mathbf{A} \quad (1.34)$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{Y} + \mathbf{Q}\mathbf{B} \quad (1.35)$$

On obtient alors, les expressions donnant les vecteurs \mathbf{A} et \mathbf{B} :

$$\mathbf{A} = (\mathbf{I} - \mathbf{Q}\mathbf{S})^{-1}(\mathbf{Y} + \mathbf{Q}\mathbf{X}) \quad (1.36)$$

$$\mathbf{B} = (\mathbf{I} - \mathbf{S}\mathbf{Q})^{-1}(\mathbf{X} + \mathbf{S}\mathbf{Y}) \quad (1.37)$$

La puissance des ondes de bruit a_i et b_i , sachant que l'on considère les sources d'ondes de bruit x_i et y_i comme étant non corrélées, sont données par :

$$\mathbf{A}\mathbf{A}^\times = (\mathbf{I} - \mathbf{Q}\mathbf{S})^{-1}(\mathbf{H} + \mathbf{Q}\mathbf{G}\mathbf{Q}^\times)(\mathbf{I} - \mathbf{S}^\times\mathbf{Q}^\times)^{-1} \quad (1.38)$$

$$\mathbf{B}\mathbf{B}^\times = (\mathbf{I} - \mathbf{S}\mathbf{Q})^{-1}(\mathbf{G} + \mathbf{S}\mathbf{H}\mathbf{S}^\times)(\mathbf{I} - \mathbf{Q}^\times\mathbf{S}^\times)^{-1} \quad (1.39)$$

et les degrés de corrélation entre les ondes a_i et b_i par :

$$\mathbf{A}\mathbf{B}^\times = (\mathbf{I} - \mathbf{Q}\mathbf{S})^{-1}(\mathbf{Q}\mathbf{G} + \mathbf{H}\mathbf{S}^\times)(\mathbf{I} - \mathbf{Q}^\times\mathbf{S}^\times)^{-1} \quad (1.40)$$

où le signe $^\times$ indique une opération de transposition hermitique.

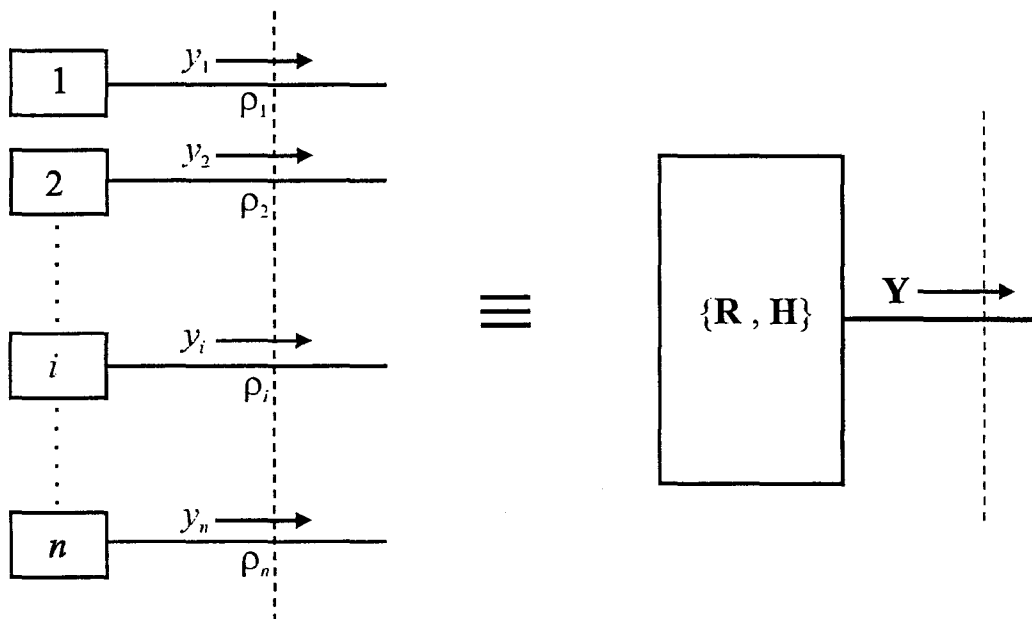


Figure 1.9 : Définition d'un multipôle diagonal bruyant à n accès

Dans la suite, on considère les multipôles comme étant passifs et dissipatifs.

Afin d'appliquer ce formalisme pour le calcul des signaux radiométriques, nous pouvons faire la remarque suivante. Si un multipôle bruyant est constitué d'un ensemble de n dipôles séparés, non couplés et dont les sources d'ondes de bruit ne sont pas corrélées entre elles (figure 1.9), leur matrice de répartition est une matrice diagonale. Nous noterons \mathbf{R} cette matrice, telle que les éléments soient :

$$R_{ii} = \rho_i \quad (1.41)$$

En conséquence, la matrice-puissance de ses ondes de bruit est diagonale et on a, d'après (1.26),

$$H_{ii} = \overline{y_i y_i^*} = kT_i(1 - \rho_i \rho_i^*) \quad (1.42)$$

où T_i est la température du $i^{\text{ème}}$ dipôle. On a donc :

$$\mathbf{H} = k\mathbf{T}(\mathbf{I} - \mathbf{R}\mathbf{R}^*) \quad (1.43)$$

où \mathbf{T} est une matrice de température, représentative de la température de chaque dipôle.

Lorsqu'un quadripôle est relié aux deux entrées du radiomètre à corrélation, les transferts radiatifs peuvent être modélisés par le schéma de la figure 1.10 esquissé dans la thèse de Ph. Waro [13]. La figure 1.11 représente le même modèle, en considérant que l'ensemble des deux charges R_{c1} et R_{c2} constitue un quadripôle diagonal.

- Les vecteurs $\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ et $\mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}$ contiennent les ondes incidentes respectivement sur le quadripôle et les deux charges.
- Les vecteurs $\mathbf{X} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}$ et $\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix}$ contiennent les sources d'ondes de bruit correspondant respectivement au quadripôle et aux deux charges.
- Les matrices $\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}$ et $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \rho_1 & 0 \\ 0 & \rho_2 \end{pmatrix}$ sont les matrices de répartition.
- Les matrices $\mathbf{G} = \mathbf{X}\mathbf{X}^*$ et $\mathbf{H} = \mathbf{Y}\mathbf{Y}^*$ sont les matrices-puissances des ondes de bruit.

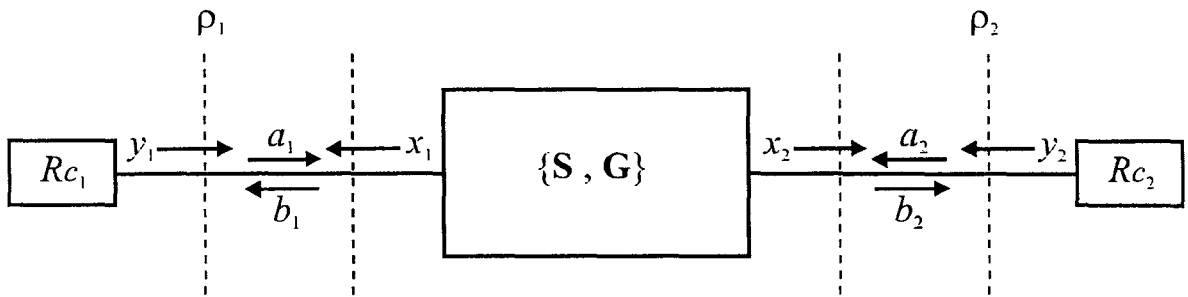


Figure 1.10 : Echanges d'ondes de bruit d'un quadripôle dissipatif relié au deux entrées du radiomètre à corrélation

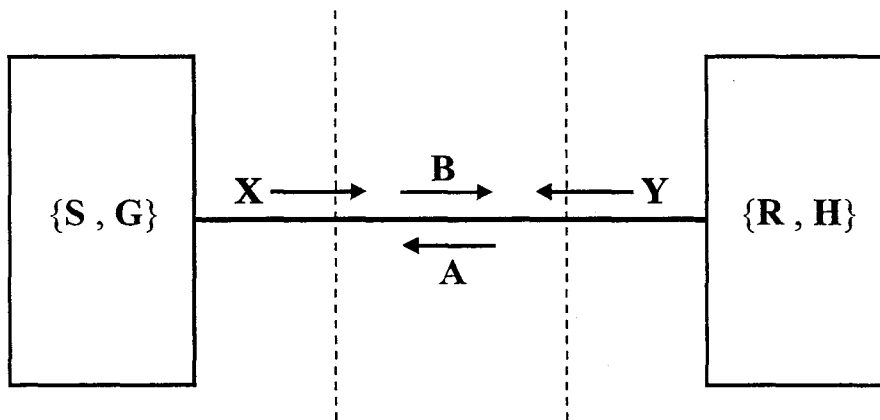


Figure 1.11 : Echanges d'ondes de bruit entre un quadripôle dissipatif et un quadripôle diagonal contenant les deux charges de référence du radiomètre à corrélation

Si le système est isotherme, porté à une température T , on a $\mathbf{H} = kT(\mathbf{I} - \mathbf{RR}^*)$. De même, on montre à partir des relations (1.38) et (1.39) et en tenant compte de la 2ème loi de la thermodynamique ($\mathbf{AA}^* = \mathbf{BB}^*$) que nécessairement, \mathbf{G} s'écrit aussi sous la forme $kT(\mathbf{I} - \mathbf{SS}^*)$.

Un quadripôle passif et dissipatif porté à la température T , a donc pour matrice-puissance de ses ondes de bruit :

$$\mathbf{G} = kT(\mathbf{I} - \mathbf{SS}^*) \quad (1.44)$$

Cependant, le quadripôle $\{\mathbf{S}, \mathbf{G}\}$ étant à la température T et les charges de référence constituant le quadripôle $\{\mathbf{R}, \mathbf{H}\}$, à la température T_0 , on a $\mathbf{G} = kT(\mathbf{I} - \mathbf{SS}^*)$ et $\mathbf{H} = kT_0(\mathbf{I} - \mathbf{RR}^*)$. De plus les deux charges de référence du radiomètre R_{c_1} et R_{c_2} étant adaptées, \mathbf{R} est nulle. Par conséquent :

$$\mathbf{H} = kT_0\mathbf{I} \quad (1.45)$$

La matrice-puissance des ondes de bruit sortantes devient :

$$\mathbf{BB}^* = kT(\mathbf{I} - \mathbf{SS}^*) + kT_0\mathbf{SS}^* \quad (1.46)$$

En fait, la conception du radiomètre à corrélation réalisé ne permet d'avoir accès qu'à l'élément « 1^{ère} ligne - 2^{ème} colonne » de la matrice \mathbf{BB}^* , c'est-à-dire au produit $\overline{b_1 b_2^*}$, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2. L'expression de cet élément est donnée par :

$$\overline{b_1 b_2^*} = -k(T - T_0)(S_{11}S_{21}^* + S_{12}S_{22}^*) \quad (1.47)$$

lorsque l'on connaît la matrice de répartition du quadripôle dissipatif et sa température. En remplaçant dans la relation (1.1), on trouve :

$$S_c(\tau) = -4K \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \operatorname{Re} \left[-k(T - T_0)(S_{11}S_{21}^* + S_{12}S_{22}^*) \cdot \exp(-j\Phi_\tau) \right] df \quad (1.48)$$

qui peut aussi s'écrire

$$S_c(\tau) = 4Kk(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \left[|S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \Phi_\tau) + |S_{12}| |S_{22}| \cos(\varphi_{12} - \varphi_{22} - \Phi_\tau) \right] df \quad (1.49)$$

avec $S_{ij} = |S_{ij}| \exp(j\varphi_{ij})$.

Nous retrouvons alors l'expression bien connue du signal radiométrique [11][13] qu'il est possible de déterminer également en se basant sur l'équilibre du bilan des transferts radiatifs entre éléments dissipatifs d'un système isolé isotherme. Si de plus, le quadripôle est symétrique, la relation devient

$$S_c(\tau) = 8Kk(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_\tau) df \quad (1.50)$$

1.3.2 Normalisation du signal radiométrique

Afin de s'affranchir de la constante de proportionnalité K , on normalise le signal radiométrique par rapport à celui obtenu lorsque le quadripôle connecté aux deux entrées du corrélateur, est remplacé par un coupleur hybride 180° relié à deux charges adaptées R_c portées aux températures T_0 et $T_0 + 1^\circ\text{C}$, et avec un temps de retard nul. Cette configuration est dite à corrélation totale. L'expression du signal radiométrique en corrélation totale est donnée par :

$$S_{c_{\text{totale}}}(\tau) = 2Kk \int_{f_1}^{f_2} |G| \cos(\Phi_\tau) df \quad (1.51)$$

Ceci permet de définir la température de corrélation d'un quadripôle passif dissipatif,

$$T_c(\tau) = \frac{S_c(\tau)}{S_{c_{\text{totale}}}(0)} = \frac{-2 \int_{f_1}^{f_2} |G| \operatorname{Re} \left[\overline{b_1 b_2^*} \cdot \exp(-j\Phi_\tau) \right] df}{k \int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (1.52)$$

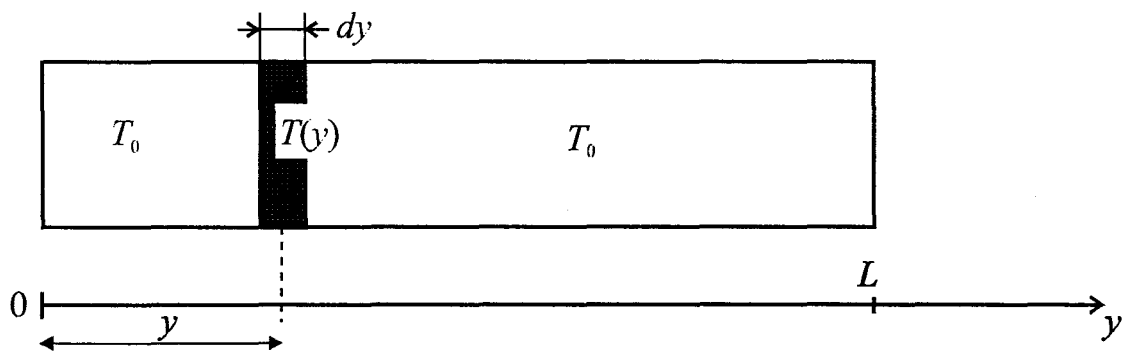


Figure 1.12 : Gradient de température sur une ligne dissipative assimilée à une tranche portée à une température différente de T_0

Par exemple, la température de corrélation d'un quadripôle passif dissipatif, symétrique et isotherme porté à la température T , est donnée par :

$$T_c(\tau) = \frac{4(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_\tau) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (1.53)$$

1.3.3 Problèmes liés aux gradients de température

On considère à présent que le quadripôle n'est pas isotherme. Un gradient de température sur une ligne de longueur L , est assimilé à une tranche de la ligne, d'épaisseur dy , située à une distance y et portée à une température $T(y)$ différente de T_0 (figure 1.12). La contribution au signal radiométrique d'une telle tranche a déjà été établie [11]. Cette formulation est basée sur le calcul de l'absorption en puissance de la tranche dy , en considérant une propagation quasi-TEM le long de la ligne et en tenant compte des réflexions multiples engendrées entre les deux plans de discontinuité P_1 et P_2 :

$$\begin{aligned} S_c'(y, \tau) = 8Kk(T(y) - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \frac{\alpha dy \exp(-\alpha L) |1 + \rho|^2}{|1 - \rho^2 \exp(-2\gamma L)|} & \left[\cos(\beta(L - 2y) - \Phi_\tau) \right. \\ & + |\rho| \exp(-2\alpha y) \cos(\beta L - \phi - \Phi_\tau) \\ & + |\rho| \exp(-2\alpha(L - y)) \cos(-\beta L + \phi - \Phi_\tau) \\ & \left. + |\rho| \exp(-2\alpha L) \cos(-\beta(L - 2y) - \Phi_\tau) \right] df \end{aligned} \quad (1.54)$$

où :

- $\gamma = \alpha + j\beta$ est la constante de propagation dans la ligne dissipative
- $\rho = |\rho| \exp(j\phi)$ est le coefficient de réflexion entre la ligne dissipative et la ligne d'accès 50Ω

Lorsque la ligne présente un profil quelconque de température, il suffit alors de considérer la contribution au signal radiométrique des n tranches constituant la ligne (figure 1.13). En admettant les différentes tranches bien adaptées entre elles, le signal

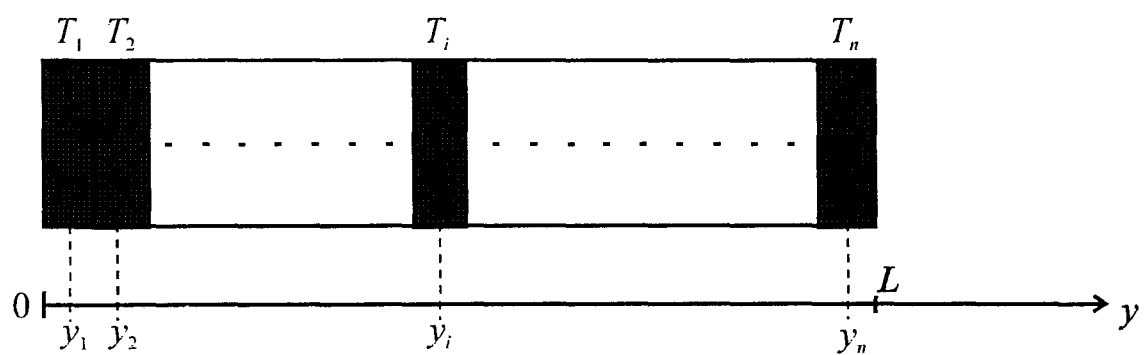


Figure 1.13 : Ligne dissipative présentant un profil quelconque de température

radiométrique résultant correspond à la superposition des différentes contributions. On obtient alors l'expression du signal radiométrique émis par une ligne dissipative homogène non isotherme et connectée aux deux accès du corrélateur [13] :

$$S_c(\tau) = \sum_{y=y_1}^{y=y_n} S_c'(y, \tau) \quad (1.55)$$

La volonté de développer des capteurs de température mettant en œuvre des lignes dissipatives ayant une configuration plus complexe entraîne qu'il faut aussi discrétiser la ligne en terme de quadripôles discontinus. Les discontinuités peuvent être générées, par exemple, par des coudes, des composants passifs en boîtiers, les transitions, etc. On utilise alors le formalisme de bruit vu précédemment dans le cas de quadripôles mis en cascade.

On a vu qu'un quadripôle peut être caractérisé par sa matrice de répartition S qui permet d'établir une relation entre les ondes incidentes d'une part, et les ondes réparties (transmises et/ou réfléchies) d'autre part. Cependant lorsque l'on met deux quadripôles ou plus en cascade, il est plus pratique d'utiliser la matrice de transfert Θ (ou matrices d'onde), qui donne la relation entre les ondes d'entrée (1er accès) et les ondes de sortie (2ème accès).

La formule (1.46) montre clairement qu'il suffit de connaître la matrice de répartition S du quadripôle ou sa matrice G , afin de déterminer le produit $\overline{b_1 b_2^*}$. Intuitivement, on essaiera donc de déterminer G_θ , matrice-puissance dans le référentiel Θ , à partir des matrices-puissance d'ondes de bruit $G_{\theta i}$ correspondant à tous les quadripôles élémentaires i , puis d'appliquer les relations de changement de coordonnées (annexe A) et la relation (1.47). Le cas d'un quadripôle constitué de deux quadripôles élémentaires mis en cascade est traité en annexe B. On déduit ensuite la formule générale, dans le cas de la mise en cascade de n quadripôles traité en annexe C.

L'expression générale donnant la matrice-puissance des ondes de bruit d'un quadripôle constitué de n quadripôles élémentaires portés à n températures différentes s'écrit donc :

$$G_\theta = \sum_{i=1}^n \left[\left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right) kT_i (\Omega - \Theta_i \Omega \Theta_i^x) \left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right)^x \right] \quad (1.56)$$

Le signal radiométrique est alors déduit de cette relation comme expliqué plus haut. La relation (1.56) montre que la contribution globale au signal radiométrique est égale à la somme

des contributions de tous les quadripôles élémentaires, compte tenu de leurs positions relatives respectives.

1.3.4 Choix de la ligne dissipative : notion de pertes « séries » ou « parallèles »

On considère que chaque quadripôle élémentaire constituant la ligne dissipative est de longueur négligeable par rapport aux longueurs d'onde correspondant à la bande passante du système. Un tel quadripôle localisé, peut présenter soit des pertes « séries », soit des pertes « parallèles ».

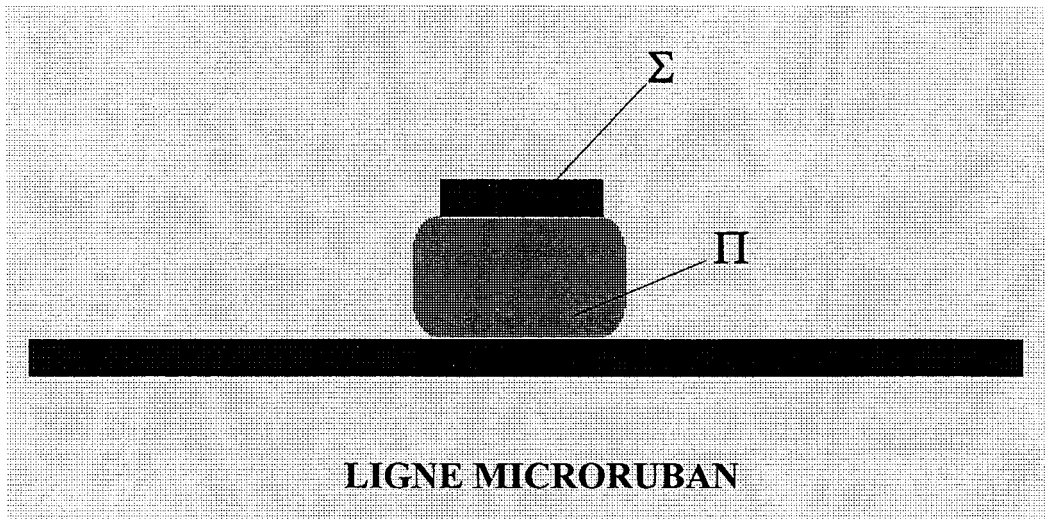
Dans le cas de lignes de transmission, les pertes « séries » sont localisées dans la ligne (pertes métalliques), les pertes « parallèles » dans le diélectrique (pertes diélectriques).

Il a été montré [20] que les pertes « séries » et « parallèles » créent des contribution à la température de corrélation qui sont de signe contraire. Elles peuvent même, dans certains cas, s'annuler. C'est pourquoi il est très important que la ligne dissipative ne présente qu'un seul type de pertes afin de maximiser le signal radiométrique.

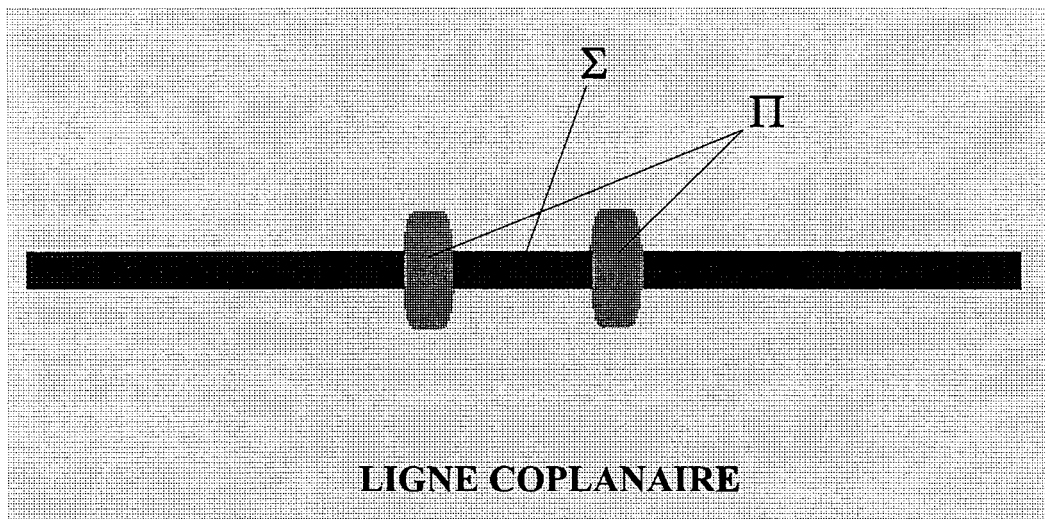
Dans les études antérieures réalisées par l'équipe, différentes lignes dissipatives ont été réalisées en vue d'être utilisées comme capteurs radiométriques microondes par corrélation :

- Des lignes à pertes « parallèles », telles que des cellules coaxiale remplies d'un diélectrique à pertes [11]
- Des lignes à pertes « séries », telles que des lignes microruban à couche résistive [11][13], ou des lignes coplanaires à dimensions transversales réduites induisant des pertes dans le conducteur central [20].

On montre au paragraphe suivant, l'intérêt d'une ligne coplanaire dans le cadre de la réalisation d'un microcapteur thermométrique, qu'elle soit à pertes « séries » ou « parallèles ».



(a)



(b)

Figure 1.14 : Zones sensibles d'un microcapteur thermométrique réalisé à partir d'une ligne microruban (a) ou coplanaire (b)

- Σ pour les pertes « série »
- Π pour les pertes « parallèle »

1.3.5 Optimisation de la ligne

Nous pensons qu'un microcapteur thermométrique réalisé à partir d'une ligne coplanaire, peut être basé sur la mesure de la température de corrélation d'une ligne enterrée. L'application visée peut être la détermination des températures en différents points d'un circuit intégré.

La figure 1.14 permet de faire la comparaison entre deux microcapteurs, l'un réalisé à partir d'une ligne microruban et l'autre à partir d'une ligne coplanaire. Les zones sensibles des deux microcapteurs sont indiquées par la lettre Σ dans le cas de pertes « série », et par la lettre Π dans le cas de pertes « parallèle ». Il apparaît alors que :

- La ligne microruban n'est sensible qu'à un flux thermique venant d'au-dessus du plan de masse, celui-ci jouant le rôle d'un écran thermique. De plus, le volume Π est relativement peu accessible au flux thermique.
- La ligne coplanaire, compte tenu sa géométrie, a ses zones sensibles, Σ ou Π , accessibles aux flux thermiques issus de différentes origines.

Dans le cas de la ligne coplanaire que nous avons choisi d'utiliser, la réduction de la largeur de la ligne permet d'augmenter les pertes, et cela, indépendamment de l'épaisseur du substrat.

Ph.Waro [13] a montré qu'une ligne sensible de manière optimale aux gradients thermiques, doit d'une part être adaptée, et d'autre part avoir une longueur L de l'ordre de la demi-longueur d'onde guidée $\lambda_g/2$, et aussi une atténuation α proche de l'inverse de sa longueur L . L'optimisation de la ligne coplanaire se ramène donc aux deux relation suivantes :

$$L \# \lambda_g / 2 \quad (1.57)$$

$$\alpha \# 1/L \quad (1.58)$$

Ces deux relations doivent tenir compte de la bande passante du radiomètre. Néanmoins, ces conditions ne sont pas très sévères comme nous le verrons dans les chapitre expérimentaux 2 et 3.

1.4 Définition des paramètres de couplage absolus

Le problème inverse est de déterminer le profil de température le long d'une ligne dissipative à partir de l'évolution du signal radiométrique en fonction du temps de retard introduit par le corrélateur.

C'est un problème difficile pour deux raisons.

D'une part, il s'agit de l'inversion d'une équation intégrale représentant un problème « mal posé », c'est-à-dire qui peut avoir plusieurs solutions, où l'apport de mesures complémentaires ou d'informations à priori est nécessaire. D'autre part, le rapport signal sur bruit est, en général, faible entraînant l'emploi de méthodes stochastiques de traitement des données.

La ligne est un quadripôle que l'on peut subdiviser en n quadripôles élémentaires portés à n températures T_i . La contribution globale au signal radiométrique $\overline{b_1 b_2^*}$ est égale à la somme des contributions partielles dues à tous les quadripôles élémentaires constituant la ligne, compte tenu de leurs positions relatives et des discontinuités éventuelles existant sur la ligne.

Il est avant tout nécessaire, afin de simplifier le problème inverse, de linéariser la relation entre la température de corrélation et les contributions partielles au signal radiométrique. La relation matricielle (1.46) s'écrit :

$$\mathbf{BB}^\times = \mathbf{G} + kT_0 \mathbf{SS}^\times \quad (1.59)$$

et compte tenu de la mise en cascade des différents quadripôles élémentaires, donne

$$\mathbf{BB}^\times = \Gamma^{-1} \sum_{i=1}^n \left[\left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right) kT_i (\Omega - \Theta_i \Omega \Theta_i^\times) \left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right)^\times \right] \Gamma^{-1^\times} + kT_0 \mathbf{SS}^\times \quad (1.60)$$

Nous définissons alors la matrice \mathbf{W}_i , exprimant la distribution de bruit thermique dans la ligne dissipative par rapport au $i^{\text{ème}}$ quadripôle élémentaire, par :

$$\mathbf{W}_i = \Gamma^{-1} \left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right) (\Omega - \Theta_i \Omega \Theta_i^\times) \left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right)^\times \Gamma^{-1^\times} \quad (1.61)$$

La matrice-puissance des ondes de bruit sortantes peut donc être exprimée par :

$$\mathbf{BB}^* = kT_0\mathbf{SS}^* + \sum_{i=1}^n kT_i \cdot \mathbf{W}_i \quad (1.62)$$

Nous pouvons alors déduire la contribution globale au signal radiométrique :

$$\overline{b_1 b_2^*} = (S_{11}S_{21}^* + S_{12}S_{22}^*)kT_0 + \sum_{i=1}^n W_{i12} \cdot kT_i \quad (1.63)$$

où W_{i12} est l'élément « 1^{ère} ligne - 2^{ème} colonne » de la matrice \mathbf{W}_i . Notons que $W_{i12} \cdot kT_i$ est la contribution partielle au signal radiométrique, due au quadripôle élémentaire i .

Or, le signal radiométrique émis par un quadripôle et reçu par le radiomètre à corrélation ne dépend pas des températures absolues, mais de la différence de température entre le quadripôle et les charges de référence (1.47). L'écart de température radiométrique mesuré est la différence entre les signaux créés par la ligne où existe le gradient de température et une ligne isotherme à T_0 :

$$\left(\overline{b_1 b_2^*}\right)_{\Delta T_0} = (S_{11}S_{21}^* + S_{12}S_{22}^*)kT_0 + \sum_{i=1}^n W_{i12} \cdot kT_0 = 0 \quad (1.64)$$

soit,

$$\overline{b_1 b_2^*} = \sum_{i=1}^n W_{i12} \cdot k\Delta T_i \quad (1.65)$$

où $\Delta T_i = T_i - T_0$.

On peut alors écrire la température de corrélation en fonction des différences de température ΔT_i entre chaque quadripôle élémentaire et les charges de référence :

$$T_c(\tau) = \frac{-2 \int_{f_1}^{f_2} |G| \operatorname{Re} \left[\sum_{i=1}^n W_{i12} \cdot k\Delta T_i \exp(-j\Phi_\tau) \right] df}{k \int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (1.66)$$

On peut finalement établir une relation linéaire donnant la température de corrélation en fonction du temps de retard :

$$T_c(\tau) = \sum_{i=1}^n C_i(\tau) \cdot \Delta T_i \quad (1.67)$$

avec

$$C_i(\tau) = \frac{-2 \int_{f_1}^{f_2} |G| \operatorname{Re} [W_{i12} \exp(-j\Phi_\tau)] df}{\int_{f_1}^{f_2} |G| df} \quad (1.68)$$

$C_i(\tau)$ représente la température de corrélation en degrés radiométriques, du quadripôle élémentaire i , porté à une température $\Delta T = 1^\circ\text{C}$, pour une valeur donnée τ du temps de retard du corrélateur, compte tenu de sa position relative dans la ligne dissipative. Par analogie avec la radiométrie à puissance totale, où ont été définis les paramètres de couplage absolus permettant une inversion quantitative des données radiométriques [21-22], $C_i(\tau)$ représente le paramètre de couplage absolu en radiométrie par corrélation.

1.5 Le filtrage de Kalman pour la résolution du problème inverse

On peut exprimer la relation (1.67) sous forme matricielle en discrétisant la variable τ , temps de retard introduit dans le radiomètre :

$$\mathbf{T}_c = \mathbf{C} \cdot \Delta \mathbf{T} \quad (1.69)$$

et

$$\begin{pmatrix} T_{c_1} \\ \vdots \\ T_{c_j} \\ \vdots \\ T_{c_m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & \dots & C_{i1} & \dots & C_{n1} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ C_{1j} & \dots & C_{ij} & \dots & C_{nj} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ C_{1m} & \dots & C_{im} & \dots & C_{nm} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta T_1 \\ \vdots \\ \Delta T_i \\ \vdots \\ \Delta T_n \end{pmatrix} \quad (1.70)$$

où n est le nombre de quadripôles élémentaires en cascade, constituant la ligne dissipative, et m le nombre de temps de retard considérés.

Le problème inverse peut enfin être posé : il s'agit de déterminer les n valeurs ΔT_i (profil de température) connaissant

- d'une part, les m valeurs T_{c_j} , valeurs expérimentales de la température de corrélation en fonction du temps de retard,
- et d'autre part, les $n \times m$ valeurs C_{ij} , valeurs théoriques de la température de corrélation de chaque quadripôle élémentaire pour une élévation de température de 1°C par rapport aux charges de référence.

Les données expérimentales étant toujours bruitées (on obtient un faible rapport signal sur bruit, caractéristique des mesures radiométriques), il n'est pas possible d'inverser directement la relation (1.70), sans obtenir de résultats erronés de ΔT . Un moyen permettant de tenir compte du caractère aléatoire du bruit de mesure, est la méthode dite des moindres carrés. Cette méthode basée sur un critère d'écart quadratique, ne suppose pas la connaissance des caractéristiques statistiques du bruit de mesure.

Les filtres optimaux de Wiener et de Kalman sont des améliorations de la méthode des moindres carrés dans le cas où l'on apporte une information connue à priori, comme par exemple, les propriétés du bruit. De tels procédés basés sur des critères constitués des observations disponibles, sont capables, en éliminant le bruit parasite, de fournir la meilleure estimée $\hat{\mathbf{X}}(t)$ d'une grandeur $\mathbf{X}(t)$, à partir d'un nombre d'observations surdimensionné $\mathbf{Y}(t)$ d'une part, et de la connaissance des lois statistiques de $\mathbf{X}(t)$ et $\mathbf{Y}(t)$ d'autre part.

De par sa formulation globale, le filtre de Wiener nécessite à tout instant, que toutes les données soient disponibles. Il ne peut donc être appliqué que lorsque toutes les mesures ont été effectuées. Par contre le filtre de Kalman, qui peut être considéré comme étant une généralisation du filtre de Wiener aux cas non stationnaires, de par sa formulation dite d'état, est un filtre récursif. En d'autres termes, à tout instant t , seule la connaissance des données à l'instant $t - 1$ est nécessaire à la résolution du problème. Ce dernier point peut être intéressant dans le cas de la radiométrie par corrélation, car en assimilant la variable temps de retard τ à la variable temps t , il devient possible de traiter le problème inverse en temps réel, et donc de déterminer le profil de température le long d'une ligne simultanément à l'acquisition de l'interférogramme. En choisissant d'appliquer le filtre de Kalman, nous nous proposons maintenant d'établir les équations correspondantes.

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

$$\dot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{F}(t)\mathbf{x}(t) + \mathbf{u}(t) + \mathbf{v}(t) \quad (1.71)$$

où

- $\mathbf{x}(t)$ est le vecteur d'état de dimension n
- $\mathbf{F}(t)$ est la matrice d'état de dimension $n \times n$
- $\mathbf{u}(t)$ est le vecteur d'entrée de dimension n , connu
- $\mathbf{v}(t)$ est un bruit blanc gaussien à n dimensions de moyenne nulle ($E[\mathbf{v}(t)] = 0$) et de covariance $E[\mathbf{v}(t)\mathbf{v}^T(\tau)] = \mathbf{Q}(t)\delta(t - \tau)$ avec $\mathbf{Q}(t)$ une matrice définie positive.

L'état initial est aussi aléatoire, de statistique connue, gaussien, de moyenne $E[\mathbf{x}(t_0)] = \mathbf{m}_0$, de covariance $E[(\mathbf{x}(t_0) - \mathbf{m}_0)(\mathbf{x}(t_0) - \mathbf{m}_0)^T] = \Lambda_0$ et il est indépendant de $\mathbf{v}(t)$.

L'état du système est observé par m mesures $\mathbf{z}(t)$ liées à l'état $\mathbf{x}(t)$ par l'équation d'observation :

$$\mathbf{z}(t) = \mathbf{H}(t)\mathbf{x}(t) + \mathbf{w}(t) \quad (1.72)$$

où

- $\mathbf{H}(t)$ est la matrice d'observation de dimension $m \times n$
- $\mathbf{w}(t)$ est un bruit blanc gaussien à m dimensions, indépendant de $\mathbf{v}(t)$ et de $\mathbf{x}(t_0)$, de moyenne nulle ($E[\mathbf{w}(t)] = 0$) et de covariance $E[\mathbf{w}(t)\mathbf{w}^T(\tau)] = \mathbf{R}(t)\delta(t - \tau)$ avec $\mathbf{R}(t)$ une matrice définie positive.

Si on considère un modèle discret, les équations d'évolution et d'observation du système s'écrivent sous la forme :

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{F}_k \mathbf{x}_k + \mathbf{u}_k + \mathbf{v}_k \quad (1.73)$$

et

$$\mathbf{z}_k = \mathbf{H}_k \mathbf{x}_k + \mathbf{w}_k \quad (1.74)$$

où \mathbf{v}_k et \mathbf{w}_k sont des bruits pseudo-blancs gaussiens de moyenne nulle et de covariances $E[\mathbf{v}_k \mathbf{v}_j^T] = \mathbf{Q}_k \delta_{kj}$ et $E[\mathbf{w}_k \mathbf{w}_j^T] = \mathbf{R}_k \delta_{kj}$.

L'état initial \mathbf{x}_0 est toujours une variable gaussienne, indépendantes des bruits \mathbf{v}_k et \mathbf{w}_k , de moyenne \mathbf{m}_0 et de covariance Λ_0 .

Les équations du filtre de Kalman discret peuvent alors être établies [23-25] :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}}_{k+1|k+1} &= \hat{\mathbf{x}}_{k+1|k} + \mathbf{K}_{k+1} (\mathbf{z}_{k+1} - \mathbf{H}_{k+1} \hat{\mathbf{x}}_{k+1|k}) \\ \hat{\mathbf{x}}_{k+1|k} &= \mathbf{F}_k \hat{\mathbf{x}}_{k|k} + \mathbf{u}_k \\ \mathbf{K}_{k+1} &= \mathbf{P}_{k+1|k} \mathbf{H}_{k+1}^T (\mathbf{H}_{k+1} \mathbf{P}_{k+1|k} \mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{R}_{k+1})^{-1} \\ \mathbf{P}_{k+1|k+1} &= (\mathbf{I} - \mathbf{K}_{k+1} \mathbf{H}_{k+1}) \mathbf{P}_{k+1|k} \\ \mathbf{P}_{k+1|k} &= \mathbf{F}_k \mathbf{P}_{k|k} \mathbf{F}_k^T + \mathbf{Q}_k \end{aligned} \quad (1.75)$$

où

- $\hat{\mathbf{x}}_{k+1|k+1}$ est l'estimation de l'état \mathbf{x}_{k+1}
- $\hat{\mathbf{x}}_{k+1|k}$ est la meilleure prédiction de l'état \mathbf{x}_{k+1} si on admet que la meilleure prédiction de \mathbf{v}_k est nulle et que l'on ne dispose pas de l'état \mathbf{x}_k à l'instant k , mais de son estimation $\hat{\mathbf{x}}_{k|k}$
- \mathbf{K}_{k+1} est le gain du filtre à l'instant $k+1$
- $\mathbf{P}_{k+1|k+1}$ est la matrice de covariance de l'erreur d'estimation
- $\mathbf{P}_{k+1|k}$ est la matrice de covariance de l'erreur de prédiction, elle dépend de la précision de l'estimation précédente $\mathbf{P}_{k|k}$ et de la taille du bruit \mathbf{Q}_k

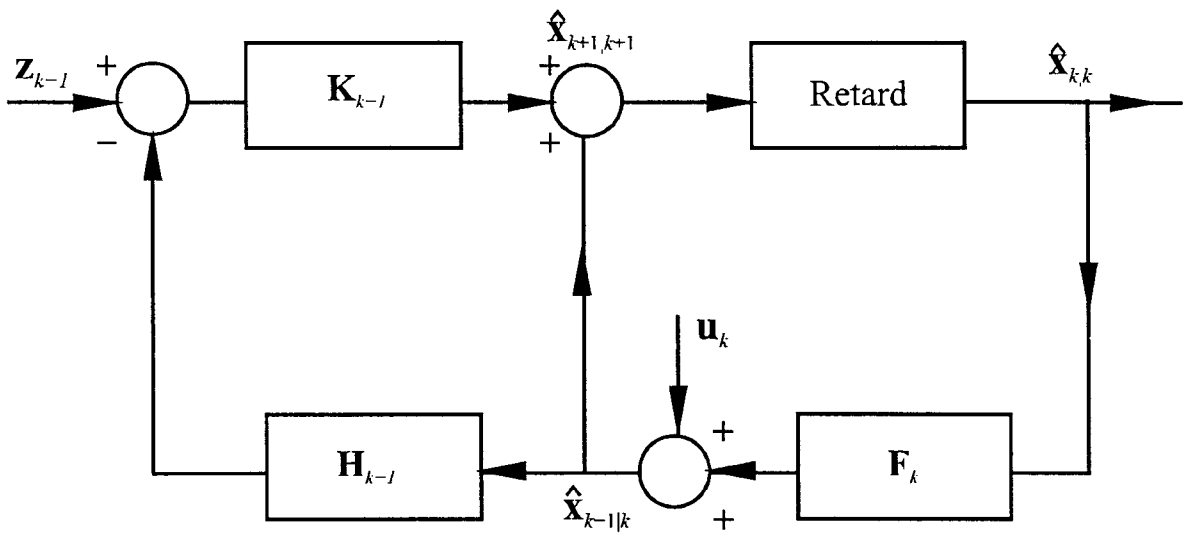


Figure 1.15 : Schéma bloc du filtre linéaire de Kalman

Les conditions initiales sont données par :

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{x}}_{0|0} &= \mathbf{m}_0 \\ \mathbf{P}_{0|0} &= \Lambda_0\end{aligned}\tag{1.76}$$

Le filtre de Kalman apparaît donc comme un filtre linéaire, permettant un calcul de l'estimation, récursif et en temps réel, et ne stockant ni les observations, ni les commandes passées. Il est schématisé par la figure 1.15.

Afin d'appliquer les équations du filtre à l'inversion des données radiométriques, il est nécessaire de trouver les équations d'évolution et d'observation correspondantes.

Dans notre cas, on considère qu'il n'y a pas d'évolution du profil de température le long de la ligne dissipative durant l'acquisition de l'interférogramme. De plus, le vecteur de commande est inexistant. Dans le cas contraire, ce pourrait être par exemple, la prise en compte du système de régulation de la température et de ses imperfections aléatoires. De ce fait l'équation d'évolution est simplifiée, et on a :

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_k\tag{1.77}$$

Le vecteur de bruit \mathbf{v}_k n'a pas été omis, car on suppose que l'on commet toujours une certaine erreur sur le fait que l'état du système soit stable. Cela peut correspondre à de légères fluctuations du profil de température, dues à des transports de chaleur par convection ou par conduction.

Le vecteur \mathbf{x}_k donne l'état du système à l'instant k . En d'autres termes, c'est le profil de température le long de la ligne dissipative, pour la position du piston de court-circuit, correspondant à la $k^{\text{ème}}$ valeur de temps de retard prise sur l'interférogramme. La relation (1.73) s'écrit donc :

$$\Delta \mathbf{T}_{k+1} = \Delta \mathbf{T}_k + \mathbf{v}_k\tag{1.78}$$

L'équation d'observation, quant à elle, n'est pas modifiée. Cependant la grandeur mesurée, qui est la température de corrélation en fonction du temps de retard, est une grandeur

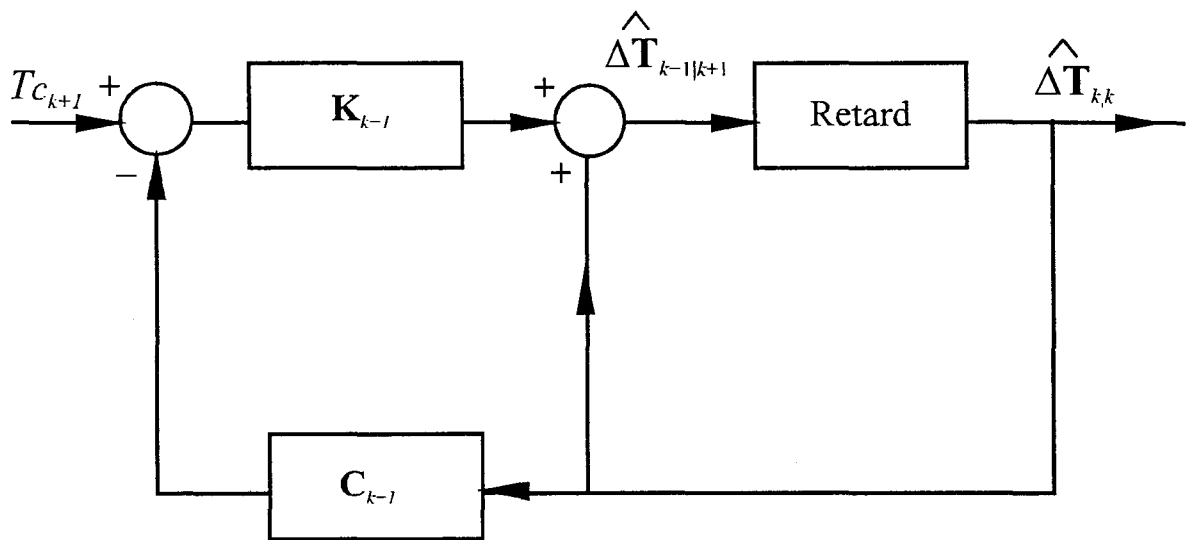


Figure 1.16 : Schéma bloc du filtre de Kalman ramené au cas de la mesure radiométrique

scalaire. Le bruit w_k rajouté est donc aussi une grandeur scalaire, et la relation (1.71) s'écrit alors :

$$T_{c_k} = \mathbf{C}_k \cdot \Delta \mathbf{T}_k + w_k \quad (1.79)$$

La température de corrélation T_{c_k} correspond à la $k^{\text{ème}}$ valeur de l'interférogramme. La matrice d'observation est le vecteur ligne \mathbf{C}_k , représentant la $k^{\text{ème}}$ ligne de la matrice \mathbf{C} définie dans les relations (1.69) et (1.70). Le filtre ainsi obtenu est schématisé par la figure 1.16.

Les équations du filtre de Kalman appliquées à l'estimation du profil de température le long de la ligne dissipative, connaissant l'évolution de la température de corrélation en fonction du temps de retard et les caractéristiques électromagnétiques de la ligne, sont finalement données par :

$$\begin{aligned} \Delta \hat{\mathbf{T}}_{k+1|k+1} &= \Delta \hat{\mathbf{T}}_{k+1|k} + \mathbf{K}_{k+1} \left(T_{c_{k+1}} - \mathbf{C}_{k+1} \cdot \Delta \hat{\mathbf{T}}_{k+1|k} \right) \\ \Delta \hat{\mathbf{T}}_{k+1|k} &= \Delta \hat{\mathbf{T}}_{k|k} \\ \mathbf{K}_{k+1} &= \mathbf{P}_{k+1|k} \cdot \mathbf{C}_{k+1}^T \left(\mathbf{C}_{k+1} \cdot \mathbf{P}_{k+1|k} \cdot \mathbf{C}_{k+1}^T + R_{k+1} \right)^{-1} \\ \mathbf{P}_{k+1|k+1} &= \left(\mathbf{I} - \mathbf{K}_{k+1} \cdot \mathbf{C}_{k+1} \right) \mathbf{P}_{k+1|k} \\ \mathbf{P}_{k+1|k} &= \mathbf{P}_{k|k} + \mathbf{Q}_k \end{aligned} \quad (1.80)$$

On peut remarquer que la meilleure prédiction de l'état à $k+1$ n'est autre que l'estimation de l'état précédent. De ce fait, la variance de l'erreur de prédiction est égale à la variance de l'erreur d'estimation à laquelle on rajoute le bruit \mathbf{Q}_k . De plus, le terme à inverser dans l'équation donnant le gain du filtre, est un scalaire positif ; ce qui simplifie considérablement les calculs et diminue les risques de divergence du filtre.

1.6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre, qu'il est possible de proposer une équation linéaire en température pour exprimer la température de corrélation de lignes « hétérogènes », c'est-à-dire présentant des discontinuités. Cette formulation a plusieurs avantages : donner une signification physique aux paramètres de couplage, paramètres liant la grandeur physique de température à la mesure et utiliser des techniques de résolution de problèmes inverses tels que

le filtrage de Kalman. Nous avons, en particulier, introduit la notion de paramètres de couplage absolu, en termes de la contribution au signal radiométrique (en degrés radiométriques) créé par un élément dissipatif échauffé de 1°C, en fonction de sa position et du temps de retard τ .

Nous avons revu l'ensemble du problème direct afin de pouvoir traiter le cas de lignes hétérogènes. Dans ce cas, il est possible de prendre en compte l'ensemble du dispositif sous test (discontinuités aux accès, lignes dissipatives plus complexes présentant des coudes, etc.). Notons que la définition des paramètres de couplage peut être matricielle si on prend l'ensemble de la matrice \mathbf{BB}^x .

L'utilisation d'un filtre de Kalman, dont la faisabilité a été démontrée précédemment, laisse apparaître des possibilités importantes en suivi de température.

Nous allons maintenant montrer que ce filtrage est bien adapté à notre problème dans les deux chapitres expérimentaux suivants.

CHAPITRE 2

Quadripôles dissipatifs à pertes discrètes

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous abordons les problèmes liés au cas de lignes de propagation présentant des discontinuités. Cette configuration de ligne peut maintenant être abordée, par l'application de la méthode vue au chapitre précédent.

Nous avons choisi de faire cette étude sur des lignes microrubans, bien adaptées du point de vue technologique à l'étude de l'influence des discontinuités sur la reconstruction de points chauds.

En effet, il est important de pouvoir discriminer les effets dus à la discontinuité, ou dus à un gradient de température. Un ensemble de réponses doivent être trouvées pour l'inversion des données radiométriques dans le cas d'une ligne hétérogène isotherme.

Dans une première partie, dans le but de réaliser un microcapteur de température, nous étudions la conception des lignes microrubans et leur sensibilité aux gradients de température qui y sont établis. Nous abordons ensuite, la modélisation du problème direct par CAO, la vérification expérimentale, puis l'inversion des données radiométriques.

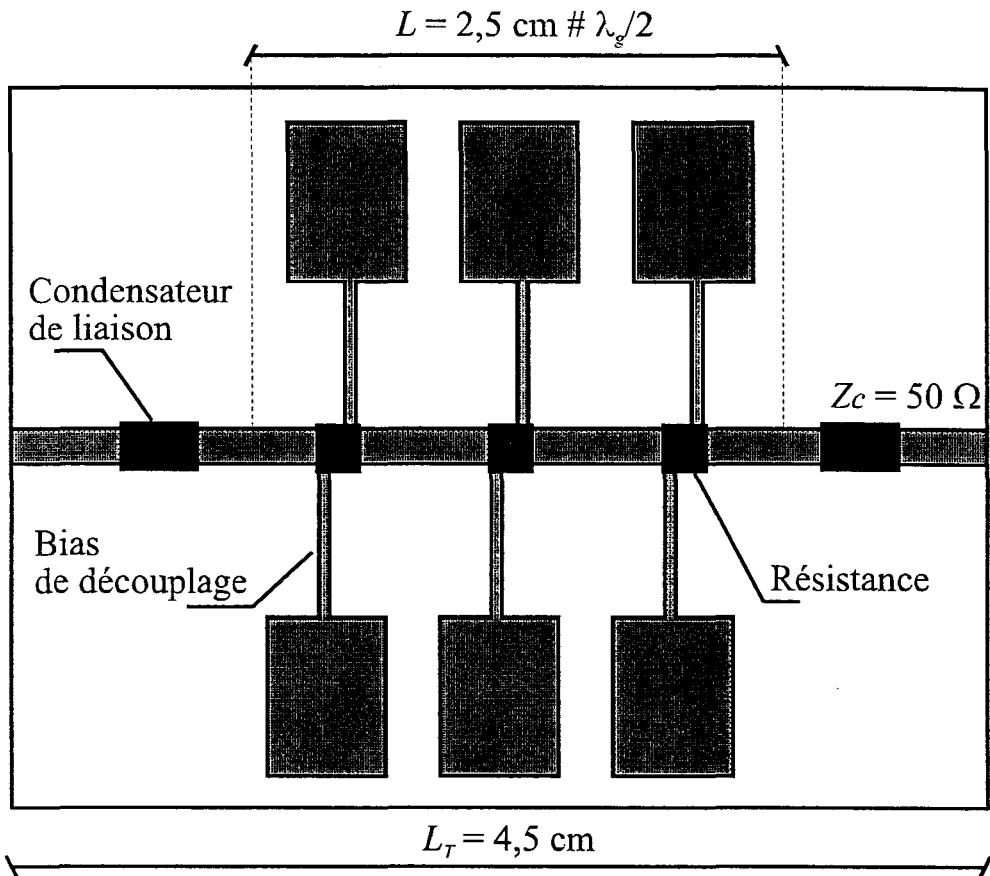


Figure 2.1 : Ligne microruban avec des bias de découplage permettant d'échauffer les résistances insérées sur la ligne

Nous montrons alors que le traitement appliqué permet d'augmenter la résolution en température.

2.2 Conception du quadripôle sur ligne microruban

La bonne connaissance des phénomènes de propagation sur les lignes microrubans nous a incités à les utiliser pour l'étude des discontinuités. De plus, d'un point de vue technologique, l'implantation de résistances en montage de surface (CMS) est aisée sur ce type de ligne.

Le but de l'étude présente est de mesurer la température de plots résistifs (ou de résistances) situés en série sur la ligne microruban et déterminer leur position. Par pertes discrètes, on entend que la valeur de la résistance linéique n'est pas constante le long de la ligne : la ligne est constituée de quadripôles sans pertes ou dissipatifs.

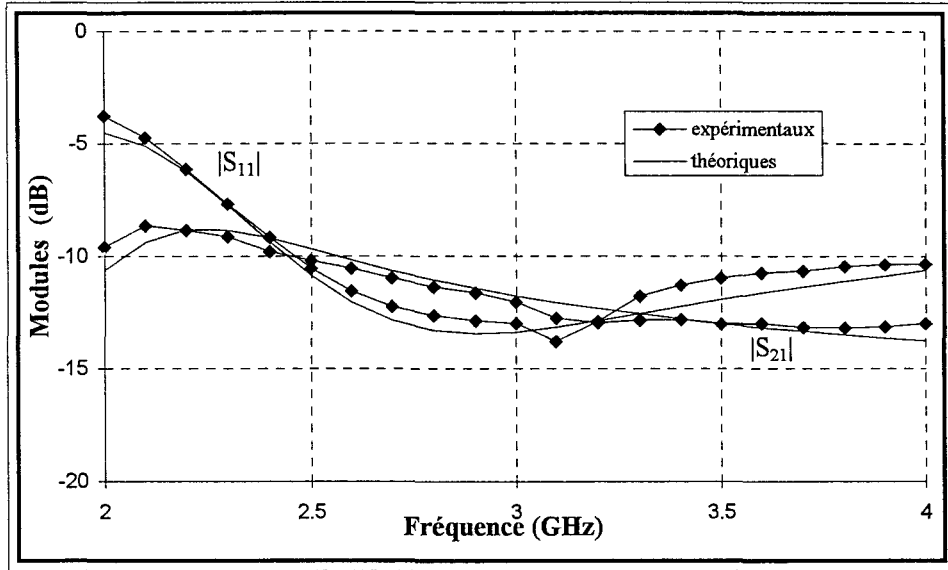
La ligne est le siège de pertes localisées, qui correspondent soit à des plots réalisés à partir d'un matériau résistif [13], soit à des résistances CMS [26-27], insérées sur la ligne. Il est alors nécessaire d'utiliser une méthode de chauffage localisée. Le moyen le plus simple est de faire circuler un courant continu au travers de la résistance qui augmente la température par effet Joule. Pour cela, on utilise deux bias de découplage situés de part et d'autre de la résistance considérée et réalisés sur le même substrat (figure 2.1).

Les lignes microrubans sont réalisées sur un substrat en RT/DUROID 6010 possédant les caractéristiques suivantes :

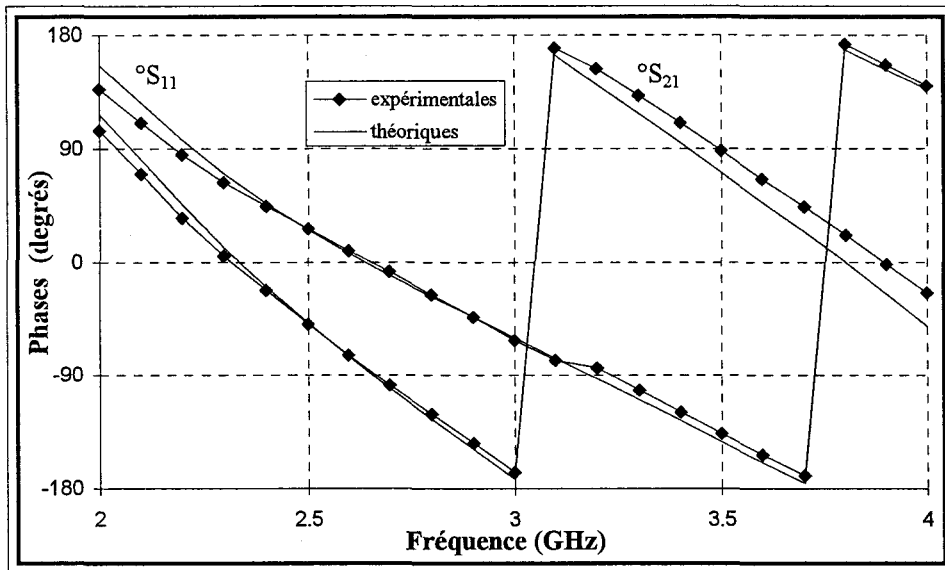
- Permittivité du substrat : $\epsilon_r = 10,2$
- Epaisseur du substrat : $h = 1,27 \text{ mm}$
- Epaisseur de la couche métallisée en cuivre : $t = 17,5 \text{ }\mu\text{m}$
- Tangente du facteur de pertes : $\text{tg } \delta = 0,0002$

D'éventuelles pertes parallèles ont ainsi une contribution négligeable comparativement aux pertes séries dues aux résistances insérées sur la ligne.

Afin d'optimiser une ligne dissipative et obtenir un signal radiométrique par corrélation maximal, il faut tenir compte de deux paramètres : les pertes et la longueur de la ligne.



(a)



(b)

Figure 2.2 : Paramètres de répartition de la ligne microruban avec trois résistances identiques de 50Ω

(a) Modules

(b) Phases

Les pertes sont définies par le nombre et la valeur des résistances insérées sur la ligne. Le nombre des résistances est limité par la largeur des bias de découplage : nous pouvons insérer trois résistances sur une longueur d'environ 2,5 cm.

Deux configurations différentes sont étudiées :

- Une ligne avec trois résistances de 50 Ω .
- Une ligne avec trois résistances de 10, 20 et 50 Ω .

Ces valeurs ont été choisies afin de respecter la condition exprimée par la relation (1.58), dans le but d'obtenir un signal radiométrique optimal.

De même, la relation (1.57) concernant la longueur de la ligne est elle aussi vérifiée : la longueur de la ligne, chargée des trois résistances, approche la demi-longueur d'onde guidée.

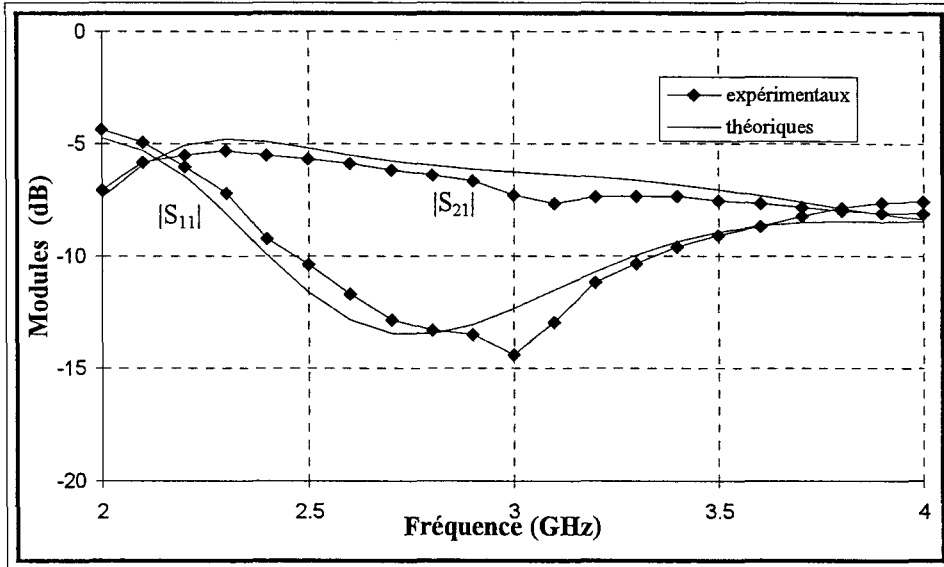
2.3 Modélisation du problème direct

Un problème inverse ne peut être résolu convenablement que si le problème direct correspondant est bien modélisé. Dans notre cas, bien poser le problème direct signifie qu'il est nécessaire de bien connaître localement les caractéristiques électromagnétiques (paramètres de répartition et donc paramètres de couplage) de la ligne microruban utilisée comme transducteur. Pour cela une simulation par CAO des différents éléments s'avère nécessaire.

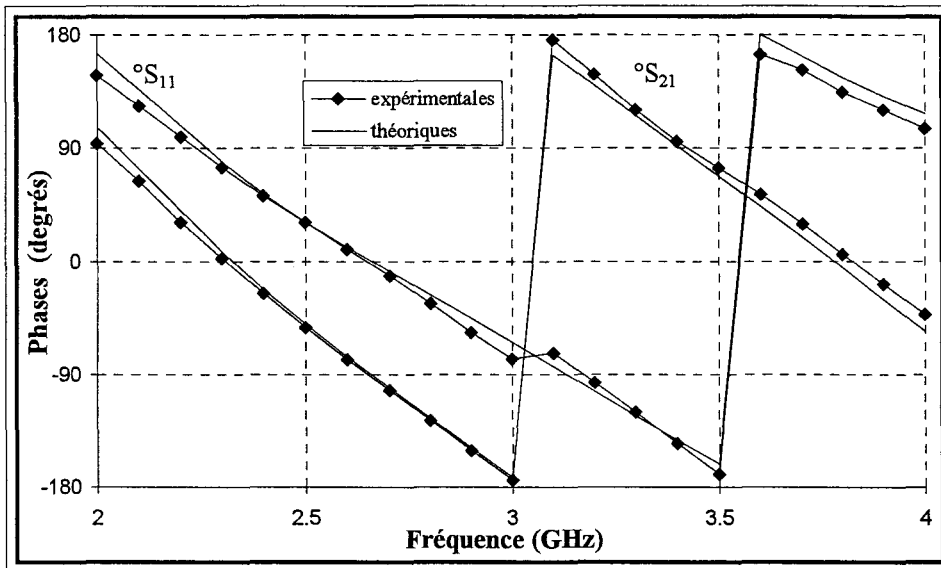
2.3.1 Simulation par CAO

Le même quadripôle est utilisé pour la mesure des paramètres de répartition à l'analyseur de réseaux, ainsi que pour la mesure du signal radiométrique : une ligne microruban rendue dissipative associée à deux connecteurs SMA. La ligne microruban est constituée des classes d'éléments suivants :

- Les résistances
- Les bias de découplage
- Les portions de lignes microrubans proprement dites
- Les condensateurs de liaison



(a)



(b)

Figure 2.3 : Paramètres de répartition de la ligne microruban avec trois résistances différentes (10, 20 et 50 Ω)

(a) Modules

(b) Phases

Nous simulons tous ces éléments ainsi que les connecteurs et les transitions « coaxial-microruban », à l'aide du logiciel de CAO MDS (Microwave Design System) de Hewlett-Packard. Ainsi, le modèle obtenu prend en compte toute la réalité du dispositif sous test.

Pour la simulation des paramètres de répartition des résistances, à défaut de modèle ou de schéma équivalent, nous utilisons des lignes microrubans à conducteur résistif. La valeur de la résistivité est alors choisie de façon à ce que la résistance obtenue sur 1 mm (longueur des résistances CMS) soit égale à 50, 20 ou 10 Ω , suivant le cas. Comme nous pouvons le voir au paragraphe suivant, cette approche est valable, d'autant plus qu'elle permet de tenir compte de la longueur électrique rajoutée par les résistances et de préserver l'information de phase sur les paramètres de répartition globaux.

De manière analogue, les condensateurs de liaison sont simulés par des capacités localisées, en prenant soin cependant, d'inclure un espacement (gap) afin de tenir compte ici aussi de la longueur due au composants.

Les transitions « coaxial-microruban » sont simulées par une longueur de ligne coaxiale correspondant à la transition. La discontinuité due au contact entre la fiche et la ligne microruban est simulée simplement à l'aide d'une capacité localisée.

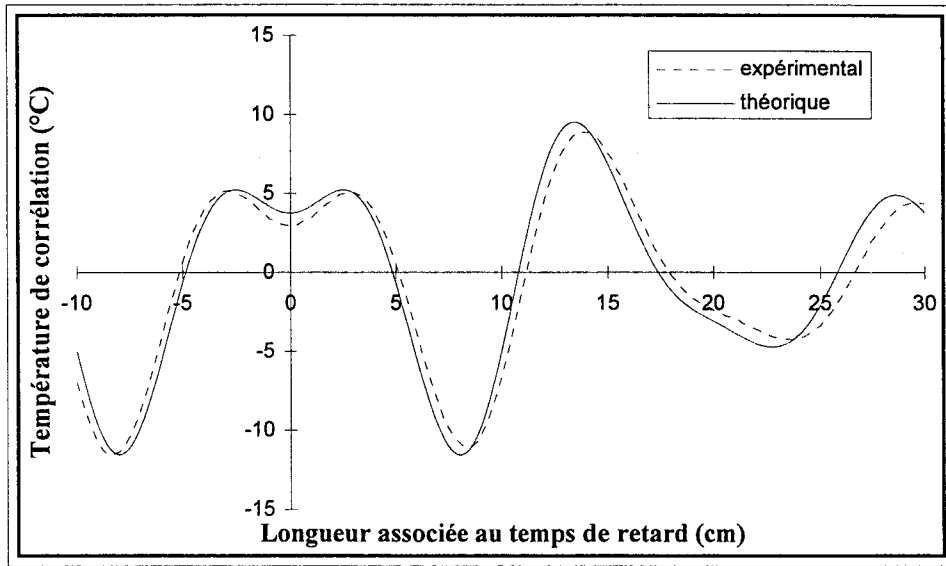
2.3.2 Vérification expérimentale des paramètres de répartition

Une comparaison simulation-expérience est présentée sur les figures 2.2 et 2.3 pour les configurations étudiées.

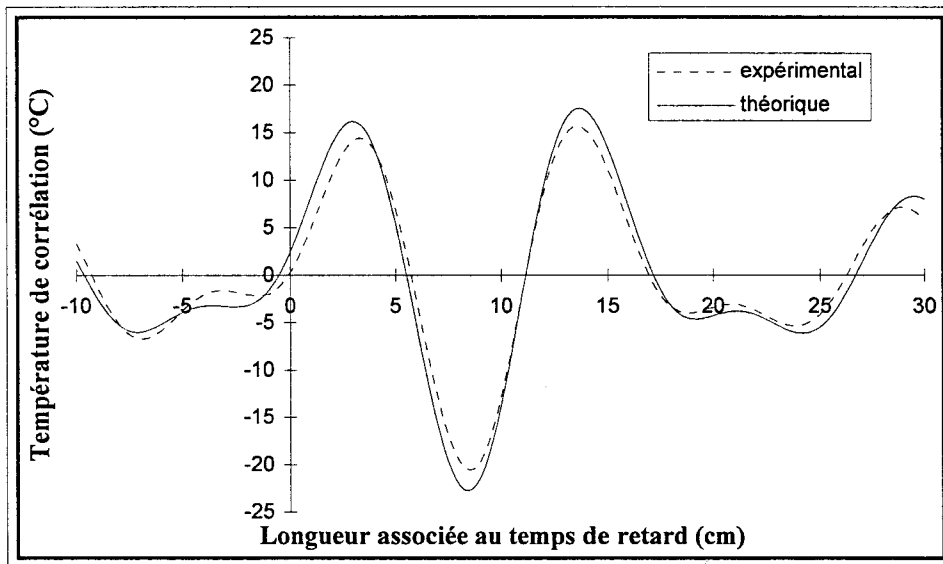
Les paramètres de répartition mesurés avec l'analyseur de réseaux vectoriel HP 8720 sont comparés aux valeurs calculées par le logiciel de CAO MDS.

On note une très bonne concordance théorie-expérience. Les légères différences observées peuvent être attribuées essentiellement à des imperfections dans la modélisation des transitions « coaxial-microruban », et à la position de la discontinuité liée aux résistances par rapport aux bias de découplage.

Néanmoins, il faut avoir à l'esprit que deux lignes ayant des configurations localement différentes peuvent avoir des matrices de répartition globales similaires. En d'autres termes, cette vérification expérimentale est nécessaire mais non suffisante, car on peut se retrouver devant un problème mal posé.



(a)



(b)

Figure 2.4 : Interférogrammes relevés et calculés dans le cas isotherme. Température des charges de référence élevée de 60°C au dessus de l'ambiante
 (a) Cas de la ligne avec trois résistances identiques
 (b) Cas de la ligne avec trois résistances différentes

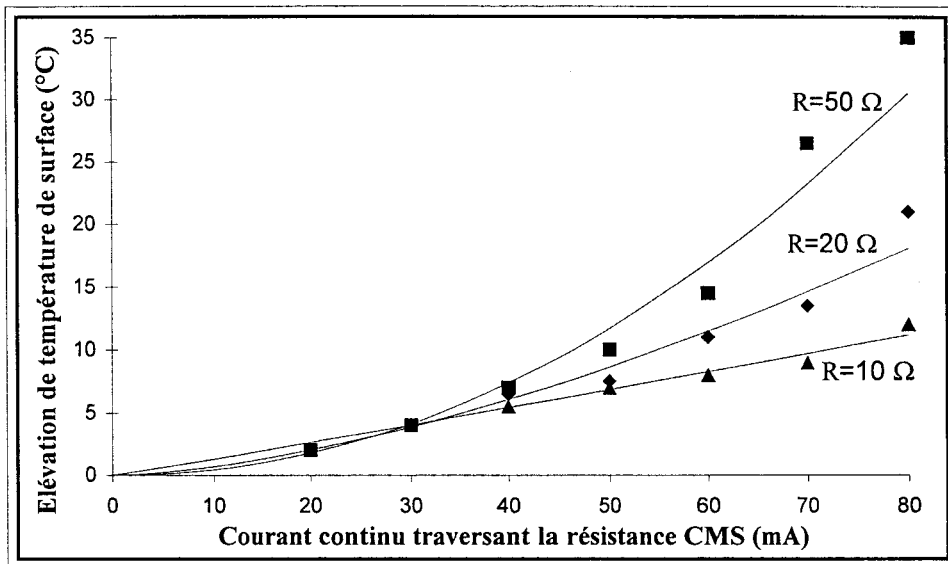


Figure 2.5 : Variation de l'élévation de température de la résistance CMS en fonction du courant qui la traverse (températures de surface relevées par le thermocouple)

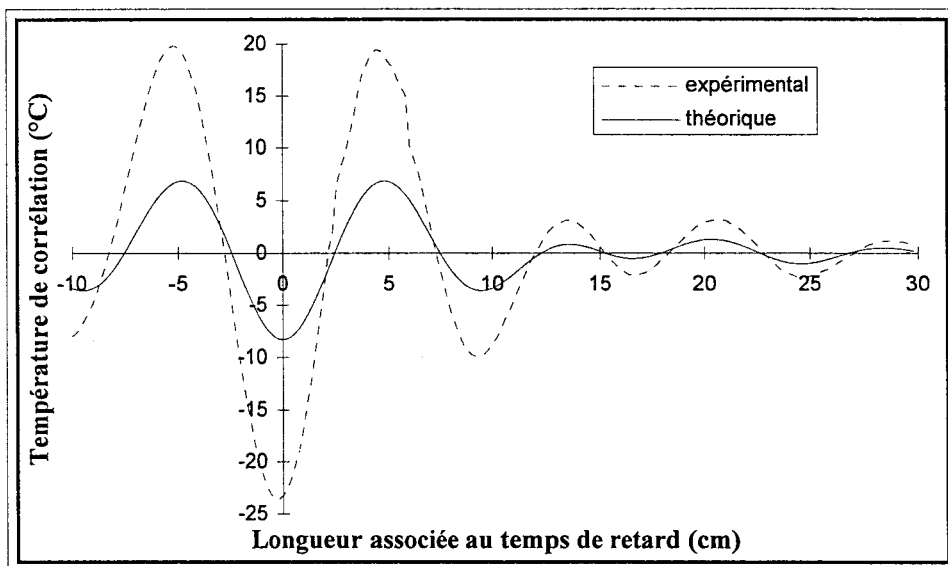


Figure 2.6 : Comparaison théorie-expérience sur un interférogramme (l'interférogramme théorique est calculé à partir des températures relevées par le thermocouple)

Pour le cas qui nous intéresse ici, les éléments discrets et leurs positions respectives sont bien connus, et la modélisation ne pose pas de problèmes particuliers. Mais comme nous le verrons pour le cas des lignes coplanaires, nous ne disposons pas forcément des modèles pour chaque élément discontinu. Dans ce cas, il est important, de procéder à des vérifications théorie-expérience complémentaires sur les interférogrammes, à l'aide de gradients de température bien connus.

2.3.3 Température physique des résistances

Nous présentons en premier lieu, les relevés expérimentaux de la température de corrélation pour les deux lignes considérées dans le cas isotherme, c'est-à-dire pour une température constante le long de la ligne microruban (figures 2.4.a et 2.4.b). Afin de faciliter la mise en œuvre expérimentale, et compte tenu de la relation exprimant la température de corrélation, nous laissons la ligne dissipative à la température ambiante et chauffons les charges de référence du radiomètre, en les insérant dans un cylindre métallique plein, encastré lui-même dans un serpentin chauffant.

Les résistances sont ensuite chauffées suivant plusieurs configurations. Les interférogrammes théoriques sont calculés à partir des paramètres de couplage, déduits eux-mêmes des paramètres de répartition évalués par le logiciel de CAO.

Les températures utilisées pour le calcul des interférogrammes, sont en premier lieu relevées à l'aide d'un thermocouple spécialement conçu pour la mesure de températures de surface. Sur la figure 2.5, on peut voir l'évolution quadratique de cette température de surface des différentes résistances en fonction du courant continu qui les traverse.

L'introduction de ces températures dans la formule de calcul du signal radiométrique, donne des valeurs nettement inférieures à celles déduites du signal radiométrique mesuré (figure 2.6). En effet, pour avoir une mesure correcte, il faudrait insérer le thermocouple au sein même de la résistance afin d'avoir accès à la température du volume occupé par cette dernière, ou bien modéliser par l'équation de la chaleur, le gradient de température créé, en tenant compte des valeurs limites.

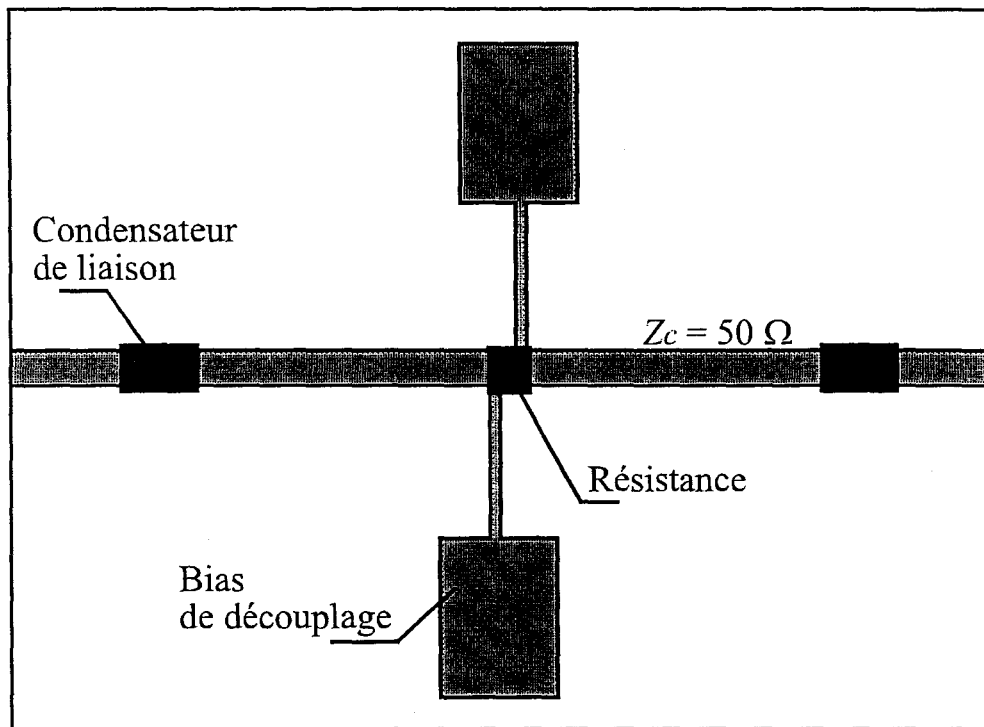


Figure 2.7 : Ligne microruban avec une résistance, utilisée pour l'étalonnage des mesures de température effectuées avec le thermocouple

Dans le but de connaître la vraie valeur de la température de la résistance, nous procédons à l'expérience suivante :

Nous utilisons pour cela une ligne telle que celle représentée sur la figure 2.7. Dans un premier temps, nous chauffons la résistance par le passage d'un courant continu, et nous maintenons les charges de référence du radiomètre à température ambiante. Nous relevons les températures données par le thermocouple, ainsi que les interférogrammes obtenus en sortie du radiomètre, et cela pour différentes valeur du courant de chauffage.

Vu la relation (1.50), le signal radiométrique, peut être exprimé par

$$S_c(\tau) = \Delta T \cdot F(\tau) \quad (2.1)$$

où

- $F(\tau)$ représente la fonction donnant la forme de l'interférogramme.
- ΔT est la différence de température entre la résistance CMS et les charges de référence.

La relation (2.1) est une relation linéaire, la fonction $F(\tau)$ ne dépendant pas de la température. Nous pouvons donc obtenir deux interférogrammes de même forme mais de signe opposé, en imposant une différence de température ΔT puis $-\Delta T$. Dans un cas on chauffe la résistance de la ligne, dans l'autre, les charges de référence. Il est important de noter que dans ce dernier cas, la mesure de température des charges de référence est très précise car le thermocouple et les deux charges sont enveloppés dans un même solide métallique isotherme.

Les interférogrammes obtenus pour les différents écarts de température sont comparés en amplitude aux interférogrammes obtenus par chauffage de la résistance. Cela nous permet de dresser le tableau 2.1, pour la résistance de 50Ω par exemple, donnant les correspondances entre courant de chauffage et température. A titre de comparaison, les températures relevées par le thermocouple à la surface de la résistance, y figurent également.

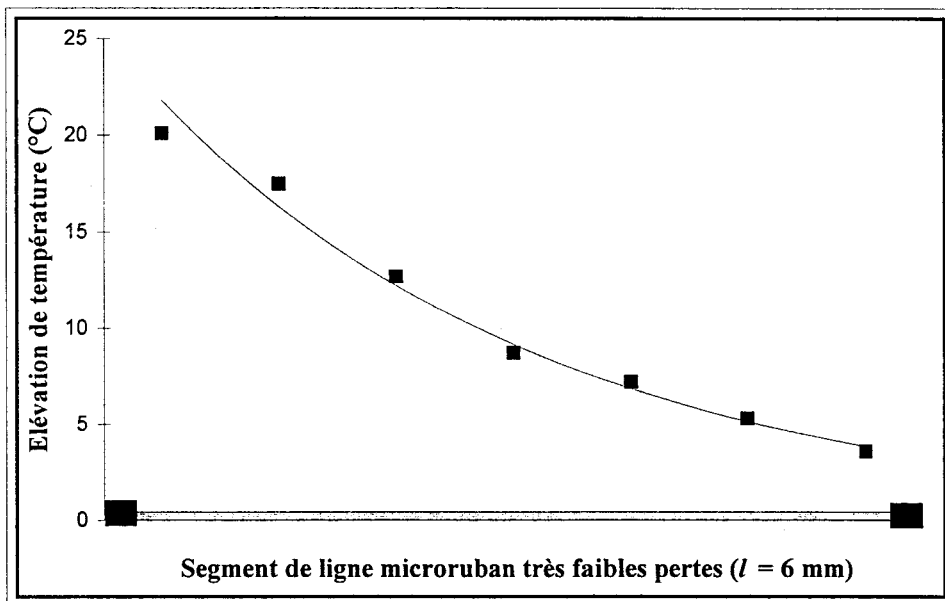


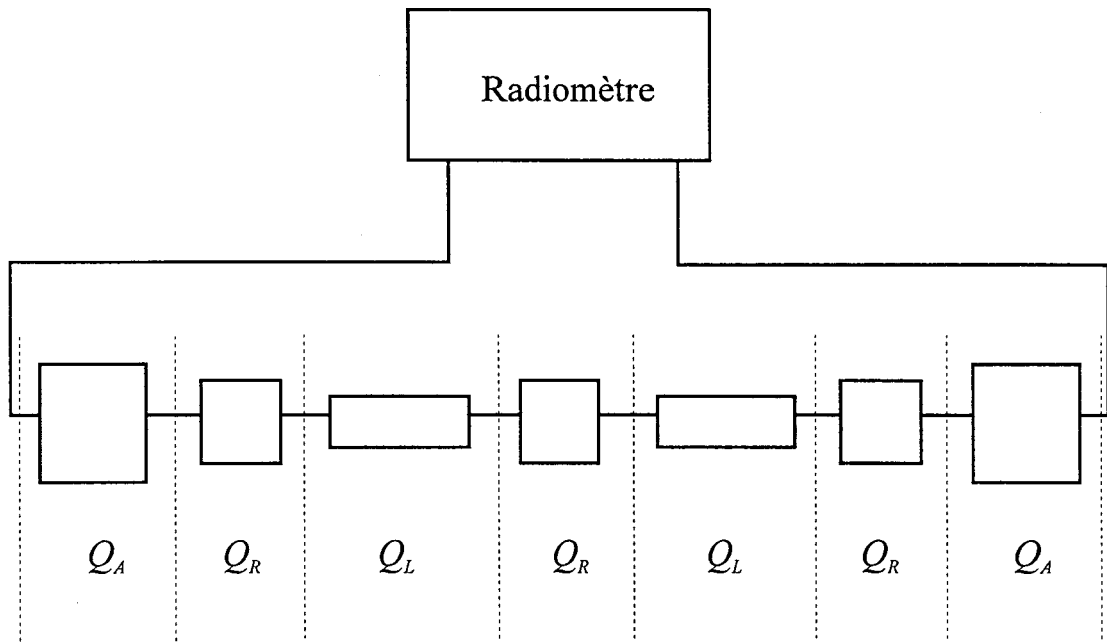
Figure 2.8 : Variation de température le long d'un segment de ligne microruban à très faibles pertes, compris entre deux résistances, dont l'une est chauffée (mesure par thermocouple)

Courant traversant la résistance CMS (mA)	Ecart réel de température (°C)	Ecart relevé par le thermocouple (°C)
20	5	2
30	11	4
40	18	7
50	29	10
60	42	14,5
70	60	19
80	78	26,5
90	101	35

Tableau 2.1 : Correspondance entre le courant traversant une résistance CMS de 50 Ω , et l'élévation de température qui en résulte

Il est à noter qu'il n'existe pas de moyens expérimentaux simples pour avoir accès à la température de telles résistances. La radiométrie microonde présente ici une potentialité d'utilisation qui nous paraît intéressante.

Le thermocouple utilisé nous permet également de relever la température le long de la ligne microruban, et de montrer que les segments de lignes (hors résistances), ne sont pas isothermes (figure 2.8). Mais ces segments très faibles pertes ne participent pratiquement pas au signal radiométrique. Compte tenu des principes de base de la radiométrie, il est évident que la répartition de température le long des segments de lignes microrubans ne peut pas être évaluée.



Q_R : quadripôle dissipatif constitué par une résistance et les deux bias de découplage correspondants

Q_L : quadripôle sans pertes constitué par une portion de ligne microruban

Q_A : quadripôle d'accès constitué par deux portions de ligne microruban, un condensateur et un connecteur SMA

Figure 2.9 : Décomposition de la ligne microruban en plusieurs quadripôles différant par leurs propriétés géométriques et électromagnétiques

2.4 Résolution du problème inverse

Nous pouvons maintenant reconstruire les profils de température à partir des interférogrammes correspondants. En d'autres termes, il s'agit de déterminer la température de chacune des trois résistances insérées sur la ligne. Pour cela, et comme expliqué dans le premier chapitre, nous inversons la relation linéaire (1.65) en utilisant le filtre de Kalman. En effet, nous connaissons, d'une part les paramètres de couplage absolus de la ligne, ou contributions partielles au signal radiométrique pour une élévation en température de 1°C, et d'autre part l'évolution de la température de corrélation en fonction du temps de retard introduit par le radiomètre à corrélation.

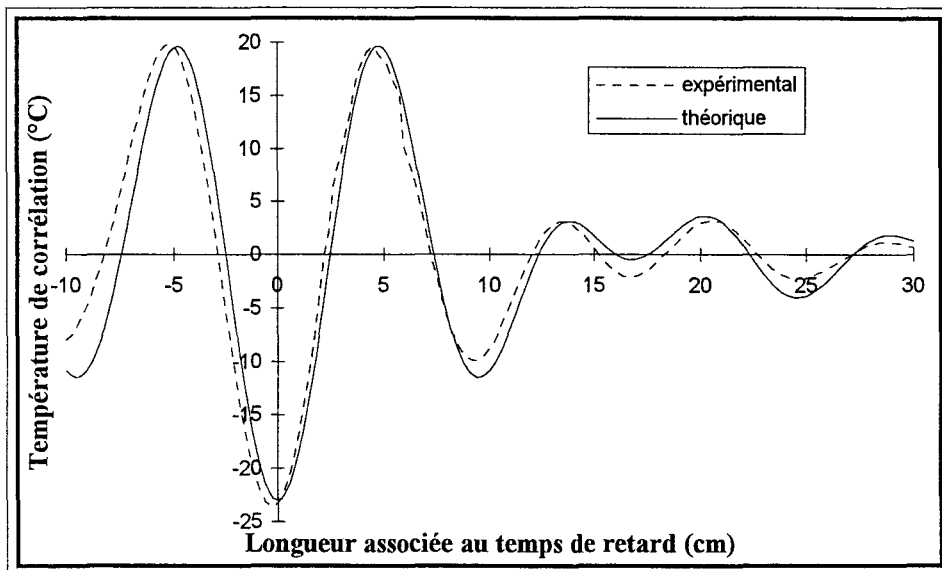
La cellule de mesure est donc décomposée en quadripôles élémentaires ; il est possible, en premier lieu, de procéder à une décomposition par tranches. C'est-à-dire que nous considérons n quadripôles correspondant à n portions de ligne de longueurs égales, par exemple, à la longueur d'une résistance (1 mm). Cela nous conduirait à obtenir des matrices de dimensions assez importantes.

Au vu de l'approximation précédente considérant les portions de lignes microrubans comme étant isothermes et non dissipatives, nous décomposons la cellule de mesure en seulement 7 quadripôles élémentaires, comme indiqué sur la figure 2.9.

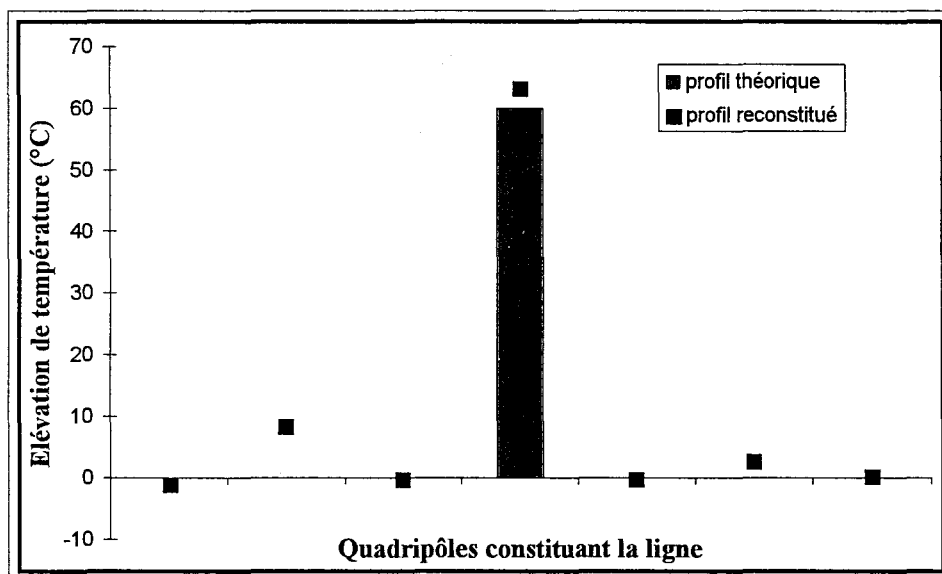
2.4.1 Résultats expérimentaux

Les interférogrammes obtenus sont inversés par filtrage de Kalman, connaissant les coefficients de couplage relatifs aux 7 quadripôles élémentaires. Chaque interférogramme est un vecteur dont les éléments correspondent aux différentes valeurs de la température de corrélation en fonction du temps de retard. Nous considérons 201 valeurs du temps de retard qui correspondront à 201 itérations.

Les conditions initiales du filtre n'étant pas connues, elles sont choisies arbitrairement. Nous discutons ultérieurement de ce point. Un exemple, exposé au paragraphe suivant, montre l'importance d'une connaissance à priori de l'état du système, quand se présente un problème d'ambiguïté. On suppose pour cela que nous sommes dans le cas d'une variable gaussienne, de moyenne nulle (système isotherme) et de covariance unitaire, définissant l'erreur commise sur

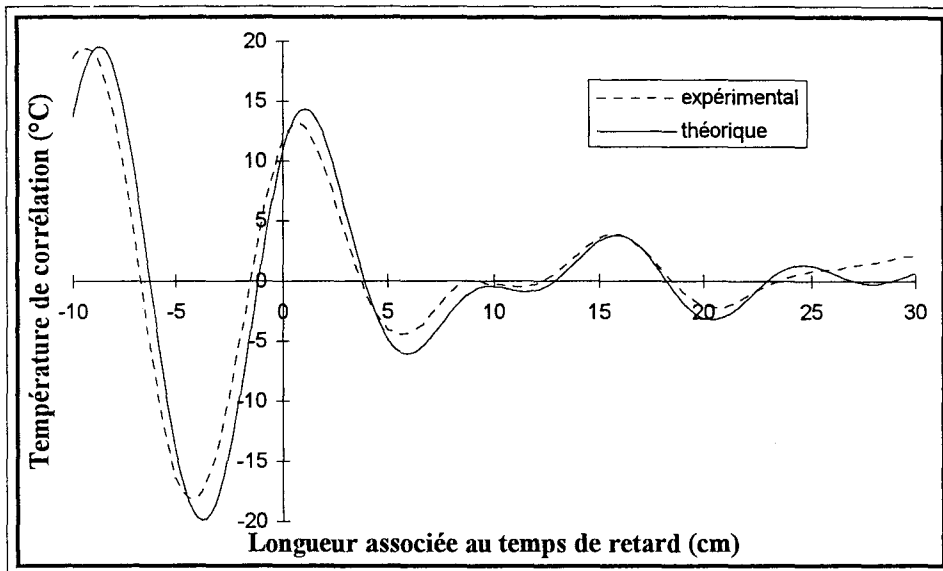


(a)

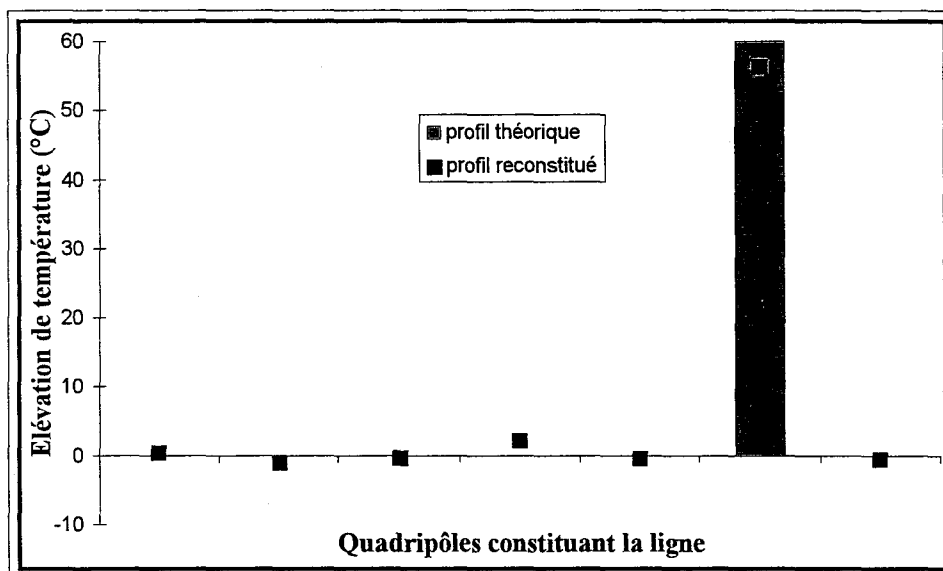


(b)

Figure 2.10 : Cas d'une ligne microruban composée de 3 résistances identiques.
 Chauffage de la résistance centrale (2)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

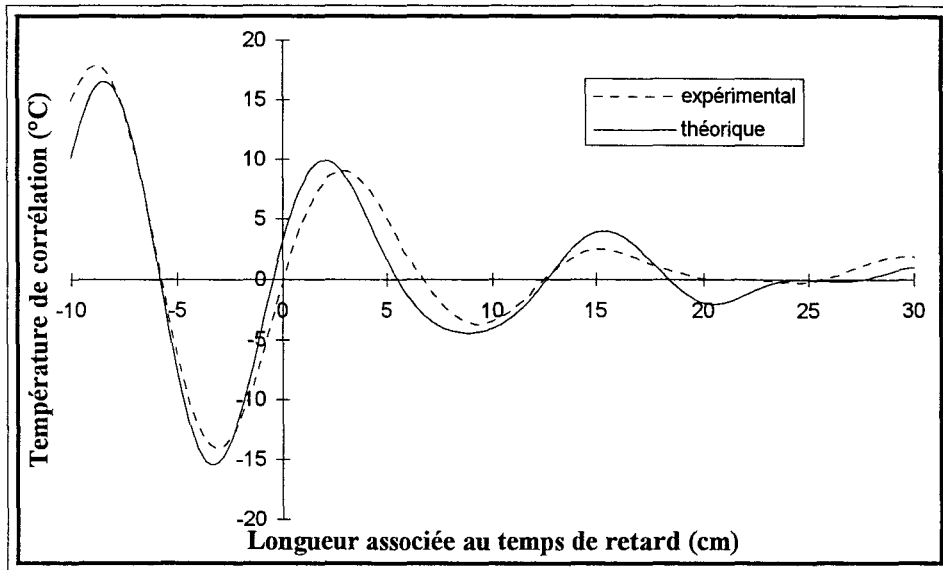


(a)

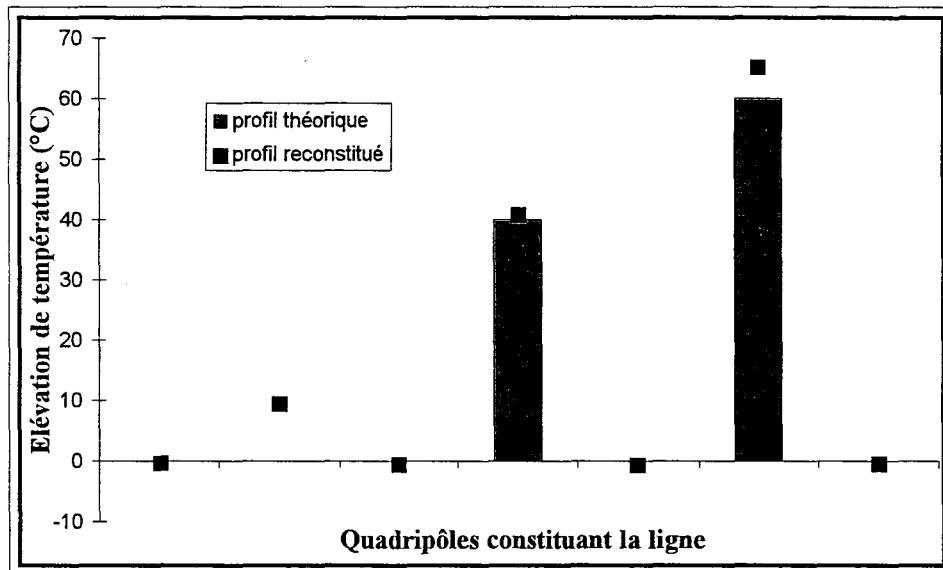


(b)

Figure 2.11 : Cas d'une ligne microruban composée de 3 résistances identiques.
 Chauffage d'une résistance excentrée (3)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température



(a)



(b)

Figure 2.12 : Cas d'une ligne microruban composée de 3 résistances identiques.
 Chauffage dissymétrique de deux résistances voisines (2 et 3)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

l'estimation de la distribution en température le long de la ligne. Nous avons donc :

$$\Delta \hat{T}_{0|0} = 0 \quad (2.2)$$

et

$$P_{0|0} = I \quad (2.2)$$

Nous allons maintenant présenter plusieurs exemples de reconstitutions de points chauds.

2.4.1.1 Résultats obtenus sur des résistances identiques

a. Echauffement de la résistance centrale

Nous élevons la température de la résistance de 60°C au dessus de la température ambiante, à l'aide du dispositif décrit précédemment. L'enregistrement de l'interférogramme donné figure 2.10.a, montre qu'il est symétrique, avec une valeur centrale négative, comme prévu. L'interférogramme calculé à partir d'un profil de température idéal est très proche de la réalité.

La figure 2.10.b montre une excellente reconstruction du profil, avec une température maximale de 63°C.

b. Echauffement d'une résistance excentrée

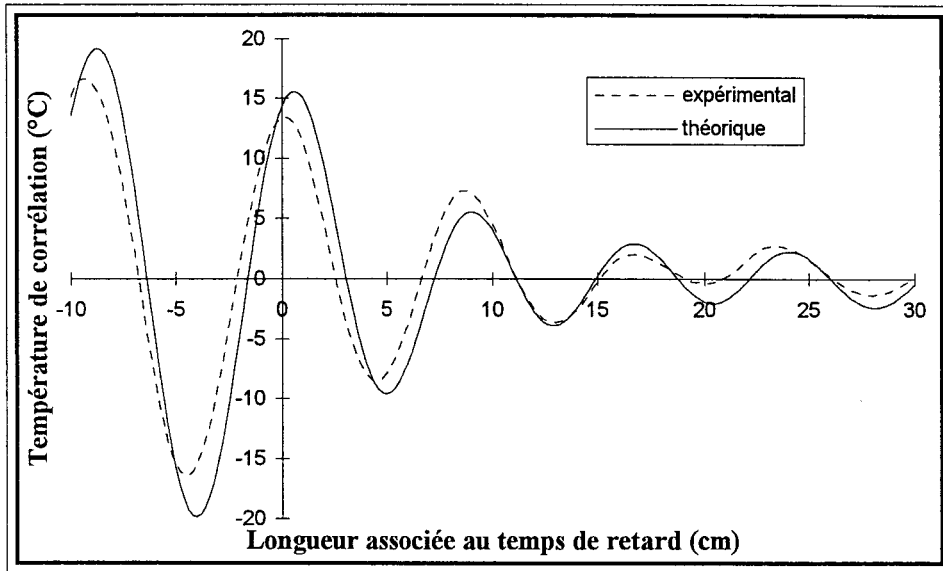
Nous échauffons maintenant une résistance excentrée dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment (figure 2.11). L'interférogramme obtenu est, par conséquent, décentré, les deux lobes secondaires ne sont plus symétriques.

L'estimation de la température du point chaud donne une valeur proche de 60°C à la bonne position.

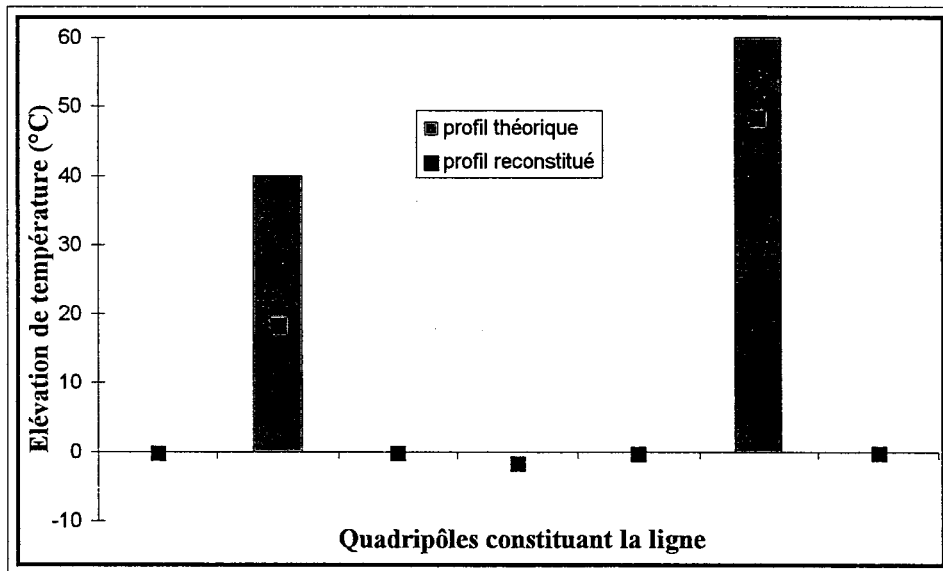
c. Deux résistances chauffées différemment

Les figures 2.12 et 2.13 correspondent au chauffage dissymétrique de deux résistances.

Tout d'abord, le chauffage à 40°C et 60°C respectivement des résistances (2) et (3), donne l'interférogramme de la figure 2.12.a. La comparaison de cet interférogramme avec

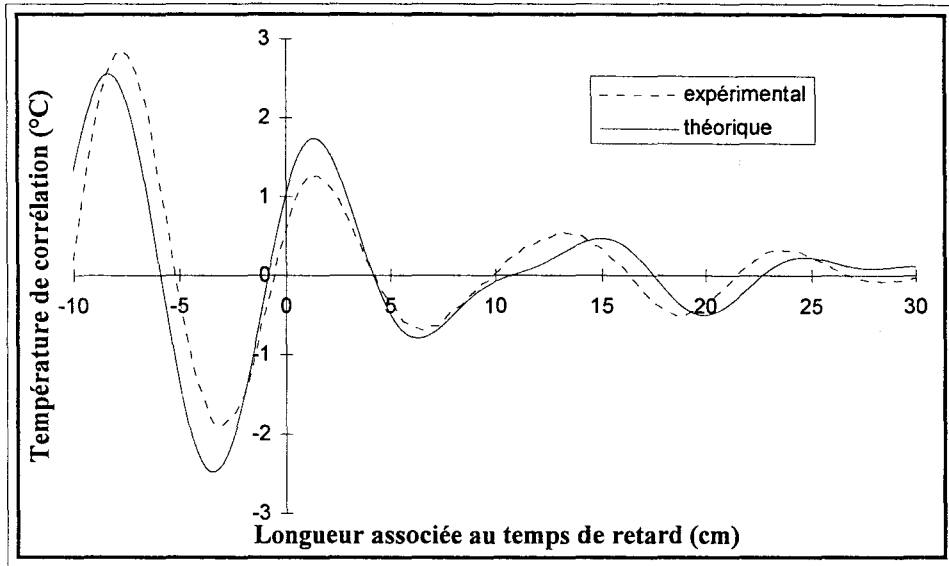


(a)

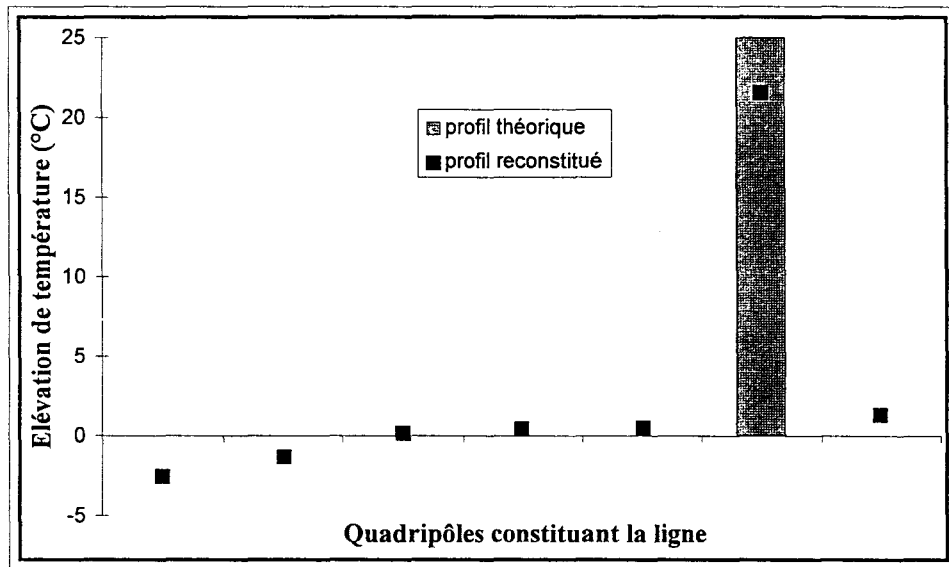


(b)

Figure 2.13 : Cas d'une ligne microruban composée de 3 résistances identiques.
 Chauffage dissymétrique des deux résistances extrêmes (1 et 3)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

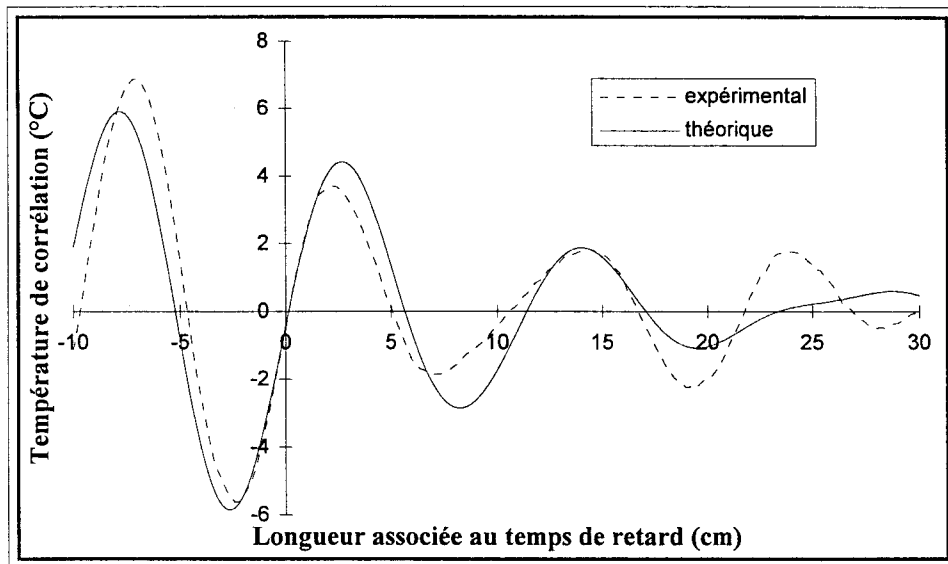


(a)

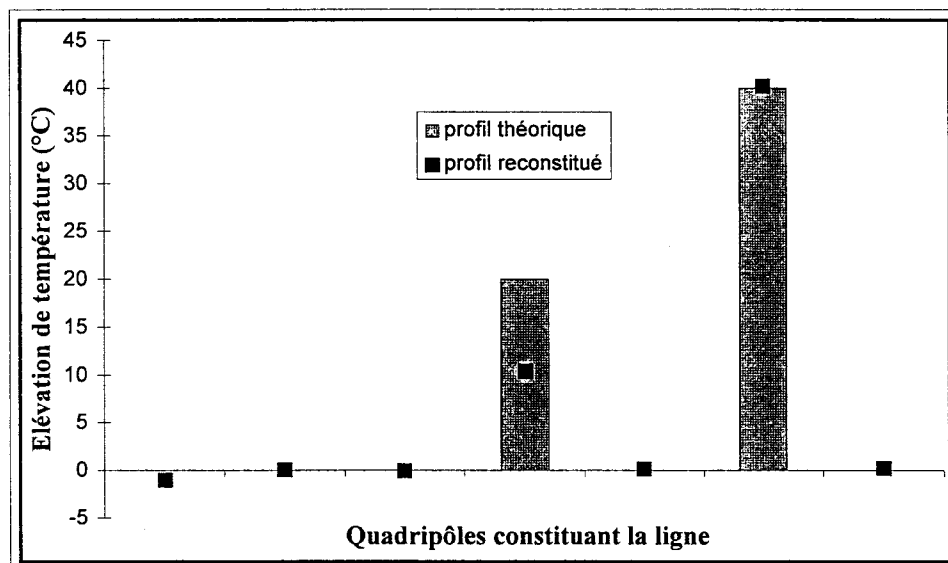


(b)

Figure 2.14 : Cas d'une ligne microruban composée de 3 résistances différentes. Chauffage dissymétrique d'une résistance excentrée (10Ω)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température



(a)



(b)

Figure 2.15 : Cas d'une ligne microruban composée de 3 résistances différentes. Chauffage dissymétrique de deux résistances voisines (20 et 10 Ω)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

celui de la figure 2.11.a, montre une ressemblance frappante malgré un profil de température très différent.

Cet exemple montre la puissance du filtre de Kalman pour l'interprétation de résultats radiométriques. L'analyse statistique des données globales de la mesure conduit à des valeurs estimées tout à fait satisfaisantes, 41 et 65°C respectivement.

Le cas de la figure 2.13.a est plus problématique. La reconstruction du profil de température laisse apparaître des différences non négligeables. Ce cas suggère qu'il existe au niveau du plot central, une ambiguïté sur la température. Ce fait sera discuté dans le paragraphe suivant concernant les conditions initiales à fixer pour le filtre.

Ces résultats confirment ceux obtenus par Ph.Waro [13] sur des lignes microrubans présentant des plots résistifs implantés qui considèrent que les lignes dissipatives sont à constante répartie. Notre travail est différent car il a pour but d'améliorer la résolution spatiale de la thermométrie en décomposant la ligne en quadripôles élémentaires.

2.4.1.2 Résultats obtenus avec des résistances de valeurs différentes

La méthode utilisée concerne maintenant une situation plus complexe que [13] :

La ligne utilisée est celle représentée sur la figure 2.1. Dans la situation étudiée, les résistances implantées ont pour valeur 50, 20 et 10 Ω .

a. Cas d'une résistance excentrée

Nous échauffons la résistance de 10 Ω , excentrée, 25°C au dessus de la température ambiante. L'interférogramme obtenu est, bien évidemment, décentré (figure 2.14.a), les deux lobes secondaires étant dissymétriques. L'amplitude de la température de corrélation est nettement plus faible que dans les interférogrammes précédents, car la résistance de 10 Ω , fournit un signal radiométrique plus faible que la résistance de 50 Ω .

L'estimation de la température du point chaud donne une valeur proche de 25°C (figure 2.14.b). Nous discutons, au paragraphe suivant, des précisions obtenues en températures pour chaque cas.

b. Deux résistances chauffées différemment

La figure 2.15 correspond au cas où deux résistances de 20 et 10 Ω , sont chauffées respectivement à 20 et 40°C. Nous notons la ressemblance entre l'interférogramme obtenu (figure 2.15.a) et celui de la figure 2.14.a.

Cet exemple montre aussi qu'il est nécessaire de faire une analyse statistique des données radiométriques de manière globale, tel que le fait le filtre de Kalman. Nous pouvons cependant constater un problème au niveau de l'estimation de l'élévation en température de la résistance centrale de 20 Ω .

2.4.3 Limites de résolution

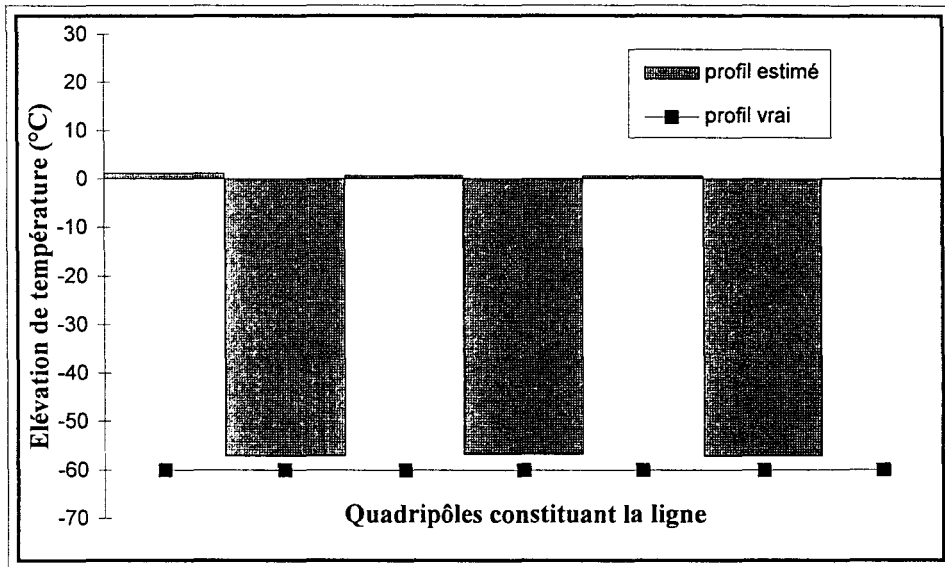
Il semble judicieux à ce niveau d'aborder le problème de résolution sur une ligne considérée comme homogène. En effet, on peut remarquer que le procédé permet de reconstituer des points chauds larges d'un millimètre correspondant à la longueur des résistances CMS, mais il serait erroné d'en conclure que la résolution spatiale du procédé est de 1 mm

Nous verrons dans les troisième et quatrième chapitres, que notre radiomètre, n'est pas capable d'atteindre une telle résolution : en effet, en fonction du principe même de la radiométrie, seules les résistances contribuent au signal radiométrique.

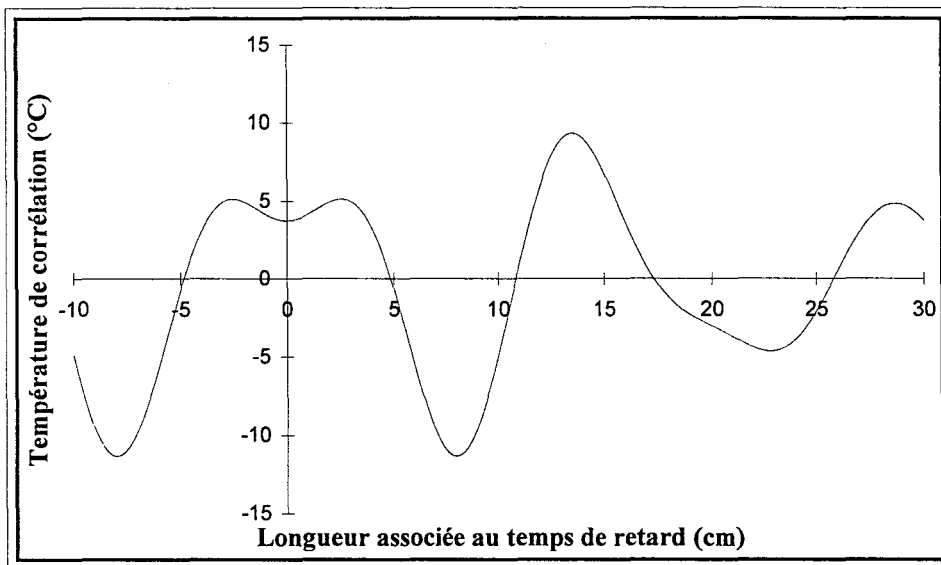
En fait, nous montrerons au quatrième chapitre que la résolution dépend des différents paramètres qui entrent en jeu, tels que les pertes et la longueur de la ligne, la largeur du point chaud considéré et sa température.

2.4.4 Interprétation des données radiométriques sur des milieux à très faibles pertes

Il est important de préciser, que l'inversion des données radiométriques sur des lignes où la répartition des pertes n'est pas homogène, entraîne des erreurs d'estimation. Ce problème est évidemment rencontré dans le cas des lignes étudiées dans ce chapitre, d'autant plus que les différences de pertes entre les éléments de la lignes sont très grandes. En effet, les résistances CMS constituent des quadripôles fortement dissipatifs, et les segments de lignes microrubans sont pratiquement sans pertes.



(a)



(b)

Figure 2.16 : Estimation de la température de quadripôles très faibles pertes

(a) Reconstitution d'un profil isotherme

(b) Interférogramme recalculé à partir du profil estimé

En fait, le principe même de la mesure radiométrique fait que seules les résistances participent au signal radiométrique global. Lors de l'inversion des données, les contributions des zones pratiquement sans pertes ne peuvent être prises en compte. C'est pourquoi il n'est pas possible d'estimer les température des segment microrubans par le filtre de Kalman.

Dans ce contexte, nous mettons ici en évidence les limitations de notre procédé dans le cas où la ligne avec trois résistances de 50Ω est isotherme, à température ambiante. Les charges de référence du radiomètre sont chauffées de manière à obtenir un écart de température $\Delta T = T_{\text{ligne}} - T_0 = -60^\circ\text{C}$.

Nous prenons comme conditions initiales du filtre de Kalman, une différence de température égale à 0°C sur toute la ligne. La figure 2.16.a montre la reconstitution du profil de température à partir de l'interférogramme de la figure 2.4.a. Nous pouvons alors constater que l'inversion ne permet pas d'estimer la température des segments microrubans ce qui était prévisible. Techniquement, le filtre n'a pas besoin d'ajuster la température des segments de ligne qui présentent des pertes très faibles, afin de converger vers un profil de température donnant le même interférogramme que celui qui a été inversé.

La figure 2.16.b représente l'interférogramme calculé à partir du profil obtenu par inversion. Il semble être identique à l'interférogramme de la figure 2.4.a.

Finalement, lorsque l'on parle de reconstruction de profil de température le long des lignes considérées dans ce chapitre, il s'agit uniquement de retrouver l'élévation de température des résistances : cela reste en accord avec le principe de la mesure radiométrique.

2.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre, que la détermination quantitative de la température de points chauds est possible avec en général une bonne résolution en température (de l'ordre de quelques pour-cent). On peut noter que cette résolution est d'autant plus fine que la discontinuité est importante.

Nous avons vu que l'interprétation des données ne peut se faire qu'en connaissant les paramètres de couplage, liant température radiométrique et température physique, et qui dépendent de la position des quadripôles élémentaires et de la connaissance de leurs paramètres de répartition S_{ij} respectifs.

Nous avons mis au point une méthode thermométrique originale destinée à la mesure de température interne d'une résistance, non accessible aux thermocouples. Dans ce but, nous comparons les signaux radiométriques obtenus lorsqu'on chauffe soit cette résistance, soit les charges de référence du radiomètre.

La ressemblance forte des interférogrammes pour certaines configurations géométriques de points chauds, et un rapport signal sur bruit relativement faible, oblige à utiliser une technique de résolution de problèmes inverses stochastiques. Le filtrage de Kalman est bien adapté à notre problème.

Finalement, nous avons montré que lors de la reconstruction d'un profil de température sur un système passif complexe (constitué d'éléments dissipatifs et d'éléments non dissipatifs), seuls les résultats concernant les éléments dissipatifs peuvent être pris en compte, car ces derniers sont les seuls à contribuer au signal radiométrique global.

CHAPITRE 3

Quadripôles dissipatifs à pertes réparties

3.1 Introduction

L'étude du second chapitre a permis de montrer la validité de l'expression générale de la température de corrélation, ainsi que la possibilité de reconstruire un profil de température dans le cas de quadripôles dissipatifs présentant des discontinuités et des pertes discrètes.

Dans ce troisième chapitre, nous nous intéressons aux quadripôles dissipatifs présentant également des discontinuités, mais ayant des pertes réparties c'est-à-dire homogènes le long de la ligne. Cependant, cette ligne peut présenter des discontinuités géométriques, telles que des coudes ou des sauts en largeur.

Pour cette étude, nous utilisons les guides d'ondes coplanaires. Comme nous le montrons plus loin, les pertes métalliques dans ce type de ligne de transmission, peuvent être ajustées sur une gamme beaucoup plus large que sur les lignes microrubans. De plus, le guide d'ondes coplanaire présente plusieurs avantages d'un point de vue radiométrique, notamment une bonne accessibilité aux flux thermiques concernés par le procédé thermométrique.

Dans un premier temps, nous présentons les résultats concernant des lignes coplanaires dissipatives sans discontinuités. En effet, ce type de ligne n'ayant jamais été étudié en radiométrie au sein du laboratoire, il est préférable de commencer par traiter le cas où cette

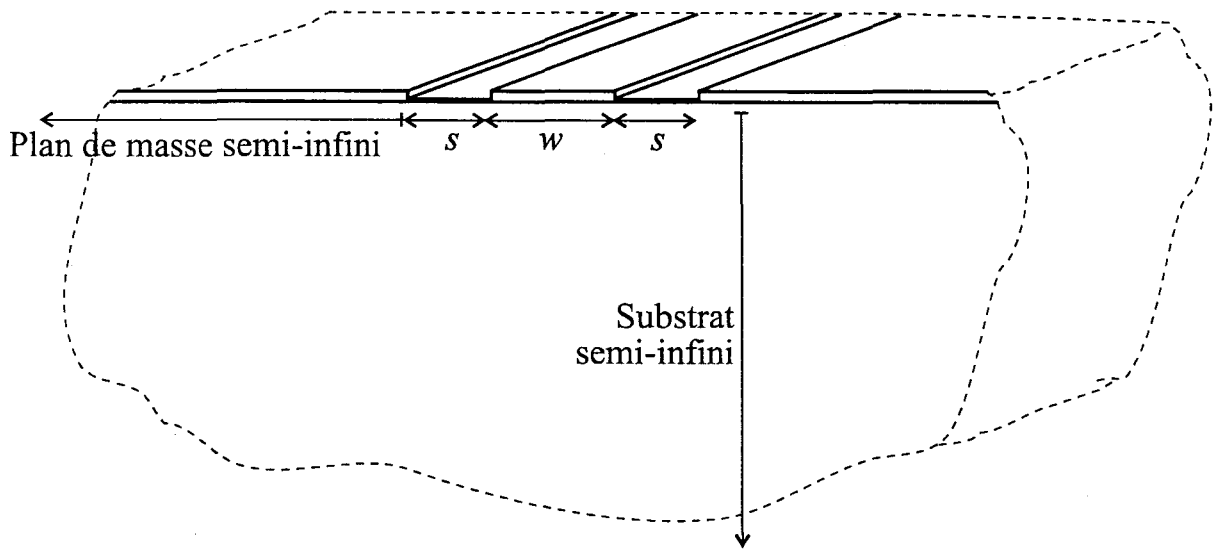


Figure 3.1 : Coupe transversale d'un guide d'onde coplanaire

ligne est homogène. Cela nous permet de valider notre modèle sur un nouveau cas simple de quadripôle dissipatif avant de passer à l'étude de cas plus complexes, tels que des lignes en méandres.

L'intérêt des lignes en méandres est de couvrir une surface, et donc de permettre de reconstruire un profil de température en deux dimensions. Nous traitons ici, des guides d'ondes coplanaires présentant un ou plusieurs coudes afin d'étudier la faisabilité d'un microcapteur thermométrique à deux dimensions, basé sur la radiométrie microonde par corrélation.

3.2 Choix de la ligne coplanaire dissipative

Nous avons vu au premier chapitre, que les pertes d'une ligne dissipative doivent être modérées afin d'obtenir un signal radiométrique significatif. En effet, des pertes importantes atténuent considérablement le signal d'origine thermique, alors que des faibles pertes impliquent l'émission d'un signal généralement trop faible pour être exploité. Il faut de plus savoir que l'amplitude du signal radiométrique dépend également du coefficient de réflexion présenté par la ligne à ses deux accès. Dans le cas d'une ligne isotherme, le signal augmente avec le coefficient de réflexion. Dans le cas contraire, et afin de n'être sensible qu'aux gradients thermiques, la ligne doit être relativement bien adaptée [13].

Pour un guide d'ondes coplanaire, le rapport de forme qui détermine l'impédance caractéristique et donc le coefficient de réflexion, est défini comme étant le rapport entre la largeur du ruban central et la distance séparant les deux plans de masse (figure 3.1) :

$$k = \frac{w}{w + 2s} \quad (3.1)$$

k dépend de l'impédance caractéristique de la ligne de transmission et de la permittivité relative du substrat. Notons que nous considérons ici, le cas d'un guide d'ondes coplanaire où le substrat et les plans de masse sont semi-infinis (configuration définie par Wen [28], voir figure 3.1).

Cette approximation reste valable si les largeurs de ruban et de fentes peuvent être négligées devant la largeur des plans de masse et l'épaisseur du substrat. On montre en effet, que l'erreur sur la permittivité relative effective reste inférieure à 4 % quand le rapport de

l'épaisseur du substrat à la largeur de fente est supérieur à 3, pour une ligne avec un rapport de forme égal à 0,5 et une permittivité relative de 10 [29]. Cependant, si cette condition n'est pas vérifiée, des formules de correction permettent d'obtenir le rapport de forme en fonction de la largeur des plans de masse et de l'épaisseur du substrat [30].

Dans notre cas, la ligne coplanaire doit être sensible aux gradients thermiques. Nous procédons alors de la manière suivante :

- Les largeurs de ruban et de fentes sont ajustées de façon à obtenir une impédance caractéristique de ligne sans pertes de 50Ω .
- L'épaisseur de métallisation est telle que la résistance linéique du ruban central corresponde à une atténuation vérifiant la relation (1.58).

Toutes les lignes coplanaires, évoquées dans ce chapitre, ont été réalisées sur des substrats d'alumine dont les caractéristiques sont :

- Permittivité relative du substrat : $\epsilon_r = 9,6$
- Epaisseur du substrat : $h = 635 \mu\text{m}$
- Rugosité : $R < 0,5 \text{ nm}$
- Tangente de l'angle de pertes : $\text{tg } \delta = 0.0001$

La métallisation est effectuée en salle blanche à la centrale de technologie de l'IEMN. En premier lieu, une couche de titane est déposée sur l'alumine en tant que couche d'accrochage (de l'ordre de $0,05 \mu\text{m}$). Une épaisseur d'or de $0,1 \mu\text{m}$ est alors déposée.

D'une part, la résistivité de l'or ($2,35 \mu\Omega\text{cm}$) est nettement plus faible que celle du titane ($42,0 \mu\Omega\text{cm}$), et les deux conducteurs sont en parallèle. D'autre part, les épaisseurs de métallisation mises en jeu sont petites devant l'épaisseur de peau qui est proche de $1,5 \mu\text{m}$ à 3 GHz. En conséquence, nous pouvons considérer le conducteur central comme étant constitué d'or exclusivement.

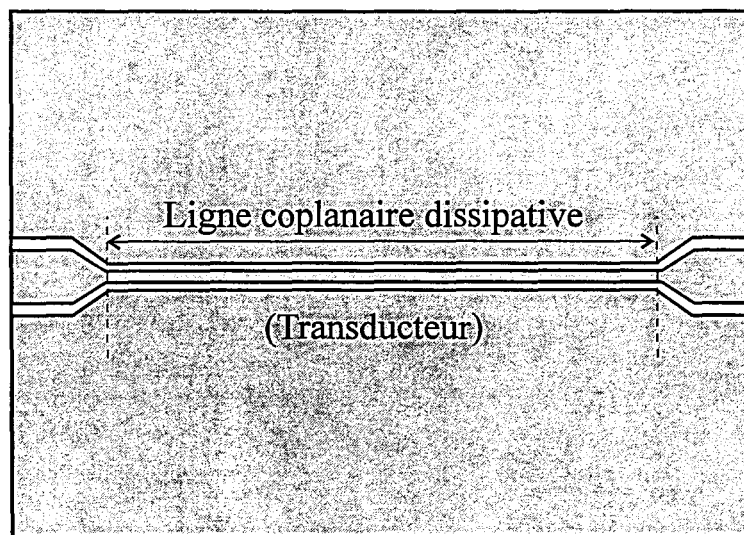


Figure 3.2 : Ligne coplanaire dissipative dont la partie sensible ne présente aucune discontinuité

3.3 Lignes dissipatives sans discontinuités

Le laboratoire a acquis une large expérience dans le domaine de la radiométrie microonde par corrélation, dans le cas d'un quadripôle dissipatif relié aux entrées du corrélateur.

Les lignes coplanaires dissipatives réalisées sont similaires à celle représentée sur la figure 3.2. La largeur du ruban central est telle qu'il est impossible d'utiliser des connecteurs classiques. Nous devons donc élargir la ligne au niveau de ses accès. Nous utilisons pour cela des « tapers ». L'élargissement aux niveaux des deux accès permet alors d'utiliser des connecteurs de type SMA avec une fiche présentant un diamètre égal à 250 μm .

Remarquons que des discontinuités existent, notamment à cause de la variation de la largeur de la ligne ainsi qu'au niveau des transitions guide d'ondes coplanaire-ligne de transmission coaxiale. Cependant la partie qui nous intéresse et qui joue le rôle de transducteur, c'est à dire la ligne dissipative proprement dite, ne présente aucune discontinuité. Par ailleurs, les élévations de température que nous imposons sont générées uniquement sur cette partie de la ligne.

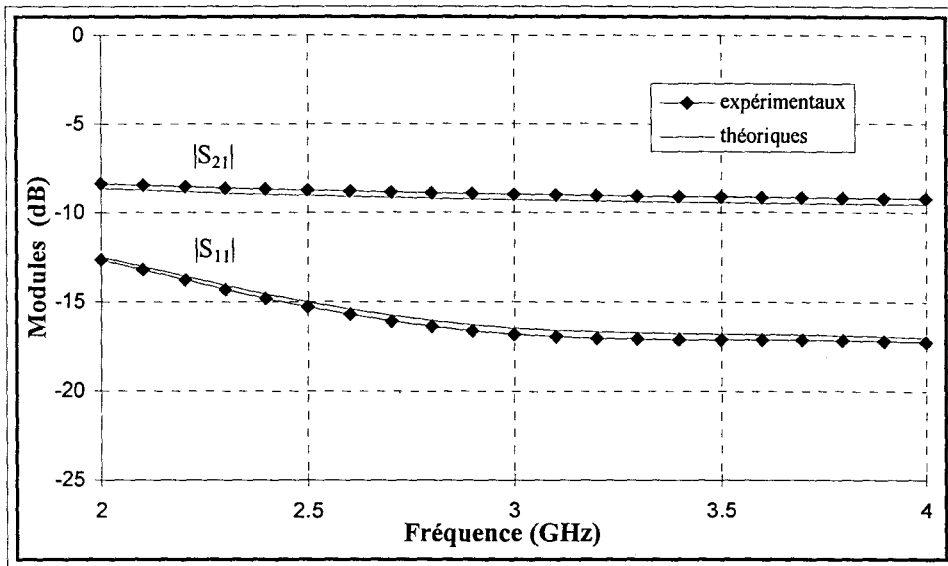
Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons à la reconstruction de deux types de profils de température bien distincts :

- Les profils de température à variation continue ; dans notre cas, des gradients linéaires
- Les élévations locales de la température en certains points de la ligne dissipative, que nous appellerons dans la suite points chauds, bien que cela désigne des zones non ponctuelles, larges d'un ou plusieurs millimètres.

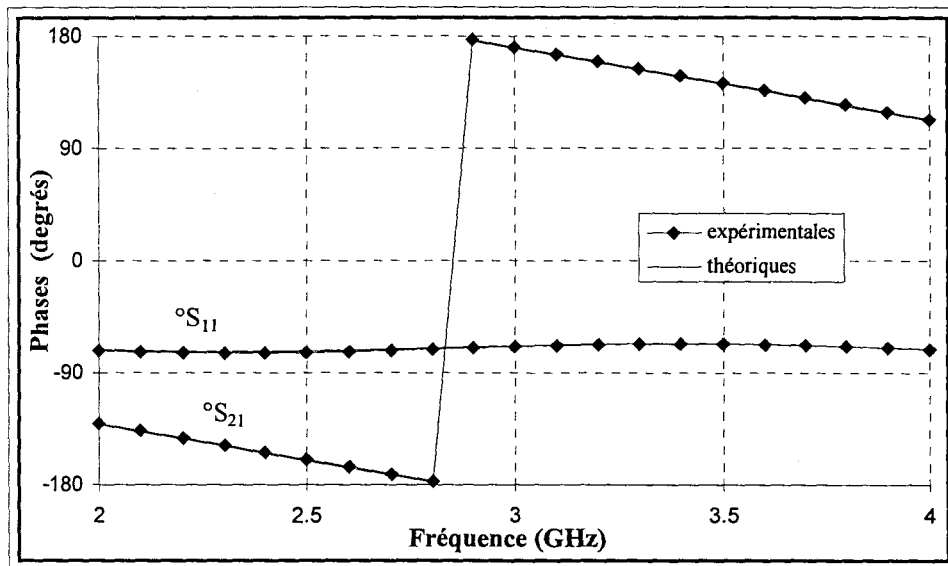
Comme nous le verrons par la suite, le deuxième type de profil est difficilement réalisable en pratique, car il implique des variations de température brutales et impose des choix de matériaux plus appropriés ; cela ne fait cependant pas partie de cette étude.

3.3.1 Simulation par CAO et vérifications expérimentales

Nous utilisons le logiciel de CAO MDS, afin de simuler les différentes lignes coplanaires. Notons que nous décomposons chaque ligne en un certain nombre de quadripôles élémentaires et identiques (concernant la partie de la ligne jouant le rôle de transducteur).



(a)

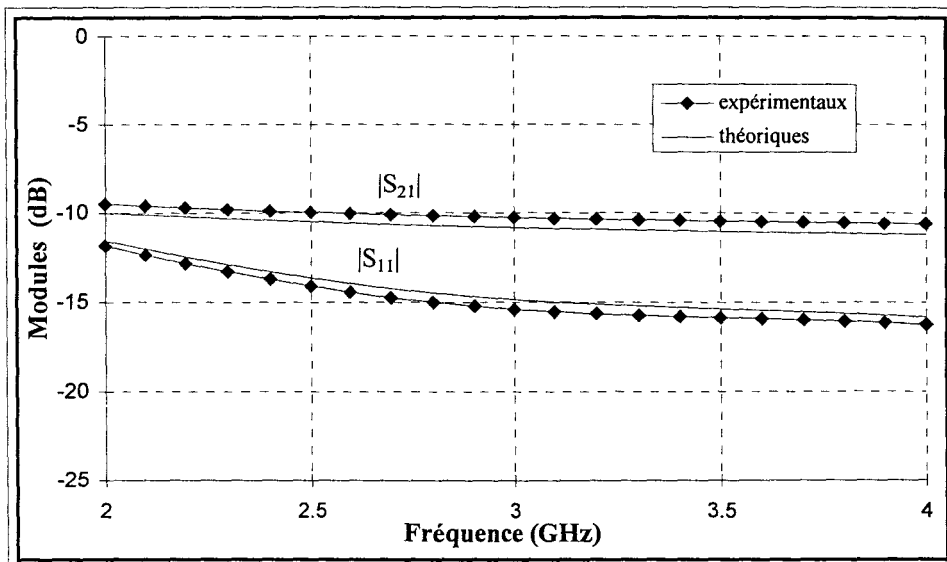


(b)

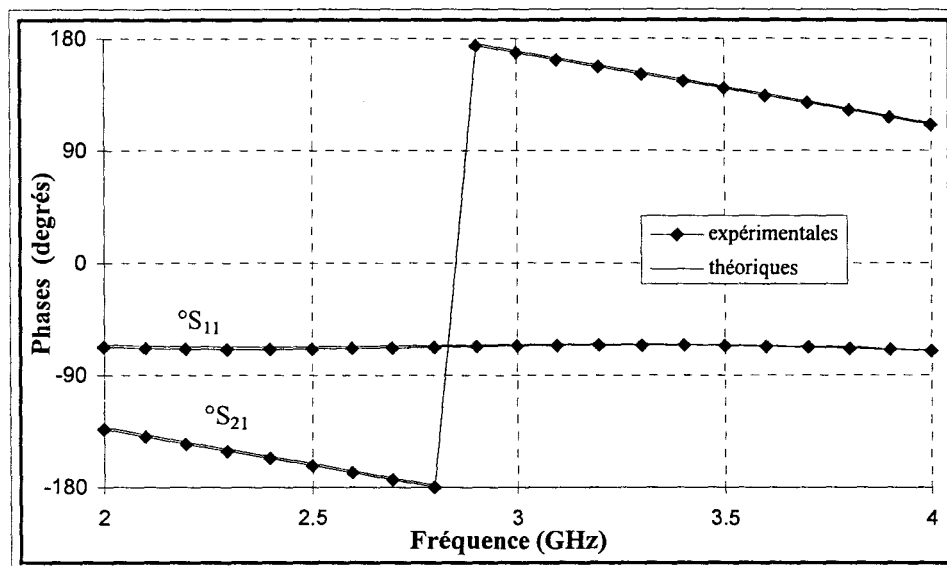
Figure 3.3 : Paramètres de répartition de la ligne coplanaire utilisée pour la reconstruction de gradients linéaires ($w = 100 \mu\text{m}$, $L = 21 \text{ mm}$)

(a) Modules

(b) Phases



(a)

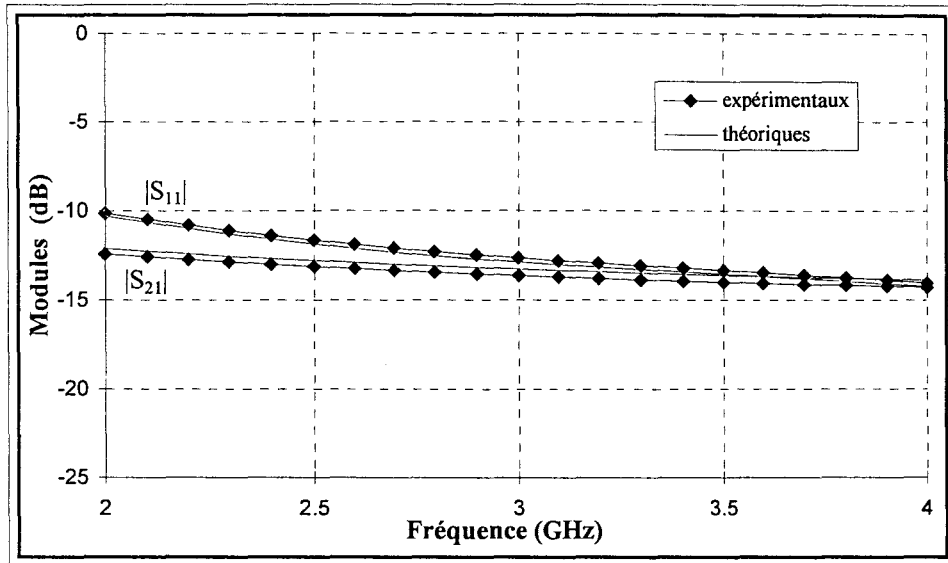


(b)

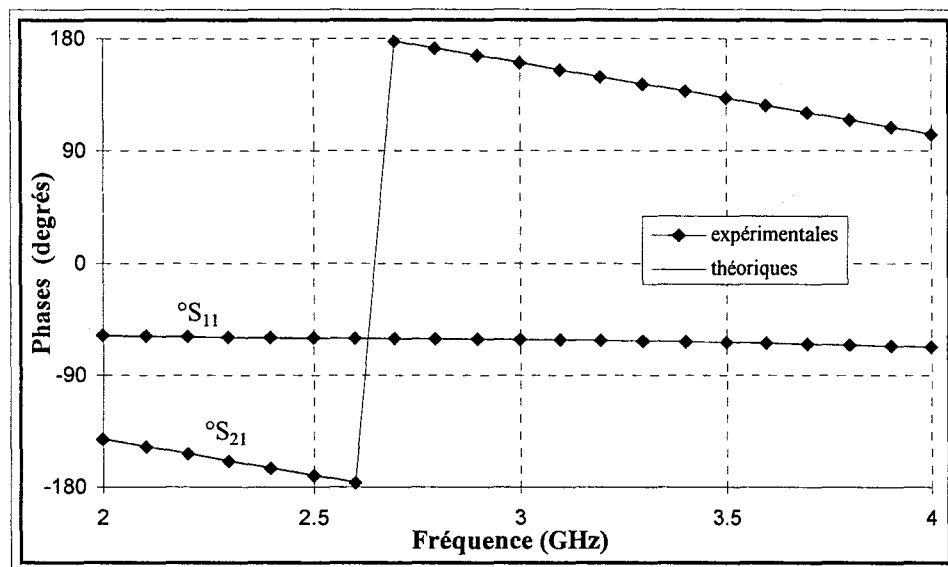
Figure 3.4 : Paramètres de répartition de la ligne coplanaire utilisée pour la reconstruction de gradients linéaires ($w = 84 \mu\text{m}$, $L = 21 \text{ mm}$)

(a) Modules

(b) Phases



(a)

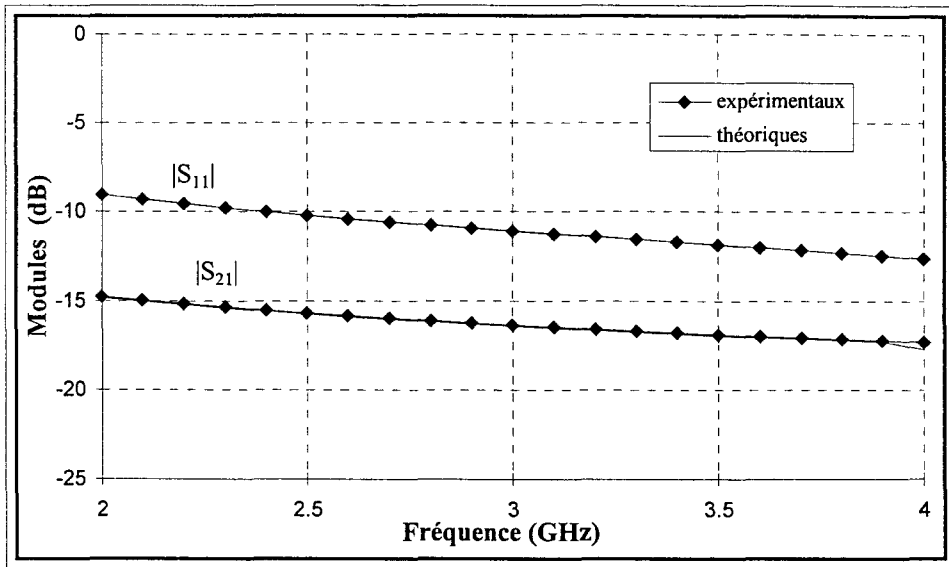


(b)

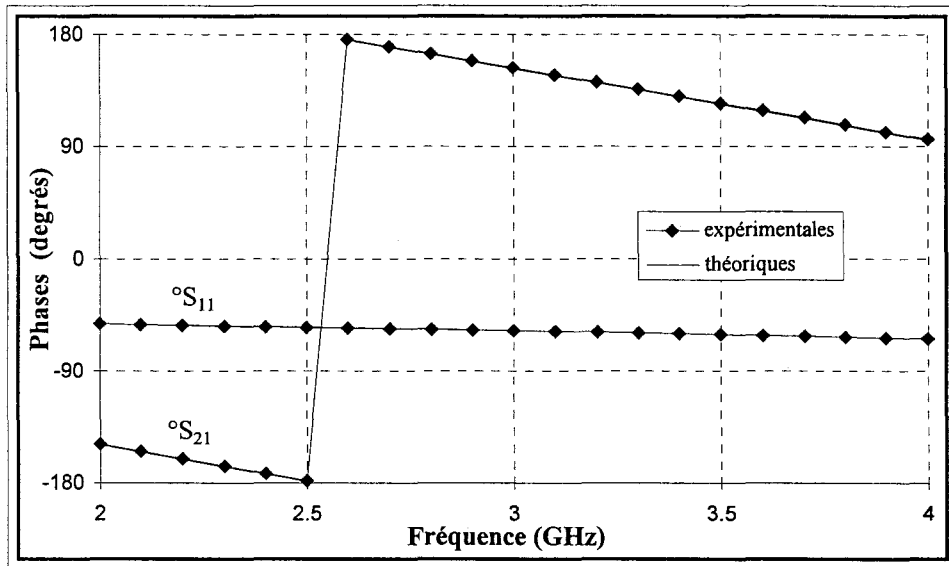
Figure 3.5 : Paramètres de répartition de la ligne coplanaire utilisée pour la reconstruction de gradients linéaires ($w = 66 \mu\text{m}$, $L = 21 \text{ mm}$)

(a) Modules

(b) Phases



(a)

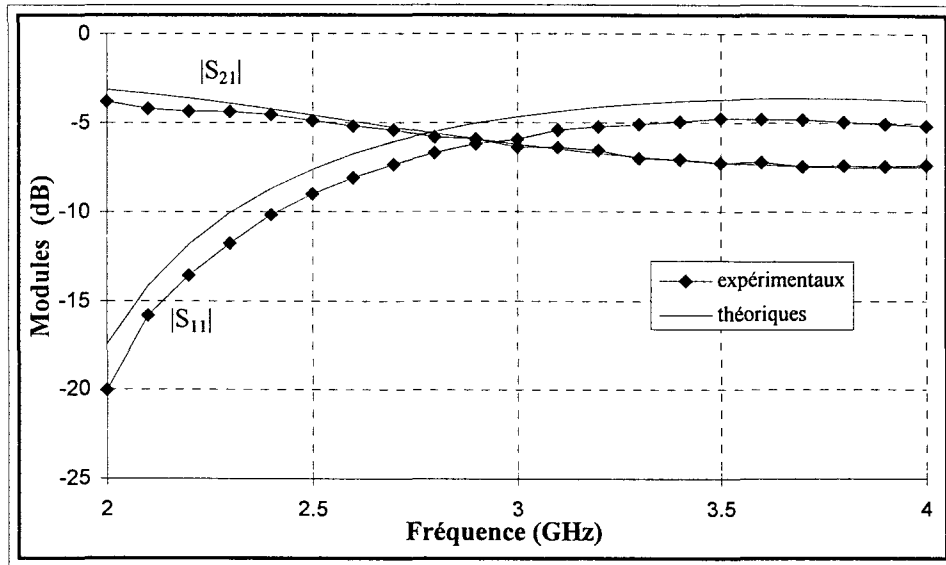


(b)

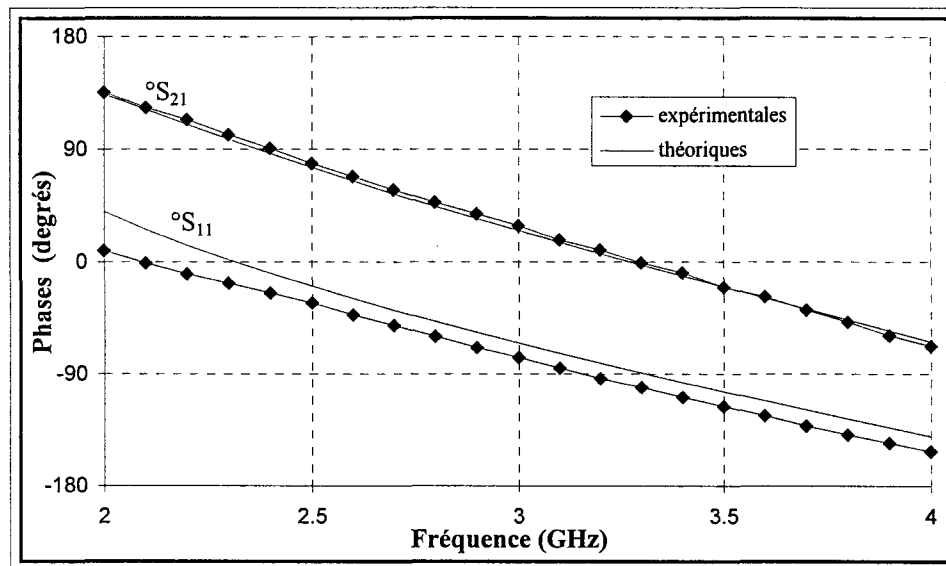
Figure 3.6 : Paramètres de répartition de la ligne coplanaire utilisée pour la reconstruction de gradients linéaires ($w = 51 \mu\text{m}$, $L = 21 \text{ mm}$)

(a) Modules

(b) Phases



(a)

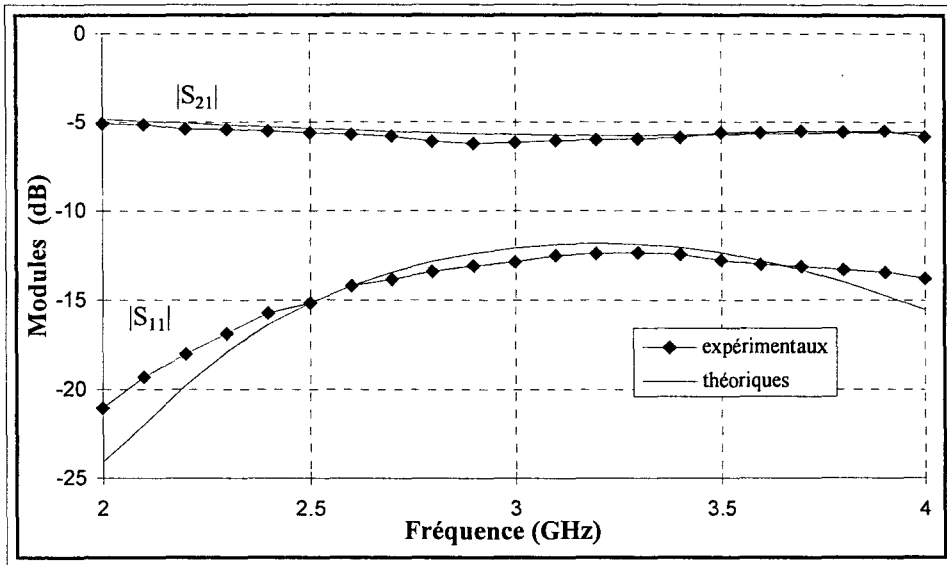


(b)

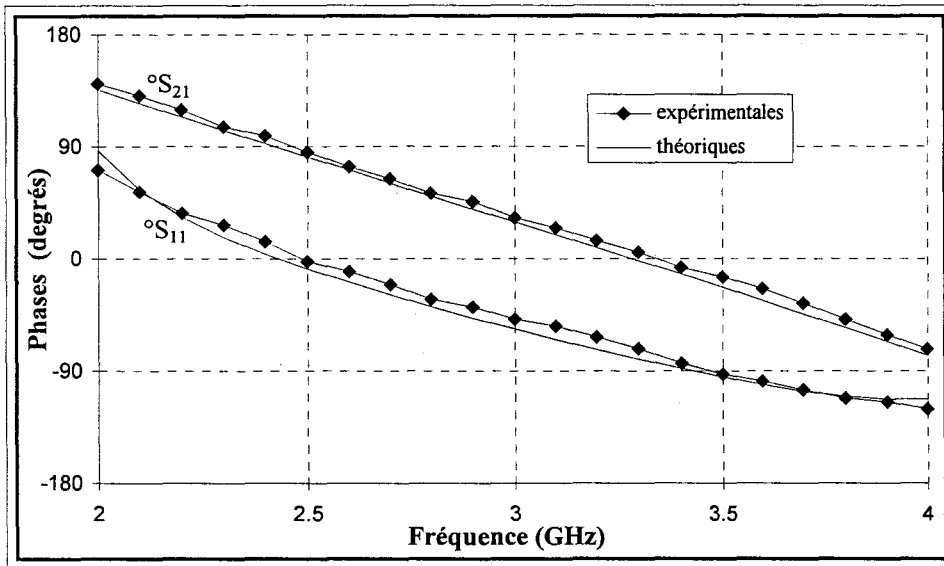
Figure 3.7 : Paramètres de répartition d'une ligne coplanaire utilisée pour la reconstruction de points chauds ($L = 12$ mm, $w = 75$ μm)

(a) Modules

(b) Phases



(a)



(b)

Figure 3.8 : Paramètres de répartition d'une ligne coplanaire utilisée pour la reconstruction de points chauds ($L = 20$ mm, $w = 75$ μm)

(a) Modules

(b) Phases

Cette décomposition est nécessaire à l'inversion - comme nous le verrons dans les deux paragraphes suivants.

Quatre lignes ont été réalisées sur le même substrat dont les caractéristiques sont données au paragraphe 3.2. Elles ont toutes la même longueur et la même épaisseur de métallisation, et ne diffèrent que par les largeurs des deux fentes (s) et du ruban central (w), le rapport de forme k restant sensiblement le même :

- Ligne n°1 : $w = 51 \mu\text{m}$ et $s = 23 \mu\text{m}$
- Ligne n°2 : $w = 66 \mu\text{m}$ et $s = 30 \mu\text{m}$
- Ligne n°3 : $w = 84 \mu\text{m}$ et $s = 38 \mu\text{m}$
- Ligne n°4 : $w = 100 \mu\text{m}$ et $s = 45 \mu\text{m}$
- L'épaisseur de métallisation pour les quatre lignes est donnée par $t = 0,1 \mu\text{m}$
- La longueur est $l = 21 \text{ mm}$

Elles sont utilisées pour l'étude des gradients linéaires de température.

Un second substrat, ayant les mêmes caractéristiques, est utilisé pour l'étude des points chauds. Six lignes coplanaires y sont gravées : trois lignes identiques, d'une longueur de 12 mm, et trois autres d'une longueur de 20 mm. Les points chauds sont créés sur la face opposée du substrat, comme expliqué au paragraphe 3.3.3.

Les caractéristiques de ces lignes sont, $w = 75 \mu\text{m}$, $s = 34 \mu\text{m}$, $t = 0,1 \mu\text{m}$.

Sur les figures 3.3 à 3.8 sont représentées les comparaisons théorie-expérience des paramètres de répartition des lignes considérées. Nous pouvons noter un bon accord entre les données calculées et les données mesurées par l'analyseur de réseaux.

Un problème est apparu sur la valeur de résistivité du ruban central. En effet, la valeur de résistivité qui a été injectée dans le logiciel de simulation afin d'obtenir un bon accord entre les données théoriques et expérimentales, n'est pas celle de l'or, c'est-à-dire $2,35 \mu\Omega\text{cm}$, mais une valeur plus élevée, de l'ordre de $5 \mu\Omega\text{cm}$, pour les lignes réalisées sur le premier substrat, et une valeur plus basse pour le deuxième substrat, de l'ordre de $1 \mu\Omega\text{cm}$.

Ces valeurs sont motivées par des mesures de la résistance continue qui est environ 2,2 fois plus importante que la résistance théorique dans le premier cas, et 2 fois moindre dans

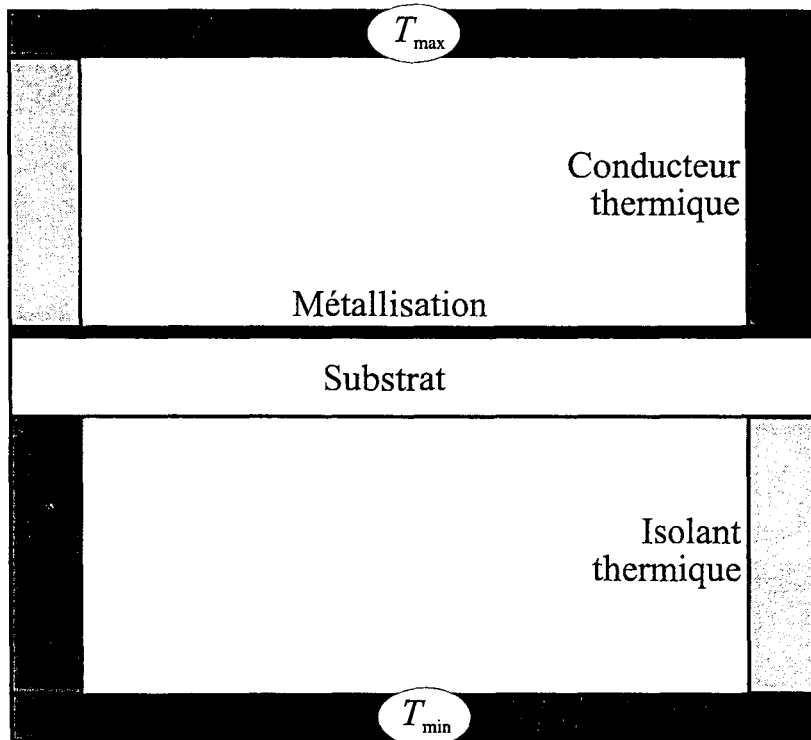


Figure 3.9 : Montage permettant d'obtenir un gradient de température linéaire sur une ligne coplanaire

le second cas. Etant donné l'épaisseur de métallisation, il semble improbable que le phénomène de sous-gravure soit responsable de ces anomalies, d'autant plus que dans le deuxième cas, la résistance continue est plus faible que celle attendue. Nous attribuons ces différences de valeurs à plusieurs facteurs, tels que la nature du dépôt, la corrélation entre rugosité du substrat et épaisseur de métallisation, ainsi que les procédés technologiques utilisés lors de la réalisation des lignes, tels que la durée du recuit. Les deux circuits ayant été réalisés sur un an d'intervalle, il peut exister effectivement des différences sur leurs propriétés.

Néanmoins, notre étude est peut perturbée : la seule différence est que les lignes dissipatives utilisées présentent des pertes qui ne correspondent pas à la valeur optimale des pertes qui produiraient un signal radiométrique maximal (voir le paragraphe 1.3.4). Remarquons ici, et comme nous le montrons lors du quatrième chapitre, que le problème de la valeur optimale de l'atténuation (1.58) est assez complexe, car elle dépend à la fois de la longueur de la ligne, de son impédance caractéristique, mais également du profil de température le long de la ligne. Cela sous-entend qu'il peut exister plusieurs optimisations possibles correspondant à différents profils de température. En d'autres termes, une ligne conçue pour la mesure de « points chauds » ponctuels est différente d'une ligne optimisée pour des « points chauds » plus étalées.

3.3.2 Inversion de gradients linéaires de température

Afin d'obtenir un gradient linéaire de température le long de la ligne coplanaire, il faut imposer deux températures différentes à chaque extrémité de la ligne [31]. Dans ces conditions, les phénomènes de propagation de la chaleur conduisent à un état d'équilibre caractérisé par une variation linéaire de la température d'un bout à l'autre de la ligne.

Le montage utilisé pour obtenir cette configuration est représenté figure 3.9. Les deux blocs conducteurs thermiques imposent les deux températures. Les deux blocs isolants thermiques permettent une bonne fixation mécanique, sans court-circuiter le circuit thermique.

L'allure linéaire du profil de température a été vérifiée grâce au thermocouple, déjà utilisé dans l'étude des quadripôles dissipatifs à pertes discrètes. La température est relevée à intervalles équidistants et nous pouvons noter un écart de température pratiquement constant.

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le second chapitre, le thermocouple utilisé ne permet pas de donner la température exacte. Néanmoins, la cellule de mesure, telle qu'elle

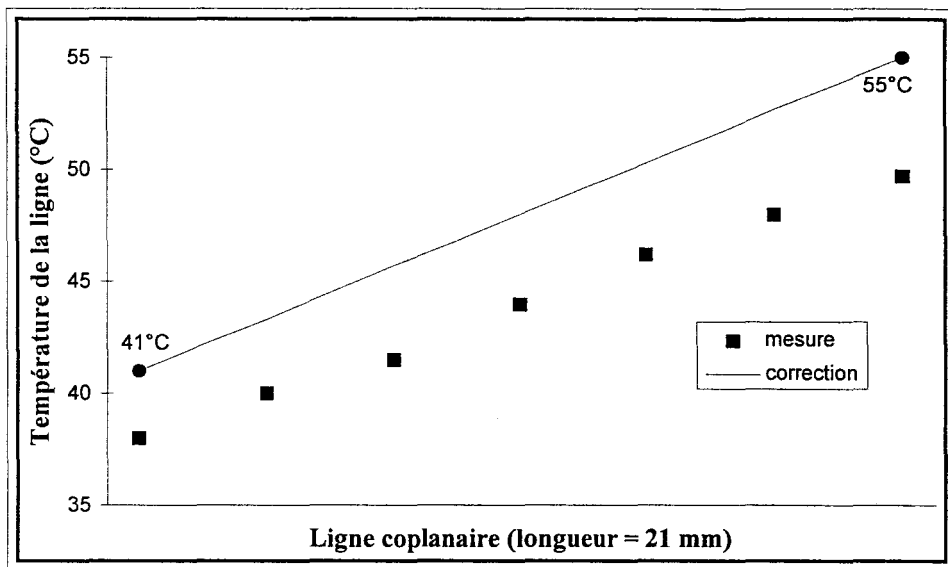


Figure 3.10 : Mesure de la température avec un thermocouple de surface.
Correction par la méthode du gradient linéaire

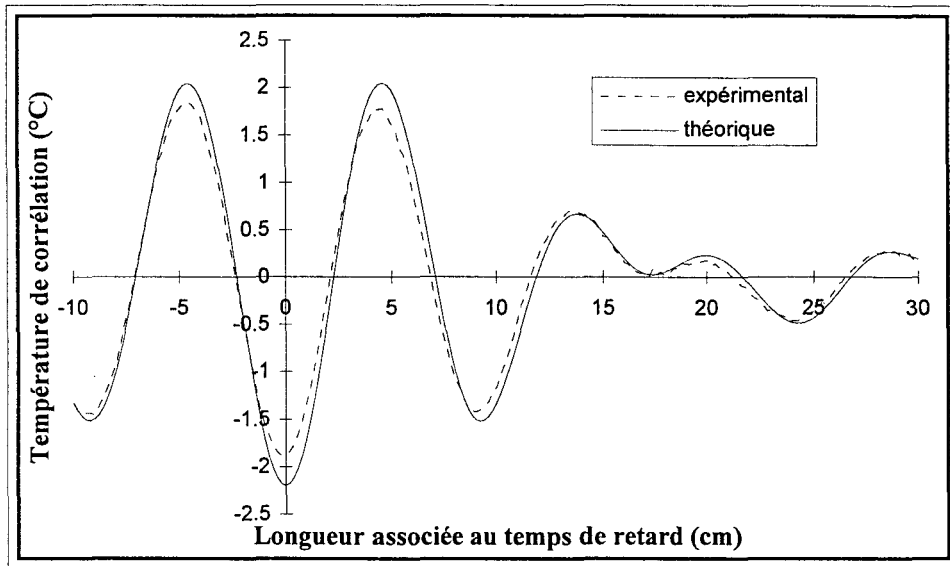
est conçue permet d'avoir accès avec plus de précision, aux deux températures extrêmes. Ces dernières ne sont pas relevées directement sur la ligne dissipative, mais en introduisant le thermocouple dans des trous situés sur les blocs conducteurs de chaleur, et proches des deux extrémités de la ligne.

La figure 3.10 représente un exemple de relevé de température le long de la ligne, comparé à l'établissement d'un gradient linéaire, issu des températures minimale égale à 41°C et maximale égale à 55°C. Cela nous permet de tracer la droite représentant le profil de température le plus probable, et de dresser le tableau suivant, donnant les correspondances entre les températures relevées à l'aide du thermocouple, et les températures déduites de la mesure des deux températures extrêmes.

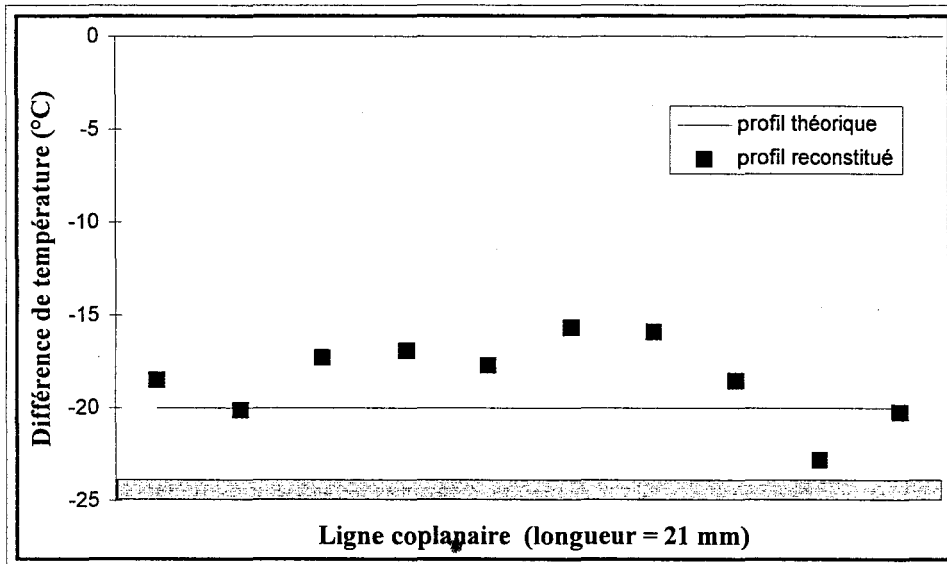
Température mesurée au thermocouple (°C)	Température estimée après correction (°C)
38	41
40	43.3
42	45.7
44	48
46	50,6
48	53
50	55,4

Tableau 3.1 : Correspondance entre les température relevées au thermocouple et celles déduites après correction par la méthode du gradient linéaire

Nous pouvons remarquer que l'écart entre la température mesurée par le thermocouple et la température en volume réelle, est plus faible ici en comparaison avec celle des résistances CMS du second chapitre. Cela peut être expliqué par le fait que la conduction thermique se fait vers le substrat et non vers le thermocouple dans le cas des résistances ; et qu'elle a lieu



(a)



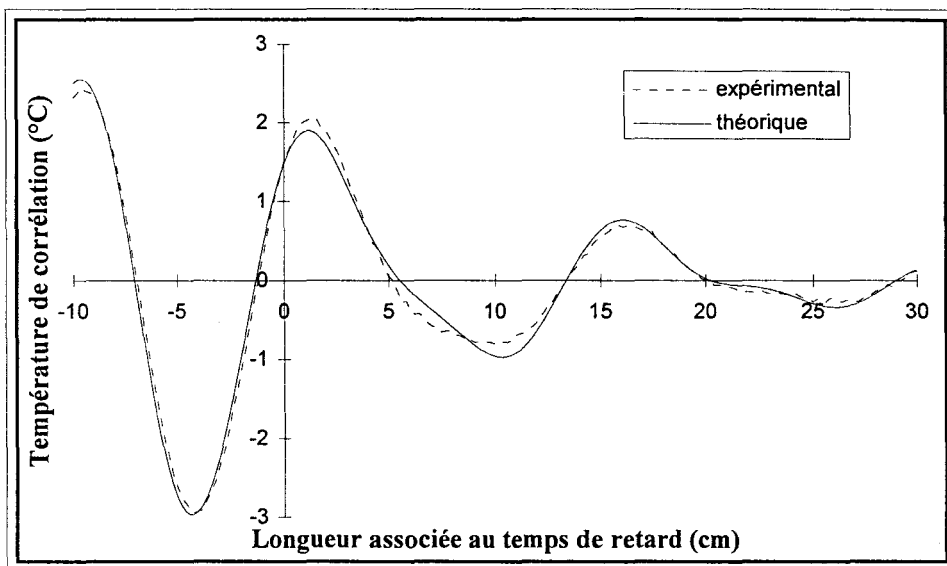
(b)

Figure 3.11 : Ligne coplanaire isotherme ($w = 100 \mu\text{m}$).

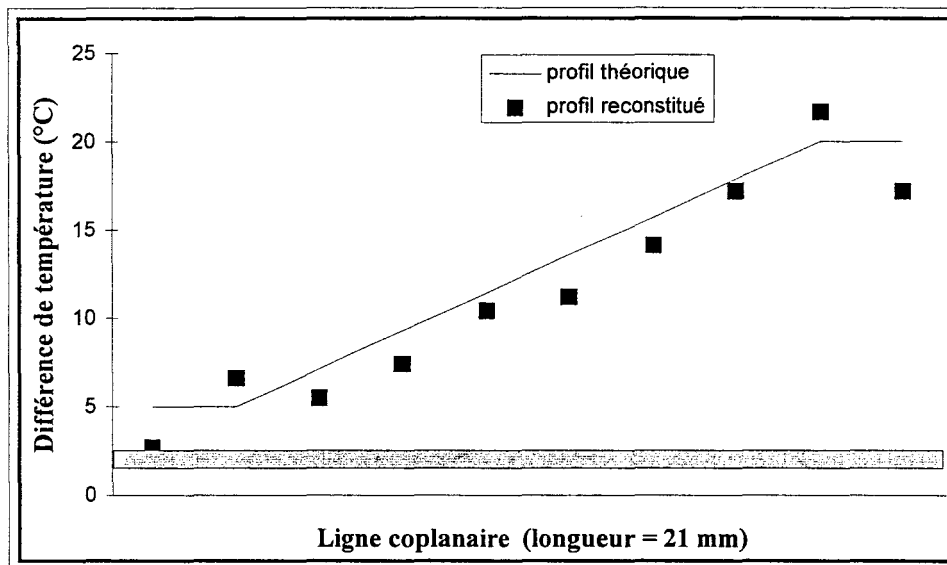
Charges de référence portées à 20°C au dessus de l'ambiante

(a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique

(b) Reconstitution du profil de température



(a)



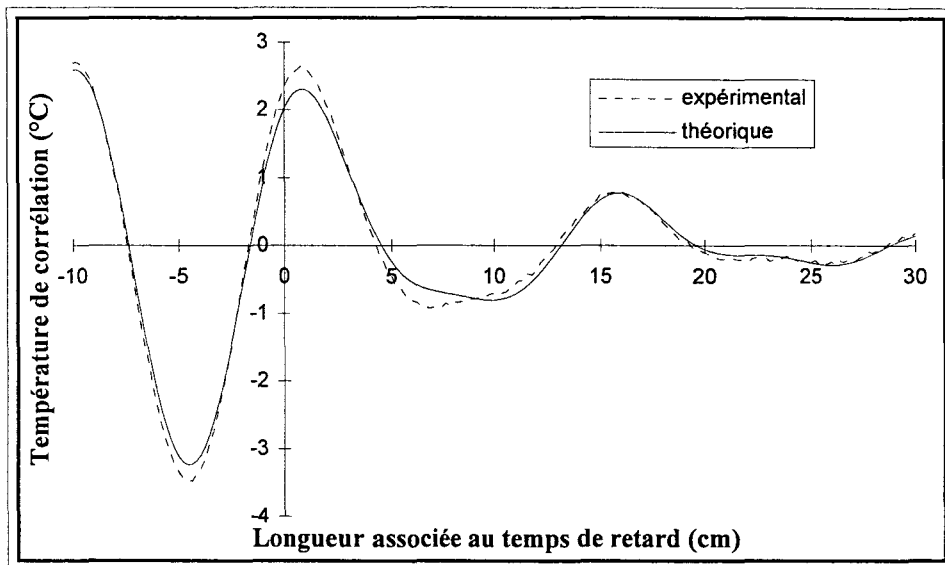
(b)

Figure 3.12 : Gradient thermique linéaire sur ligne coplanaire ($w = 84 \mu\text{m}$).

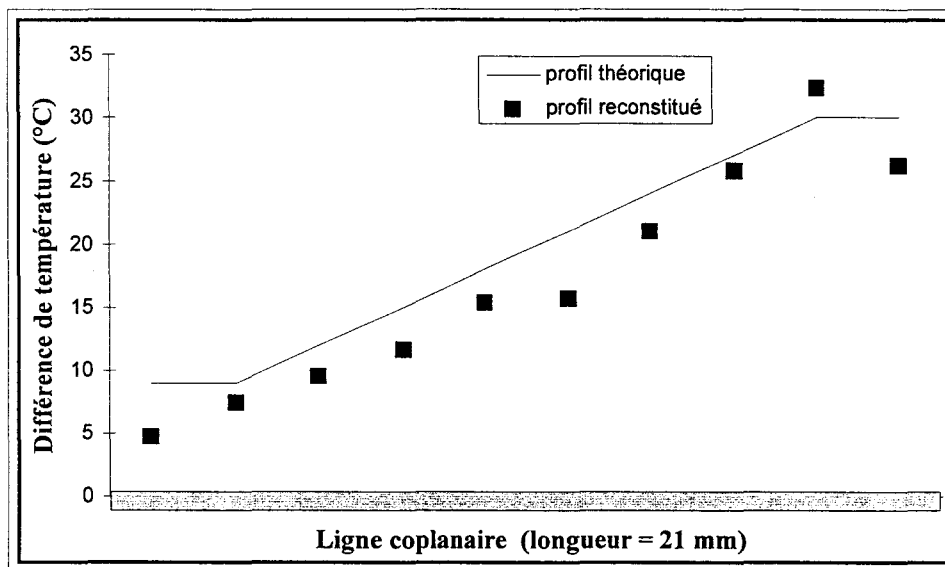
Températures extrêmes : 5 et 20°C

(a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique

(b) Reconstitution du profil de température



(a)



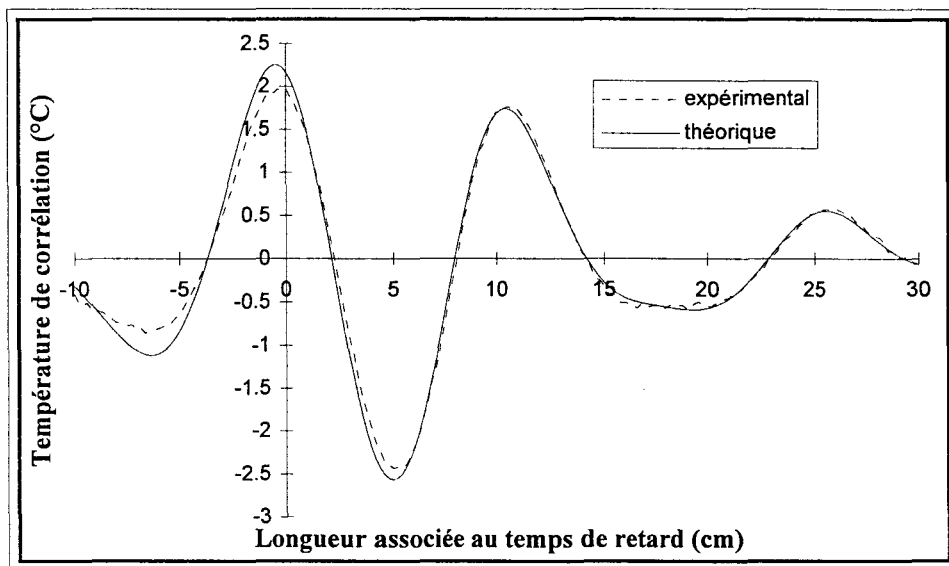
(b)

Figure 3.13 : Gradient thermique linéaire sur ligne coplanaire ($w = 66 \mu\text{m}$).

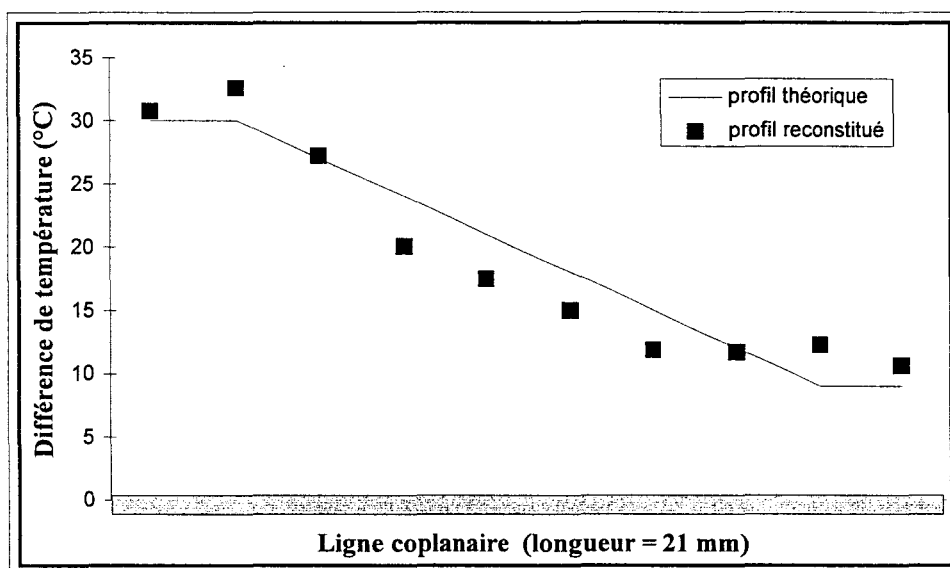
Températures extrêmes : 9 et 30°C

(a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique

(b) Reconstitution du profil de température



(a)



(b)

Figure 3.14 : Gradient thermique linéaire sur ligne coplanaire ($w = 51 \mu\text{m}$).

Températures extrêmes : 30 et 9°C

(a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique

(b) Reconstitution du profil de température

dans le sens inverse dans le cas des lignes coplanaires. De plus, la présence du boîtier CMS limite la propagation de la chaleur.

Les interférogrammes théoriques sont calculés à partir des paramètres de répartition donnés par le logiciel de simulation MDS et les températures estimées par la méthode expliquée ci-dessus. Les valeurs qui ne sont pas incluses dans le tableau 3.1 sont déduites par extrapolation.

Différents profils linéaires sont étudiés pour les quatre lignes mentionnées plus haut. Dans le cas de la ligne isotherme, on impose la même température aux extrémités de la ligne. Les interférogrammes théoriques sont confrontés aux résultats expérimentaux sur les figures 3.11.a à 3.14.a. Nous pouvons noter un assez bon accord entre les données pratiques et théoriques.

Ces résultats confortent la méthode utilisée pour la mesure de la température le long des lignes coplanaires étudiées dans ce chapitre. En effet, ces lignes sont toutes réalisées à partir d'un dépôt d'or de $0,1 \mu\text{m}$ sur un substrat d'alumine de $635 \mu\text{m}$ d'épaisseur, nous pouvons considérer que leurs propriétés thermiques sont similaires, et donc généraliser l'utilisation du tableau 3.1 pour l'évaluation pratique des profils de température.

Lors de l'inversion des données radiométriques, nous pouvons constater que les conditions initiales n'influencent pas la solution, car les lignes présentent des pertes homogènes. Par contre, le choix du nombre de quadripôles élémentaires peut être problématique, mais est limité à un type de ligne, et peut faire l'objet d'une étude de faisabilité.

Le choix du découpage de la ligne doit être fait de telle façon que la longueur d'un quadripôle élémentaire soit de l'ordre d'un dixième de longueur d'onde, ce que nous a suggéré une étude systématique. Si les quadripôles sont plus petits, nous avons constaté que notre logiciel d'inversion donne une solution différente. Le paragraphe 4.2 en donne un exemple.

Pour le cas des gradients linéaires de température, ce problème n'apparaît pas. Les figures 3.11.b à 3.14.b représentent la reconstruction du profil de température pour différents cas. Nous pouvons noter que les profils de température retrouvés sont assez voisins des profils réels, relevés avec le thermocouple.

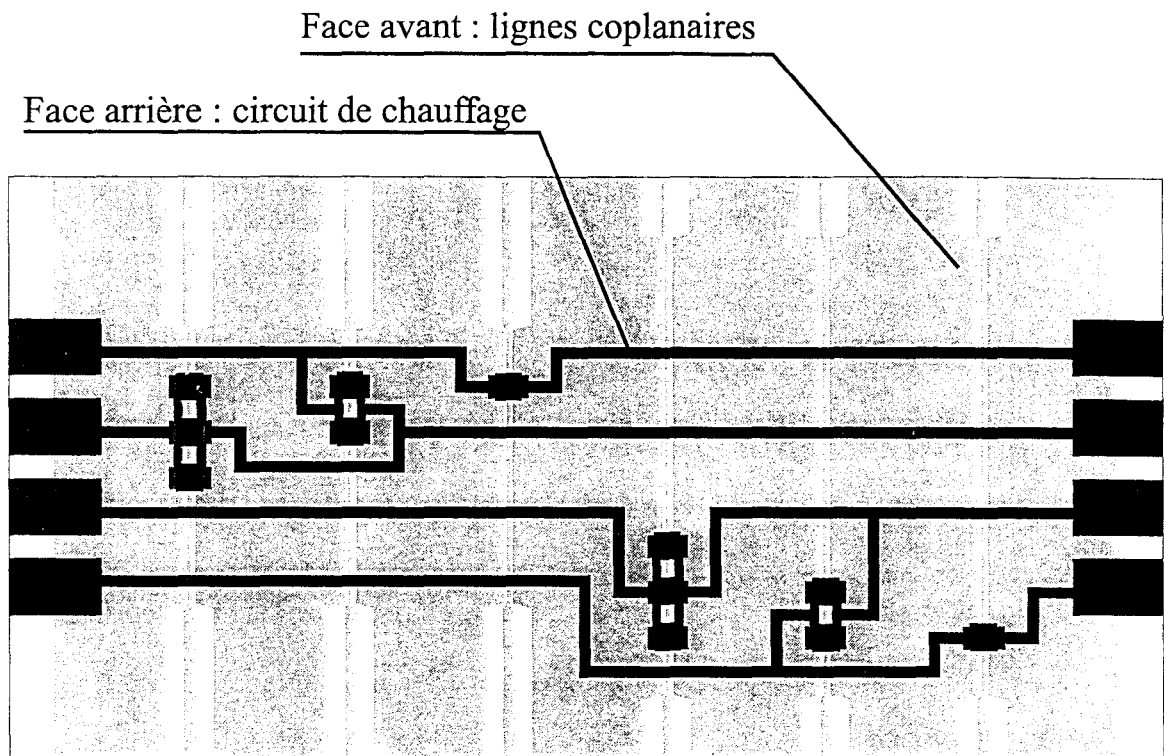


Figure 3.15 : Lignes coplanaires pour l'étude de points chauds
avec circuit de chauffage sur la face arrière du substrat

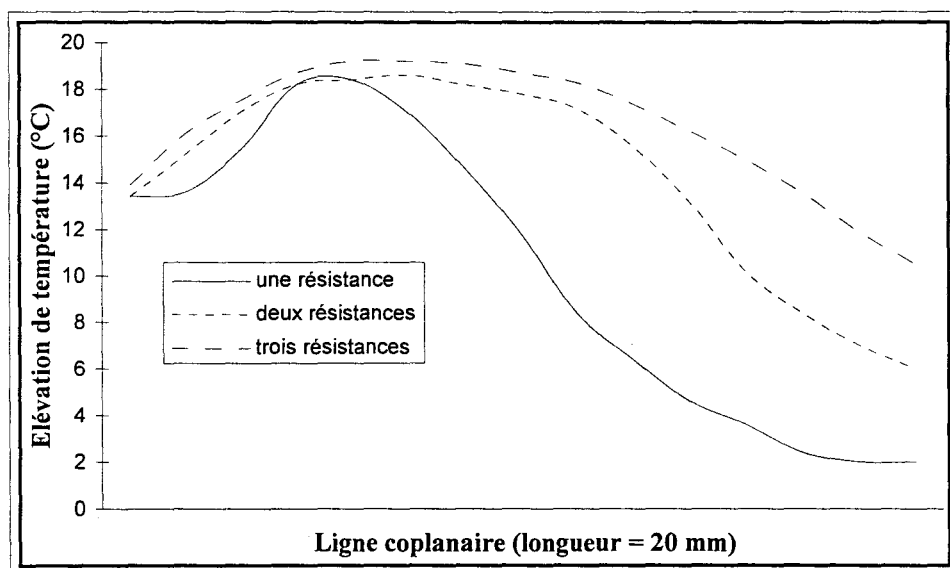
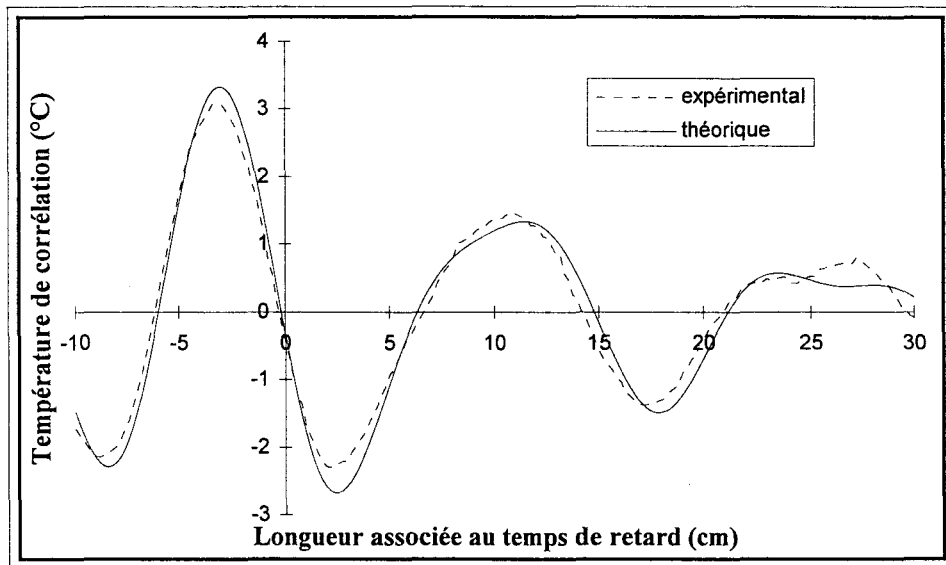
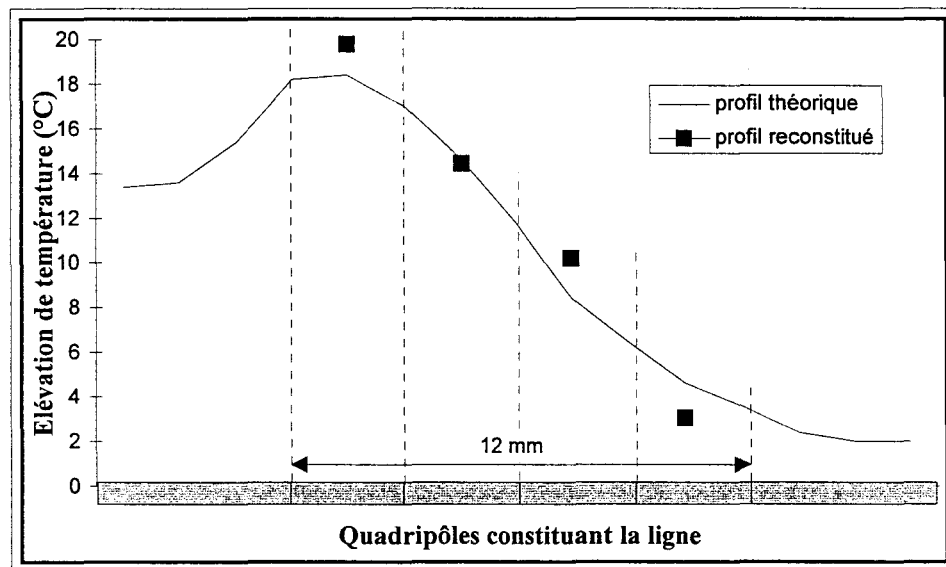


Figure 3.16 : Profil de température sur une ligne coplanaire en fonction du nombre de résistances chauffantes sur la face arrière du substrat

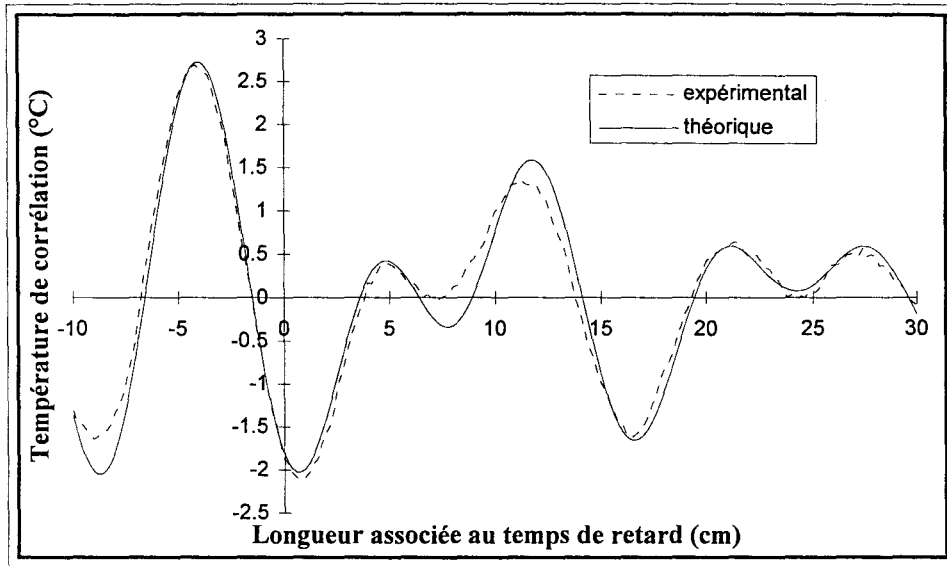


(a)

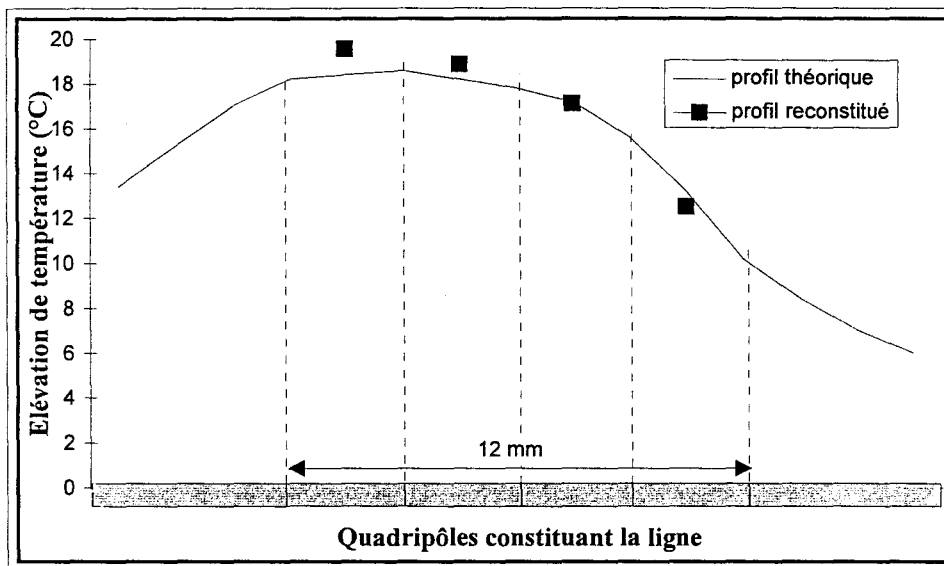


(b)

Figure 3.17 : Cas de la ligne coplanaire de longueur 12 mm avec chauffage d'une résistance sur la face arrière du substrat
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

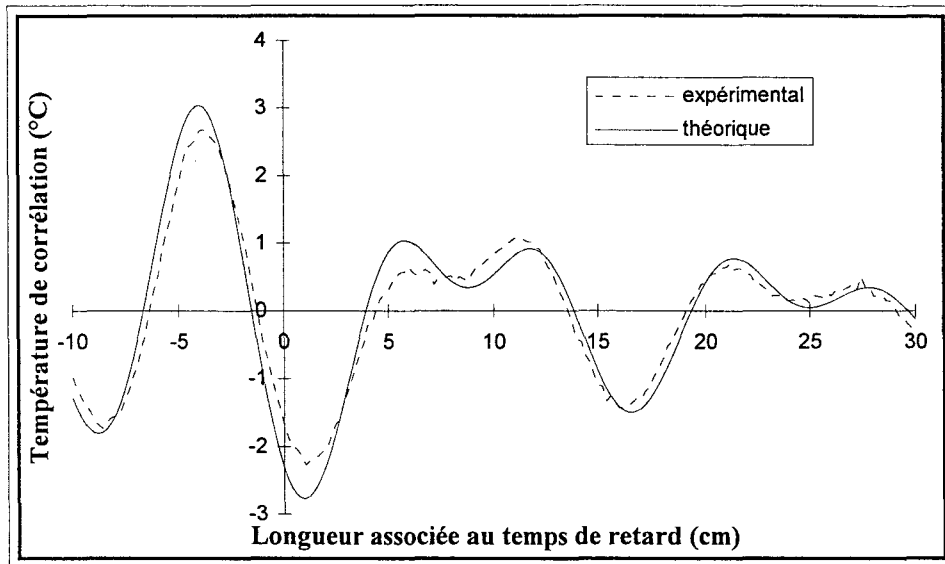


(a)

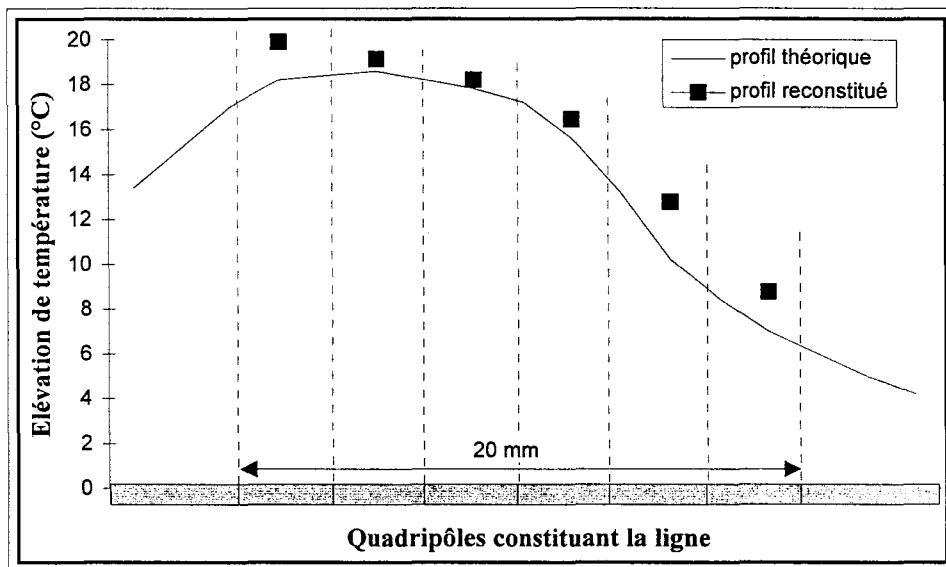


(b)

Figure 3.18 : Cas de la ligne coplanaire de longueur 12 mm avec chauffage de deux résistances sur la face arrière du substrat
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température



(a)



(b)

Figure 3.19 : Cas de la ligne coplanaire de longueur 20 mm avec chauffage de deux résistances sur la face arrière du substrat
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

3.3.3 Inversion des « points chauds »

Afin d'échauffer une partie de la ligne coplanaire, nous insérons une ou plusieurs résistances CMS sur la face arrière du substrat. Ces résistances sont chauffées par un courant continu (figure 3.15) ; le substrat d'alumine joue ici le rôle de conducteur thermique.

La température est relevée à l'aide du thermocouple déjà utilisé, apposé directement sur le conducteur central de la ligne coplanaire, sur la face avant du substrat. Un déplacement du thermocouple le long de la ligne permet de déterminer le profil de température. Nous utilisons ensuite le tableau de correspondances (tableau 3.1) afin de corriger les valeurs données par le thermocouple.

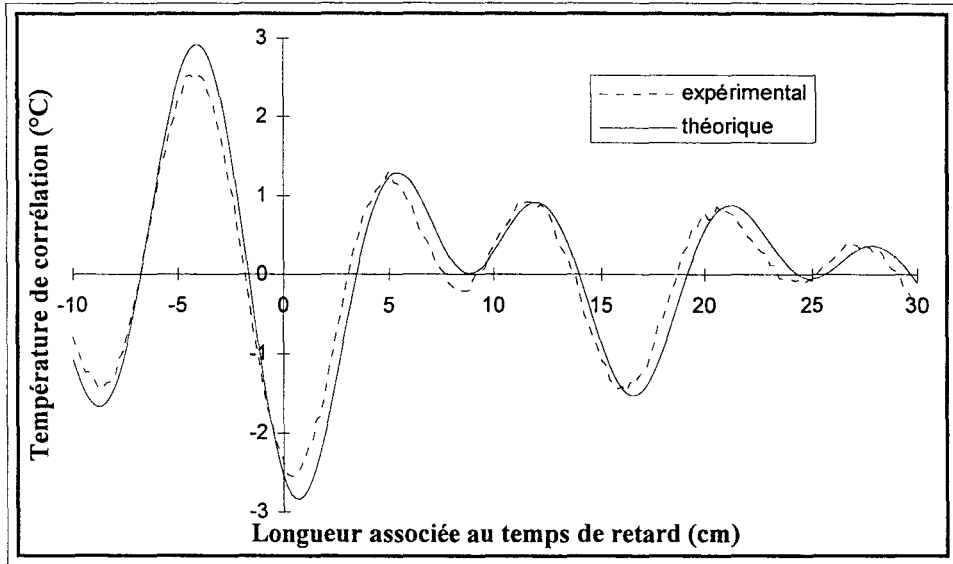
Plusieurs cas de « points chauds » sont étudiés. Ceux-ci sont réglés en température et en largeur, en jouant sur le nombre de résistances chauffantes (figure 3.15).

Sur la figure 3.16, sont représentés trois profils de température, relevés à l'aide du thermocouple puis corrigés compte tenu du tableau 3.1. Nous pouvons remarquer que les profils sont très étalés. En effet, l'alumine est un assez bon conducteur thermique, et les deux blocs de laiton entre lesquels est encastré le substrat jouent le rôle de radiateurs. Par conséquent, il ne nous a pas été possible d'obtenir des « points chauds » plus fins.

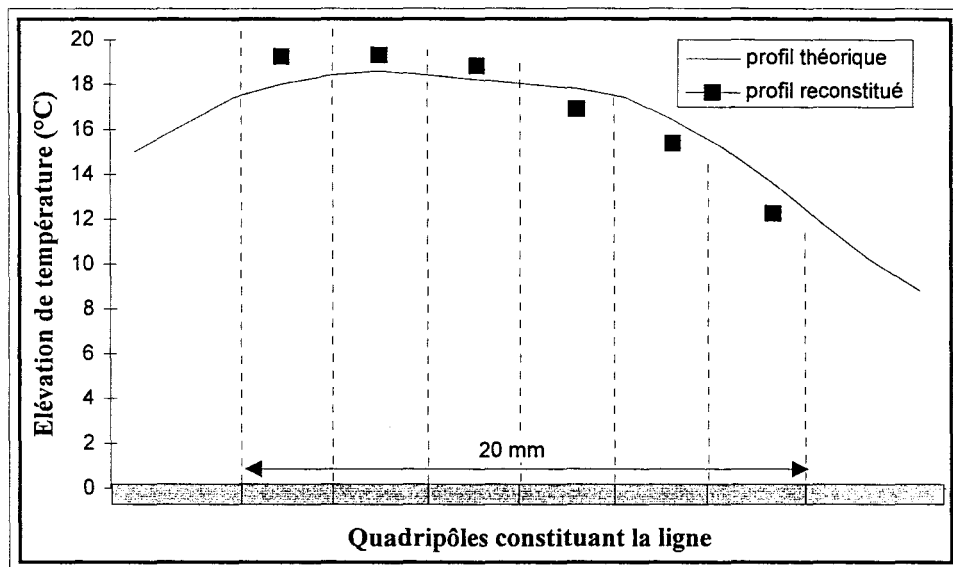
Nous présentons une comparaison entre les interférogrammes expérimentaux et les interférogrammes théoriques qui sont calculés à partir de la connaissance des paramètres de répartition évalués par le logiciel de simulation et des températures relevées à l'aide du thermocouple (figures 3.17.a à 3.20.a).

Il est important, avant de procéder à l'inversion des données radiométriques, de s'assurer de la validité du choix quant à la longueur des quadripôles élémentaires. Nous prenons une longueur élémentaire proche du dixième de la longueur d'onde guidée, comme expliqué au paragraphe précédent.

Les figures 3.17.b à 3.20.b montrent la reconstitution de divers profils de température. Nous pouvons noter un bon accord entre théorie et expérience, notamment concernant la position des points chauds sur la ligne. Seule l'inversion des données par une méthode de filtrage stochastique adaptée, telle que le filtre de Kalman, permet d'obtenir de tels résultats. En effet, une simple interprétation des différents interférogrammes peut difficilement donner



(a)



(b)

Figure 3.20 : Cas de la ligne coplanaire de longueur 20 mm avec chauffage de trois résistances sur la face arrière du substrat
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

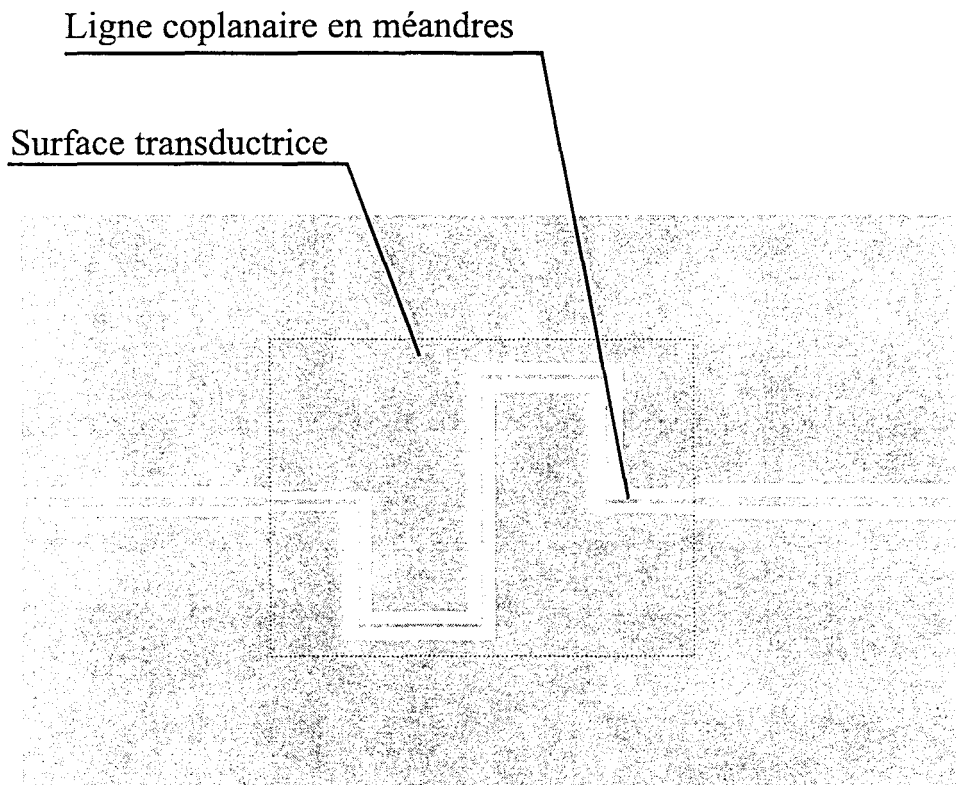
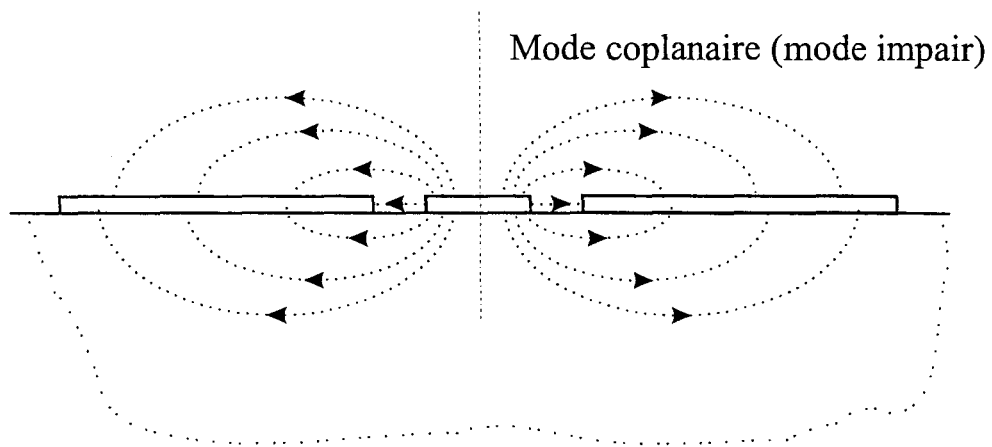
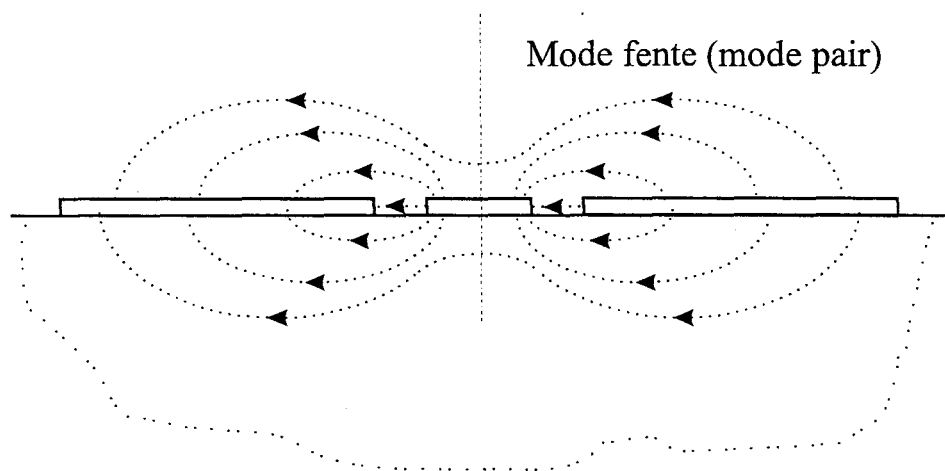


Figure 3.21 : Ligne coplanaire en méandres. Microcapteur thermométrique à deux dimensions



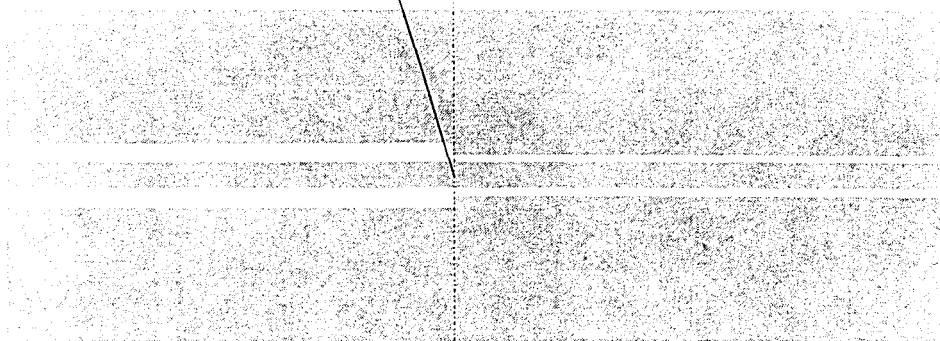
(a)



(b)

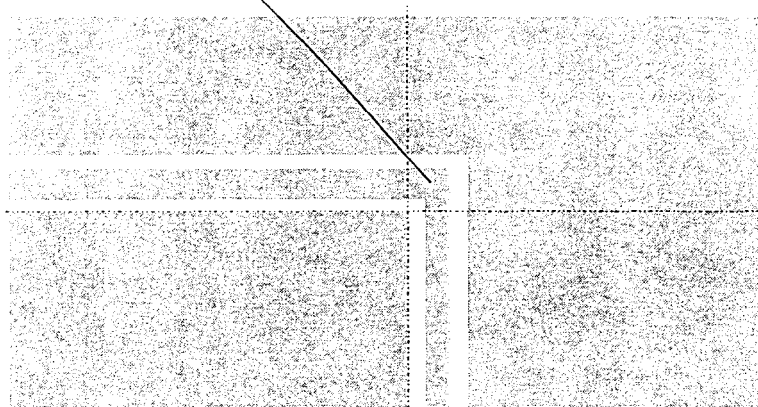
Figure 3.22 : Propagation dans un guide d'ondes coplanaire. Lignes de champ électrique en mode coplanaire (a) et mode fente (b)

saut de largeur (discontinuité symétrique)



(a)

coude (discontinuité asymétrique)



(b)

Figure 3.23 : Discontinuités dans un guide d'ondes coplanaire

a) Saut de largeur

b) Coude

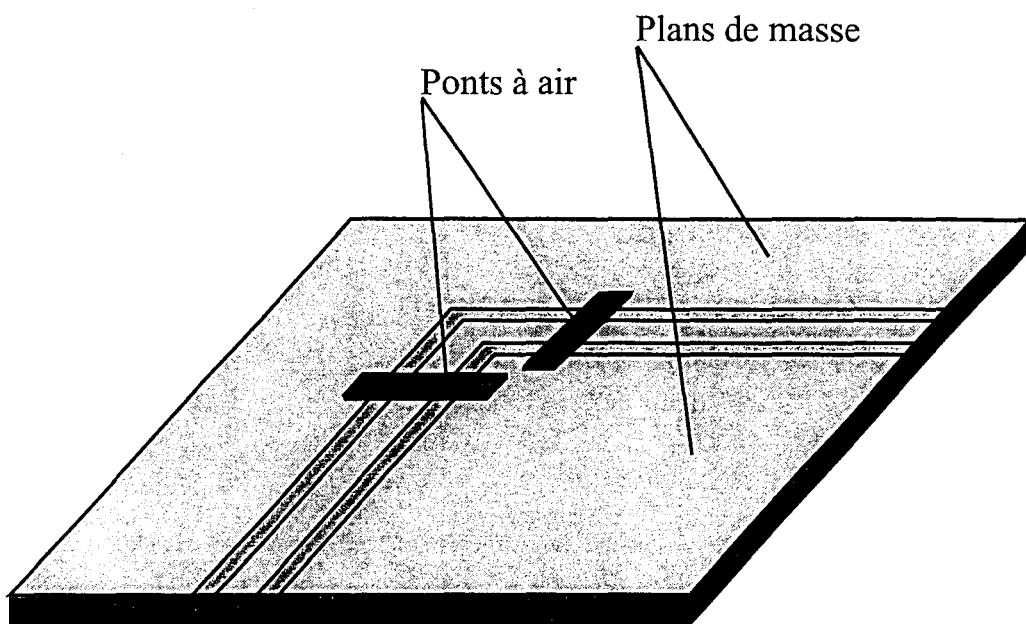


Figure 3.24 : Suppression du mode fente sur un coude coplanaire à l'aide de ponts à air

des informations quant à la position du « point chaud », sans connaître à priori sa géométrie, et vice versa.

3.4 Lignes dissipatives discontinues

Nous traitons ici le cas des lignes coplanaires dissipatives présentant des discontinuités géométriques, en particulier, le cas des lignes coudées. Les coudes permettent à la ligne de couvrir une surface et de jouer le rôle d'un microcapteur de température à deux dimensions (figure 3.21). Cependant, le fait que ces lignes soient de type coplanaire entraîne certaines propriétés électromagnétiques particulières que nous abordons dans le paragraphe suivant.

3.4.1 Discontinuités asymétriques sur guides d'ondes coplanaires

La structure coplanaire est constituée d'un conducteur central et de deux plans de masse. Le mode se propageant dans une telle structure, dit mode coplanaire, est caractérisé par un champ électrique représenté sur la figure 3.22.a. Le guide coplanaire peut être considéré comme étant équivalent à deux lignes fentes couplées sur lesquelles se propagent deux ondes dont les composantes E_x sont symétriques par rapport à la direction x ; c'est pourquoi le mode coplanaire est aussi appelé mode impair.

Dans le cas où la ligne coplanaire présente une discontinuité symétrique, telle le saut en largeur de la figure 3.23.a, le mode coplanaire continue à se propager seul, lorsque l'on se situe assez loin de la discontinuité. Par contre, si la ligne présente une discontinuité asymétrique, comme par exemple le coude de la figure 3.23.b, il se crée une différence de phase entre les deux ondes se propageant sur les deux lignes fentes [32]. Cela fait apparaître un deuxième mode, dit mode fente ou mode pair. Le champ électrique correspondant est représenté sur la figure 3.22.b. Afin d'annuler le mode fente, on impose en général, le même potentiel aux deux plans de masse, aux abords de la discontinuité. Habituellement, les deux plans de masse sont reliés par des ponts à air (figure 3.24).

L'apparition du mode fente est étroitement liée aux dimensions transversales de la ligne coplanaire [33]. En effet, plus la distance entre les deux plans de masse est petite, moins il y a de déphasage entre les deux ondes, car ce dernier est proportionnel à la différence entre les longueurs parcourues par les deux ondes dans les deux fentes coudées. Cette différence Δl

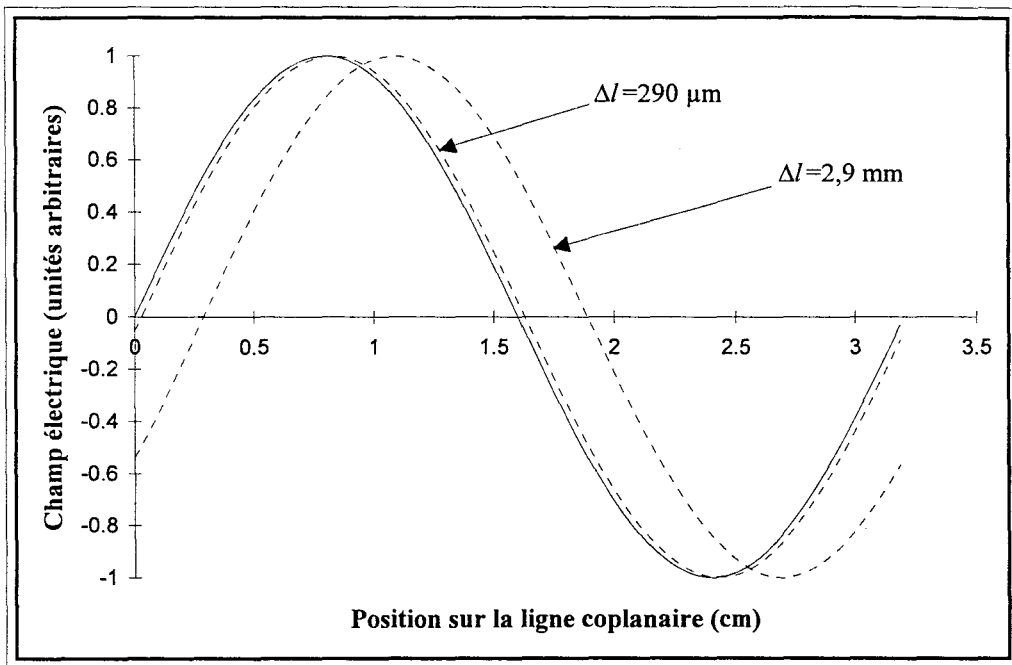


Figure 3.25 : Décalage entre les deux ondes se propageant sur les deux fentes du guide d'ondes coplanaire

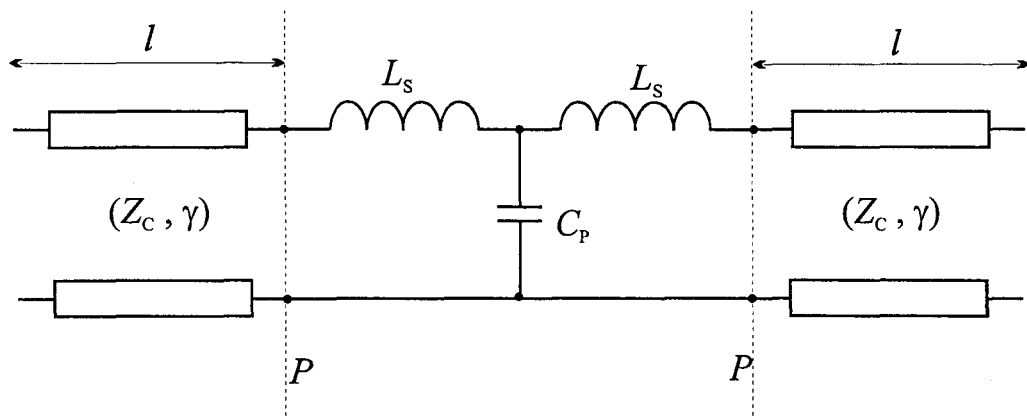


Figure 3.26 : Schéma équivalent utilisé pour la simulation des coudes en structure coplanaire [33]

Cellule élémentaire

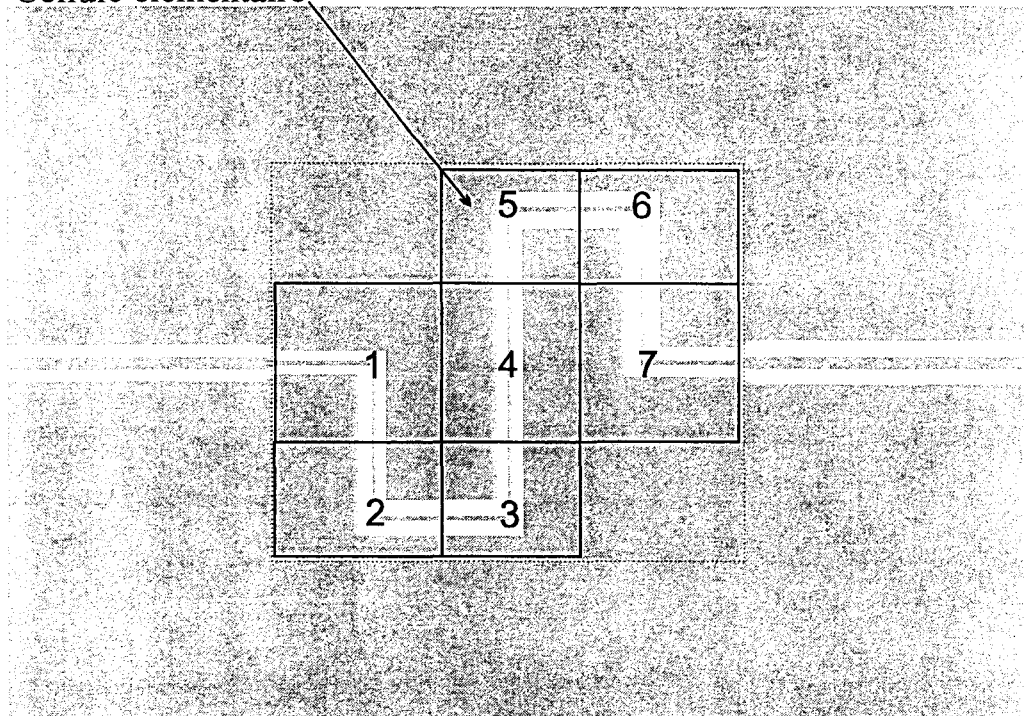


Figure 3.27 : Ligne coplanaire à méandres. Décomposition de la surface transductrice en cellules élémentaires (de 1 à 7)

peut être exprimée en fonction des largeurs de ruban w et de fente s par la relation approchée :

$$\Delta l = 2w + 2s \quad (3.2)$$

La bande passante du radiomètre à corrélation est comprise entre 2 et 4 GHz. Avec les lignes coplanaires, gravées sur des substrats d'alumine, les longueurs d'ondes guidées sont comprises entre 3,2 cm et 6,4 cm. Si nous considérons une ligne coplaire dont la largeur du ruban central w est égale à 100 μm , et la largeur de fente s , à 45 μm , nous obtenons une différence Δl égale à 290 μm . Le décalage entre les deux ondes est donc inférieur à 1% de la plus petite valeur de la longueur d'onde guidée. Sur la figure 3.25, nous pouvons observer le décalage obtenu entre les deux ondes se propageant sur les deux fentes du guide d'ondes coplaire. Nous avons également représenté le décalage qui serait occasionné par des dimensions transversales dix fois plus importantes ($\Delta l = 2,9 \text{ mm}$).

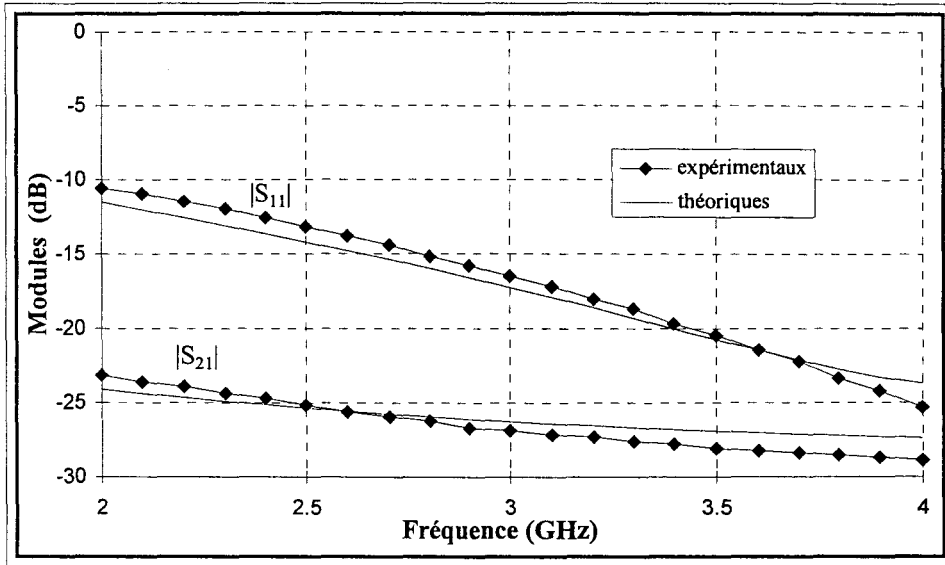
En conclusion, nous pouvons négliger la distorsion due à l'apparition du mode fente, et considérer que seul le mode coplaire se propage le long de toutes les lignes considérées dans ce chapitre. Les procédés technologiques restent donc aussi simples que ceux utilisés pour les lignes sans discontinuités. La caractérisation théorique sur le logiciel de simulation MDS, ne pose quant à elle pas de problème, puisque il est possible de remplacer les discontinuités considérées par des schémas à éléments discrets équivalents, tels que celui de la figure 3.26 [33]. Ce logiciel, du moins dans la version que nous possédons, ne dispose d'aucune librairie relative aux discontinuités en structure coplaire, alors qu'elle est fournie pour les circuits microrubans.

3.4.2 Ligne coplaire coudée

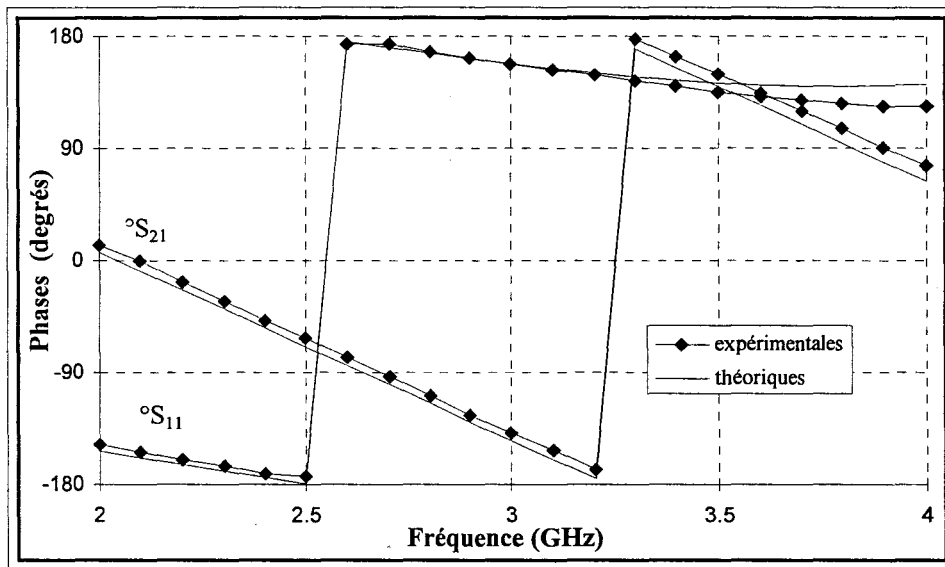
Comme nous l'avons précisé plus haut, un moyen assez simple d'obtenir un microcapteur de température à deux dimensions, est d'utiliser une ligne coplaire dissipative à méandres (figure 3.27) [34]. Dans l'exemple présenté, le fait de réaliser six coudes permet de couvrir une surface conséquente, de 10 mm \times 6,5 mm.

Les caractéristiques de la lignes sont données par :

- Largeur du ruban central, $w = 100 \mu\text{m}$
- Largeur d'une fente, $s = 45 \mu\text{m}$
- Epaisseur de métallisation, $t = 0,1 \mu\text{m}$

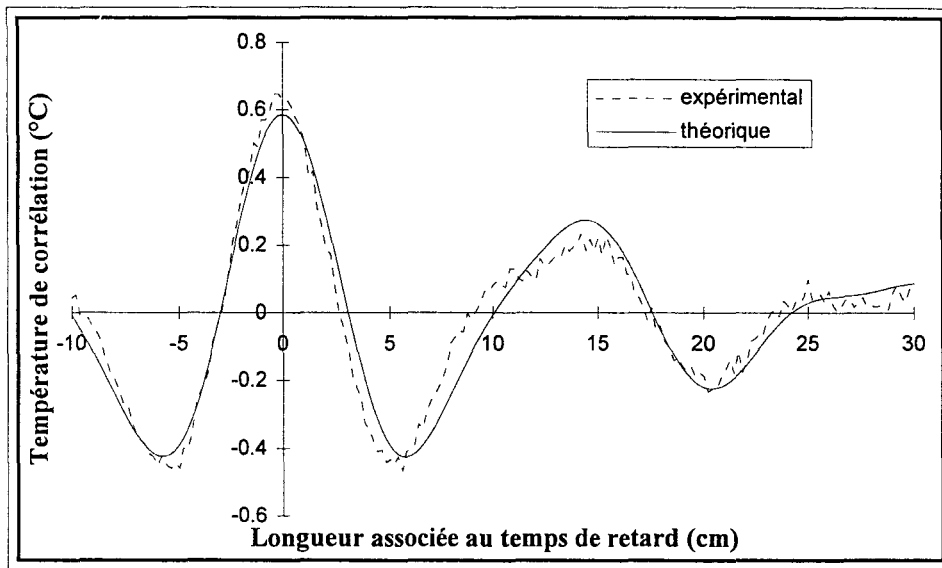


(a)

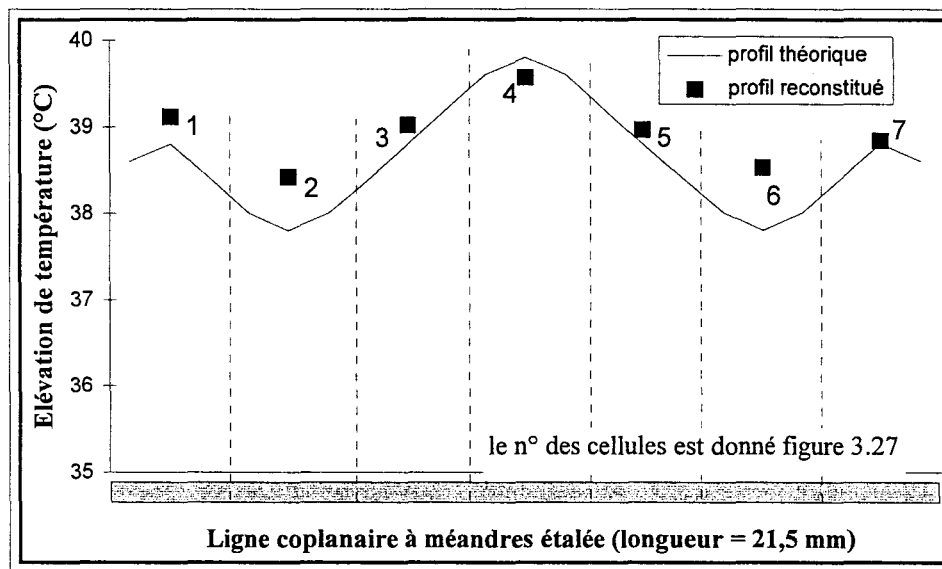


(b)

Figure 3.28 : Paramètres de répartition de la ligne coplanaire à méandres pour la reconstruction de profils de température à deux dimensions
 (a) Modules
 (b) Phases

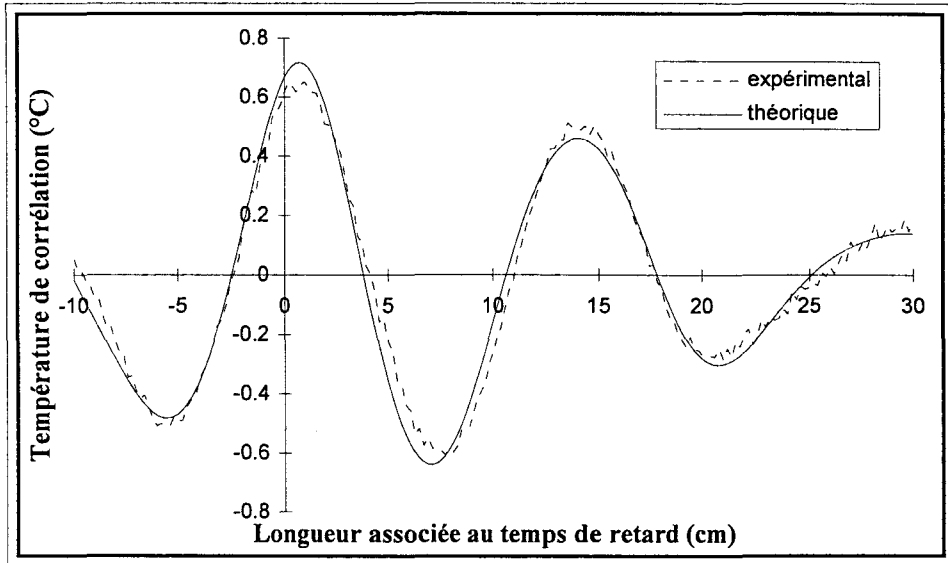


(a)

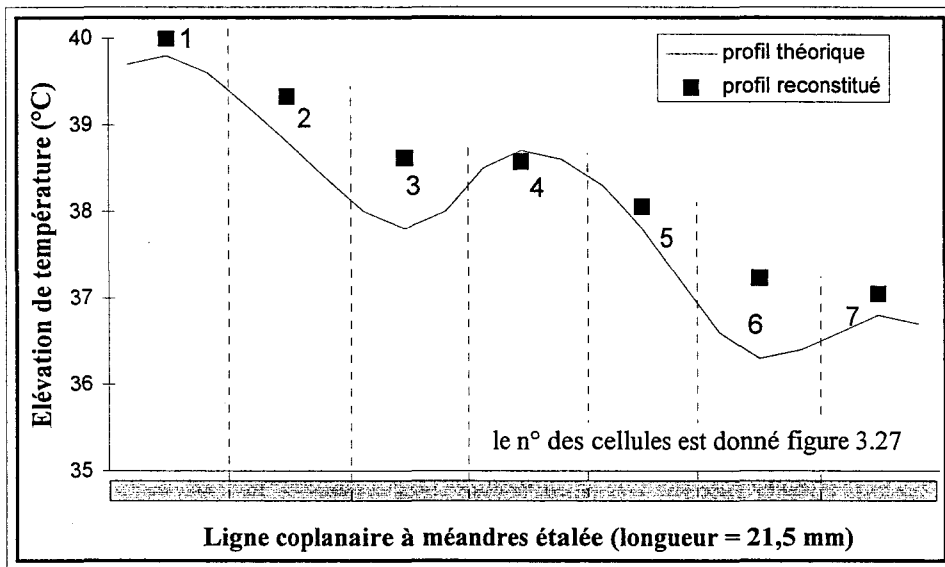


(b)

Figure 3.29 : Ligne coplanaire à méandres avec chauffage d'une résistance sur la face arrière du substrat, au milieu de la ligne (cellule 4)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

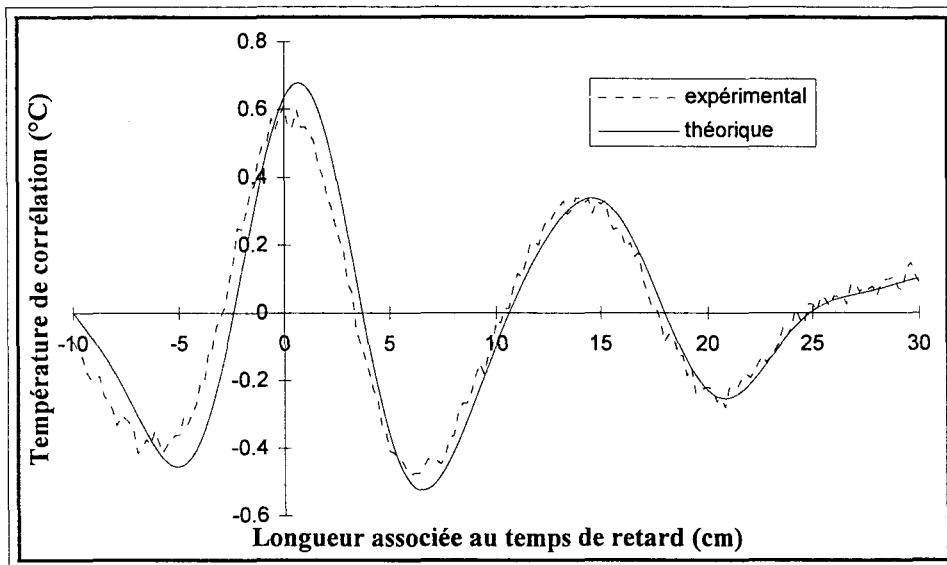


(a)

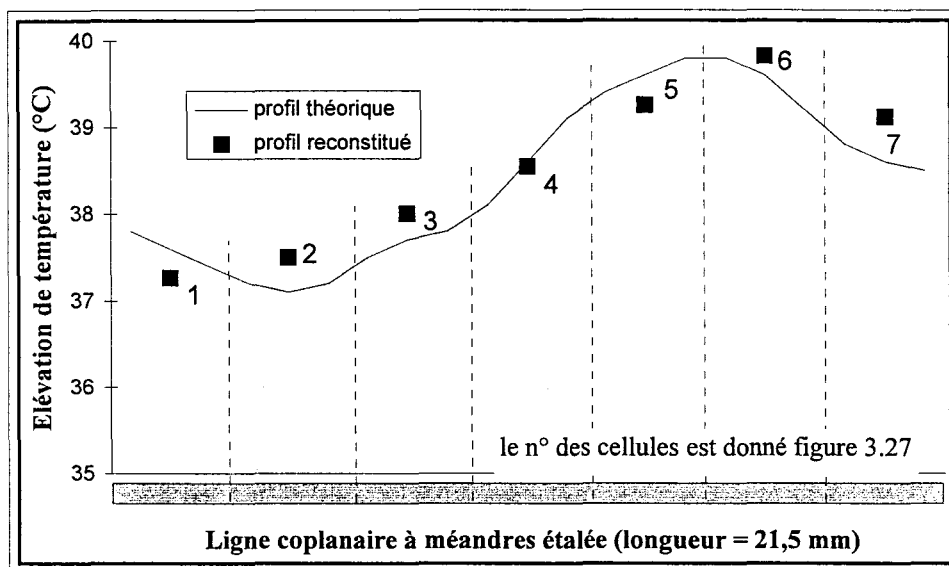


(b)

Figure 3.30 : Ligne coplanaire à méandres avec chauffage d'une résistance sur la face arrière du substrat, à l'extrémité de la ligne (cellule 1)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température



(a)



(b)

Figure 3.31 : Ligne coplanaire à méandres avec chauffage d'une résistance excentrée, sur la face arrière du substrat (cellules 5 et 6)
 (a) Interférogrammes relevé et calculé à partir du profil théorique
 (b) Reconstitution du profil de température

- Longueur de ligne (sans considérer les coudes) : $L = 21,5$ mm

La figure 3.28 nous permet de comparer les paramètres de répartition théoriques et expérimentaux. Nous pouvons constater que le modèle équivalent du coude en structure coplanaire qui a été établi, permet d'obtenir un bon accord entre la simulation et la mesure.

Notons que la résistivité de la métallisation est ici également, différente de celle de l'or, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 3.3.1. La valeur de résistivité injectée dans le logiciel de simulation est en réalité celle obtenue par la mesure de la résistance continue de la ligne.

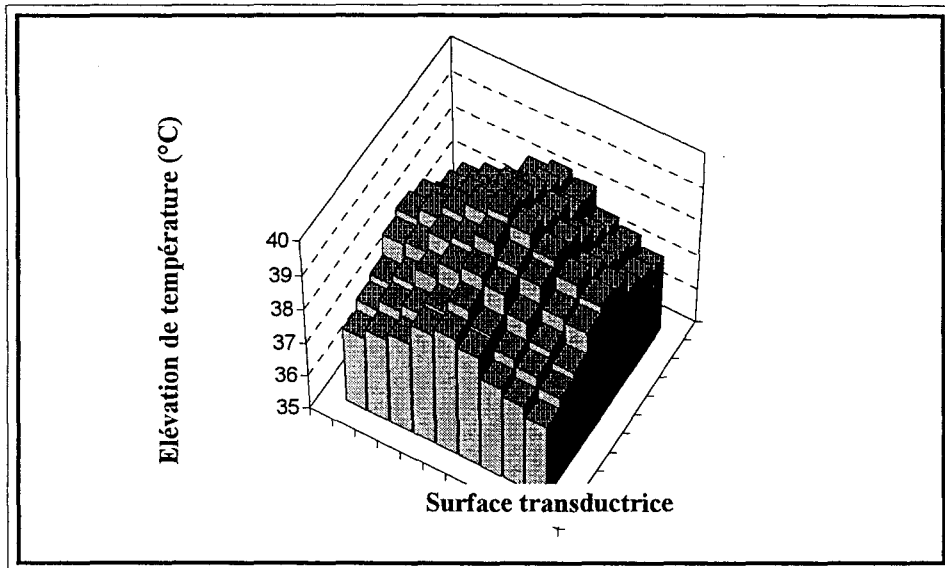
3.4.3 Inversion de profils de température

De la même manière que pour les lignes coplanaires sans discontinuités des résistances CMS insérées sur la face arrière du substrat échauffent certaines parties de la ligne. La température est relevée avec le thermocouple déjà mentionné, le long du ruban central de la ligne coplanaire, puis corrigée par la méthode du gradient linéaire (tableau 3.1).

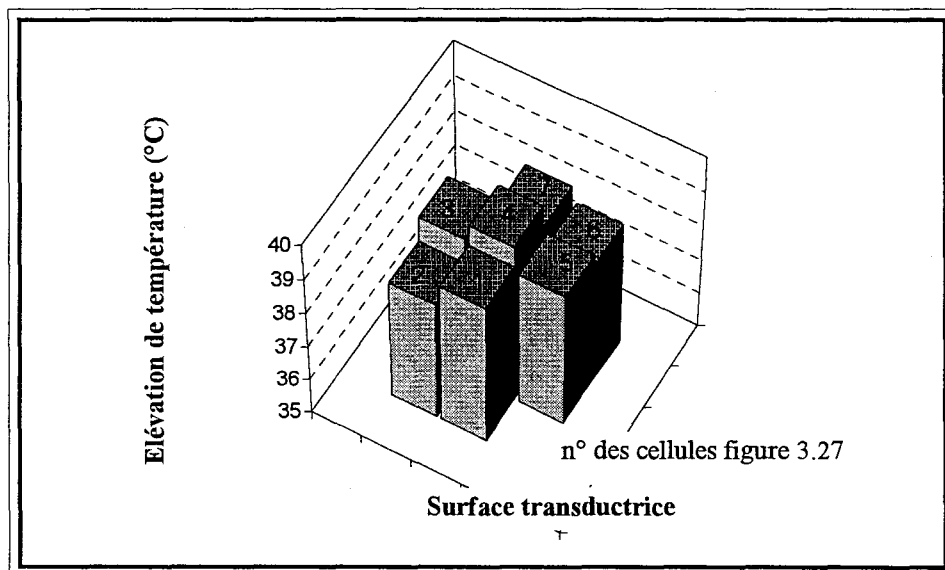
Nous présentons sur les figures 3.29.a à 3.31.a les interférogrammes théoriques et expérimentaux correspondant à plusieurs cas de profils de température, créés sur la ligne à méandres. Les interférogrammes théoriques correspondent à l'évolution de la température de corrélation en fonction du temps de retard, calculés à partir des paramètres de répartition calculés par le logiciel de simulation et des température relevées à l'aide du thermocouple. Nous pouvons noter un bon accord entre les données calculées et mesurées.

Le problème inverse est toujours celui de reconstruire les différents profils de température, à partir des interférogrammes mesurés. Nous avons vu que la connaissance des matrices de répartition des différents quadripôles élémentaires constituant la ligne est nécessaire.

La reconstruction du profil de température est ici, plus délicate que dans les cas précédents, où les profils étaient toujours unidimensionnels. En effet, dans le cas de la lignes à méandres, la répartition de chaleur se fait sur deux dimensions. Or, l'inversion des données radiométriques par filtrage de Kalman, permet de déterminer uniquement la température des différents quadripôles élémentaires qui constituent la ligne dissipative (figures 3.29.b à 3.31.b), et ne donne pas la distribution de température sur toute la surface couverte par la ligne. Nous utilisons pour cela le découpage représenté sur la figure 3.27. Ce découpage



(a)



(b)

Figure 3.32 : Ligne coplanaire à méandres avec chauffage d'une résistance sur la face arrière du substrat, au milieu de la ligne (cellule 4)
 (a) Profil 2D relevé au thermocouple
 (b) Profil 2D déduit de l'inversion de l'interférogramme

permet d'affecter à chaque cellule élémentaire, une portion de la ligne à méandres correspondant à un quadripôle élémentaire. Nous pouvons alors faire une représentation du profil en deux dimensions de la température à la surface du substrat d'alumine.

Nous exposons sur la figure 3.32, la comparaison en deux dimensions, entre le profil de température relevé grâce au thermocouple et le profil retrouvé après inversion des données radiométriques, dans le cas déjà présenté sur la figure 3.29.

Nous pouvons noter une bonne concordance entre les deux profils, malgré une résolution grossière, due au mode de découpage de la surface sous investigation.

3.5 Conclusion

La mesure de température radiométrique, et particulièrement son interprétation, a été confrontée à plusieurs problèmes qui ne sont pas tous résolus. En premier lieu, la connaissance de la résistivité de la couche d'or est délicate et non reproductible. En deuxième lieu, la propagation de la chaleur de la résistance de chauffage vers la ligne dissipative doit être modélisée. Nous avons aussi montré que dans les situations envisagées, les discontinuités associées aux coudes peuvent être traitées de manière simple.

Nous montrons ici la possibilité d'une thermométrie à deux dimensions sur des surfaces solides, sans avoir recours à un balayage mécanique. Il faut noter particulièrement que le transducteur constitué par la ligne à méandres, pourrait par exemple être enterré dans un substrat microélectronique. Le développement de circuits électroniques 3D [35] pourrait utiliser un tel dispositif pour établir des modèles thermiques au sein des matériaux.

CHAPITRE 4

Faisabilité et performances estimées d'un microcapteur de température

4.1 Introduction

Le but initial de ce travail est la compréhension des phénomènes de corrélation du bruit thermique issu de deux sondes de mesures. Pour cela, l'étude des lignes dissipatives a été menée en profondeur. Un exemple de résultat, parmi un grand nombre, est la mise en évidence de l'autodestruction du signal radiométrique par la combinaison du bruit « série » et « parallèle ». Les bons résultats obtenus nous ont poussé à donner une suite à ce travail en proposant un projet de microcapteur thermique utilisant une telle ligne sous forme d'un transducteur « distribué », pièce maîtresse du dispositif.

Le travail théorique et expérimental précédent va nous permettre de définir les performances que l'on peut attendre d'un tel microcapteur de température, notamment en quantifiant les notions de résolution spatiale et de résolution en température jouant sur les paramètres accessibles à l'expérimentateur : caractéristiques géométriques et électriques de la ligne, fréquence de fonctionnement et bande passante du radiomètre, radiomètre bi-fréquence.

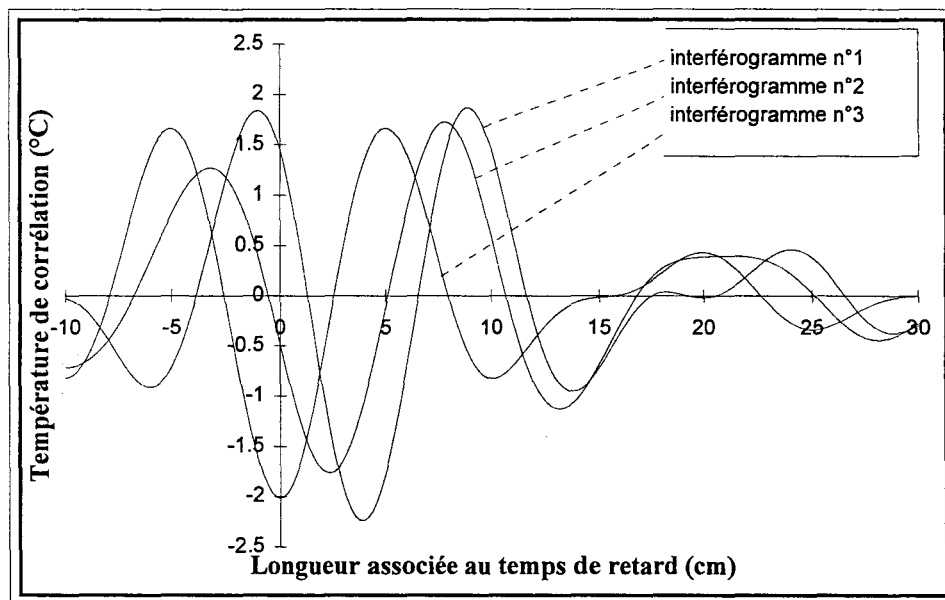
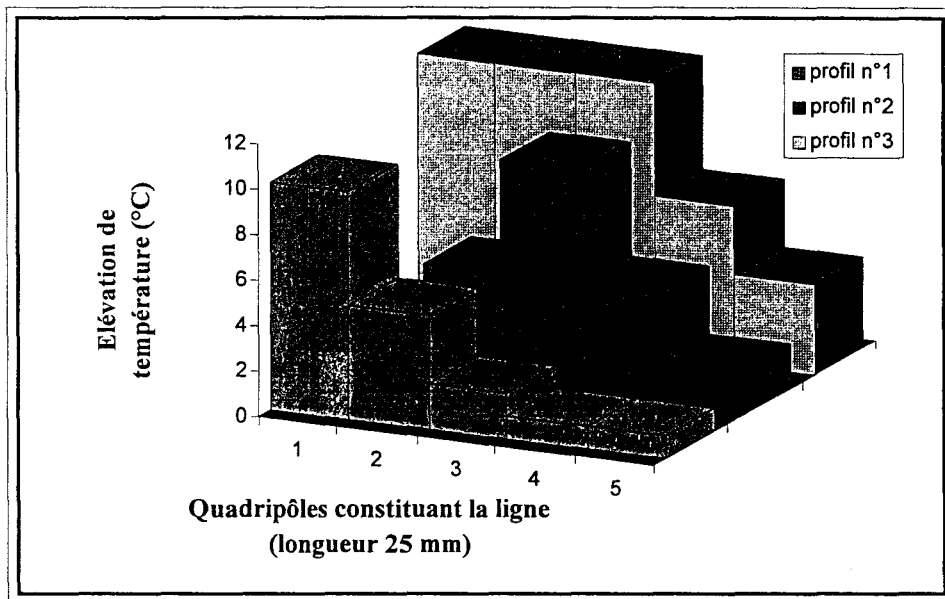


Figure 4.1 : Exemple de trois profils de température différents donnant trois interférogrammes différents ($f = 3 \text{ Ghz}$, BP 2 GHz)

Les simulations réalisées sont appliquées à des lignes de transmission théoriques, en propagation TEM. Les constantes de ces lignes correspondent aux valeurs équivalentes des lignes coplanaires traitées au chapitre précédent.

Dans ce chapitre, nous expliquons d'abord notre mode opératoire, donnons un exemple de problème mal posé puis abordons les problèmes de résolution spatiale, et de résolution en température. Nous voyons également de quelle manière il est possible d'améliorer ces deux types de résolution, qui sont d'ailleurs interdépendantes. En effet, l'intérêt de réaliser un microcapteur de température pouvant opérer dans des milieux fermés non accessibles aux méthodes classiques telles que les mesures en infrarouge, doit nous mener à obtenir la meilleure résolution possible.

4.2 Etude théorique d'un problème mal posé avec prise en compte du bruit de mesure

L'interférogramme élémentaire généré par une source de bruit varie en fonction de la température de la source. Cela implique que pour différentes distributions de température le long de la ligne, l'interférogramme résultant de la superposition des interférogrammes élémentaires varie également de manière globale, comme illustré sur la figure 4.1, pour trois distributions thermiques différentes. Les différences évidentes entre les trois interférogrammes obtenus, nous font penser qu'il est très simple de remonter aux trois profils de températures.

Cependant si nous considérons les trois profils de la figure 4.2, nous pouvons remarquer que les interférogrammes correspondants au chauffage d'une ou plusieurs cellules sont presque identiques. Dans ce cas, certains résultats de l'inversion de ces interférogrammes peuvent poser problème. Cela montre que la solution que nous recherchons lors de l'inversion des données radiométriques peut ne pas être unique. Ce cas peut être rencontré quand les différences entre profils sont en dessous des limites de résolution ; nous nous trouvons alors face à un problème mal posé.

En fait, dans le présent exemple, intuitivement et compte tenu de la théorie élémentaire des lignes, il semble impossible de préciser la position d'un point chaud à l'intérieur d'une cellule élémentaire de longueur voisine de $\lambda / 10$. Mais le processus d'inversion va permettre de donner la valeur de la température physique combinée à une amélioration de la résolution spatiale.

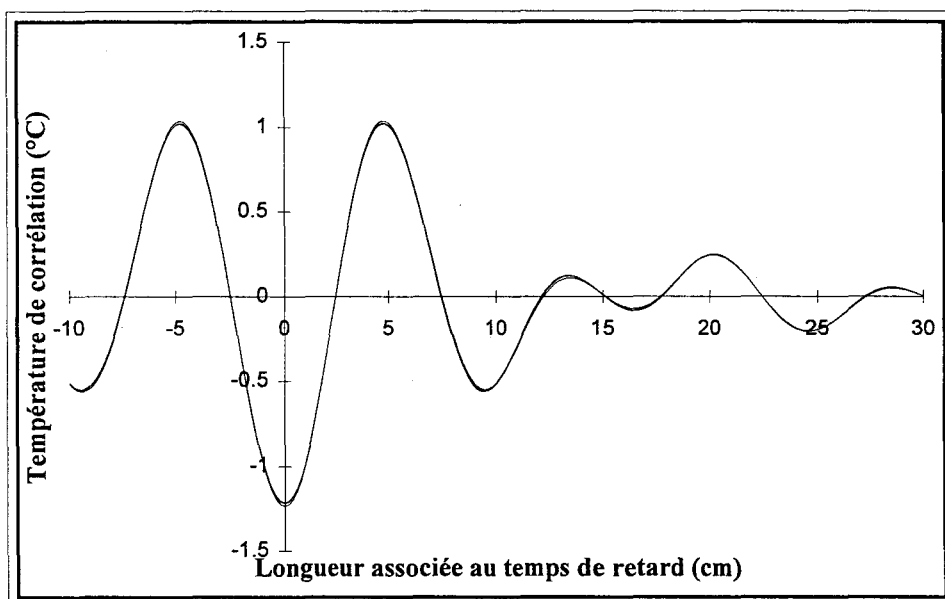
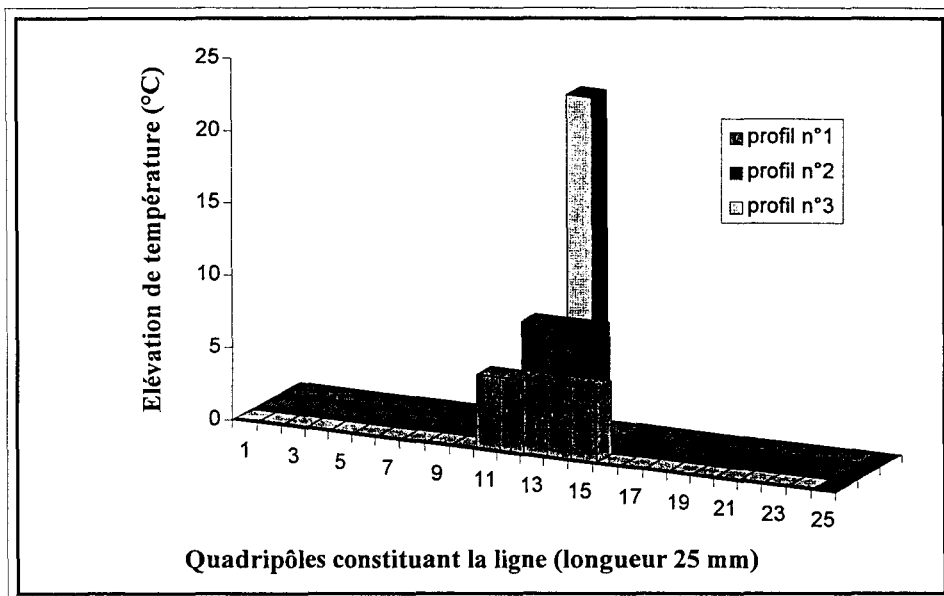


Figure 4.2 : Exemple de trois profils de température différents donnant trois interférogrammes pratiquement identiques ($f = 3 \text{ GHz}$, BP 2 GHz)

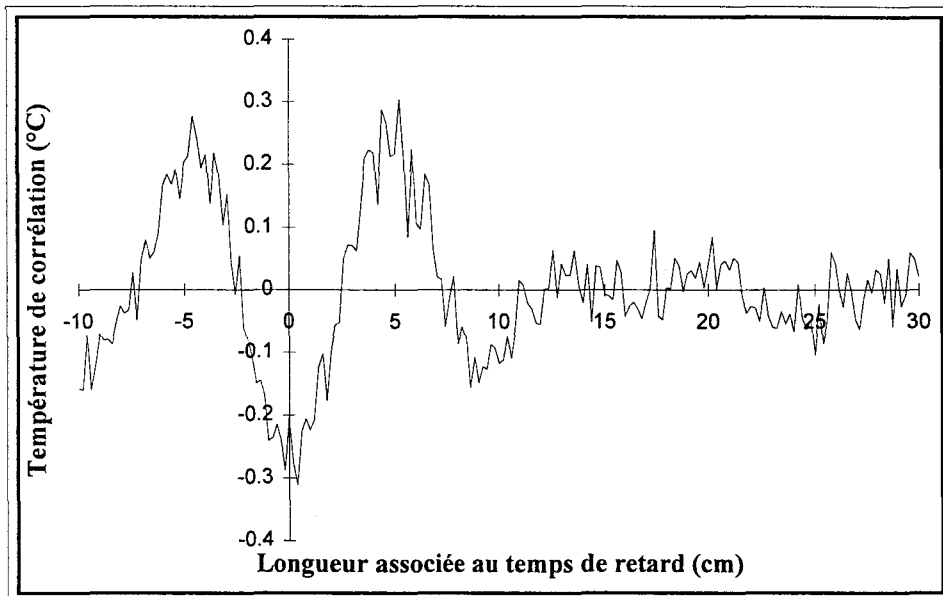


Figure 4.3 : Interférogramme théorique en tenant compte du bruit de mesure

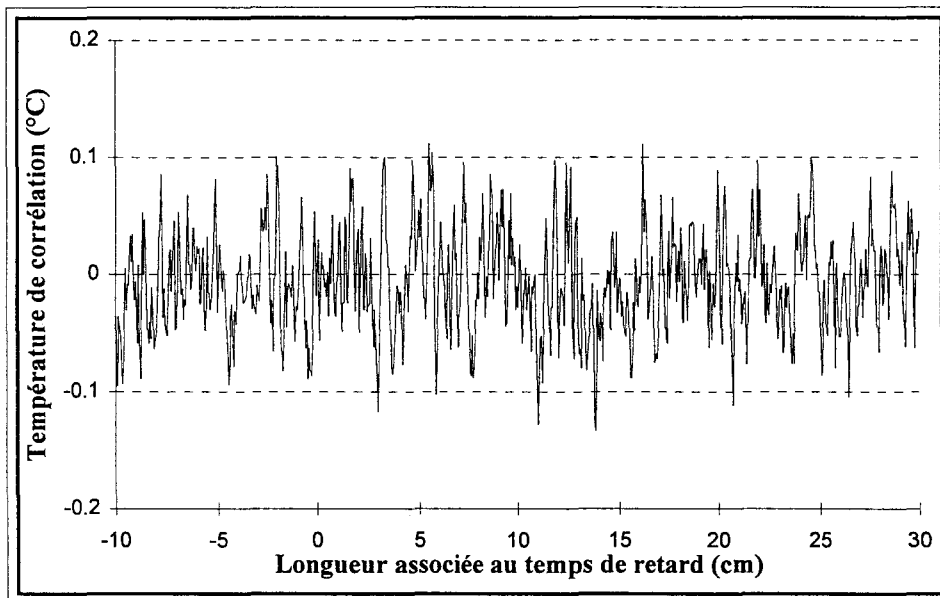


Figure 4.4 : Bruit de mesure superposable au signal radiométrique.
Acquisition effectuée en configuration dite à corrélation nulle

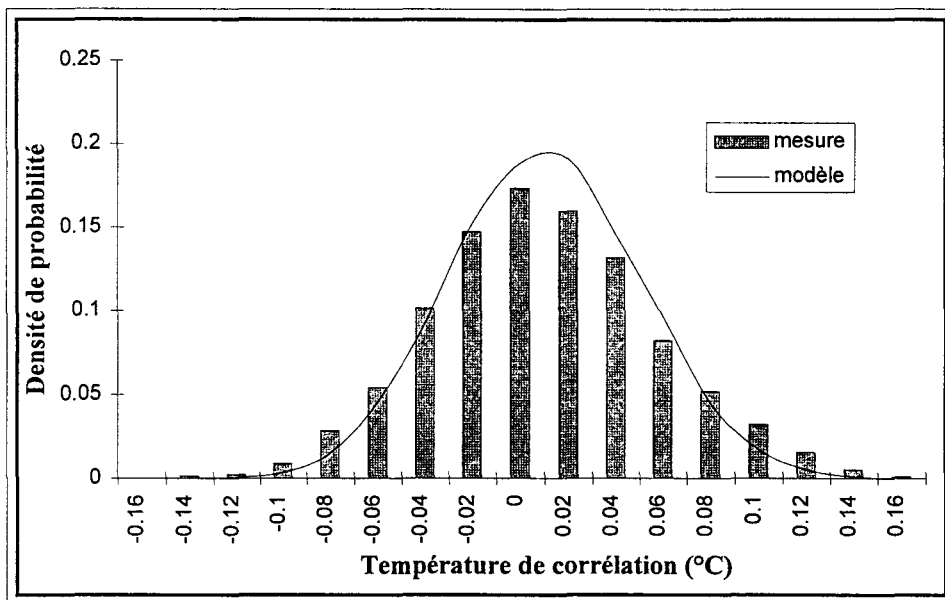


Figure 4.5 : Bruit de mesure. Comparaison modèle-mesure de la densité de probabilité du bruit de mesure (corrélacion nulle)

Supposons par exemple à 3 GHz, un « point chaud » de +5°C, large de 1 mm ($\lambda / 40$), situé au milieu d'une ligne dissipative. Le système de mesure permet d'obtenir un interférogramme similaire à celui de la figure 4.3 obtenu par simulation. Notons l'allure bruitée du signal radiométrique. En effet, dans le but de se rapprocher des conditions réelles de mesure, nous superposons à l'interférogramme calculé, un tirage pseudo-aléatoire de nature gaussienne, de moyenne nulle, et d'écart-type tel que ce tirage soit similaire à l'interférogramme obtenu lorsque les deux entrées du corrélateur sont connectées à deux charges adaptées. Cette configuration est dite à corrélation nulle. L'interférogramme de la figure 4.4 représente en fait le bruit de mesure ajouté lors de l'acquisition du signal radiométrique.

A titre de contrôle, la figure 4.5 qui représente la densité de probabilité des valeurs du signal radiométrique obtenues dans cette configuration, nous montre que c'est bien un bruit gaussien, de moyenne nulle, et d'écart-type 0,1°C. Ce type de modélisation, qui permet de simuler le cas de mesures radiométriques, est exploité dans la suite de ce chapitre.

4.3 Résolution spatiale

La définition d'un capteur distribué de température pose la question de la résolution spatiale. Cette définition est délicate dans notre cas, car elle est aussi liée au rapport signal sur bruit, c'est-à-dire à la température en différents points de la ligne.

L'apport du filtrage de Kalman est indéniable en ce qui concerne la résolution spatiale du capteur. En effet, l'étude des interférogrammes sur des petites différences de largeurs de point chaud n'est pas très significative. Par contre, avec l'étude stochastique du signal généré par le radiomètre, l'interprétation des données est plus fine. Nous allons quantifier cette résolution spatiale, en examinant les résultats de l'inversion et non pas en comparant la forme des interférogrammes.

Nous définissons la résolution spatiale par l'aptitude du système à déceler le « point chaud » le plus réduit possible et à en déterminer la taille. Cette définition tient compte de la connaissance a priori des profils réels de température.

La mesure faite pour estimer cette résolution spatiale s'effectue en comparant la surface du point chaud théorique à la surface de la reconstitution jusqu'au premier zéro

(annexe D). Cette extension suffit, car si le signal est dégradé globalement (« lobes » secondaires importants), le lobe principal l'est aussi.

Cette étude est effectuée en fonction de deux paramètres propres à la ligne dissipative, (longueur et résistance linéique) et d'un troisième paramètre dépendant de la température considérée.

Nous considérons donc les valeurs suivantes à 3 GHz (BP-2 GHz) :

- Longueur $l = 10, 20$ et 30 mm
- Résistance linéique $r = 500, 2500, 5000$ et $25000 \Omega/m$
- élévation en température $\Delta T = +1, +2, +5, +10$ et $+20^\circ C$

Les autres propriétés constantes de la ligne sont les suivantes :

- Impédance caractéristique sans pertes $Z_c = 50 \Omega$
- Permittivité relative $\epsilon_r = 5$

Pour une ligne dissipative donnée, nous définissons plusieurs largeurs de point chaud. Nous décomposons donc chaque ligne en un certain nombre de quadripôles élémentaires. Ce nombre définit une longueur élémentaire, qui est en fait la largeur du point chaud. Cette décomposition dépendra de la longueur de la ligne comme indiqué sur le tableau suivant :

Longueur de ligne (mm)	Nombre de quadripôles élémentaires	Largeur du « point chaud » (mm)	Largeur du « point chaud » en $10^{-2}\lambda_g$
10	2 - 3 - 5 - 10	1 - 2 - 3,33 - 5	2 - 4,5 - 7,4 - 11
20	3 - 4 - 5 - 6 10 - 20	1 - 2 - 3,33 - 4 5 - 6,67	2 - 4,5 - 7,4 - 8,9 11 - 15
30	3 - 5 - 6 - 10 15	2 - 3 - 5 - 6 10	4,5 - 6,7 - 11 - 13 22

Tableau 4.1 : Décomposition des différentes lignes dissipatives en quadripôles élémentaires et largeurs de « points chauds » considérés

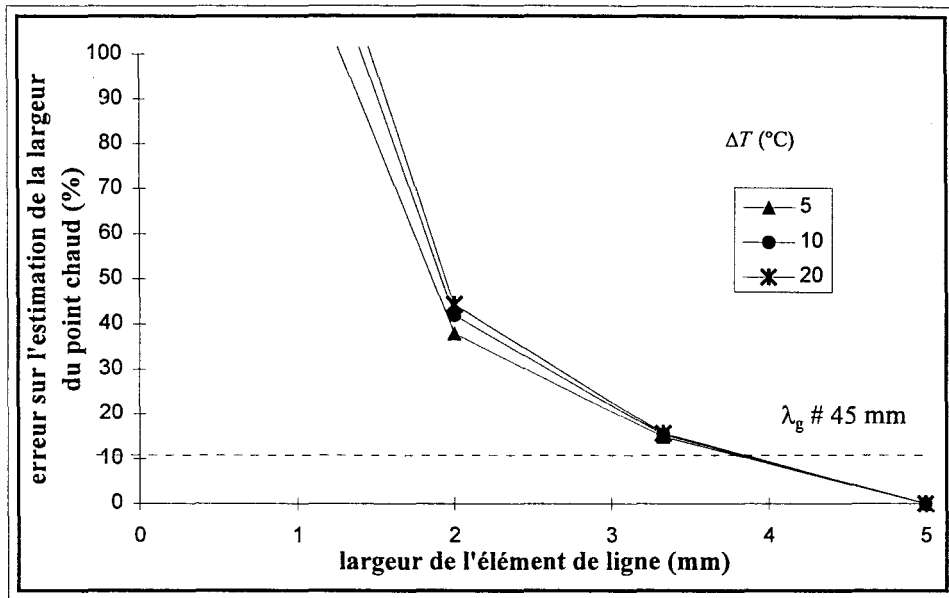


Figure 4.6 : Résolution spatiale en fonction de la largeur du point chaud et de sa température. Cas d'une ligne de longueur 10 mm et de résistance linéique 500 Ω/m ($f = 3$ GHz)

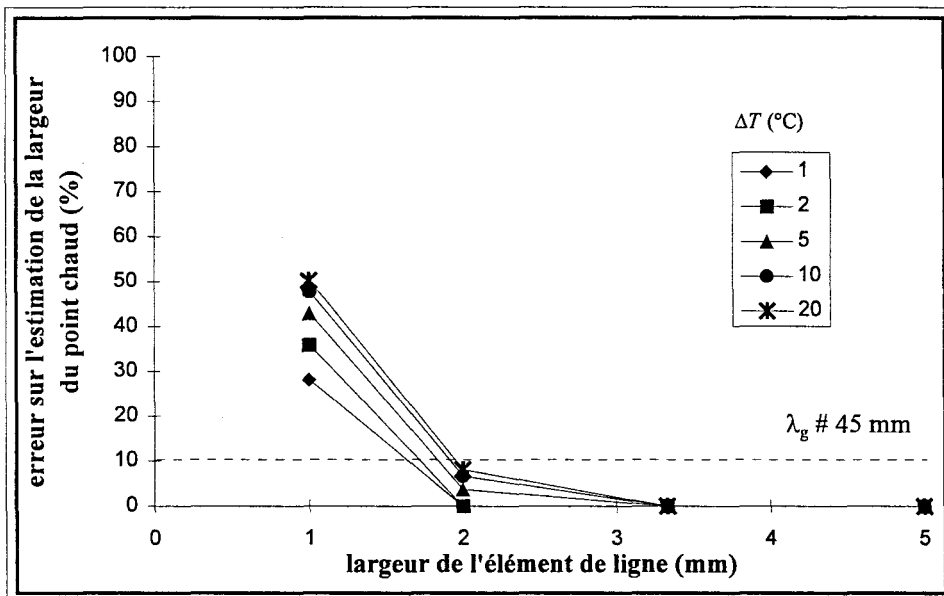


Figure 4.7 : Résolution spatiale en fonction de la largeur du point chaud et de sa température. Cas d'une ligne de longueur 10 mm et de résistance linéique 25000 Ω/m ($f = 3$ GHz)

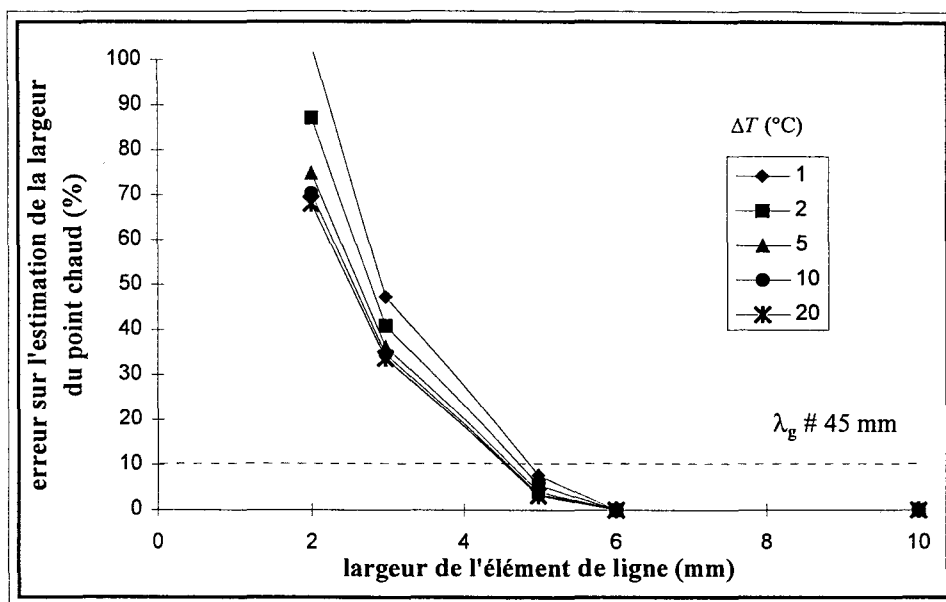


Figure 4.8 : Résolution spatiale en fonction de la largeur du point chaud et de sa température. Cas d'une ligne de longueur 30 mm et de résistance linéique 500 Ω/m ($f = 3$ GHz)

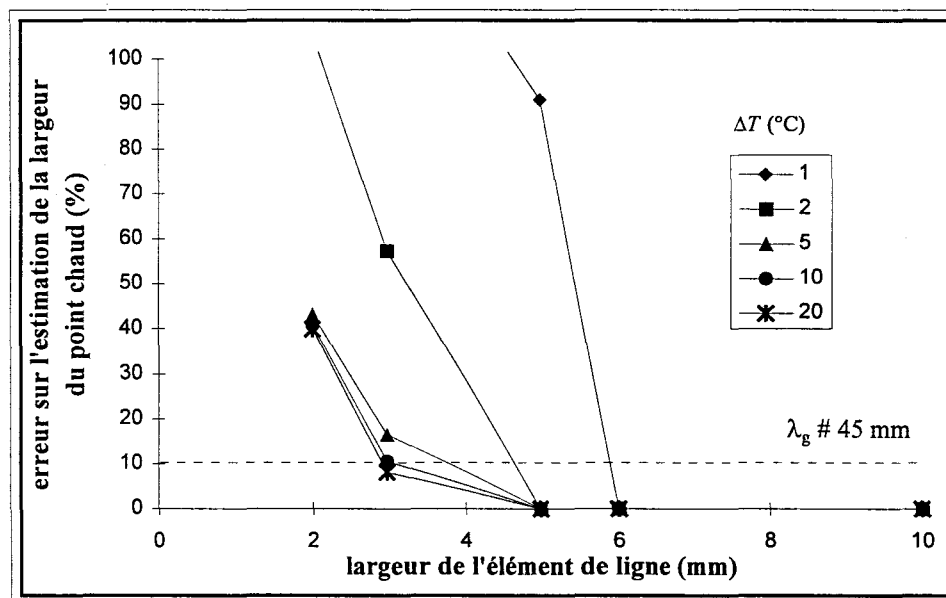


Figure 4.9 : Résolution spatiale en fonction de la largeur du point chaud et de sa température. Cas d'une ligne de longueur 30 mm et de résistance linéique 25000 Ω/m ($f = 3$ GHz)

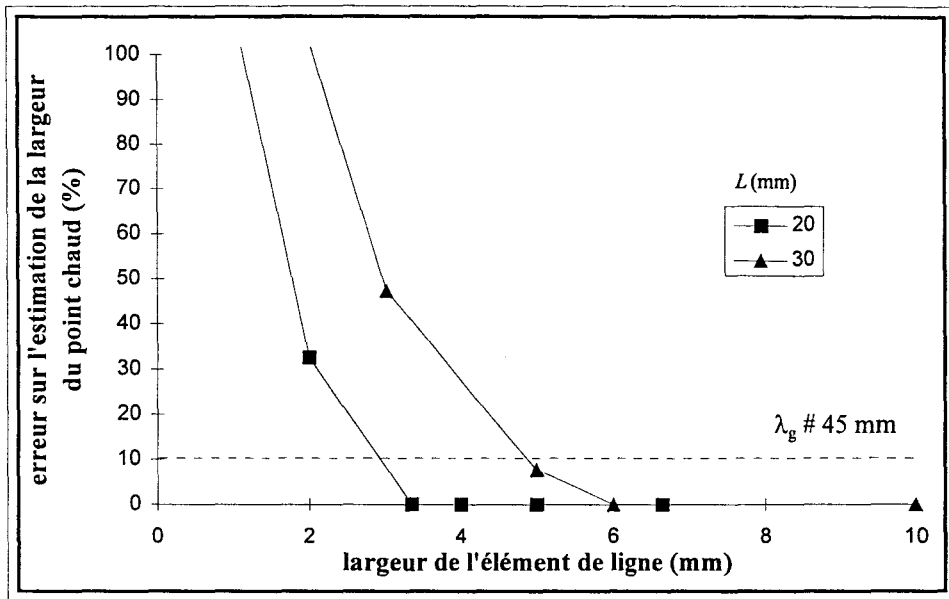


Figure 4.10 : Résolution spatiale en fonction de la largeur du point chaud et de la longueur de la ligne. Cas d'un point chaud de 1°C avec une résistance linéique de $500 \Omega/\text{m}$

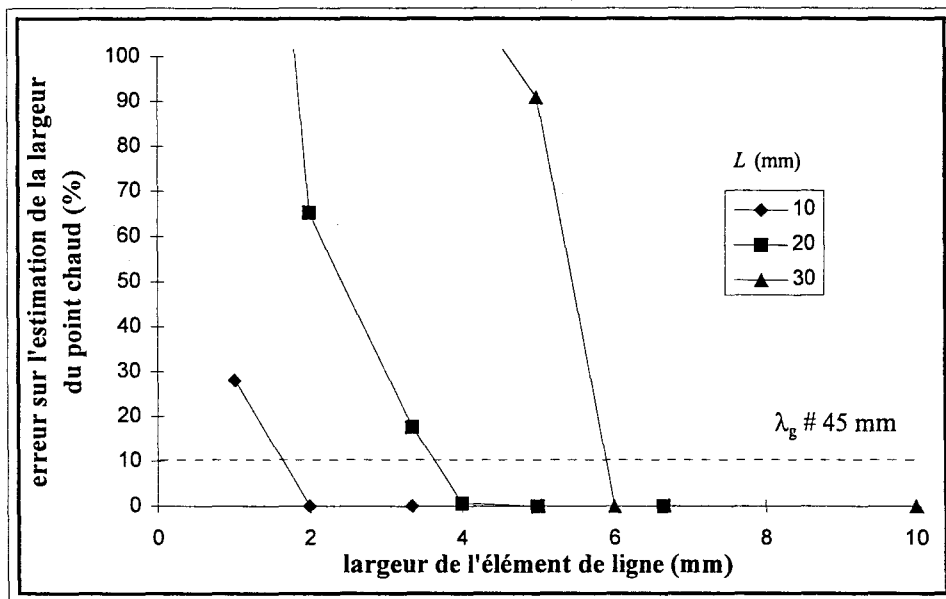


Figure 4.11 : Résolution spatiale en fonction de la largeur du point chaud et de la longueur de la ligne. Cas d'un point chaud de 1°C avec une résistance linéique de $25000 \Omega/\text{m}$

Un point chaud correspond donc à un quadripôle élémentaire dont la température est différente de celle des autres quadripôles élémentaires.

Dans cette étude, toutes les combinaisons définies ci-dessus sont traitées (longueur - résistance linéique - élévation en température). La première étape est le calcul, pour chaque cas et pour toutes les valeurs de la largeur du point chaud, de l'interférogramme correspondant quand la ligne ainsi définie est connectée aux deux entrées du radiomètre. Nous superposons à l'interférogramme un bruit de mesure théorique, comme expliqué au paragraphe 4.2.

Après l'inversion des données bruitées par le filtre de Kalman, nous comparons chaque profil de température, au profil théorique initial vrai. Etant donné que nous étudions ici, la résolution spatiale, seule la largeur du point chaud est comparée (Annexe D).

Nous présentons finalement les résultats de cette étude figures 4.6 à 4.11. L'exploitation des résultats sera faite en considérant une erreur maximale de 10% sur la mesure de la résolution spatiale.

La conclusion au vu de l'ensemble des courbes représentées, montre que les meilleures résolutions sont obtenues pour de petites longueurs de lignes avec de fortes pertes ; et ceci, avec une faible dépendance de la température (figures 4.7 et 4.11).

Nous pouvons voir que si la ligne est assez longue, et les pertes relativement importantes, nous obtenons aussi une bonne résolution si la température des points chauds est suffisamment élevée (figure 4.9).

La résolution peut alors atteindre 2 mm (petites longueurs de ligne), soit une résolution de $\lambda_g / 20$ à 3 GHz ; et de 3 mm (grandes longueurs de ligne), soit $\lambda_g / 7$.

Pour les cas complémentaires, la conclusion assez évidente, est inverse. Les moins bons résultats sont obtenus pour une grande ligne à faibles pertes (figure 4.10) et ceci quelque soit la température des points chauds (figure 4.8). La résolution est alors de 5 mm, soit $\lambda_g / 4$.

Le cas de petites lignes faibles pertes entraîne l'élimination de l'interprétation de faibles gradients de température. En effet, l'inversion des données montre des maximums de température qui ne se situent pas à la localisation du point chaud. Il n'est alors pas possible de

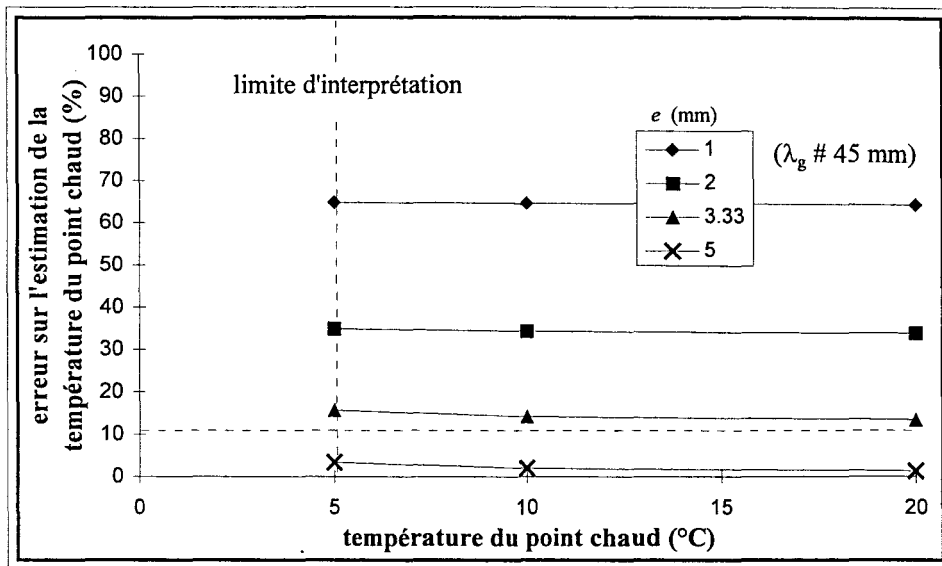


Figure 4.12 : Résolution en température en fonction de la température du point chaud et de sa largeur e . Cas d'une ligne de longueur 10 mm et de résistance linéique 500 Ω/m

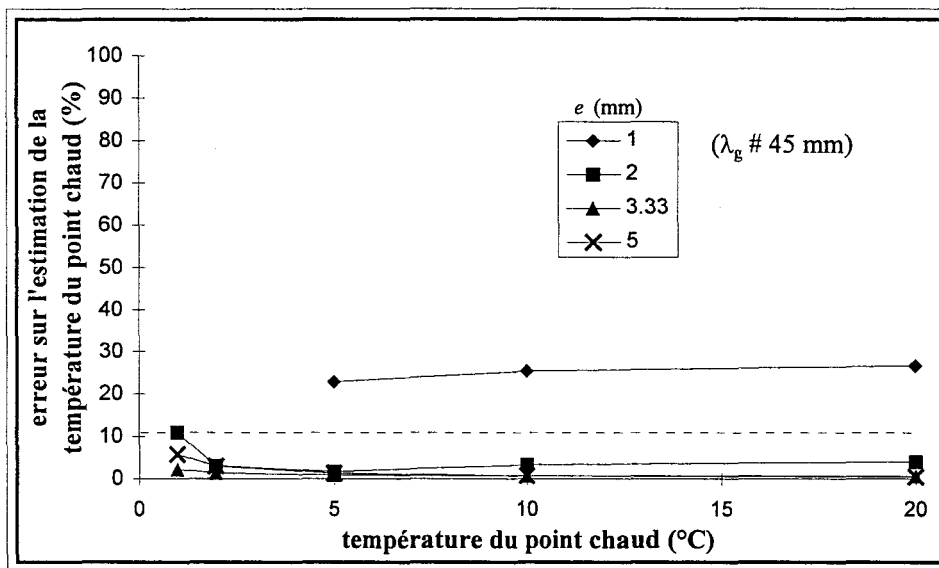


Figure 4.13 : Résolution en température en fonction de la température du point chaud et de sa largeur e . Cas d'une ligne de longueur 10 mm et de résistance linéique 25000 Ω/m

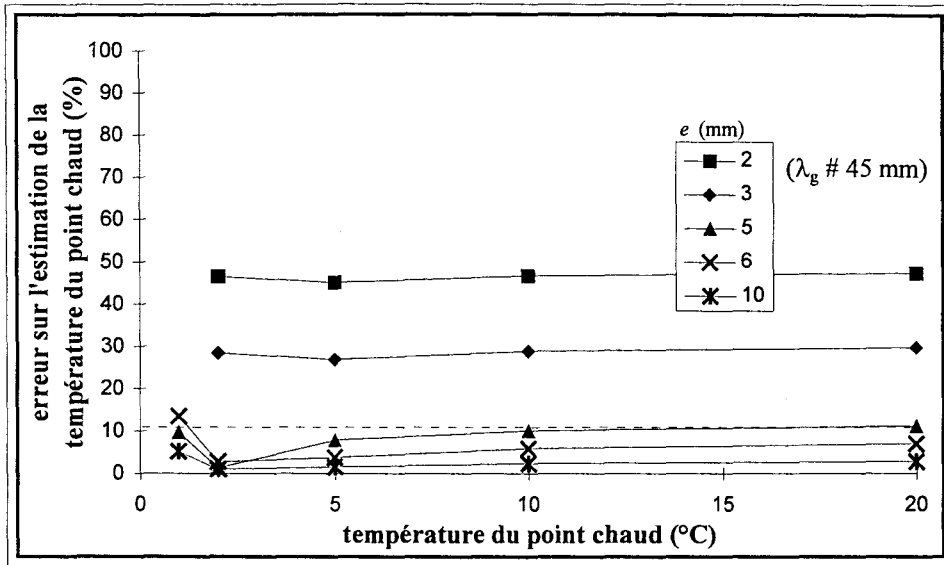


Figure 4.14 : Résolution en température en fonction de la température du point chaud et de sa largeur e . Cas d'une ligne de longueur 30 mm et de résistance linéique 500 Ω/m

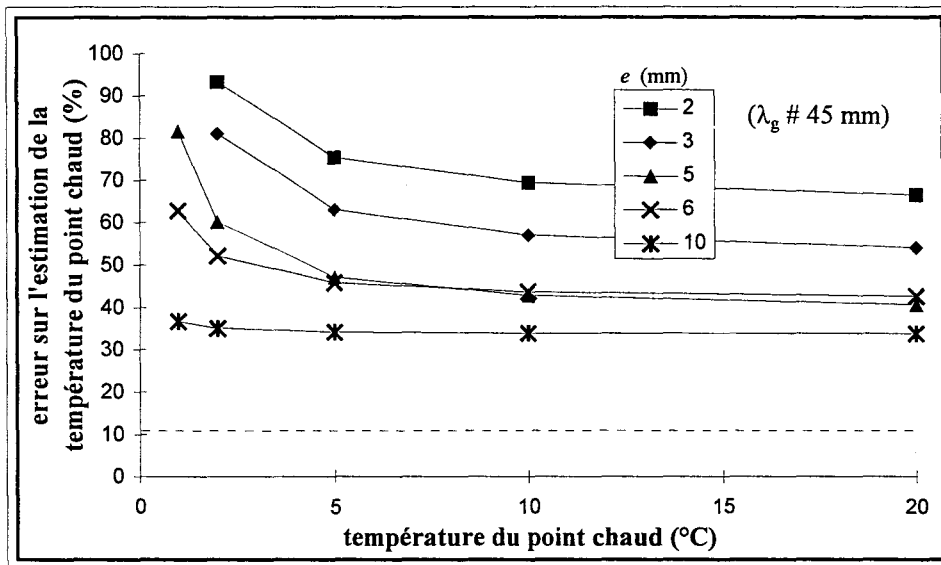


Figure 4.15 : Résolution en température en fonction de la température du point chaud et de sa largeur e . Cas d'une ligne de longueur 30 mm et de résistance linéique 25000 Ω/m

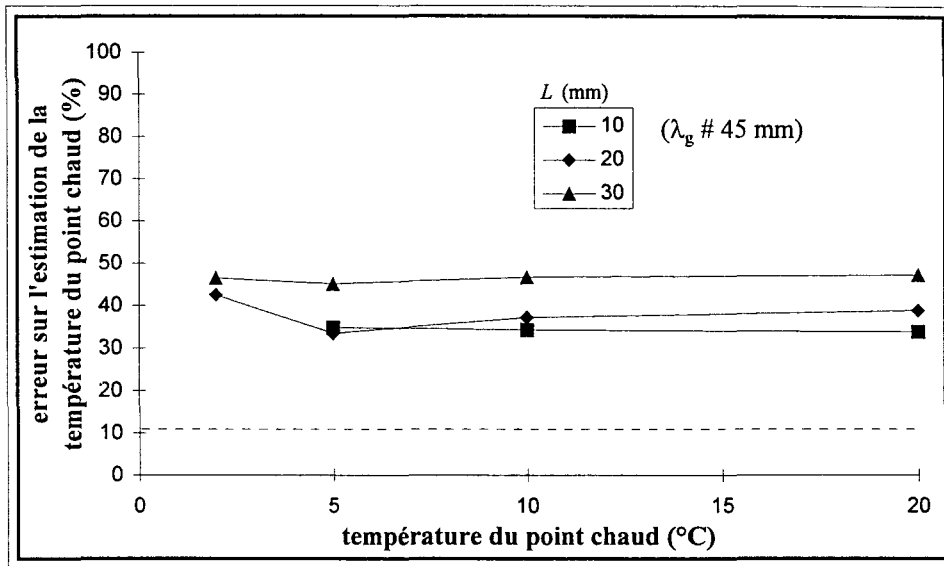


Figure 4.16 : Résolution en température en fonction de la température du point chaud et de la longueur l de la ligne. Cas d'un point chaud de 2 mm avec une résistance linéique 500 Ω/m

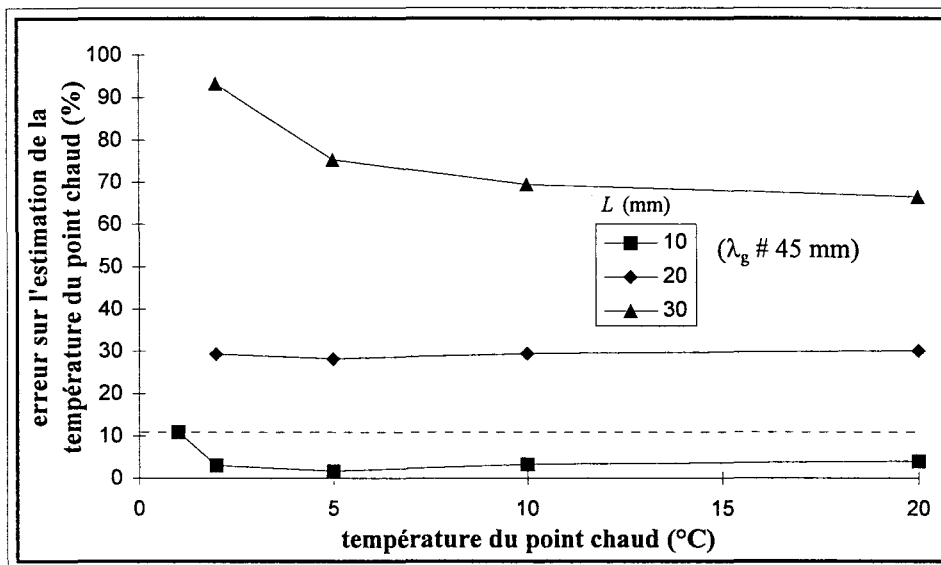


Figure 4.17 : Résolution en température en fonction de la température du point chaud et de la longueur L de la ligne. Cas d'un point chaud de 2 mm avec une résistance linéique 25000 Ω/m

définir la résolution pour ces configurations. Pour des températures supérieures à 5°C, la résolution atteint des valeurs proches du cas précédent (figures 4.6 et 4.10).

4.4 Résolution en température

Nous reprenons les combinaisons définies dans le tableau 4.1. L'estimation de l'erreur est faite par comparaison du maximum du profil retrouvé par rapport au profil théorique vrai (annexe D).

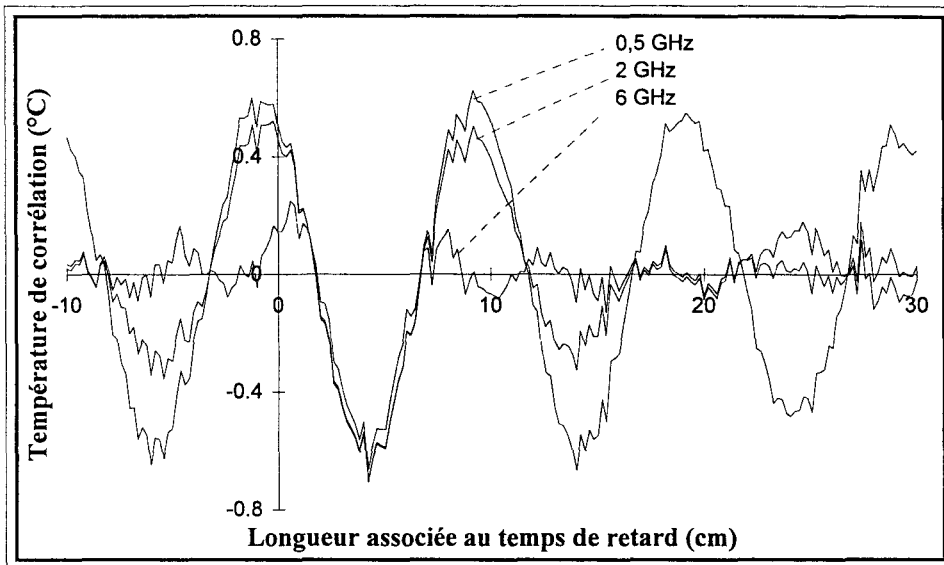
Les figures présentent les évolutions des erreurs en fonction de la température des « points chauds ». Les figures 4.12 et 4.13 s'intéressent à des lignes de faible longueur (10 mm) ayant ou non de fortes pertes. Nous pouvons remarquer que si les pertes sont faibles, nous ne pouvons pas interpréter les interférogrammes, pour des températures inférieures à environ 5°C. Nous pouvons aussi dire que les erreurs restent acceptables pour le cas de points chauds assez larges. Néanmoins, pour de plus petites largeurs de points chauds, la détection reste valable. C'est-à-dire que l'erreur est importante (plus de 10%) mais les interférogrammes interprétables. En ce qui concerne les fortes pertes (figure 4.13), des plots d'environ 2 mm ($\lambda_g / 20$) sont facilement interprétables.

Pour des lignes plus longues (30 mm), de faibles pertes (figure 4.14) ne dégradent pas sensiblement la résolution, comparé au cas de lignes plus petites (figure 4.12). Bien évidemment, cette résolution s'améliore si la largeur des points chauds augmente. Nous pouvons noter que, pour de faibles pertes, la longueur de la ligne n'est pas un paramètre fondamental (figure 4.16).

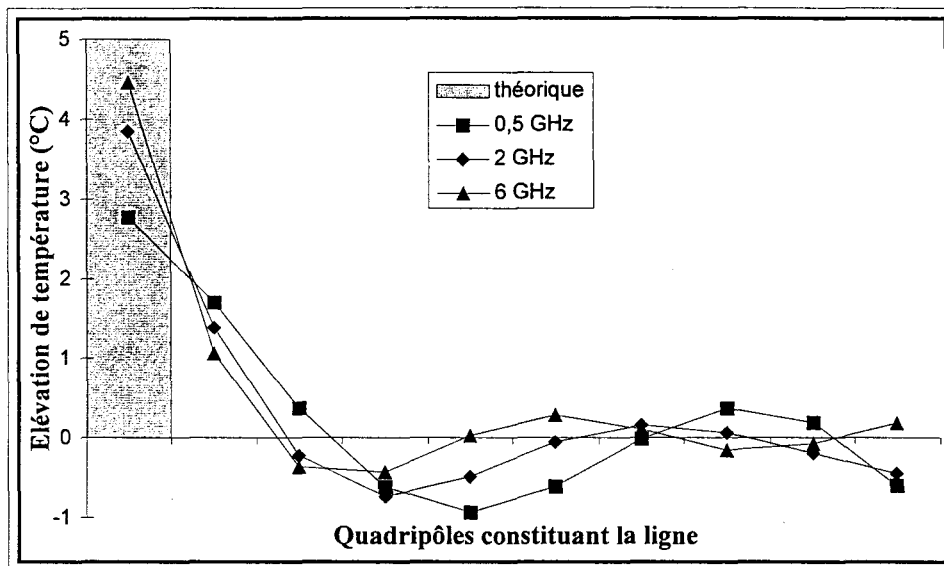
Par contre, lorsque les pertes sont plus importantes, seule la détection peut être envisagée sans interprétation quantitative. Ces effets sont dus aux trop fortes pertes donnant un interférogramme noyé dans le bruit de mesure (figures 4.15 et 4.17).

4.5 Amélioration par radiométrie multifréquence

Nous avons vu que le radiomètre utilisé pouvait atteindre, dans le meilleur des cas, une résolution spatiale de $\lambda_g / 20$ avec une température proche du degré. Nous nous intéressons dans ce paragraphe, à l'amélioration possible de ces résolutions. Nous considérons successivement l'élargissement plus ou moins important de la bande passante, le fait d'utiliser



(a)



(b)

Figure 4.18 : Influence de la bande passante du radiomètre sur la reconstruction du profil de température. Point chaud de 2 mm, $\Delta T = 5^\circ\text{C}$
 (a) Interférogrammes
 (b) Reconstitution du profil de température

deux radiomètres fonctionnant à des fréquences très différentes et le cas de la radiométrie millimétrique.

4.5.1 Elargissement de la bande passante

Intuitivement, on peut penser que la résolution spatiale dépend essentiellement de la bande passante du système de mesure. Des simulations sont réalisées pour tester cette hypothèse. Nous présentons figure 4.18 les résultats de la synthèse et l'inversion de données radiométriques pour trois cas différents de bandes passantes.

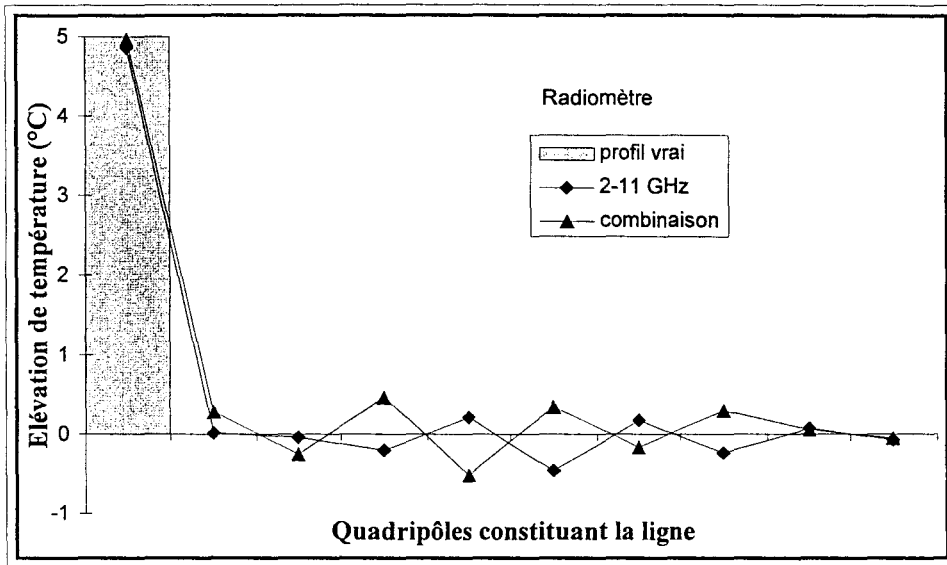
La ligne utilisée pour cette étude à 3 GHz, a une longueur de 20 mm et une résistance linéique de 2500 Ω/m . Elle représente l'un des cas ayant obtenu les meilleurs résultats lors de l'étude des résolutions spatiale et de température.

Les trois interférogrammes de la figure 4.18.a, correspondent au même profil (élément large de 2 mm, avec $\Delta T = 5^\circ C$), mais avec trois configurations différentes de bande passante. Nous superposons, un même bruit de mesure théorique afin d'être dans les mêmes conditions pour les trois cas, en termes de sensibilité du radiomètre.

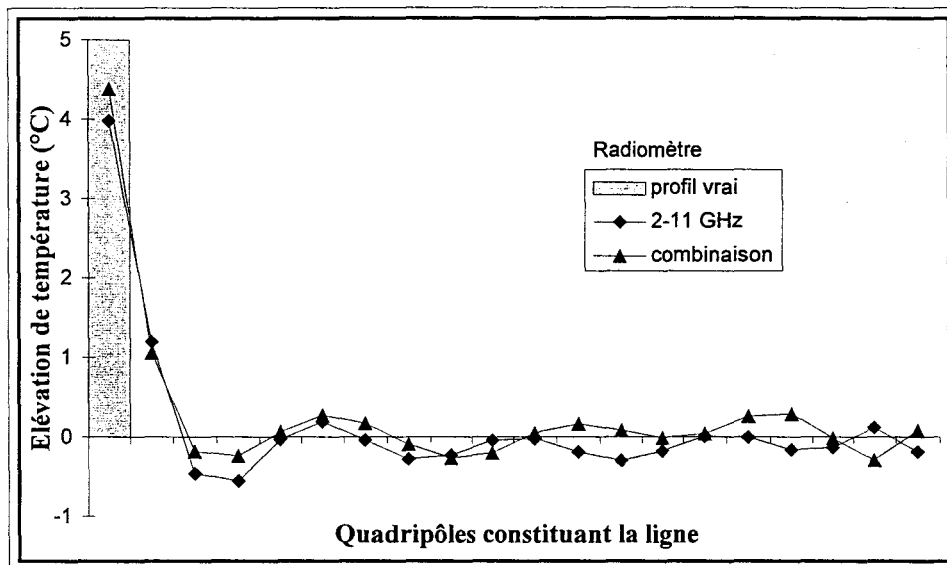
Les trois bandes passantes considérées sont 0,5 , 2 et 6 GHz, centrées autour de 3 GHz. Notons que le dernier cas de radiomètre est théorique, sans possibilité de réalisation pratique. Nous pouvons voir sur la figure 4.18.b, que l'accroissement de la bande passante du radiomètre, améliore bien l'estimation du profil de température (tableau 4.2).

Bande passante	erreur spatiale (relation D.1)	erreur en température (relation D.2)
0,5 GHz	75	45
2 GHz	36	23
6 GHz	24	11

Tableau 4.2 : Evolution des erreurs spatiale et en température sur l'estimation du profil de température en fonction de la largeur de la bande passante



(a)



(b)

Figure 4.19 : Exemples de reconstruction de profils en utilisant un radiomètre large bande (2 - 11 GHz) et un système bifréquence à 3 et 10 GHz
 (a) Point chaud de 5°C, large de 2 mm
 (b) Point chaud de 5°C, large de 1 mm

4.5.2 Performance d'un radiomètre très large bande

Nous étudions dans ce paragraphe les performances d'un radiomètre à très large bande passante (2 - 11 GHz).

Rappelons l'expression de l'écart minimal de température décelable ΔT_{\min} par un radiomètre à puissance totale [5] :

$$\Delta T_{\min} \# \frac{2}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}} (T_0 + T_R) \quad (4.1)$$

où

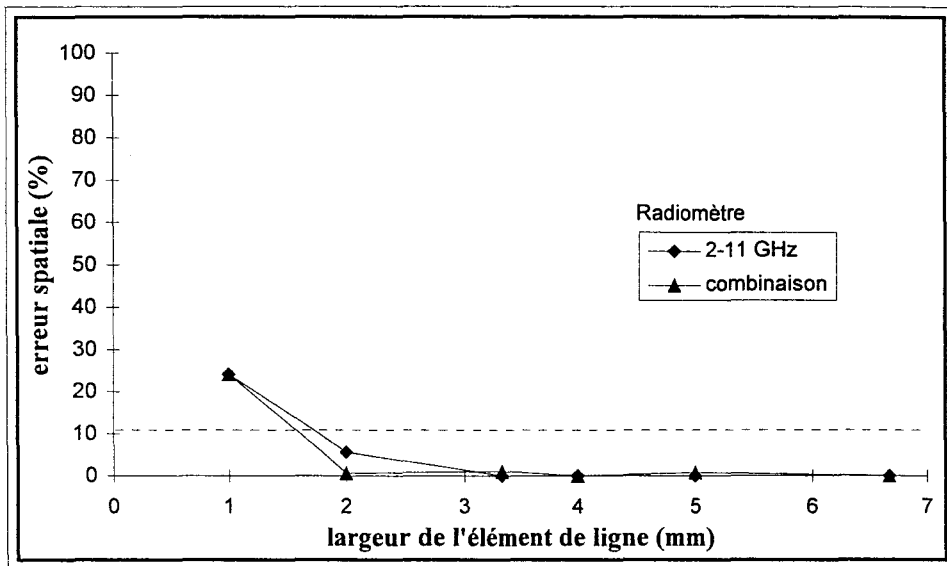
- Δf est la bande passante du système
- T_0 est la température de la charge connectée au radiomètre
- T_R est la température de bruit du système
- τ est le temps d'intégration du système

On peut donc s'attendre à ce qu'une augmentation de bande passante entraîne à la fois un accroissement de la résolution et de la sensibilité en température. Ainsi, en passant d'un système de bande passante égale à 2 GHz, à un système ayant une bande passante de 9 GHz, l'écart minimal de température décelable est réduit approximativement d'un rapport 2, si la température de bruit du système est conservée.

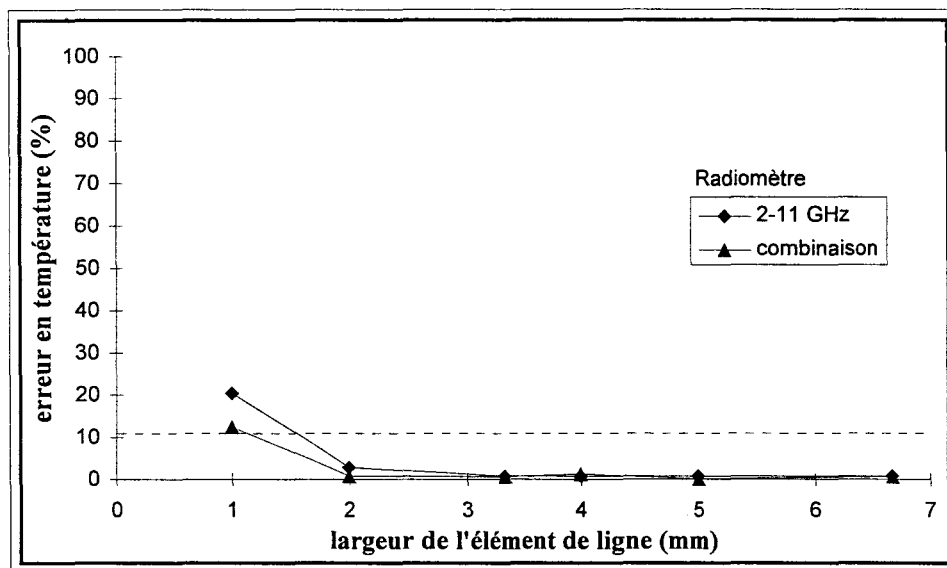
L'étude en résolution est reconduite pour le radiomètre très large bande en superposant aux interférogrammes calculés, un bruit de mesure théorique deux fois plus faible que dans les cas précédents.

Nous présentons sur les figures 4.19.a et 4.19.b, le résultat de l'inversion des données radiométriques, dans le cas d'un point chaud de 5°C, large de 2 mm, puis 1 mm.

Les résolutions spatiale et en température sont exprimées par les figures 4.20.a et 4.20.b. L'erreur spatiale évolue de 5% pour un point chaud de 2 mm, à 25% si le point chaud est large de 1 mm. Les données sont pratiquement identiques pour ce qui concerne l'estimation de la température, passant respectivement de 3% à 23%.



(a)



(b)

Figure 4.20 : Erreurs sur la reconstitution d'un profil en utilisant un radiomètre large bande (2 - 11 GHz) et un système bifréquence (3 et 10 GHz)
 (a) Erreur spatiale
 (b) Erreur en température

Cependant, la réalisation d'un radiomètre très large bande s'avère extrêmement difficile. Nous proposons ici, un moyen de parvenir à des résultats équivalents en n'utilisant que des composants à bande de fréquence moins large.

4.5.3 Système radiométrique bifréquence

Nous présentons l'étude théorique des résultats obtenus avec deux radiomètres opérant dans deux bandes suffisamment éloignées l'une de l'autre [36-37].

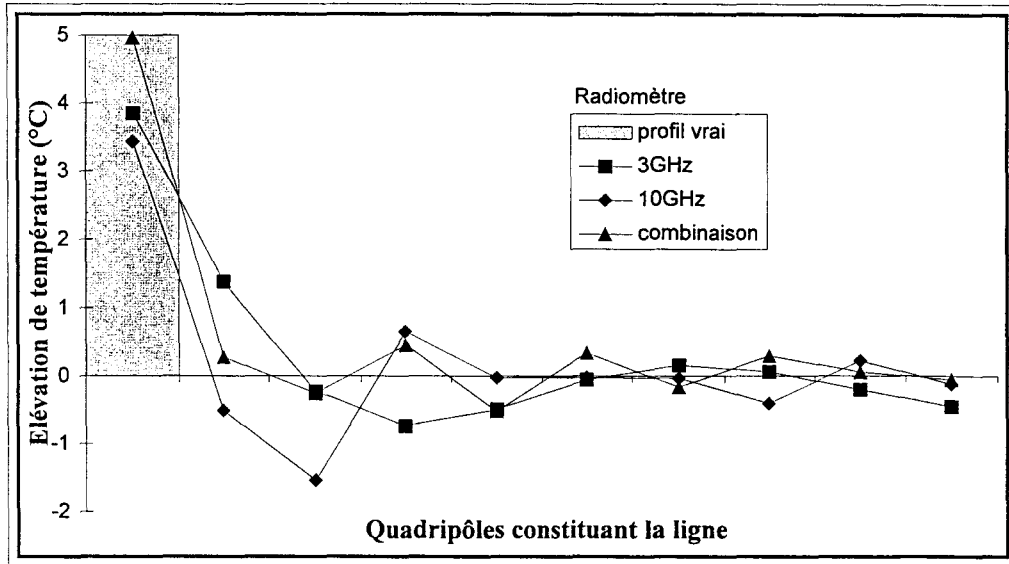
Le système considéré est constitué d'un radiomètre équivalent à celui du laboratoire, fonctionnant entre 2 et 4 GHz, et d'un autre radiomètre de bande passante équivalente centrée autour de 10 GHz (9 - 11 GHz).

La même ligne dissipative permet l'acquisition des deux interférogrammes ; ces derniers sont inversés par filtrage de Kalman, connaissant les paramètres de couplage de la ligne pour les deux bandes passantes considérées. Les résultats des deux inversions sont combinés de manière à exploiter les informations contenues dans les deux interférogrammes.

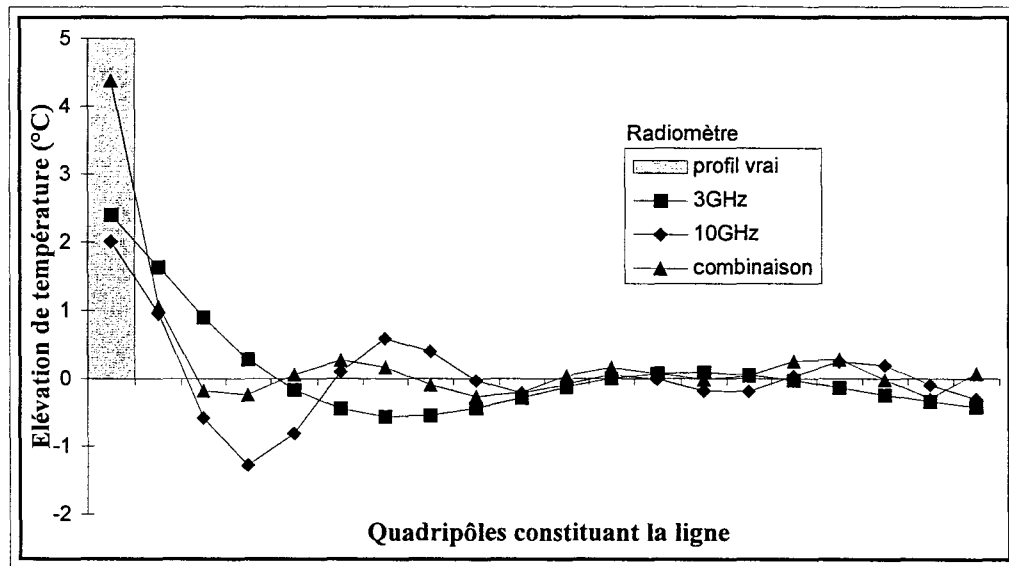
La méthode de combinaison des données issues des deux plages de fréquence est la suivante. Nous utilisons d'abord les données acquises à 3 GHz et appliquons le filtre de Kalman en considérant, comme conditions initiales, une élévation en température nulle le long de la ligne dissipative. Le résultat obtenu (estimation du profil ΔT , gain K et matrice de covariance de l'erreur d'estimation P) est alors réintroduit dans le filtre de Kalman pour les données acquises à 10 GHz, afin de continuer l'inversion, et aboutir au profil de température estimé final.

Nous reprenons donc l'étude des résolutions spatiale et en température, effectuées dans les paragraphes 4.3 et 4.4, limitée au cas d'une ligne longue de 20 mm, et ayant une résistance linéique de 2500 Ω/m , afin de montrer l'intérêt d'un système radiométrique bifréquence.

Nous présentons sur les figures 4.21.a et 4.21.b, le résultat de l'inversion des données radiométriques, dans le cas d'un « point chaud » de largeur 2 mm, puis 1 mm, avec une élévation de température de 5°C. Nous pouvons constater dans les deux cas, que le fait de travailler à la fréquence la plus élevée (10 GHz), n'apporte aucune amélioration quant à la reconstitution du profil vrai, par rapport au résultat obtenu à 3 GHz. Cela s'explique par le fait que la ligne a des propriétés optimisées pour 3 GHz. Cependant, la combinaison des deux

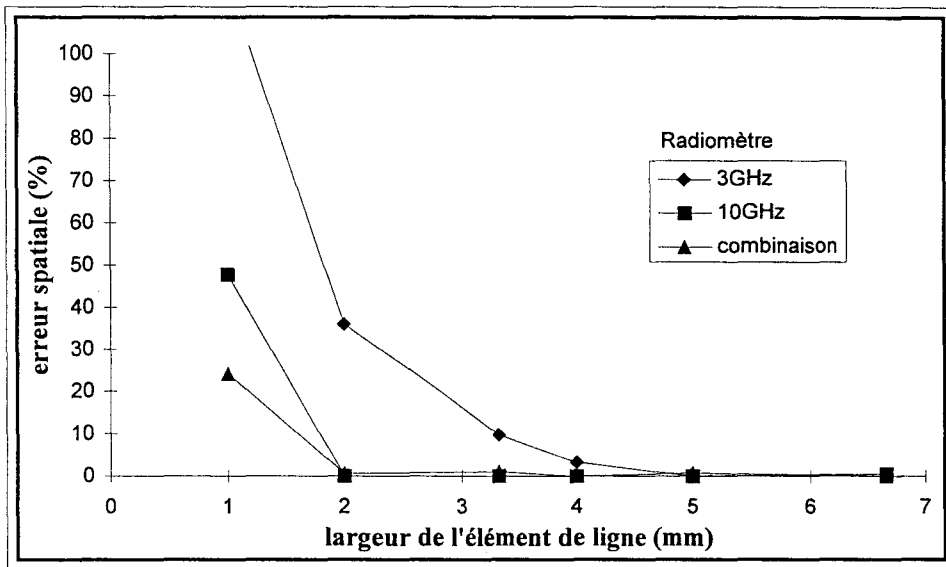


(a)

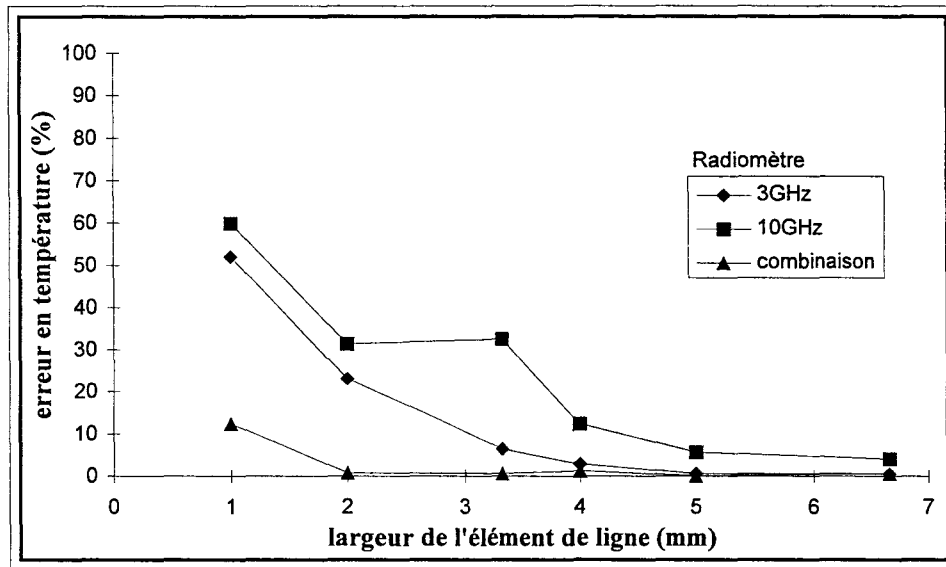


(b)

Figure 4.21 : Exemples de reconstruction de profils en utilisant deux radiomètres (2-4 et 9-11 GHz) et leur combinaison
 (a) Point chaud de 5°C, large de 2 mm
 (b) Point chaud de 5°C, large de 1 mm



(a)



(b)

Figure 4.22 : Erreurs sur la reconstitution d'un profil de température en utilisant deux radiomètres (2-4 et 9-11 GHz) et leur combinaison
 (a) Erreur spatiale
 (b) Erreur en température

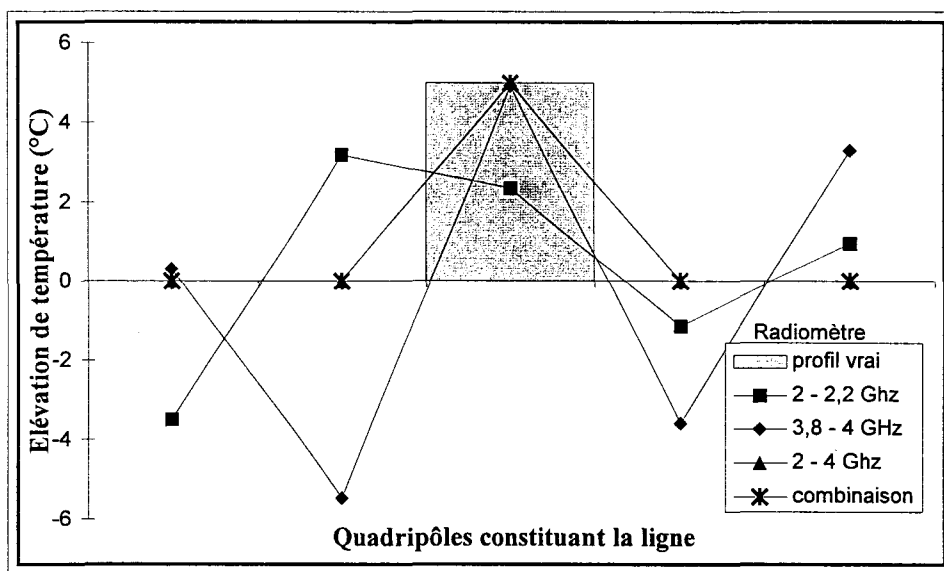


Figure 4.23 : Reconstruction d'un point chaud large de 4 mm sur une ligne de 2 cm en combinant les résultats obtenus par deux radiomètres centrés respectivement autour de 2,1 et 3,9 GHz (BP = 200 MHz)

interférogrammes par la méthode expliquée ci-dessus, montre une nette amélioration de l'estimation du profil de température.

Les figures 4.22.a et 4.22.b représentent l'évolution de l'erreur spatiale et de l'erreur en température, en fonction de la largeur du « point chaud ». Elles montrent que la combinaison des deux radiomètres, permet d'augmenter les résolutions spatiale et en température, définies dans ce chapitre.

La résolution spatiale à 3 et 10 GHz, en combinant les mesures, passent respectivement de plus de 100% et 50% à une erreur de 22% pour un plot de 1 mm.

La résolution en température évolue d'une erreur respectivement de 50 et 60%, à une erreur proche de 10%.

Il est intéressant de noter que ces résolutions sont un peu meilleures que celles obtenues avec un radiomètre très large bande (figures 4.19 et 4.20). Cette étude montre que la combinaison de plusieurs mesures indépendantes dans le filtre de Kalman, améliore notablement l'inversion sans ambiguïté des données radiométriques.

Plusieurs conséquences importantes découlent de cette observation. En premier lieu, elle concerne la complexité de mise en œuvre des radiomètres autour de 3 GHz (composants dont les bandes passantes doivent être de l'ordre de 30%), et ceci en faible coût. La solution de la réalisation de deux radiomètres de bande passante réduite centrés autour de fréquences différentes, en gamme décimétrique, semble beaucoup plus aisée. La figure 4.23 montre que les résultats obtenus sont tout à fait similaires à ceux d'un radiomètre 2 - 4 GHz. En second lieu, cette étude montre qu'il est possible de réaliser un système radiométrique par corrélation à très haute résolution, en élargissant considérablement la bande passante. On peut penser utiliser plusieurs systèmes à bandes relativement étroites, travaillant à des fréquences différentes, jusqu'aux ondes millimétriques.

4.5.4 Radiométrie millimétrique

Jusqu'ici, les recherches effectuées au sein du laboratoire, dans le domaine de la radiométrie (radiométrie à puissance totale et radiométrie par corrélation), ont conduit à la réalisation de systèmes radiométriques opérant dans la gamme des ondes décimétriques et centimétriques. Cela est dû au fait que les applications recherchées concernent essentiellement

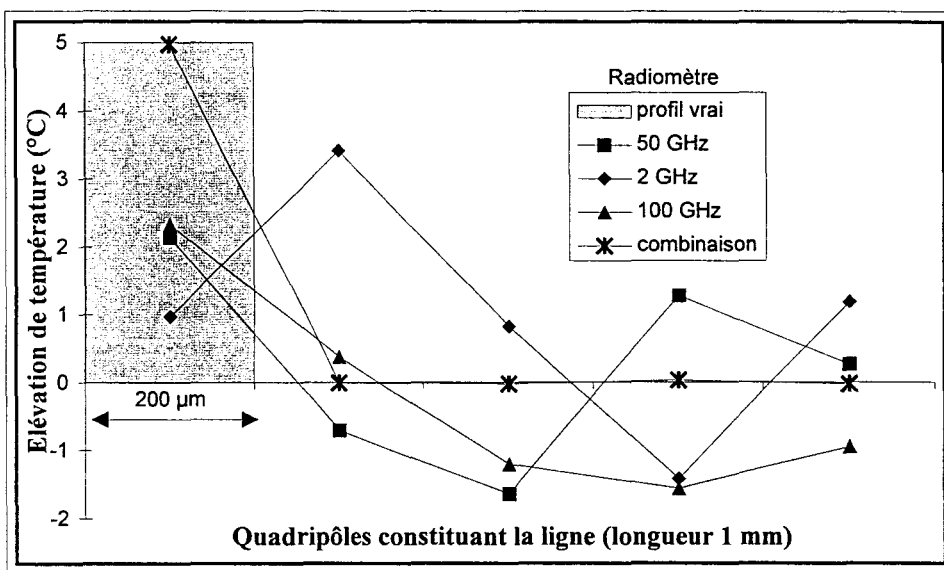


Figure 4.24 : Reconstruction d'un point chaud large de 200 μm sur une ligne de 1 mm en combinant les résultats obtenus par trois radiomètres de BP 2 GHz centrés respectivement autour de 2, 50 et 100 GHz

l'imagerie biomédicale et que le meilleur compromis résolution spatiale - profondeur de pénétration pour le corps humain, imposent de travailler à des fréquences autour de 3 GHz.

Néanmoins, la conception d'un microcapteur thermique capable de retracer les profils de température dans des circuits intégrés par exemple, incite à utiliser aussi des radiomètres millimétriques, c'est-à-dire travaillant à des fréquences autour de la centaine de gigahertz.

La figure 4.24 montre un résultat préliminaire sur l'inversion d'un point chaud large de 200 μm sur une ligne de longueur 10 mm. Nous combinons pour cela les résultats obtenus sur l'inversion de trois interférogrammes correspondant à trois radiomètres de largeur de bande 2 GHz, mais opérant respectivement autour de 2, 50 et 100 GHz. La qualité du résultat obtenu montre l'intérêt du développement d'un tel système.

4.6 Conclusion

L'étude théorique menée dans ce chapitre a permis de définir les performances d'un capteur distribué de température. Nous montrons, en particulier, que les conditions énoncées dans des travaux antérieurs en ce qui concerne la longueur de la ligne et ses pertes relatives, ne sont pas trop sévères.

L'utilisation d'un traitement de signal sophistiqué, et bien adapté à notre problème, montre que l'on peut obtenir une résolution spatiale allant jusque $\lambda_g / 20$ pour une température de l'ordre du degré. Néanmoins, s'il s'agit de détecter seulement l'existence de points chauds, sans interprétation quantitative de la température, la résolution peut descendre en dessous de $\lambda_g / 40$.

Nous avons vu que l'amélioration de la résolution spatiale est liée à la bande passante des radiomètres, et pas seulement à la fréquence de travail. Par conséquent, la possibilité de travailler à très large bande conduit à des résolutions de l'ordre de la centaines de micromètre. Nous avons vu qu'il était possible, grâce au filtrage de Kalman, d'avoir des résultats équivalents en travaillant avec des radiomètres relativement de faible bande passante, mais couvrant de façon régulière un grand champ de fréquence.

De ce fait, l'utilisation d'un tel capteur, ou microcapteur de température peut être étendue à un plus large domaine d'applications.

Conclusion générale

Ce travail s'intéresse à la thermométrie de ligne de transmission dissipatives, base d'un nouveau type de capteur distribué de température. L'utilisation de la radiométrie microonde par corrélation dans ce type de système est intéressante car la résolution spatiale est bien meilleure qu'en radiométrie à puissance totale. Néanmoins, la résolution du problème inverse est assez difficile, surtout lorsque la ligne de transmission n'est pas homogène (c'est-à-dire présentant des discontinuités). Nous avons donc développé un modèle basé sur le concept d'ondes de bruit qui peut prendre en compte ces discontinuités. Ceci nous a permis de définir, comme en radiométrie à puissance totale, les paramètres de couplage absolus. Ces paramètres ne dépendent que de la forme de la ligne (discontinuités éventuelles), et de la nature de ses pertes (séries ou parallèles). Ils permettent de linéariser la fonction d'appareil, notion qui doit ici être élargie par rapport à sa dénomination usuelle car elle prend en compte la relation capteur-milieu. De plus, les problèmes de radiométrie, qui sont dits mal-posés, ont en général un faible rapport signal à bruit. Le traitement des données doit donc être fait de façon statistique : nous montrons que le filtrage de Kalman est bien adapté pour résoudre notre problème.

Le premier chapitre pose les bases théoriques de ce travail. Les chapitres 2 et 3 valident notre méthode sur le cas de lignes discontinues, jamais abordé jusqu'à présent, mais aussi sur des lignes de formes complexes. En fait, chaque variation de forme sur la ligne crée une discontinuité qui modifie la répartition des paramètres de couplage.

Le dernier chapitre se consacre à une étude des résolutions spatiale et de température du radiomètre existant. On montre que l'on peut obtenir une résolution spatiale de l'ordre de $\lambda_g / 20$ pour une différence de température de 1°C à mieux que 10%. Dans ce cas, ce résultat met en lumière la nécessité d'un traitement sophistiqué des données. Il faut noter aussi

que les résultats obtenus sont quantitatifs. Si une simple détection de gradients thermiques suffit, on peut espérer obtenir des résolution pouvant aller jusque $\lambda_g / 40$.

Une autre conséquence très importante de notre méthode d'inversion est de montrer que l'on peut simplifier énormément le capteur électromagnétique. Si l'application visée est d'ordre microélectronique, alors les résolutions à atteindre sont de l'ordre de la dizaine de micromètres. Nous montrons dans cette partie que l'injection de données suffisamment indépendantes dans le filtre de Kalman (fréquences 3, 50, 100 GHz) donne les mêmes résultats qu'un radiomètre très large bande (3 à 100 GHz). La réalisation pratique devient donc possible, donnant des résolution spatiales de l'ordre de 200 microns.

Le développement de capteurs électromagnétiques passe par un élargissement de la notion de traitement de signal dans laquelle la modélisation physique doit intervenir. La fonction d'appareil devient alors indépendante du milieu observé. Ce type de procédé pourrait réduire le coût des systèmes, par simplification, tout en augmentant leur résolution spatiale.

ANNEXE A

Matrice-puissance d'ondes de bruit exprimée en fonction des paramètres de transfert

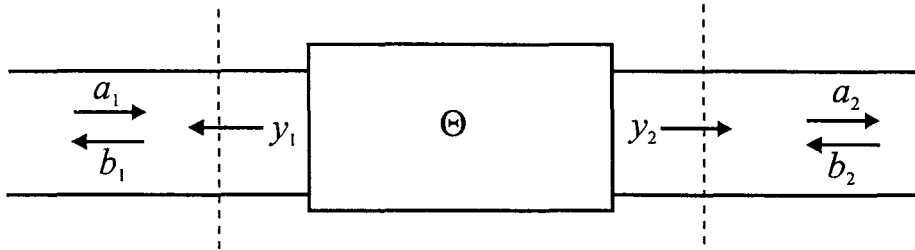
Dans le domaines des hyperfréquences, un quadripôle est généralement caractérisé par l'une ou l'autre des deux matrices suivantes :

- La matrice de répartition S , qui permet d'exprimer les ondes sortantes en fonction des ondes entrantes
- La matrice de transfert Θ (la notation usuelle T pouvant être confondue avec la température), qui donne quant à elle, les ondes à l'un des deux accès en fonction des ondes à l'autre accès.

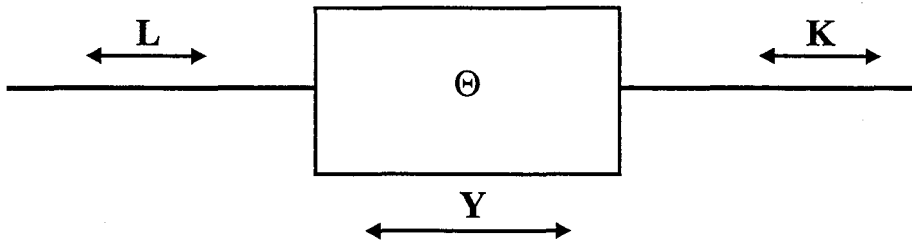
La matrice de répartition est le plus souvent utilisée, cependant, lorsque l'on considère la mise en cascade de deux quadripôles ou plus, il est plus simple d'utiliser les paramètres de transfert. En effet, la matrice de transfert du quadripôle résultant de la mise en cascade de plusieurs quadripôles est égale tout simplement, au produit des différentes matrices de transfert.

Les relations donnant les paramètres de transfert en fonction des paramètres de répartition sont

$$\begin{aligned}\Theta_{11} &= S_{12} - S_{11}S_{22} / S_{21} & \Theta_{12} &= S_{11} / S_{21} \\ \Theta_{21} &= -S_{22} / S_{21} & \Theta_{22} &= 1 / S_{21}\end{aligned}\tag{A.1}$$



(a)



(b)

Figure A.1 : (a)Echanges d'ondes de bruit aux deux accès d'un quadripôle dissipatif. Les ondes sont exprimées dans le référentiel \oplus
 (b)Représentation matricielle

avec $S_{21} \neq 0$

Ces relations définissent un changement de repère. Nous parlerons de référentiels S et \mathcal{O} . Les grandeurs étudiées au paragraphe 1.3 sont réévaluées dans le référentiel \mathcal{O} .

Soit le quadripôle de la figure A.1, nous définissons les vecteurs \mathbf{L} et \mathbf{K} , contenant respectivement les ondes à l'accès 1 et les ondes à l'accès 2.

Les ondes incidentes sont notées a_1 et b_2 ; les ondes résultantes sont notées b_1 et a_2 . Les vecteurs \mathbf{L} et \mathbf{K} sont alors donnés par :

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

et

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Au quadripôle bruyant est associé un vecteur d'ondes de bruit \mathbf{Y} défini par :

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

où y_1 et y_2 sont les sources d'ondes de bruit correspondant aux accès 1 et 2.

De manière analogue à (1.34) et (1.35), nous posons

$$\mathbf{L} = \Theta \mathbf{K} + \mathbf{Y} \quad (\text{A.5})$$

Si nous considérons que les ondes a_i et b_i ne sont pas corrélées avec les sources d'ondes de bruit y_i , la puissance des ondes de bruit à l'accès 1 est donnée par :

$$\mathbf{L}\mathbf{L}^\times = \Theta \mathbf{K}\mathbf{K}^\times \Theta^\times + \mathbf{Y}\mathbf{Y}^\times \quad (\text{A.6})$$

Le terme $\mathbf{Y}\mathbf{Y}^\times$ désigne la matrice-puissance des ondes de bruit du quadripôle, définie

dans le référentiel Θ . Si on note \mathbf{G}_Θ cette matrice, on trouve, en utilisant les transformations adéquates :

$$\mathbf{G}_\Theta = \mathbf{Y}\mathbf{Y}^\times = kT(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Theta}\mathbf{\Omega}\mathbf{\Theta}^\times) \quad (\text{A.7})$$

où

- T est la température du quadripôle
- $\mathbf{\Theta}$ sa matrice de transfert
- $\mathbf{\Omega}$ est appelée matrice de polarité du second degré [18] et elle est donnée par :

$$\mathbf{\Omega} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

L'intérêt de travailler dans le référentiel Θ est de pouvoir déduire de la connaissance des matrices-puissance d'ondes de bruit \mathbf{G}_{Θ_i} de plusieurs quadripôles dissipatifs mis en cascade, la matrice-puissance des ondes de bruit \mathbf{G}_Θ du quadripôle dissipatif résultant.

Nous verrons dans les annexes B et C comment déduire la matrice \mathbf{G}_Θ à partir de la connaissance des matrices \mathbf{G}_{Θ_i} .

Quand la matrice \mathbf{G}_Θ est connue, il suffit, afin d'obtenir la matrice, d'utiliser la relation de passage du référentiel Θ au référentiel S :

$$\mathbf{G} = \mathbf{\Gamma}^{-1}\mathbf{G}_\Theta\mathbf{\Gamma}^{\times-1} \quad (\text{A.9})$$

où \mathbf{G} est la matrice de transformation de bruit [18], et est donnée par :

$$\mathbf{\Gamma} = S_{21}^{-1} \begin{pmatrix} S_{21} & -S_{11} \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

On peut alors appliquer les relations 1.46 et 1.47 afin de déduire le degré de corrélation et l'expression de la température de corrélation.

ANNEXE B

Matrice-puissance des ondes de bruit d'un quadripôle issu de la mise en cascade de deux quadripôles dissipatifs

Dans cette annexe, nous déterminons la matrice-puissance des ondes de bruit \mathbf{G}_θ d'un quadripôle constitué de deux quadripôles dissipatifs élémentaires mis en cascade (figure B.1.a).

Les deux quadripôles élémentaires sont définis par leurs matrices de transfert \mathbf{Q}_1 et \mathbf{Q}_2 et les matrices-puissances de leurs ondes de bruit $\mathbf{G}_{\theta 1}$ et $\mathbf{G}_{\theta 2}$, et ils sont portés aux températures T_1 et T_2 respectivement.

Les matrices-puissance des ondes de bruit sont données par :

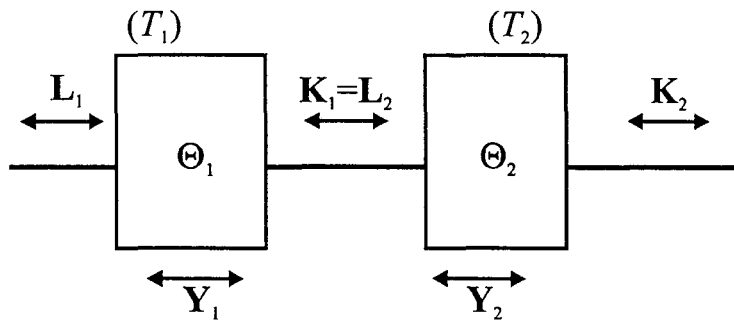
$$\mathbf{G}_{\theta 1} = \mathbf{Y}_1 \mathbf{Y}_1^\times = \mathbf{L}_1 \mathbf{L}_1^\times - \Theta_1 \mathbf{K}_1 \mathbf{K}_1^\times \Theta_1^\times \quad (\text{B.1})$$

et

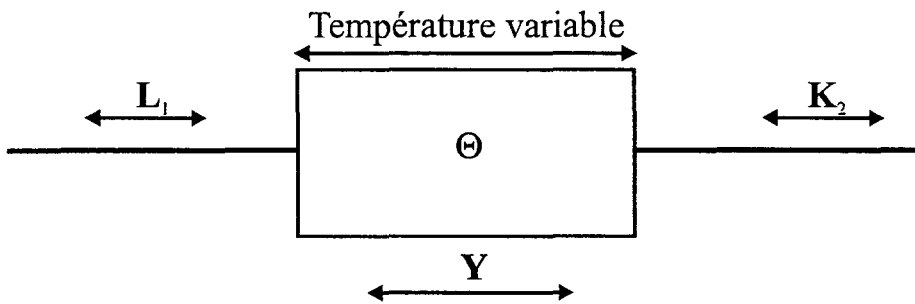
$$\mathbf{G}_{\theta 2} = \mathbf{Y}_2 \mathbf{Y}_2^\times = \mathbf{L}_2 \mathbf{L}_2^\times - \Theta_2 \mathbf{K}_2 \mathbf{K}_2^\times \Theta_2^\times \quad (\text{B.2})$$

Si nous considérons le quadripôle global de la figure B.1.b, la matrice-puissance de ses ondes de bruit est donnée par :

$$\mathbf{G}_\theta = \mathbf{Y} \mathbf{Y}^\times = \mathbf{L}_1 \mathbf{L}_1^\times - \Theta \mathbf{K}_2 \mathbf{K}_2^\times \Theta^\times \quad (\text{B.3})$$



(a)



(b)

Figure B.1 : (a) Deux quadripôles dissipatifs mis en et portés à deux températures différentes
 (b) Quadripôle équivalent

Les deux quadripôles étant mis en cascade, la matrice de transfert du quadripôle équivalent est :

$$\Theta = \Theta_1 \Theta_2 \quad (\text{B.4})$$

Nous pouvons donc écrire :

$$\mathbf{G}_\theta = \mathbf{Y}\mathbf{Y}^\times = \mathbf{L}_1 \mathbf{L}_1^\times - \Theta_1 \Theta_2 \mathbf{K}_2 \mathbf{K}_2^\times \Theta_2^\times \Theta_1^\times \quad (\text{B.5})$$

soit

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_\theta &= \mathbf{L}_1 \mathbf{L}_1^\times - \Theta_1 (\mathbf{L}_2 \mathbf{L}_2^\times - \mathbf{G}_{\theta 2}) \Theta_1^\times \\ &= \mathbf{L}_1 \mathbf{L}_1^\times - \Theta_1 \mathbf{L}_2 \mathbf{L}_2^\times \Theta_1^\times + \Theta_1 \mathbf{G}_{\theta 2} \Theta_1^\times \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

De plus les ondes à l'accès 2 du premier quadripôle correspondent aux ondes à l'accès 1 du second quadripôle, donc :

$$\mathbf{K}_1 = \mathbf{L}_2 \quad (\text{B.7})$$

Nous obtenons alors :

$$\mathbf{G}_\theta = \mathbf{G}_{\theta 1} + \Theta_1 \mathbf{G}_{\theta 2} \Theta_1^\times \quad (\text{B.8})$$

avec

$$\mathbf{G}_{\theta 1} = kT_1 (\Omega - \Theta_1 \Omega \Theta_1^\times) \quad (\text{B.9})$$

$$\mathbf{G}_{\theta 2} = kT_2 (\Omega - \Theta_2 \Omega \Theta_2^\times) \quad (\text{B.10})$$

Finalement, connaissant la matrice de transfert et la température de deux quadripôles dissipatifs, nous pouvons déduire la matrice-puissance de bruit du quadripôle issu de leur mise en cascade.

ANNEXE C

Matrice-puissance d'ondes de bruit. Généralisation à n quadripôles dissipatifs mis en cascade

Dans cette annexe, nous voyons comment généraliser au cas de n quadripôles dissipatifs mis en cascade, la formule obtenue pour deux quadripôles, dans l'annexe B.

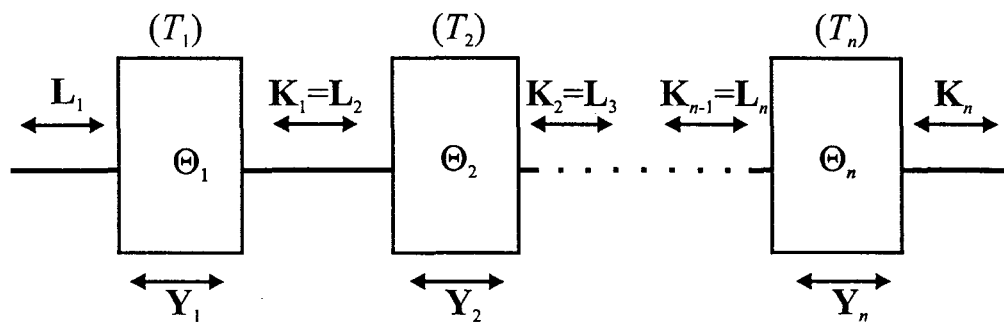
Pour cela, quand nous traitons le cas de trois quadripôles, nous trouvons :

$$\mathbf{G}_\theta = \mathbf{G}_{\theta 1} + \Theta_1 \mathbf{G}_{\theta 2} \Theta_1^\times + \Theta_1 \Theta_2 \mathbf{G}_{\theta 3} \Theta_2^\times \Theta_1^\times \quad (\text{C.1})$$

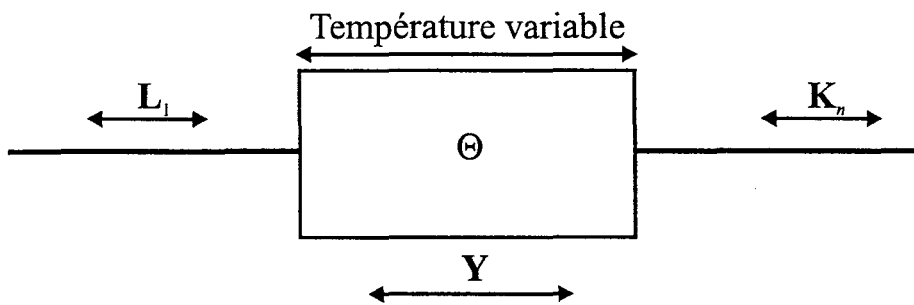
On généralise ensuite, au cas de la mise en cascade de n quadripôles.

La matrice-puissance des ondes de bruit d'un quadripôle constitué de n quadripôles dissipatifs élémentaires mis en cascade, et dont les différentes matrices-puissance de bruit sont connues, est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_\theta = & \mathbf{G}_{\theta 1} \\ & + \Theta_1 \mathbf{G}_{\theta 2} \Theta_1^\times \\ & + \Theta_1 \Theta_2 \mathbf{G}_{\theta 3} \Theta_2^\times \Theta_1^\times \\ & + \dots \\ & + \Theta_1 \Theta_2 \dots \Theta_{n-1} \mathbf{G}_{\theta n} \Theta_{n-1}^\times \dots \Theta_2^\times \Theta_1^\times \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$



(a)



(b)

Figure C.1 : (a) Mise en cascade de plusieurs quadripôles dissipatifs
 (b) Quadripôle équivalent

Cette relation peut finalement s'écrire :

$$\mathbf{G}_\theta = \sum_{i=1}^n \left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right) \mathbf{G}_{\theta_i} \left(\prod_{j=0}^{i-1} \Theta_j \right)^x \quad (\text{C.3})$$

où

- \mathbf{G}_{θ_i} est la matrice-puissance des ondes de bruit du $i^{\text{ème}}$ quadripôle
- Θ_i est la matrice de transfert du $j^{\text{ème}}$ quadripôle (le cas $j = 0$, correspond à un quadripôle fictif de matrice de transfert \mathbf{I} , permettant d'harmoniser l'écriture de la relation C.3.

ANNEXE D

Résolutions spatiale et de température. Définition de l'erreur sur la reconstitution de la largeur des « points chauds » et de leur température

Le profil théorique est comparé au profil estimé, obtenu après inversion des données radiométriques. Nous comparons la différence sur la largeur du « point chaud » (résolution spatiale), et la différence obtenue sur la température (résolution en température).

Afin d'expliquer la méthode de comparaison choisie, nous utilisons l'exemple de profil de température présenté sur la figure D.1. Tous les points chauds traités dans le chapitre 4, sont localisés au premier élément gauche des lignes utilisées, pour simplifier l'étude. Il faut noter que cette configuration n'est pas la meilleure en termes de résolution. La largeur du « point chaud » est déterminée par le nombre d'éléments qui constituent la ligne.

Concernant l'erreur sur la largeur du « point chaud » (résolution spatiale), nous ne considérons, que les éléments situés à gauche du premier zéro. Nous comparons alors l'aire occupée par ces éléments à celle occupée par l'élément chaud du profil théorique. Notons qu'il s'agit d'une comparaison relative, et que nous ne tenons pas compte des valeurs de température pour les deux profils. De ce fait, la température du point chaud sur le profil

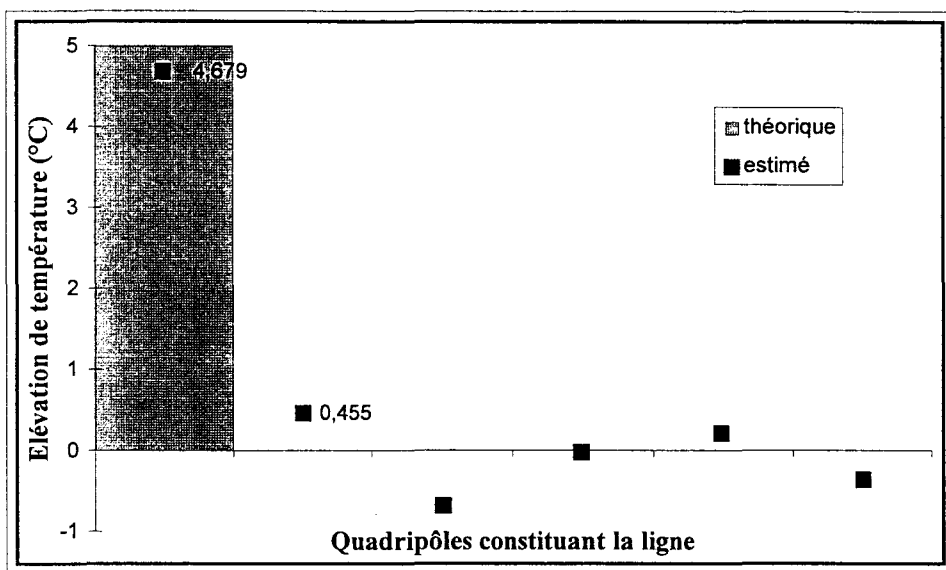


Figure D.1 : Exemple de profil théorique et de profil obtenu après inversion.
 Cas d'une ligne de 20 mm, avec un point chaud large de 3,33 mm
 ($f = 3$ Ghz, BP 2 GHz)

théorique, est ramenée à 1°C, ainsi que la valeur maximale de température sur le profil estimé. Nous définissons l'erreur sur la largeur du point chaud par la relation suivante :

$$\varepsilon_S = \frac{|aire_{théorique/1^\circ C} - aire_{estimée/1^\circ C}|}{aire_{théorique/1^\circ C}} \times 100\% \quad (D.1)$$

où

- $aire_{théorique/1^\circ C}$ est l'aire occupée par le « point chaud » théorique, ramenée à 1°C
- $aire_{estimée/1^\circ C}$ est l'aire occupée par le « point chaud » estimé (avant le premier zéro), telle que la valeur maximale soit ramenée à 1°C

Considérons par exemple, les profils théorique et estimé de la figure D.1, les valeurs numériques sont données dans le tableau D.1.

Profil théorique	5	0	0	0	0	0
Profil estimé	4,679	0,455	-0,688	-0,029	0,206	-0,368

Tableau D.1 : Exemple de profil théorique et de profil obtenu après inversion ($f = 3$ GHz). Cas d'une ligne de 20 mm, avec un « point chaud » large de 3,33 mm

L'aire du profil théorique, ramenée à 1°C, est égale à 3,33 mm.°C.

Pour l'aire du profil estimé, nous ne considérons que les deux premiers éléments. Nous obtenons donc :

$$aire_{estimée/1^\circ C} = 3,33 \cdot (1 + 0,455/4,679) \text{ mm.}^\circ C$$

Finalement, une mesure de l'erreur spatiale, pour l'exemple de la figure D.1, est égale à 9,72%.

L'estimation de l'erreur sur la température du « point chaud » est plus facile à définir. Nous comparons la valeur de la température de l'élément le plus chaud sur le profil estimé, à

la température du point chaud théorique. L'erreur sur la température du point chaud (erreur en température) est ainsi donnée par la relation (D.2) :

$$\varepsilon_T = \frac{|\Delta T_{\text{théorique}} - \Delta T_{\text{estimée}}|}{\Delta T_{\text{théorique}}} \times 100\% \quad (\text{D.2})$$

où

- $\Delta T_{\text{théorique}}$ est l'élévation en température du point chaud théorique
- $\Delta T_{\text{estimée}}$ est l'élévation en température de l'élément le plus chaud sur le profil estimé

Si nous prenons l'exemple précédent, les deux valeurs considérées sont 5 et 4,679°C, et l'erreur en température est alors égale à 6,42%.

Il faut noter que tous les cas rencontrés ne sont pas forcément exploitables. C'est le cas où le résultat de l'inversion ne donne pas de maximum à la position souhaitée. Dans ce cas, le tracé de la courbe d'erreur n'est pas représenté.

Bibliographie

- [1] Ruf, C.T. Swift, A.B. Tanner, D.M. Le Vine
« Interferometric synthetic aperture microwave radiometry for the remote sensing of the earth »
Trans . Geos. Remote Sens., vol 26 n°5 (1988) 597-611
- [2] A. Mamouni, J.C. Van De Velde, Y. Leroy
« New correlation radiometer for microwave thermography »
Electronic Letters, vol. 17, n°16, August 1981
- [3] A. Mamouni, Y. Leroy, J.C. Van De Velde, L. Bellarbi
« Introduction to correlation microwave thermography »
Journal of Microwave Power, 18(3), 1983, 285-293
- [4] L. Bellarbi, A. Mamouni, J.C. Van De Velde, Y. Leroy
« Accurate localisation of thermal gradients in lossy materials by correlation microwave thermography »
Electronic Letters, 1984, 20, 430-431
- [5] L. Bellarbi
« Définition de la thermographie microonde par corrélation (TMOC). Mise en œuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques »
Thèse d'université, Lille, juillet 1984
- [6] A. Mamouni
« Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (Thermographie Microonde) »
Thèse es-sciences physiques, Lille, mai 1988
- [7] J.C. Hill, R.B. Goldner
« The thermal and spatial resolution of a broad-band correlation radiometer with application to medical microwave thermography »
I.E.E.E. M.T.T. , vol. MTT-33, n°8, August 1985
- [8] G. Schaller
« Synthetic aperture radiometry for imaging of hot spot in tissue »
Proc. of 17th Europ. Microw. Conf. Roma, September 1987

- [9] A. Mamouni, Y. Leroy, B. Bocquet, J.C. Van De Velde, Ph. Gelin
 « Computation of near-field microwave radiometric signals: definition and experimental verification »
 IEEE Trans. On M.T.T., vol. 39, n°1, January 1991, 124-132
- [10] B. Bocquet, P. Dehour, A. Mamouni, J.C. Van De Velde, Y. Leroy
 « Near field microwave radiometric weighting functions for multilayered materials »
 Journal of Electromagnetic Waves and Applications., vol. 7, n°11, 1993, 1497-1514
- [11] Ph. Lauer
 « Radiométrie microonde par corrélation appliquée à la thermométrie de quadripôles dissipatifs (impédances localisées, lignes coaxiales et microrubans) »
 Thèse d'université, Lille, septembre 1988
- [12] Ph. Lauer Y. Leroy, J.C. van De Velde, A. Mamouni
 «Thermometry of impedances by correlation radiometry »
 Electronic Letters, vol. 23, n°25, 1987, 1348-1350
- [13] Ph. Waro
 « Température de corrélation de quadripôles dissipatifs (applications à différentes structures de propagation multimodes) »
 Thèse d'université, Lille, mai 1992
- [14] Ph. Waro, Y. Leroy
 « Thermometry of lossy microstriplines by Correlation Radiometry »
 IEE Proceedings-H, Vol 141 n°4 (1994) 307-312
- [15] R. Aït-Abdelmalek
 « Contribution à l'imagerie radiométrique microonde. Etude de l'influence de la permittivité. Inversion des images par déconvolution »
 Thèse d'université, Lille, mars 1996
- [16] B. Bocquet, R. Aït-Abdelmalek, Y. Leroy
 « Deconvolution and Wiener filtering of short range radiometric images »
 Electronic Letters, vol.29, N° 18, 1993, 1628-1629
- [17] M. Ryle
 « A new interferometer and its application to the observation of weak radio stars »
 Proc. Of the Royal Society of London, vol. 211 A., 1952
- [18] H. Bosma
 « On the theory of linear noisy systems »
 Thesis, Technical University Eindhoven, January 1967

- [19] J. A Dobrowolski
 « Introduction to computer methods for microwave circuit analysis and design »
 ARTECH HOUSE, 1991
- [20] D. Allal
 « De la faisabilité d'un microcapteur thermométrique basé sur la radiométrie microonde par corrélation. Cas d'une ligne coplanaire »
 DEA, Lille, juillet 1993
- [21] B. Bocquet, A. Mamouni, R. Aït-Abdelmalek, J.C. Van De Velde, Y. Leroy
 « Microwave radiometric imaging. Toward quantitative thermometry »
 25th General assembly of the International Union of Radio Science (URSI), Lille,
 September 1996
- [22] R. Aït-Abdelmalek, B. Bocquet, Y. Leroy
 « Bidimensional inversion of microwave radiometric imaging (MWI) »
 2nd International Conference on Inverse Problems in Engineering : Theory and Practice,
 Le Croisic, June 1996
- [23] R.E. Kalman, R.S. Bucy
 « New results in linear filtering and prediction theory »
 Trans, ASME, Ser, D, J. Basic., 83, 95-108
- [24] M. Labarere, J.P. Kries, B. Gimonet
 « Le filtrage et ses application »
 Editions CEPADUES
- [25] K. Brammer, G. Siffing
 « Kalman-Bucy filters »
 ARTECH HOUSE, 1989
- [26] B. Bocquet, D. Allal, Y. Leroy,
 "Thermometry of Lossy Coplanar Lines by Microwave Correlation Radiometry",
 1st International Workshop on Thermal investigations of Ics and Microstructures
 (THERMINIC), Grenoble, Septembre 1995, pages 90-95.
- [27] D. Allal, B. Bocquet, Y. Leroy,
 "Thermometry on Lossy Coplanar Lines by Microwave Correlation Radiometry",
 Sensors and Actuators A-Physical, A 55 (1996) pages 25-28.
- [28] C.P. Wen
 « Coplanar waveguide: a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal
 gyromagnetic device applications »
 I.E.E.E. M.T.T., vol. MMT-17, N°12, December 1969, 1087-1090

- [29] M.E. Davis, E.W. Williams, A.C. Celestini
« Finite-boundary corrections to the coplanar waveguide analysis »
I.E.E.E. M.T.T. September 1973, 1994-1996
- [30] K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl
« Microstrip lines and slotlines »
ARTECH HOUSE, 1986
- [31] B. Bocquet, D. Allal, Y. Leroy,
"Correlation temperature of lossy coplanar lines",
24th European Microwave Conference (EUMC), Cannes, September 1994, 619-624.
- [32] N.I. Dib, M. Gupta, G. Ponchak, L. Katehi
« Characterization of asymmetric coplanar waveguide discontinuities »
I.E.E.E. M.T.T. , vol 41, N° 9, September 1993, 1549-1557
- [33] R. Kulke, T. Sporkmann, D. Kother, I. Wolff, P. Pogatzki
« Coplanar elements, part 2. Modeling and analysis aid in coplanar designs »
Microwaves & RF, January 1995, 89-96
- [34] D. Allal, B. Bocquet, Y. Leroy,
"Thermometry of Lossy Coplanar Waveguides by Microwave Correlation Radiometry",
25th General Assembly of the International Union of Radio Science (URSI), Lille,
September 1996.
- [35] F. Baillieu, G. Delapierre, D. Estève
« L'enjeu technologique des microcapteurs »
La recherche, 248, novembre 1992, vol. 23, 1238-1246
- [36] D. Allal, B. Bocquet, Y. Leroy,
"Thermometric Sensor Based on Lossy Coplanar Waveguides",
Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Hong Kong, Janvier 1997.
- [37] D. Allal, B. Bocquet, Y. Leroy,
"Microcapteur thermique basé sur la radiométrie microonde par corrélation",
Dixièmes Journées Nationales Microondes (JNM), Saint-Malo, Mai 1997, 458-459.

Résumé

Ce nouveau capteur, qui concerne la reconstitution du profil de température le long de lignes de transmission dissipatives, est basé sur le traitement du signal fourni par un corrélateur microonde connecté aux deux extrémités du dispositif.

Un modèle basé sur le concept d'ondes de bruit a été développé. Il s'applique à des lignes de transmission homogènes et hétérogènes, et conduit à la définition de paramètres de couplage radiométriques normalisés, condition nécessaire à l'inversion des signaux.

Comme souvent en radiométrie, les problèmes sont « mal posés » et le rapport signal sur bruit généralement faible. Le traitement doit être mené de façon statistique ; ce travail montre qu'un filtrage de Kalman est bien adapté à ce type de problème.

Une partie expérimentale importante et originale traite des lignes discontinues et d'autres lignes de forme plus complexe, notamment en méandre, en vue d'une reconstitution des températures à deux dimensions. Les résultats correspondants sont très généralement en bon accord avec la théorie.

Une partie prospective est consacrée à la résolution spatiale et en température du procédé. Elle valide l'intérêt du procédé dans la définition d'un microcapteur thermique incluant des radiomètres en bande centimétrique et millimétrique, capables de conduire à une résolution spatiale de 200 microns.

MOTS CLES

Radiométrie	Microonde	Corrélation
Ligne coplanaire		Ligne dissipative
Problème direct		Paramètres de couplage
Problème inverse		Filtrage de Kalman

