

50376
1988
153

50376
1988
153

THESE

N° d'ordre 269

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

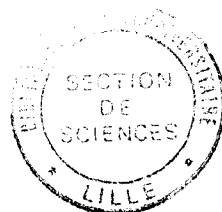
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Composants, Signaux et Systèmes

par

Philippe LAUER



**RADIOMETRIE MICROONDE PAR CORRELATION
APPLIQUEE A LA THERMOMETRIE
DE QUADRIPOLES DISSIPATIFS**

(IMPEDANCES LOCALISEES, LIGNES COAXIALES ET MICRORUBANS)

Soutenue le 29 septembre 1988 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM. E. CONSTANT
Y. LEROY
P. COMBES
P. THERY
A. CHAPOTON
D. SOLIMINI

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur



à Agnes, Berémice et
Phoebus

à tous les miens

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semi-Conducteurs (C.H.S) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

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

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur Y. LEROY qui a assuré la direction de ce travail. Je lui exprime ma gratitude pour l'aide qu'il m'a apportée.

Que Monsieur P. COMBES, Professeur à l'Université de Toulouse et Monsieur P. THERY, Professeur à l'Université de Lille, soient ici remerciés de l'honneur qu'ils me font en jugeant ce travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur A. CHAPOTON, Professeur à l'Université de Lille et Monsieur D. SOLIMINI, Professeur à l'Université de Rome, pour leur participation à ce jury d'examen.

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 d'adresser mes remerciements à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce mémoire :

- à Mme DELOS, Mme LEPILLIET et M. PLAYEZ de la Centrale de Caractérisation
- à M. VANDERMOERE de la Centrale de Technologie
- à MM. JENNEQUIN, MICHON et ANDRIES de l'Atelier de Mécanique
- à Mme DERUDDER et Mme VANDAELE pour la composition du mémoire réalisée au C.I.T.I. avec le logiciel de traitement de texte MINT ; imprimante P400ps
- à M. DEHORTER, pour l'impression.

TABLE DES MATIERES

1	Etude préliminaire sur les transferts radiatifs : méthodologie de calcul des signaux radiométriques	01
1.1	Introduction	01
1.2	Méthodologie de calcul des signaux des radiomètres à puissance totale	01
1.2.1	Rappels. Bruit engendré par une résistance	01
1.2.2	Bilan des transferts radiatifs entre 2 charges dissipatives	03
1.2.2.1	Ligne de longueur nulle	04
1.2.2.2	Ligne de longueur $l < \Delta t \cdot c$ (avec Δt : temps de cohérence)	04
1.2.2.3	Ligne de longueur $l > \Delta t \cdot c$ (avec Δt : temps de cohérence)	06
1.2.3	Elaboration d'une méthode de détermination des signaux radiométriques	07
1.3	Principe et réalisation des radiomètres à corrélation microondes fonctionnant en champ proche	08
1.3.1	Rappels et définition d'un corrélateur	08
1.3.2	Conception du radiomètre à corrélation	10
1.4	Calcul du signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction des paramètres S_{ij} du quadripôle.	11
1.4.1	Cas de situations simples	12
1.4.1.1	Entrées du coupleur reliées à deux charges adaptées $R_{c3} = R_{c4} = R_c$	12
1.4.1.2	Entrées du coupleur reliées à des courts-circuits.	12
1.4.1.3	Entrées du coupleur reliées par une ligne de transmission sans pertes	13
1.4.2	Cas général d'un quadripôle Q connecté aux entrées du corrélateur.	14
1.4.2.1	Bilan des transferts radiatifs dans la configuration simplifiée du corrélateur	00 15
1.4.2.2	Bilan des puissances transmises à R_{c1} et R_{c2} en tenant compte des charges portées à la température de référence (T_0)	17
1.4.2.3	Calcul du signal radiométrique $S_c(\tau)$ dans la configuration générale du système	19
1.5	Caractérisation du système en "corrélation totale"	25
1.5.1	Expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ en corrélation "totale" : signal normalisé	25
1.5.2	Résultats expérimentaux en corrélation "totale"	26
1.6	Conclusion	27

2	Bruit thermique d'une impédance localisée reliée aux entrées du corrélateur	31
2.1	Introduction	31
2.2	Signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une impédance $Z(f)$ localisée	31
2.2.1	Cas théorique d'une impédance $Z(f)$ connectée entre un point d'une ligne sans pertes et la masse	32
2.2.1.1	Bilan des transferts radiatifs entre charges dissipatives	32
2.2.1.2	Bilan des puissances transmises aux charges Rc_i en tenant compte des charges de référence (T_0)	36
2.2.1.3	Signal radiométrique d'une impédance localisée $Z(f)$	39
2.2.2	Cas pratique d'une impédance $Z(f)$ connectée aux entrées du corrélateur	40
2.3	Vérifications expérimentales	42
2.3.1	Conditions expérimentales	42
2.3.2	Vérifications sur les signaux $S_c(0)$	43
2.3.3	Vérifications sur les interférogrammes	46
2.3.4	Influence de la longueur l_2 sur $S_c(\tau)$.	47
2.4	Conclusion	48
3	Bruit thermique d'une cellule coaxiale isotherme remplie d'un diélectrique reliée aux entrées du corrélateur	51
3.1	Introduction	51
3.2	Signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une cellule coaxiale isotherme	51
3.2.1	Vérifications préliminaires	51
3.2.1.1	Expressions des paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale isotherme	51
3.2.1.2	Loi de conservation de l'énergie	53
3.2.1.3	Bilan des transferts radiatifs	54
3.2.2	Expressions du signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une cellule coaxiale isotherme	58
3.3	Confrontations théorie-expérience	60
3.3.1	Vérifications effectuées sur les paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale isotherme	61
3.3.2	Vérifications portant sur les signaux radiométriques $S_c(0)$	62
3.3.3	Vérifications sur les interférogrammes	63
3.4	Réflexions et prospective	64
3.4.1	Conditions d'obtention d'un signal radiométrique	64
3.4.2	Etude comparative dans le cas de sondes appliquées sur un milieu dissipatif homogène	65
3.4.3	Possibilités d'exploitation du procédé	66
3.5	Conclusion	67
4	Bruit thermique d'une ligne microruban dissipative reliée aux entrées du corrélateur	71
4.1	Introduction	71
4.2	Signal radiométrique d'une ligne microruban dissipative isotherme	71
4.2.1	Paramètres secondaires d'une ligne dissipative	71

4.2.2	Expressions des paramètres S_{ij} d'une ligne microruban à pertes	74
4.2.3	Expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une ligne microruban dissipative et isotherme	76
4.3	Confrontations théorie-expérience	77
4.3.1	Technologie	77
4.3.2	Vérifications sur les paramètres S_{ij}	78
4.3.3	Vérifications sur les signaux radiométriques $S_c(0)$	79
4.3.4	Vérifications sur les interférogrammes	80
4.4	Cas d'un point chaud situé sur une ligne dissipative	81
4.4.1	Technologie	81
4.4.2	Comparaisons théorie-expérience	82
4.5	Conclusion	84

Introduction

Les radiomètres microondes, qui sont des récepteurs destinés à mesurer des signaux de très faible puissance tel le bruit thermique, peuvent être classés en deux catégories :

- les radiomètres à puissance totale et systèmes dérivés qui mesurent directement une puissance
- les radiomètres à corrélation, qui effectuent le produit de corrélation de deux signaux de bruit.

Ces derniers ont d'abord été utilisés en radioastronomie et depuis quelques années en champ proche, notamment dans le but de définir de nouvelles applications en milieu médical et industriel.

Les premiers travaux, sur les radiomètres à corrélation appliqués en champ proche, ont été consacrés à la thermométrie en volume dans un milieu dissipatif [1]. Ils ont montré la possibilité de mise en évidence de gradients thermiques [2].

Des études, tant expérimentales [3-5] que théoriques [6-7], ont montré l'intérêt de cette nouvelle technique.

Le travail décrit dans ce mémoire considère d'autres modes d'utilisation du radiomètre à corrélation en champ proche et en particulier lorsque les entrées du corrélateur sont reliées aux deux extrémités d'un quadripôle passif, dissipatif et symétrique.

On considère successivement les différents cas où le quadripôle est constitué d'une impédance localisée, puis d'un tronçon de ligne chargé par un diélectrique et enfin d'une ligne microbande présentant des pertes ohmiques.

Ce travail a été réalisé :

- tout d'abord pour bien comprendre les phénomènes physiques dans une situation relativement simple (propagation T.E.M.) alors que les cas envisagés auparavant posaient des problèmes plus complexes [3] : ceux de deux sondes (ouverture de guides rectangulaires) en présence d'un milieu dissipatif (rayonnement multimode).
- et ensuite pour essayer de dégager de nouvelles méthodes thermométriques ou de mesure de permittivités pouvant déboucher sur la conception de capteurs microondes.

Le premier chapitre définit les façons de procéder pour établir le bilan des transferts radiatifs dans un système isolé et conduit à l'expression générale du signal lorsqu'un quadripôle passif, dissipatif et symétrique est relié à un radiomètre à corrélation. Nous donnons également la description complète du radiomètre à corrélation utilisé lors des confrontations théorie-expérience.

Les trois chapitres suivants traitent respectivement les cas où le quadripôle est constitué :

- d'une impédance shunt localisée
- d'une ligne coaxiale chargée d'un diélectrique à pertes.
- d'une ligne microbande présentant des pertes ohmiques.

BIBLIOGRAPHIE - INTRODUCTION

- [1] MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C, LEROY Y.
"New correlation radiometer for microwave thermography" Electronics Letters, Vol 17, n°16, pp 554-555, August 1981
- [2] BELLARBI L., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y.
"Accurate localisation of thermal gradients in lossy materials by correlation microwave thermography" Electronics Letters, Vol 20, n° 10, pp 430-431, March 1984
- [3] BELLARBI L.
"Définition de la thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C.) mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques." Thèse de 3ème cycle, Lille, Juillet 1984.
- [4] HILL J.C., GOLDNER R.B.
"The thermal and spatial resolution of a broad-band correlation radiometer with application to medical microwave thermography" I.E.E.E. Trans MTT-33, Vol 33, n° 8, pp718-723, August 1985.
- [5] SCHALLER G.
"Microwave correlation thermography for the imaging of hot spots in lossy materials" I.E.E.E. MTT-S Digest, pp 155-156, 1988
- [6] LAUER Ph.
"Exploitation d'une méthode numérique appliquée au calcul des intensités radiométriques en T.M.O. et T.M.O.C." Diplôme d'études approfondies (D.E.A.), Lille, Juillet 1986
- [7] MAMOUNI A.
"Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (Thermographie microonde)". Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.

CHAPITRE 1

**Etude préliminaire sur les transferts radiatifs :
méthodologie de calcul des signaux radiométriques**

Chapitre 1

Etude préliminaire sur les transferts radiatifs : méthodologie de calcul des signaux radiométriques

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous rappelons les bases de la radiométrie [1] [2], appliquées à la mesure du bruit thermique, qui sont fondées notamment sur l'équilibre du bilan des transferts radiatifs entre éléments dissipatifs d'un système isolé isotherme [3] (une conséquence du 2ème principe de la thermodynamique).

On considère d'abord les échanges radiatifs entre deux charges - situation à l'origine des radiomètres à puissance totale - avant de traiter des situations plus complexes, qui sont utilisées pour établir l'expression des signaux recueillis par un radiomètre à corrélation relié aux deux extrémités d'un quadripôle dissipatif.

Ce chapitre présente également le système utilisé pour la confrontation théorie-expérience.

1.2 Méthodologie de calcul des signaux des radiomètres à puissance totale

Avant d'aborder l'étude proprement dite, nous allons faire quelques rappels concernant l'origine physique du bruit thermique.

1.2.1 Rappels. Bruit engendré par une résistance

Le bruit d'origine thermique résulte soit de l'addition des rayonnements individuels incohérents issus de l'agitation de molécules ou groupes de molécules que constituent un milieu dissipatif, soit du mouvement désordonné des électrons dû aux collisions dans un semi-conducteur [4].

Pour expliquer que l'augmentation de la température provoque un rayonnement dans une gamme spectrale couvrant des longueurs d'onde de plus en plus courtes (corps qui rougissent au feu, par exemple), Planck a associé le concept d'équipartition de l'énergie au concept de discontinuité de

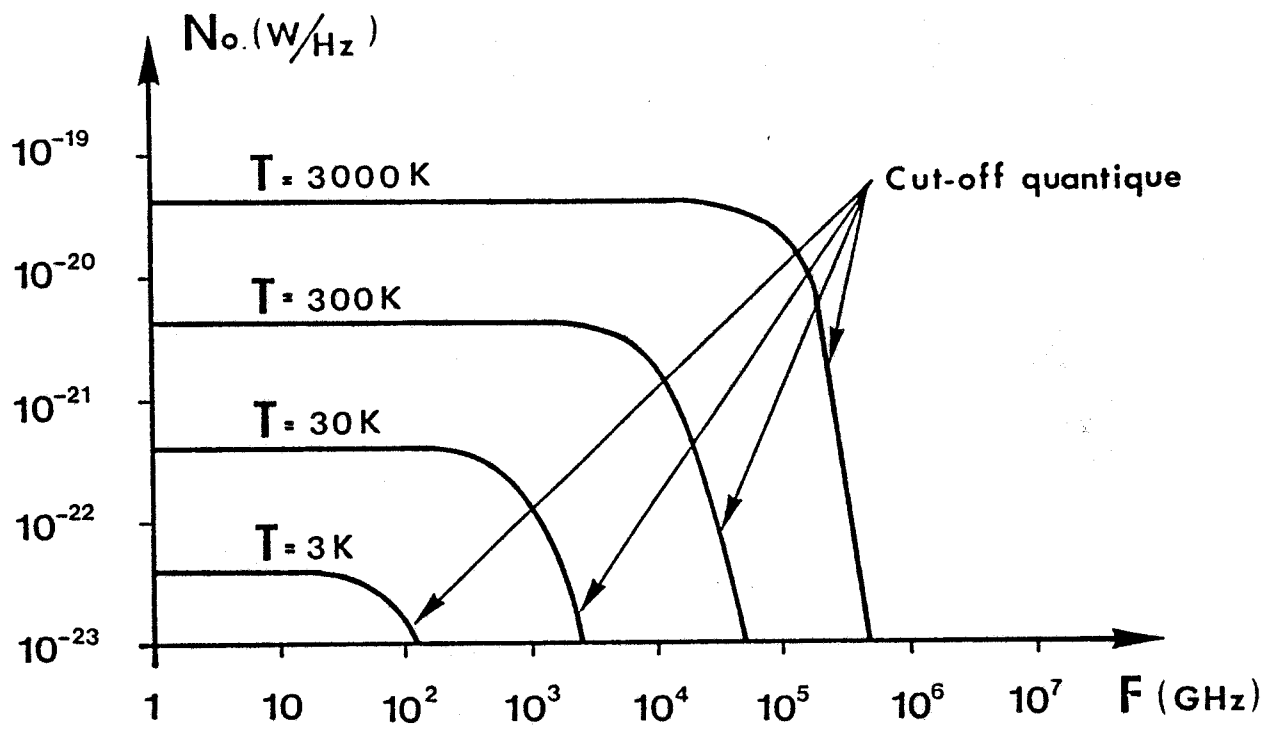


Figure 1 : Densité spectrale de bruit N_o en fonction de la fréquence f .

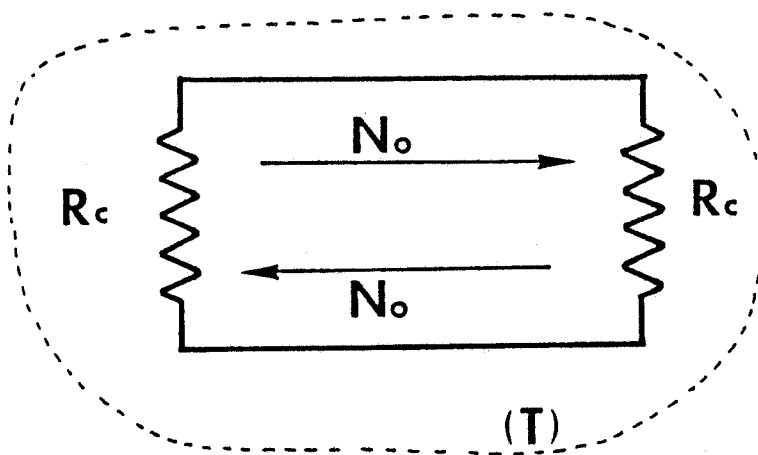


Figure 2 : Equilibre thermodynamique des résistances
(----- : limite de l'enceinte isotherme (T))

l'énergie dans une théorie dite du corps noir (corps parfaitement absorbant et ayant une émissivité maximale à toutes les fréquences).

En considérant que l'énergie cinétique W échangée par les particules soit égale à nhf , l'équipartition de l'énergie entraîne que l'énergie moyenne \bar{W} emmagasinée, lorsque l'on considère un grand nombre de résonateurs (modes de résonances particuliers), soit donnée par :

$$\bar{W}(f,T) = hf \cdot [\exp(hf/kT) - 1]^{-1} \quad (1-1)$$

avec n : nombre de photons échangés (nombre entier)
 h : ($6,626 \cdot 10^{-34}$ Js ou $4,136 \cdot 10^{-15}$ eV/Hz) constante de Planck
 k : ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K ou $8,617 \cdot 10^{-5}$ eV/K) constante de Boltzmann
 T : température absolue (K)
 f : fréquence considérée (Hz)

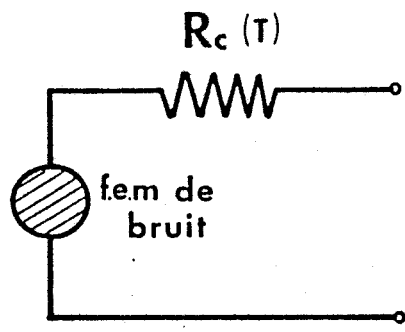
Pour des modes de résonance à une dimension, tel le cas d'une ligne de transmission de longueur l court-circuitée à ses deux extrémités et ayant un seul mode de propagation, la densité du flux de puissance portée par les deux ondes qui se propagent en sens inverse sur la ligne est égale à l'énergie moyenne \bar{W} emmagasinée.

$$N_o(W/Hz) = \bar{W}(f,T) \quad (1-2)$$

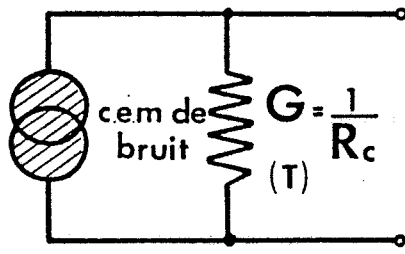
La figure 1 montre comment évolue la densité spectrale N_o à différentes températures en fonction de la fréquence [5].

Si l'on place maintenant aux extrémités de la ligne deux résistances R_c égales à l'impédance caractéristique de la ligne (figure 2), l'ensemble étant en équilibre thermodynamique (température T), les deux résistances absorbent entièrement les flux de puissance de densité spectrale N_o et, réciproquement, engendrent une puissance de bruit exactement égale à celle absorbée, condition nécessaire au maintien de cet équilibre.

Cette modélisation de l'équilibre thermodynamique montre que les résistances sont des corps noirs au sens de Plank, parfaitement absorbantes et de pouvoir émissif maximal.



a) Schéma de Thevenin
 $e_{\Delta f} = \sqrt{4kT R_c \Delta f}$
 $No \Delta f = e_{\Delta f}^2 / 4R_c$



b) Schéma de Norton
 $i_{\Delta f} = \sqrt{4kTG \Delta f}$
 $No \Delta f = i_{\Delta f}^2 / 4G$

Figure 3 : Sources de bruit de Nyquist

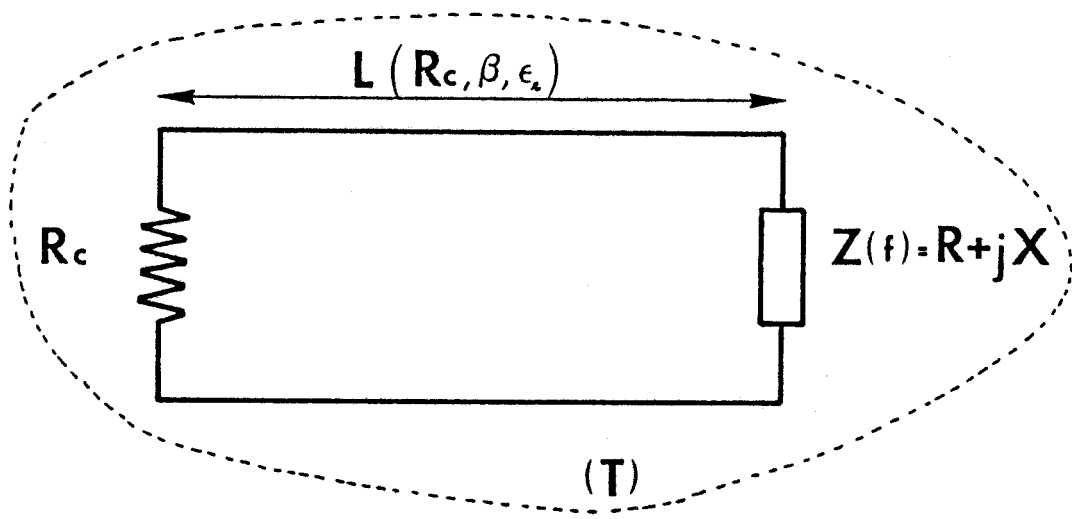


Figure 4 : Circuit considéré pour le calcul des transferts radiatifs
 (----- : limite de l'enceinte isotherme (T))

En tenant compte de l'approximation justifiée en onde centimétrique ($hf \ll kT$), la puissance de bruit fournie par chaque résistance R_c , pour une bande passante Δf , est donnée par :

$$P = kT \Delta f \quad (1-3)$$

Il s'agit de la formulation de Nyquist qui exprime en particulier que la puissance de bruit engendrée par une résistance ne dépend pas de sa valeur, ni de la fréquence à laquelle on opère (bruit blanc). Cette puissance est proportionnelle à la température absolue T et correspond à une *f.e.m* de bruit créée aux bornes de la résistance R_c , de valeur efficace telle que :

$$V_{eff}^2 = 4 k T R_c \Delta f \quad (1-4)$$

Une représentation possible par les schémas équivalents de Thevenin et Norton fait apparaître des sources de bruit de Nyquist (générateurs de tension et de courant instantanés, figure 3), ainsi que les tensions et courants efficaces correspondants.

1.2.2 Bilan des transferts radiatifs entre 2 charges dissipatives

Considérons le circuit donné figure 4, constitué d'une résistance R_c reliée à une charge d'impédance $Z(f) = R + jX$ par l'intermédiaire d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique R_c et de longueur l .

Nous avons vu précédemment que dans le cas d'un système isotherme (T), les deux résistances R_c engendraient chacune une puissance de bruit égale à $kT \Delta f$, (formule de Nyquist).

Suivant le même principe et en utilisant la représentation de Thevenin des sources de bruit instantanées de Nyquist (figure 3), nous allons établir les expressions des puissances échangées entre les différentes charges R_c et R pour différentes longueurs l de la ligne de transmission.

Pour ceci, nous allons appliquer le théorème de superposition en considérant séparément les tensions de bruit associées à R et R_c , en remarquant que ces deux signaux ne présentent aucune cohérence entre eux.

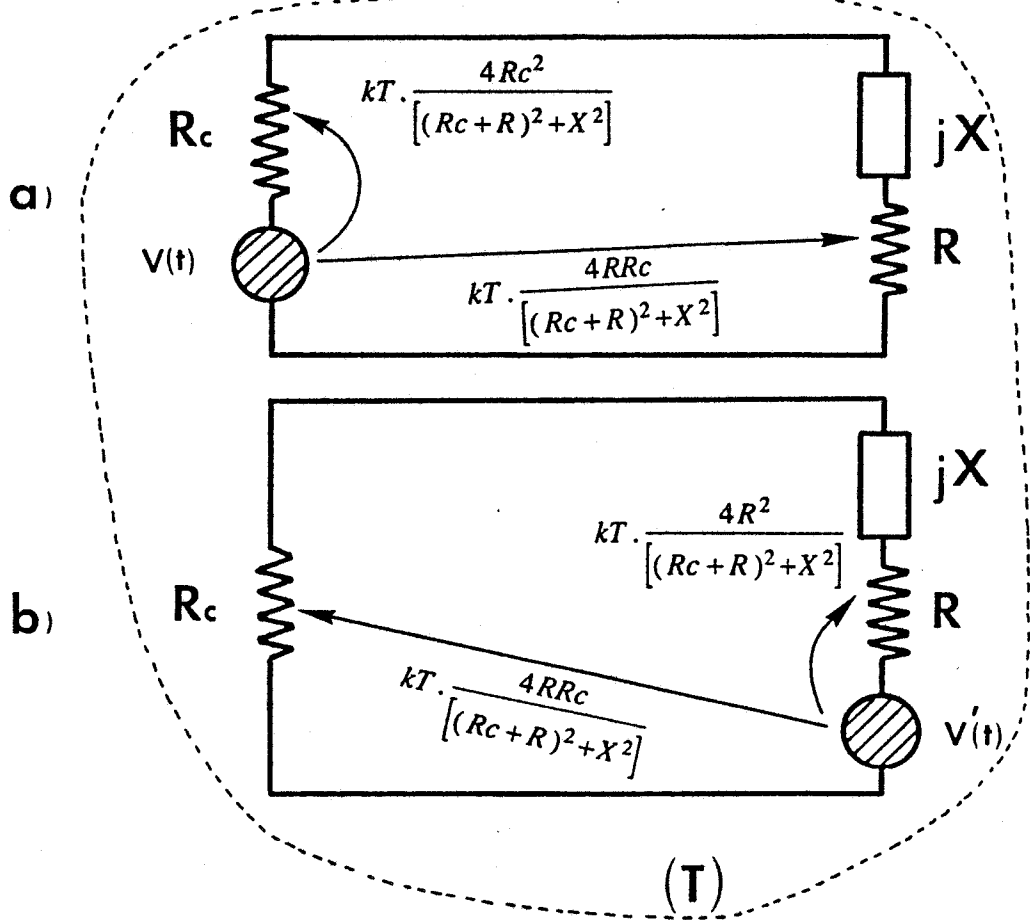


Figure 5 : Puissances transmises et réinjectées en fonction des impédances pour $l=0$
 (----- : limite de l'enceinte isotherme (T))
 a) \rightarrow dues à la *f.e.m.* de bruit de R_c ($V_{eff}^2 = 4kTR_c$)
 b) \rightarrow dues à la *f.e.m.* de bruit de R ($V'_{eff}^2 = 4kTR$)

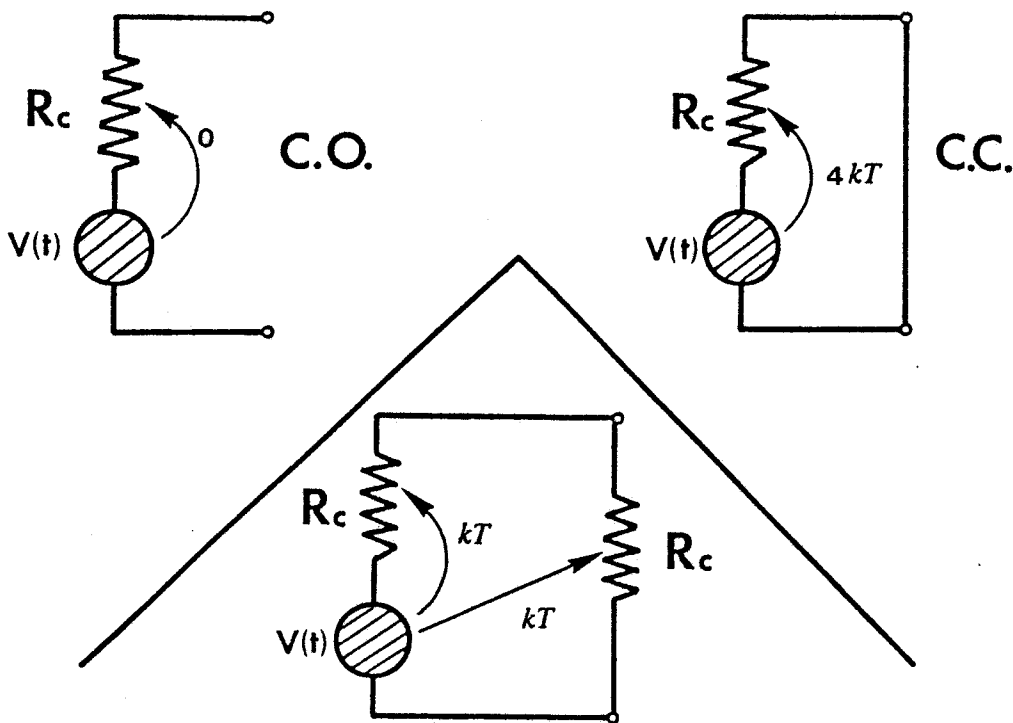


Figure 6 : Cas limites illustrant les transferts de puissances lorsque $l=0$

L'étude sera menée pour 1 Hz de bande passante, sachant que l'intégration peut être étendue à une bande passante Δf .

1.2.2.1 Ligne de longueur nulle

Par application de la loi d'Ohm, les puissances recueillies aux bornes des résistances sans bruit R_c et R , créées par la *f.e.m* de bruit $v(t)$ de R_c (figure 5a), s'écrivent :

$$- \text{ pour } R_c : \delta P_{R_c} = \frac{V_{R_c \text{ eff}}^2}{R_c} = kT \cdot \frac{4R_c^2}{[(R_c + R)^2 + X^2]} \quad (1-5)$$

$$- \text{ pour } R : \delta P_R = \frac{V_R \text{ eff}^2}{R} = kT \cdot \frac{4RR_c}{[(R_c + R)^2 + X^2]} \quad (1-6)$$

De même, les puissances recueillies aux bornes des résistances sans bruit R_c et R , créées par la *f.e.m* de bruit $v'(t)$ de R (figure 5b), s'écrivent :

$$- \text{ pour } R_c : \delta P'_{R_c} = \frac{V'_{R_c \text{ eff}}^2}{R_c} = kT \cdot \frac{4RR_c}{[(R_c + R)^2 + X^2]} \quad (1-7)$$

$$- \text{ pour } R : \delta P'_R = \frac{V'_R \text{ eff}^2}{R} = kT \cdot \frac{4R^2}{[(R_c + R)^2 + X^2]} \quad (1-8)$$

Ainsi, les puissances échangées (6) (7) entre les deux résistances R_c et R sont identiques : le bilan des transferts radiatifs est satisfait [3], conséquence attendue du deuxième principe de la thermodynamique.

Nous donnons, figure 6, des exemples de cas limites impliquant les calculs précédents.

1.2.2.2 Ligne de longueur $l < \Delta t$ (avec Δt : temps de cohérence [6])

Rappelons que le temps de cohérence correspond à l'intervalle de temps pour lequel les signaux de bruit émis par une même charge restent corrélés entre eux quand ils se propagent en sens inverse.

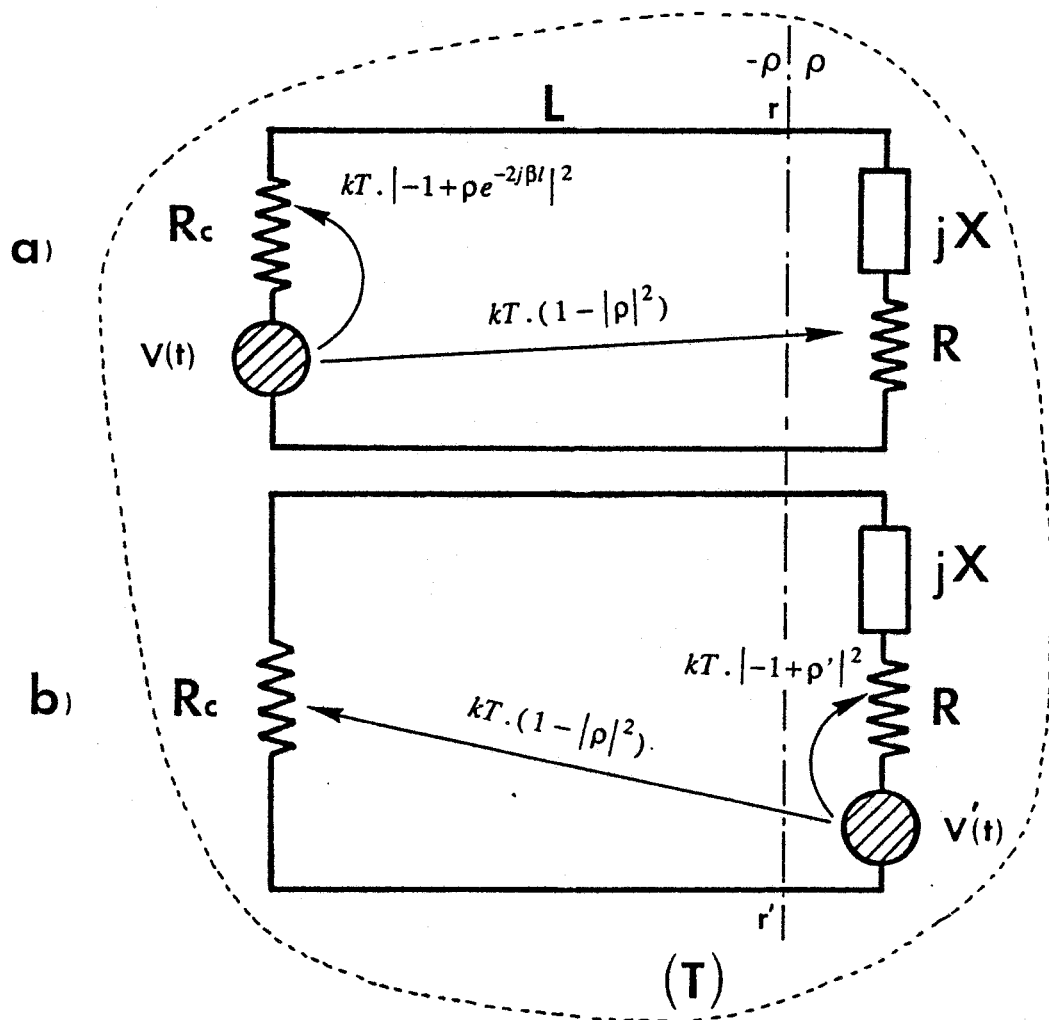


Figure 7 : Puissances transmises et réinjectées en termes de coefficient de réflexion pour $l < \Delta t \cdot c$

(----- : limite de l'enceinte isotherme (T))

a) \rightarrow dues à la *f.e.m.* de bruit de R_c ($V_{eff}^2 = 4kTR_c$)

b) \rightarrow dues à la *f.e.m.* de bruit de R ($V'_{eff}^2 = 4kTR$)

La démonstration précédente, considérant une ligne de longueur nulle, s'applique également en remplaçant la charge $Z(f) = R + jX$, située à une distance l , par une nouvelle charge d'impédance $Z'(f) = R' + jX'$, équivalente au tronçon de longueur l terminé par l'impédance $Z(f)$.

Dans l'expression des puissances échangées, il suffit de remplacer R et X par R' et X' ; ainsi le bilan des transferts radiatifs est toujours conservé.

On peut également raisonner en considérant les phénomènes de propagation liés à la ligne de transmission.

Dans ce cas, en termes de coefficient de réflexion, les puissances dues à la *f.e.m* de bruit $v(t)$ issue de Rc (figure 7a) s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 - \text{ pour } Rc : \delta P_{Rc} &= \frac{V_{Rc} \text{eff}^2}{Rc} = \left| -\frac{V_{\text{eff}}}{2} + \frac{V_{\text{eff}}}{2} \rho e^{-2j\beta l} \right|^2 \frac{1}{Rc} \\
 &= kT \cdot |-1 + \rho e^{-2j\beta l}|^2 \\
 &= kT \cdot \frac{4Rc^2}{[(R + Rc)^2 + X^2]} = kT \frac{4Rc^2}{[(R' + Rc)^2 + (X')^2]}
 \end{aligned} \tag{1-9}$$

$$\begin{aligned}
 - \text{ pour } R : \delta P_R &= \frac{V_R \text{eff}^2}{R} = kT \cdot \frac{RRc}{(R^2 + X^2)} |1 + \rho|^2 \\
 &= kT \cdot (1 - |\rho|^2) \\
 &= kT \cdot \frac{4RRc}{[(Rc + R)^2 + X^2]} = kT \frac{4R' Rc}{[(Rc + R')^2 + (X')^2]}
 \end{aligned} \tag{1-10}$$

avec $\beta = \frac{2\pi}{c} f \sqrt{\epsilon_r}$, constante de phase à la fréquence f considérée
 ρ , coefficient de réflexion en régime d'onde T.E.M. de $Z(f)$ par rapport à Rc dans le plan (rr')

$$\rho = \frac{R + jX - Rc}{R + jX + Rc}$$

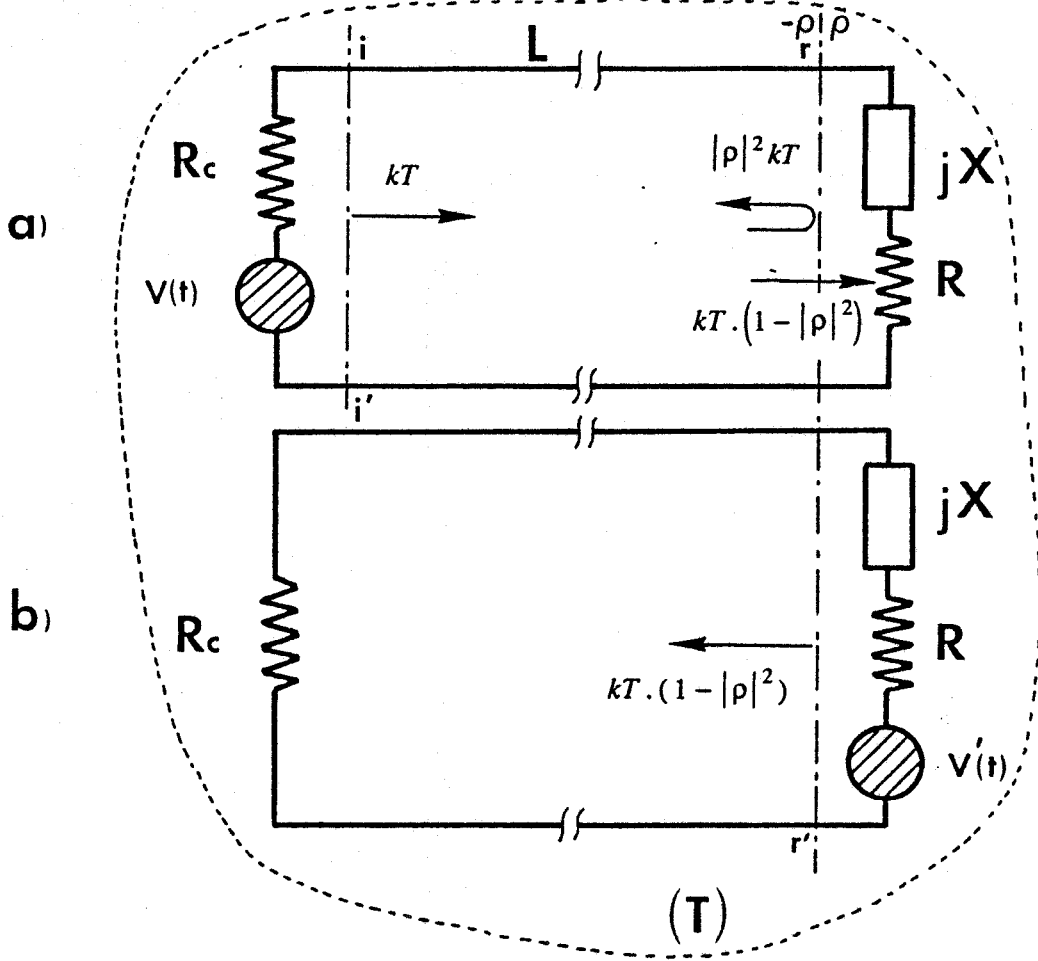


Figure 8 : Puissances transmises et réinjectées en termes de coefficient de réflexion pour $l > \Delta t . c$
 (-----: limite de l'enceinte isotherme (T))
 a) → dues à la *f.e.m.* de bruit de R_c ($V_{eff}^2 = 4kTR_c$)
 b) → dues à la *f.e.m.* de bruit de R ($V'_{eff}^2 = 4kTR$)

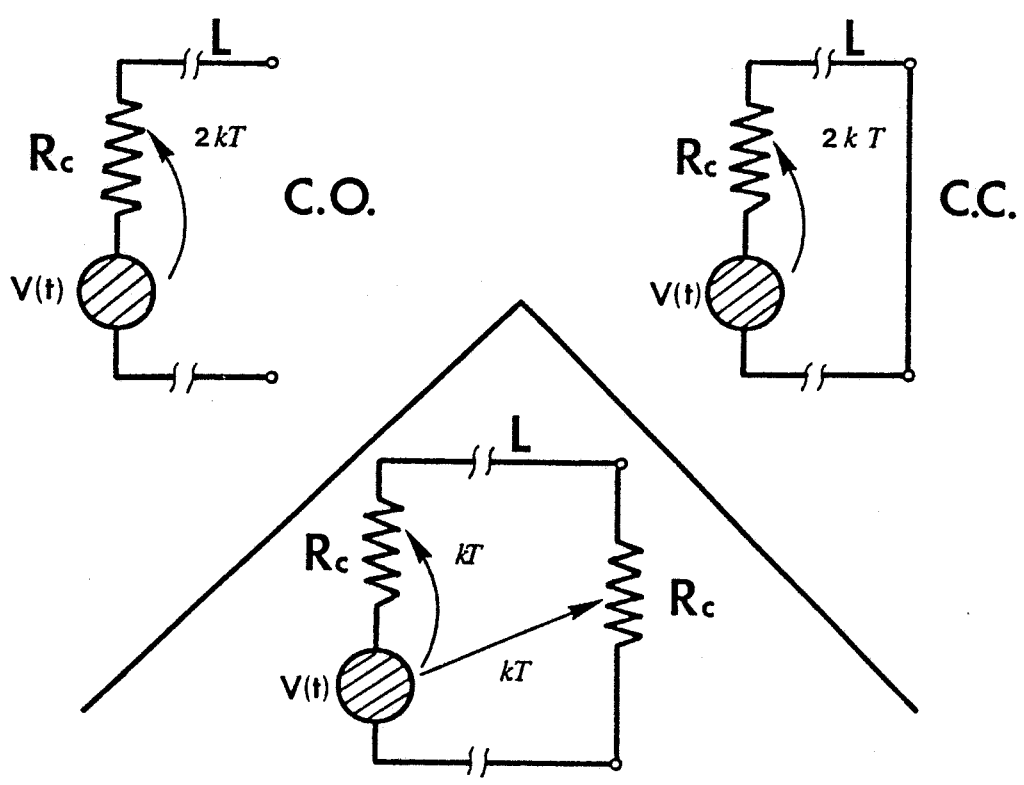


Figure 9 : Cas limites illustrant les transferts de puissance lorsque $l > \Delta t . c$

De même, les puissances créées par la *f.e.m* de bruit $v'(t)$ issue de R (figure 7b), s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 - \text{ pour } R_c : \delta P'_{R_c} &= \frac{V'_{R_c \text{ eff}}^2}{R_c} = kT \cdot \frac{R}{R_c} |1 + (-\rho)|^2 \\
 &= kT \cdot (1 - |\rho|^2) \\
 &= kT \cdot \frac{4RR_c}{[(R + R_c)^2 + X^2]}
 \end{aligned} \tag{1-11}$$

$$\begin{aligned}
 - \text{ pour } R : \delta P'_R &= \frac{V'_R \text{ eff}^2}{R} = kT \cdot |-1 + \rho'|^2 \\
 &= kT \cdot \frac{4R^2}{[(R_c + R)^2 + X^2]}
 \end{aligned} \tag{1-12}$$

avec ρ' , coefficient de réflexion en régime d'onde T.E.M. de $R_c + jX$ par rapport à R .

$$\rho' = \frac{R_c + jX - R}{R_c + jX + R}$$

Notons que dans le cas où $Z(f) = R_c$, on a $\delta P_R = \delta P_{R_c} = \delta P'_R = \delta P'_{R_c} = kT$ pour toute valeur de l . Ceci n'est plus vrai pour $Z(f) \neq R_c$; dans ce cas, on a $\delta P_R \neq \delta P_{R_c}$ et $\delta P'_R \neq \delta P'_{R_c}$. Les puissances transmises δP_R (10) et $\delta P'_{R_c}$ (11) restent identiques et par conséquent, le bilan des transferts radiatifs, établi en tenant compte des phénomènes de propagation sur la ligne, est encore vérifié.

Il est à noter que les calculs qui vont suivre seront basés sur l'estimation des transferts radiatifs entre des éléments dissipatifs reliés par des lignes. Ainsi, la part de puissance créée par un élément dissipatif et réinjectée dans celui-ci ne sera pas calculée, du fait qu'elle n'intervient pas dans le bilan radiatif.

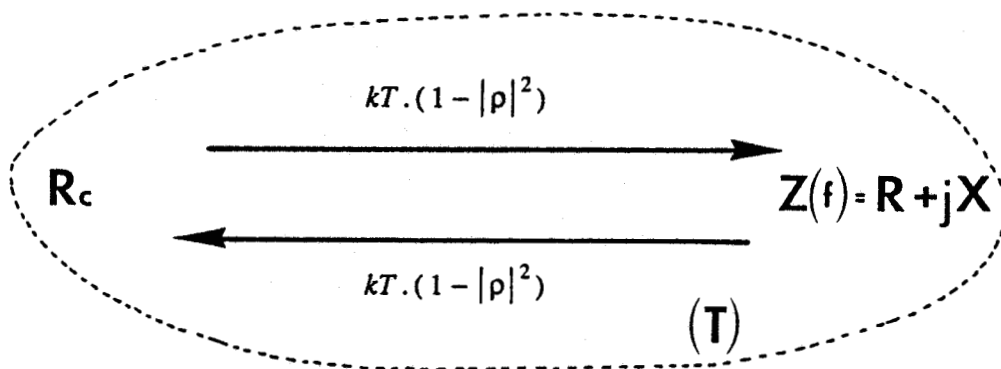


Figure 10 : Bilan des transferts radiatifs dans le cas d'un système isotherme (T).

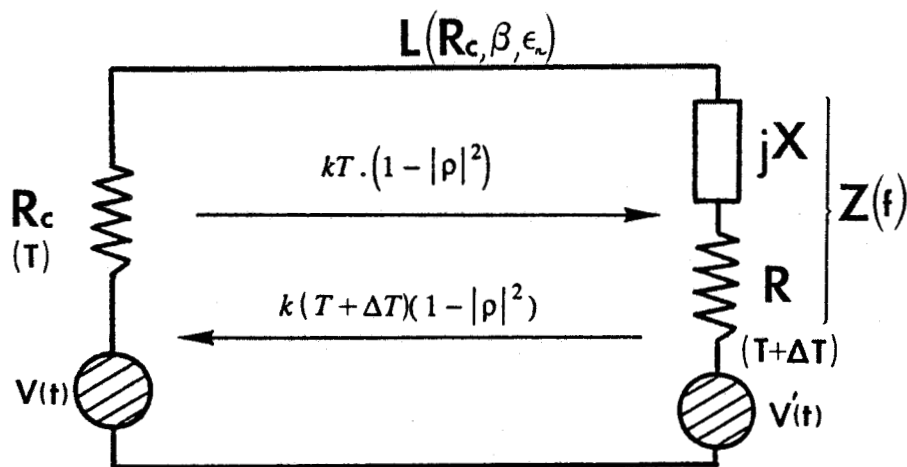


Figure 11 : Puissances échangées entre la charge $Z(f)$ (température $T + \Delta T$) et la résistance R_c (température T)

1.2.2.3 Ligne de longueur $l > \Delta t.c$ (avec Δt : temps de cohérence)

Dans ce cas, les signaux de bruit émis par une même charge ne sont plus corrélés entre-eux lorsqu'ils se propagent en sens inverse (perte de l'information de phase).

Ainsi, la puissance cédée à la résistance R , créée par la *f.e.m* de bruit $v(t)$ de R_c (figure 8a), s'écrit encore :

$$\delta P_R = \delta P_{in} - \delta P_{re} = kT \cdot (1 - |\rho|^2) \quad (1-13)$$

avec $\delta P_{in} = \left| \frac{v'(t)}{2\sqrt{R_c}} \right|^2 = kT$, puissance incidente issue de R_c définie dans le plan (ii').

$\delta P_{re} = |\rho|^2 kT$, puissance réfléchiée par la charge $Z(f)$ dans le plan (rr')

ρ , coefficient de réflexion en onde T.E.M. défini au § 1.2.2.2.

Réciproquement, la puissance cédée à la résistance R_c , créée par la *f.e.m* de bruit $v'(t)$ de R (figure 8b), s'écrit :

$$\delta P'_{Rc} = |a'|^2 = kT \cdot (1 - |\rho|^2) \quad (1-14)$$

avec $a' = v'(t) \frac{(R_c)^{1/2}}{(R_c + R + jX)}$, onde transmise à la charge R_c dans le plan rr' .

Comme nous pouvons le constater, les impédances R_c et $Z(f)$ échangent des puissances égales. Par conséquent, lorsque le système est isotherme (T), le bilan des transferts radiatifs est, là encore, satisfait.

Remarquons que les puissances mises en jeu diffèrent lorsque les signaux émis et réfléchis sont, ou ne sont pas cohérents (figures 6 et 9) sauf, évidemment, en absence de signaux réfléchis.

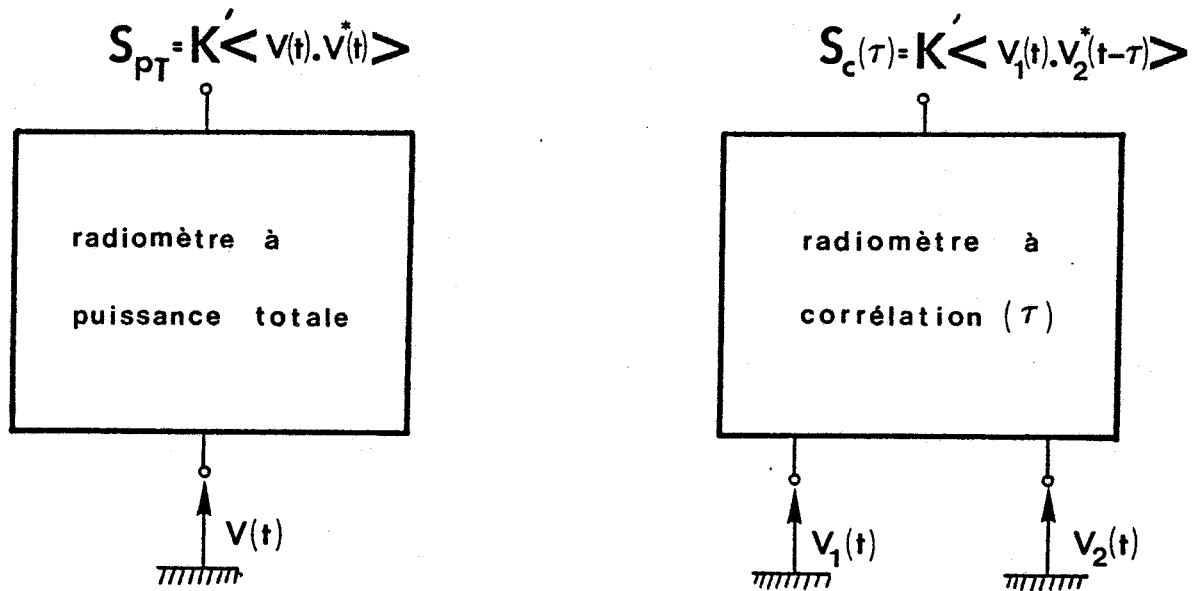


Figure 12 : Radiomètres à puissance totale et à corrélation ($v(t)$, $v_1(t)$ et $v_2(t)$ représentent des tensions de bruit)

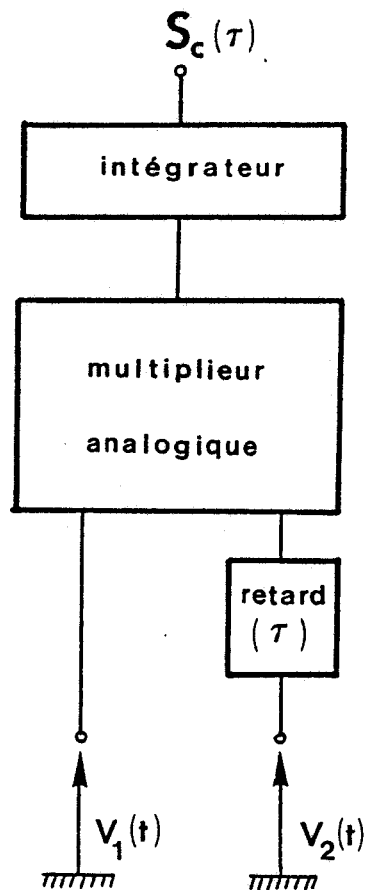


Figure 13 : Schéma de principe d'un radiomètre à corrélation utilisant un multiplieur analogique.

1.2.3 Elaboration d'une méthode de détermination des signaux radiométriques

Cette méthode est basée avant tout sur les transferts radiatifs que l'on sait être équilibrés dans le cas d'un système isotherme (T). (figure 10). Nous avons vu, précédemment, que quelles que soient les conditions appliquées à la longueur du tronçon de ligne sans pertes reliant les deux charges R_c et $Z(f)$, les puissances échangées restent égales lorsque les deux charges sont portées à la même température absolue (T).

Cette configuration d'étude représente un schéma de principe simplifié d'un radiomètre à puissance totale où la charge R_c s'identifie à un récepteur adapté (détecteur), et la charge $Z(f)$ à l'impédance dont on veut mesurer la température. En effet, si l'on s'écarte de l'équilibre thermodynamique (figure 11), une élévation de température ΔT de la charge $Z(f)$ se traduira par une élévation de puissance détectée qui peut s'écrire, pour 1 Hz de bande passante :

$$\delta P = k \Delta T (1 - |\rho|^2) \quad (1-15)$$

A partir de ce mode de raisonnement, nous allons définir et établir l'expression générale du signal radiométrique issu d'un radiomètre à corrélation en fonction des différentes puissances échangées entre éléments dissipatifs.

1.3 Principe et réalisation des radiomètres à corrélation microondes fonctionnant en champ proche

Alors qu'un radiomètre à puissance totale mesure la puissance de bruit d'un élément dissipatif, un radiomètre à corrélation effectue le produit de corrélation de deux signaux de bruit (figure 12).

Dans l'exposé qui va suivre, on considère que les entrées du corrélateur sont reliées aux deux extrémités d'un quadripôle dissipatif Q .

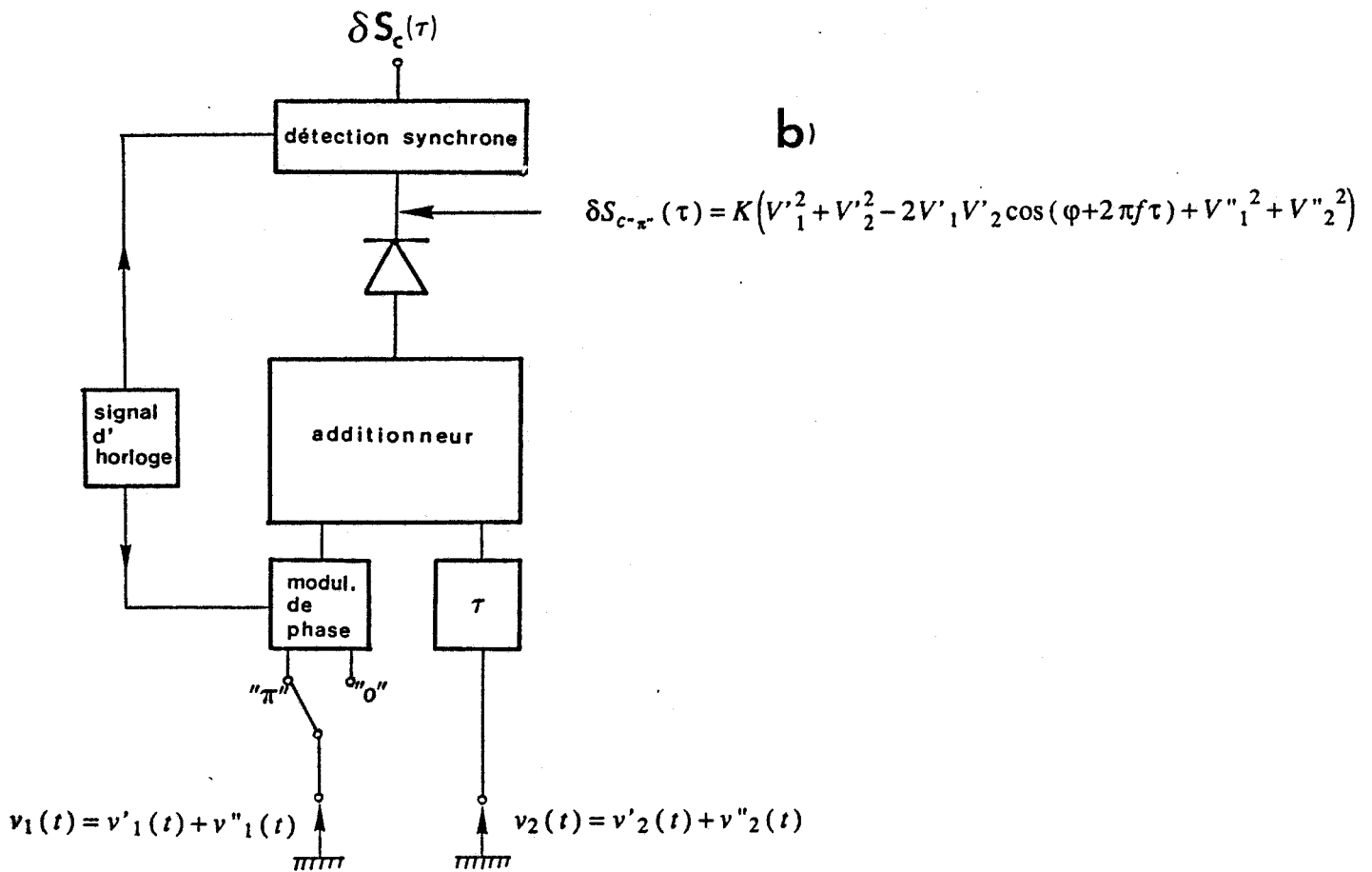
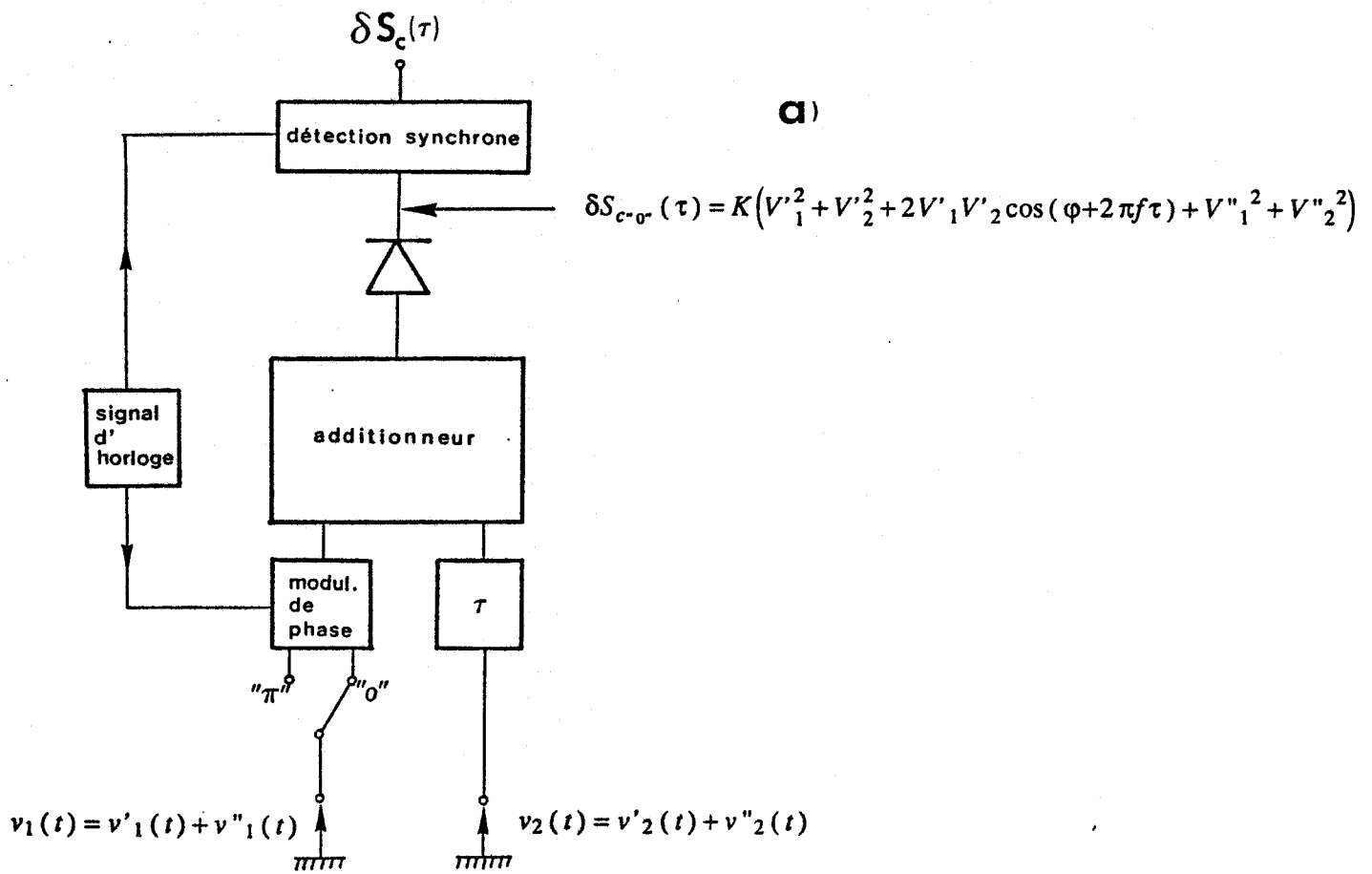


Figure 14 : Analyse des deux états de l'interféromètre à modulation de phase ($v'_1(t)$ et $v'_2(t)$ corrélées, $v''_1(t)$ et $v''_2(t)$ décorréliées).
 a) → position phase "0"
 b) → position phase "π"

1.3.1 Rappels et définition d'un corrélateur

L'un des modes de détermination de la réponse spectrale $\gamma_N(f)$ d'un système consiste à calculer la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $C_{bb}(\tau)$ de son signal de sortie lorsqu'on applique un bruit blanc à l'entrée du système.

La densité spectrale $\gamma_N(f)$ et la fonction d'autocorrélation $C_{bb}(\tau)$ du signal de bruit $b(t)$ s'écrivent, pour les fréquences positives [4] :

$$\gamma_N(f) = 4 \int_{-\infty}^0 C_{bb}(\tau) \cdot \cos(2\pi f\tau) d\tau \quad (1-16)$$

avec

$$C_{bb}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T b(t) \cdot b(t-\tau) dt \quad (1-17)$$

Par conséquent, on définit un corrélateur comme étant un dispositif à deux entrées, qui réalise la multiplication de deux signaux d'entrée $b(t)$ et $b(t-\tau)$ (avec τ , temps de retard dans l'une des deux voies du système) et qui effectue la moyenne de l'opération précédente sur un intervalle de temps. [7] [8]

La figure 13 donne le schéma de principe d'un tel radiomètre à corrélation. Cependant, un multiplieur analogique faible bruit travaillant à faible signal étant difficilement réalisable, on préfère mettre en oeuvre un interféromètre à modulation de phase [9] [10].

Cette technique a été introduite en radioastronomie par Ryle en 1952 [11]. Elle consiste à moduler en phase ($0 \rightarrow \pi$) l'une des tensions de bruit $v_1(t)$ au rythme du signal de référence d'une détection synchrone. On aboutit ainsi à deux états de fonctionnement représentés figure 14.

Dans le cas général, les tensions de bruit $v_1(t)$ et $v_2(t)$ comportent des termes $v'_1(t)$ et $v'_2(t)$ corrélés et des termes non corrélés $v''_1(t)$ et $v''_2(t)$.

En sortie de détecteur, les signaux obtenus pour chaque état de phase s'écrivent respectivement, pour 1 Hz de bande passante :

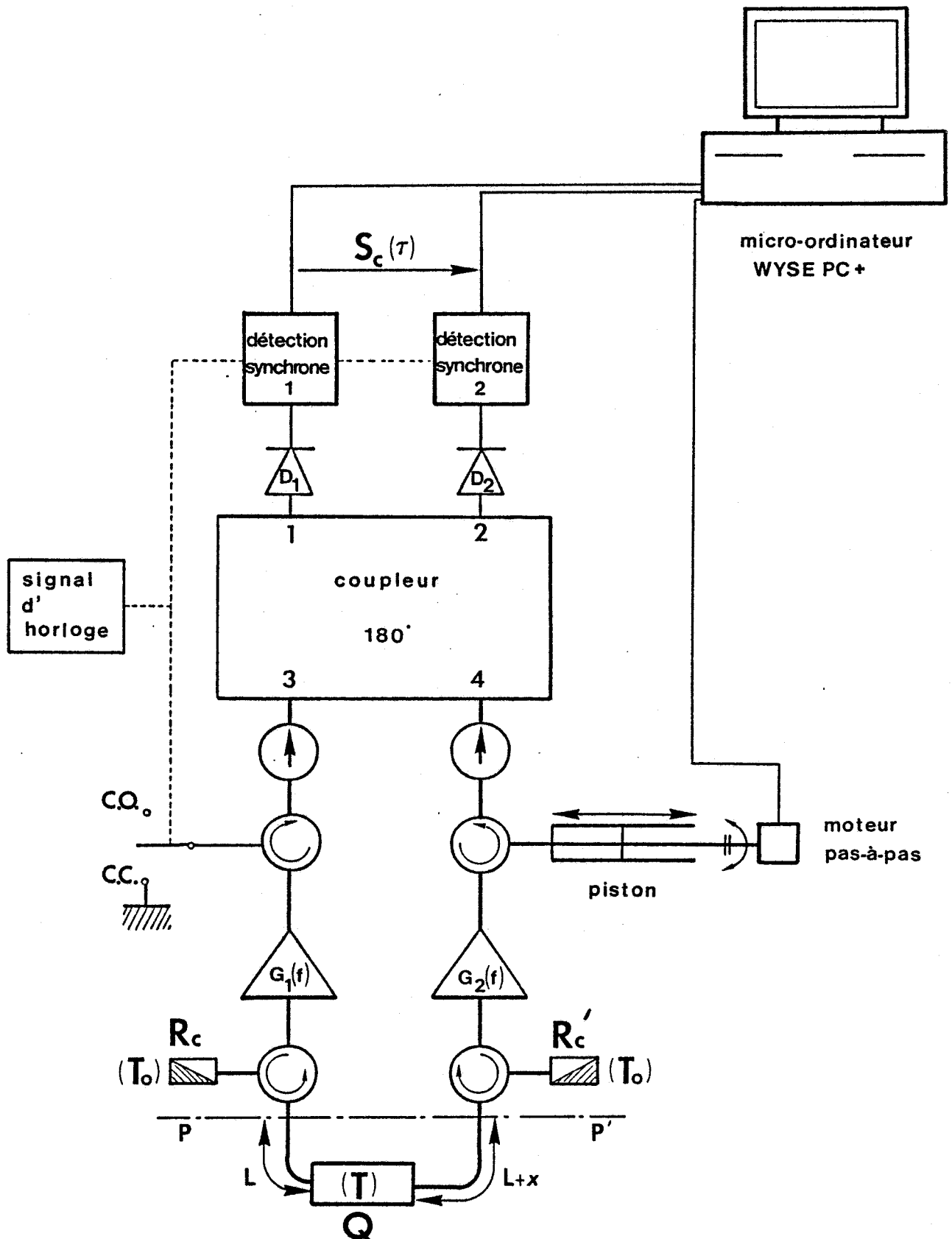


Figure 15 : Synoptique du dispositif T.M.O.C. à amplification directe.

(D_1, D_2 : détecteurs adaptés appariés ;
 $G_1(f), G_2(f)$: amplificateurs microondes faible bruit
 Q : quadripôle dissipatif).

- 1er Etat : phase "0"

$$\delta S_{c-0}(\tau) = K(V_1'^2 + V_2'^2 + 2V_1'V_2' \cos(\varphi + 2\pi f\tau) + V_1''^2 + V_2''^2) \quad (1-18)$$

- 2ème Etat : phase "π"

$$\delta S_{c-\pi}(\tau) = K(V_1'^2 + V_2'^2 - 2V_1'V_2' \cos(\varphi + 2\pi f\tau) + V_1''^2 + V_2''^2) \quad (1-19)$$

Après détection synchrone, le signal de sortie moyen pour 1 Hz de bande passante, correspond bien au produit de corrélation des signaux qui lui sont appliqués; il est donné par :

$$\delta S_c(\tau) = 4KV_1'V_2' \cos(\varphi + 2\pi f\tau) \quad (1-20)$$

avec K constante de proportionnalité, V_1' et V_2' les amplitudes des signaux de bruit corrélés et φ le déphasage relatif entre ces deux signaux.

La puissance de bruit totale sera obtenue par intégration de la relation précédente (20) sur l'étendue de la bande passante du système.

1.3.2 Conception du radiomètre à corrélation

Le dispositif d'étude considéré est une amélioration des dispositifs antérieurs [9] où l'on a substitué à l'amplification hétérodyne, une amplification directe des signaux de bruit.

Un synoptique du dispositif d'étude est donné figure 15, où les éléments du circuit devant réaliser les fonctions définies au § 1.3.1 sont :

- un déphaseur permettant d'introduire un retard de phase variable $\Phi\tau$ ($\Phi\tau = 2\pi f\tau$) obtenu par un piston de court-circuit piloté par un moteur pas à pas (débattement maximal : 390 mm, soit 2.2λ à 1.7 GHz ou 5.2λ à 4 GHz)
- un modulateur de phase par réflexion introduisant une phase "0" ou "π" dans la bande de fréquences du corrélateur, commandé par un signal d'horloge périodique, réalisé à l'aide de lignes de longueur ajustable terminées par un circuit ouvert (C.O) et un court-circuit (CC)

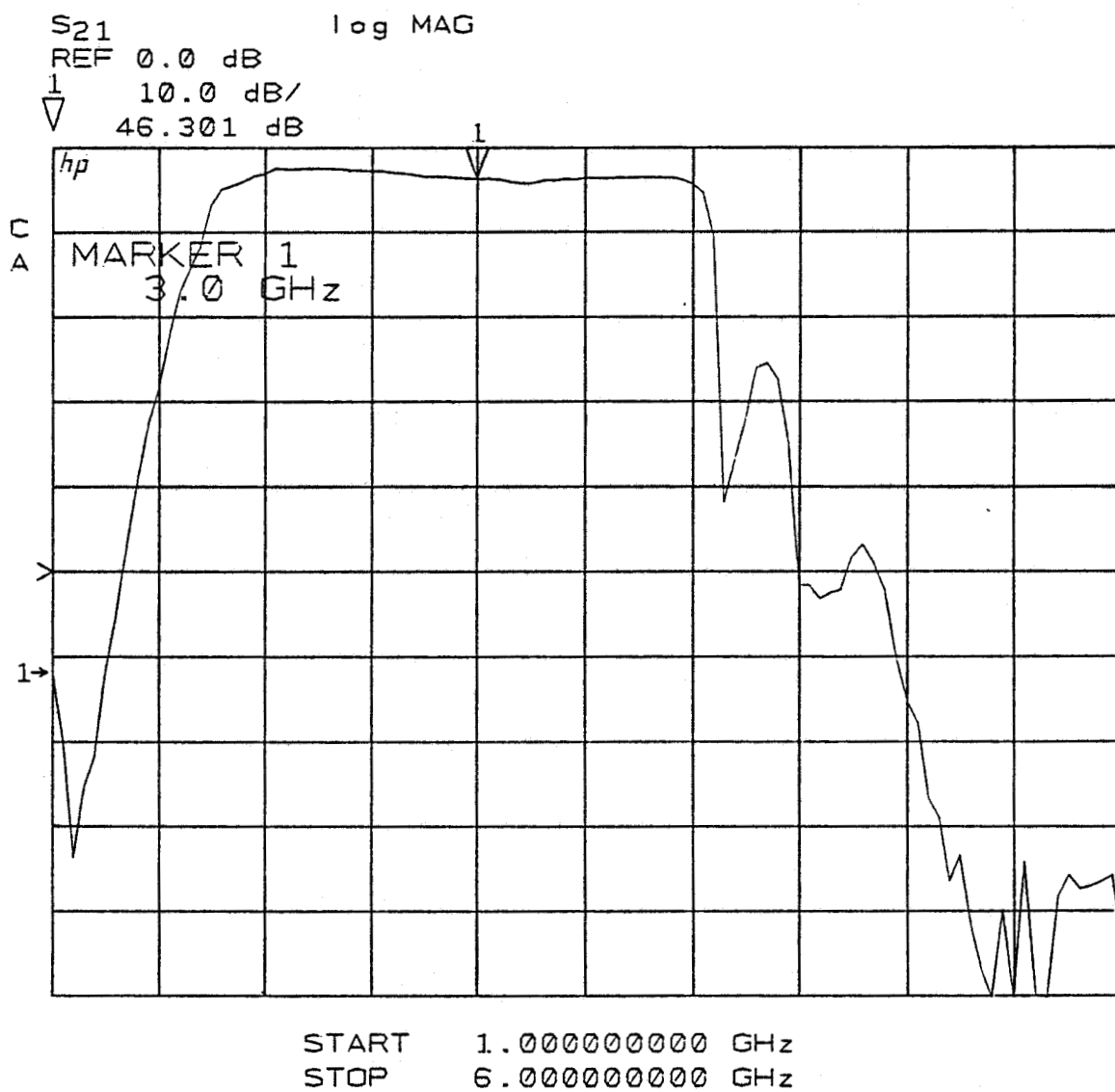


Figure 16 : Bande passante mesurée du dispositif T.M.O.C à amplification directe

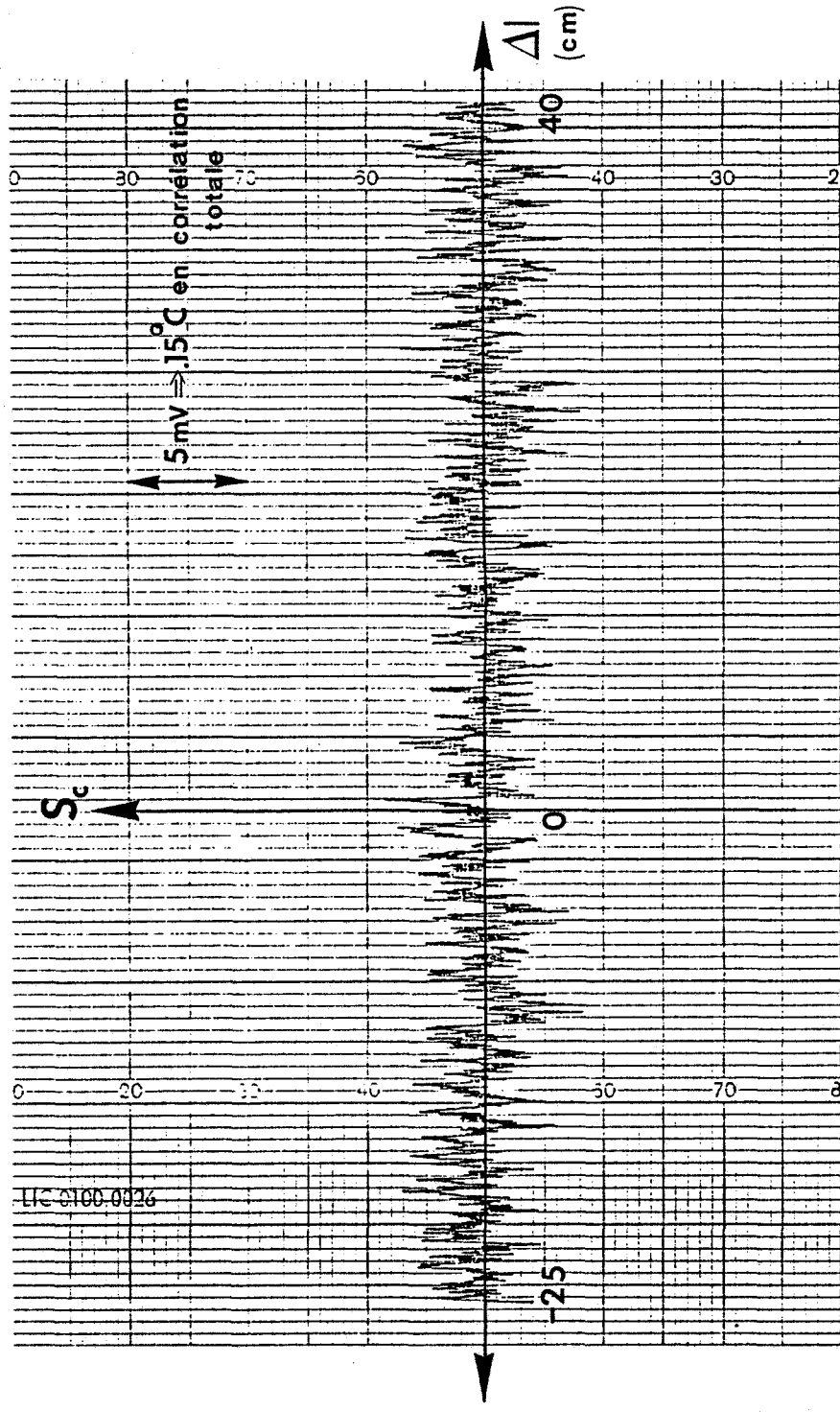


Figure 17 : Signal enregistré $S_c(\tau)$ en fonction de Δl (ou du temps de retard $\tau = \Delta l / c$) dans la configuration dite à "corrélation nulle" (constante d'intégration = 2 s)

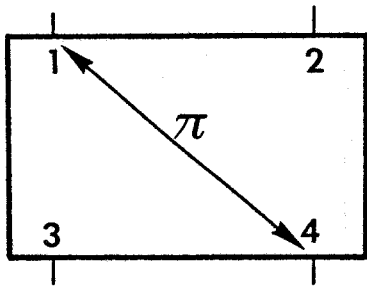
- des amplificateurs faible bruit ($G_1(f), G_2(f)$) correspondant à la chaîne d'amplification directe dans chaque voie du corrélateur. Chaque amplification est réalisée à l'aide de deux amplificateurs à FET AsGa faible bruit montés en cascade, de 50 dB de gain moyen et de 3 dB de facteur de bruit.
- deux circulateurs associés à des charges de référence R_c et R_c' permettant de prendre en compte la température de référence T_0 , et d'éviter l'influence des amplificateurs sur le signal de sortie $S_c(\tau)$ (bruit absorbé par les charges R_c et R_c')
- un coupleur hybride adapté 180° permettant de réaliser la sommation où la différence des signaux de bruits issus des deux branches du corrélateur.
- deux détecteurs quadratiques appairés (HP 8473 B opt. 001) adaptés ($S_{11} < -30$ dB) de sensibilité égale à 0.5 mV/ μ W donnant le produit de corrélation et les termes quadratiques des tensions de bruit $v_1(t)$ et $v_2(t)$.
- deux détections synchrones, commandées par un signal d'horloge, permettant l'élimination des termes quadratiques après commutation de phase "0" \rightarrow " π " dans la bande passante du corrélateur.

De plus, un micro-ordinateur (WYSE PC+) muni d'une carte d'acquisition A/N et N/A (AICP-AI04 : convertisseur 12 bits + signe, plage en tension : $\pm 2,0475$ V, résolution : 0,5 mV) permet d'une part de piloter un moteur pas à pas associé à la ligne à retard (τ), et d'autre part, d'effectuer l'acquisition numérique des tensions radiométriques en sortie de chaque détection synchrone afin d'en déduire la mesure différentielle $S_c(\tau)$ par programmation.

Cette automatisation du banc de mesure permettra d'effectuer une confrontation plus directe des résultats obtenus expérimentalement et théoriquement, et permettra également d'augmenter le nombre de points de mesure par réduction de la constante de temps globale d'intégration liée à chaque mesure.

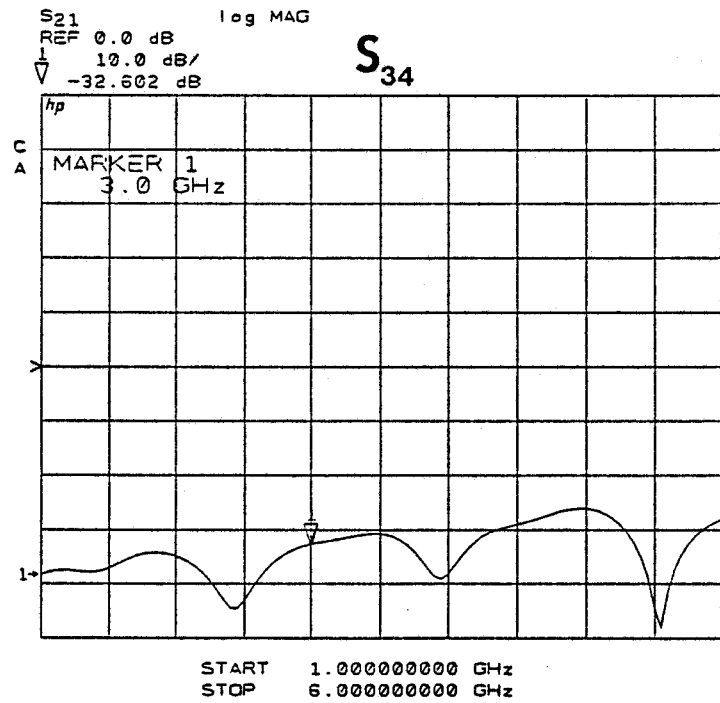
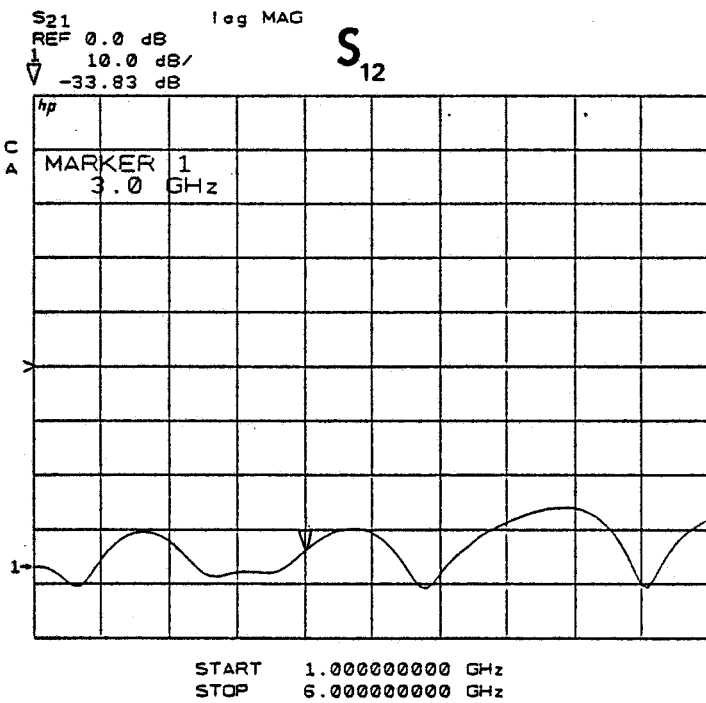
Nous donnons, figure 16, la bande passante du système T.M.O.C. à amplification directe relevée à l'analyseur de réseau H.P. 8510 et, à titre de première vérification expérimentale, nous présentons figure 17, un enregistrement du signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction du temps de retard τ dans le cas où chacune des entrées du corrélateur (plan PP' figure 15) est reliée à une charge adaptée (configuration dite "à corrélation nulle").

Cet exemple illustre parfaitement le cas de signaux de bruit non corrélés, à partir duquel les fluctuations de tension enregistrées, qui correspondent au bruit du système (amplificateurs, détecteurs) permettent de définir la sensibilité ou écart minimal de température décelable du dispositif à corrélation.



$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1^\circ & 1^\pi \\ 0 & 0 & 1^\circ & 1^\circ \\ 1^\circ & 1^\circ & 0 & 0 \\ 1^\pi & 1^\circ & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

a)



b)

Figure 18 : Coupleur hybride 180° associé à sa matrice de répartition [S] idéalise a) et déduit des relevés effectués à l'analyseur (H.P 8510) b).

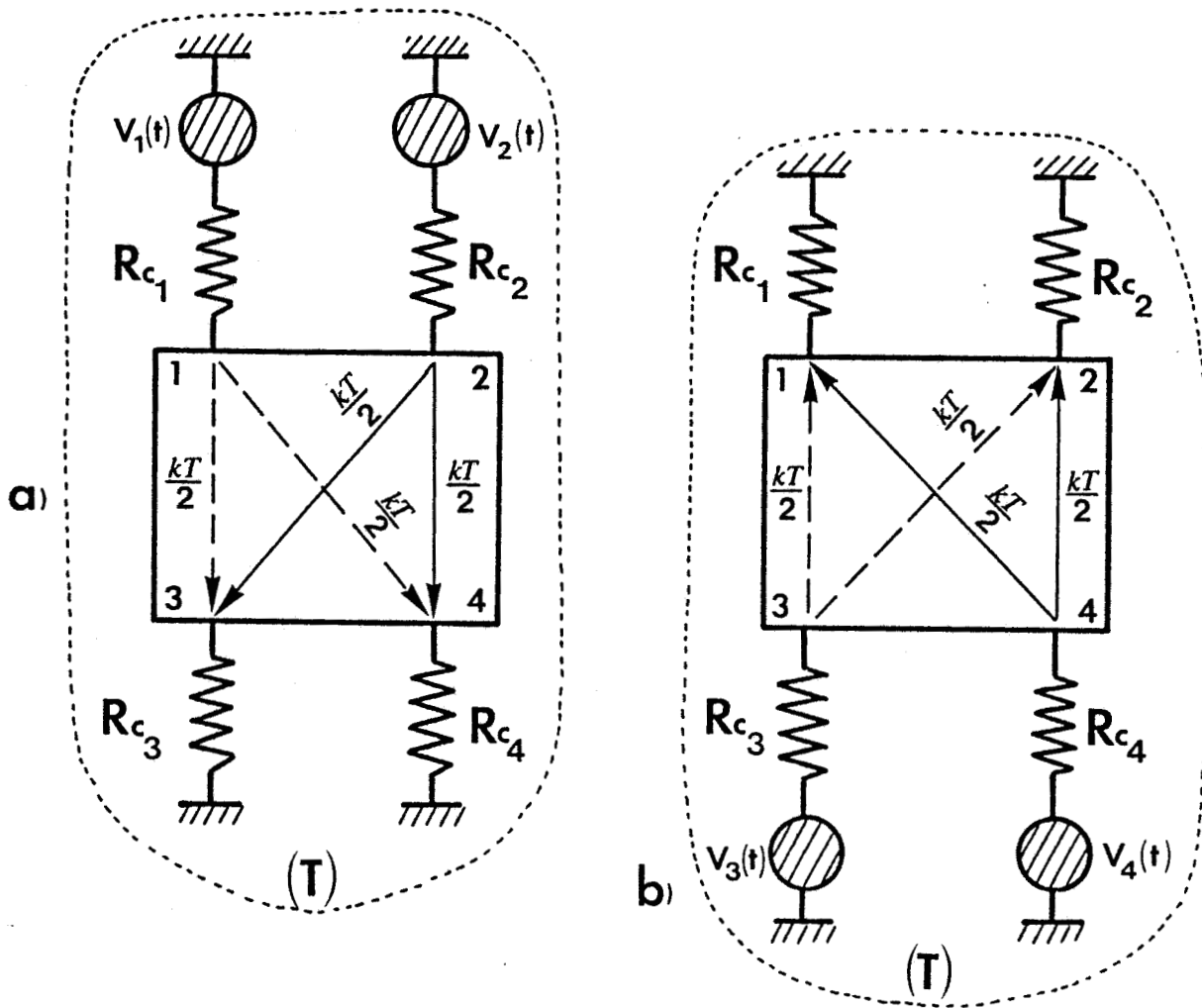


Figure 19 : Puissances transmises entre les différentes charges R_{c_i} lorsque le coupleur est connecté à quatre charges adaptées R_{c_i}
 (-----: limite de l'enceinte isotherme (T))
 a) → cas où l'émission thermique provient des résistances R_{c_1} et R_{c_2}
 b) → cas où l'émission thermique provient des résistances R_{c_3} et R_{c_4}

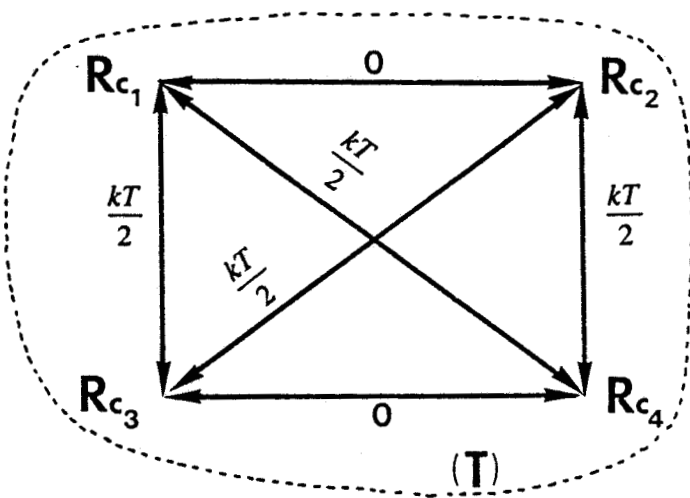


Figure 20 : Bilan des transferts radiatifs lorsque le coupleur est relié à quatre charges adaptées R_{c_i}
 (-----: limite de l'enceinte isotherme (T)).

Nous verrons par la suite que cet écart minimal est de $\pm 0,1$ °C lorsqu'il est comparé à la sensibilité en tension obtenue en "corrélation totale". (§1.5).

1.4 Calcul du signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction des paramètres S_{ij} du quadripôle

Ce calcul est basé sur l'estimation des transferts radiatifs entre différentes charges dissipatives et va être appliqué au cas général d'un quadripôle dissipatif Q relié aux deux entrées du corrélateur (figure 15).

Cependant, pour faciliter l'étude, nous allons appliquer le calcul des transferts radiatifs dans le cas de situations simples mettant en oeuvre un coupleur adapté hybride 180° .

1.4.1 Cas de situations simples

L'étude est menée en fonction de la connaissance des paramètres S_{ij} du coupleur hybride 180° (figure 18) où nous avons remplacé les détecteurs adaptés (D_1, D_2) (figure 15) par deux résistances $R_{c1} = R_{c2} = R_c$ associées chacune à leur générateur de tension de bruit.

Les configurations d'étude à l'entrée du coupleur sont les suivantes :

1.4.1.1 Entrées du coupleur reliées à deux charges adaptées $R_{c3} = R_{c4} = R_c$

Dans ce cas, pour 1 Hz de bande passante, les puissances transmises par chaque résistance R_{c1} et R_{c2} (figure 19a) aux résistances R_{c3} et R_{c4} sont égales à $\frac{1}{2}kT$, compte tenu de la matrice de transfert $[S]$ du coupleur supposé idéal.

Réciproquement, les puissances transmises par chaque résistance R_{c3} et R_{c4} (figure 19b) aux résistances R_{c1} et R_{c2} sont égales à $\frac{1}{2}kT$.

Ce premier cas simpliste nous permet de vérifier que le bilan des transferts radiatifs est satisfait lorsque le système est isotherme (T) (figure 20).

1.4.1.2 Entrées du coupleur reliées à des courts-circuits

Dans ce cas, la puissance créée par la *f. e. m* de bruit $v_1(t)$ de R_{c1} , cédée à la résistance R_{c2} (figure 21a), s'écrit :

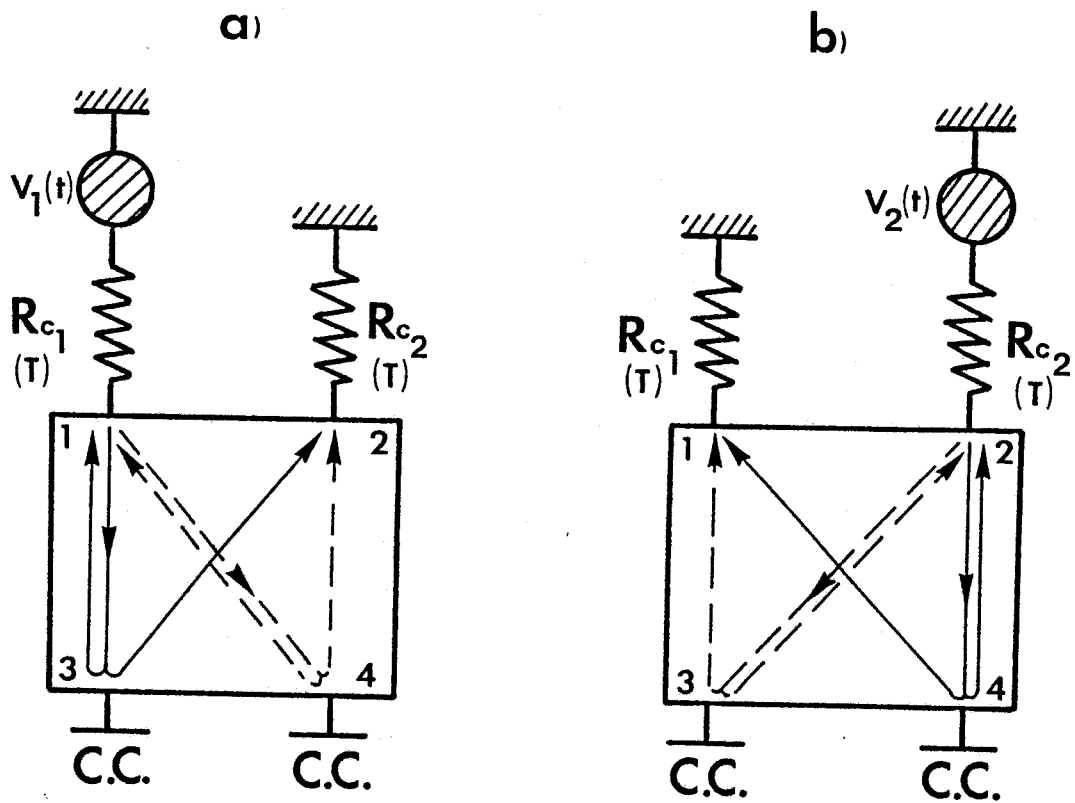


Figure 21 : Trajets des ondes transmises et réfléchies lorsque les entrées du coupleur sont fermées sur des courts-circuits.

- a) → cas où l'émission thermique provient de la résistance R_{c_1}
- b) → cas où l'émission thermique provient de la résistance R_{c_2}

$$\delta P_{Rc_2} = \left| \frac{v_1(t) \cdot \rho}{4\sqrt{Rc}} + \frac{v_1(t) e^{-j\pi} \cdot \rho}{4\sqrt{Rc}} \right|^2 = 0$$

Réciproquement, la puissance créée par la *f.e.m* de bruit $v_2(t)$ de Rc_2 , cédée à la résistance Rc_1 (figure 21b) s'écrit :

$$\delta P_{Rc_1} = \left| \frac{v_2(t) \cdot \rho}{4\sqrt{Rc}} + \frac{v_2(t) e^{-j\pi} \cdot \rho}{4\sqrt{Rc}} \right|^2 = 0$$

avec $\rho = e^{-j\pi}$, coefficient de réflexion présenté par les courts-circuits.

Les puissances échangées, calculées en tenant compte des ondes réfléchies par les courts-circuits, sont nulles : le bilan des transferts radiatifs est même satisfait pour toute température T des charges.

Par conséquent, les puissances émises par chaque résistance, en tenant compte comme précédemment des ondes réfléchies par les courts-circuits, sont renvoyées sur elles-mêmes.

$$\delta P = \left| \frac{v_i(t)}{2\sqrt{Rc}} \right|^2 = \left| \frac{v_i(t)}{4\sqrt{Rc}} \rho + \frac{v_i(t)}{4\sqrt{Rc}} \rho \right|^2 = kT$$

onde transmise ondes réfléchies

1.4.1.3 Entrées du coupleur reliées par une ligne de transmission sans pertes $l < \Delta t.c$ (avec Δt , le temps de cohérence du bruit [6] [12])

Comme dans le cas précédent, la puissance de bruit transmise à la résistance Rc_2 (figure 22a) créée par la *f.e.m* de bruit issue de Rc_1 , compte tenu des ondes transmises, s'écrit :

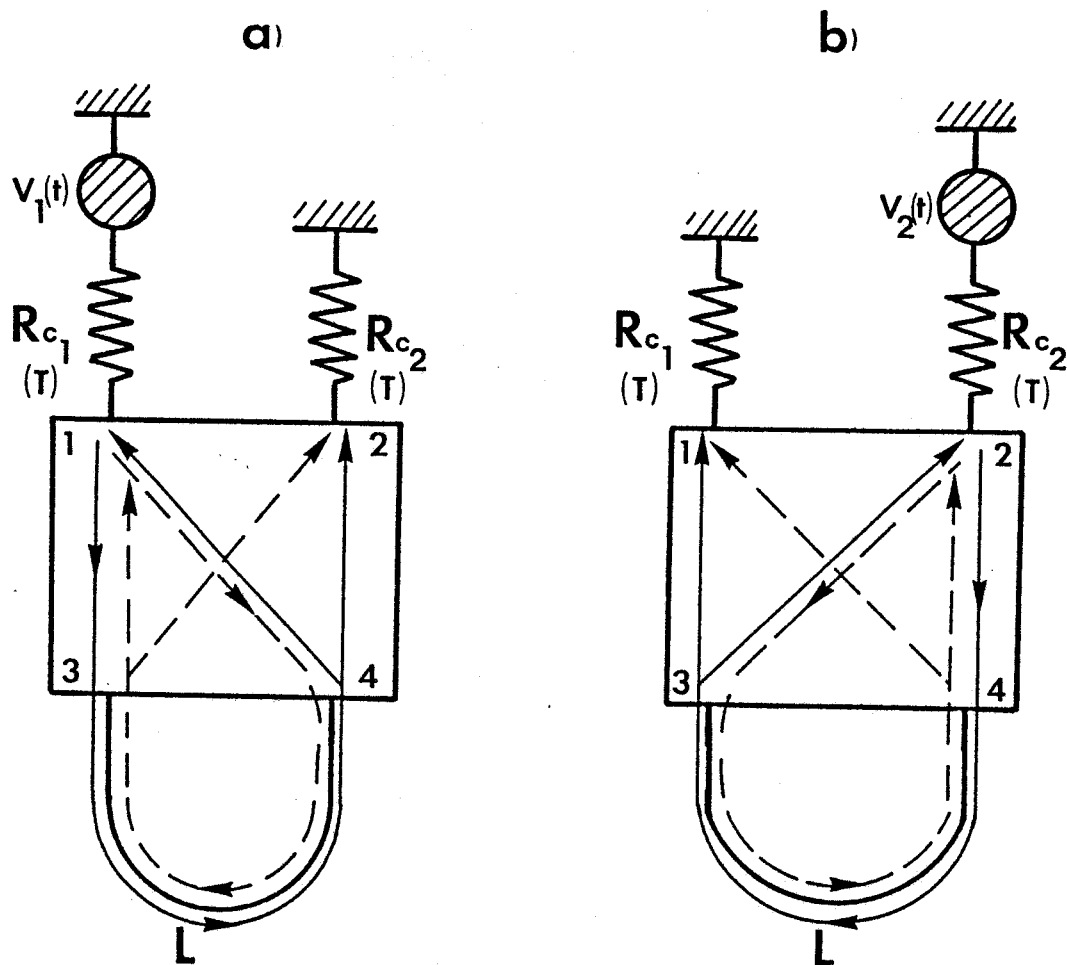


Figure 22 : Trajets des ondes transmises et réfléchies lorsque les entrées du coupleur sont reliées par une ligne de transmission sans pertes ($l < \Delta t \cdot c$)
 a) \rightarrow cas où l'émission thermique provient de la résistance R_{c1}
 b) \rightarrow cas où l'émission thermique provient de la résistance R_{c2}

$$\delta P_{Rc_2} = \left| \frac{v_1(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j\beta l} + \frac{v_1(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j(\beta l + \pi)} \right|^2 = 0$$

De même, la puissance de bruit cédée à la résistance Rc_1 (figure 22b) issue de la *f.e.m.* de bruit de Rc_2 s'écrit :

$$\delta P_{Rc_1} = \left| \frac{v_2(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j\beta l} + \frac{v_2(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j(\beta l + \pi)} \right|^2 = 0$$

Le bilan des transferts radiatifs est même satisfait quelle que soit la température T des charges Rc_i .

De plus, on a l'égalité des puissances transmises et reçues par une même charge Rc_i .

exemples :

$$- \text{ pour } Rc_1 : \delta P = \left| \frac{v_1(t)}{2\sqrt{Rc}} \right|^2 = \left| \frac{v_1(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j(\beta l + \pi)} + \frac{v_1(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j(\beta l + \pi)} \right|^2 = kT$$

$$- \text{ pour } Rc_2 : \delta P = \left| \frac{v_2(t)}{2\sqrt{Rc}} \right|^2 = \left| \frac{v_2(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j(\beta l)} + \frac{v_2(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-j(\beta l)} \right|^2 = kT$$

Dans ces deux configurations, les puissances échangées sont nulles. Nous verrons par la suite, que dans des situations d'étude bien précises, nous retrouverons ce genre de résultat.

1.4.2 Cas général d'un quadripôle dissipatif Q connecté aux entrées du corrélateur

Les exemples précédents ont permis de définir une méthodologie de calcul des transferts de

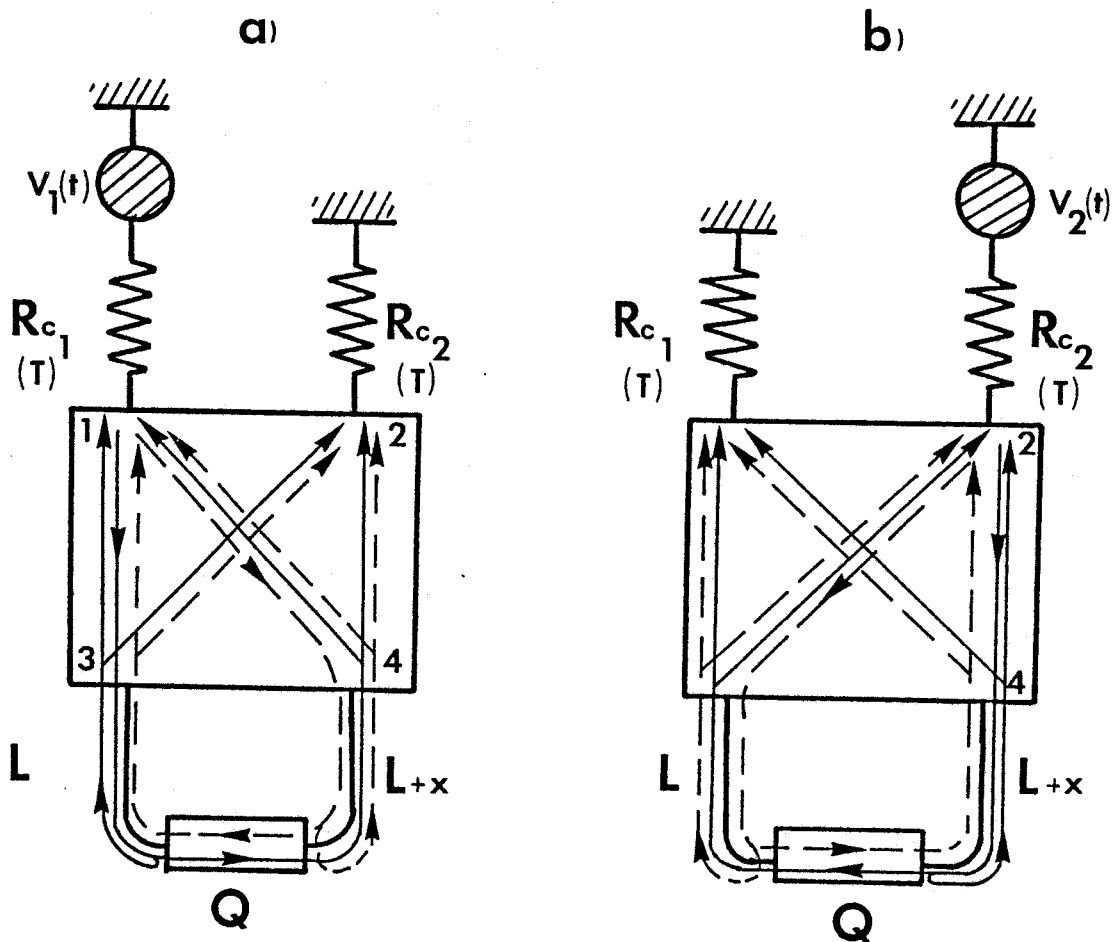


Figure 23 : Trajets des ondes transmises et réfléchies lorsque les entrées du corrélateur sont reliées à un quadripôle dissipatif symétrique Q .

- a) \rightarrow cas où l'on considère l'émission de R_{c1}
- b) \rightarrow cas où l'on considère l'émission de R_{c2}

puissances que nous allons maintenant reprendre et étendre au cas général d'un quadripôle dissipatif Q relié aux entrées du corrélateur.

Dans une première étape, on va estimer, à partir d'un schéma simplifié du système (figure 23), les puissances de bruit issues de R_{c1} et R_{c2} , qui sont respectivement absorbées par le quadripôle Q.

En situation isotherme, et par application du 2ème principe de la thermodynamique, nous en déduisons les signaux de bruit émis par le quadripôle dissipatif Q qui sont reçus par R_{c1} et R_{c2} .

Par la suite, nous examinons une configuration dérivée de la précédente, mettant en plus en oeuvre deux circulateurs associés à deux charges de référence $R_c(T_0)$ (figure 25). Cette transition nous conduira au schéma d'étude final du radiomètre à corrélation. (figure 15).

Dans les démonstrations qui vont suivre, on considérera généralement des signaux de bruit issus d'une même source qui se recombinent après avoir suivi des trajets de longueurs différentes.

On admettra dans tous les cas, que ces différences de trajets sont inférieures à la longueur définie par le temps de cohérence des signaux.

1.4.2.1 Bilan des transferts radiatifs dans la configuration simplifiée du corrélateur

Pour alléger les équations donnant le bilan des transferts radiatifs calculé uniquement en position de phase "0" (§ 1.3.1), nous prenons le cas d'un quadripôle dissipatif symétrique où les paramètres S_{ij} du quadripôle sont donnés par (fréquence f , température T) :

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{22} &= |S_{11}| e^{j\varphi_{11}} \\ S_{21} = S_{12} &= |S_{21}| e^{j\varphi_{21}} \end{aligned}$$

Dans ces conditions, les tensions de bruit issues de la *f.e.m.* de bruit $v_1(t)$ de R_{c1} , transmises vers R_{c2} et réfléchies vers R_{c1} au travers du quadripôle Q (figure 23a), s'écrivent, compte-tenu des différents trajets empruntés par les ondes :

$$\text{-- pour } R_{c1} : V_{R_{c1}}(t) = \frac{v_1(t) e^{-2j\beta l}}{4} \left[S_{11} (1 + e^{-2j\beta x}) - 2S_{21} e^{-j\beta x} \right] \quad (1-21)$$

$$- \text{ pour } Rc_2 : V_{Rc_2}(t) = \frac{v_1(t)S_{11}}{4} e^{-2j\beta l} (1 - e^{-2j\beta x}) \quad (1-22)$$

Les puissances correspondantes, pour 1 Hz de bande passante, sont données par :

$$\delta P_{Rc_1} = \frac{kT}{2} \left[|S_{11}|^2 (1 + \cos(2\beta x)) + 2|S_{21}|^2 - 4|S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} + \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (1-23)$$

$$\delta P_{Rc_2} = kT \cdot |S_{11}|^2 \cdot (1 - \cos(2\beta x)) \quad (1-24)$$

De même, les tensions de bruit transmises et réfléchies vers Rc_1 et Rc_2 , issues de la *f.e.m* de bruit $v_2(t)$ de Rc_2 (figure 23b) s'écrivent :

$$- \text{ pour } Rc_1 : V'_{Rc_1}(t) = \frac{v_2(t)}{4} S_{11} e^{-2j\beta l} (1 - e^{-2j\beta x}) \quad (1-25)$$

$$- \text{ pour } Rc_2 : V'_{Rc_2}(t) = \frac{v_2(t)}{4} e^{-2j\beta l} \left[S_{11} (1 + e^{-2j\beta x}) + 2S_{21} e^{-j\beta x} \right] \quad (1-26)$$

Soit en puissance, pour 1 Hz de bande passante :

$$\delta P'_{Rc_1} = \frac{kT}{2} |S_{11}|^2 (1 - \cos(2\beta x)) \quad (1-27)$$

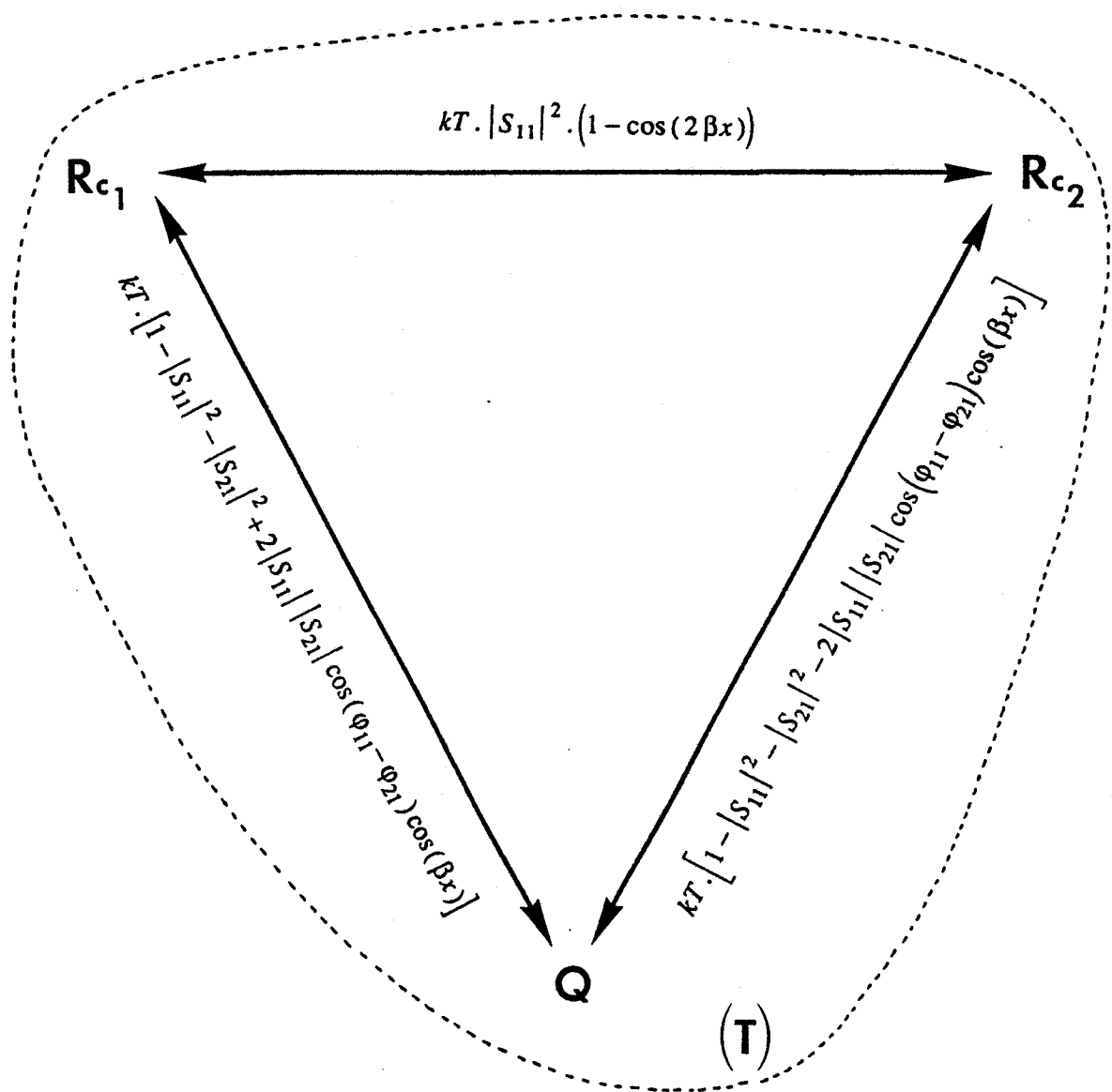


Figure 24 : Bilan des transferts radiatifs entre le quadripôle Q et les charges R_{c1} et R_{c2}
 (-----: limite de l'enceinte isotherme (T))

$$\delta P'_{Rc_2} = \frac{kT}{2} \left[|S_{11}|^2 (1 + \cos(2\beta x)) + 2|S_{21}|^2 + 4|S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (1-28)$$

Initialement, chaque générateur de bruit ($v_1(t)$ et $v_2(t)$) fournit une puissance de bruit égale à kT .

Par conséquent, les puissances cédées par les *f. e. m* de bruit des résistances Rc_1 et Rc_2 au quadripôle Q s'écrivent, compte-tenu de la conservation de l'énergie :

- Puissance cédée par $v_1(t)$ au quadripôle Q :

$$\delta P = kT - \delta P_{Rc_1} - \delta P_{Rc_2}$$

soit

$$\delta P = kT \cdot \left[1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 + 2|S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (1-29)$$

- Puissance cédée par $v_2(t)$ au quadripôle Q :

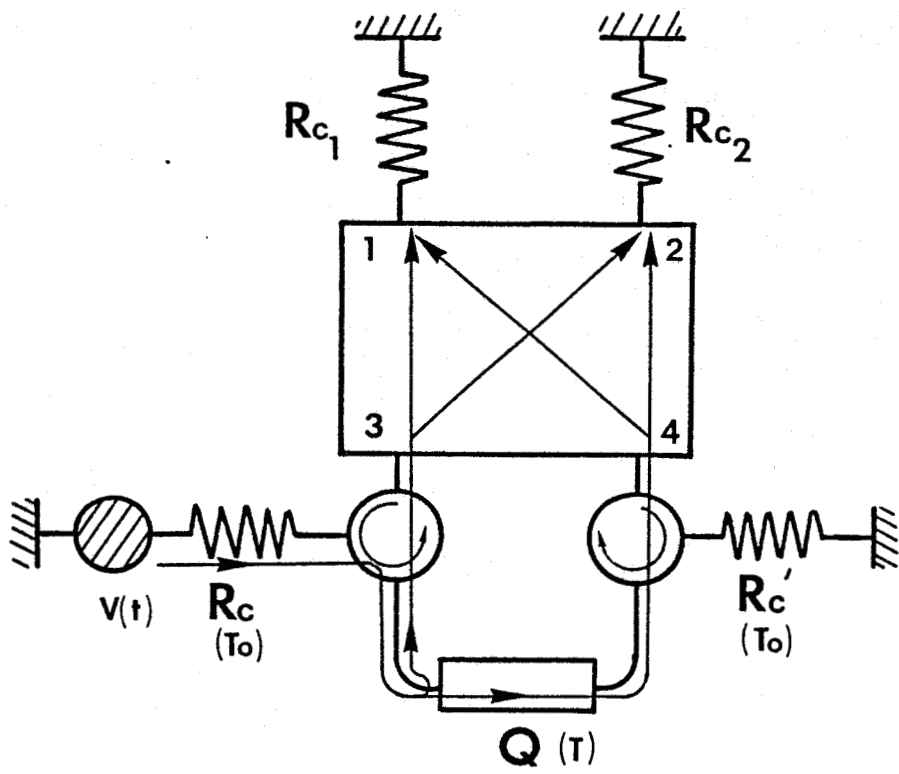
$$\delta P' = kT - \delta P'_{Rc_1} - \delta P'_{Rc_2}$$

soit

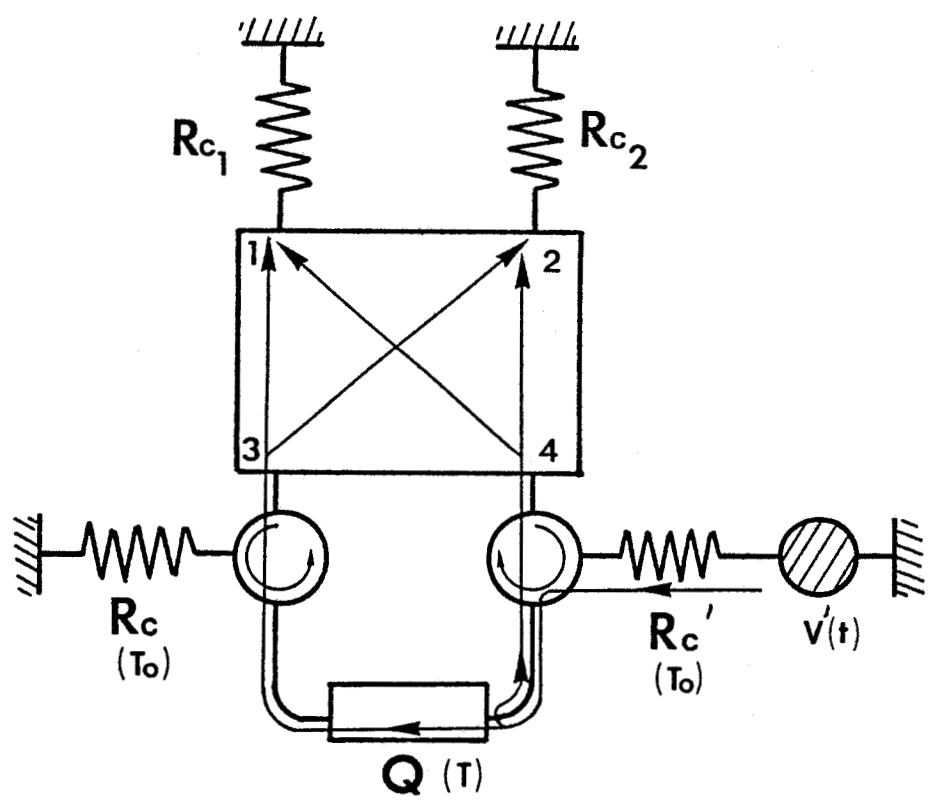
$$\delta P' = kT \cdot \left[1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 - 2|S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (1-30)$$

Ces résultats permettent de dresser le bilan des transferts radiatifs entre le quadripôle Q et les résistances Rc_1 et Rc_2 .

On peut en déduire, par conséquent, les puissances transmises par le quadripôle Q aux résistances, par application du 2ème principe de la thermodynamique dans le cas d'un système isotherme à la température T .



a)



b)

Figure 25 : Trajets des ondes transmises et réfléchies par les charges portées à la température de référence (T_0)

Ainsi les puissances cédées par le quadripôle Q aux charges R_{c1} et R_{c2} sont les mêmes que celles transmises par les charges au quadripôle (relations (29) (30)).

Pour illustrer ce résultat, nous donnons, figure 24, le bilan des transferts radiatifs entre les différents éléments du circuit lorsque le système est à la température thermodynamique T .

Remarquons que lorsque le quadripôle Q représente une ligne de transmission sans pertes ($S_{11} = 0$ et $S_{21} = 1$), on retrouve bien les résultats établis au § 1.4.1.3.

1.4.2.2 Bilan des puissances transmises à R_{c1} et R_{c2} en tenant compte de charges portées à la température de référence T_0

En fait, le système réel (figure 15) inclut des sources de bruit supplémentaires, en particulier celles issues des amplificateurs. Pour que ces signaux ne perturbent pas l'expérience que l'on désire réaliser, on modifie le circuit de la figure 23, notamment en y incluant deux charges adaptées R_c et R_c' , associées à des circulateurs, portées à une température de référence T_0 (figure 25).

Compte tenu de cette modification, nous allons maintenant établir l'expression des signaux, créés par les bruits associés à R_c et R_c' , reçus par R_{c1} et R_{c2} .

En gardant les hypothèses faites au § 1.4.2.1, les tensions de bruit transmises aux résistances R_{c1} et R_{c2} issues de la *f.e.m* de bruit $v(t)$ de R_c s'écrivent (figure 25 a) :

$$- \text{ pour } R_{c1} : V_{R_{c1}}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-2j\beta l} (S_{11} + S_{21} e^{-j(\beta x + \pi)}) \quad (1-31)$$

$$- \text{ pour } R_{c2} : V_{R_{c2}}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-2j\beta l} (S_{11} + S_{21} e^{-j\beta x}) \quad (1-32)$$

Soit en puissance, pour 1 Hz de bande passante :

$$\delta P_{R_{c1}} = \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 - 2|S_{11}||S_{21}|\cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \beta x) \right] \quad (1-33)$$

$$\delta P_{R_{c2}} = \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + 2|S_{11}||S_{21}|\cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \beta x) \right] \quad (1-34)$$

Réception émission	par R_{c1}	par R_{c2}
du quadripôle dissipatif Q à la température T	$kT [1 - S_{11} ^2 - S_{21} ^2 + 2 S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x)]$	$kT [1 - S_{11} ^2 - S_{21} ^2 - 2 S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x)]$
de la charge R_c à la température T_0	$\frac{kT_0}{2} [S_{11} ^2 + S_{21} ^2 - 2 S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \beta x)]$	$\frac{kT_0}{2} [S_{11} ^2 + S_{21} ^2 + 2 S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \beta x)]$
de la charge $R_{c'}$ à la température T_0	$\frac{kT_0}{2} [S_{11} ^2 + S_{21} ^2 - 2 S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \beta x)]$	$\frac{kT_0}{2} [S_{11} ^2 + S_{21} ^2 + 2 S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \beta x)]$
Somme des puissances reçues	$kT - k(T - T_0)(S_{11} ^2 + S_{21} ^2) + 2k(T - T_0) S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x)$	$kT - k(T - T_0)(S_{11} ^2 + S_{21} ^2) - 2k(T - T_0) S_{11} S_{21} \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x)$

Tableau 1 : Bilan des Puissances reçues par les résistances R_{c1} et R_{c2} dues à l'émission thermique des charges R_c et $R_{c'}$ et du quadripôle Q pour 1 Hz de bande passante

De même, les tensions de bruit transmises aux résistances R_{c1} et R_{c2} issues de la *f.e.m.* de bruit $v'(t)$ de R_c s'écrivent (figure 25b) :

$$- \text{ pour } R_{c1} : V'_{R_{c1}}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta l + \beta x)} (S_{11} e^{-j(\beta x + \pi)} + S_{21}) \quad (1-35)$$

$$- \text{ pour } R_{c2} : V'_{R_{c2}}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta l + \beta x)} (S_{11} e^{-j\beta x} + S_{21}) \quad (1-36)$$

Soit, les puissances de bruit correspondantes (pour 1 Hz de bande passante) :

$$S P'_{R_{c1}} = \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 - 2 |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \beta x) \right] \quad (1-37)$$

$$\delta P'_{R_{c2}} = \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + 2 |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \beta x) \right] \quad (1-38)$$

Nous pouvons ainsi, dans la situation du circuit donné figure 25, établir le bilan des puissances reçues par R_{c1} et R_{c2} , issues des charges de référence R_c et R_c' à T_0 , et du quadripôle dissipatif Q à la température T déterminées au § 1.4.2.1.

Nous explicitons ceci par le tableau 1. Par ailleurs, nous constatons que les expressions des puissances totales reçues par les charges R_{c1} et R_{c2} sont celles obtenues lorsque le quadripôle dissipatif Q simule une ligne de transmission sans pertes (§ 1.4.1.1.).

Cette configuration d'étude particulière permet de valider les expressions obtenues.

1.4.2.3 Calcul du signal radiométrique $S_c(\tau)$ dans la configuration générale du système.

Nous avons défini précédemment le bilan des puissances reçues par R_{c1} et R_{c2} , issues des charges de référence (T_0) et du quadripôle dissipatif Q à la température T .

Or, pour observer des puissances de bruit qui sont de l'ordre 10^{-21} à 10^{-20} W/Hz dans une

gamme usuelle de température d'étude (figure 1), on est obligé d'amplifier ces signaux de bruit afin de les rendre significatifs.

Par conséquent, nous allons maintenant établir l'expression générale du signal radiométrique S_c (τ) obtenu après amplification des signaux de bruit en considérant deux états de fonctionnement donnés par la modulation de phase "0- π " (figure 15).

Les calculs seront menés comme précédemment pour 1 Hz de bande passante. Le signal total sera obtenu par intégration des calculs sur la bande passante du système.

- 1er état : commutation phase "0"

Dans cette phase de fonctionnement, les tensions de bruit à l'entrée de chaque détecteur, issues de la *f.e.m.* de bruit $v(t)$ de *Rc* s'écrivent :

- entrée D_1 :

$$V_{1-0}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-2j\beta l} (S_{11} |G_1| e^{-j\Phi_1} + S_{21} |G_2| e^{-j(\beta x + \Phi_2 + \beta o \Delta l + \pi)}) \quad (1-39)$$

- entrée D_2 :

$$V_{2-0}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-2j\beta l} (S_{11} |G_1| e^{-j\Phi_1} + S_{21} |G_2| e^{-j(\beta x + \Phi_2 + \beta o \Delta l)}) \quad (1-40)$$

avec : S_{11}, S_{21} ; les paramètres S_{ij} du quadripôle dissipatif symétrique Q définis à la fréquence f et la température T

$$S_{11} = |S_{11}| e^{j\Phi_{11}} ; S_{21} = |S_{21}| e^{j\Phi_{21}}$$

$|G_1|, |G_2|$; les gains en tension des amplificateurs hyperfréquences dans chaque voie du corrélateur à la fréquence f

Φ_1, Φ_2 ; les déphasages totaux dans chaque voie du système englobant les déphasages des amplificateurs, des circulateurs, des isolateurs et des lignes reliant ces éléments.

$\beta = \frac{2\pi}{c} f \sqrt{\epsilon_r}$; constante de phase de la ligne l à la fréquence f

$\beta o = \frac{2\pi}{c} f$; constante de phase du piston à la fréquence f

$\Delta l = \tau \cdot c$; longueur de retard associée au temps de retard τ

En sortie de détecteurs, les puissances correspondantes sont égales à :

- sortie de D_1 :

$$\delta P_{1-o'} = K \cdot \frac{kTo}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_1|^2 + |S_{21}|^2 |G_2|^2 - 2 |G_1| |G_2| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \Phi_1 + \Phi_2 + \beta x + \beta o \Delta l) \right] \quad (1-41)$$

- sortie de D_2 :

$$\delta P_{2-o'} = K \cdot \frac{kTo}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_1|^2 + |S_{21}|^2 |G_2|^2 + 2 |G_1| |G_2| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \Phi_1 + \Phi_2 + \beta x + \beta o \Delta l) \right] \quad (1-42)$$

avec K , constante de proportionnalité due aux détecteurs

De même, les tensions de bruit présentées à l'entrée de chaque détecteur D_1 et D_2 issues de la *f.e.m.* de bruit $v'(t)$ de Rc' , s'écrivent :

- entrée de D_1 :

$$V'_{1-o'}(t) = \frac{v'(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta l + \beta x)} \left(S_{11} |G_2| e^{-j(\Phi_2 + \beta x + \beta o \Delta l)} + S_{21} |G_1| e^{-j\Phi_1} \right) \quad (1-43)$$

- entrée de D_2 :

$$V'_{2-o'}(t) = \frac{v'(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta l + \beta x)} \left(S_{11} |G_2| e^{-j(\Phi_2 + \beta x + \beta o \Delta l)} + S_{21} |G_1| e^{-j\Phi_1} \right) \quad (1-44)$$

soient les puissances suivantes, en sortie de détecteur :

- sortie de D_1 :

$$\delta P'_{1-o'} = K \cdot \frac{kTo}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_2|^2 + |S_{21}|^2 |G_1|^2 - 2 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \Phi_1 - \Phi_2 - \beta x - \beta o \Delta l) \right] \quad (1-45)$$

- sortie de D_2 :

$$\delta P'_{2\sigma} = K \cdot \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_2|^2 + |S_{21}|^2 |G_1|^2 + 2 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \Phi_1 - \Phi_2 - \beta x - \beta_0 \Delta l) \right] \quad (1-46)$$

- 2ème état : commutation phase " π "

Dans cette configuration, les tensions de bruit présentées à l'entrée de chaque détecteur issues de la *f. e. m.* de bruit $v(t)$ de Rc s'écrivent :

- entrée D_1 :

$$V_{1\pi}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta l + \pi)} \left(S_{11} |G_1| e^{-j\Phi_1} + S_{21} |G_2| e^{-j(\beta x + \Phi_2 + \beta_0 \Delta l)} \right) \quad (1-47)$$

- entrée D_2 :

$$V_{2\pi}(t) = \frac{v(t)}{2\sqrt{2}} e^{-2j\beta l} \left(S_{11} |G_1| e^{-j(\Phi_1 + \pi)} + S_{21} |G_2| e^{-j(\beta x + \Phi_2 + \beta_0 \Delta l)} \right) \quad (1-48)$$

En sortie de détecteur, les puissances correspondantes sont :

- sortie D_1 :

$$\delta P_{1\pi} = K \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_1|^2 + |S_{21}|^2 |G_2|^2 + 2 |G_1| |G_2| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \Phi_1 + \Phi_2 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \right] \quad (1-49)$$

- sortie D_2 :

$$\delta P_{2\pi}(t) = K \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_1|^2 + |S_{21}|^2 |G_2|^2 - 2 |G_1| |G_2| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} - \Phi_1 + \Phi_2 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \right] \quad (1-50)$$

De même, les tensions de bruit présentées à l'entrée de chaque détecteur issues de la *f. e. m.* de bruit $v'(t)$ de Rc' s'écrivent :

- entrée D_1 :

$$V'_{1-\pi}(t) = \frac{v'(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta t + \beta x + \pi)} (S_{11} |G_2| e^{-j(\Phi_2 + \beta x + \beta_0 \Delta l)} + S_{21} |G_1| e^{-j\Phi_1}) \quad (1-51)$$

- entrée D_2 :

$$V'_{2-\pi}(t) = \frac{v'(t)}{2\sqrt{2}} e^{-j(2\beta t + \beta x)} (S_{11} |G_2| e^{-j(\Phi_2 + \beta x + \beta_0 \Delta l)} + S_{21} |G_1| e^{-j(\Phi_1 + \pi)}) \quad (1-52)$$

soit, en sortie de détecteur, les puissances :

- sortie D_1 :

$$\delta P'_{1-\pi} = K \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_2|^2 + |S_{21}|^2 |G_1|^2 + 2 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \Phi_1 - \Phi_2 - \beta x - \beta_0 \Delta l) \right] \quad (1-53)$$

- sortie D_2 :

$$\delta P'_{2-\pi} = K \frac{kT_0}{2} \left[|S_{11}|^2 |G_2|^2 + |S_{21}|^2 |G_1|^2 - 2 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \Phi_1 - \Phi_2 - \beta x - \beta_0 \Delta l) \right] \quad (1-54)$$

Après commutation de phase "0 \rightarrow π ", la combinaison des puissances calculées précédemment donne, en sortie de chaque détection synchrone, une puissance proportionnelle à :

- sortie DS_1 :

$$\delta P_{DS_1} = (\delta P_{1-0} + \delta P'_{1-0}) - (\delta P_{1-\pi} + \delta P'_{1-\pi})$$

soit :

$$\delta P_{DS_1} = -4K' T_0 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_2 - \Phi_1 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \quad (1-55)$$

- sortie DS_2 :

$$\delta P_{DS_2} = (\delta P_{2-0} + \delta P'_{2-0}) - (\delta P_{2-\pi} + \delta P'_{2-\pi})$$

soit :

$$\delta P_{DS_2} = 4K' T_0 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_2 - \Phi_1 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \quad (1-56)$$

avec K' constante de proportionnalité englobant la constante de Boltzmann (k), la constante des détecteurs appariés (K) et la constante d'amplification BF de chaque détection synchrone.

Ainsi, on accède à la puissance différentielle, fonction de la température T_0 des charges R_c et R_c' par :

$$\delta P_{d(T_0)} = \delta P_{DS_2} - \delta P_{DS_1}$$

soit :

$$\delta P_{d(T_0)} = 8K' T_0 |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_2 - \Phi_1 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \quad (1-57)$$

A partir des résultats obtenus au § 1.4.2.2. et compte tenu de la nouvelle configuration d'étude (figure 15), la puissance différentielle, définie comme précédemment, s'écrit en fonction de la température T du quadripôle Q :

$$\delta P_{d(T)} = -8K' T |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_2 - \Phi_1 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \quad (1-58)$$

Ce résultat sera d'ailleurs démontré théoriquement et numériquement dans plusieurs cas particuliers.

Par conséquent, la puissance différentielle totale ou signal radiométrique $\delta S_c(\tau)$, établie en fonction des températures T et T_0 , est donnée par :

$$\delta S_c(\tau) = -8 \cdot K' (T - T_0) |S_{11}| |S_{21}| |G_1| |G_2| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\Phi_2 - \Phi_1 + \beta x + \beta_0 \Delta l) \quad (1-59)$$

soit, dans une bande de fréquences comprise entre f_1 et f_2 :

$$S_c(\tau) = -8 \cdot K' (T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \cdot |S_{11}(f, T)| |S_{21}(f, T)| \cdot \cos(\varphi_{11}(f, T) - \varphi_{21}(f, T)) \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) df \quad (1-60)$$

avec $|G(f)| = |G_1(f)| |G_2(f)|$, gain en puissance de la chaîne d'amplification

$$(|G_1(f)| = |G_2(f)|)$$

et $\Phi_2 - \Phi_1 = 0$ dans toute la bande passante du corrélateur (symétrie des longueurs électriques des deux voies du corrélateur).

Ce résultat n'est valable que lorsque $\left(\frac{x+\Delta l}{c}\right)$ est inférieur au temps de cohérence du signal (§ 1.4.2), sinon le signal devient nul.

Dans ces conditions, il est à noter que le signal radiométrique $S_c(\tau)$ ainsi obtenu est nul :

- soit lorsque T égale T_0 ,
- soit lorsque le quadripôle dissipatif Q possède un coefficient de réflexion ou de transmission nul.

Cette dernière hypothèse est d'ailleurs déjà vérifiée par la figure 17 obtenue en corrélation nulle.

Nous effectuerons, à partir de cette expression générale du signal radiométrique $S_c(\tau)$, une confrontation théorie - expérience portant :

- sur l'estimation des puissances transmises pour $\tau = 0$,
- sur l'évolution temporelle fonction du temps de retard τ .

Notons enfin que lorsque le quadripôle dissipatif d'étude ne présente pas de symétrie, le signal radiométrique $S_c(\tau)$ devient :

$$S_c(\tau) = -4K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \left[|S_{11}(f, T)| |S_{21}(f, T)| \cos(\varphi_{11}(f, T) - \varphi_{21}(f, T) + \beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) \right. \\ \left. + |S_{22}(f, T)| |S_{12}(f, T)| \cos(\varphi_{12}(f, T) - \varphi_{22}(f, T) + \beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) \right] df \quad (1-61)$$

avec $S_{11} = |S_{11}| e^{j\varphi_{11}}$

$S_{21} = |S_{21}| e^{j\varphi_{21}}$ Les paramètres S_{ij} du quadripôle passif à la

$S_{12} = |S_{12}| e^{j\varphi_{12}}$ fréquence f et à la température T .

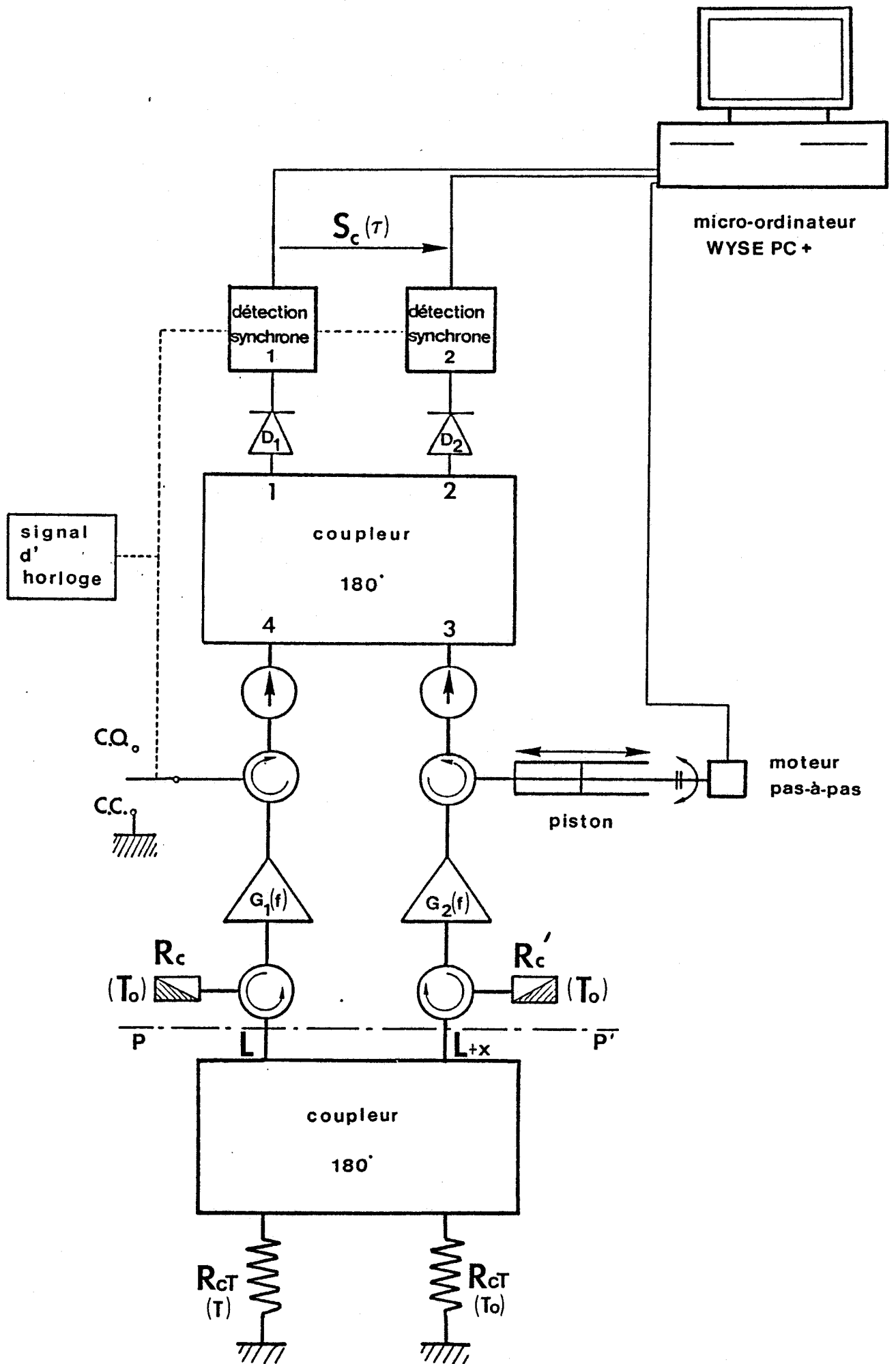


Figure 26 : Synoptique du dispositif en "corrélation totale"

$$S_{22} = |S_{22}| e^{j\varphi_{22}}$$

1.5 Caractérisation du système en "corrélation totale"

Cette configuration particulière du dispositif va nous permettre de caractériser le système et d'effectuer une normalisation du signal radiométrique obtenu dans la configuration générale.

1.5.1 Expression du signal radiométrique $S_{cT}(\tau)$ en "corrélation totale" : signal normalisé

Nous donnons, figure 26, le synoptique du dispositif dans la configuration dite à "corrélation totale" où nous remplaçons le quadripôle Q à l'entrée du corrélateur par un coupleur hybride 180° relié à deux charges adaptées R_c portées aux températures T et T_0 .

En adoptant un raisonnement analogue à celui proposé par BELLARBI [9] appliqué à notre système, nous établissons l'expression du signal radiométrique en "corrélation totale" $S_{cT}(\tau)$.

$$S_{cT}(\tau) = 2K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \cdot \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) df \quad (1-62)$$

Cette expression montre que $S_{cT}(\tau)$ n'est autre que la transformée de Fourier inverse de la réponse fréquentielle du système et par conséquent, représente la réponse temporelle du dispositif, par analogie aux systèmes linéaires.

Dans la suite de cet exposé, les comparaisons théorie-expérience porteront en particulier sur les valeurs de $S_c(0)$ normalisées par rapport à $S_{cT}(0)$ obtenues dans les mêmes conditions et définies comme suit :

$$\frac{S_c(0)}{S_{cT}(0)} = \frac{4 \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| |S_{11}(f,T)| |S_{21}(f,T)| \cos(\varphi_{11}(f,T) - \varphi_{21}(f,T)) df}{\int_{f_1}^{f_2} |G(f)| df} \quad (1-63)$$

Notons que cette normalisation permet de s'affranchir de la constante de proportionnalité K' et

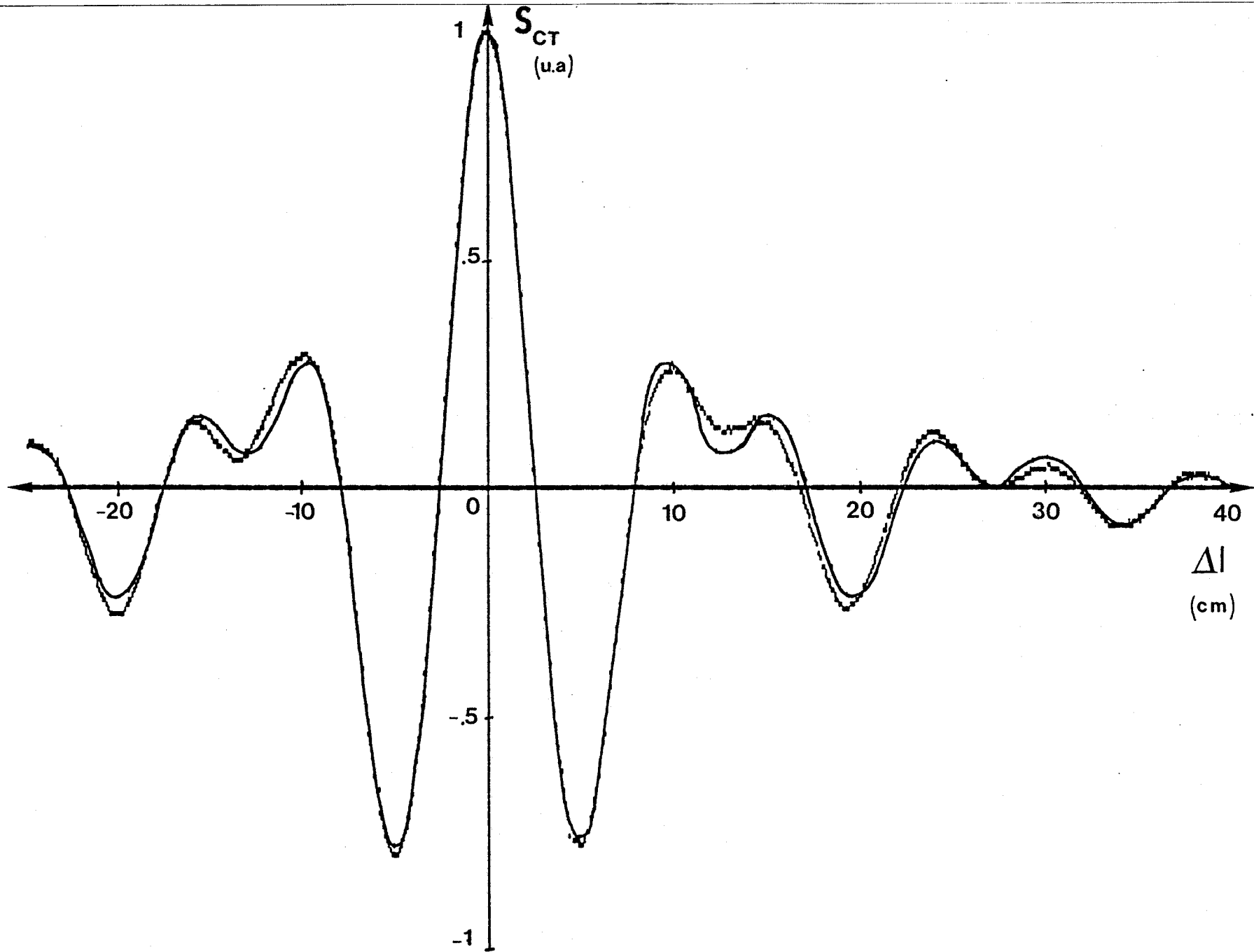


Figure 27 : Interférogramme relevé en corrélation totale et calculé à partir de l'expression (62) pour $x = 0$
 ----- : expérience ($T = 36,3$ °C; $T_0 = 22,3$ °C; constante d'intégration = 2 s)
 ——— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

de quantifier le signal radiométrique $S_c(0)$ par rapport au cas idéal de l'émission d'une source de bruit blanc servant de référence.

1.5.2 Résultats expérimentaux en corrélation totale

Les tracés expérimentaux présentés dans ce mémoire ont été relevés à l'aide du banc de mesure automatisé. Ce dispositif nous permet d'obtenir une meilleure résolution des tracés par augmentation du nombre de points de mesure et d'effectuer plus aisément la confrontation théorie expérience par superposition des différents relevés. Chaque point de mesure est moyenné par deux acquisitions d'une durée chacune de 62 ms, tandis que le piston de court-circuit (temps de retard τ) se déplace de manière continue à la vitesse de 0,56 mm/s.

Nous présentons figure 27, la réponse temporelle du système ou signal radiométrique $S_{cT}(\tau)$ obtenu en fonction de Δl ($\Delta l = \tau \cdot c$) lorsque les longueurs l reliant le coupleur aux entrées des circulateurs (plan PP' figure 26) sont égales ($x = 0$). Sur ce tracé figure aussi la courbe $S_{cT}(\tau)$ obtenue numériquement par intégration de la relation (62) de 1,7 GHz à 4,1 GHz, compte tenu du relevé expérimental de la bande passante du corrélateur.

Les tracés expérimentaux et calculés de la figure 27 sont en très bon accord. Ainsi lors de calculs ultérieurs de $S_c(\tau)$ (relation 60), nous pouvons utiliser les valeurs de $|G(f)|$ présentées figure 28.

Nous donnons également, figure 29, l'évolution expérimentale de $S_{cT}(0)$ en fonction de la température T pour deux températures de référence T_0 . Nous constatons une évolution linéaire du signal radiométrique S_{cT} en fonction de la température T , conforme à la relation 62 et nous vérifions également l'annulation de $S_{cT}(0)$ lorsque $T = T_0$.

Ces tracés nous fournissent la sensibilité en tension du système (pour $\tau = 0$) qui est de 33.2 mV/°C. Par ailleurs, un enregistrement du signal comparable à celui donné figure 17 indique un écart minimal de température décelable de l'ordre de $\pm 0,1$ °C pour une constante de temps d'intégration de 2 s.

Enfin, nous donnons figure 30, le relevé expérimental et calculé $S_{cT}(\tau)$ lorsque nous introduisons une longueur supplémentaire ($x = 67,9$ mm) dans l'une des voies du corrélateur (figure 26).

Nous observons un parfait positionnement des maximums obtenus expérimentalement et théoriquement qui coïncident à mieux que 1 %.

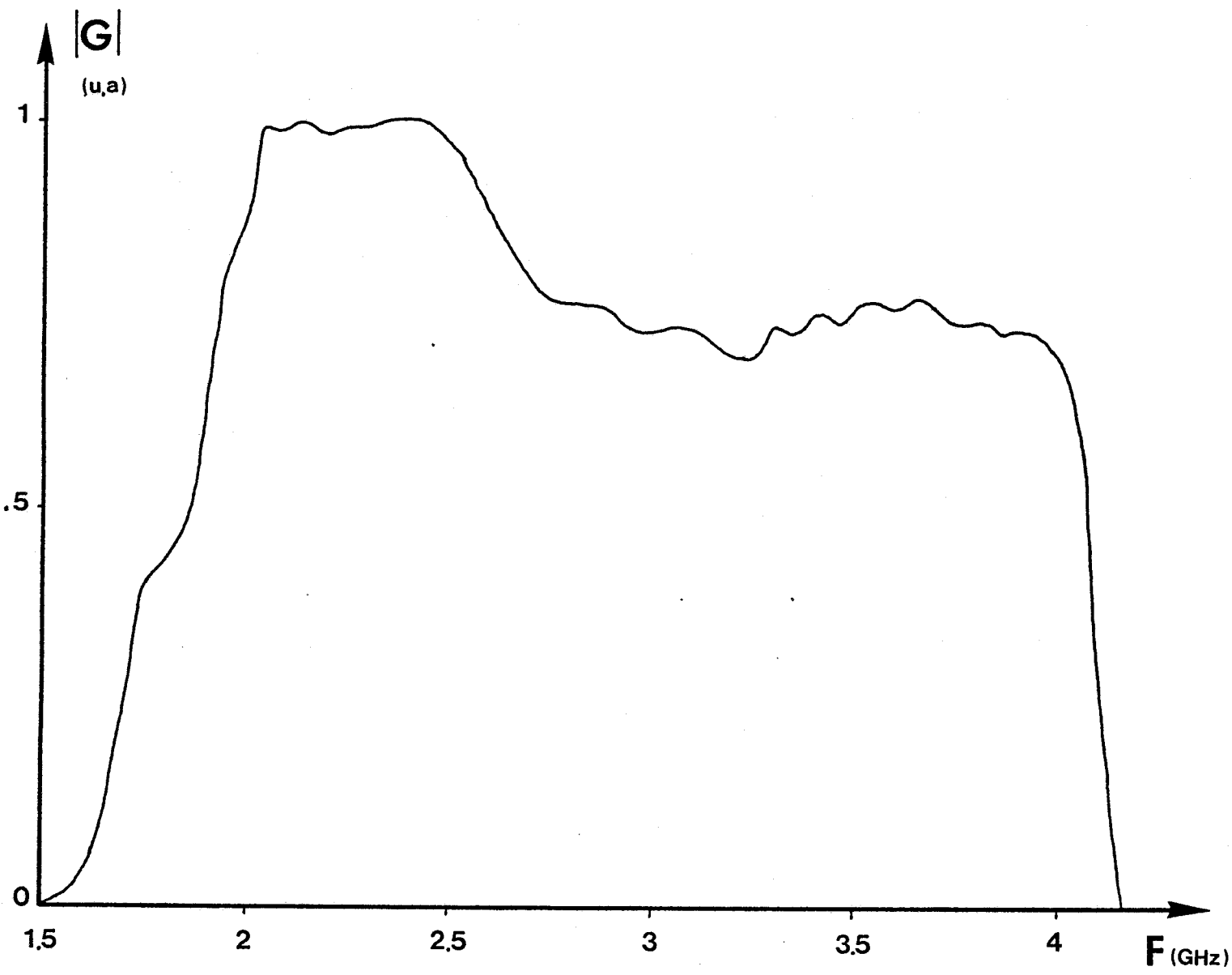


Figure 28 : Bande passante en puissance du corrélateur ($|G(f)|$)

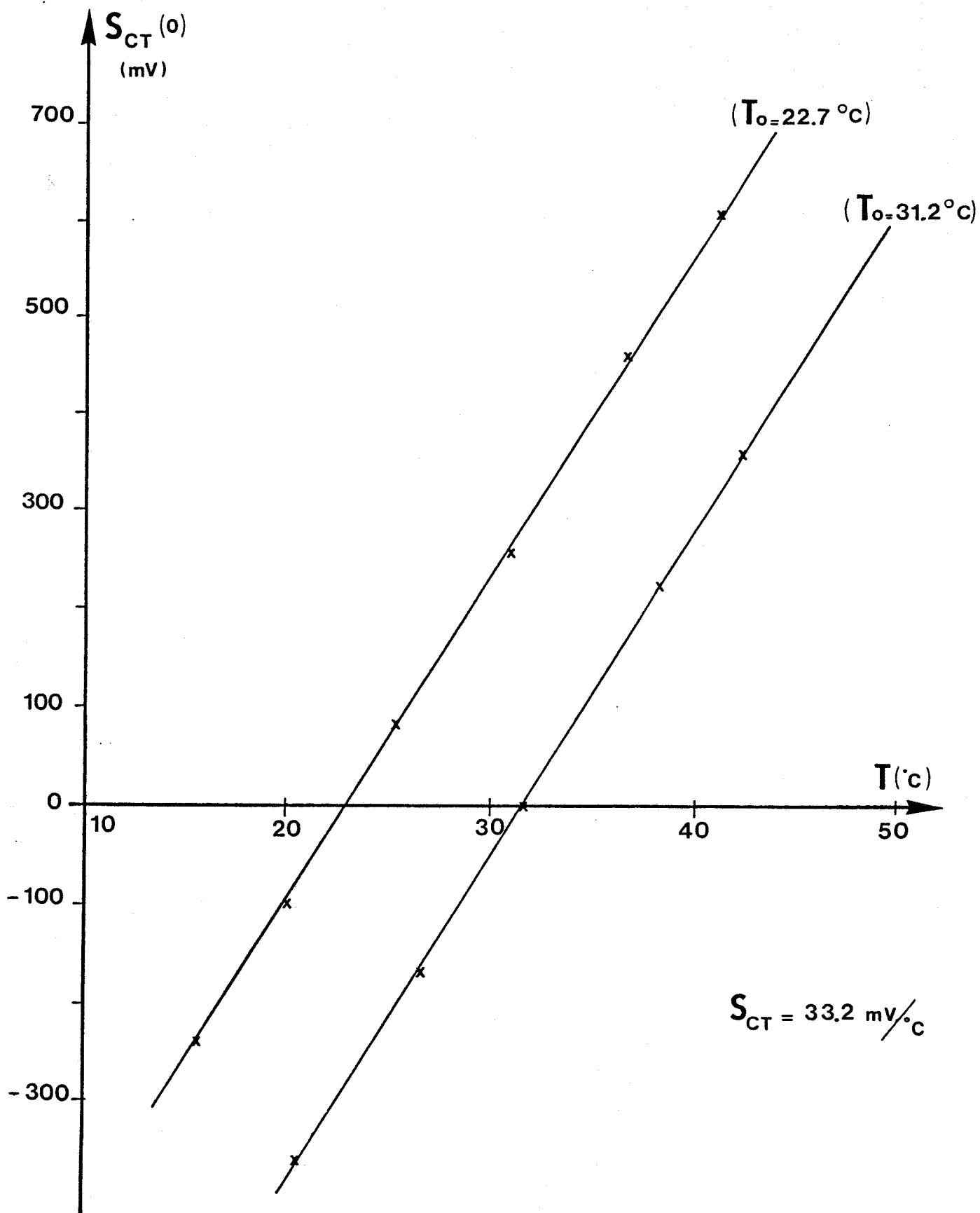


Figure 29 : Evolution de $S_{CT}(0)$ en fonction des températures T et T_o et sensibilité en tension en corrélation totale

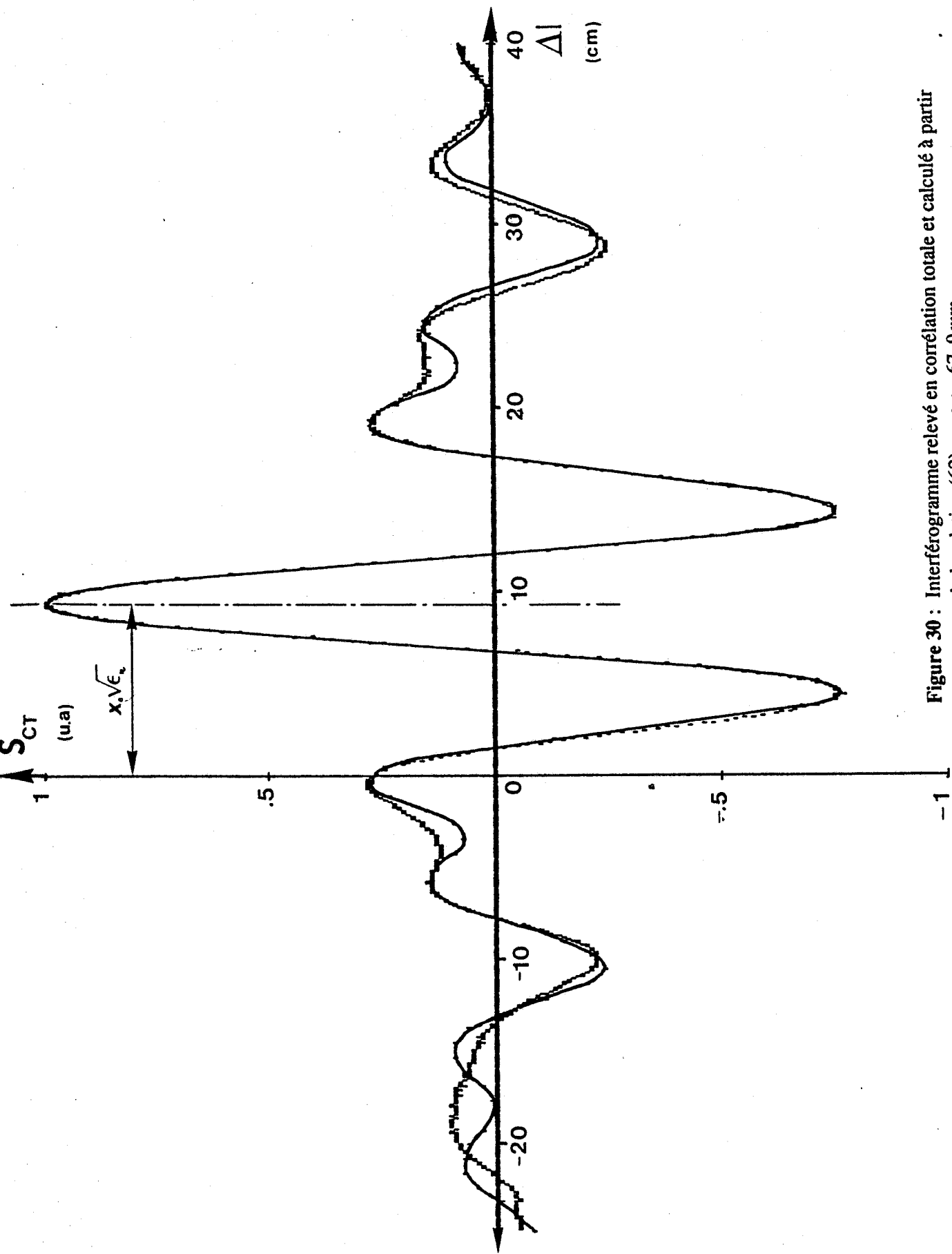


Figure 30 : Interférogramme relevé en corrélation totale et calculé à partir de la relation (62) pour $x = 67,9 \text{ mm}$.

----- : expérience ($T = 36,1 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_0 = 23,6 \text{ }^\circ\text{C}$; constante d'intégration = 2 s)

———— : calcul numérique ($f_1 = 1,7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4,1 \text{ GHz}$)

D'autre part, pour les mêmes valeurs expérimentales de T et T_0 , les relevés expérimentaux pour $x = 0$ et $x = 67,9 \text{ mm}$ sont d'amplitude égale.

Ces premières vérifications effectuées en corrélation totale ont permis de montrer un bon accord entre la théorie et l'expérience, notamment sur l'expression $S_{c\tau}(\tau)$.

Nous allons effectuer, dans la suite de cet exposé, des vérifications similaires portant sur l'expression de $S_c(\tau)$ lorsque le quadripôle Q simule par exemple une impédance localisée.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi les bases physiques du travail qui sera présenté dans la suite de ce mémoire et décrit le radiomètre à corrélation utilisé pour les confrontations théorie-expérience.

Tout d'abord, dans un but de clarté, nous avons reconsidéré en détail les puissances de bruit thermiques qui sont émises, transmises puis absorbées lorsque deux charges dissipatives sont reliées par une ligne sans pertes.

Ces considérations nous permettent en particulier - à partir du bilan des transferts radiatifs que l'on sait être en équilibre dans le cas particulier d'un système isotherme - d'établir une méthode de calcul des signaux radiométriques dans le cas général de charges portées à des températures différentes.

Cette méthode est ensuite étendue au cas d'un circuit constitué de deux charges adaptées reliées à un quadripôle dissipatif symétrique Q par un coupleur hybride 3 dB . On en déduit l'expression de la puissance de bruit cédée par le quadripôle aux deux résistances.

Des modifications du circuit et de nouvelles estimations des transferts radiatifs conduisent à l'expression générale du signal de sortie $S_c(\tau)$ du corrélateur lorsque le quadripôle Q est porté à une température connue.

Enfin, nous introduisons la notion de signal radiométrique normalisé - en terme de référence à une température connue - en considérant le cas où le corrélateur est relié à une charge par l'intermédiaire d'un diviseur de puissance (corrélation totale).

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 1

- [1] EVANS G. MC LEISH C.W.
"RF Radiometer Handbook" ARTECH HOUSE, INC. 1977
- [2] ULABY F.T., MOORE R.K., FUNG A.K.
"Microwave Remote Sensing. Active and Passive" Vol. I (Fundamentals and Radiometry), Addison-Wesley Publishing Company, 1981.
- [3] BOSMA H.
"On the Theory of Linear noisy Systems" N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Netherlands, 1967
- [4] SAVELLI M.
"Bruit de fond. Caractérisation des composants et des circuits" Techniques de l'ingénieur, E 410, E 411
- [5] MAGNE Ph.
"Introduction au bruit radioélectrique" Techniques de l'ingénieur, E 6150
- [6] BORN M. WOLF E.
"Principles of Optics. Electromagnetic Theory of propagation. Interference and Diffraction of Light" FIFTH Edition, 1975, page 316 - 323
- [7] FUJIMOTO K.
"On the Correlation Radiometer Technique" IEEE Trans. on M.T.T., March 1964, pp 203 - 212
- [8] CHEHIKIAN A.
"Etude et réalisation d'un corrélateur Multicanaux. Application à la détection et l'extraction du signal dans le bruit" Thèse de Docteur Ingénieur, Univ. de Grenoble 1968
- [9] BELLARBI L.
"Définition de la Thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets Thermiques". Thèse de 3ème cycle, Lille, 1984
- [10] MAMOUNI A., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., BELLARBI L.
"Introduction to Correlation Microwave Thermography" Journal of Microwave Power, 1983, pp 285 - 293

- [11] RYLE H.
"A new radio interferometer and its application to the observation of weak radio stars". Proc. of the Royal Society of London, Vol. 211 A, 1952

- [12] HILL J.C., GOLDNER R.B.
"The Thermal and Spatial Resolution of a Broad Band Correlation Radiometer with Application to Medical Microwave Thermography" IEEE Trans. M.T.T., Vol 33, N° 8, August 1985, pp 718 - 722

CHAPITRE 2

**Bruit thermique d'une impédance localisée reliée aux entrées
du corrélateur**

CHAPITRE 2

**Bruit thermique d'une impédance localisée reliée aux entrées
du corrélateur**

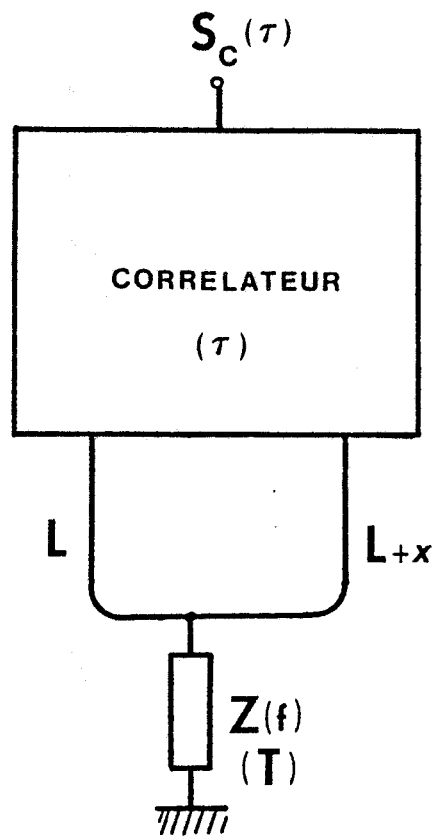


Figure 31 : Schéma de principe du dispositif considérant une impédance $Z(f)$ reliée aux entrées du corrélateur.

Chapitre 2

Bruit thermique d'une impédance localisée reliée aux entrées du corrélateur

2.1 Introduction

Dans l'exposé qui va suivre, nous allons considérer un cas particulier de la situation envisagée au § 1.4.2 : dans l'hypothèse la plus simple, le quadripôle Q est constitué d'une charge dissipative localisée $Z(f)$ connectée entre un point d'une ligne sans pertes, dont les extrémités sont reliées aux entrées du corrélateur, et la masse (figure 31).

Notons que cette situation permet de s'assurer directement de l'équilibre des transferts radiatifs, du type de ceux présentés figures 10 et 24. Nous traitons également le cas pratique où la charge est reliée à la ligne principale l par un tronçon de ligne sans pertes.

L'expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$, établie en termes d'impédance [1], est ensuite confrontée aux relevés expérimentaux.

2.2 Signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une impédance $Z(f)$ localisée

Nous avons défini au § 1.4.2 une méthodologie de calcul conduisant au signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'un quadripôle dissipatif Q relié aux entrées du corrélateur à partir de ses paramètres S_{ij} .

Partant de cette formulation, on peut effectuer des confrontations entre les relevés expérimentaux et les évolutions théoriques obtenues par simulation de l'équation (1-60) dans la bande passante du corrélateur. Il est à noter qu'une caractérisation du quadripôle doit être faite au préalable au moyen d'un analyseur de réseaux vectoriel.

Cependant, une telle confrontation ne permet pas d'établir un lien direct entre les éléments dissipatifs constituant le quadripôle et le signal radiométrique.

C'est la raison pour laquelle nous allons aussi exprimer le signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction de l'impédance constituant le quadripôle, dans le but d'une meilleure compréhension des phénomènes.

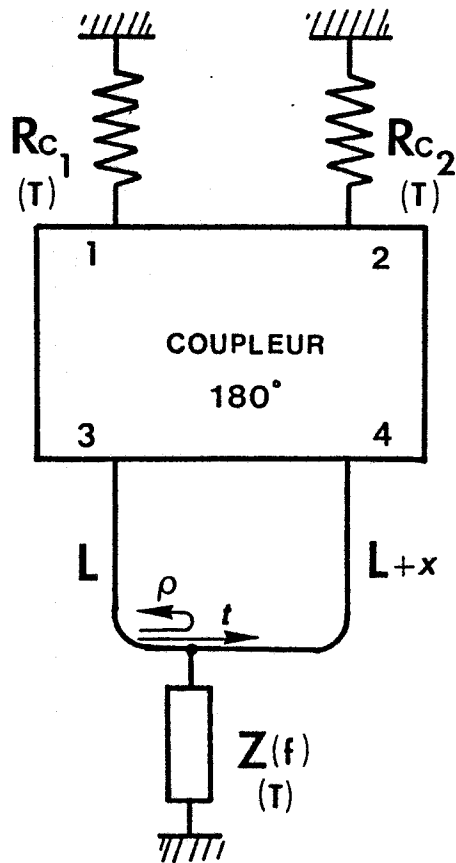


Figure 32 : Configuration simplifiée permettant d'établir le bilan des transferts radiatifs entre les différentes charges dissipatives.

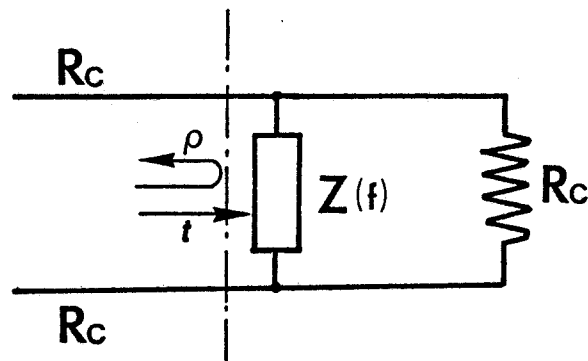


Figure 33 : Définition des coefficients de réflexion et de transmission en tension introduits par l'impédance $Z(f) = R + jX$

2.2.1 Cas théorique d'une impédance $Z(f)$ connectée entre un point d'une ligne sans pertes et la masse

A partir de la méthodologie de calcul explicitée au chapitre I, nous allons établir l'expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction de l'impédance localisée $Z(f)$, en considérant d'abord des structures simplifiées et une bande passante réduite à 1 Hz.

2.2.1.1 Bilan des transferts radiatifs entre charges dissipatives

En adoptant un raisonnement analogue à celui du § 1.4, et en associant à chaque charge dissipative un générateur de bruit donné par la loi de Nyquist (§ 1.2.1), nous pouvons écrire les puissances transmises aux différentes charges (figure 32) issues de la *f.e.m.* de bruit liée à la résistance R_{c1} , compte-tenu de la matrice [S] simplifiée du coupleur :

- puissance transmise à R_{c2} :

$$\delta P_{R_{c2}} = \left| \frac{v_1(t)}{4\sqrt{R_c}} \rho e^{-2j\beta l} (1 - e^{-2j\beta x}) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{R_{c2}} = \frac{kT}{2} \frac{R_c^2}{[(R_c + 2R)^2 + 4X^2]} (1 - \cos(2\beta x)) \quad (2-1)$$

avec ρ : coefficient de réflexion en onde T.É.M. de la charge $Z(f)$ en parallèle sur R_c par rapport à R_c (figure 33).

$$\rho = \frac{Z(f) // R_c - R_c}{Z(f) // R_c + R_c} = -\frac{R_c}{R_c + 2(R + jX)}$$

- puissance transmise à $Z(f)$:

$$\delta P_Z = \left| \frac{v_1(t)}{2\sqrt{2}\sqrt{R}} t e^{-j\beta t} (1 - e^{-j\beta x}) \frac{R}{(R + jX)} \right|^2$$

soit

$$\delta P_Z = 4kT \frac{R R c}{[(R c + 2R)^2 + 4X^2]} (1 - \cos(\beta x)) \quad (2-2)$$

avec t : coefficient de transmission en onde T.E.M.

$$t = 1 + \rho = \frac{2(R + jX)}{R c + 2(R + jX)}$$

- puissance réfléchie vers R_{c1} :

$$\delta P_{R_{c1}} = \left| \frac{v_1(t)}{4\sqrt{R c}} e^{-2j\beta t} [\rho(1 + e^{-2j\beta x}) - 2t e^{-j\beta x}] \right|^2$$

soit

$$\delta P_{R_{c1}} = \frac{kT}{2[(R c + 2R)^2 + 4X^2]} \left(R c^2 (1 + \cos(2\beta x)) + 8R c R \cos(\beta x) + 8(R^2 + X^2) \right) \quad (2-3)$$

Notons, à titre de vérification, que la somme des différentes puissances cédées (relations 1, 2 et 3) correspond bien à la puissance de bruit initialement fournie par la résistance Rc_1 , soit kT .

De même, les puissances, dues à la *f.e.m.* de bruit liée à la résistance Rc_2 , transmises aux différentes charges sont :

- puissance transmise à Rc_1 :

$$\delta P_{Rc_1}' = \left| \frac{v_2(t)}{4\sqrt{Rc}} \rho e^{-2j\beta l} (1 - e^{-2j\beta x}) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{Rc_1}' = \frac{kT}{2} \frac{Rc^2}{[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]} (1 - \cos(2\beta x)) \quad (2-4)$$

- puissance transmise à $Z(f)$:

$$\delta P_Z' = \left| \frac{v_2(t)}{2\sqrt{2}\sqrt{R}} t e^{-j\beta l} (1 + e^{-j\beta x}) \frac{R}{R + jX} \right|^2$$

soit

$$\delta P_Z' = 4kT \frac{RRc}{[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]} (1 + \cos(\beta x)) \quad (2-5)$$

- puissance réfléchie vers Rc_2 :

$$\delta P_{Rc_2}' = \left| \frac{v_2(t)}{4\sqrt{Rc}} e^{-2j\beta l} \left[\rho(1 + e^{-2j\beta x}) + 2te^{-j\beta x} \right] \right|^2$$

soit

$$\delta P_{Rc_2}' = \frac{kT}{2[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]} \left(Rc^2(1 + \cos(2\beta x)) - 8RcR \cos(\beta x) + 8(R^2 + X^2) \right) \quad (2-6)$$

Comme précédemment, la somme des puissances émises par Rc_2 , cédées et réfléchies, correspond bien à la puissance initialement fournie par celle-ci, soit kT . Nous vérifions de ce fait la loi de conservation de l'énergie propre à chaque élément dissipatif.

De même, nous vérifions l'égalité des puissances échangées entre les résistances Rc_1 et Rc_2 et cela, quelle que soit la position de la charge $Z(f)$ sur la ligne : le bilan des transferts radiatifs entre ces deux charges est satisfait.

Nous établissons maintenant les différentes puissances transmises aux charges Rc_1 et Rc_2 , créées par la *f.e.m.* de bruit liée à la charge $Z(f)$.

- puissance transmise à Rc_1 :

$$\delta P_{Rc_1}'' = \left| \frac{v_z(t)\sqrt{Rc}}{\sqrt{2}(Rc + 2(R + jX))} e^{-j\beta l} (1 - e^{-j\beta x}) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{Rc_1}'' = 4kT \frac{RRc}{[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]} (1 - \cos(\beta x)) \quad (2-7)$$

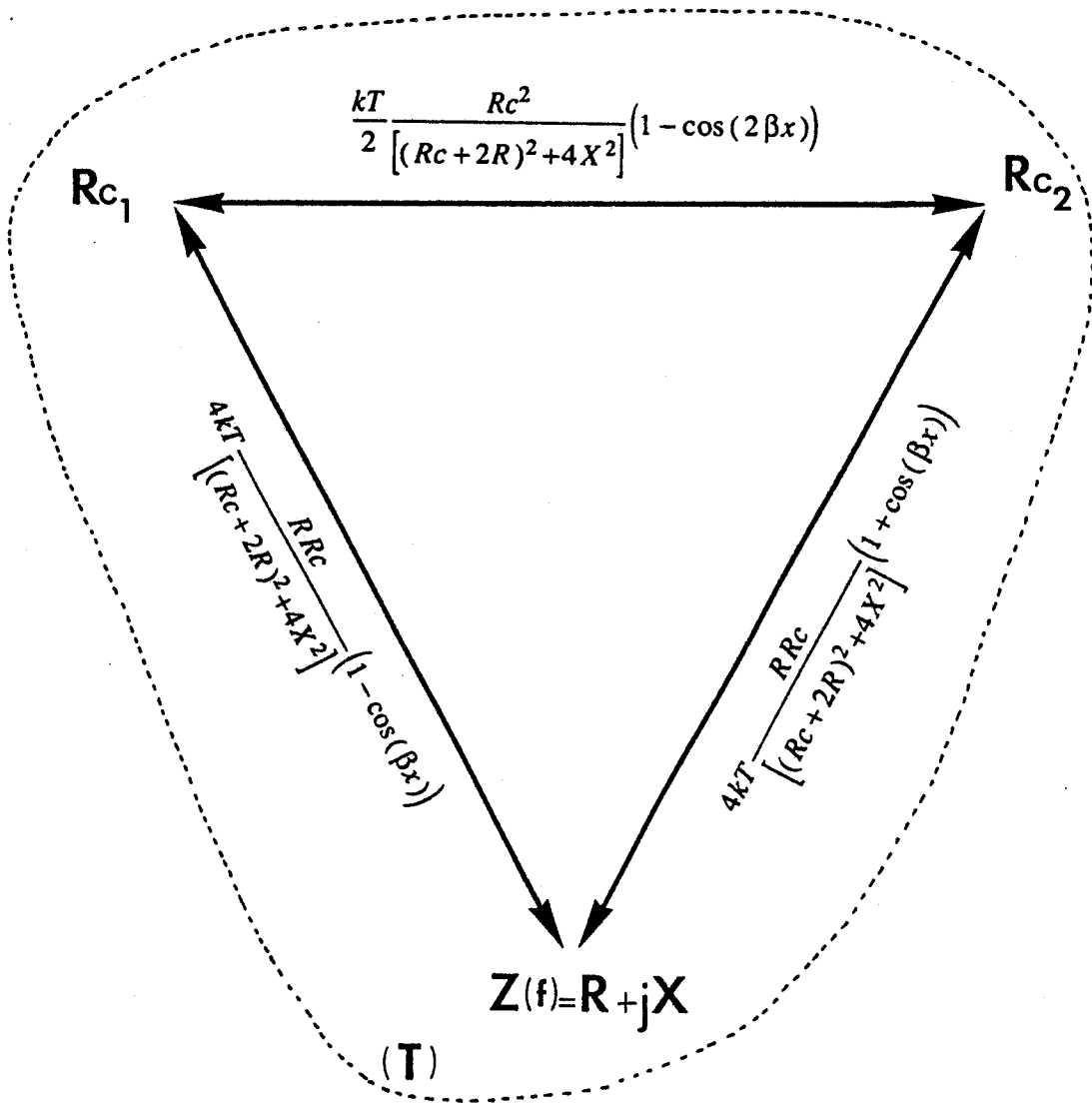


Figure 34 : Bilan des transferts radiatifs entre les charges dissipatives lorsque le système est à l'équilibre thermodynamique $(T = T_0)$

- puissance transmise à Rc_2 :

$$\delta P_{Rc_2}'' = \left| \frac{v_z(t) \sqrt{Rc}}{\sqrt{2} (Rc + 2(R + jX))} e^{-j\beta l} (1 + e^{-j\beta x}) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{Rc_2}'' = 4kT \frac{RRc}{[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]} (1 + \cos(\beta x)) \quad (2-8)$$

Les différentes puissances s'identifient avec celles absorbées par la charge $Z(f)$ lors de l'émission des résistances Rc_1 et Rc_2 (relations 2 et 5)

Par conséquent, lorsque le système est à la température thermodynamique (T), le bilan des transferts radiatifs entre chaque élément dissipatif est satisfait. (figure 34).

D'autre part, ces échanges thermiques, calculés en fonction de l'impédance $Z(f)$, se retrouvent à partir de ceux obtenus au § 1.4.2.1 dans le cas général d'un quadripôle symétrique dissipatif Q relié aux entrées du coupleur. Ce résultat est obtenu par substitution des paramètres S_{11} et S_{21} caractérisant le quadripôle, qui sont en fait les coefficients ρ et t définis précédemment.

Nous vérifions et confirmons ainsi les hypothèses faites au § 1.4.2.1 concernant l'émissivité thermique dans le cas général d'un quadripôle dissipatif Q à partir duquel nous avons établi le bilan des transferts radiatifs.

2.2.1.2 Bilan des puissances transmises aux charges Rc_i en tenant compte des charges de référence (T_0)

Cette nouvelle configuration d'étude, (figure 35), va nous permettre d'établir le bilan des puissances reçues par chaque résistance Rc_i compte-tenu de la modification apportée au circuit de base donné figure 32. Cette modification se caractérise par l'insertion de circulateurs supposés parfaits,

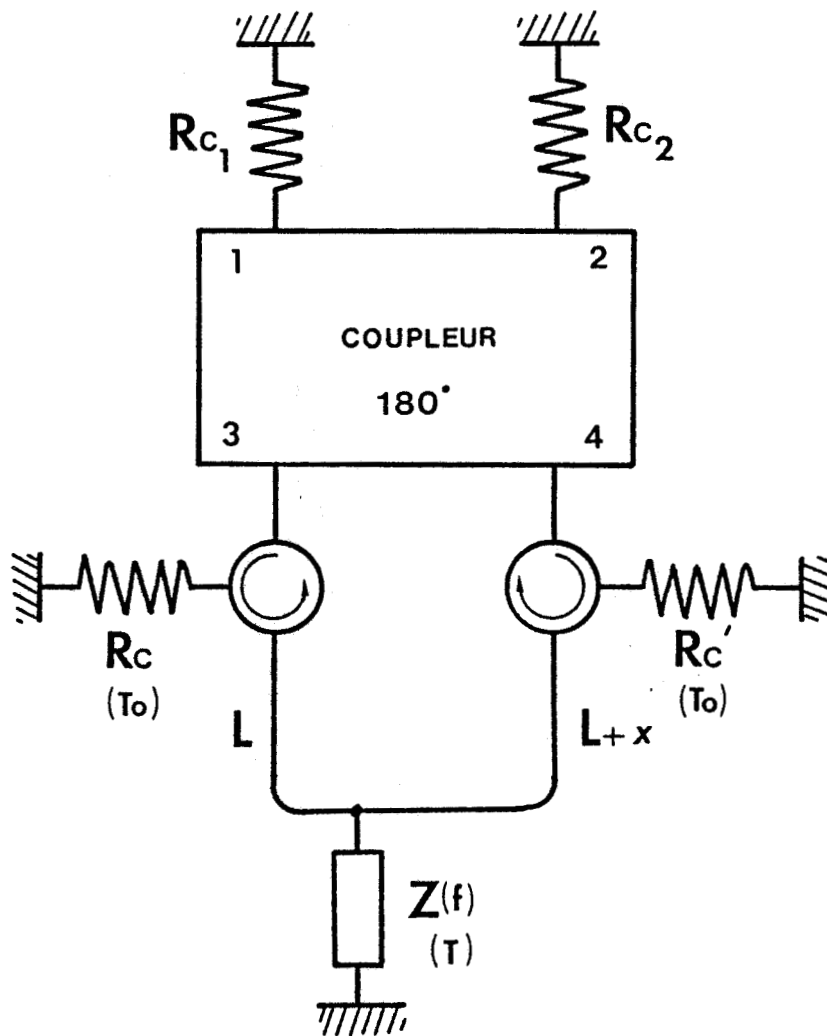


Figure 35 : Configuration simplifiée du corrélateur permettant d'établir les expressions des puissances de bruit transmises par les charges de références R_c et R_c' (T_0)

reliés à des charges adaptées et portées à la température T_0 , que l'on dispose entre chaque entrée du coupleur (3 et 4) et les tronçons de ligne sans pertes l reliées à la charge $Z(f)$.

Par conséquent, les puissances transmises aux résistances R_{c1} et R_{c2} , dues à la *f.e.m.* de bruit de la résistance de référence $R_c(T_0)$, s'écrivent :

- puissance transmise à R_{c1} :

$$\delta P_{R_{c1}} = \left| \frac{v(t)}{2\sqrt{2}\sqrt{R_c}} e^{-2j\beta l} (\rho - t e^{-j\beta x}) \right|^2$$

Soit, en remplaçant ρ et t en fonction de R et jX

$$\delta P_{R_{c1}} = \frac{kT_0}{2[(R_c + 2R)^2 + 4X^2]} (R_c^2 + 4(R^2 + X^2) + 4RcR \cos(\beta x) - 4RcX \sin(\beta x))$$

(2-9)

- puissance transmise à R_{c2}

$$\delta P_{R_{c2}} = \left| \frac{v(t)}{2\sqrt{2}\sqrt{R_c}} e^{-2j\beta l} (\rho + t e^{-j\beta x}) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{R_{c2}} = \frac{kT_0}{2[(R_c + 2R)^2 + 4X^2]} (R_c^2 + 4(R^2 + X^2) - 4RcR \cos(\beta x) + 4RcX \sin(\beta x))$$

(2-10)

Réception émission	par Rc_1	par Rc_2
de la charge $Z(f)$ à la température T	$4kT \frac{RRc}{[(Rc+2R)^2+4X^2]} (1 - \cos(\beta x))$	$4kT \frac{RRc}{[(Rc+2R)^2+4X^2]} (1 + \cos(\beta x))$
de la charge Rc à la température To	$\frac{kTo}{2[(Rc+2R)^2+4X^2]} (Rc^2 + 4(R^2 + X^2) + 4RcR \cos(\beta x) - 4RcX \sin(\beta x))$	$\frac{kTo}{2[(Rc+2R)^2+4X^2]} (Rc^2 + 4(R^2 + X^2) - 4RcR \cos(\beta x) + 4RcX \sin(\beta x))$
de la charge Rc' à la température To	$\frac{kTo}{2[(Rc+2R)^2+4X^2]} (Rc^2 + 4(R^2 + X^2) + 4RcR \cos(\beta x) + 4RcX \sin(\beta x))$	$\frac{kTo}{2[(Rc+2R)^2+4X^2]} (Rc^2 + 4(R^2 + X^2) - 4RcR \cos(\beta x) - 4RcX \sin(\beta x))$
Somme des puissances reçues	$\frac{1}{[(Rc+2R)^2+4X^2]} (kTo(Rc^2 + 4(R^2 + X^2)) + 4kTRcR - 4kRcR(T - To) \cos(\beta x))$	$\frac{1}{[(Rc+2R)^2+4X^2]} (kTo(Rc^2 + 4(R^2 + X^2)) + 4kTRcR + 4kRcR(T - To) \cos(\beta x))$

Tableau 2 : Bilan des Puissances reçues par les résistances Rc_1 et Rc_2 dues à l'émission thermique des charges Rc , Rc' et $Z(f)$ pour 1 Hz de bande passante

De même, les puissances transmises aux différentes résistances R_{c_i} créées par la *f.e.m.* de bruit liée à la résistance de référence R_c (T_0) s'écrivent :

- puissance transmise à R_{c_1} :

$$\delta P_{R_{c_1}} = \left| \frac{v'(t)}{2\sqrt{2}\sqrt{R_c}} e^{-j(2\beta l + \beta x)} (-\rho e^{-j\beta x} + t) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{R_{c_1}} = \frac{kT_0}{2[(R_c + 2R)^2 + 4X^2]} (R_c^2 + 4(R^2 + X^2) + 4R_c R \cos(\beta x) + 4R_c X \sin(\beta x)) \quad (2-11)$$

- puissance transmise à R_{c_2} :

$$\delta P_{R_{c_2}} = \left| \frac{v'(t)}{2\sqrt{2}\sqrt{R_c}} e^{-j(2\beta l + \beta x)} (\rho e^{-j\beta x} + t) \right|^2$$

soit

$$\delta P_{R_{c_2}} = \frac{kT_0}{2[(R_c + 2R)^2 + 4X^2]} (R_c^2 + 4(R^2 + X^2) - 4R_c R \cos(\beta x) - 4R_c X \sin(\beta x)) \quad (2-12)$$

Cette étape intermédiaire de calcul de puissances nous permet d'établir la somme globale des

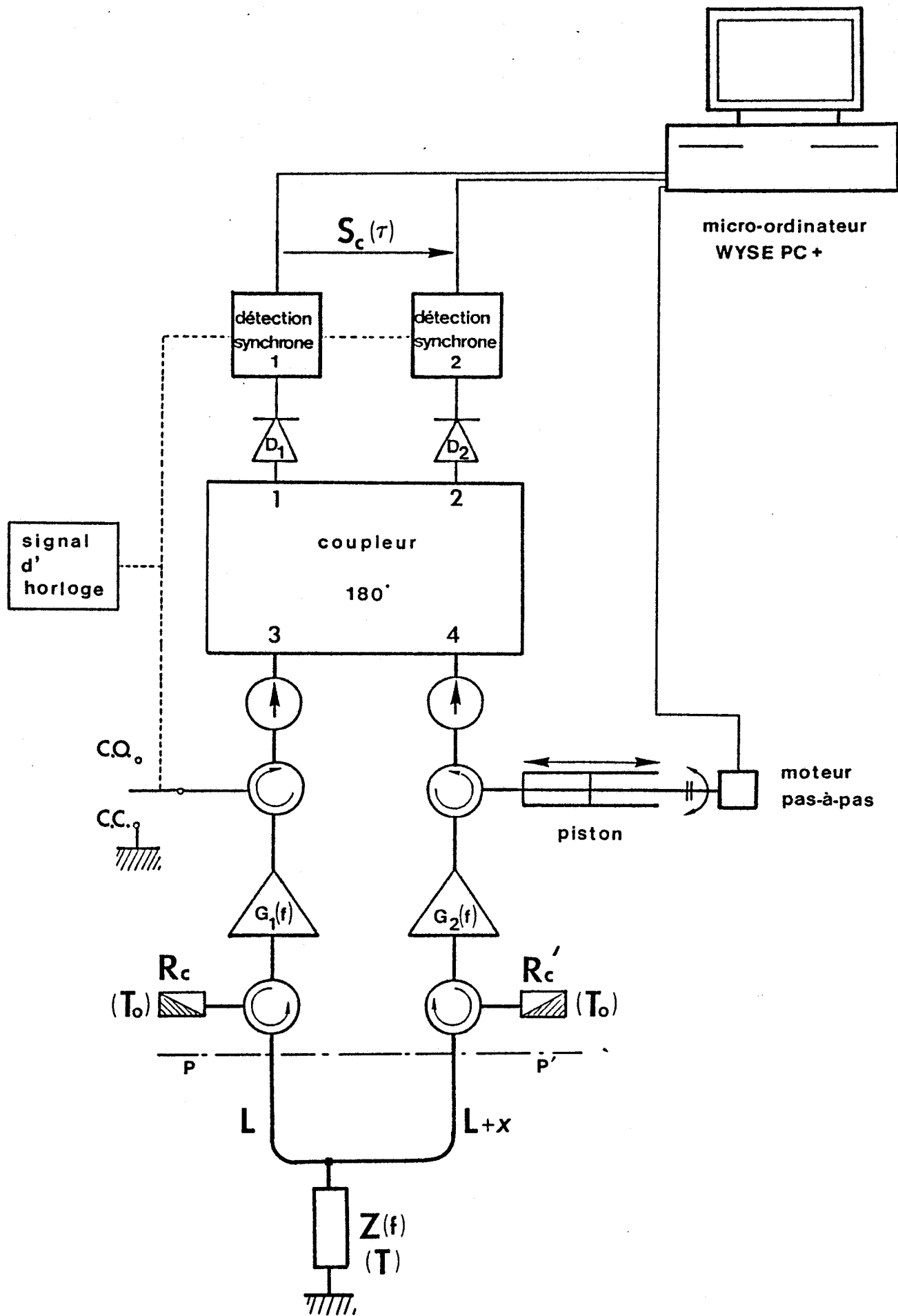


Figure 36 : Synoptique du dispositif d'étude lorsque le quadripôle Q représente une impédance shunt $Z(f)$

puissances recueillies par chaque résistance R_{ci} , (tableau 2) à partir desquelles nous établissons le signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction de l'impédance $Z(f)$.

Notons d'autre part, que nous obtenons une parfaite identification entre les expressions des puissances données tableaux 1 et 2 par substitution des paramètres S_{ij} en fonction de R, X et R_c , confortant ainsi les expressions générales établies au §1.4.2.

2.2.1.3 Signal radiométrique d'une impédance localisée $Z(f)$

Nous avons défini au § 1.4.2.3 les différentes étapes de calcul permettant d'établir l'expression du signal radiométrique dans le cas général d'un quadripole dissipatif Q , conformément au dispositif pratique de mesure donné figure 15.

Par conséquent, pour éviter des répétitions de calculs basés sur le même principe, nous établissons le signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une charge localisée $Z(f)$ à partir de l'expression généralisée (1-60), compte tenu des vérifications effectuées précédemment sur les expressions analytiques des puissances.

Dans ces conditions, le signal radiométrique d'une impédance localisée $Z(f) = R + jX$, pour 1 Hz de bande passante (figure 36), est donné par :

$$\delta S_c(\tau) = 16K'(T - T_0) |G(f)| \frac{RR_c}{[(R_c + 2R)^2 + 4X^2]} \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) \quad (2-13)$$

soit, pour une bande passante comprise entre f_1 et f_2 :

$$S_c(\tau) = 16K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \frac{R(f)R_c}{[(R_c + 2R(f))^2 + 4(X(f))^2]} \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) df \quad (2-14)$$

Cette formulation, où figurent des paramètres définis au § 1.4.2.3, est obtenue à partir des substitutions suivantes (fréquence f) :

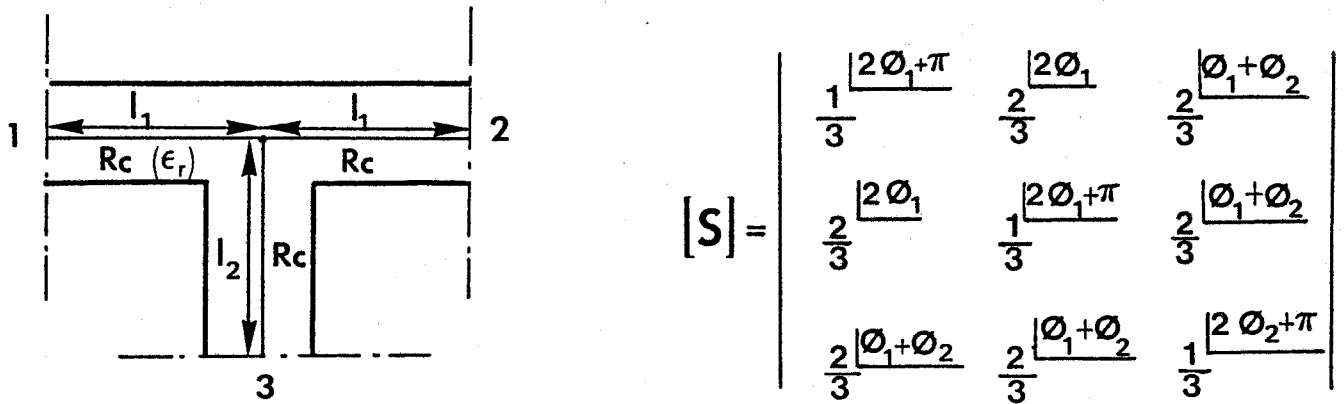


Figure 37 : Té non adapté de type S.M.A et sa matrice [S]

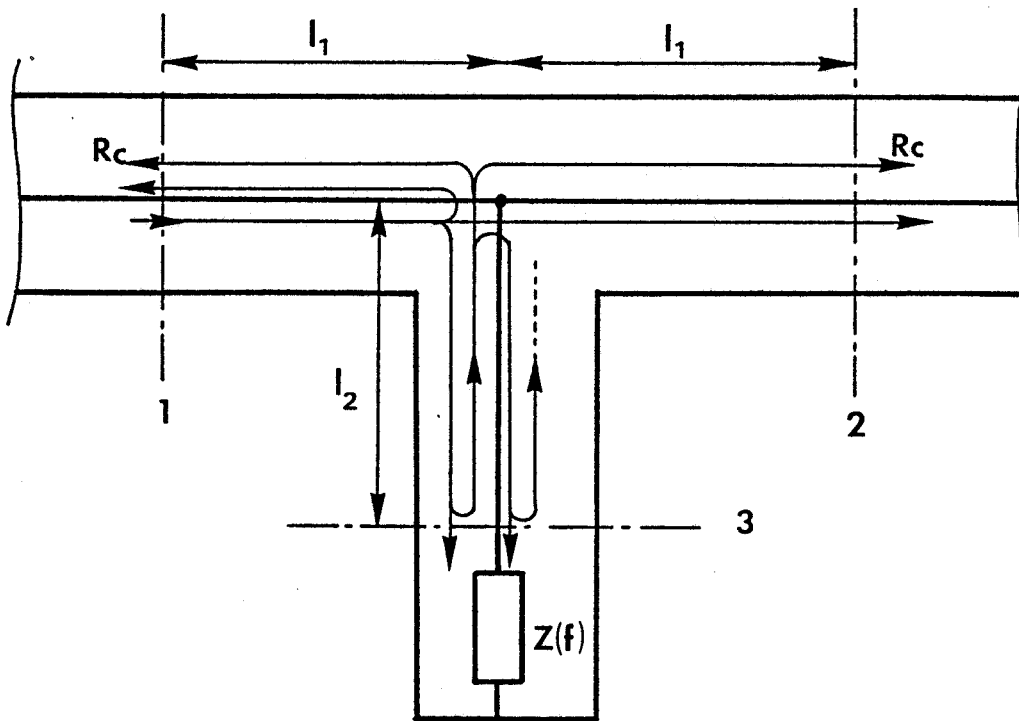


Figure 38 : Trajets des ondes réfléchies et transmises définissant les paramètres [S] du quadripôle

$$|S_{11}| = \frac{Rc}{[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]^{1/2}}$$

$$|S_{21}| = \frac{2(R^2 + X^2)^{1/2}}{[(Rc + 2R)^2 + 4X^2]^{1/2}}$$

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -\frac{R}{(R^2 + X^2)^{1/2}}$$

Nous obtenons ainsi une expression analytique du signal radiométrique $S_c(\tau)$, où nous faisons apparaître clairement les termes caractéristiques d'impédance liés à la charge dissipative.

Nous verrons, dans la suite de cet exposé, lors de confrontations théorie-expérience, que cette nouvelle expression de $S_c(\tau)$ nous permettra d'expliquer aisément les relevés expérimentaux et de prévoir l'évolution de $S_c(\tau)$ pour des utilisations en thermométrie.

2.2.2 Cas pratique d'une impédance $Z(f)$ connectée aux entrées du corrélateur

Nous avons donné au §2.2.1.3 l'expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une charge localisée, en supposant que celle-ci était connectée directement entre un point d'une ligne sans pertes reliée aux entrées du corrélateur et la masse.

Cependant, pour des raisons de commodité (étude en bande S) et d'interchangeabilité des charges dissipatives, nous utilisons un té non adapté de type S.M.A. (figure 37), qui sert alors de connexion entre la charge dissipative $Z(f)$ et les lignes sans pertes. D'autres types de liaisons peuvent être effectuées - notons en particulier l'utilisation d'un té magique par SUTHERLAND. et VAN DER ZIEL [2] - afin d'en déduire l'information de température liée à une charge dissipative.

Dans ces conditions, nous établissons la matrice [S] du quadripole ainsi constitué en fonction des réflexions multiples et de l'impédance $Z(f)$ (figure 38) (Annexe A).

Nous obtenons les paramètres S_{ij} suivants :

$$S_{11} = S_{22} = -\frac{1}{3}e^{-2j\varphi_1} + \frac{\frac{4}{9}\rho e^{-2j(\varphi_1+\varphi_2)}}{1 + \frac{\rho}{3}e^{-2j(\varphi_2)}} \quad (2-15)$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{3}e^{-2j\varphi_1} + \frac{\frac{4}{9}\rho e^{-2j(\varphi_1+\varphi_2)}}{1 + \frac{\rho}{3}e^{-2j(\varphi_2)}} \quad (2-16)$$

avec ρ : coefficient de réflexion en onde T.E.M. de la charge $Z(f)$ par rapport à R_c .

$$\rho = \frac{R + jX - R_c}{R + jX + R_c}$$

et φ_1, φ_2 : déphasages introduits par le té non adapté

$$\left(\varphi_1 = \frac{2\pi}{c} f \sqrt{\epsilon r} l_1 \text{ et } \varphi_2 = \frac{2\pi}{c} f \sqrt{\epsilon r} l_2 \right)$$

De même, nous en déduisons l'expression globale de l'onde transmise t' à la charge $Z(f)$ compte-tenu des réflexions multiples engendrées par le té non adapté (Annexe A).

$$t' = \frac{\frac{2}{3}(1+\rho)e^{-j(\varphi_1+\varphi_2)}}{1 + \frac{\rho}{3}e^{-2j\varphi_2}} \quad (2-17)$$

Ce terme représente l'absorption du quadripôle, liée à l'impédance $Z(f)$, et réciproquement, il définit l'émissivité ou la capacité du quadripôle à émettre un rayonnement d'origine thermique.

Ces différentes expressions permettent de vérifier analytiquement et numériquement :

$f(\text{GHz})$	$Z(\Omega)$	$ S_{11} ^2$	$ S_{21} ^2$	$ r' ^2$	$\Sigma ^2$
2	20 + j 30	0,05741	0,6984	0,2442	1
	60 - j 20	0,1378	0,4158	0,4464	1
3	20 + j 30	0,02396	0,7527	0,2233	1
	60 - j 20	0,1662	0,3605	0,4732	1
4	20 + j 30	0,01581	0,766	0,2182	1
	60 - j 20	0,1824	0,329	0,4886	1

Tableau 3 : Vérifications numériques de la loi de conservation de l'énergie établie à partir des expressions 15, 16 et 17 pour 3 fréquences et 2 impédances $Z(f)$.
($l_1 = 6,25\text{mm}$ et $l_2 = 8,58\text{ mm}$)

$f(\text{GHz})$	$Z(\Omega)$	$Z'(\Omega)$	$x(\text{mm})$	$\delta P_z = \delta P_{Rc_1} = \delta P$	$\delta P_z' = \delta P_{Rc_2}'' = \delta P'$
2	60 - j 20	40,48 - j 15,70	0	0	0,8927
			20	0,2783	0,61443
3	60 - j20	35,59 - j9,43	0	0	0,9465
			20	0,5702	0,3763
4	60 - j20	33,48 - j2,51	0	0	0,9771
			20	0,8386	0,1385

Tableau 4 : Vérifications numériques du bilan des transferts radiatifs entre les charges Rc_1 et Rc_2 et l'impédance $Z(f)$ dans le cas de la structure simplifiée du corrélateur (figure 32 et 34). Système isotherme à la température T .
($Z'(f)$: impédance équivalente du tronçon de ligne sans pertes l_2 du té terminée par $Z(f)$, $l_1 = 6,25\text{ mm}$ et $l_2 = 8,58\text{ mm}$).

- la loi de conservation de l'énergie définie au § 1.4.2.1 dans le cas général d'un quadripôle dissipatif Q (tableau 3)

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + |t'|^2 = 1$$

- le bilan des transferts radiatifs concernant la structure simplifiée du corrélateur établie au § 1.4.2.1 (tableau 4).

Notons enfin que l'expression du signal radiométrique établie à partir de ces nouveaux paramètres S_{ij} du quadripôle, s'identifie bien à celle déjà obtenue au § 2.2.1.3 (relation 14). Dans ce cas, l'impédance $Z(f)$ contenue dans cette relation représente l'impédance équivalente au tronçon de ligne sans pertes l_2 du té, terminé par l'impédance de la charge dissipative.

Nous allons maintenant, compte-tenu de ces différentes vérifications théoriques, donner quelques exemples de confrontations que nous avons menées sur diverses charges localisées.

2.3 Vérifications expérimentales

Ces vérifications portent essentiellement sur deux types de configuration qui sont :

- les puissances normalisées pour $\tau = 0$
- les interférogrammes obtenus en fonction de Δl ($\Delta l = \tau \cdot c$)

Pour cela, nous avons utilisé différents atténuateurs coaxiaux de type S.M.A., (3,6,10 dB) servant de charges dissipatives $Z(f)$, que nous relierons aux entrées du corrélateur par un té non adapté (figure 36 et 38).

2.3.1 Conditions expérimentales

Pour obtenir un maintien en température des charges R_c, R_c' et $Z(f)$, nous utilisons deux circulations d'eau thermostatée : l'une sert à fixer la température de référence T_0 des résistances R_c et l'autre, la température T de l'impédance $Z(f)$. Pour assurer la thermostatisation, ces charges sont enrobées de papier d'aluminium remplissant la cavité thermostatée.

Les sondes des thermomètres numériques, qui mesurent T et T_0 , sont placées le plus près possible des charges concernées afin de minimiser l'écart entre les mesures fournies par les thermomètres et les températures vraies des charges.

De plus, par action sur le gain de la chaîne d'amplification B.F. de l'une des deux détecteurs synchrones, nous nous affranchissons des variations d'"offset" dues à l'effet des variations de la température ambiante sur les détecteurs appariés D_1 et D_2 .

Ayant précisé l'environnement dans lequel nous avons effectué nos mesures, nous allons maintenant donner quelques exemples de confrontations basés notamment sur les signaux radiométriques obtenus pour un temps de retard $\tau = 0$.

2.3.2 Vérifications sur les signaux $S_c(0)$

Dans ce paragraphe, nous effectuons des confrontations théorie-expérience sur les quantités normalisées S_c / S_{cT} pour $\tau = 0$.

D'un point de vue théorique, cette normalisation est obtenue :

- soit par la formulation définie au § 1.5.1 utilisant les paramètres S_{ij} du quadripôle dissipatif (relations 1-60)
- soit à partir de l'expression définie au § 2.2.1.3 (relation 14) où le signal normalisé s'écrit :

$$\frac{S_c(0)}{S_{cT}(0)} = \frac{8 \int_{f1}^{f2} |G(f)| \frac{R'(f)R_c}{[(R_c + 2R'(f))^2 + 4(X'(f))^2]} df}{\int_{f1}^{f2} |G(f)| df} \quad (2-18)$$

avec $Z'(f) = R' + jX'$, l'impédance équivalente du tronçon de ligne sans pertes l_2 ($l_2 = 8.58 \text{ mm}$) du té non adapté terminée par la charge dissipative $Z(f)$.

Dans les deux cas, les paramètres S_{ij} du quadripôle ainsi que l'impédance $Z(f)$ de la charge sont déterminés dans la bande passante du corrélateur (1,7-4,1 GHz) au moyen d'un analyseur de

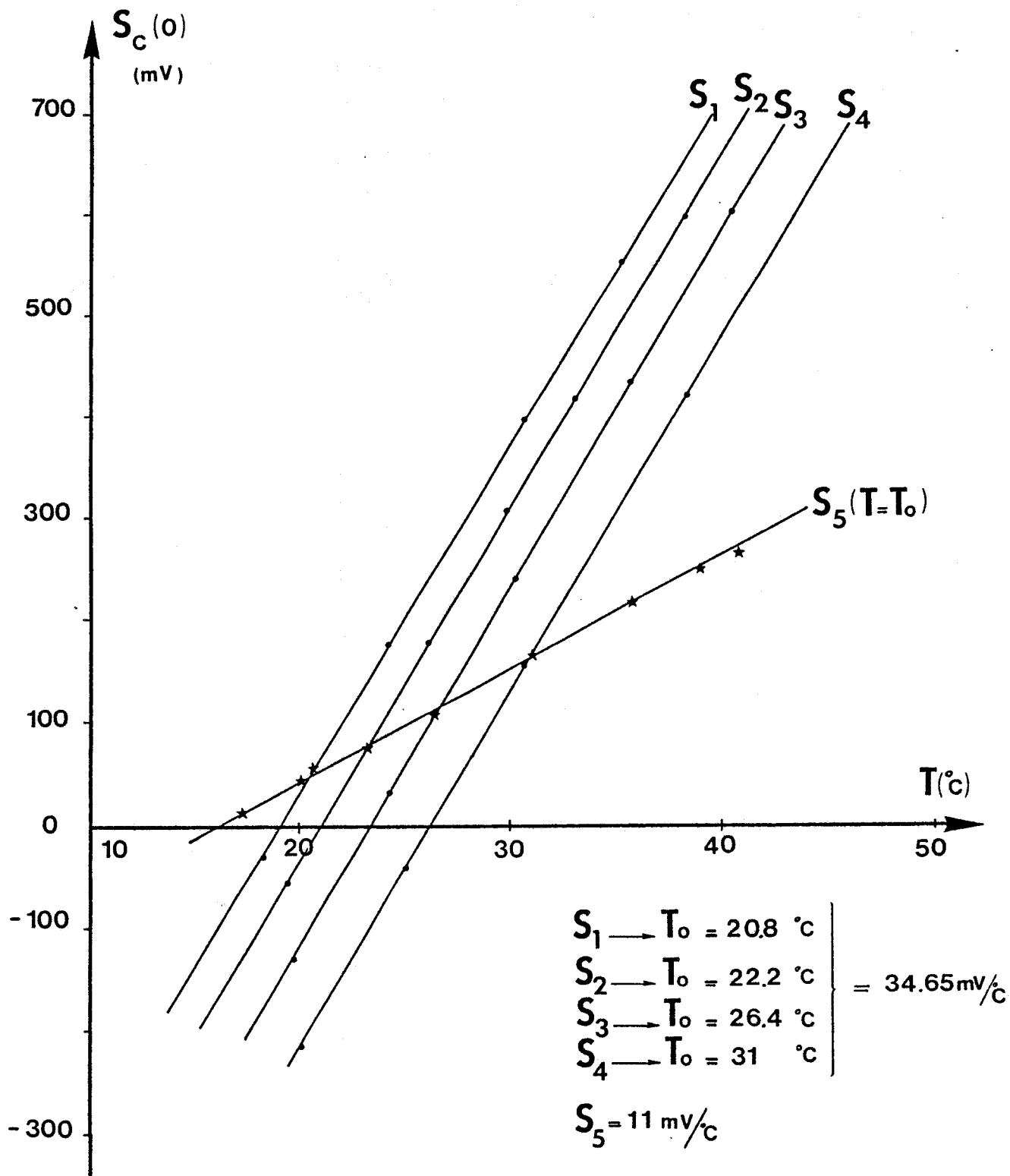


Figure 39 : Evolution du signal radiométrique $S_c(0)$ en fonction de T soit pour différentes valeurs de T_o (S_1, S_2, S_3 et S_4), soit pour $T = T_o$ (S_5) (cas pratique où $Z(f) = R_c, x = 0 \text{ mm}$)

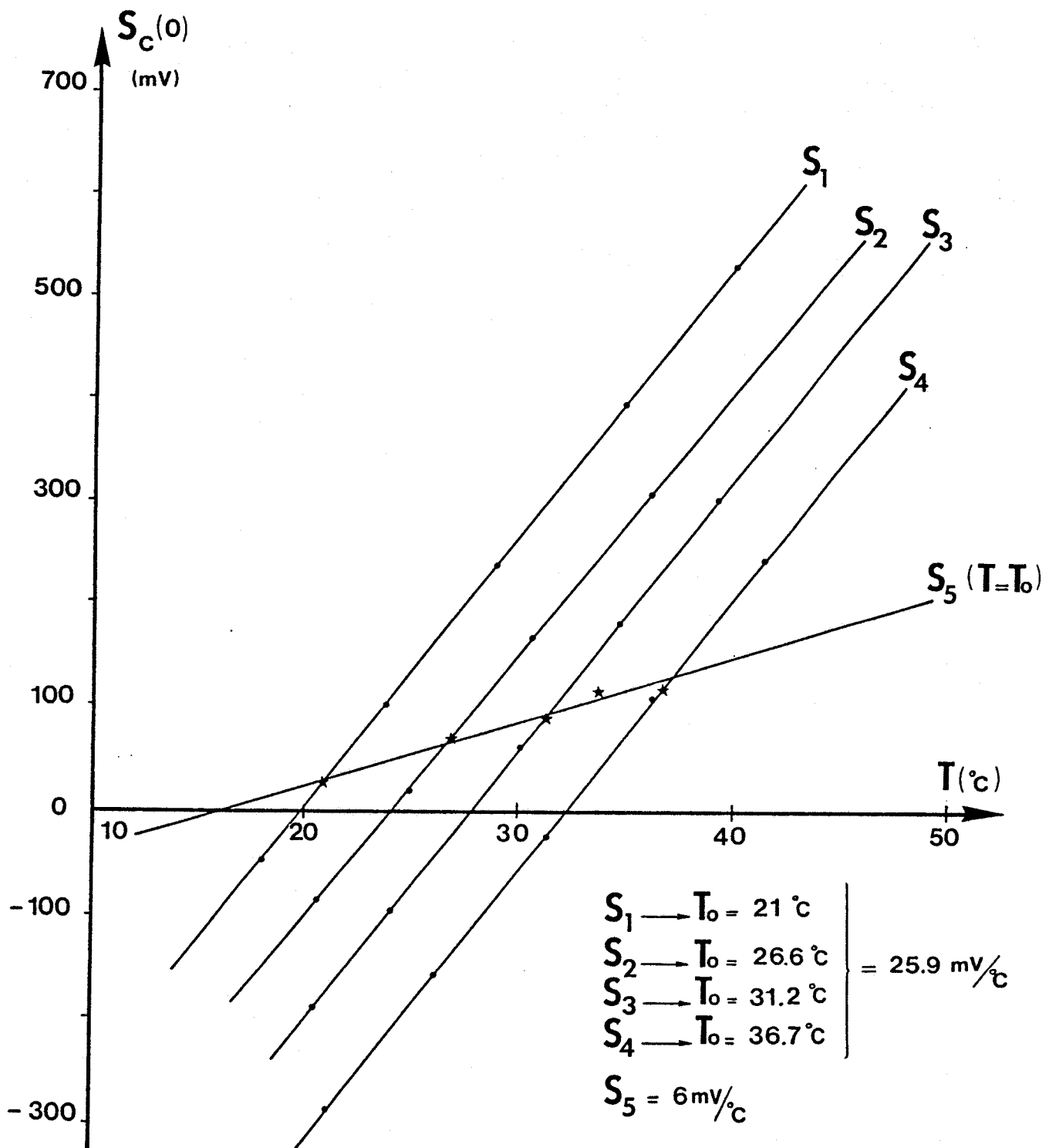


Figure 40 : Evolution du signal radiométrique $S_c(0)$ en fonction de T soit pour différentes valeurs de T_o (S_1, S_2, S_3 et S_4), soit pour $T = T_o$ (S_5) (cas pratique où $Z(f)$ est donnée par l'association d'un atténuateur 6 dB et d'un court-circuit, $x = 0\text{ mm}$)

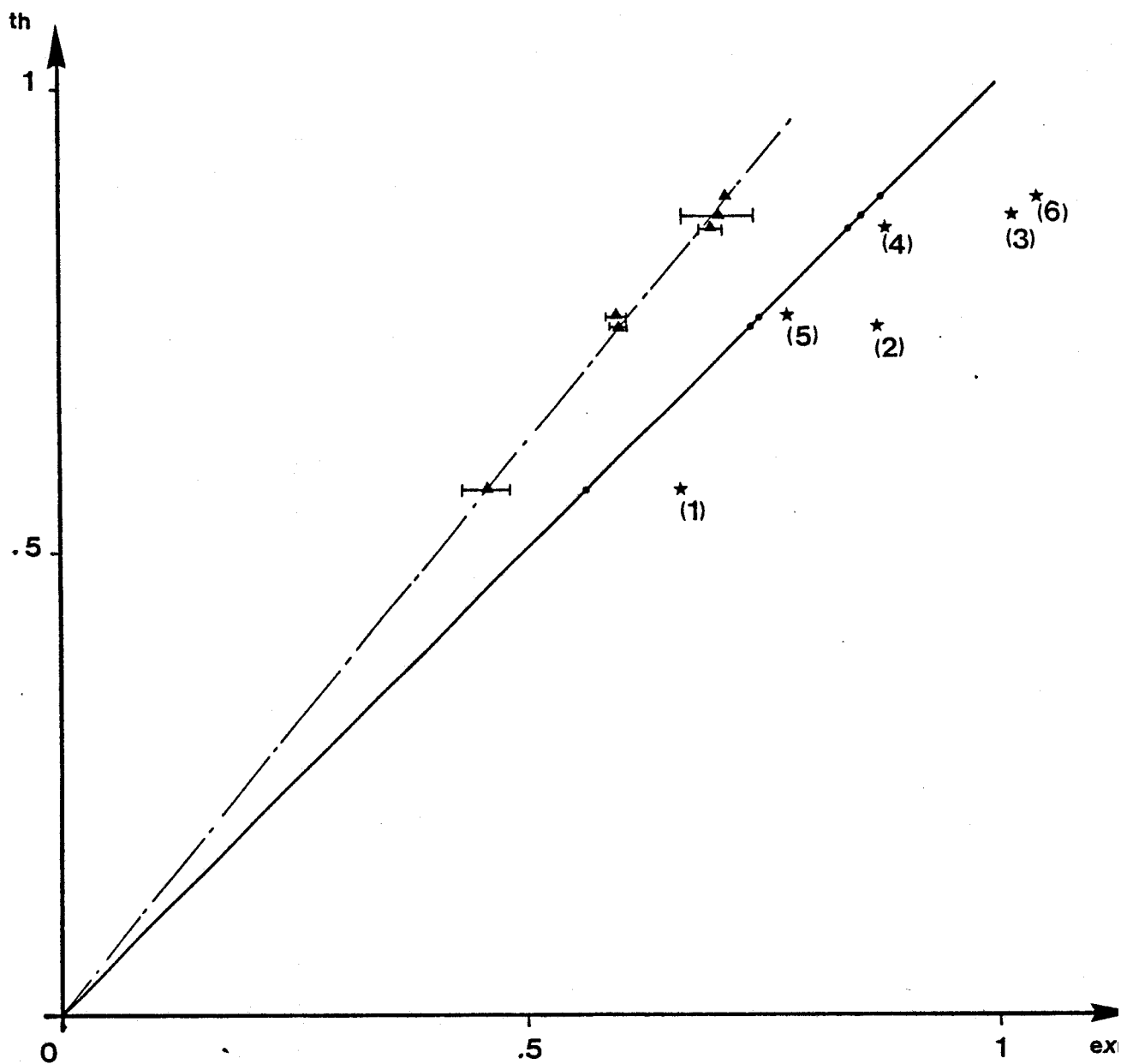


Figure 41 : Confrontation théorie-expérience des rapports $S_c / S_{cT} (\tau = 0)$ pour différentes impédances $Z(f)$ ($x = 0$ mm, $l_2 = 8,58$ mm)

- ★ : valeurs expérimentales sans correction
- ▲ : valeurs expérimentales corrigées compte-tenu des courbes $S_c(0)$ pour $T = T_0$
- : rapports théoriques

réseaux vectoriel, et l'intégration numérique est effectuée à partir du tracé (figure 28) donnant la bande passante en puissance du système.

Enfin, du point de vue expérimental, le travail consiste à mesurer les signaux radiométriques obtenus sous forme de tensions en sortie du corrélateur dans les cas où l'impédance $Z(f)$ est connectée (quantité $S_c(0)$), et en corrélation totale ($S_{cT}(0)$). Les mesures sont effectuées pour les mêmes valeurs de $T - T_0$ et il suffit, par la suite, d'en effectuer les rapports.

Dans ces conditions, nous donnons figures 39 et 40 des exemples de valeurs des signaux radiométriques relevés en fonction de T et T_0 , pour deux impédances $Z(f)$ différentes (50Ω (6) et atténuateur 6 dB en C.C (5)). Nous constatons que ces signaux sont bien proportionnels à $(T - T_0)$, ce qui est conforme à la relation (14).

L'exploitation de ces résultats exprimés en termes du rapport $S_c(0)/S_{cT}(0)$, qui ont été établis également pour d'autres impédances (à savoir : atténuateur 3 dB terminé soit par un C.C (1), un C.O (2) ou une charge 50Ω (3), et un atténuateur 10 dB terminé par un C.C (4)), conduit à une première confrontation théorie expérience présentée figure 41.

D'une manière générale, on constate un assez bon accord. Toutefois, les valeurs expérimentales s'avèrent être de 4 à 18% (★) supérieures aux valeurs théoriques.

Par ailleurs, dans la configuration où $T = T_0$ (figure 39 et 40), nous constatons que $S_c(0)$ mesuré n'est pas nul, ce qui est contraire aux prévisions théoriques.

Ce phénomène peut être attribué aux imperfections du système et en particulier aux pertes en lignes.

Une première remarque peut être suggérée : si, pour un circuit idéal, le signal radiométrique en sortie s'écrit :

$$S_c(0) = A(T - T_0) \quad (2-19)$$

une observation au premier degré nous indique que les signaux issus de R_c et R_c' suivent des trajets plus longs que les signaux issus du quadripole Q et par conséquent, sont davantage atténués que ces derniers.

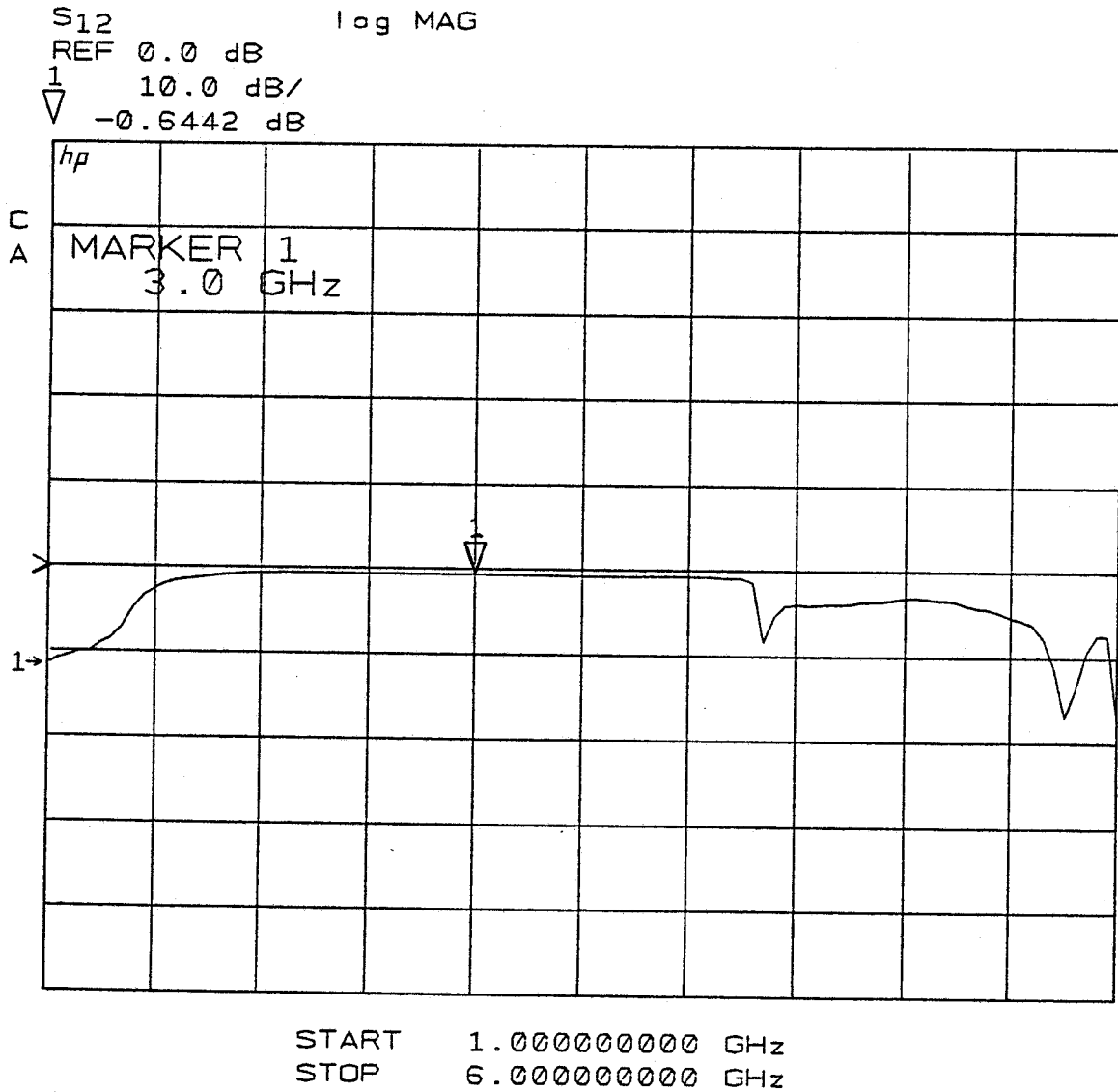


Figure 42 : Pertes d'insertion d'un circulateur associé au câble qui le relie à la charge de référence T_0

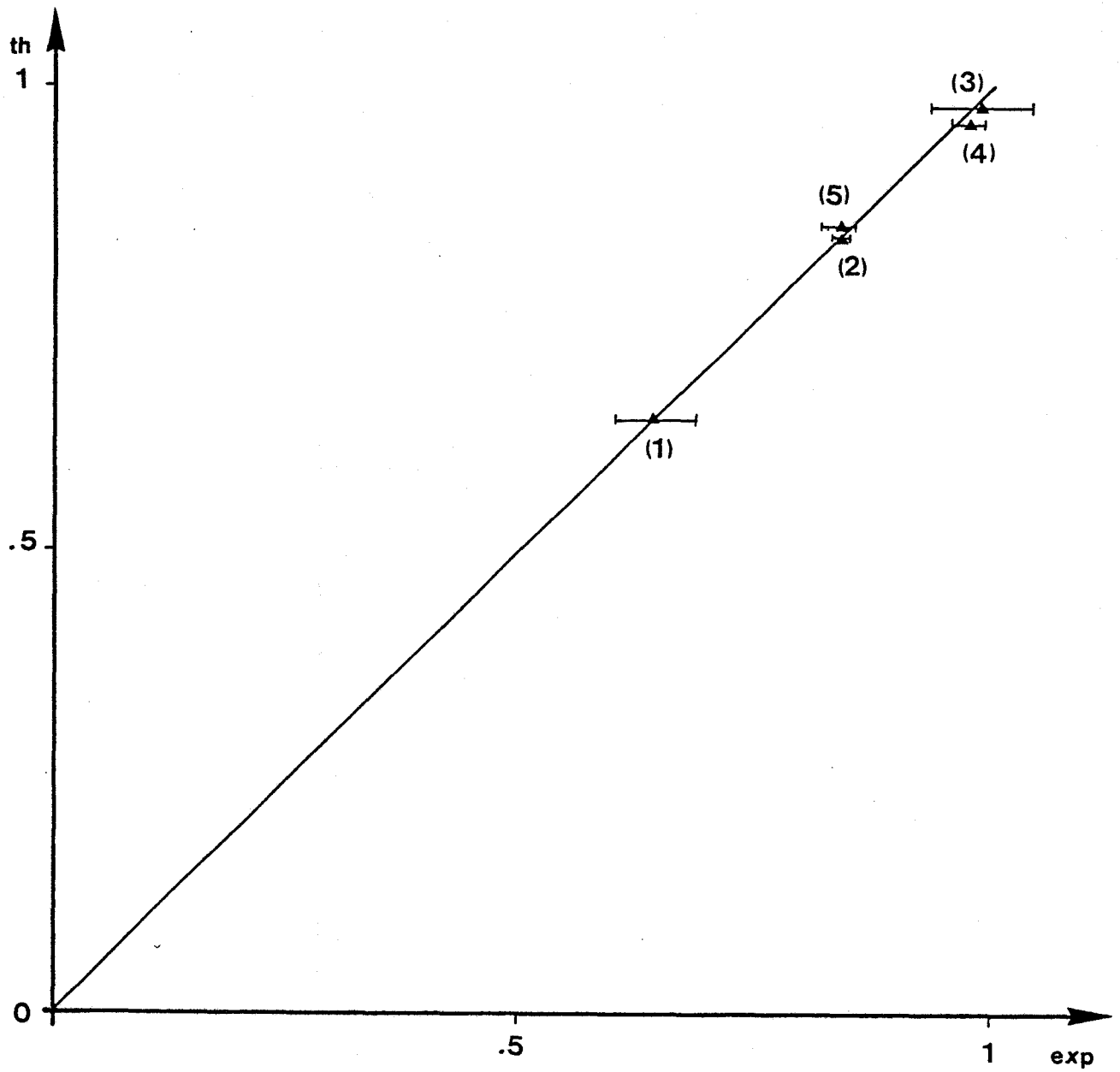


Figure 43 : Confrontation théorie-experience des rapports $S_c / S_{c_{50}}(\tau=0)$ pour différentes impédances $Z(f)$. (valeurs expérimentales corrigées compte-tenu des courbes $S_c(0)$ pour $T = T_0, x = 0 \text{ mm}, l_2 = 8,58 \text{ mm}$)

De ce fait, l'expression 19 devient :

$$S_c'(0) = AT - BT_0 \quad (2-20)$$

avec $A > B$

d'où $S_c'(0) > S_c(0)$

où encore $S_c'(0)_{T=T_0} = (A - B)T_0 > 0$

Notons que cette dernière propriété est vérifiée d'après les résultats des figures 39 et 40.

D'autre part, une caractérisation effectuée à l'analyseur de réseaux, d'un circulateur associé au câble qui le relie à la charge de référence R_c , nous montre l'existence de ces pertes (figure 42).

Par conséquent, une deuxième voie d'approche consiste à prendre en compte cette donnée, ce qui conduit à de nouvelles valeurs expérimentales de $S_c(0) / S_{cT}(0)$ que l'on représente également figure 41.

Mais, dans ces conditions, les valeurs expérimentales sont maintenant inférieures aux valeurs théoriques d'environ 18 à 20%.

Cet écart peut s'expliquer par le fait que nous avons établi l'expression de $S_{cT}(\tau)$ en considérant un coupleur hybride 3 dB idéal dans toute la bande passante du corrélateur.

Nous donnons, figure 43, une autre confrontation théorie expérience menée sur les mêmes éléments dissipatifs $Z(f)$ pour laquelle la normalisation, aussi bien théorique qu'expérimentale, n'est plus réalisée par rapport à la situation dite à "corrélation totale" mais est effectuée par rapport au cas pratique du té non adapté terminé par une impédance $Z(f) = R_c$. A partir de cette nouvelle normalisation, on observe un bien meilleur accord entre théorie et expérience : les écarts moyens sont alors de l'ordre de $\pm 2\%$.

Ce résultat montre bien l'influence des imperfections des composants. La réduction des erreurs dans ce dernier cas peut être attribuée au fait que la normalisation est ici effectuée par rapport à un circuit de même nature.

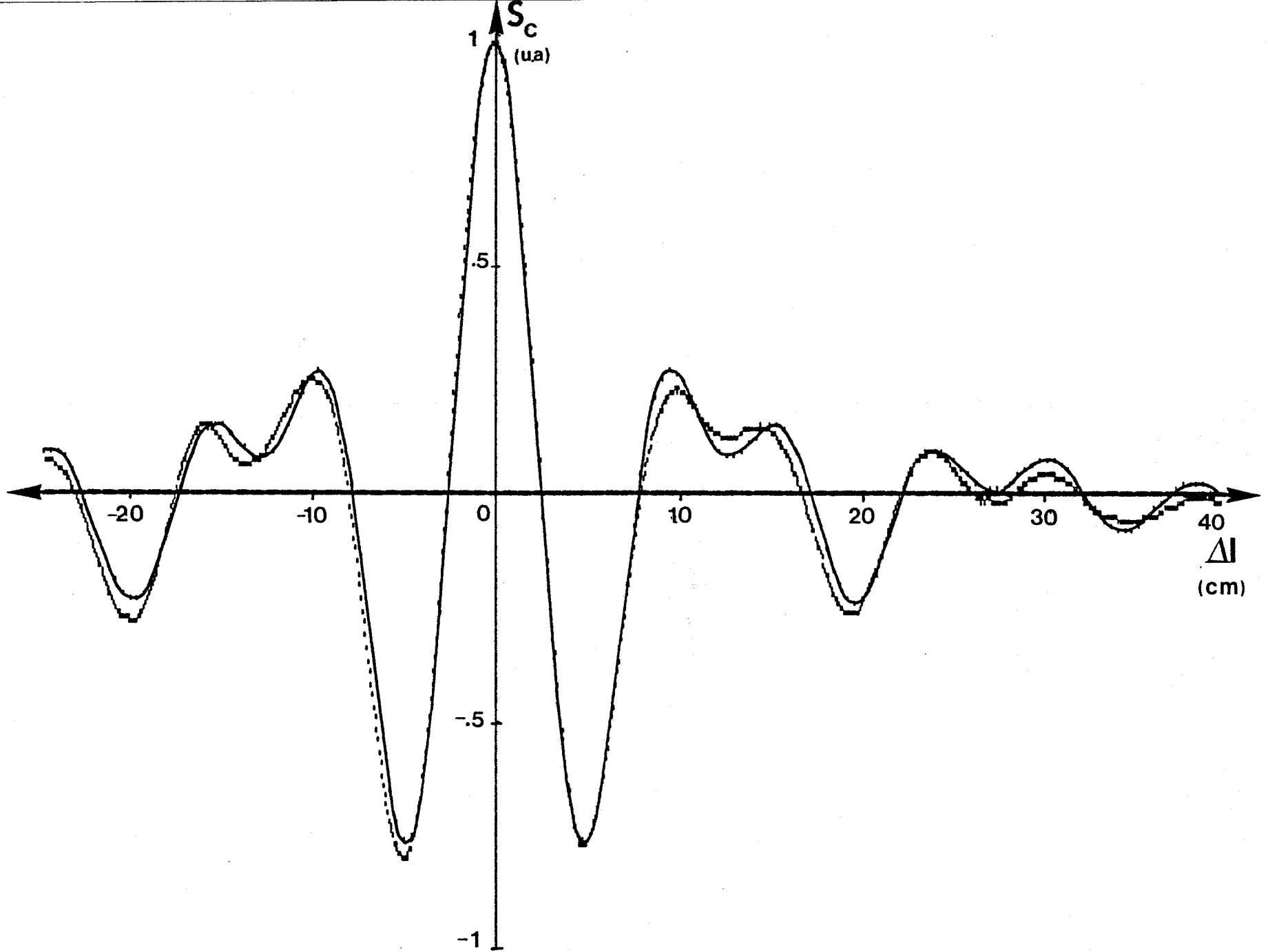


Figure 44 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $Z(f) = Rc$ ($x = 0$ mm, $l_2 = 8,58$ mm)

----- : expérience ($T = 40,6$ °C; $T_0 = 20,7$ °C; constante d'intégration : 2s)

————— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

Nous obtenons par conséquent un bon accord théorie expérience notamment sur l'expression de $S_c(\tau)$ pour $\tau = 0$, établie en fonction de l'impédance $Z(f)$ de la charge dissipative.

La confrontation théorie-expérience va maintenant s'appliquer aux relevés effectués en fonction du temps de retard du corrélateur.

2.3.3 Vérifications sur les interférogrammes

Nous présentons figures 44, 45 et 46 des relevés donnant l'évolution du signal radiométrique $S_c(\tau)$ en fonction du temps de retard τ pour différentes charges dissipatives. Ces relevés ont été effectués dans les conditions précitées au § 1.5.2 et § 1.3.1 pour une constante d'intégration de 2 s des détecteurs synchrones. Sur ces tracés, nous faisons figurer l'évolution de $S_c(\tau)$ calculée (relation 14) à partir de la caractérisation des éléments dissipatifs étudiés dans la bande passante du corrélateur.

Les confrontations ainsi établies font apparaître un très bon accord théorie-expérience concernant l'évolution de $S_c(\tau)$.

Il est alors possible d'interpréter, à l'aide de l'expression 14, les diverses évolutions de $S_c(\tau)$ obtenues, que l'on attribue aux termes caractéristiques d'impédance liés à la charge dissipative $Z(f)$, soit :

$$\frac{R(f)}{\left[\left(R_c + 2R(f) \right)^2 + 4 \left(X(f) \right)^2 \right]} \quad (2-21)$$

Pour illustrer nos propos, nous donnons, figures 47 et 48 l'évolution fréquentielle de l'expression (21), que nous représentons également multipliée par la bande passante du système $|G(f)|$ dans le cas de deux charges dissipatives se référant aux tracés des figures 45 et 46.

Nous obtenons ainsi des bandes passantes équivalentes, caractérisées par une modification de la pondération appliquée à chaque fréquence et de la fréquence moyenne du système, qui sont dues à un effet de filtrage propre à chaque impédance localisée $Z(f)$.

Enfin, nous vérifions également le bon accord théorie expérience entre les différents relevés donnés figures 49 et 50 concernant l'introduction d'une longueur de ligne x sans pertes dans l'une des

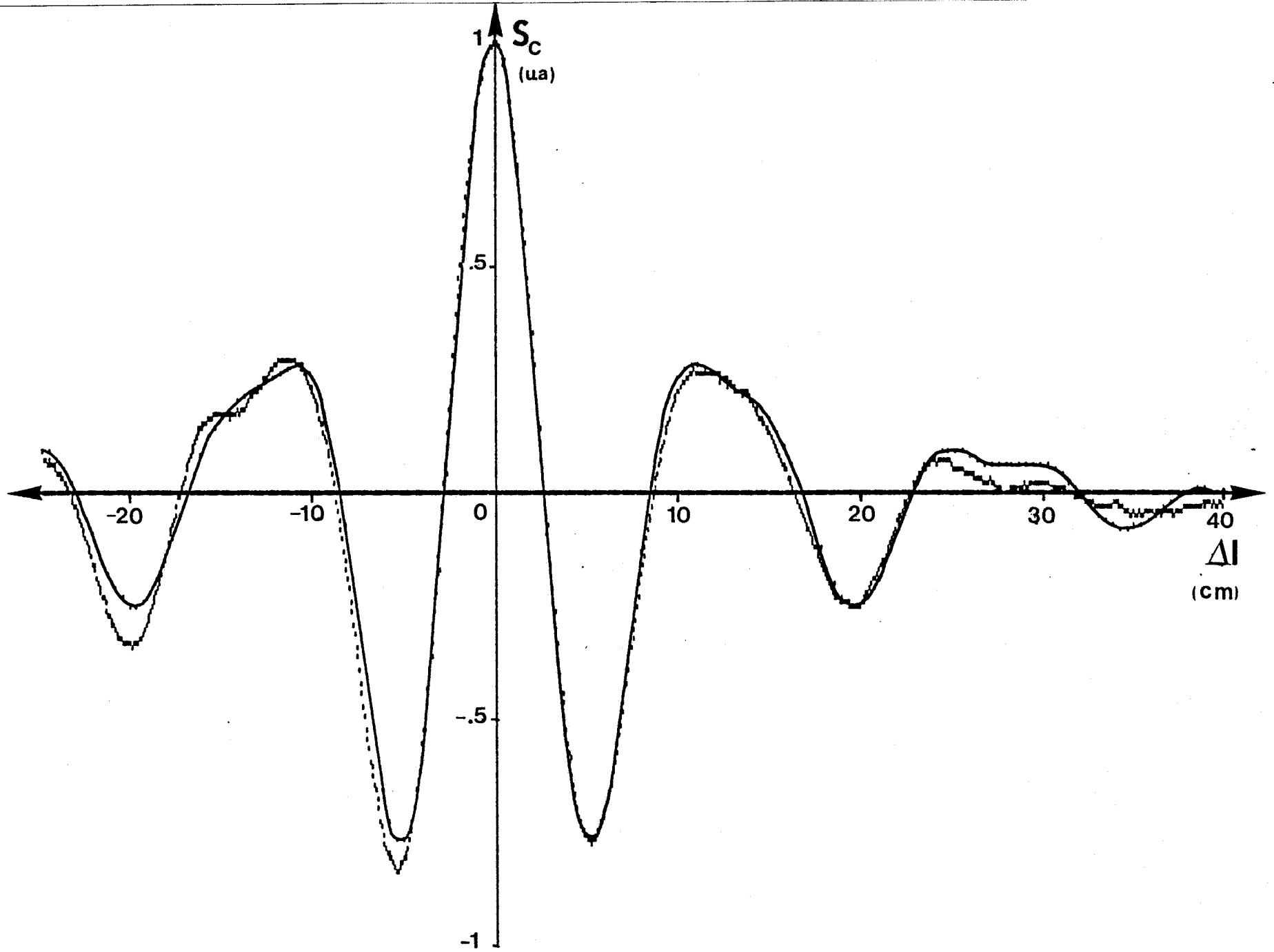


Figure 45 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3 dB terminé par un circuit-ouvert ($x = 0$ mm, $l_2 = 8,58$ mm)

-----: expérience ($T = 40,4$ °C; $T_0 = 22,6$ °C ; constante d'intégration : 2 s)

————: calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

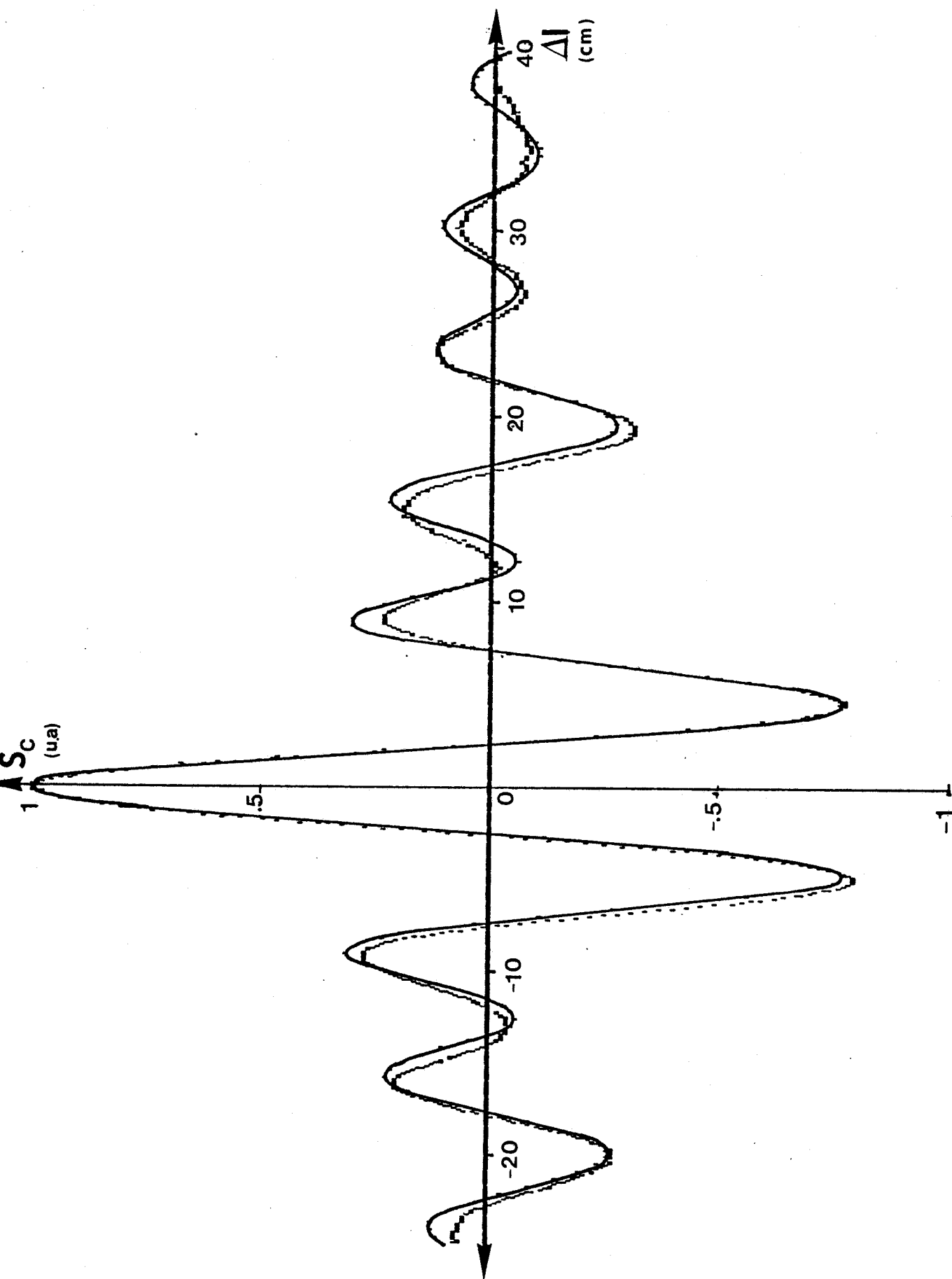


Figure 46 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit ($x = 0$ mm, $h_2 = 8,58$ mm)

: expérience ($T = 41,1$ °C; $T_0 = 21,5$ °C; constante d'intégration : 2 s)

: calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

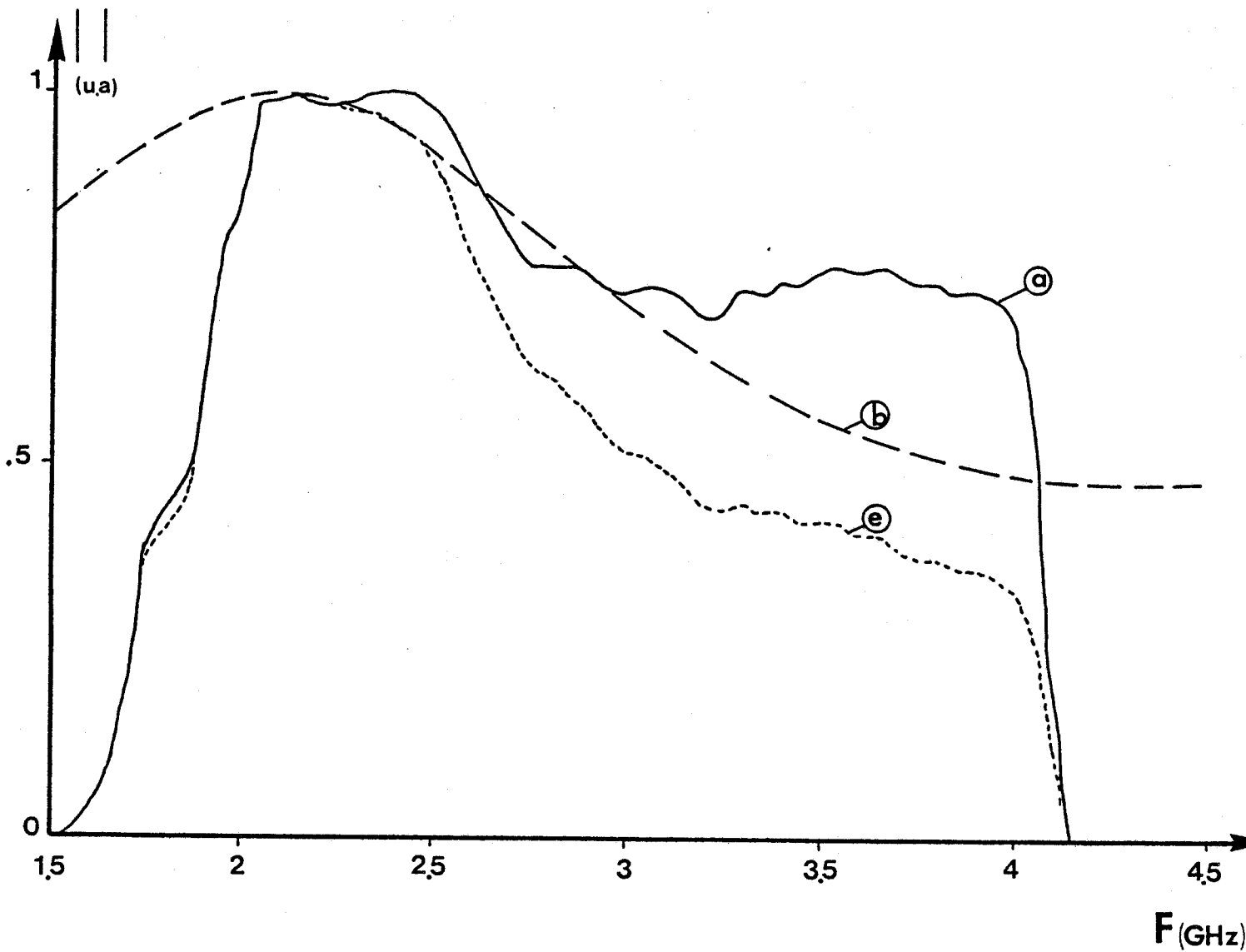


Figure 47 : Bande passante équivalente obtenue dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3dB terminé par un circuit-ouvert ($l_2 = 8,58$ mm)

a : Bande passante $|G(f)|$

b : calcul à partir de l'expression 21

e : Bande passante équivalente ($|G(f)| \cdot \text{expression 21}$)

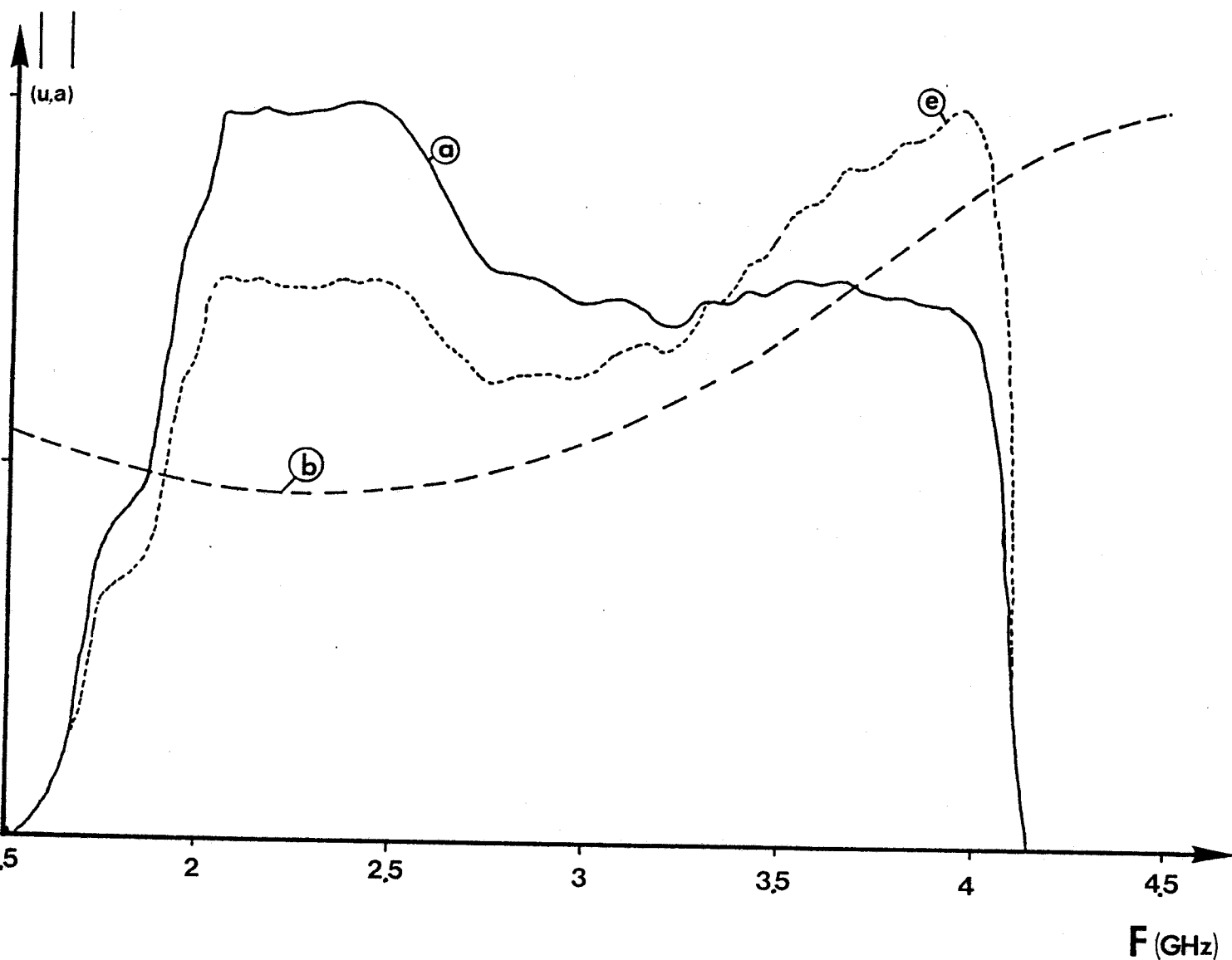


Figure 48 : Bande passante équivalente obtenue dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit ($l_2 = 8,58$ mm)

a : Bande passante $|G(f)|$

b : calcul à partir de l'expression 21

e : Bande passante équivalente ($|G(f)| \cdot \text{expression 21}$)

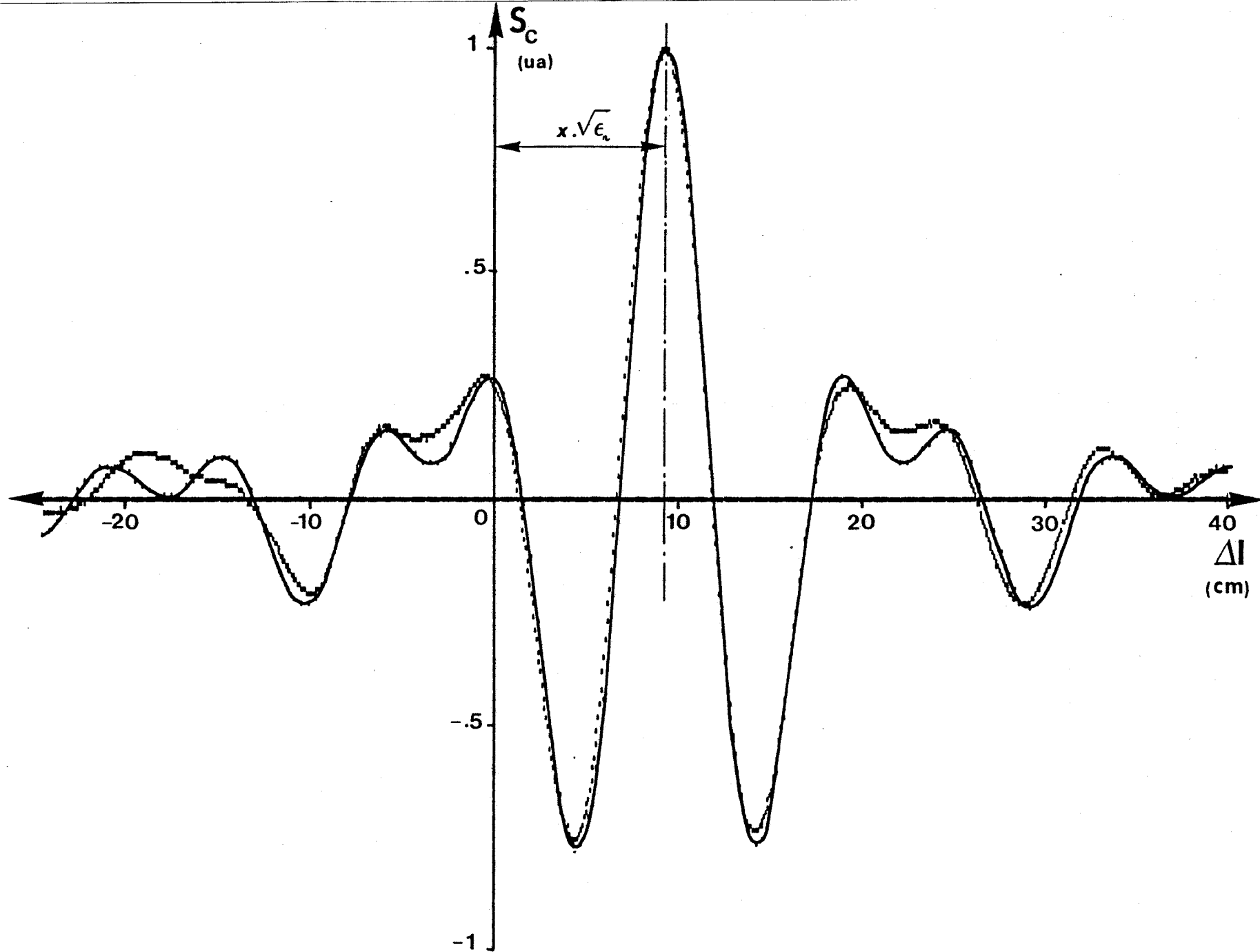


Figure 49 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $Z(f) = Rc$ ($x = 67,9$ mm, $l_2 = 8,58$ mm)

----- : expérience ($T = 40,9$ °C; $T_0 = 21,5$ °C ; constante d'intégration : 2 s)

————— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

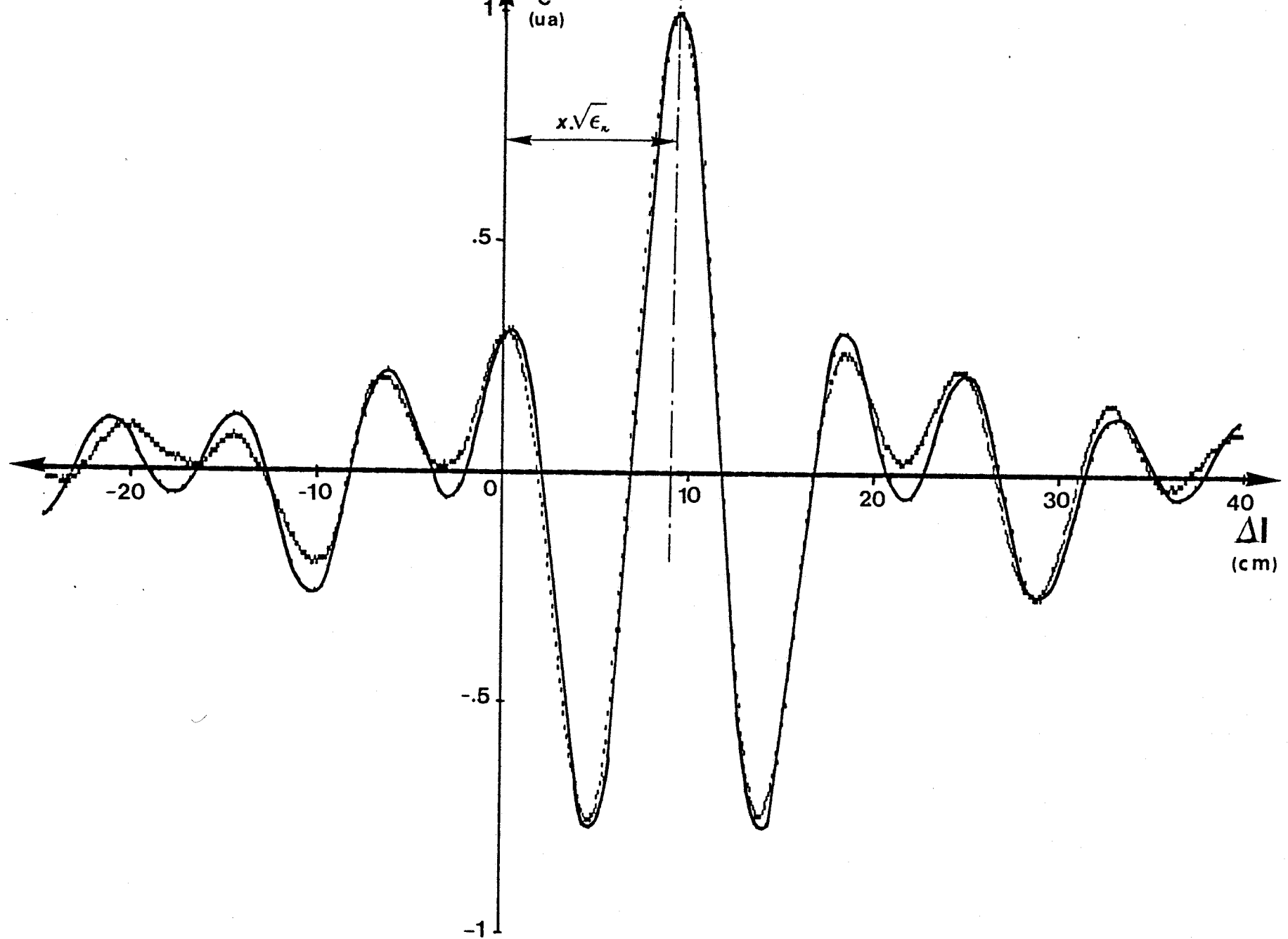


Figure 50 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit ($x = 67,9$ mm, $h_2 = 8,58$ mm)
 - - - : expérience ($T = 41,5$ °C; $T_0 = 21,9$ °C ; constante d'intégration : 2 s)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

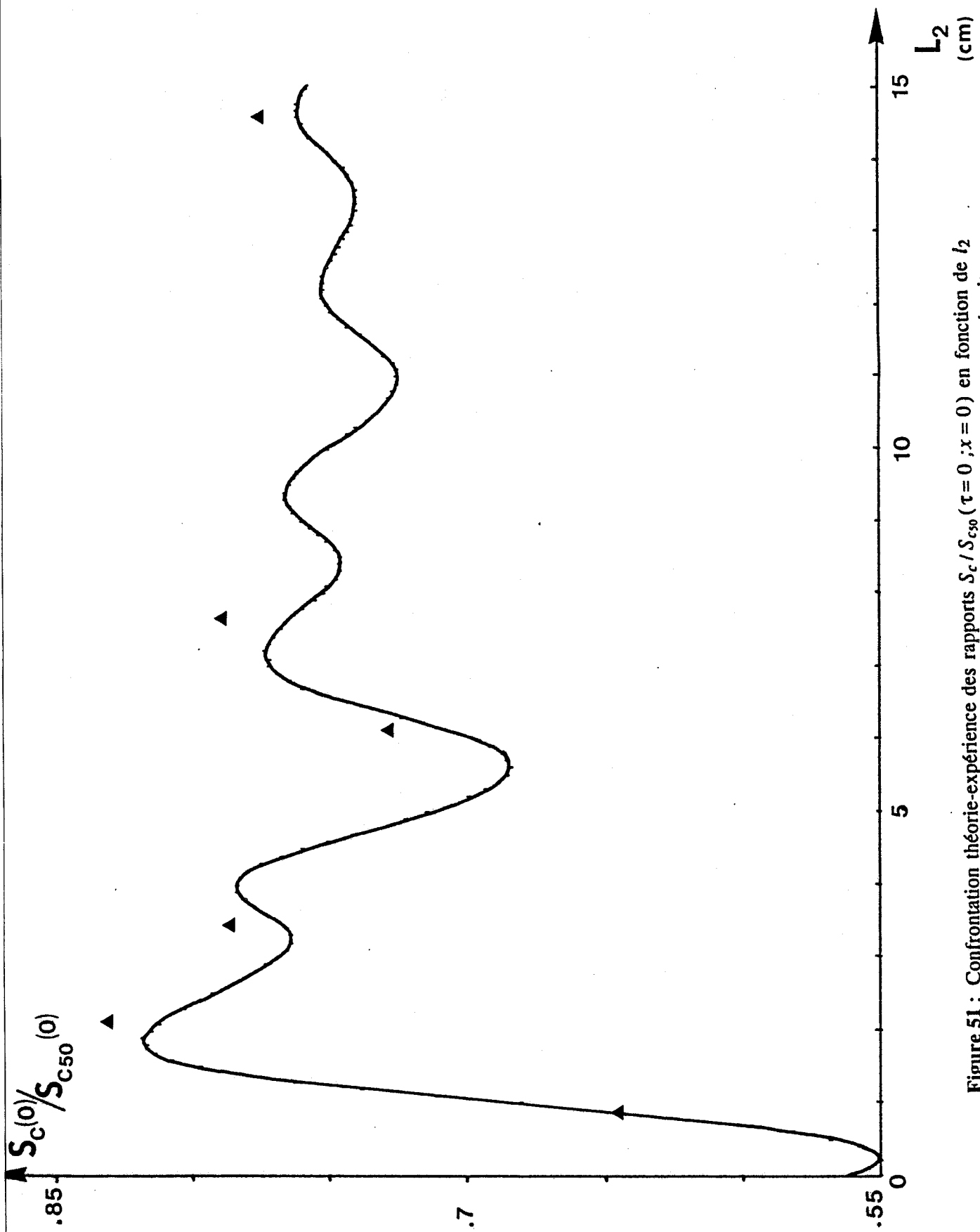


Figure 51 : Confrontation théorie-expérience des rapports $S_c / S_{c50} (\tau = 0 ; x = 0)$ en fonction de l_2 dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit.

▲ : rapports expérimentaux
 — : rapports théoriques

voies du corrélateur. Dans ces conditions, nous obtenons une erreur de positionnement sur les maximums de l'ordre de 1%, résultat comparable à celui obtenu en corrélation totale (§ 1.5.2).

Les conséquences d'un tel résultat pourraient être utilisées en vue de connaître la position d'une impédance $Z(f)$ sur la ligne.

2.3.4 Influence de la longueur l_2 sur $S_c \tau$

Compte tenu des vérifications effectuées précédemment, nous allons considérer le cas où une charge $Z(f)$ est située à l'extrémité d'une ligne sans pertes de longueur l_2 (§ 2.2.2) (figure 38), et étudier l'influence de cette longueur sur le signal radiométrique $S_c(\tau)$.

Une première étude concerne la valeur de $S_c(0)$ normalisée par rapport au signal obtenu dans le cas où $Z(f) = Rc$.

Dans ces conditions, la figure 51 montre un très bon accord entre les valeurs mesurées et celles calculées à partir de la relation 14. Une telle exploitation théorique montre ainsi que le rapport défini précédemment ($S_c(0) / S_{c_{50}}(0)$) tend à se stabiliser au delà d'une certaine valeur de l_2 qui, dans le cas présent, est de 30 cm.

Notons que cette stabilisation du rapport peut s'expliquer à partir des évolutions données par l'expression 21 et qu'une telle propriété peut s'avérer intéressante en thermométrie.

Une deuxième étude concerne les interférogrammes correspondants. Pour cela, nous donnons figures 52, 53, 54 et 55 les relevés expérimentaux obtenus en fonction de Δl ($\Delta l = \tau \cdot c$) et calculés (relation 14) concernant la même impédance et pour quatre valeurs de l_2 . Nous constatons encore un bon accord entre la théorie et l'expérience.

De même, nous remarquons que les interférogrammes se déforment puis se stabilisent pour s'identifier à celui obtenu dans le cas où $Z(f) = Rc$ (figure 44) ou à celui obtenu en corrélation totale (figure 27).

Cette évolution asymptotique de $S_c(\tau)$, observée pour des valeurs croissantes de l_2 , s'explique par les nouvelles évolutions fréquentielles obtenues par l'expression 21 (figures 48, 56 et 57).

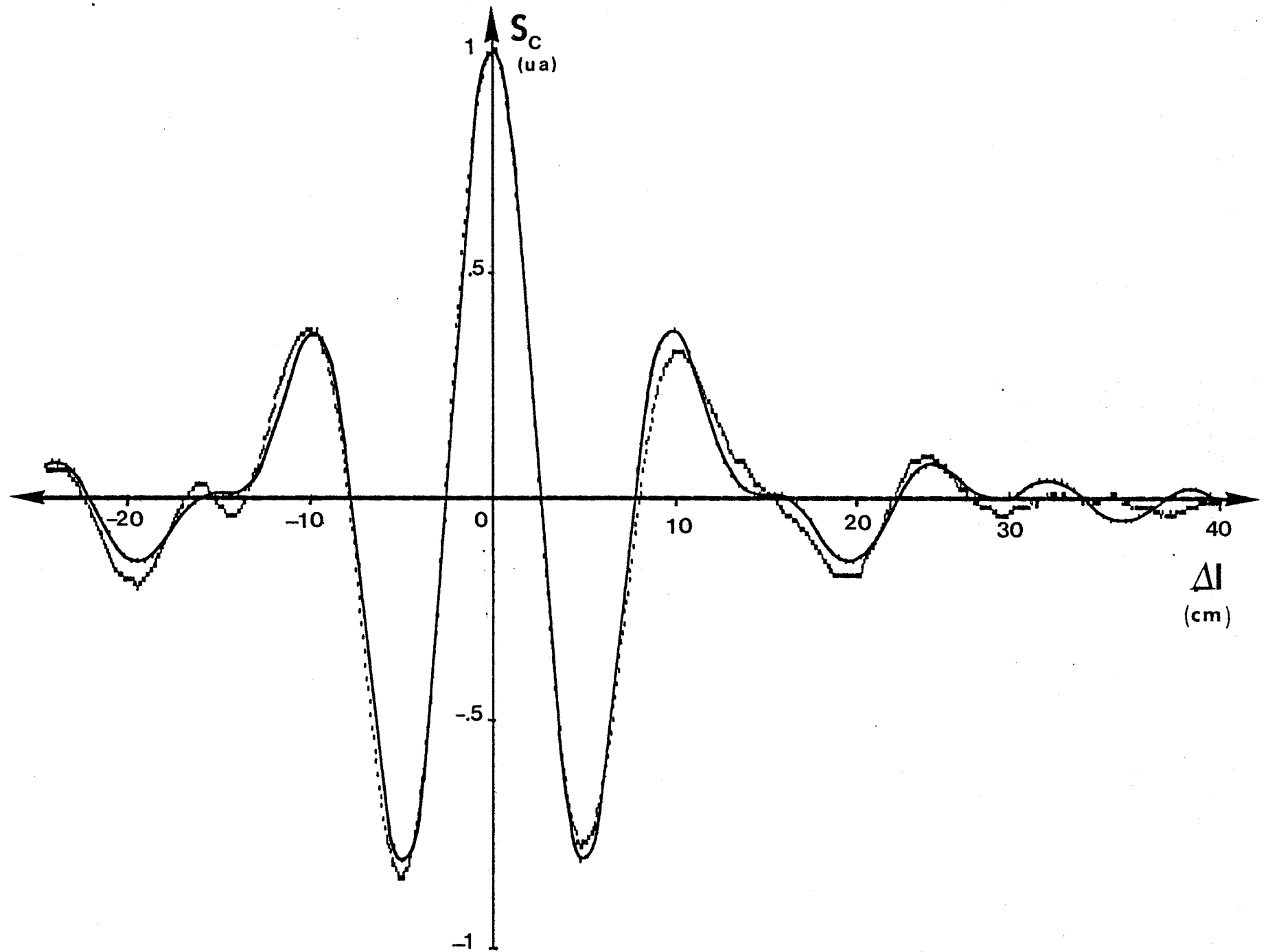


Figure 52 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $l_2 = 21,44$ mm ($x = 0$ mm, $Z(f) \rightarrow$ atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit)
 - - - - : expérience ($T = 33,1$ °C; $T_0 = 20,6$ °C; constante d'intégration : 2 s)

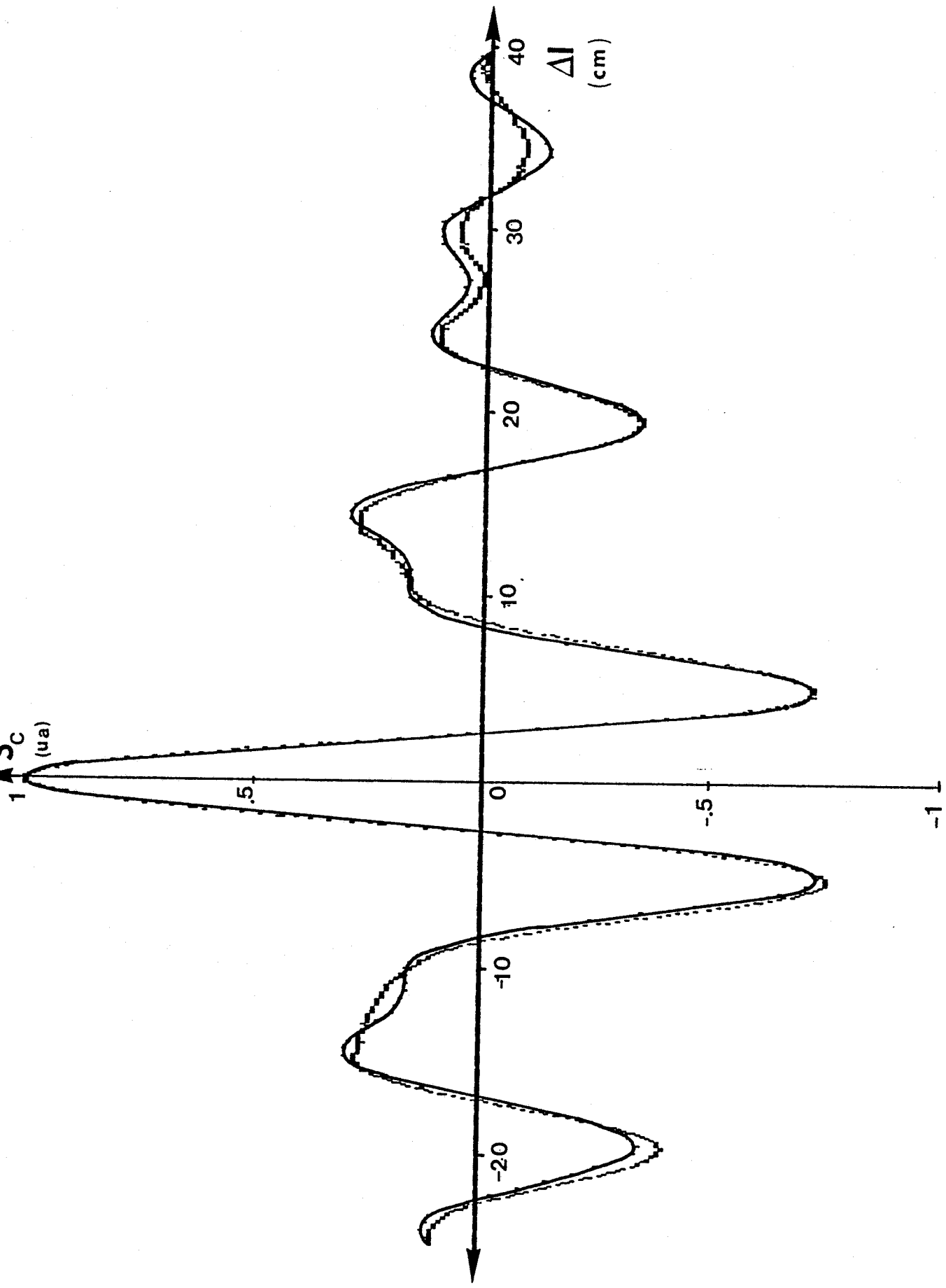


Figure 53 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $l_2 = 34,3$ mm ($x = 0$ mm)

$Z(f) \rightarrow$ atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit

--- : expérience ($T = 33,6$ °C; $T_0 = 19,8$ °C; constante d'intégration : 2 s)

— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

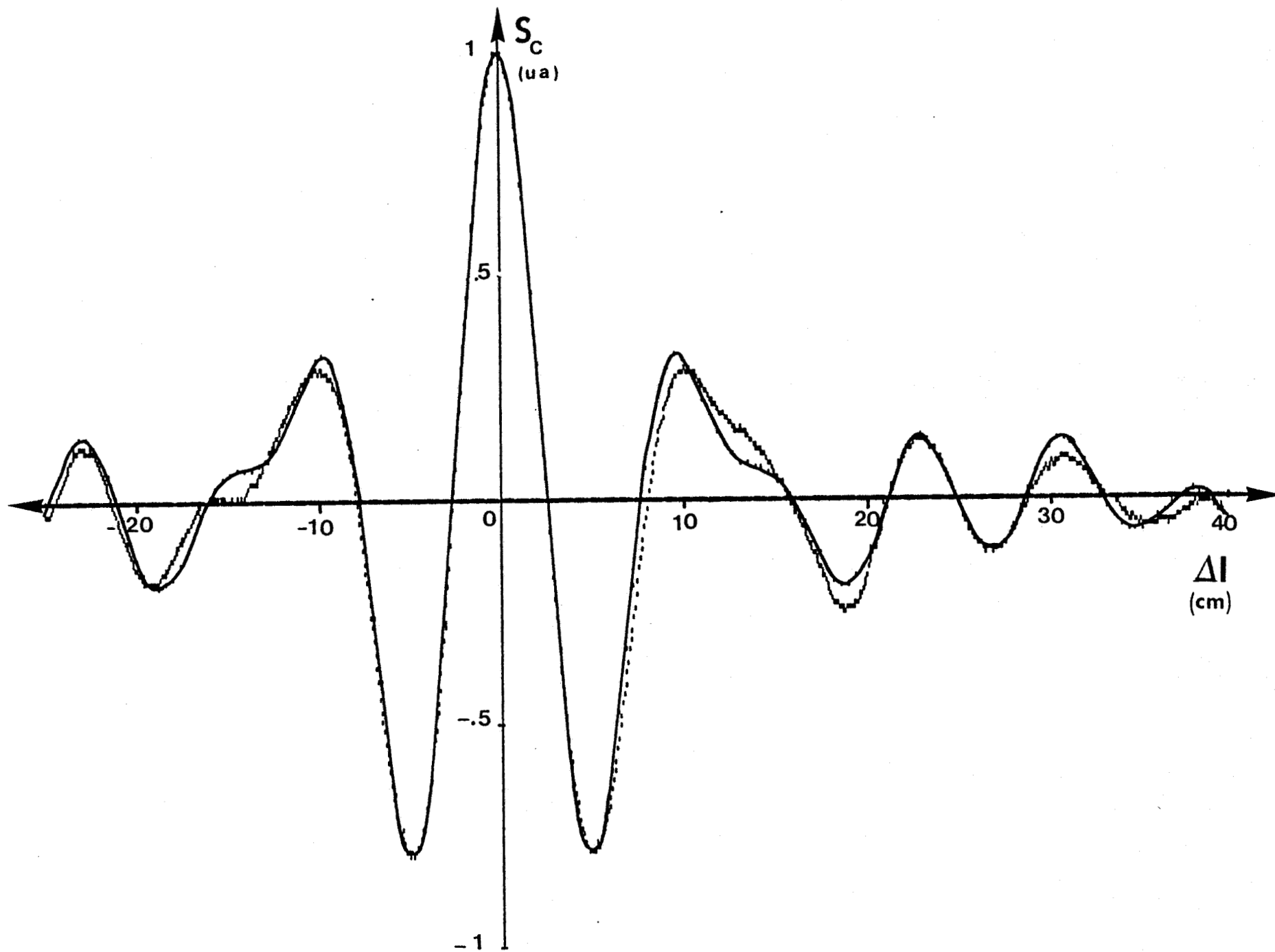


Figure 54 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $l_2 = 61,11$ mm ($x = 0$ mm, $Z(f) \rightarrow$ atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit)

----- : expérience ($T = 37,8$ °C; $T_0 = 20,7$ °C; constante d'intégration : 2 s)

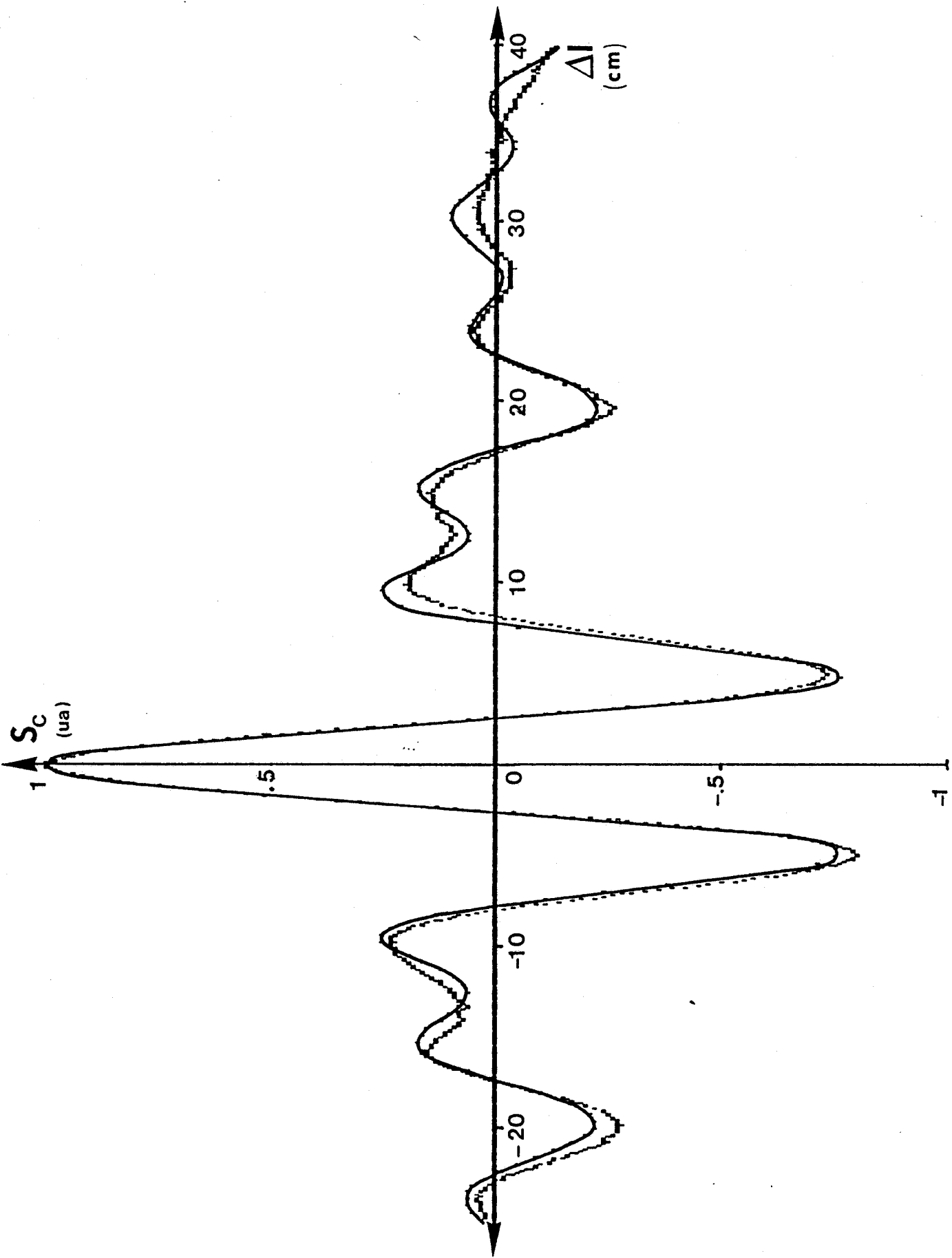


Figure 55 : Interférogramme relevé et calculé (relation 14) dans le cas où $l_2 = 146,2$ mm ($x = 0$ mm, $Z(f) \rightarrow$ atténuateur 3 dB terminé par un court-circuit)

--- : expérience ($T = 36,4$ °C; $T_0 = 20,1$ °C ; constante d'intégration : 2 s)

— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz; $f_2 = 4,1$ GHz)

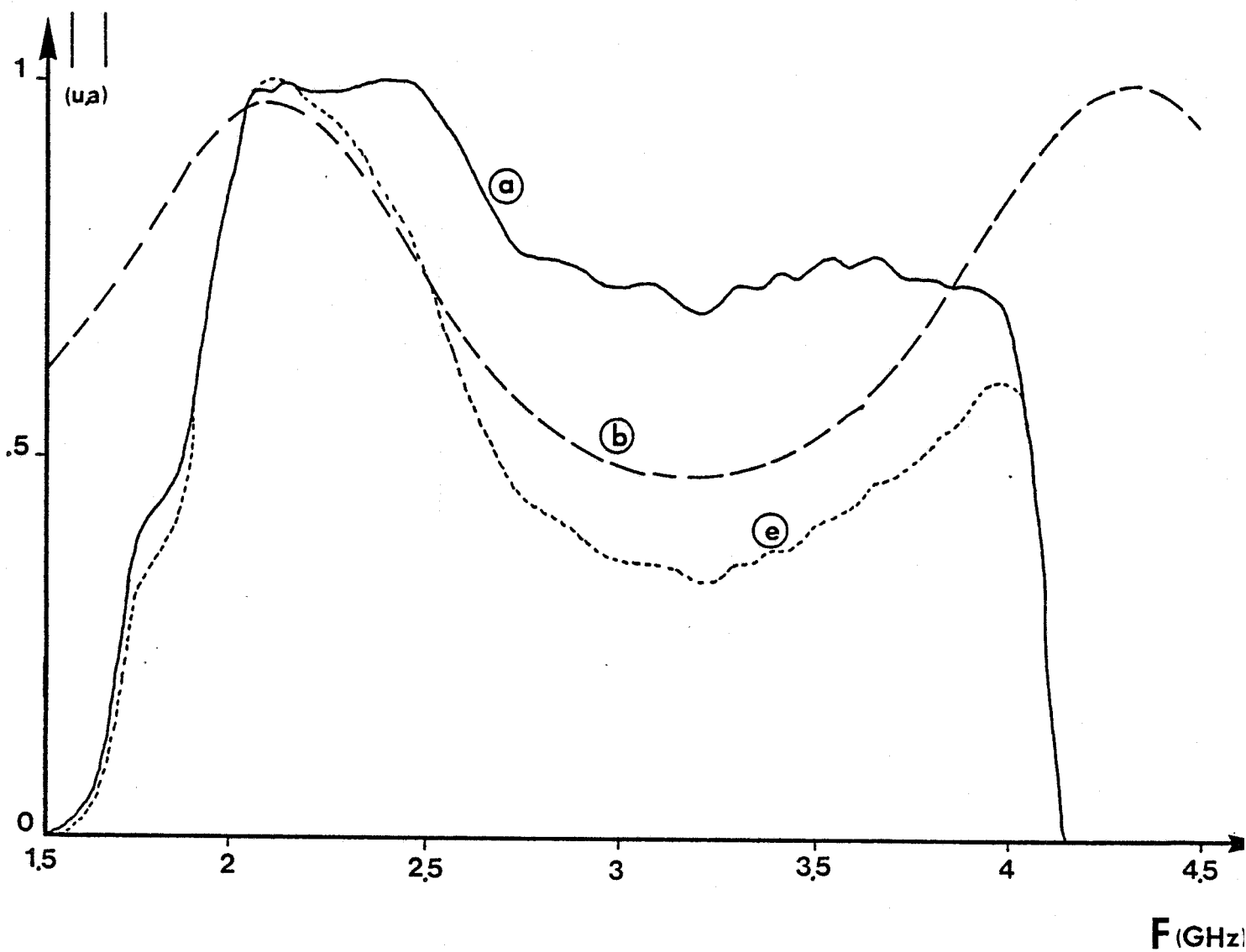


Figure 56 : Bande passante équivalente obtenue dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3dB terminé par un court-circuit ($l_2 = 34,3$ mm)

a : Bande passante $|G(f)|$

b : calcul à partir de l'expression 21

e : Bande passante équivalente ($|G(f)|$. expression 21)

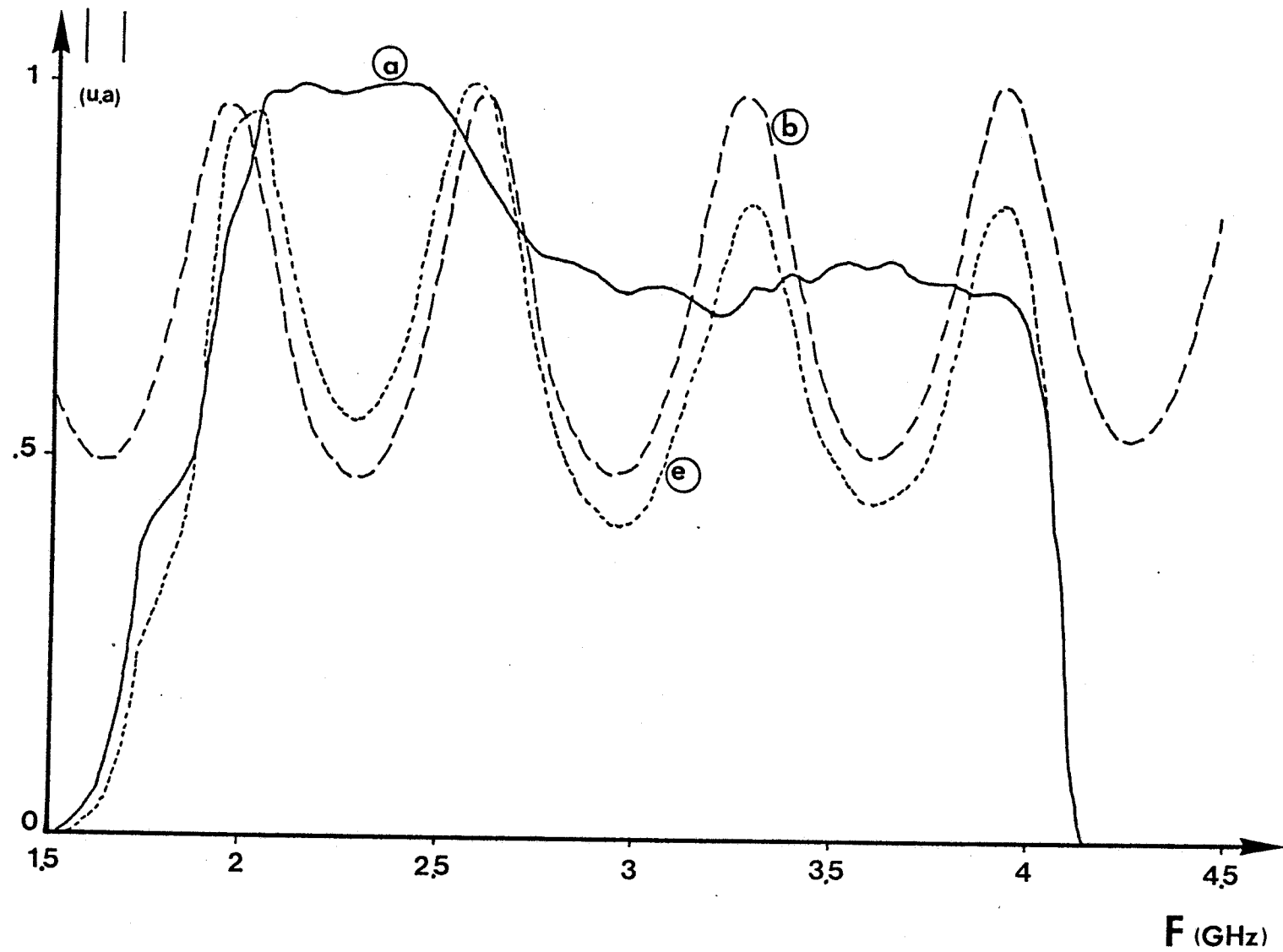


Figure 57 : Bande passante équivalente obtenue dans le cas où $Z(f)$ est constituée d'un atténuateur 3dB terminé par un court-circuit ($l_2 = 146,2$ mm)

- a : Bande passante $|G(f)|$
- b : calcul à partir de l'expression 21
- e : Bande passante équivalente ($|G(f)|$. expression 21)

2.4 conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la réponse d'un corrélateur aux entrées duquel on a connecté un quadripôle dissipatif constitué, dans la figuration la plus simple, d'une impédance shunt $Z(f)$.

Une nouvelle expression du signal radiométrique, définie en fonction de l'impédance $Z(f)$, s'avère en accord avec le calcul du chapitre précédent. Cette expression a permis d'effectuer des vérifications satisfaisantes des résultats expérimentaux sur l'expression de $S_c(\tau)$ pour la valeur $\tau = 0$ et sur les interférogrammes.

On constate que le signal radiométrique $S_c(\tau)$ dépend de la nature de $Z(f)$, de sa température, et de la position de l'impédance sur la ligne sans pertes.

Ainsi cette étude préliminaire, effectuée sur un cas simple, démontre que l'on peut effectivement tirer parti du signal radiométrique pour obtenir à la fois des informations sur la constitution du quadripôle et sur sa température.

Enfin, comparé aux techniques radiométriques classiques dérivées du radiomètre à puissance totale [3 - 7], ce procédé de mesure utilisant un radiomètre à corrélation donne des informations supplémentaires sur la position de l'impédance $Z(f)$ sur une ligne sans pertes.

Nous allons maintenant envisager une situation plus complexe, celle d'une ligne dissipative homogène.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 2

- [1] LAUER Ph., LEROY Y., VAN DE VELDE JC., MAMOUNI A.
"Thermometry of impedances by correlation radiometry" Electronics Letters, 3rd Dec. 1987, vol. 23, N° 25
- [2] SUTHERLAND A.D, VAN DER ZIEL A.
"Some Pitfalls in millimeter-wave noise measurements utilizing a cross-correlation receiver" I.E.E.E. Trans. MTT-30, N° 5, pp 715 - 718, may 1982
- [3] MILLER C.K.S, DAYWITT W.C., ARTHUR M.G.
"Noise standards, measurements, and receiver noise definitions" Proc. of the I.E.E.E., vol 55, N° 6, pp 865-877, june 1967
- [4] WAIT D.F.
"The precision measurement of noise temperature of mismatched noise generators" I.E.E.E. M.T.T. - 18, N° 10, pp 715-724, october 1970
- [5] YOKOSHIMA I.
- "A generalized performance analysis of one port measuring instruments with signal generators" I.E.E.E. Trans. I.M. - 21, N° 2, pp 135-140, may 1972
- "Direct Measurement Techniques of transmission Line corrections for thermal noise standards" I.E.E.E. Trans. I.M. - 25, N° 2, pp 138-145, june 1976
- [6] KATO Y., YOKOSHIMA I.
- "A 4 GHz Band Low-noise Measurement System" I.E.E.E. Trans I.M - 36, N° 1, pp 60-66, march 1987
- "A practical method for calibrating a coaxial noise source with a waveguide standard" I.E.E.E. Trans M.T.T. - 35, N° 12, pp 1419-1423, december 1987
- [7] KATO Y., KOMIYAMA K, YOKOSHIMA I.
"A method for evaluating the noise temperature of microwave thermal noise sources by introducing an auxiliary transmission line" I.E.E.E. Trans M.T.T. - 36, N° 1, pp 145-147, january 1988

CHAPITRE 3

**Bruit thermique d'une cellule coaxiale isotherme remplie d'un diélectrique
reliée aux entrées du corrélateur**

CHAPITRE 3

**Bruit thermique d'une cellule coaxiale isotherme remplie d'un diélectrique
reliée aux entrées du corrélateur**

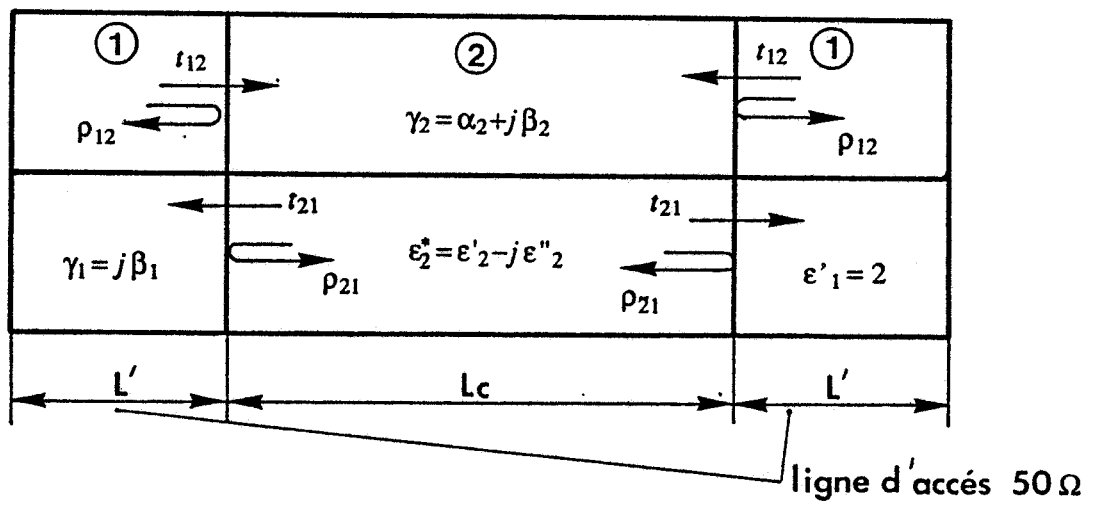


Figure 58 : Schéma de principe de la cellule coaxiale isotherme et définition des coefficients relatifs aux phénomènes de propagation en onde T.E.M.

Chapitre 3

Bruit thermique d'une cellule coaxiale isotherme remplie d'un diélectrique reliée aux entrées du corrélateur

3.1 Introduction

Dans un ordre de complexité croissante, l'étude d'une ligne à constantes réparties constitue une étape supplémentaire au problème de la réponse d'un quadripôle dissipatif relié à un radiomètre à corrélation.

Nous considérons le cas d'une cellule coaxiale remplie d'un diélectrique homogène et isotrope qui présente des pertes (conductance linéique par unité de longueur $g \neq 0$).

On étudie d'abord les transferts radiatifs qui nous fournissent des données permettant de calculer le signal radiométrique $S_c(\tau)$.

Ces relations sont ensuite appliquées au cas pratique des lignes servant à l'expérience, dans un but de confrontation.

Une réflexion sur cette étude nous indique les applications possibles du procédé.

3.2 Signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une cellule coaxiale isotherme

Avant d'établir l'expression du signal radiométrique, nous procédons à quelques vérifications concernant les formulations des puissances mises en jeu.

3.2.1 Vérifications préliminaires

3.2.1.1 Expressions des paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale isotherme.

Nous présentons, figure 58, le schéma de principe de la cellule coaxiale à partir duquel nous établissons les expressions des paramètres S_{ij} caractérisant le quadripôle dissipatif symétrique.

La réalisation technologique est effectuée à partir de fiches coaxiales de type S.M.A. où les rayons des conducteurs intérieurs et extérieurs sont les mêmes en tout point de la cellule.

Les lignes d'accès (longueur l'), dont les conducteurs sont séparés par un diélectrique sans pertes (téflon, $\epsilon'_1 = 2$) présentent une impédance caractéristique de 50Ω , et la cellule de longueur lc est remplie d'un matériau de permittivité complexe $\epsilon_2^* = \epsilon'_2 - j\epsilon''_2$.

Dans le cas présent, nous considérons une propagation d'onde de type T.E.M. dans la cellule coaxiale, sachant que les dimensions de celle-ci (diamètres intérieur et extérieur des conducteurs) sont choisies de façon à éviter l'existence de modes guidés supplémentaires.

Par conséquent, les coefficients de réflexion et de transmission des dioptries, établis en fonction des permittivités de la cellule, s'écrivent (fréquence f et température T) [4] [5] :

$$\rho_{ij} = \frac{n_i^* - n_j^*}{n_i^* + n_j^*} \quad (3-1)$$

$$t_{ij} = 1 + \rho_{ij} = \frac{2n_i^*}{n_i^* + n_j^*} \quad (3-2)$$

avec $i, j = 1, 2$; indices relatifs des milieux 1 et 2

n_i^* ; indice de réfraction du milieu i

soit :

$$\text{- milieu 1 : } n_1^* = n_1 = \text{Re} \{ \sqrt{\epsilon_1^*} \} = \sqrt{\epsilon'_1}$$

$$\text{- milieu 2 : } n_2^* = n_2 - jk_2 = \text{Re} \{ \sqrt{\epsilon_2^*} \} - j | \text{Im} \{ \sqrt{\epsilon_2^*} \} |$$

$$\text{avec } n_2 = \text{Re} \{ \sqrt{\epsilon_2^*} \} = \left[\frac{1}{2} (\epsilon'_2 + \sqrt{\epsilon'^2_2 + \epsilon''^2_2}) \right]^{1/2}$$

$$k_2 = | \text{Im} \{ \sqrt{\epsilon_2^*} \} | = \epsilon''_2 \left[2 (\epsilon'_2 + \sqrt{\epsilon'^2_2 + \epsilon''^2_2}) \right]^{-1/2}$$

De même, les constantes de propagation s'écrivent respectivement :

$$\text{- milieu 1 : } \gamma_1 = j\beta_1$$

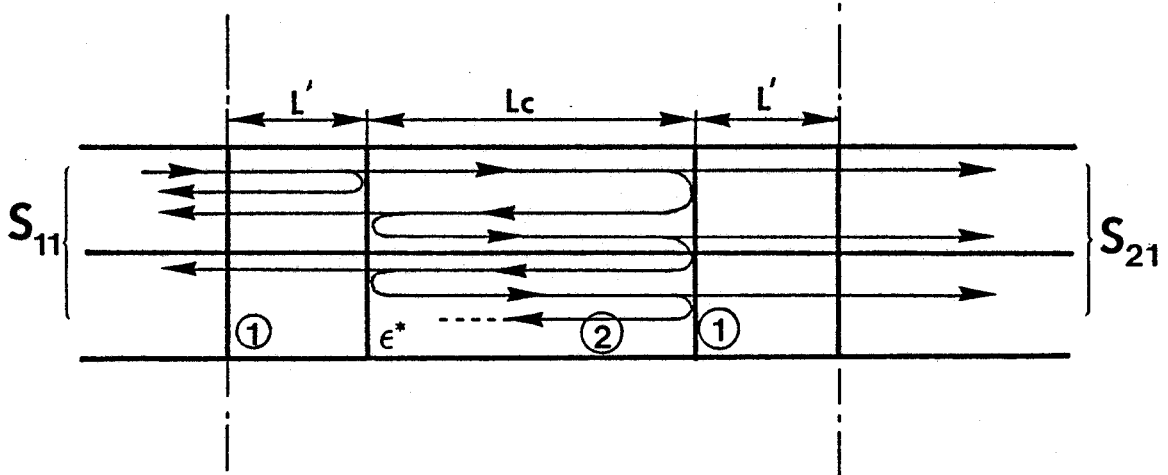


Figure 59 : Trajets des ondes réfléchies et transmises donnant les paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale isotherme.

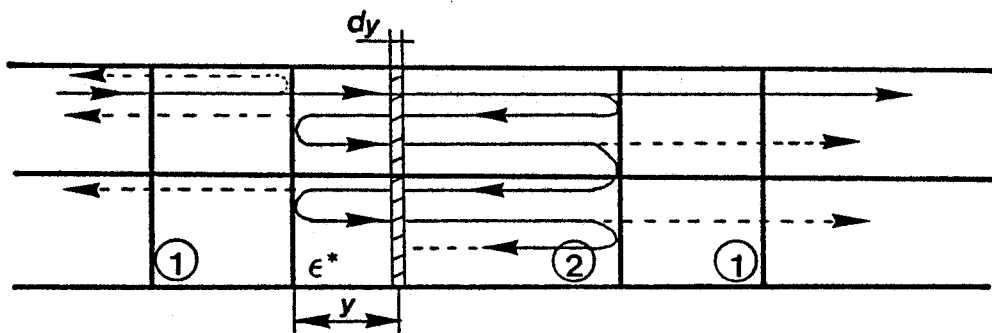


Figure 60 : Schéma de principe permettant de calculer l'absorption de la cellule coaxiale à partir de l'absorption d'une tranche d'épaisseur dy .

avec $\beta_1 = \frac{2\pi}{c} f \sqrt{\epsilon'_1}$, constante de longueur d'onde (rad m^{-1})

- milieu 2 : $\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2$

avec $\alpha_2 = \frac{\pi f \epsilon''_2}{c} \left(\frac{1}{2} (\epsilon'_2 + \sqrt{\epsilon'^2_2 + \epsilon''^2_2}) \right)^{-1/2}$; atténuation en tension (Np m^{-1})

et $\beta_2 = \frac{2\pi}{c} f \left(\frac{1}{2} (\epsilon'_2 + \sqrt{\epsilon'^2_2 + \epsilon''^2_2}) \right)^{1/2}$; constante de longueur d'onde (rad m^{-1})

A partir de ces définitions, on déduit les paramètres S_{ij} du quadripôle dissipatif symétrique isotherme, compte tenu des réflexions multiples engendrées à l'intérieur de la cellule coaxiale de longueur lc (figure 59). Soit, à la fréquence f et à la température T (Annexe B) :

- paramètre de réflexion

$$S_{11} = S_{22} = \left[\rho_{12} + \frac{t_{12} t_{21} \rho_{21} e^{-2\gamma_2 lc}}{1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}} \right] e^{-2\gamma_1 l'} \quad (3-3)$$

- paramètre de transmission

$$S_{21} = S_{12} = \left[\frac{t_{12} t_{21} e^{-\gamma_2 lc}}{1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}} \right] e^{-2\gamma_1 l'} \quad (3-4)$$

3.2.1.2 Loi de conservation de l'énergie

Par application de la loi de conservation de l'énergie, l'absorption du quadripôle dissipatif est donnée par :

$$Abs = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (3-5)$$

On peut également, dans un but de vérification, établir l'expression donnant l'absorption de la cellule coaxiale par sommation des différentes absorptions liées aux tranches d'épaisseur dy formant la cellule coaxiale dissipative.

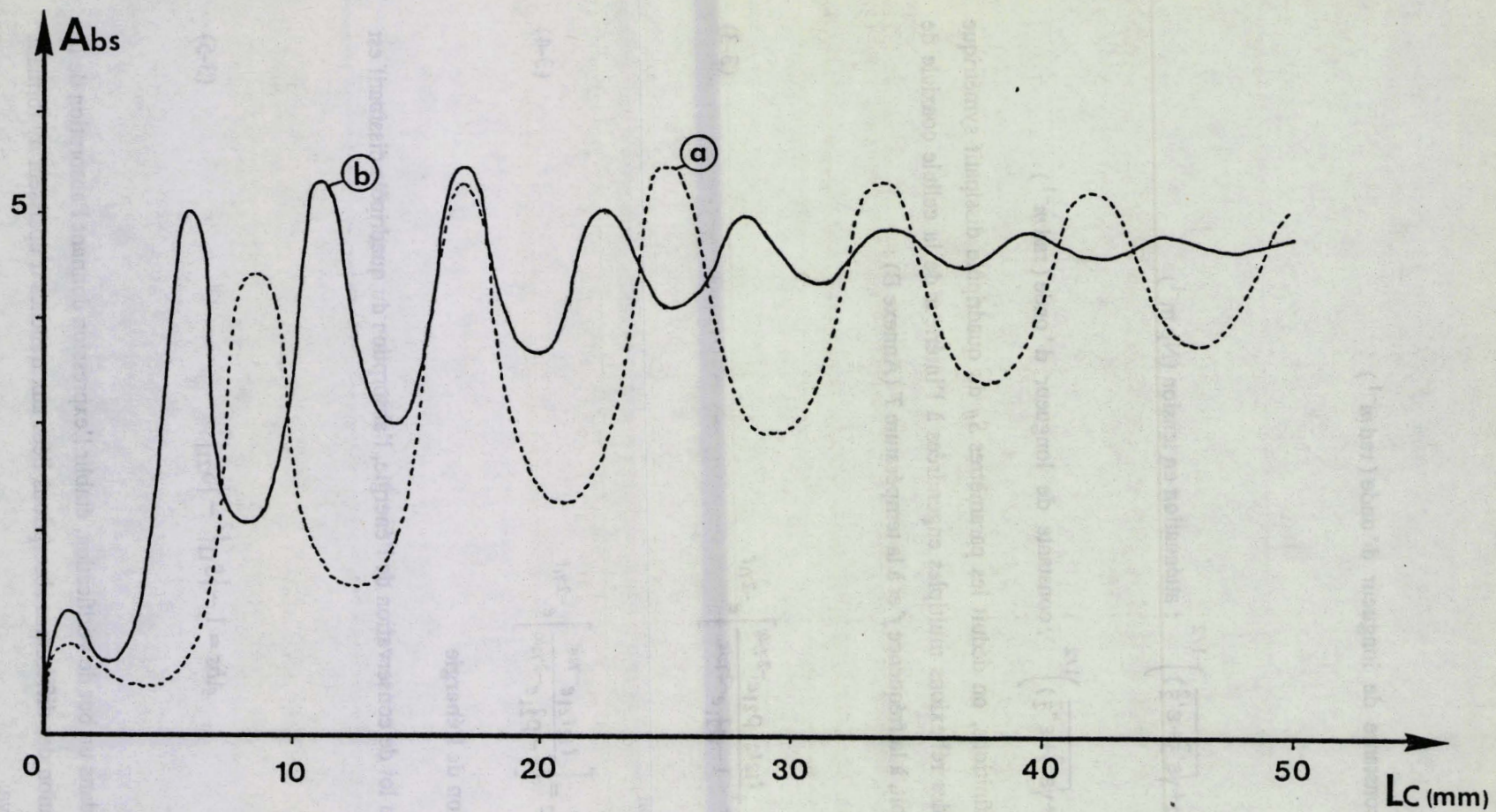


Figure 61 : Evolution de l'absorption de la cellule coaxiale isotherme en fonction de la longueur lc .
(milieu dissipatif : eau à $T = 20$ °C (§ 3.3.1))

a : $f = 2$ GHz

b : $f = 3$ GHz

Dans ces conditions, l'absorption en puissance d'une tranche dy située à une distance y dans la cellule (figure 60) s'écrit (Annexe C) :

$$\delta Abs = \frac{2 \alpha_2 dy (1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l}|^2} |e^{-\gamma_2 y} + \rho_{21} e^{-\gamma_2(2l-y)}|^2 \quad (3-6)$$

En intégrant cette expression sur la longueur lc de la cellule coaxiale, on accède à l'absorption totale du quadripôle dissipatif qui est donnée par :

$$Abs = \frac{(1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\alpha_2 lc}|^2} \left[1 - e^{-2\alpha_2 lc} + |\rho_{12}|^2 (e^{-2\alpha_2 lc} - e^{-4\alpha_2 lc}) - 2e^{-2\alpha_2 lc} \left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) |\rho_{12}| (\sin(\varphi_1) + \sin(2\beta_2 lc - \varphi_1)) \right] \quad (3-7)$$

avec $\rho_{12} = |\rho_{12}| e^{j\varphi_1}$, coefficient de réflexion en onde T.E.M. défini à l'interface des milieux 1 et 2 (figure. 58)

Ces différentes formulations analytiques définissant l'absorption du quadripôle dissipatif, se vérifient numériquement à partir d'exemples calculés donnés figure 61.

Par conséquent, compte tenu de cette première vérification, nous allons maintenant exprimer les différentes puissances transmises entre les éléments dissipatifs du circuit dans le cas de la configuration simplifiée du corrélateur.

3.2.1.3 Bilan des transferts radiatifs

A partir du circuit donné figure 62, nous établissons les différentes puissances échangées entre les éléments dissipatifs du système.

Pour cela, nous utilisons les formulations établies au § 1.4.2.1 qui correspondent aux puissances de bruit transmises et réfléchies par les sources de bruit de Nyquist associées aux résistances R_{c_i} .

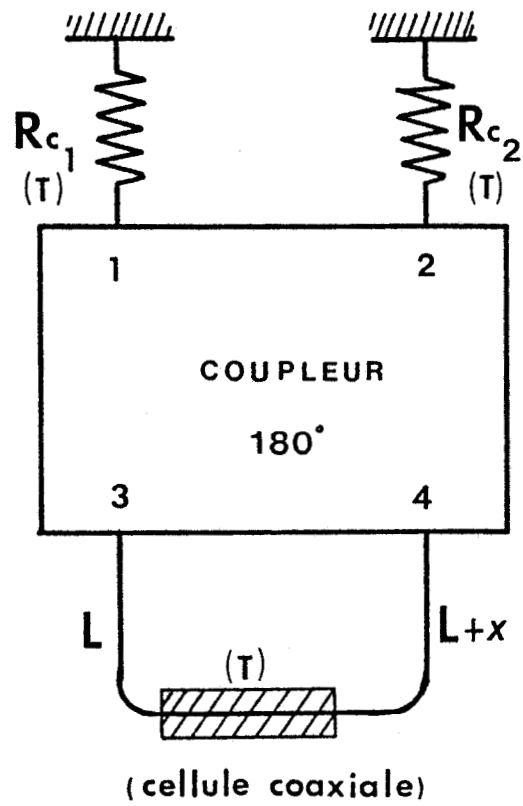


Figure 62 : Configuration simplifiée permettant d'établir le bilan des transferts radiatifs entre les différentes charges dissipatives R_{c_i} et la cellule coaxiale isotherme.

Ces diverses puissances, établies en fonction des paramètres S_{ij} du quadripôle dissipatif définis précédemment (relations 3 et 4) s'écrivent, pour 1 Hz de bande passante et à la température T :

- Puissances créées par la *f.e.m.* de bruit liée à R_{c1} :

- transmise à R_{c2} :

$$\delta R_{R_{c2}} = kT |S_{11}|^2 (1 - \cos(2\beta x)) \quad (3-8)$$

- réfléchie vers R_{c1} :

$$\delta P_{R_{c1}} = \frac{kT}{2} \left[|S_{11}|^2 (1 + \cos(2\beta x)) + 2 |S_{21}|^2 - 4 |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (3-9)$$

- transmise à la cellule coaxiale (par application de la loi de conservation de l'énergie) :

$$\delta P_c = kT \left[1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 + 2 |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (3-10)$$

- Puissances créées par la *f.e.m.* de bruit liée à R_{c2} :

- transmise à R_{c1} :

$$\delta P_{R_{c1}'} = \frac{kT}{2} |S_{11}|^2 (1 - \cos(2\beta x)) \quad (3-11)$$

- réfléchie vers R_{c2}

$$\delta P_{R_{c2}'} = \frac{kT}{2} \left[|S_{11}|^2 (1 + \cos(2\beta x)) + 2 |S_{21}|^2 + 4 |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x) \right] \quad (3-12)$$

- transmise à la cellule coaxiale (par application de la loi de conservation de l'énergie) :

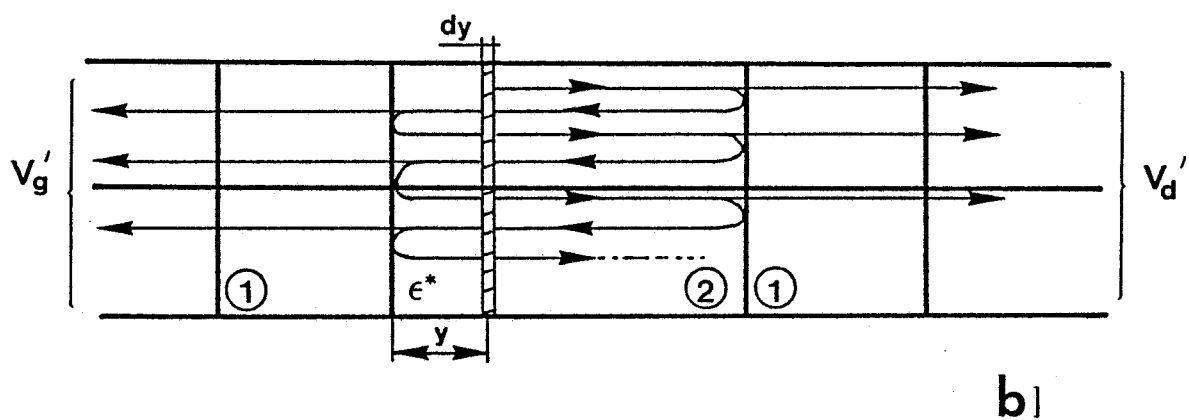
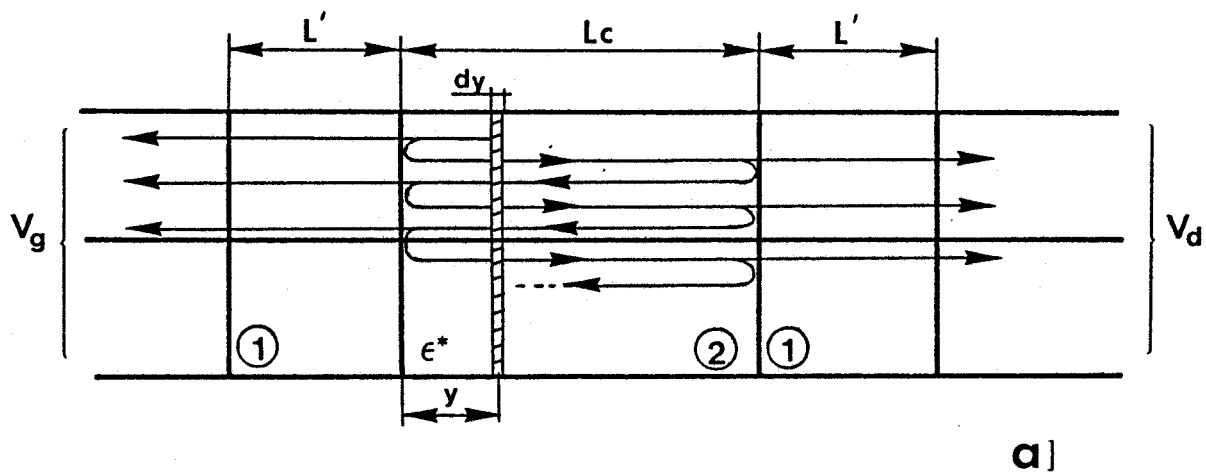


Figure 63 : Schéma de principe permettant de calculer l'émissivité d'une tranche d'épaisseur dy de la cellule coaxiale isotherme en considérant les deux contributions (a) et (b) du signal de bruit émis par une tranche d'épaisseur dy .

$$\delta P_c' = kT [1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 - 2 |S_{11}| |S_{21}| \cos(\beta x)] \quad (3-13)$$

Les expressions δP_c et $\delta P_c'$, exprimant l'absorption de la cellule coaxiale, représentent également les puissances transmises par cette dernière vers les résistances R_{c1} et R_{c2} , et ceci par application du théorème de réciprocité.

Cette équivalence des puissances absorbées et émises par le quadripôle peut être démontrée en effectuant la sommation des émissivités des tranches élémentaires d'épaisseur dy de la cellule coaxiale dissipative [1-4].

Dans ces conditions, les ondes de bruit émises aux extrémités de la cellule, dues à l'émissivité d'une tranche dy située à une distance y , sont (figure 63) :

- émission à "gauche" de la cellule :

$$v_1 = v_g + v_g' = (2 \alpha_2 kT dy)^{1/2} t_{21} \frac{(e^{-\gamma_2 y} + \rho_{21} e^{-\gamma_2(2l-y)})}{(1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l})} e^{-\gamma_1 l} \quad (3-14)$$

- émission à "droite" de la cellule :

$$v_2 = v_d + v_d' = (2 \alpha_2 kT dy)^{1/2} t_{21} \frac{(\rho_{21} e^{-\gamma_2(y+l)} + e^{-\gamma_2(l-y)})}{(1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l})} e^{-\gamma_1 l} \quad (3-15)$$

avec $(2 \alpha_2 kT dy)^{1/2}$, l'émissivité d'une tranche dy à la fréquence f et à la température thermodynamique T .

Les puissances de bruit transmises aux résistances R_{c1} et R_{c2} dues à l'émissivité d'une tranche dy sont :

$$\text{-pour } R_{c1} : \delta P_1 = \left| \frac{v_1 e^{-j\beta l}}{\sqrt{2}} + \frac{v_2 e^{-j(\beta l + \beta x + \pi)}}{\sqrt{2}} \right|^2 \quad (3-16)$$

$$\text{-pour } Rc_2 : \delta P_2 = \left| \frac{v_1 e^{-j\beta l}}{\sqrt{2}} + \frac{v_2 e^{-j(\beta l + \beta x)}}{\sqrt{2}} \right|^2 \quad (3-17)$$

avec $\beta = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_r}$, la constante de longueur d'onde des lignes sans pertes l et x .

En intégrant les expressions précédentes δP_1 et δP_2 sur toute la longueur lc de la cellule, on obtient les puissances totales de bruit recueillies aux bornes des résistances Rc_1 et Rc_2 . Cette opération prend en compte la non-cohérence des ondes de bruit émises par chaque tranche dy de la cellule coaxiale dissipative.

Dans ces conditions, nous obtenons les puissances suivantes :

- pour Rc_1 :

$$\begin{aligned} \delta P''_{Rc_1} = & \frac{kT(1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}|^2} \left[1 - e^{-2\alpha_2 lc} + |\rho_{12}|^2 (e^{-2\alpha_2 lc} - e^{-4\alpha_2 lc}) - 2 \left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) |\rho_{12}| e^{-2\alpha_2 lc} (\sin(\varphi_1) + \sin(2\beta l - \varphi_1)) \right. \\ & \left. + 2e^{-\alpha_2 lc} \cos(\beta x) \left(|\rho_{12}| \cos(\beta l - \varphi_1) - \frac{\alpha_2}{\beta_2} \sin(\beta l) \right) - 2 |\rho_{12}| e^{-3\alpha_2 lc} \cos(\beta x) \left(\cos(\beta l - \varphi_1) + \frac{\alpha_2}{\beta_2} |\rho_{12}| \sin(\beta l) \right) \right] \end{aligned} \quad (3-18)$$

- pour Rc_2 :

$$\begin{aligned} \delta P''_{Rc_2} = & \frac{kT(1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}|^2} \left[1 - e^{-2\alpha_2 lc} + |\rho_{12}|^2 (e^{-2\alpha_2 lc} - e^{-4\alpha_2 lc}) - 2 \left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) |\rho_{12}| e^{-2\alpha_2 lc} (\sin(\varphi_1) + \sin(2\beta l - \varphi_1)) \right. \\ & \left. + 2e^{-\alpha_2 lc} \cos(\beta x) \left(-|\rho_{12}| \cos(\beta l - \varphi_1) + \frac{\alpha_2}{\beta_2} \sin(\beta l) \right) + 2 |\rho_{12}| e^{-3\alpha_2 lc} \cos(\beta x) \left(\cos(\beta l - \varphi_1) + \frac{\alpha_2}{\beta_2} |\rho_{12}| \sin(\beta l) \right) \right] \end{aligned} \quad (3-19)$$

avec $\rho_{21} = -\rho_{12} = -|\rho_{12}| e^{j\varphi_1}$; les coefficients de réflexion en onde T.E.M. définis à l'interface des milieux 1 et 2 (figure 58).

Nous avons ainsi établi le bilan des transferts radiatifs entre les résistances Rc_i et la cellule coaxiale isotherme de différentes manières :

$f(\text{GHz})$	ϵ'_2	ϵ''_2	$x(\text{mm})$	$\delta P_c = \delta P_{Rc1}''$	$\delta P_c' = \delta P_{Rc2}''$
2	79,07	8,69	0	0,4815	0,05806
			20	0,3495	0,1901
3	77,84	12,82	0	0,1639	0,4958
			20	0,3639	0,2959
4	76,19	16,71	0	0,2409	0,5131
			20	0,4745	0,2794

Tableau 5 : Vérifications numériques du bilan des transferts entre les charges Rc_1 et Rc_2 et la cellule coaxiale dans le cas de la structure simplifiée du corrélateur (figure 62).
 Système isotherme à la température T .
 (Milieu dissipatif : eau à $T = 20^\circ\text{C}$ (§ 3.3.1), $lc = 10\text{ mm}$)

- soit en considérant les tensions de bruit de Nyquist associées à chaque résistance R_{C_i}
- soit en considérant la sommation des émissivités des tranches d'épaisseur dy de la cellule coaxiale dissipative.

Dans les deux cas, nous obtenons des expressions des puissances échangées, que nous n'avons pas identifiées analytiquement étant donné la complexité des formules, mais qui s'identifient numériquement à partir d'exemples calculés (tableau 5).

Par conséquent, ayant démontré de ce fait que le bilan des transferts radiatifs dans la configuration simplifiée du corrélateur est vérifié lorsque les résistances R_{C_i} et la cellule sont à la température thermodynamique T , nous allons maintenant établir l'expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une cellule coaxiale isotherme.

3.2.2 Expressions du signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une cellule coaxiale isotherme

Compte-tenu des vérifications effectuées précédemment sur les puissances de bruit mises en jeu, nous établissons l'expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ à partir de la formulation 1 - 60 (§ 1.4.2.3).

Soit, dans le cas d'une cellule coaxiale isotherme à la température T et pour une bande passante comprise entre f_1 et f_2 :

$$S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| |S_{11}(f, T)| |S_{21}(f, T)| \cos(\varphi_{11}(f, T) - \varphi_{21}(f, T)) \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)\Delta l) df \quad (3-20)$$

avec $S_{11} = |S_{11}| e^{j\varphi_{11}}$ et $S_{21} = |S_{21}| e^{j\varphi_{21}}$, les paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale (relations 3 et 4 du § 3.2.1.1).

Cette formulation fait apparaître les paramètres secondaires K' , $|G(f)|$, $\beta(f)$, $\beta_0(f)$, x et Δl que nous avons définis au § 1.4.2.3.

Il est également possible d'établir une autre expression de $S_c(\tau)$ à partir des paramètres ρ_{ij} et t_{ij}

ainsi que des constantes de propagation γ_i des différents milieux, qui sont contenus dans les expressions des paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale de longueur lc .

Un développement analytique de ces expressions conduit à une nouvelle formulation du signal radiométrique $S_c(\tau)$ qui devient :

$$S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \frac{|\rho_{12}| |t_{12}| |t_{21}| e^{-\alpha_2 lc}}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}|^2}$$

$$\left[\cos(\varphi_1 + \beta_2 lc - \varphi_2 - \varphi_3) - |\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha_2 lc} \cos(3\varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3 - \beta_2 lc) - |t_{12}| |t_{21}| e^{-2\alpha_2 lc} \cos(\varphi_1 - \beta_2 lc) \right] \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)) df \quad (3-21)$$

avec $\rho_{12} = |\rho_{12}| e^{j\varphi_1}$ les paramètres de réflexion et de transmissions
 $t_{21} = |t_{21}| e^{j\varphi_2}$ définis aux interfaces de la cellule
 $t_{12} = |t_{12}| e^{j\varphi_3}$ (figure 58) à la température T et la fréquence f .

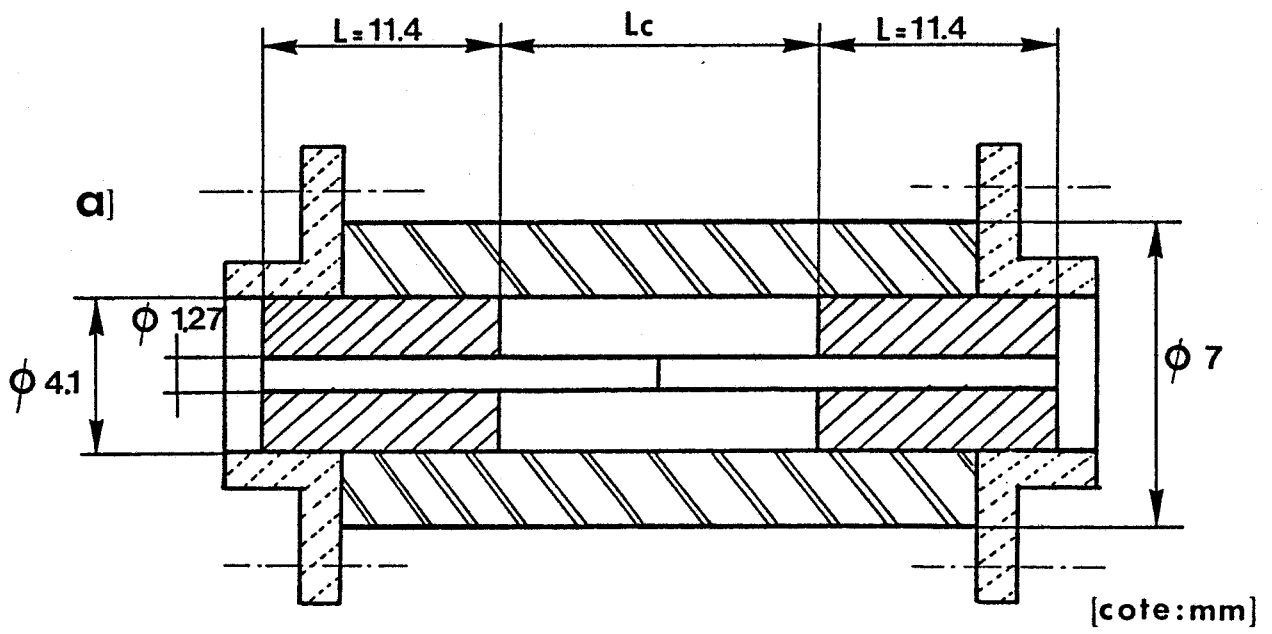
et $\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2$, la constante de propagation du milieu
dissipatif de la cellule coaxiale (§ 3.2.1.1.)

L'examen de cette expression nous permet de mettre en évidence les différentes relations établies entre les paramètres ρ_{ij} et t_{ij} de la cellule coaxiale isotherme en propagation monomode T.E.M. De même, en considérant la sommation des contributions issues des différentes tranches d'épaisseur dy formant la cellule coaxiale dissipative, on obtient également une autre expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ à partir des formulations 14 et 15.

Cette expression s'écrit :

$$S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \frac{(1 - |\rho_{12}|^2) e^{-\alpha_2 lc}}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\alpha_2 lc}|^2} \left[|\rho_{12}| \cos(\beta_2 lc - \varphi_1) (1 - e^{-2\alpha_2 lc}) \right. \\ \left. - \left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) \sin(\beta_2 lc) (1 + |\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha_2 lc}) \cos(\beta(f)x + \beta_0(f) \Delta l) \right] df \quad (3-22)$$

Notons que cette formulation est établie compte-tenu des vérifications numériques effectuées au



b)

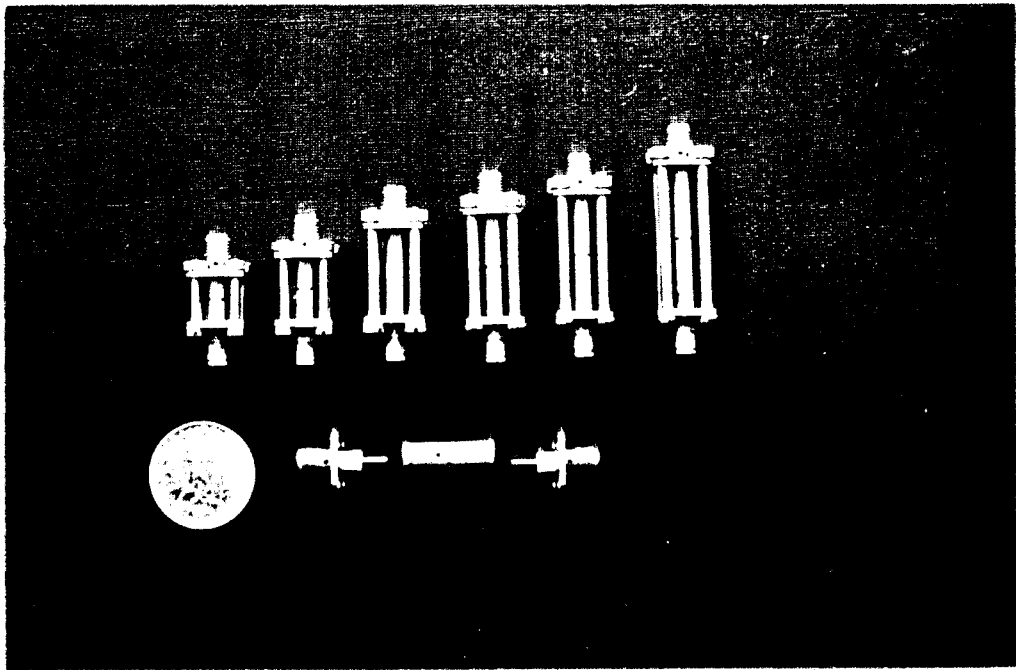


Figure 64 : Schéma d'une cellule coaxiale (a) et cellules réalisées à partir de fiches S.M.A. (b).

ainsi que des constantes de propagation γ_i des différents milieux, qui sont contenus dans les expressions des paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale de longueur lc .

Un développement analytique de ces expressions conduit à une nouvelle formulation du signal radiométrique $S_c(\tau)$ qui devient :

$$S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) \int_{f1}^{f2} |G(f)| \frac{|\rho_{12}| |t_{12}| |t_{21}| e^{-\alpha_2 lc}}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}|^2}$$

$$\left[\cos(\varphi_1 + \beta_2 lc - \varphi_2 - \varphi_3) - |\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha_2 lc} \cos(3\varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3 - \beta_2 lc) - |t_{12}| |t_{21}| e^{-2\alpha_2 lc} \cos(\varphi_1 - \beta_2 lc) \right] \cos(\beta(f)x + \beta_0(f)) df \quad (3-21)$$

avec $\rho_{12} = |\rho_{12}| e^{j\varphi_1}$ les paramètres de réflexion et de transmissions
 $t_{21} = |t_{21}| e^{j\varphi_2}$ définis aux interfaces de la cellule
 $t_{12} = |t_{12}| e^{j\varphi_3}$ (figure 58) à la température T et la fréquence f .

et $\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2$, la constante de propagation du milieu
dissipatif de la cellule coaxiale (§ 3.2.1.1.)

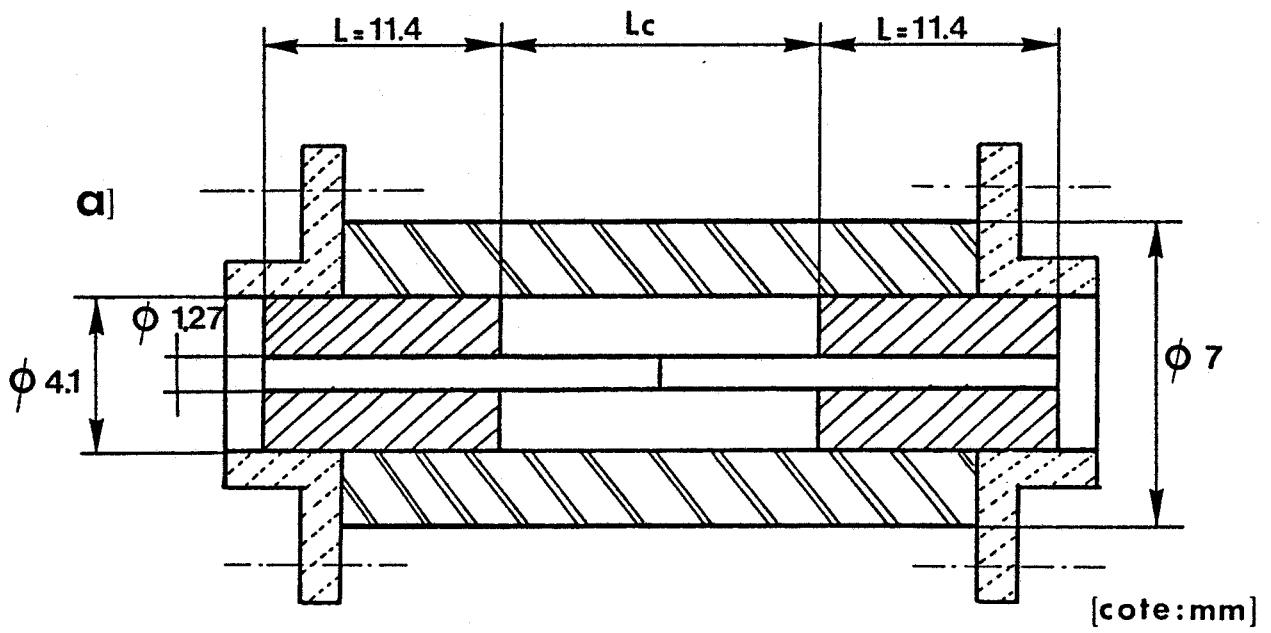
L'examen de cette expression nous permet de mettre en évidence les différentes relations établies entre les paramètres ρ_{ij} et t_{ij} de la cellule coaxiale isotherme en propagation monomode T.E.M. De même, en considérant la sommation des contributions issues des différentes tranches d'épaisseur dy formant la cellule coaxiale dissipative, on obtient également une autre expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ à partir des formulations 14 et 15.

Cette expression s'écrit :

$$S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) \int_{f1}^{f2} |G(f)| \frac{(1 - |\rho_{12}|^2) e^{-\alpha_2 lc}}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\alpha_2 lc}|^2} \left[|\rho_{12}| \cos(\beta_2 lc - \varphi_1) (1 - e^{-2\alpha_2 lc}) \right. \\ \left. - \left(\frac{\alpha_2}{\beta_2} \right) \sin(\beta_2 lc) (1 + |\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha_2 lc}) \cos(\beta(f)x + \beta_0(f) \Delta l) \right] df$$

(3-22)

Notons que cette formulation est établie compte-tenu des vérifications numériques effectuées au



b)

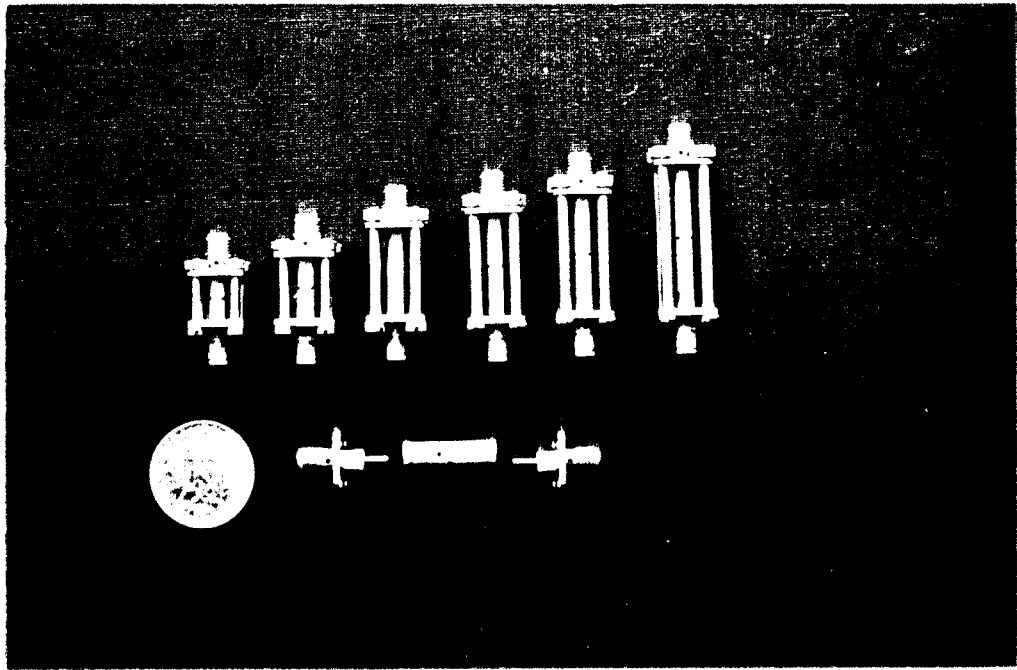


Figure 64 : Schéma d'une cellule coaxiale (a) et cellules réalisées à partir de fiches S.M.A. (b).

§ 3.2.1.3, portant sur le bilan des transferts radiatifs entre les charges $Rc_i(T)$ et la cellule coaxiale isotherme (T) , dans le cas de la configuration simplifiée du corrélateur (figure 62).

Lorsque l'ensemble du système est à la température T_0 , le signal radiométrique en sortie est nul. Par conséquent, on peut donner l'expression du signal radiométrique $S_c(y, \tau)$ d'une tranche d'épaisseur dy , portée à une température $(T_0 + \Delta T)$ et située à une distance y à l'intérieur de la cellule coaxiale dissipative .

$$S_c(y, \tau) = -8K' \Delta T \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| \frac{\alpha_2 dy e^{-\alpha_2 lc} (1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}|^2} \left[|\rho_{12}| e^{-2\alpha_2 y} \cos(\beta_2 lc + \beta x + \beta_0 \Delta l - \varphi_1) + |\rho_{12}| e^{-2\alpha_2(lc-y)} \cos(\varphi_1 - \beta_2 lc + \beta x + \beta_0 \Delta l) - |\rho_{12}|^2 e^{-2\alpha_2 lc} \cos(2\beta_2 y + \beta x + \beta_0 \Delta l - \beta_2 lc) - \cos(\beta_2 lc + \beta x + \beta_0 \Delta l - 2\beta_2 y) \right] df \quad (3-23)$$

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

Cette opération nécessite évidemment que le profil de température n'ait aucune influence sur la permittivité ϵ_2^* du milieu.

Notons que l'intégration de la relation 3.23 sur la longueur lc de la cellule coaxiale permet de retrouver la relation 3.22.

Ces différentes formulations de $S_c(\tau)$, qui se vérifient numériquement, vont nous permettre maintenant d'effectuer quelques confrontations théorie-expérience dans le cas où le milieu dissipatif de la cellule coaxiale est de l'eau.

3.3 Confrontations théorie-expérience

Elles portent successivement sur les paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale ainsi que sur les signaux obtenus en sortie du système lorsque $\tau = 0$ (quantités $S_c(0)$) et en fonction de la longueur $\Delta l = \tau \cdot c$ associée au temps de retard du corrélateur (interférogrammes).

Ces vérifications sont effectuées sur 6 longueurs de cellules ($l_c = 2; 6; 11.5; 15; 18$ et 24 mm) réalisées à partir de fiches S.M.A. (figure 64a) où nous avons ménagé des lignes d'accès 50Ω (figure 64b) qui ont pour longueur $l' = 11,4$ mm.

3.3.1 Vérifications effectuées sur les paramètres S_{ij} de la cellule coaxiale isotherme

Cette première série de confrontations nous permet de comparer les valeurs mesurées des paramètres S_{ij} obtenues par une caractérisation à l'analyseur de réseaux HP 8510 des cellules coaxiales, avec celles calculées par simulation des équations analytiques 3 et 4 (§ 3.2.1.1)

Pour cela, nous utilisons un algorithme de calcul donnant les permittivités ϵ'_2 et ϵ''_2 de l'eau pure, en fonction de la fréquence f et de la température T du liquide [5].

Les expressions des permittivités ϵ'_2 et ϵ''_2 s'écrivent :

$$\epsilon'_2(f) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0(T) - \epsilon_\infty}{1 + (2\pi f\tau(T))^2} \quad (3-24)$$

$$\epsilon''_2(f) = \frac{2\pi f\tau(T)(\epsilon_0(T) - \epsilon_\infty)}{1 + (2\pi f\tau(T))^2} \quad (3-25)$$

avec $\epsilon_\infty = 4,5$; la constante diélectrique pour $f \rightarrow \infty$
 $\epsilon_0(T)$; la constante diélectrique statique donnée en fonction de la température,
soit :
 $\epsilon_0(T) = 88,45 - 0,4147.T + 6,295.10^{-4}.T^2 + 1,075.10^5.T^3$
 f ; la fréquence d'étude (Hz)
 T ; la température de l'eau en °C
 $\tau(T)$; le temps de relaxation de l'eau pure (s) à la température T ,
soit :
 $2\pi\tau(T) = 1,1109.10^{-10} - 3,824.10^{-12}.T + 6,938.10^{-14}.T^2 - 5,096.10^{-16}.T^3$

Notons que l'utilisation d'un tel algorithme, donné pour de l'eau pure, est rendue nécessaire pour travailler en large bande de fréquences.

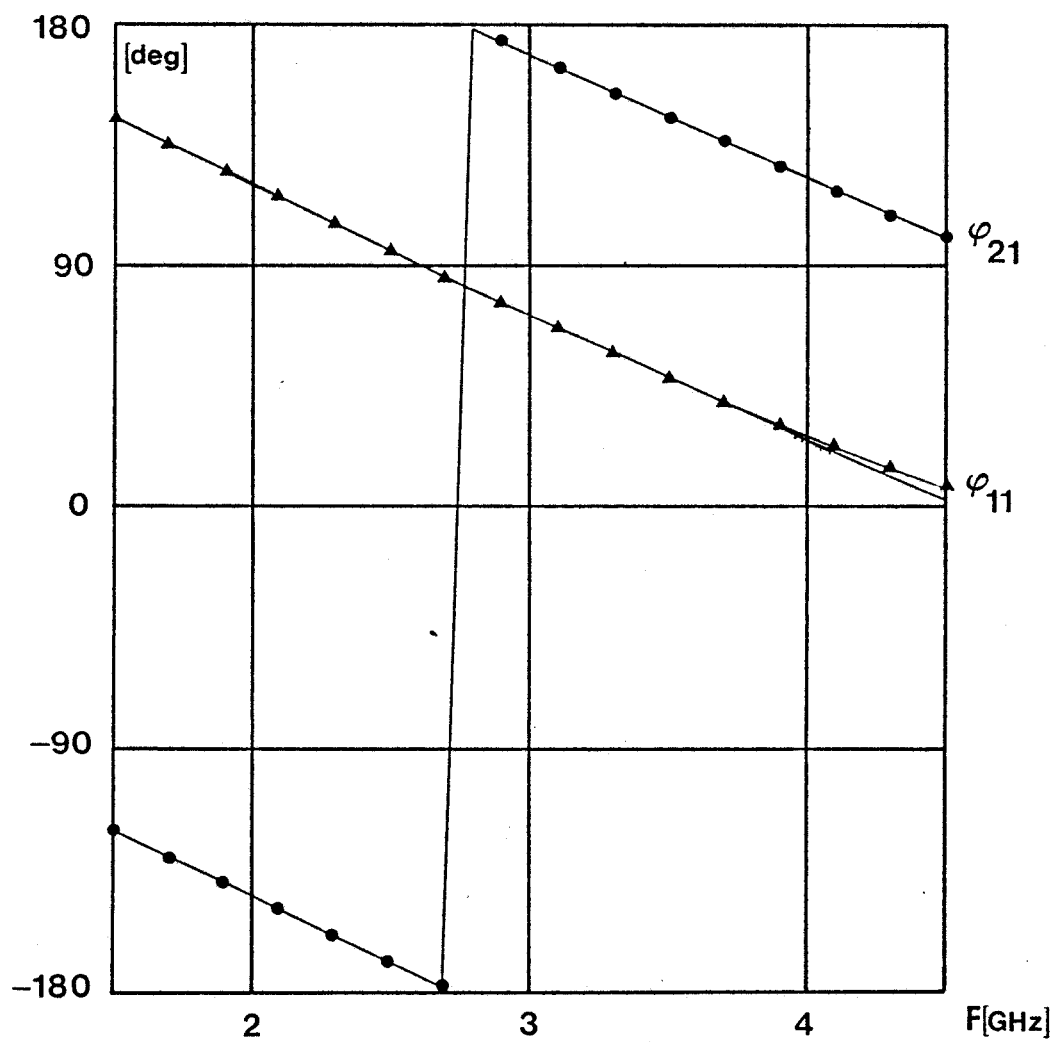
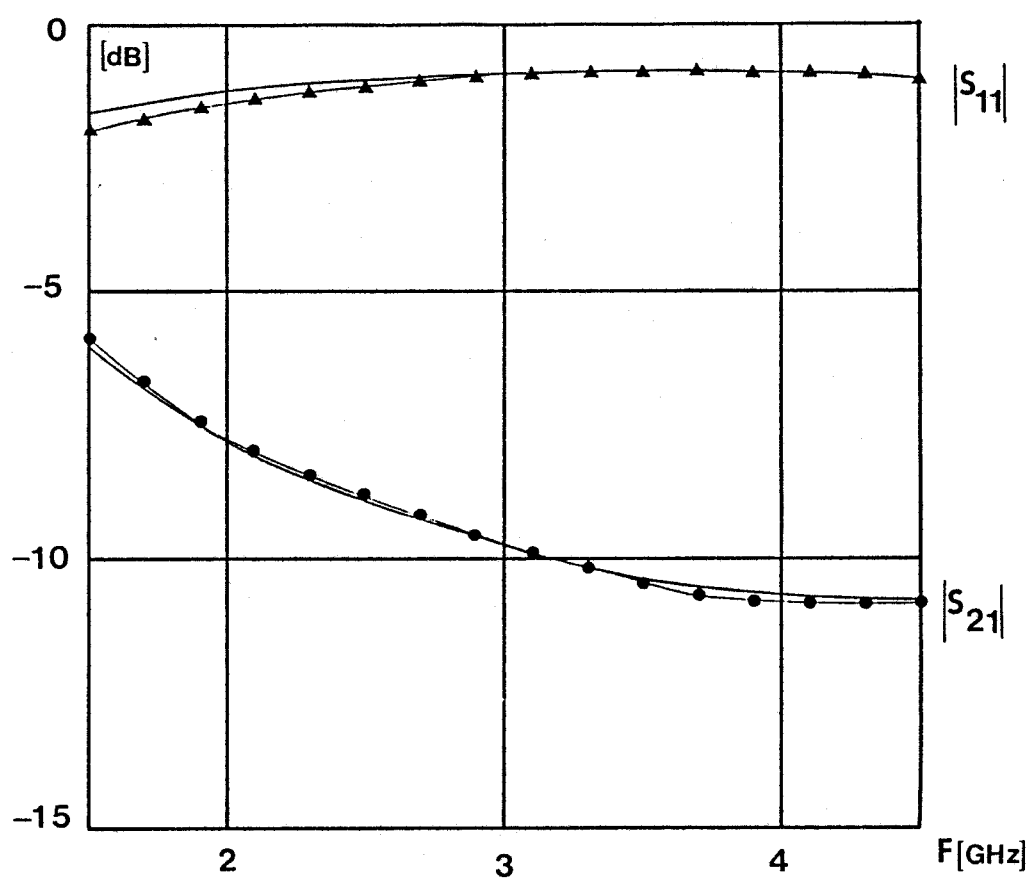


Figure 65 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (▲, ●) et théoriques (—) ($lc = 2$ mm, milieu dissipatif : eau à 19°C).

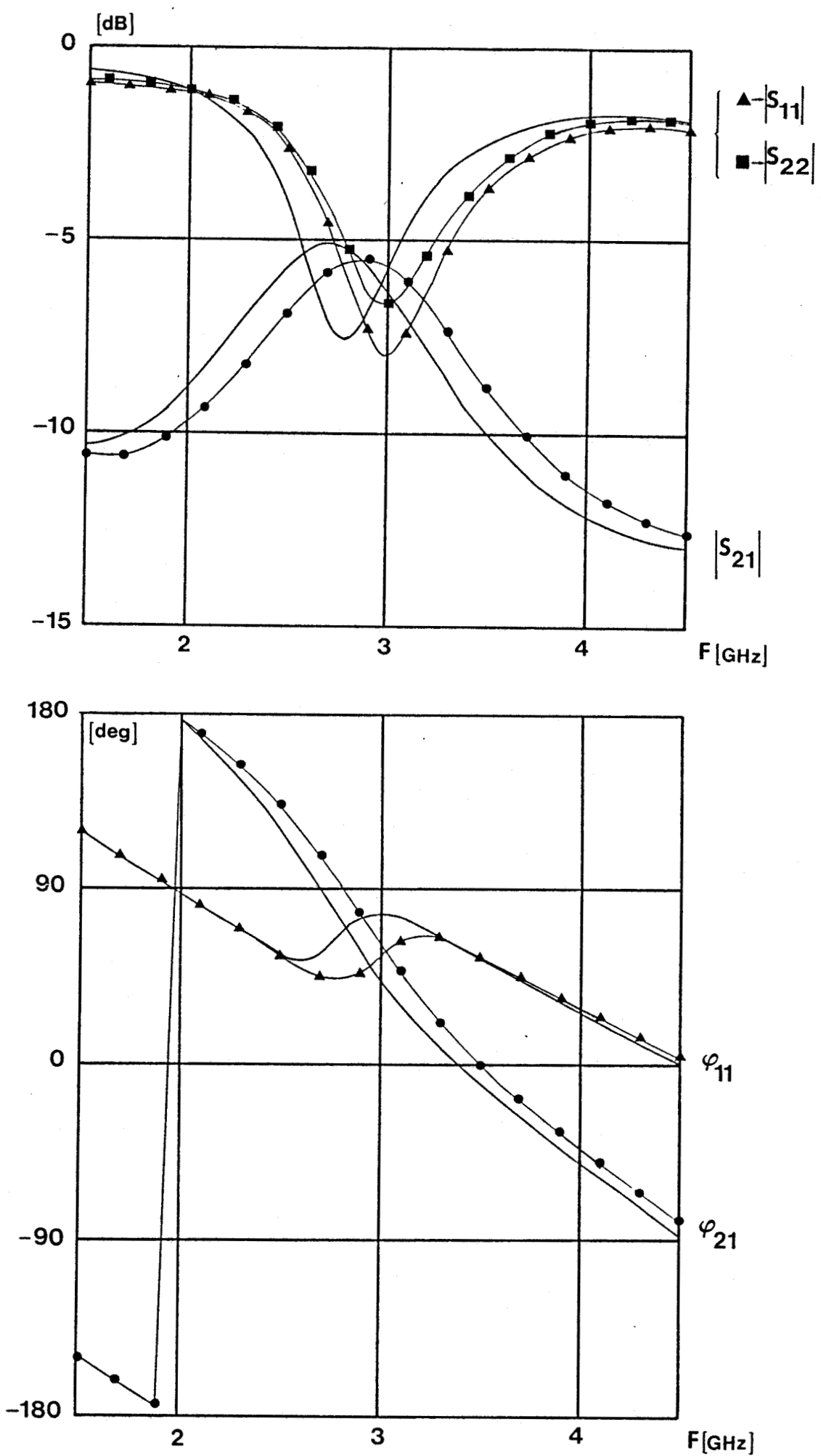


Figure 66 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (—) ($l_c = 6$ mm, milieu dissipatif : eau à 19 °C).

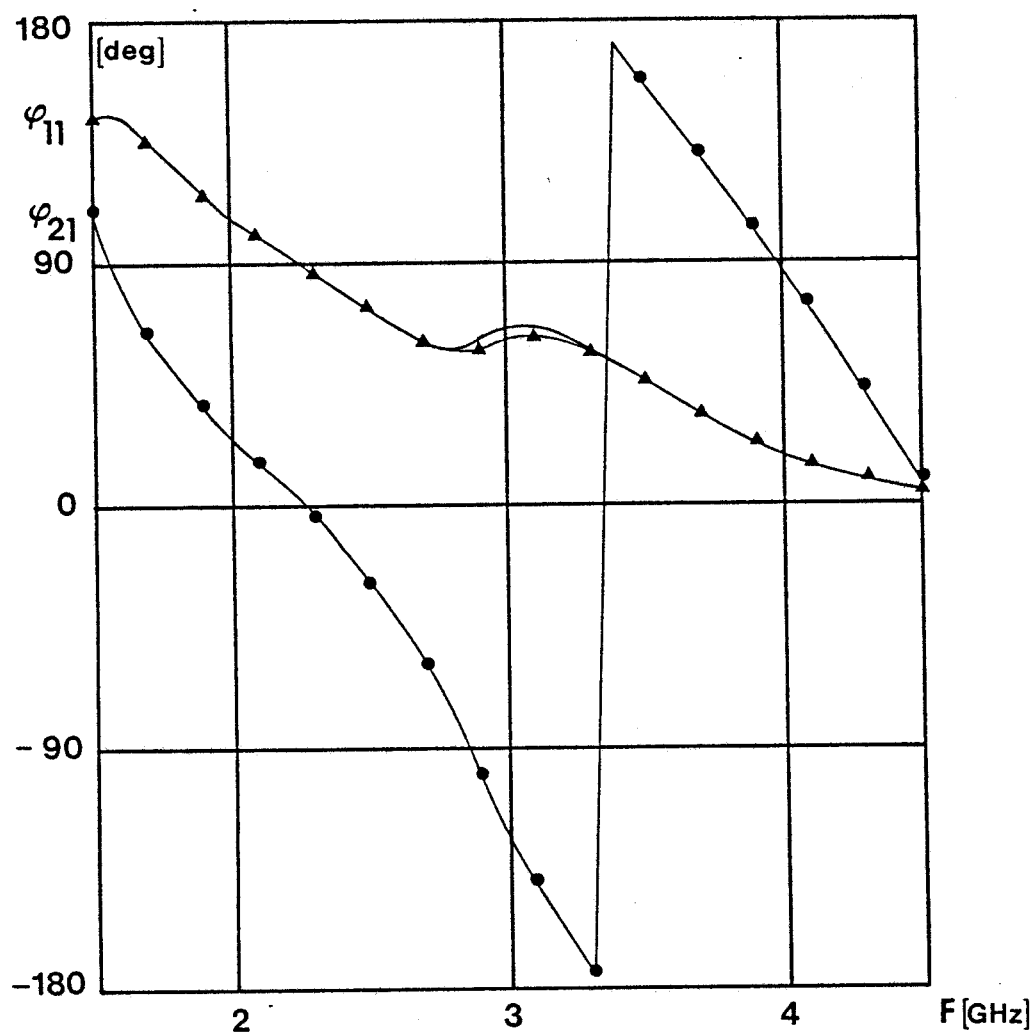
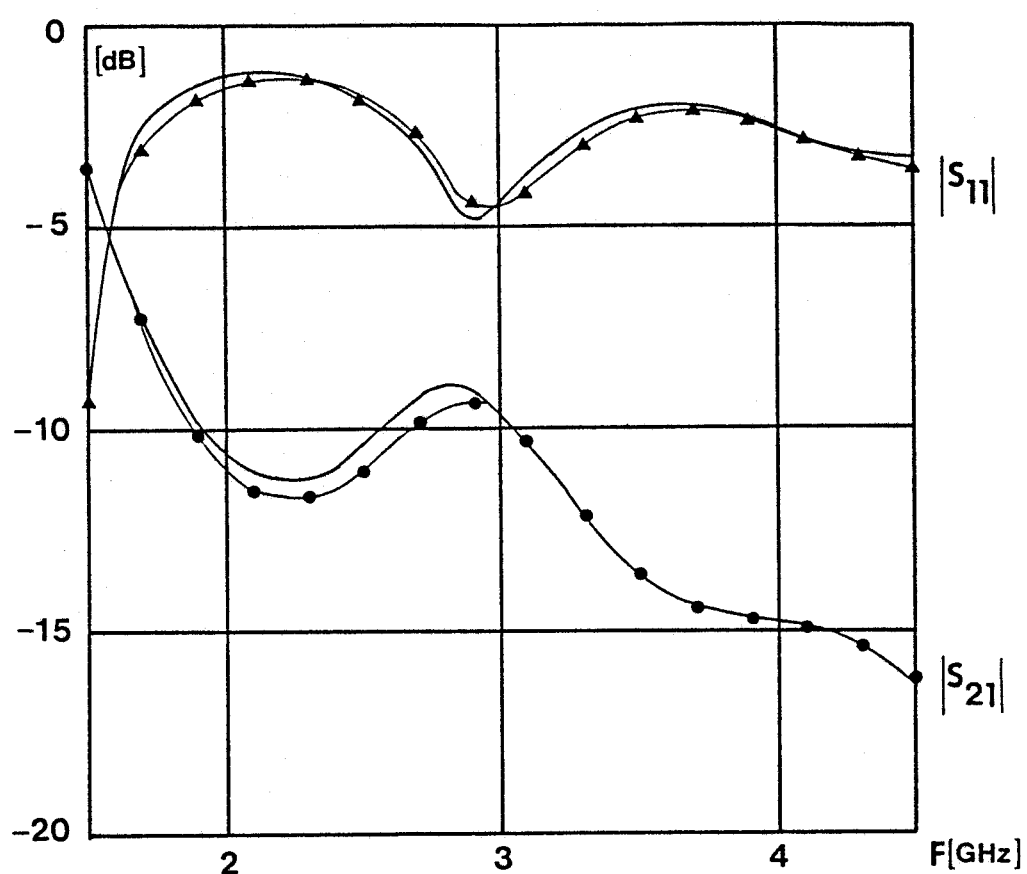


Figure 67 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (—) ($l_c = 11,5$ mm, milieu dissipatif : eau à 19 °C).

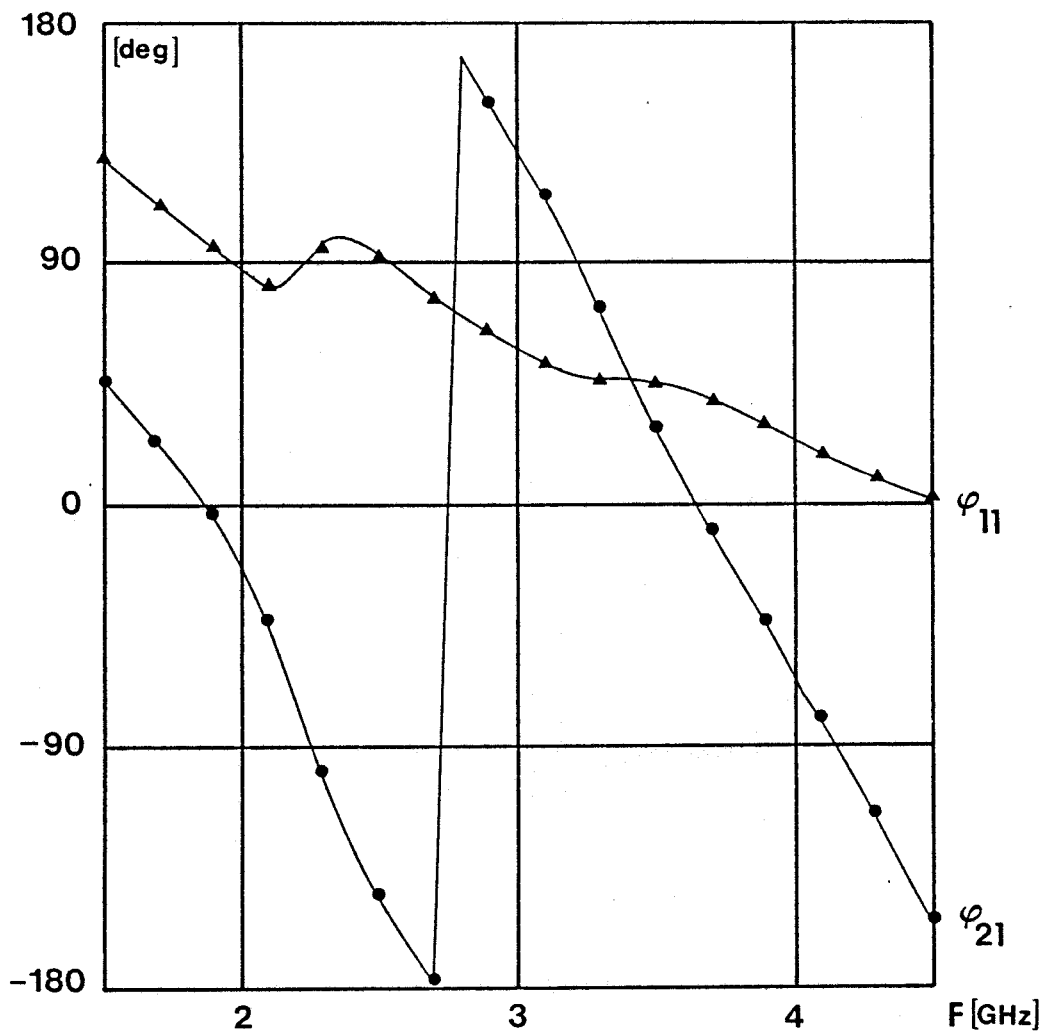
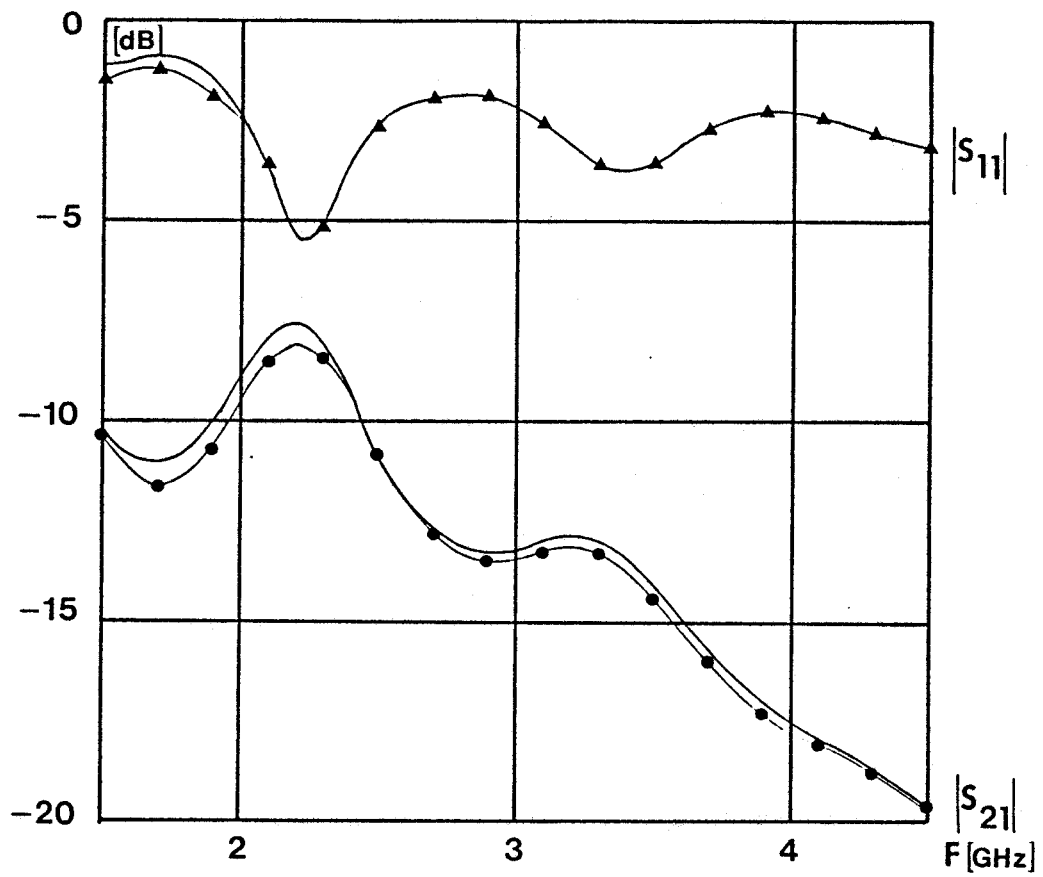


Figure 68 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (—) ($l_c = 15$ mm, milieu dissipatif : eau à 19 °C).

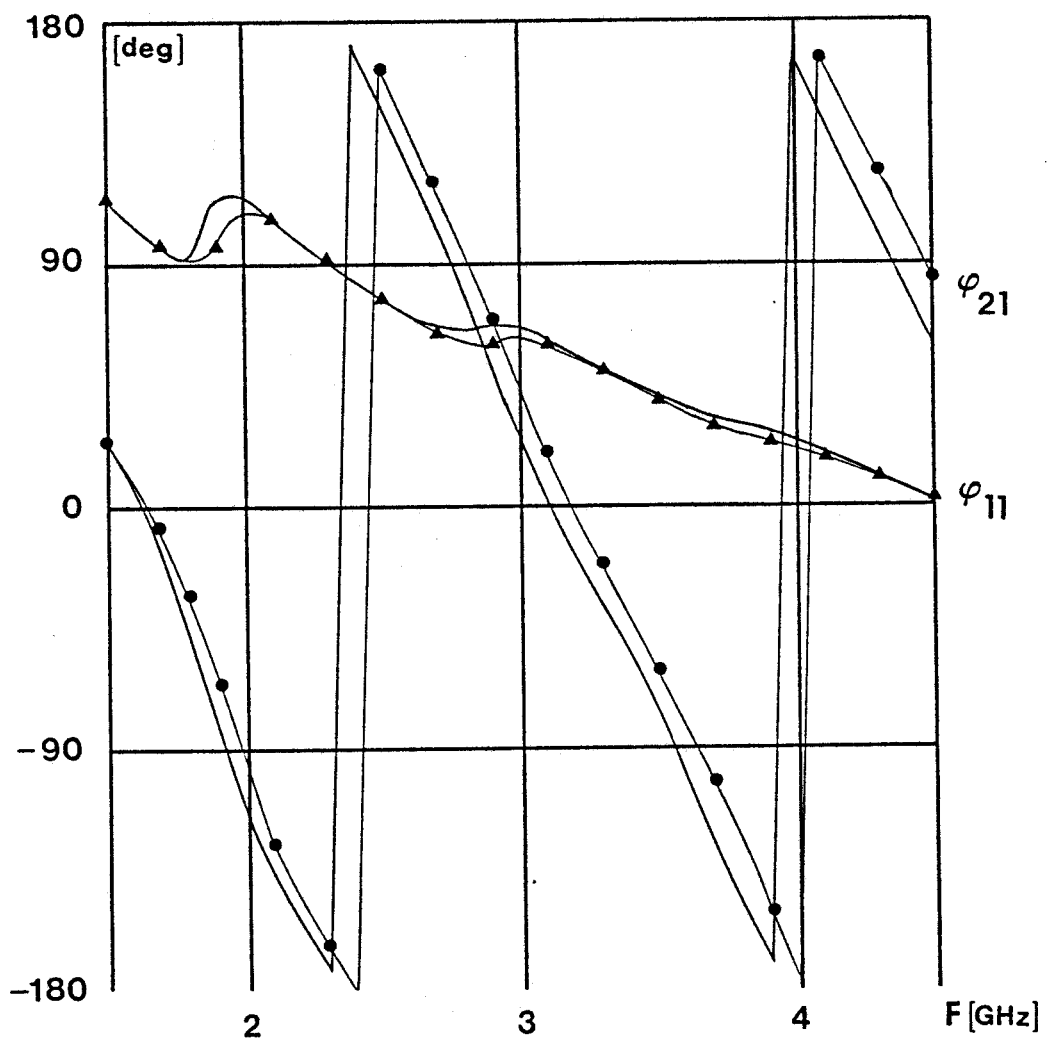
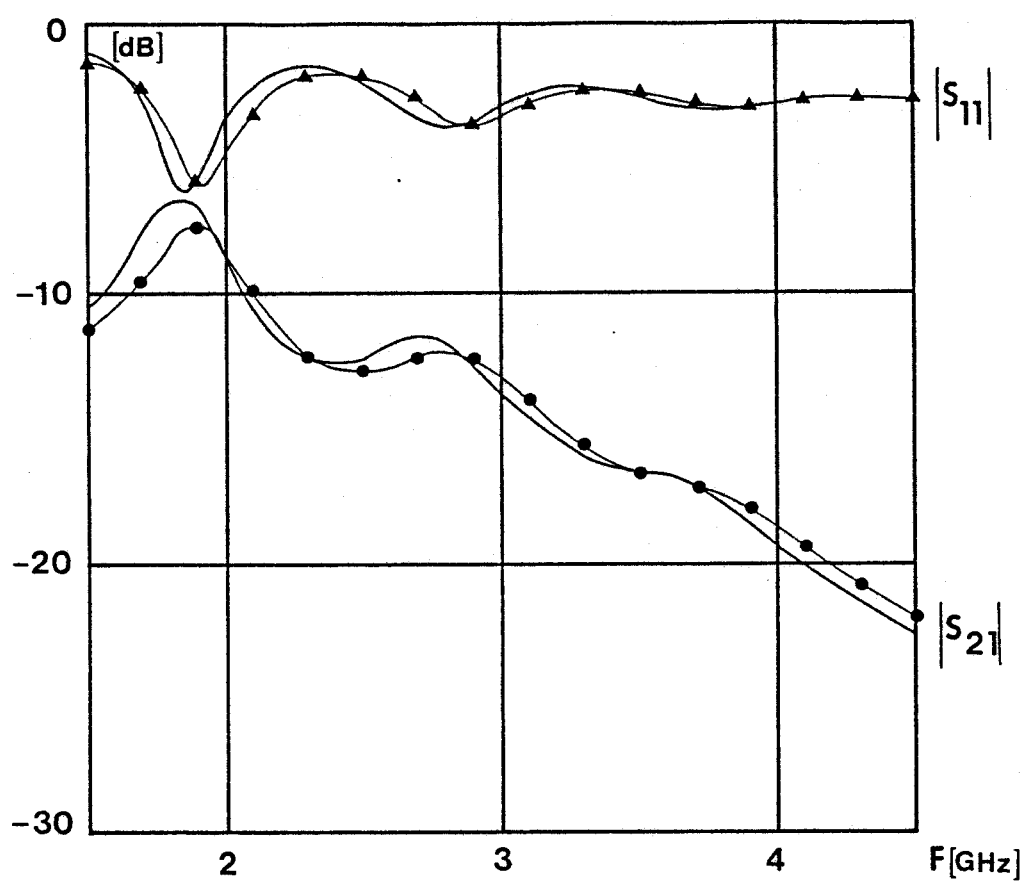


Figure 69 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (—) ($l_c = 18$ mm, milieu dissipatif : eau à 19°C).

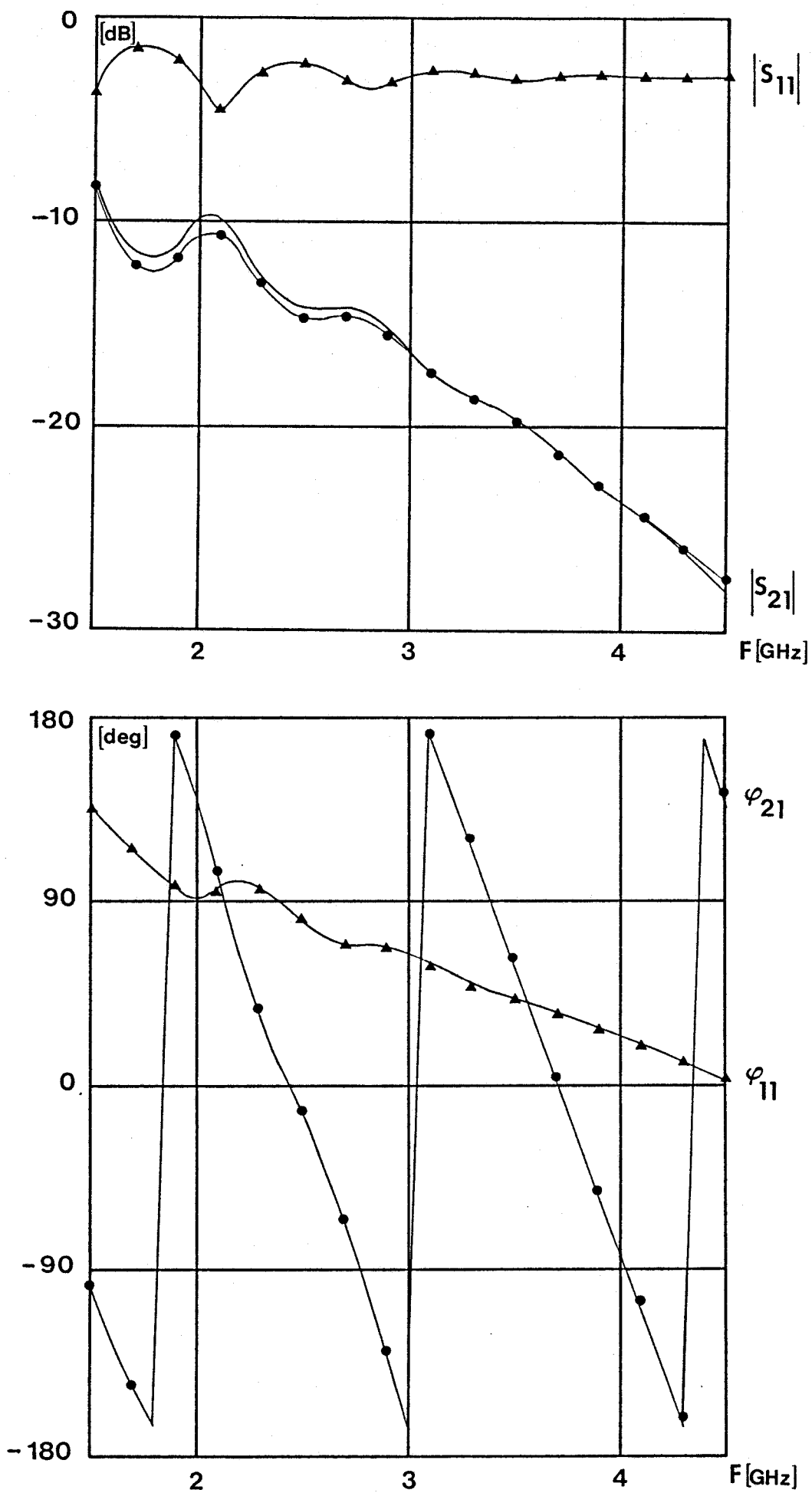


Figure 70 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (—) ($l_c = 24$ mm, milieu dissipatif : eau à 19 °C).

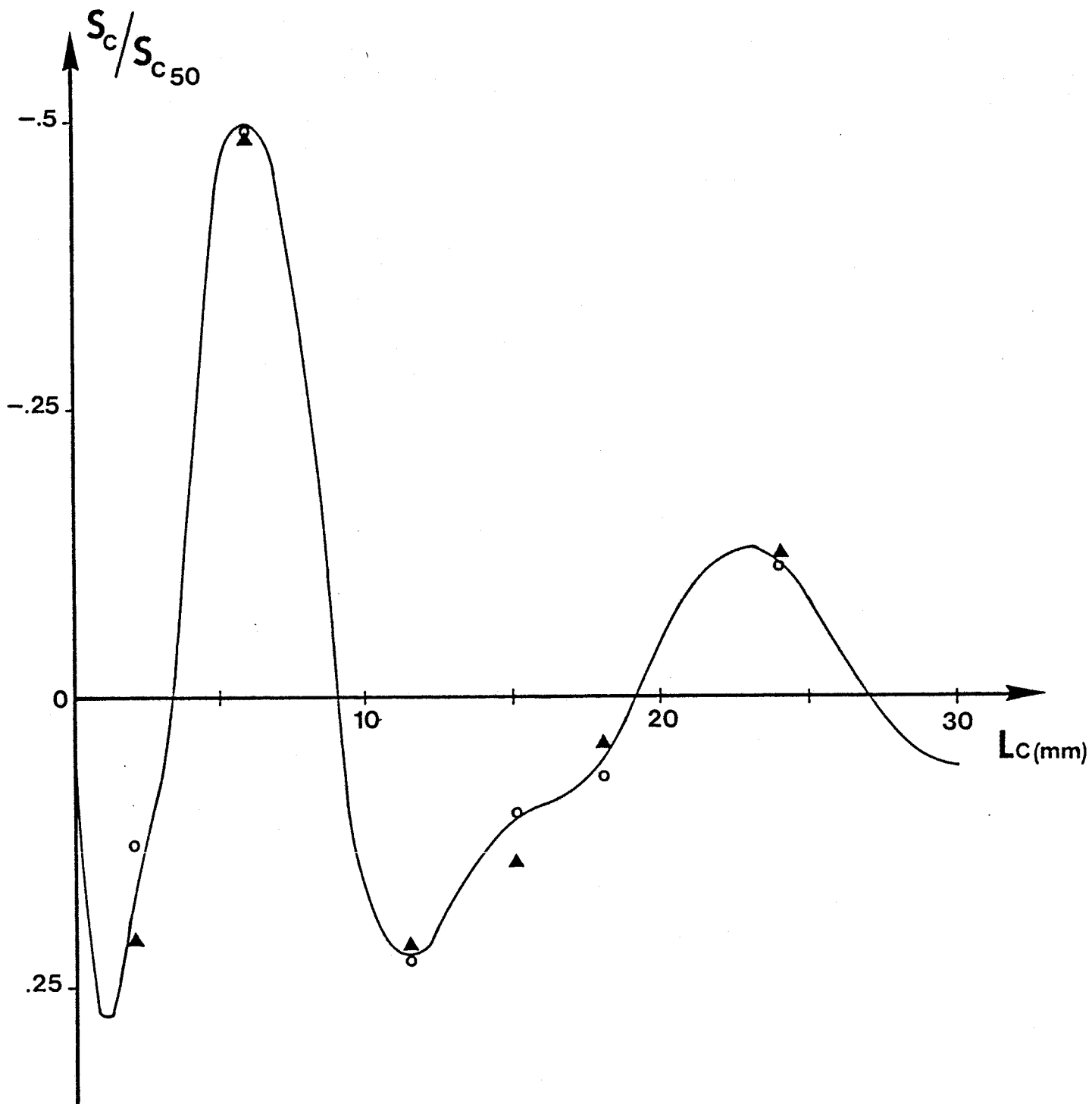


Figure 71 : Confrontation théorie-expérience des rapports S_c / S_{c50} pour $\tau = 0$ en fonction de la longueur l_c de la cellule coaxiale isotherme.

- ▲ : Expérience (eau à 19 °C)
- : Calcul numérique (expression 20 + S_{ij} mesurés)
- : Calcul théorique (expression 21 ou 22)

Dans ces conditions, nous donnons figures 65 à 70 les évolutions mesurées et calculées des paramètres S_{11} et S_{21} en fonction de la longueur lc de la cellule coaxiale, pour une température d'eau de 19°C.

Les comparaisons ainsi établies dans une gamme de fréquences couvrant la bande passante du système, nous montrent un bon accord entre les valeurs mesurées et calculées.

Les quelques différences observables (figure 66) peuvent être attribuées d'une part, à un écart possible entre permittivités théoriques (eau pure) et réelles, et d'autre part, à d'éventuels problèmes de remplissage de la cellule coaxiale. Cette dernière hypothèse se traduit dans le cas de la cellule de longueur $lc = 6\text{ mm}$, par une légère dissymétrie du quadripôle ($S_{11} \neq S_{22}$).

Nous allons maintenant effectuer des confrontations sur les valeurs obtenues du signal radiométrique des cellules coaxiales isothermes pour un temps de retard $\tau = 0$.

3.3.2 Vérifications portant sur les signaux radiométriques $S_c(\theta)$

Les confrontations établies sont effectuées à partir de normalisations que nous avons déjà explicitées aux § 1.5.2 et § 2.3.2.

Ces normalisations, tant théoriques que pratiques, sont :

- soit réalisées par rapport au cas où le quadripôle Q est constitué par un té non adapté associé à une impédance $Z(f) = R_c(S_{c30}(0))$.
- soit établies par rapport au signal radiométrique obtenu en corrélation totale ($S_{cT}(0)$)

D'un point de vue théorique, le signal radiométrique $S_c(0)$ d'une cellule coaxiale isotherme est calculé à partir de l'expression 21 (§ 3.2.2), dans une bande de fréquences comprise entre 1,75 GHz et 4,05 GHz avec un incrément de 100 MHz.

D'un point de vue pratique, la comparaison s'effectue :

- soit à partir des sensibilités en tension obtenues pour $\tau = 0$
- soit à partir de l'expression 20 (§ 3.2.2) où figurent les paramètres S_{ij} des cellules coaxiales caractérisées à l'analyseur de réseaux (HP 8510).

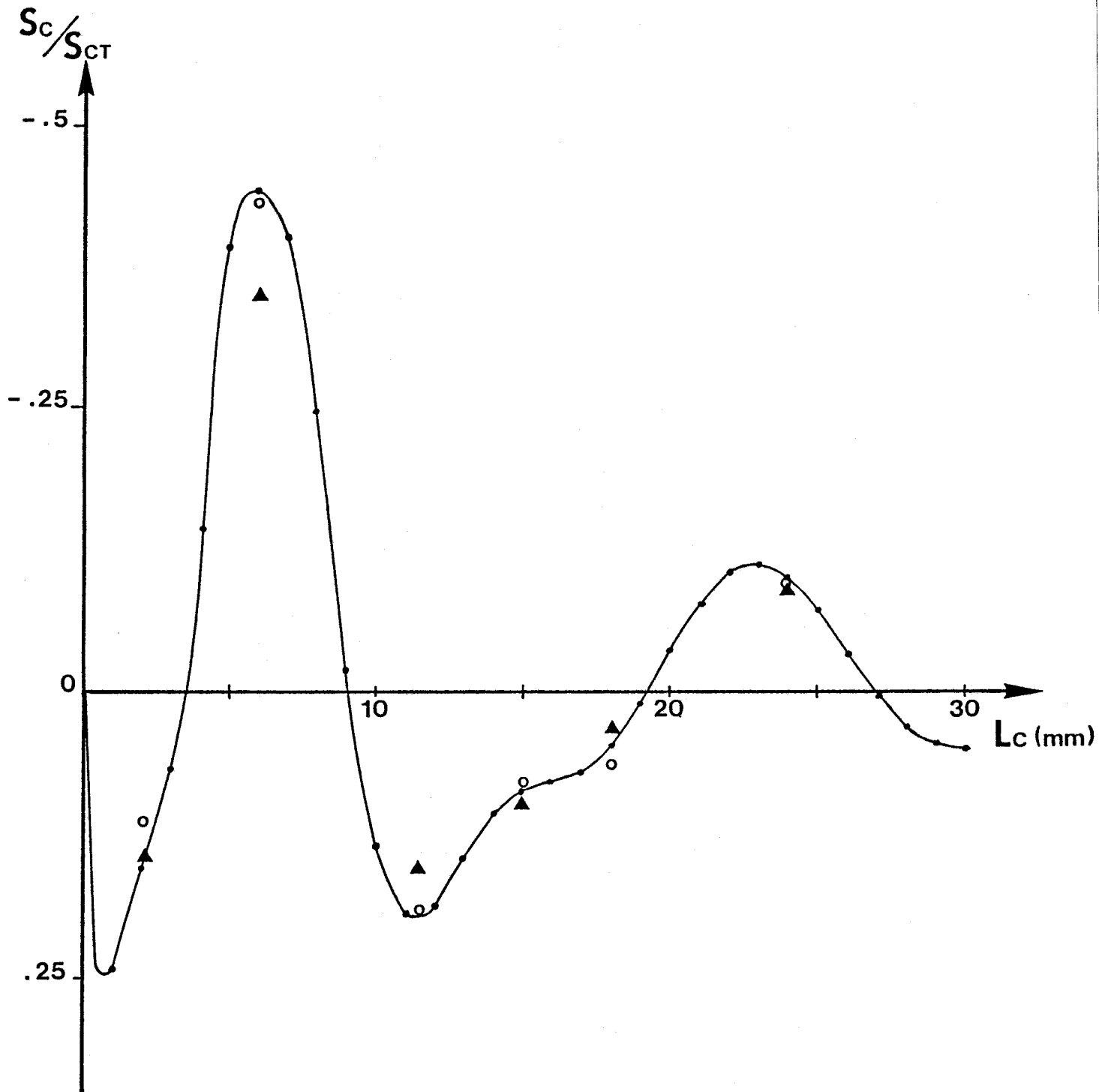


Figure 72 : Confrontation théorie-expérience des rapports S_c / S_{CT} pour $\tau = 0$ en fonction de la longueur l_c de la cellule coaxiale isotherme.

- ▲ : Expérience (eau à 19 °C)
- : Calcul numérique (expression 20 + S_{ij} mesurés)
- : Calcul théorique (expression 21 ou 22)

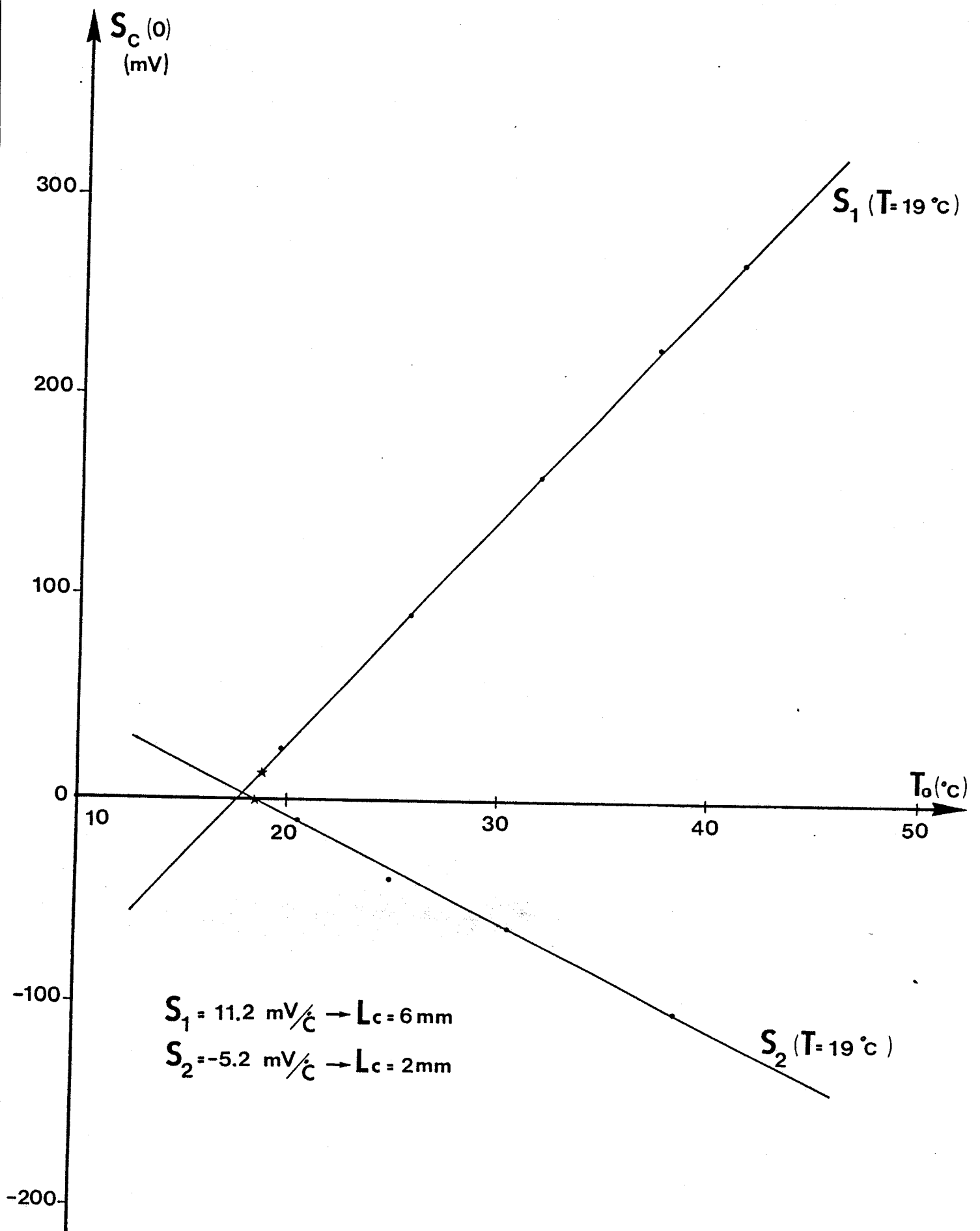


Figure 73 : Evolution du signal radiométrique $S_c(0)$ en fonction de $(T - T_0)$ pour deux longueurs de la cellule coaxiale ($l_c = 2 \text{ mm}$ et $l_c = 6 \text{ mm}$)

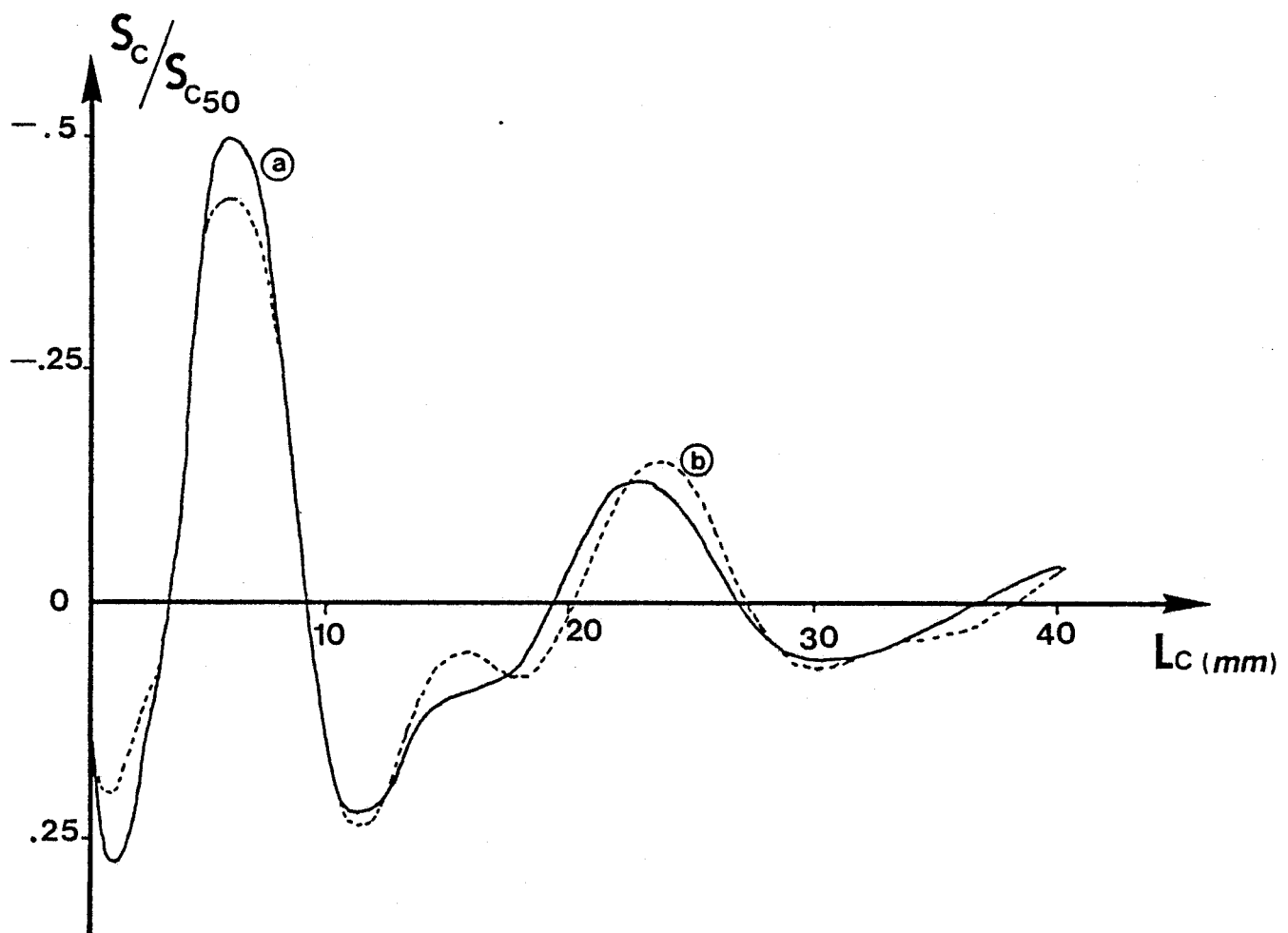


Figure 74 : Evolutions théoriques du rapport S_c / S_{c50} pour $\tau = 0$ en fonction de la longueur l_c de la cellule coaxiale. (expression 21 ou 22)

a : eau à 19 °C
b : eau à 35 °C.

Dans le cas présent, nous avons préféré assurer une température constante et voisine de l'ambiante à la cellule coaxiale isotherme, et porter les charges de référence R_c et R_c' à une température différente. En opérant ainsi, on peut ajuster les valeurs de $(T - T_0)$, tout en conservant une permittivité constante au matériau contenu dans la cellule.

Ces diverses confrontations sont données figures 71 et 72 et expriment les quantités normalisées $S_c(0) / S_{c50}(0)$ et $S_c(0) / S_{cT}(0)$ en fonction de la longueur lc de la cellule coaxiale isotherme (eau à 19°C).

Les représentations ainsi établies montrent d'une part, un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux, et d'autre part, que le signal radiométrique $S_c(0)$ peut être tantôt positif, tantôt négatif selon la longueur lc de la cellule.

L'examen de ces courbes révèle que, en fonction des conditions expérimentales (matériau, bande passante, température), il existe des valeurs privilégiées de lc qu'il peut être intéressant de retenir dans une exploitation du procédé, dans un but de mesure de température de diélectrique (En fonction de l'application, on pourra s'intéresser particulièrement soit à un maximum, soit à un zéro de $S_c(0)$).

Nous donnons également les variations mesurées de $S_c(0)$ en fonction de $(T - T_0)$ dans le cas de deux cellules coaxiales maintenues à température ambiante et effectuées dans les conditions expérimentales citées précédemment.

Dans ces conditions, on observe bien (figure 73) une évolution linéaire du signal radiométrique $S_c(0)$ en fonction de $(T - T_0)$.

Notons que pour les valeurs choisies de lc (2mm et 6mm), les sensibilités en tension sont de signe et de valeur différente, comme le prévoit la théorie (figures 71 et 72).

A titre d'illustration, nous donnons figure 74, la comparaison théorique des rapports $S_c(0) / S_{c50}(0)$ établis en fonction de la longueur lc de la cellule coaxiale pour deux températures de l'eau ($T = 19^\circ\text{C}$ et $T = 35^\circ\text{C}$). Les modifications observées sont liées au fait que les permittivités sont différentes.

3.3.3 Vérifications sur les interférogrammes

Dans les conditions de mesure explicitées précédemment (§ 3.3.2), nous donnons figures 75 à 80, les interférogrammes obtenus expérimentalement et par application de l'expression 21 prenant en

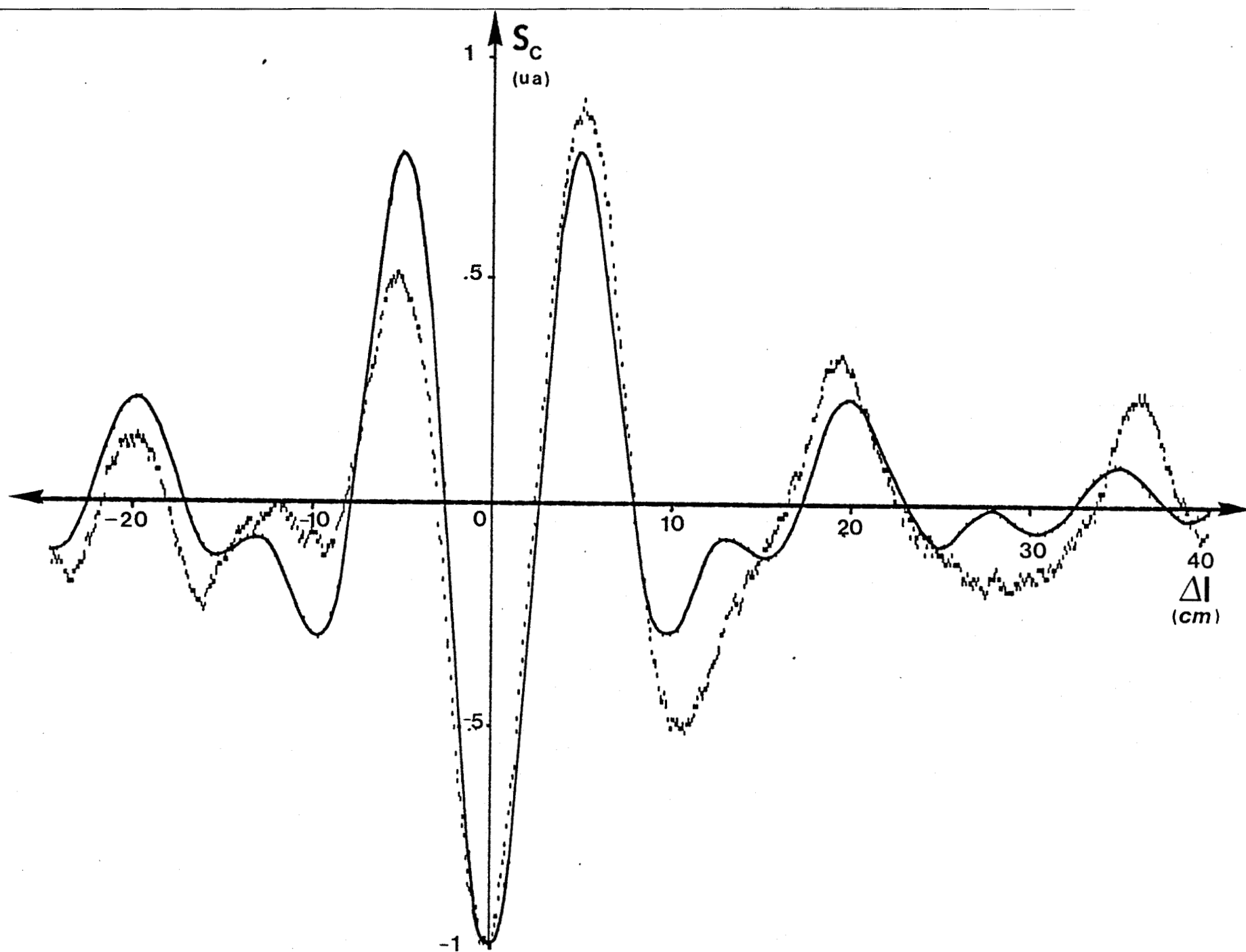


Figure 75 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $lc = 2$ mm ($x = 0$ mm)

--- : Expérience ($T = 19,2$ °C, $T_o = 40,8$ °C, constante d'intégration = 2s)

— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz, $f_2 = 4,1$ GHz)

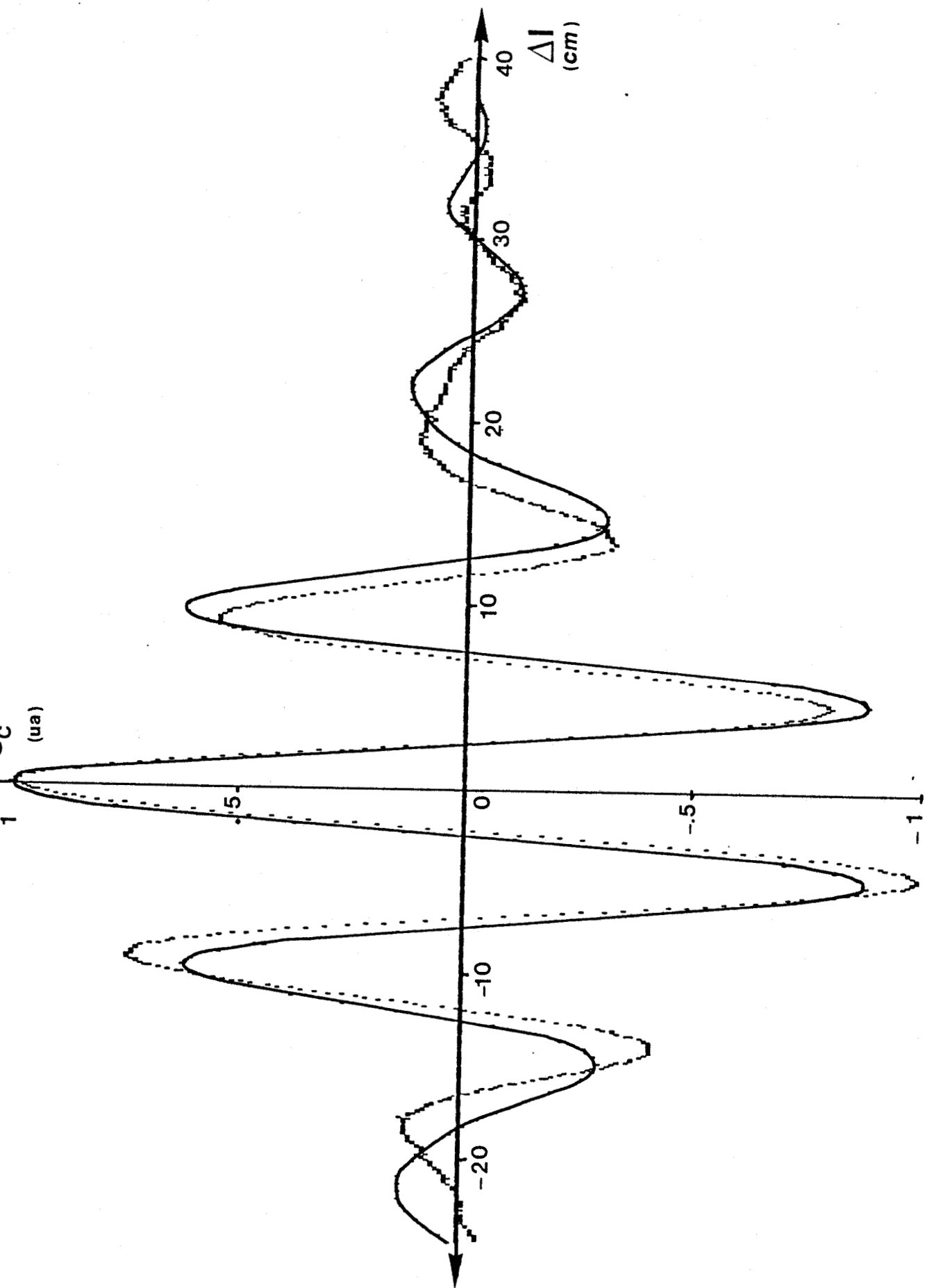


Figure 76 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $l_c = 6 \text{ mm}$ ($x = 0 \text{ mm}$)
 - - - : Expérience ($T = 19 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 41,5 \text{ }^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1,7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4,1 \text{ GHz}$)

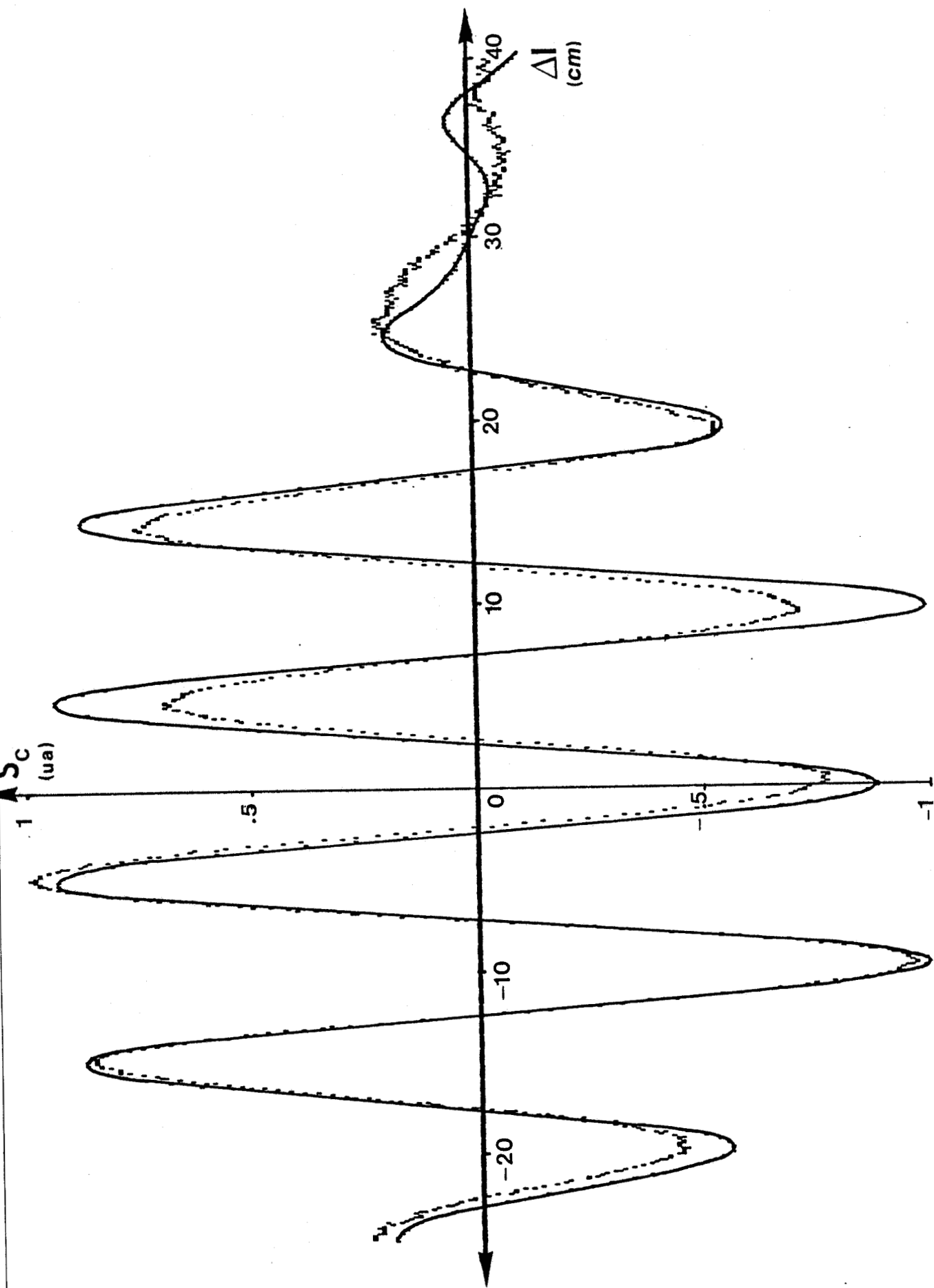


Figure 77 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $l_c = 11,5$ mm ($x = 0$ mm)
 - - - : Expérience ($T = 19,2$ °C, $T_0 = 41,4$ °C, constante d'intégration = 2s)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz, $f_2 = 4,1$ GHz)

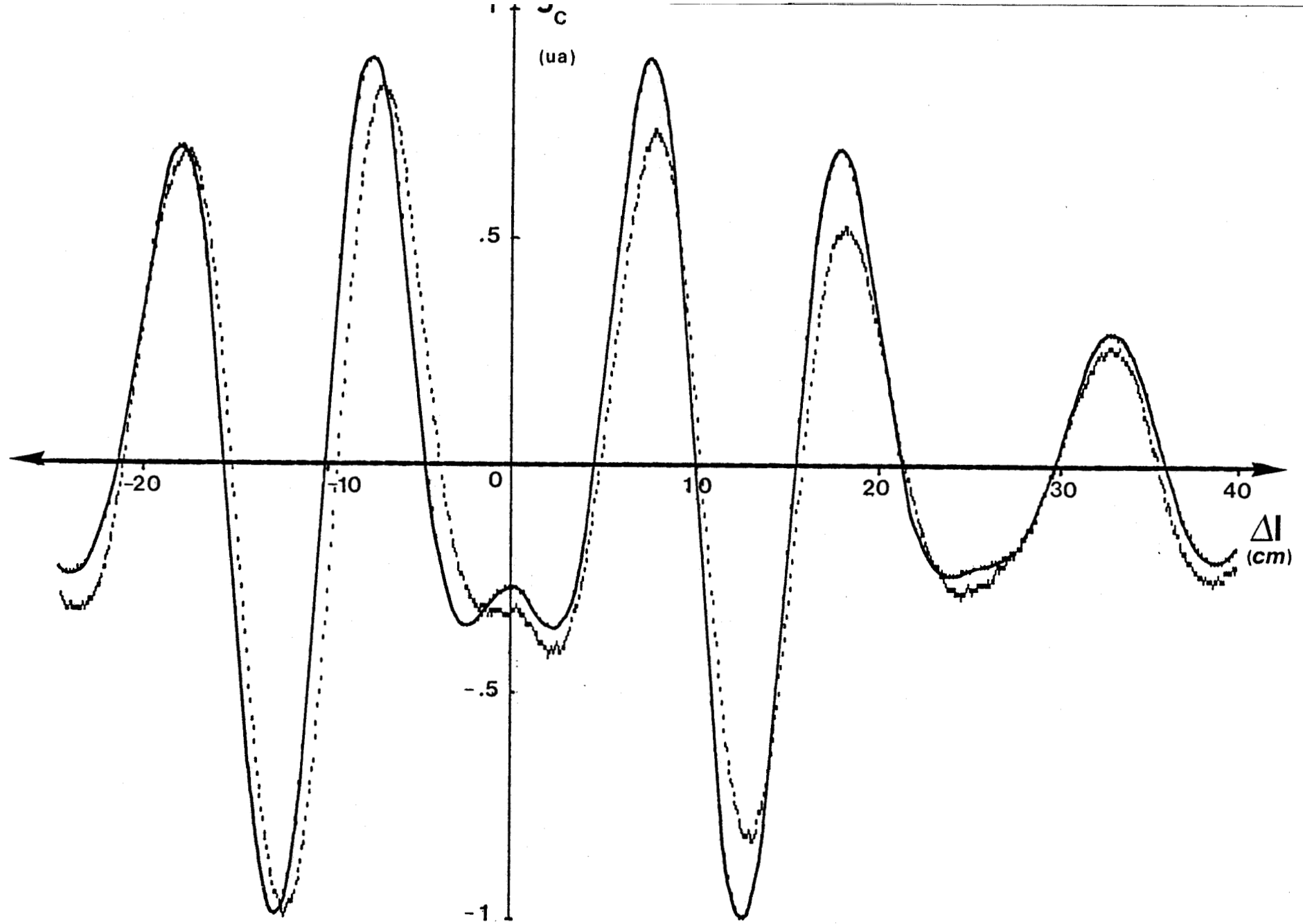


Figure 78 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $lc = 15$ mm ($x = 0$ mm)
 - - - - : Expérience ($T = 19,1$ °C, $T_0 = 39,9$ °C, constante d'intégration = 2s)
 ——— : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz, $f_2 = 4,1$ GHz)

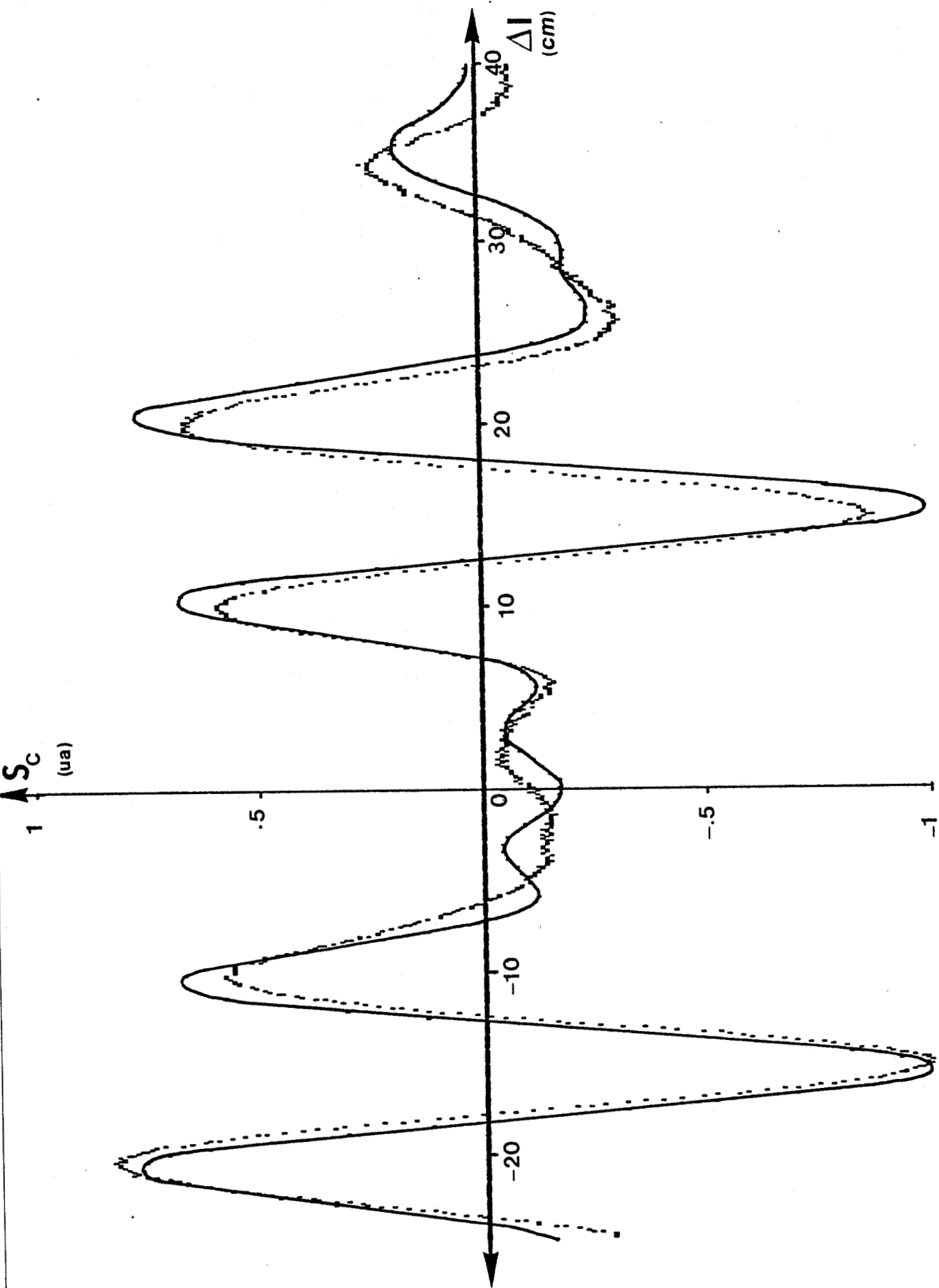


Figure 79 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $l_c = 18\text{ mm}$ ($x = 0\text{ mm}$)
 ---: Expérience ($T = 19^\circ\text{C}$, $T_0 = 39,8^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s)
 —: calcul numérique ($f_1 = 1,7\text{ GHz}$, $f_2 = 4,1\text{ GHz}$)

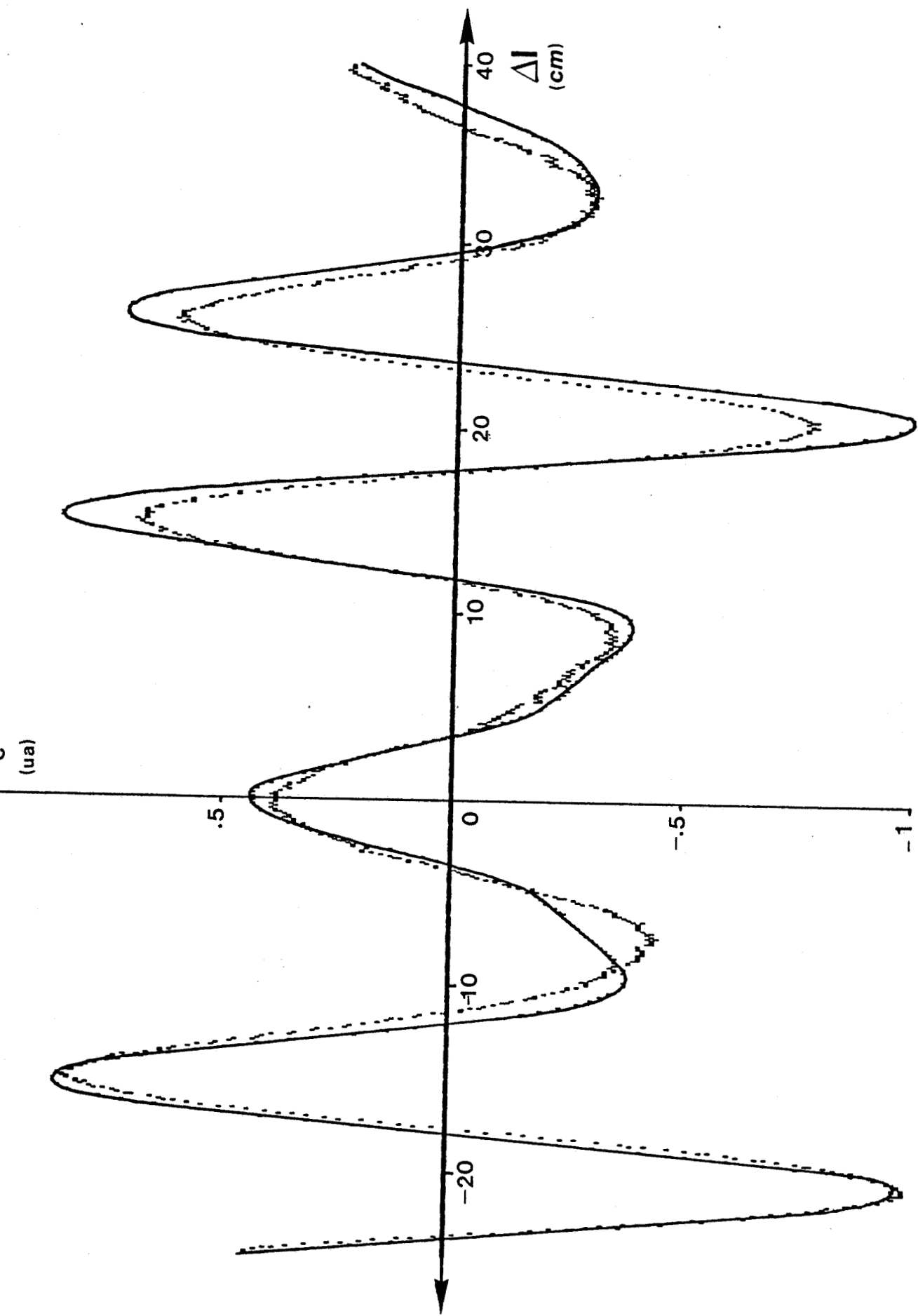


Figure 80 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $l_c = 24$ mm ($x = 0$ mm)
 - - - : Expérience ($T = 19,2$ °C, $T_0 = 39,2$ °C, constante d'intégration = 2s)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1,7$ GHz, $f_2 = 4,1$ GHz)

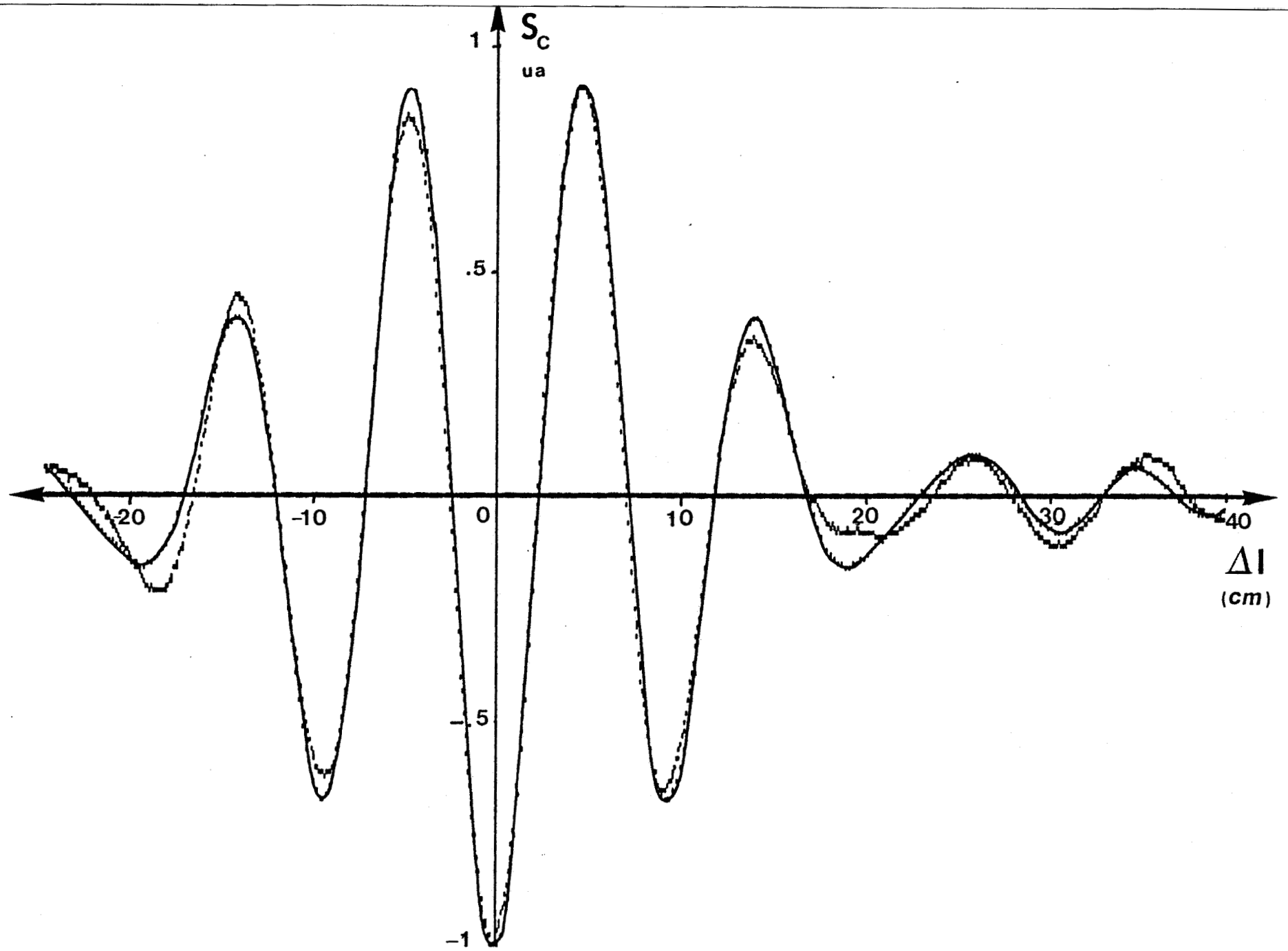


Figure 81 : Interférogramme relevé et calculé (relation 21) dans le cas où $lc = 6 \text{ mm}$ ($x = 0 \text{ mm}$)

----- : expérience ($T = 40 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 22 \text{ }^\circ$, constante d'intégration = 2s)

————— : calcul numérique ($f_1 = 1,7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4,1 \text{ GHz}$)

compte les valeurs calculées des permittivités [5], pour les 6 longueurs lc de la cellule coaxiale isotherme.

On note que dans l'ensemble, la concordance théorie-expérience est assez satisfaisante et cela d'autant plus que les amplitudes des interférogrammes ($S_c(0)$) sont importantes.

Les écarts théorie-expérience apparaissant dans l'ensemble de ces confrontations peuvent être attribués, comme nous l'avons déjà mentionné au § 3.3.1 :

- à des différences entre valeurs de permittivités réelles et théoriques
- à un éventuel mauvais remplissage de la cellule coaxiale.

Notons par ailleurs des modifications importantes des interférogrammes (en ce qui concerne les distances entre franges) lorsque lc varie. Il semble en particulier que l'augmentation de la longueur de la cellule conduit à une réduction de la bande passante globale du système.

Enfin, nous donnons figure 81 les interférogrammes relevé et calculé à partir de l'expression 21, qui correspondent à une longueur lc de 6 mm de la cellule coaxiale isotherme portée à une température de 40°C où les charges de référence Rc et Rc' sont à température ambiante ($T_0 < T$).

Nous constatons un parfait accord entre la théorie et l'expérience, et nous vérifions également l'inversion du signal radiométrique $S_c(\tau)$ par comparaison avec le tracé obtenu figure 76. Il apparaît cependant une légère modification des franges, que l'on peut attribuer aux variations des permittivités de l'eau avec la température.

3.4 Réflexions et prospective

3.4.1 Conditions d'obtention d'un signal radiométrique

Tout d'abord, on peut déterminer les conditions qui font que le signal radiométrique $S_c(\tau)$ soit significatif. Pour cela, on se référera à l'expression (1-59) de $S_c(\tau)$ (bande passante 1Hz) qui s'écrit :

$$\delta S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) |G| |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(\beta x + \beta_0 \Delta l) \quad (3-26)$$

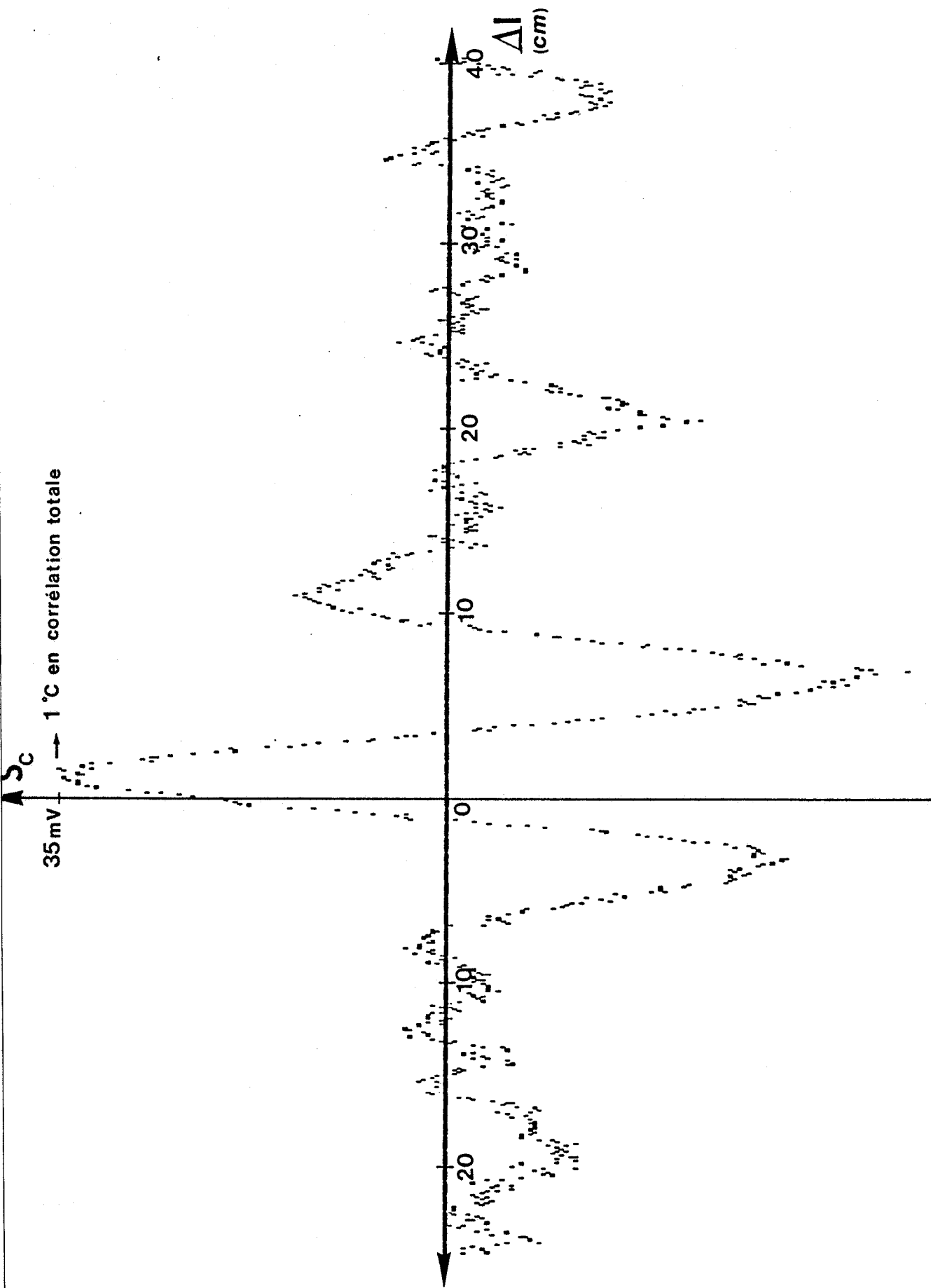


Figure 82 : Signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'un quadripôle dissipatif adaptée (cas d'un atténuateur 6 dB en transmission)
 ($T = 42^\circ\text{C}$, $T_0 = 22^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s)

En considérant la différence de température ($T - T_0$) non nulle, l'existence du signal $\delta S_c(0)$ en sortie du système implique d'abord que $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ soient tous les deux différents de zéro.

A cet effet, nous avons traité un cas où $|S_{11}| \neq 0$: celui où le quadripôle Q est constitué d'un atténuateur S.M.A. 6 dB, donc a priori proche de l'adaptation. Expérimentalement, nous obtenons un rapport $S_c(0)/S_{cT}(0)$ très faible (0.032) qui est confirmé par celui obtenu théoriquement (0.031), établi à partir de l'expression 26, sommée dans la bande passante du corrélateur. Le signal résiduel - et notamment l'interférogramme donné figure 82 - résulte en fait du T.O.S. parasite de l'atténuateur.

Par ailleurs, il est à noter que l'atténuation provoquée par la longueur lc de la cellule coaxiale conditionne partiellement l'existence de $|S_{12}|$: une transmission faible entraîne nécessairement la diminution des signaux de bruit corrélés auxquels le système est sensible.

En outre, il est à constater que, dans les cas étudiés (figure 71 et 72) les valeurs maximales $S_c(0)$ liées à un maximum de $|S_{21}|$ sont obtenues pour une longueur $lc \neq k \cdot \lambda_g/2$, avec λ_g la longueur d'onde moyenne guidée dans la cellule coaxiale.

Ces propriétés peuvent aider au choix d'une longueur de cellule coaxiale donnant un signal significatif.

3.4.2 Etude comparative dans le cas de sondes appliquées sur un milieu dissipatif homogène

Il nous semble intéressant de comparer la situation actuelle à celle considérée pour la thermométrie d'un milieu dissipatif homogène. Ce parallèle est représenté figure 83.

Ces différentes situations correspondent à un radiomètre à corrélation qui est relié soit :

- aux bornes d'une ligne coaxiale (mode T.E.M.) chargée d'un diélectrique ϵ^* (figure 83a)
- à deux sondes appliquées sur un milieu dissipatif homogène (fonctionnement multimode) comportant un point chaud (ΔT) (figure 83b) dans la partie commune aux volumes de couplage propres aux deux sondes. Dans ce cas, la position de l'une des sondes n'influence pas le diagramme de rayonnement de l'autre et a fortiori, il n'existe aucun couplage direct entre les sondes.

Dans les deux cas, on a respectivement les relations simplifiées suivantes (système supposé à bande étroite) [6] :

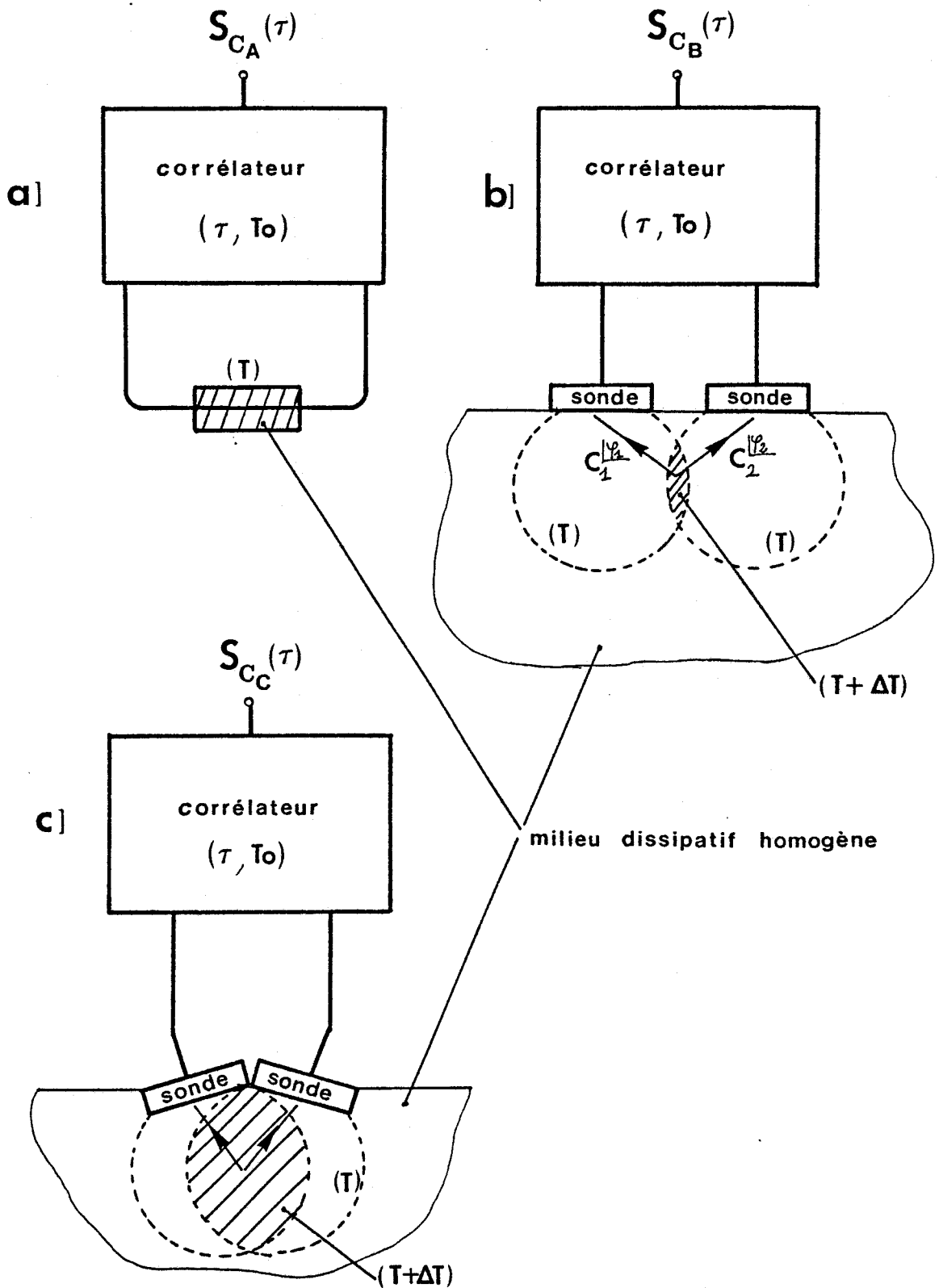


Figure 83 : Configurations du radiomètre à corrélation relié :

- à une ligne coaxiale dissipative (a)
- à deux sondes appliquées sur un milieu dissipatif dans le cas où les volumes de couplage relatifs aux deux sondes ont une partie commune relativement faible (b) et plus importante, avec une transmission directe entre les deux sondes (c).

$$S_{CA}(\tau) \# K(T - T_0) |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21}) \cos(2\pi f\tau) \quad (3-27)$$

$$S_{CB}(\tau) \# K\Delta T |C_1| |C_2| \cos(\varphi_{c1} - \varphi_{c2} + 2\pi f\tau) \quad (3-28)$$

avec $C_1 = |C_1| e^{j\varphi_{c1}}$ et $C_2 = |C_2| e^{j\varphi_{c2}}$, les paramètres de couplage du volume commun (ΔT) aux sondes.

Nous obtenons dans ces conditions des comportements des dispositifs qui sont différents

Dans le premier cas, $S_{CA}(\tau)$ n'est significatif que si d'une part $T \neq T_0$ et d'autre part, $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ sont différents de zéro.

Dans le deuxième cas, $S_{CB}(\tau)$ dépend de l'existence d'un excès de température ΔT (et non de $T - T_0$) et des paramètres de couplages C_i . Il est à noter que les coefficients de réflexion sonde-milieu, qui n'introduisent qu'un terme correctif sur $S_{CB}(\tau)$, ont un rôle tout à fait différent de celui qu'ils jouent dans le cas précédent.

Remarquons par ailleurs que le cas de la figure 83a peut s'apparenter à celui où deux sondes multimodes sont placées face à face dans un milieu dissipatif homogène.

Considérons maintenant la situation pour laquelle la position des sondes a été modifiée de façon à permettre une transmission de l'une vers l'autre (figure 83c).

Dans ce cas, la relation 28 peut s'appliquer à cette nouvelle configuration d'étude avec cependant de nouveaux paramètres de couplage C_i φ_i . D'autre part, on peut prévoir des contributions supplémentaires au signal de sortie $S_c(\tau)$ du type de celles données par la relation 27, et en particulier liées au fait que $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$ sont différents de zéro.

3.4.3 Possibilités d'exploitation du procédé

Du point de vue de son utilisation pratique, le procédé étudié dans ce chapitre donne d'abord des informations sur la température du matériau.

Un traitement des signaux obtenus pour plusieurs longueurs de cellule doit pouvoir conduire à une détermination de la permittivité complexe du matériau.

Cette nouvelle technique de mesure de diélectrique est à comparer à d'autres méthodes plus classiques qui opèrent en régime monochromatique :

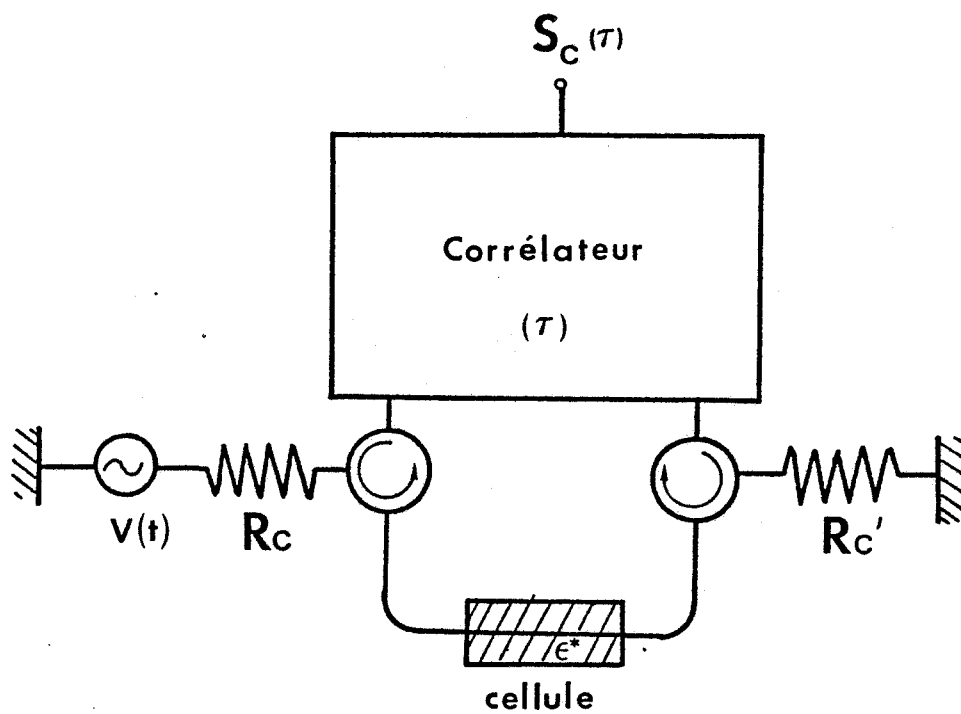


Figure 84 : Schéma de principe d'un dispositif de mesure de permittivités de diélectrique utilisant un radiomètre à corrélation.

- soit à partir du coefficient de réflexion d'une cellule court-circuitée [7-9] (longueur fixe et fréquence variable ou inversement)
- soit à partir des coefficients de réflexion et de transmission d'une cellule de longueur fixe [10].

L'étude qui vient d'être présentée nous suggère une autre méthode de mesure de diélectrique en régime monochromatique, basée sur le dispositif donné figure 84.

En nous référant aux calculs donnés § 1.4.2.2 et en ne prenant alors en compte que la contribution des signaux émis par le générateur $v(t)$ (fréquence f), on en déduit la nouvelle expression du signal de sortie :

$$S(f, \Delta l) \approx -K |S_{11}| |S_{21}| \cos(\varphi_{11} - \varphi_{21} + \beta \Delta l) \quad (3-29)$$

Dans ces conditions, on doit ainsi obtenir des interférogrammes du type donné figure 85.

Cette représentation fait apparaître l'amplitude du signal $S(f, \Delta l)$ qui est liée à la quantité $|S_{11}| |S_{21}|$ ainsi que le déphasage $(\varphi_{11} - \varphi_{21})$.

Connaissant ces paramètres, la longueur lc de la cellule et la fréquence f d'étude, on peut envisager de retrouver la permittivité du matériau à partir des relations 3 et 4 donnant $S_{11}(\epsilon_2^*, lc, f)$ et $S_{21}(\epsilon_2^*, lc, f)$.

L'intérêt d'une telle méthode résiderait dans le fait que pour obtenir des informations sur la nature du matériau, il suffirait d'un seul enregistrement effectué en fonction de Δl (figure 85), alors que les méthodes classiques doivent opérer nécessairement à fréquence ou à longueur de cellule variable.

Notons que cette méthode peut également s'envisager du point de vue radiométrique en remplaçant le générateur $v(t)$, par une source de bruit plus intense qui masquerait les autres contributions de bruit du système générées par la ligne coaxiale et la charge Rc' .

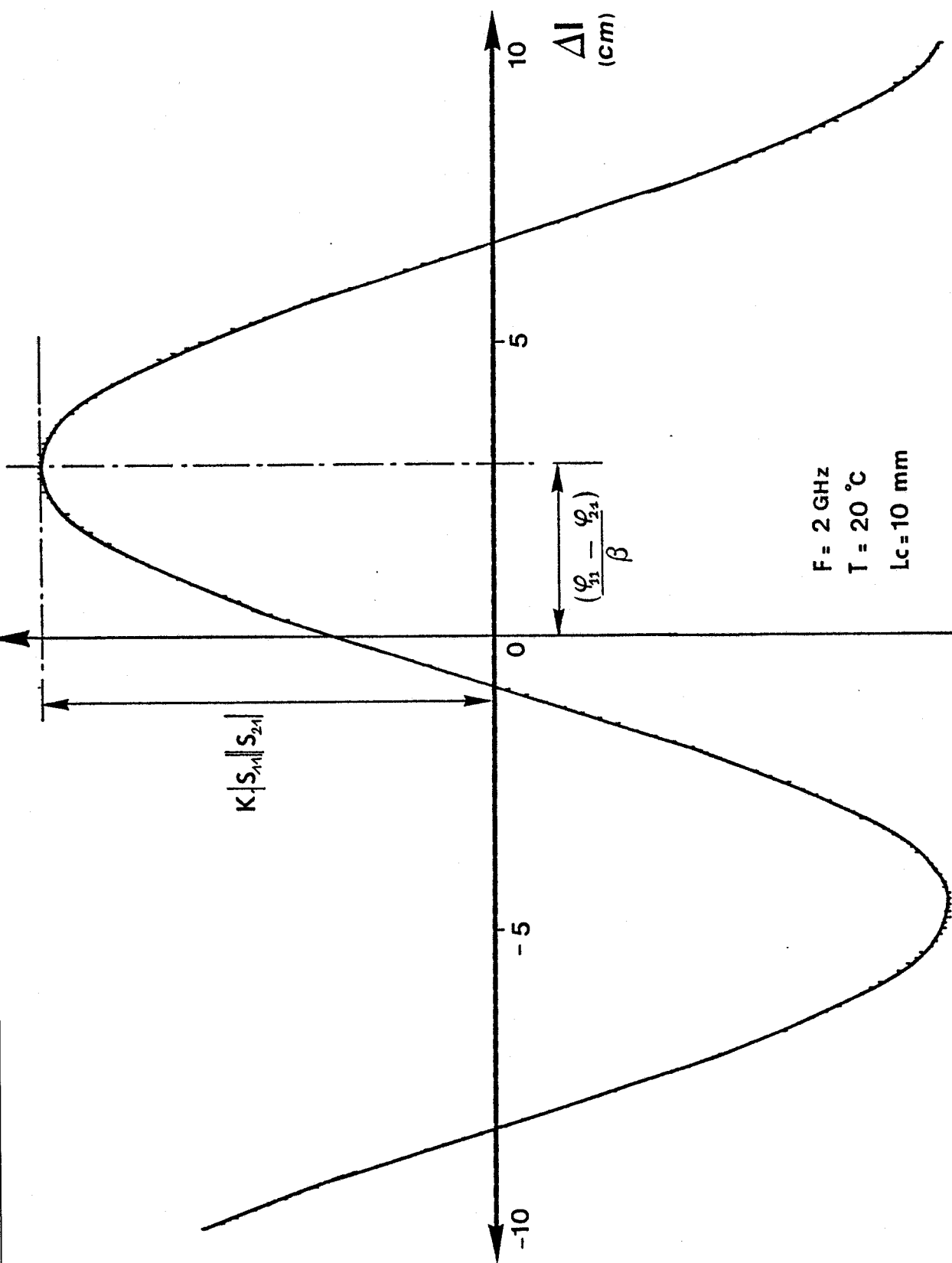


Figure 85 : Représentation graphique de l'expression 27 mettant en évidence la détermination des quantités $|S_{11}|$, $|S_{21}|$ et $(\varphi_{11} - \varphi_{21})$

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué notre méthode radiométrique au cas où le quadripôle Q est constitué par une ligne coaxiale remplie d'un diélectrique présentant des pertes.

Différentes expressions du signal radiométrique $S_c(\tau)$ ont été établies et vérifiées expérimentalement dans le cas de six cellules coaxiales de longueurs différentes et remplies d'eau.

Cette étude nous a permis de progresser dans la compréhension des phénomènes de détection cohérente du bruit émis par un milieu dissipatif.

De plus, les potentialités de cette méthode sont discutées, en particulier de nouvelles possibilités de mesure de diélectriques.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 3

- [1] STELZRIED C.T.
"Microwave Thermal Noise Standards" I.E.E.E. Trans. M.T.T. - 16, n° 9, pp 646-655, september 1968
- [2] AGOURIDIS D.C.
"Thermal Noise of Transmission Media" I.E.E.E. Trans IM - 26, n° 3, pp 243-245, september 1977
- [3] FABRE J.J., LEROY Y.
"Thermal noise emission of a lossy material for a T.E.M. propagation" Electronics Letters, Vol 17, N° 11, pp 376-377, may 1981
- [4] FABRE J.J.
"Méthodes de calcul de signaux thermiques et possibilités de nouvelles utilisations de la thermographie microonde" Thèse de 3ème cycle, Lille, septembre 1982
- [5] ULABY F.T., MOORE R.K., FUNG A.K.
"Microwave Remote Sensing. Active and Passive" Vol. III (from Theory to Applications) Addison - Wesley Publishing Company, 1986
- [6] BELLARBI L.
"Définition de la thermographie microonde par corrélation (T.M.O.C). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques." Thèse de 3ème cycle Lille, 1984
- [7] DUJARDIN B.
"Réflectométrie par réseau 'Six-ports' et antenne monopôle. Application à la mesure de la permittivité des tissus vivants en microondes". Thèse de 3ème cycle, Lille, janvier 1985.
- [8] BELHADJ-TAHAR N., FOURRIER-LAMER A.
- "Broad-Band Analysis of a coaxial discontinuity used for dielectric measurements" I.E.E.E. Trans. M.T.T. - 34, n° 3, pp 346 - 350, march 1986
- "Utilisation pratique d'une cellule très large bande pour la mesure automatique de la permittivité de divers matériaux" L'Onde Electrique, Vol 68, n° 1, pp 50 - 59, janvier 1988
- [9] STUCHLY M.A., BRADY M.B., STUCHLY S.S., GAJDA G.
"Equivalent circuit of an open-ended coaxial line in a lossy dielectric" I.E.E.E. Trans. IM - 31, n° 2, pp 116 - 119, june 1982
- [10] BARRY W.
"A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability" I.E.E.E. Trans M.T.T. - 34, n° 1, pp 80 - 84, january 1986

CHAPITRE 4

**Bruit thermique d'une ligne microruban dissipative reliée aux entrées
du corrélateur**

Chapitre 4

Bruit thermique d'une ligne microruban dissipative reliée aux entrées du corrélateur

4.1 Introduction

Après avoir considéré, au chapitre précédent, une ligne coaxiale présentant des pertes dues à une conductance linéique ($g \neq 0$), nous traitons maintenant le cas où les pertes sont imputables à une résistance linéique (r).

Ceci nous conduit à réaliser des circuits de type lignes microrubans qui se prêtent très bien à ce genre d'étude.

Comme dans le chapitre précédent, nous établissons les nouvelles expressions du signal radiométrique lorsque la ligne est isotherme et nous réalisons des séries de vérifications expérimentales.

Un cas d'étude nous a semblé intéressant : celui où la ligne présente un gradient de température localisé.

La généralisation de cet exemple peut conduire à une reconstitution du profil de température le long de la ligne microruban.

4.2 Signal radiométrique d'une ligne microruban dissipative isotherme

L'expression du signal radiométrique nécessite au préalable une redéfinition des constantes secondaires de la ligne à partir de ses nouveaux paramètres primaires.

4.2.1 Paramètres secondaires d'une ligne dissipative

Une ligne sans pertes est caractérisée par ses paramètres primaires (L, C) et ses paramètres secondaires (γ, Z) [1]. La constante de propagation γ ainsi que l'impédance caractéristique de la ligne Z sont reliées aux paramètres primaires de la ligne sans pertes par les relations suivantes (fréquence f):

$$\gamma = j\beta = j\omega\sqrt{LC} \quad (4-1)$$

et

$$Z = R = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4-2)$$

avec $\omega = 2\pi f$, la pulsation (rad/s)
 L , l'inductance par unité de longueur de la ligne microruban (H/m)
 C , la capacité par unité de longueur de la ligne microruban (F/m)

L'introduction d'une résistance linéique (r) modifie ces paramètres. Par conséquent, ceux-ci deviennent :

$$\gamma' = \sqrt{(r + jL\omega)jC\omega} = \alpha' + j\beta' \quad (4-3)$$

$$Z' = \sqrt{\frac{r + jL\omega}{jC\omega}} = R' + jX' \quad (4-4)$$

On exprime alors les paramètres α' , β' , R' et X' de la nouvelle ligne en fonction des paramètres secondaires β et R de la ligne sans pertes, ainsi qu'en fonction de la résistance linéique r .

Dans ces conditions, on obtient les relations suivantes :

- atténuation de la ligne à pertes ($Np m^{-1}$) :

$$\alpha' = \beta \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2} \right)^{1/4} \sin \left(\frac{1}{2} \arctg \left(\frac{r}{\beta \cdot R} \right) \right) \quad (4-5)$$

- constante de phase de la ligne à pertes ($rad m^{-1}$) :

$$\beta' = \beta \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2} \right)^{1/4} \cos \left(\frac{1}{2} \arctg \left(\frac{r}{\beta \cdot R} \right) \right) \quad (4-6)$$

- paramètres d'impédance de la ligne à pertes :

$$R' = R \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2} \right)^{1/4} \cos \left(\frac{1}{2} \arctg \left(\frac{r}{\beta \cdot R} \right) \right) \quad (4-7)$$

$$X' = R \left(1 + \frac{r^2}{\beta^2 R^2} \right)^{1/4} \sin \left(\frac{1}{2} \arctg \left(\frac{r}{\beta \cdot R} \right) \right) \quad (4-8)$$

Pour étudier l'influence de pertes résistives, on travaille initialement sur une ligne microruban classique dont les pertes sont négligeables.

Dans ces conditions, les paramètres secondaires (β et R) de la ligne sans pertes sont obtenus à partir de formules de synthèse [2] [3] établies en fonction de la permittivité du substrat (ϵ_r), de son épaisseur (h), de l'épaisseur de métallisation (t) et de la largeur (W) du ruban.

La résistance linéique (r) est introduite sous la forme de plots de dimension W_r et L_r , réalisés à partir d'un matériau résistif (R). On obtient alors :

$$\text{Résistance d'un plot} = \frac{R \cdot L_r}{W_r}$$

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

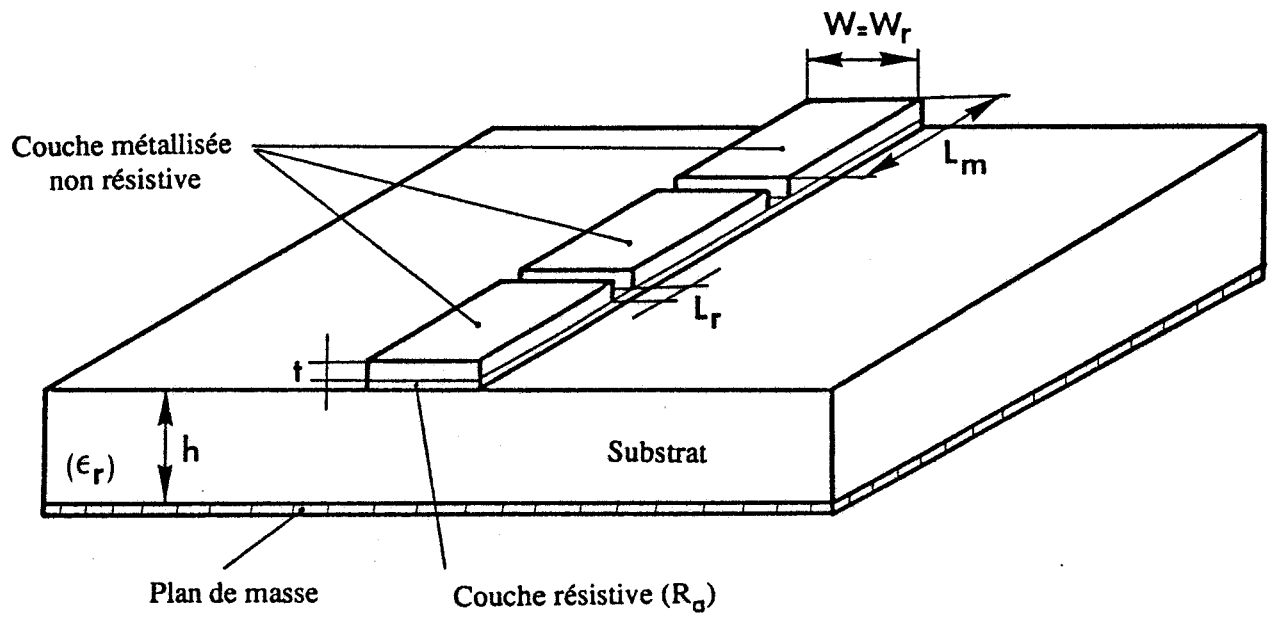


Figure 86 : Structure de la ligne microruban rendue dissipative par implantation de plots résistifs de dimensions $(W_r \times L_r)$.

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

soit

$$r = \frac{N \cdot \left(\frac{R_{\square} \cdot L_r}{W_r} \right)}{(N \cdot (L_r + L_m) + L_m)} \quad (4-9)$$

avec N , nombre de plots résistifs

Les dimensions géométriques de la ligne ainsi que celles des plots résistifs sont représentées figure 86.

Il est à noter que dans le but de satisfaire aux conditions d'une ligne à constantes réparties, la longueur $(L_r + L_m)$ doit rester inférieure à $\lambda_g / 10$.

4.2.2 Expressions des paramètres S_{ij} d'une ligne microruban à pertes

Pour obtenir les paramètres S_{ij} théoriques d'une ligne microruban à pertes nous procédons de deux manières différentes :

- soit en utilisant les formulations 3-3 et 3-4 (§3.2.1.1) établies pour un mode de propagation T.E.M.
- soit en effectuant une simulation à partir d'un logiciel de C.A.O. (TOUCHSTONE).

Dans le premier cas, on suppose une propagation quasi-T.E.M. de l'onde dans la ligne microruban où les paramètres S_{ij} du quadripôle symétrique à pertes sont donnés par :

- paramètre de réflexion :

$$S_{11} = \left[\rho_{12} + \frac{t_{12} t_{21} \rho_{21} e^{-2\gamma_2 l_g}}{1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l_g}} \right] e^{-2\gamma_1 l_a} \quad (4-10)$$

- paramètre de transmission :

$$S_{21} = \left[\frac{t_{12} t_{21} e^{-2\gamma_2 l_g}}{1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l_g}} \right] e^{-2\gamma_1 l_a} \quad (4-11)$$

Les indices 1 et 2 des paramètres ρ_{ij} et t_{ij} sont affectés respectivement aux lignes d'accès 50Ω (longueur l_a) et à la ligne dissipative de longueur $l_g = N(L_r + L_m) + L_m$.

Notons que les paramètres ρ_{ij} et t_{ij} , contenus dans ces expressions, ne sont plus définis en fonction des permittivités des milieux 1 et 2, mais établis à partir des impédances caractéristiques des différents tronçons de ligne. Soit :

$$\rho_{12} = -\rho_{21} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{Z' - Z_c}{Z' + Z_c} \quad (4-12)$$

$$t_{12} = 1 + \rho_{12} = \frac{2Z'}{Z' + Z_c} \quad (4-13)$$

$$t_{21} = 1 + \rho_{21} = \frac{2Z_c}{Z' + Z_c} \quad (4-14)$$

avec $Z_c = R_c = 50 \Omega$, l'impédance caractéristique des lignes d'accès de longueur l_a

$Z' = R' + jX'$, l'impédance de la ligne à pertes définie au §4.2.1 (relations 7 et 8)

$\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2$, la constante de propagation de la ligne microbande dissipative (relations 5 et 6)

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

Dans le second cas, les paramètres S_{11} et S_{21} du quadripôle dissipatif sont obtenus non plus littéralement mais numériquement à partir du logiciel de simulation TOUCHSTONE, après

déclaration des paramètres physiques et géométriques de la ligne microruban à pertes. Ces paramètres sont :

- la permittivité du substrat (ϵ_r)
- la hauteur du substrat (h)
- l'épaisseur de métallisation (t)
- la largeur de ligne (W) qui fixe l'impédance caractéristique (Z) de la ligne sans pertes
- la longueur de métallisation (L_m)
- la résistance carrée (R) du matériau résistif
- la largeur (W_r) de la ligne résistive (pour des raisons de commodité, nous prendrons $W = W_r$)
- la longueur (L_r) de la ligne résistive.

4.2.3 Expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ d'une ligne microruban dissipative et isotherme

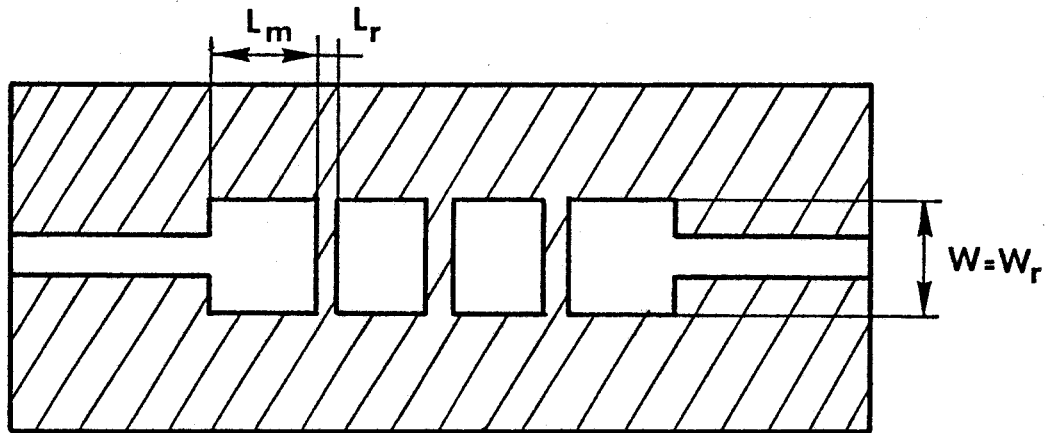
En partant des relations établies au §3.2.2 nous donnons l'expression du signal radiométrique d'une ligne microruban dissipative et isotherme à partir des paramètres S_{ij} de cette ligne. Soit, dans une bande de fréquences comprise entre f_1 et f_2 [4] :

$$S_c(\tau) = -8K'(T - T_0) \int_{f_1}^{f_2} |G(f)| |S_{11}(f)| |S_{21}(f)| \cos(\varphi_{11}(f) - \varphi_{21}(f)) \cos(\beta_0(f)\Delta l + \beta(f)x) df \quad (4-15)$$

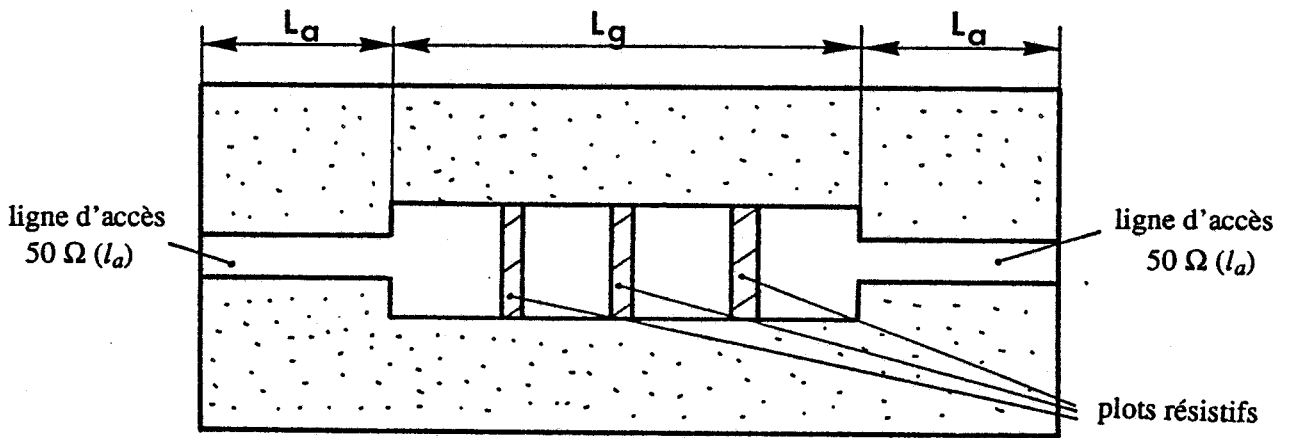
Nous considérons, dans ce cas d'étude, que les paramètres S_{ij} du quadripôle ne varient pas avec la température de la ligne à pertes.

D'autre part, il est à noter que le signal radiométrique $S_c(\tau)$ peut s'exprimer également à partir des paramètres secondaires (Z' et γ_2) de la ligne dissipative.

Dans ces conditions, nous obtenons une formulation de $S_c(\tau)$ analogue à celle établie au §3.2.2






a) 1^r étape



b) 2^e étape

(l_g : longueur de la ligne microruban dissipative → quadripôle Q)

Figure 87 : Etapes de réalisation de la ligne microruban dissipative.

-  couche résistive (R_{\square})
-  couche métallisée
-  substrat

(relation 3-21) où les paramètres ρ_{ij} et t_{ij} ainsi que γ_2 sont mentionnés au §4.2.2. La longueur l_c de la cellule est remplacée par la longueur l_g de la ligne dissipative, formée de N plots résistifs et de $N + 1$ longueurs métallisées L_m .

Compte-tenu de cette nouvelle définition du signal radiométrique d'un quadripôle dissipatif, nous allons maintenant donner quelques confrontations effectuées sur des lignes microrubans à pertes.

4.3 Confrontations théorie-expérience

4.3.1 Technologie

Les différentes lignes dissipatives à partir desquelles nous avons effectué des confrontations ont été réalisées sur deux types de substrats de même permittivité, qui sont :

- *RT/Duroïd 6006*, 1 face Ohmega ply résistive :
 (Substrat : $\epsilon_r = 6$, $h = 0,635 \text{ mm}$
 couche métallisée : cuivre, $t = 17.5 \text{ }\mu\text{m}$
 couche résistive : $R = 25 \text{ }\Omega$, épaisseur = $0,4 \text{ }\mu\text{m}$)
- Verre, 2 faces résistives :
 (Substrat : $\epsilon_r = 6$, $h = 0,5 \text{ mm}$
 couche métallisée : or, $t = 11 \text{ }\mu\text{m}$
 couche résistive : alliage Ni-Cr, $R = 120 \text{ }\Omega$, épaisseur = 200 \AA)

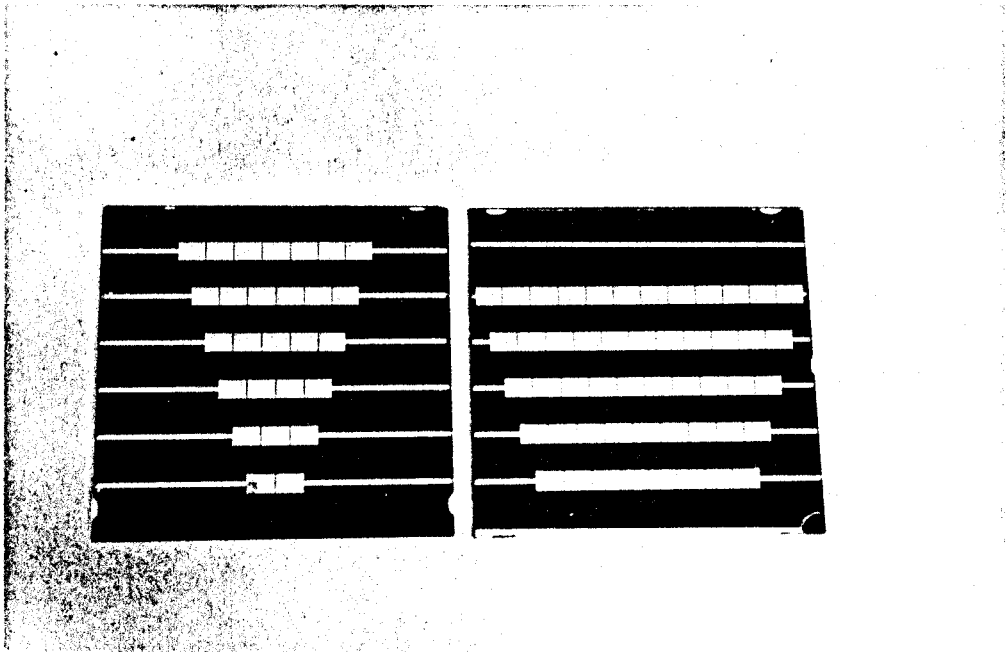
Les opérations technologiques de gravure se déroulent en deux étapes.

La première opération consiste à décaper les parties non résistives qui n'entrent pas dans la conception de la ligne microruban (figure 87a).

La seconde étape élimine la couche résistive du substrat en ne laissant que les plots résistifs sur la ligne microruban (figure 87b). Ces différentes opérations sont réalisées à l'aide de solvants appropriés aux types de métallisations à dissoudre.

En modifiant le nombre de plots résistifs (N), nous réalisons dans ces conditions différentes lignes dissipatives dont l'impédance caractéristique en l'absence de plots résistifs est de $20 \text{ }\Omega$ à 3 GHz ($W = 3,62 \text{ mm}$) pour les lignes réalisées sur substrat *RT/Duroïd* et de $19,9 \text{ }\Omega$ à 3 GHz ($W = 2,88 \text{ mm}$) pour les lignes implantées sur substrat de verre (figure 88).

a)



b)

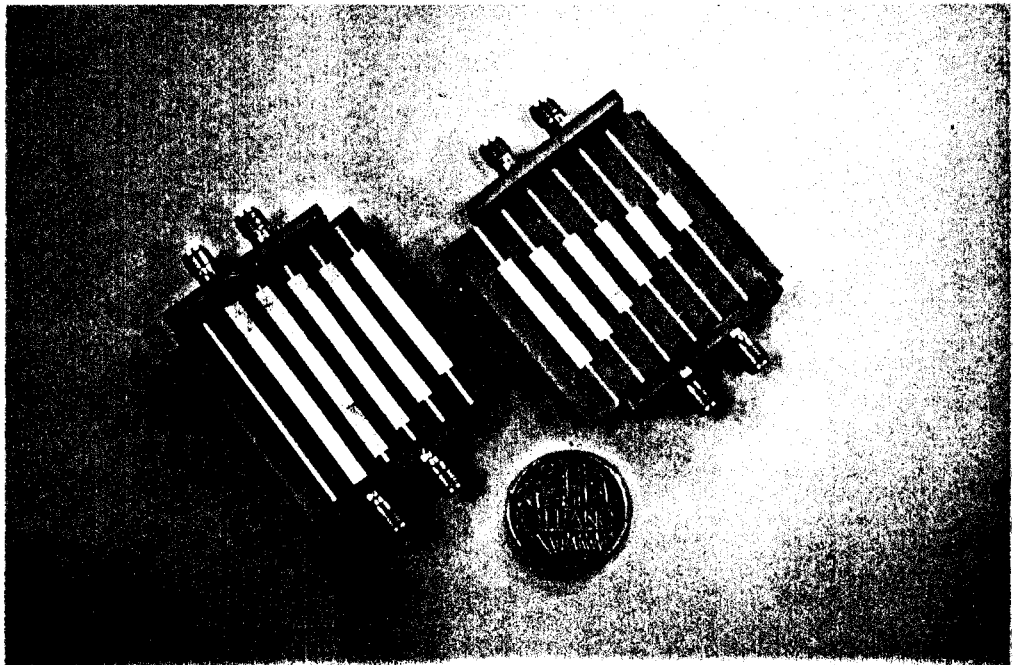


Figure 88 : Lignes microrubans dissipatives réalisées sur :
a) substrat verre
b) substrat Duroïd

(relation 3-21) où les paramètres ρ_{ij} et t_{ij} ainsi que γ_2 sont mentionnés au §4.2.2. La longueur l_c de la cellule est remplacée par la longueur l_g de la ligne dissipative, formée de N plots résistifs et de $N + 1$ longueurs métallisées L_m .

Compte-tenu de cette nouvelle définition du signal radiométrique d'un quadripôle dissipatif, nous allons maintenant donner quelques confrontations effectuées sur des lignes microrubans à pertes.

4.3 Confrontations théorie-expérience

4.3.1 Technologie

Les différentes lignes dissipatives à partir desquelles nous avons effectué des confrontations ont été réalisées sur deux types de substrats de même permittivité, qui sont :

- *RT/Duroïd 6006*, 1 face Ohmega ply résistive :
 (Substrat : $\epsilon_r = 6$, $h = 0,635 \text{ mm}$
 couche métallisée : cuivre, $t = 17.5 \mu\text{m}$
 couche résistive : $R = 25 \Omega$, épaisseur = $0,4 \mu\text{m}$)
- Verre, 2 faces résistives :
 (Substrat : $\epsilon_r = 6$, $h = 0,5 \text{ mm}$
 couche métallisée : or, $t = 11 \mu\text{m}$
 couche résistive : alliage Ni-Cr, $R = 120 \Omega$, épaisseur = 200 \AA)

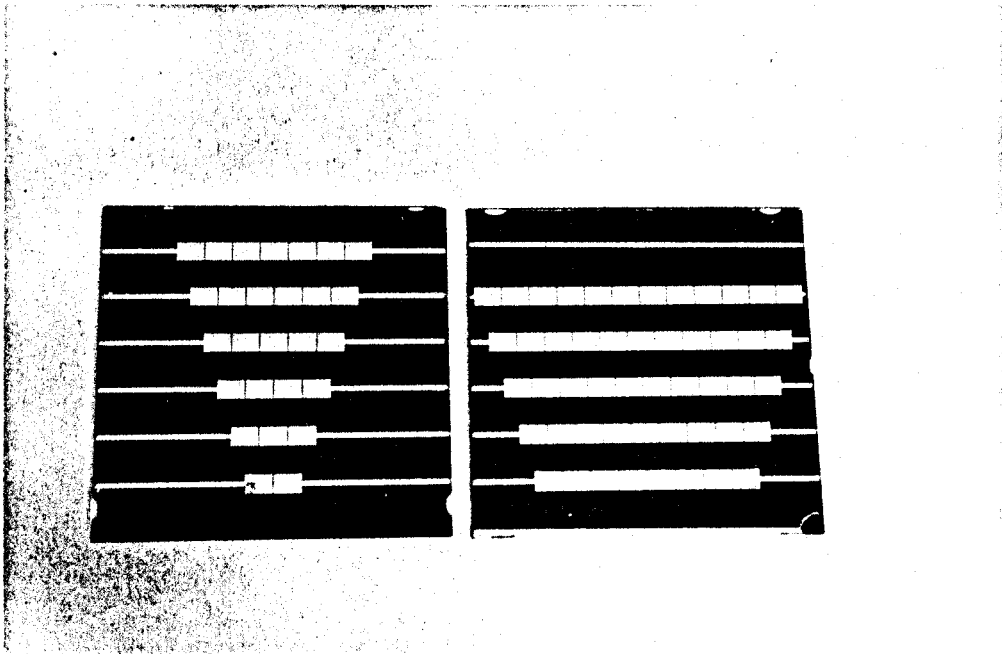
Les opérations technologiques de gravure se déroulent en deux étapes.

La première opération consiste à décaper les parties non résistives qui n'entrent pas dans la conception de la ligne microruban (figure 87a).

La seconde étape élimine la couche résistive du substrat en ne laissant que les plots résistifs sur la ligne microruban (figure 87b). Ces différentes opérations sont réalisées à l'aide de solvants appropriés aux types de métallisations à dissoudre.

En modifiant le nombre de plots résistifs (N), nous réalisons dans ces conditions différentes lignes dissipatives dont l'impédance caractéristique en l'absence de plots résistifs est de 20Ω à 3 GHz ($W = 3,62 \text{ mm}$) pour les lignes réalisées sur substrat *RT/Duroïd* et de $19,9 \Omega$ à 3 GHz ($W = 2,88 \text{ mm}$) pour les lignes implantées sur substrat de verre (figure 88).

a)



b)

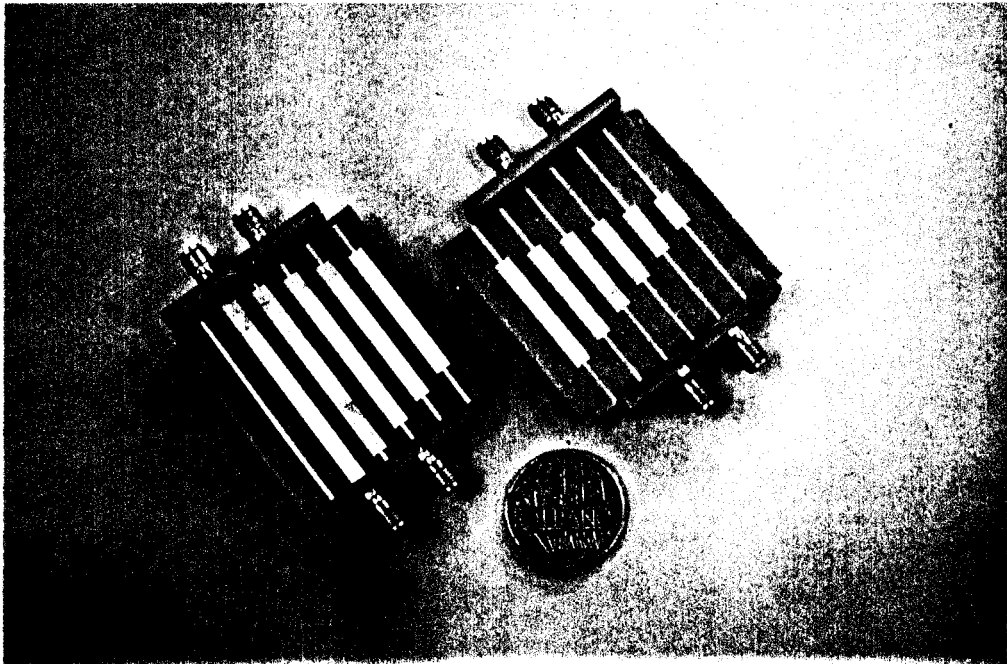


Figure 88 : Lignes microrubans dissipatives réalisées sur :
a) substrat verre
b) substrat Duroïd

Ces différents calculs sont réalisés à partir d'expressions analytiques données par GUPTA [2] après déclaration des paramètres physiques et géométriques liés à chaque type de substrat.

La largeur des plots résistifs (W_r) est identique à celle de la ligne métallisée (W) ; la longueur (l_r) de la partie résistive est de 100 μm . La distance entre plots (L_m) est de 4 mm. Ces dimensions sont communes aux deux substrats.

Ces différentes longueurs ont été choisies de manière :

- à pouvoir être réalisées technologiquement
- à satisfaire à la condition $(L_r + L_m) \leq \lambda_g / 10$
- à assurer l'existence des paramètres S_{11} et S_{21} qui conditionne celle du signal radiométrique $S_c(\tau)$.

Ayant précisé les caractéristiques géométriques liées à la conception des lignes microrubans dissipatives, nous proposons maintenant une première série de confrontations basées sur les paramètres S_{ij} .

4.3.2 Vérifications sur les paramètres S_{ij}

Un nombre important de confrontations théorie-expérience a été effectué sur les paramètres S_{ij} de diverses lignes microrubans dissipatives (figure 88), réalisées sur différents substrats. Nous en présentons figures 89 à 94 quelques exemples.

D'un point de vue théorique, la comparaison est effectuée :

- soit à partir de subroutines du logiciel de simulation TOUCHSTONE après déclaration des paramètres physiques et géométriques des lignes à pertes,
- soit à partir des formulations 10 et 11 données au § 4.2.2 qui prennent en compte les constantes de propagation ainsi que les impédances caractéristiques propres à chaque section de la ligne microruban.

A partir des indications données au § 4.3.1, les simulations théoriques des paramètres S_{ij} obtenus à partir des formulations 10 et 11, ont été effectuées en tenant compte d'une permittivité effective constante ($\epsilon_{eff} = 4,94$) dans la bande passante du corrélateur, pour les lignes microrubans réalisées sur substrat Duroïd et verre.

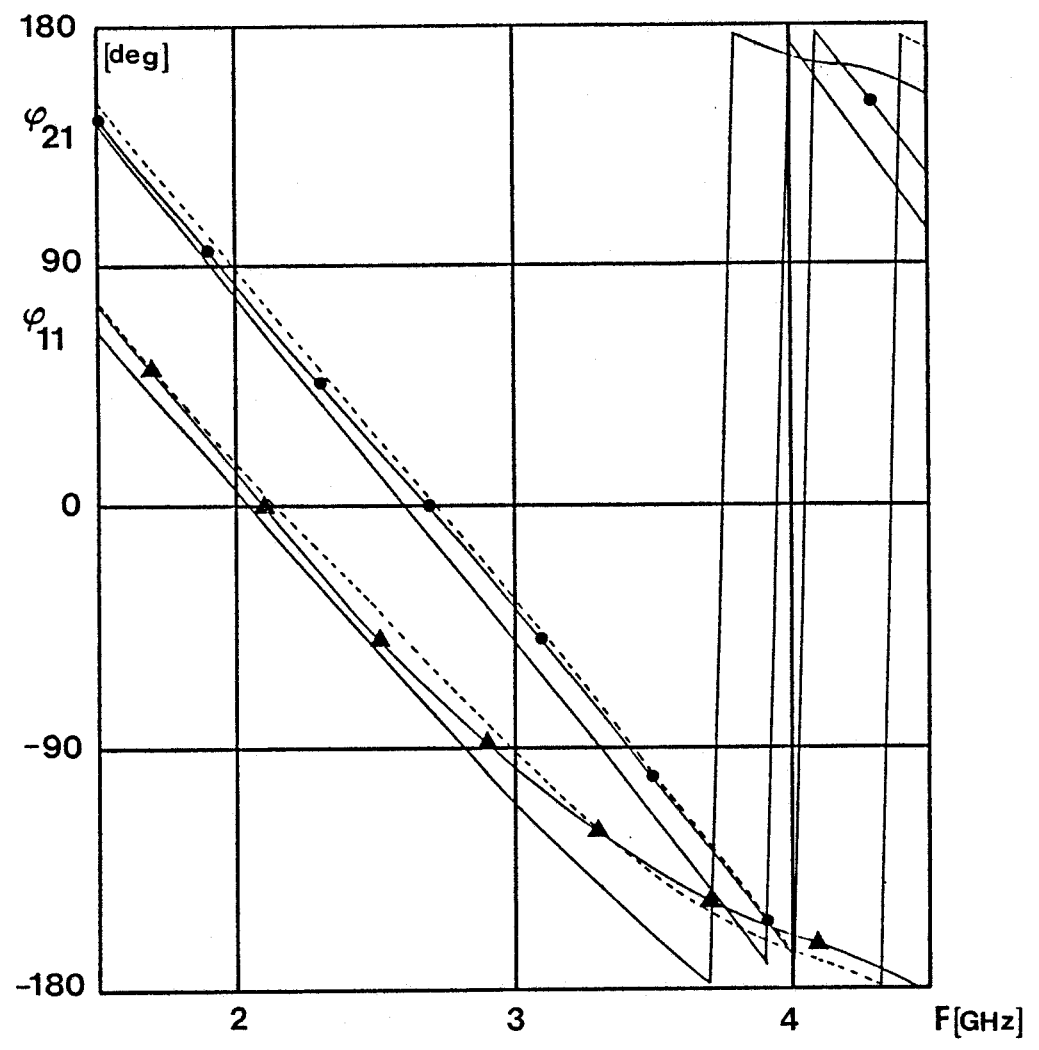
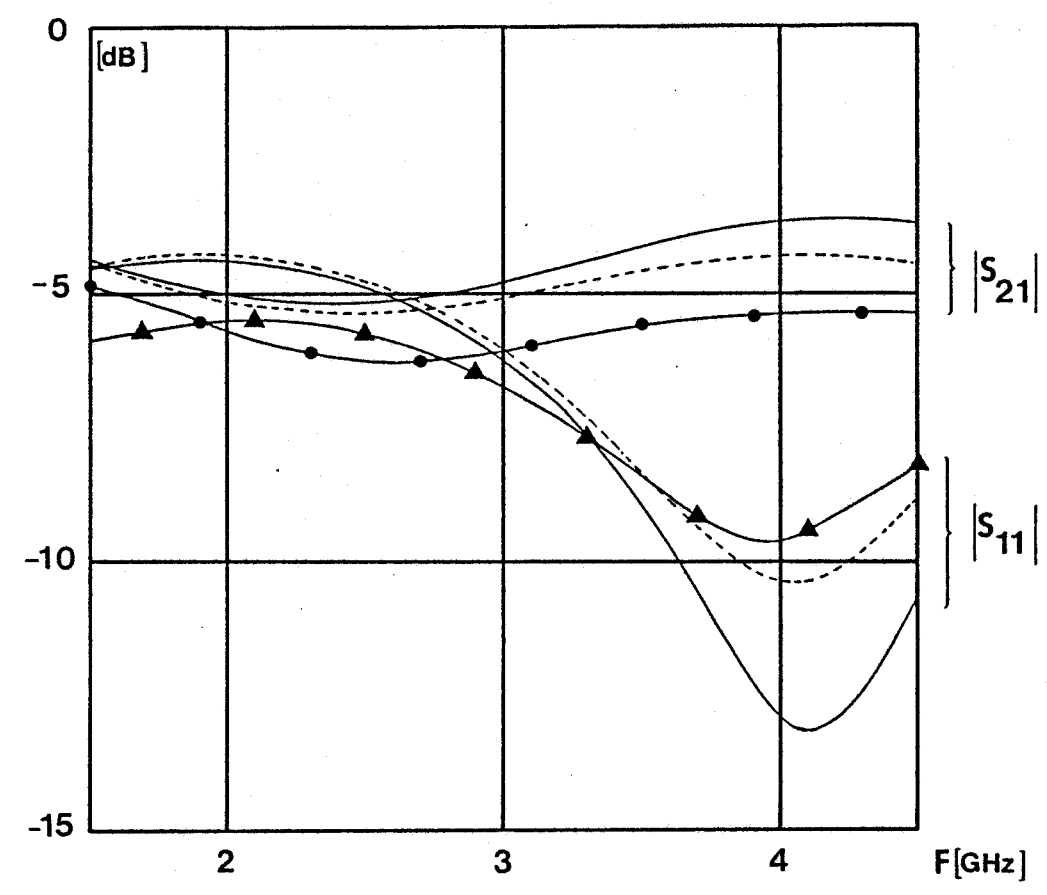


Figure 89 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (— : relations 10 et 11, - - - - : TOUCHSTONE).
 Cas de la ligne microruban comportant 3 plots résistifs sur substrat de verre.

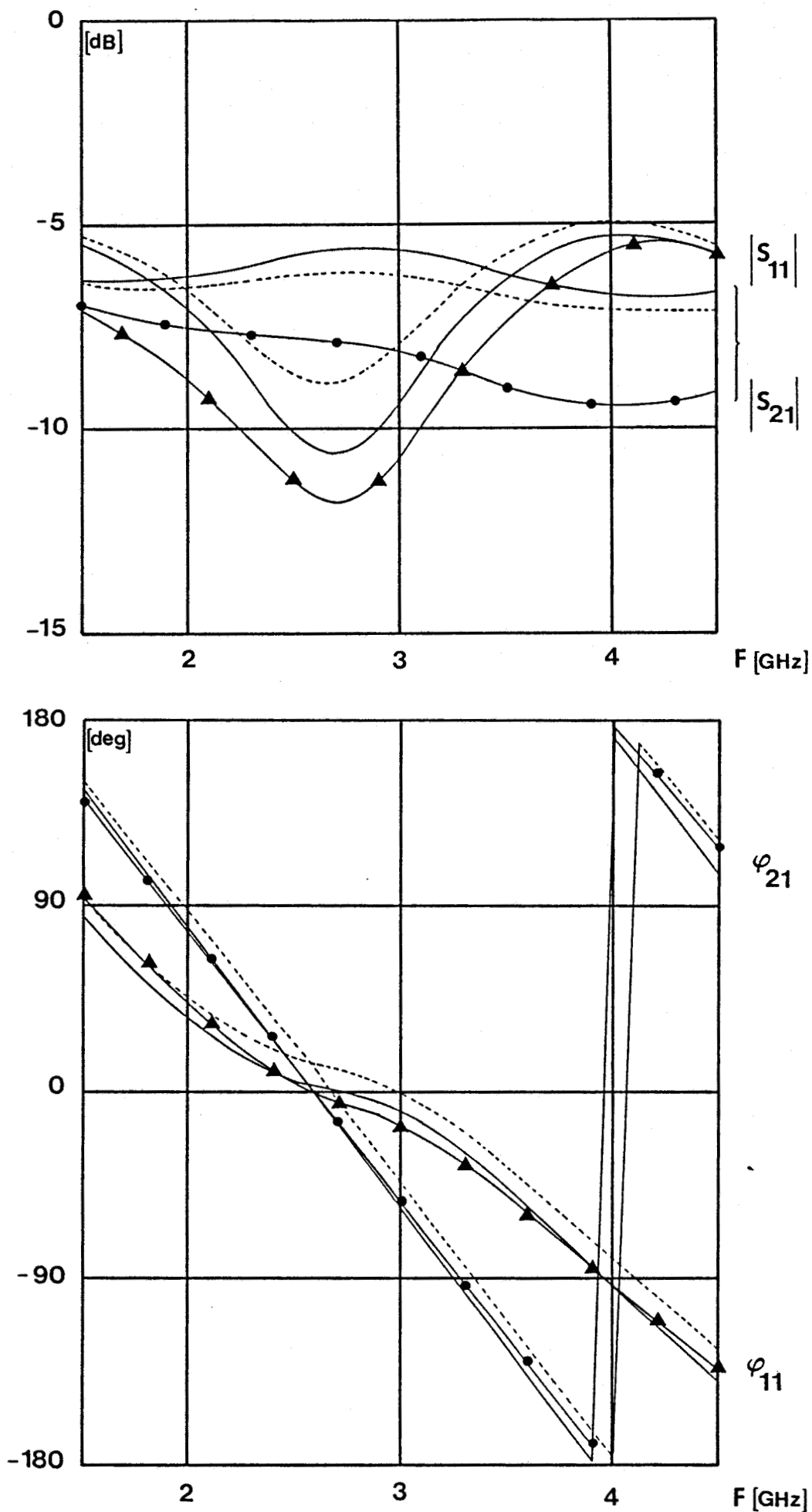


Figure 90 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (— : relations 10 et 11, - - - : TOUCHSTONE).
 Cas de la ligne microruban comportant 5 plots résistifs sur substrat de verre.

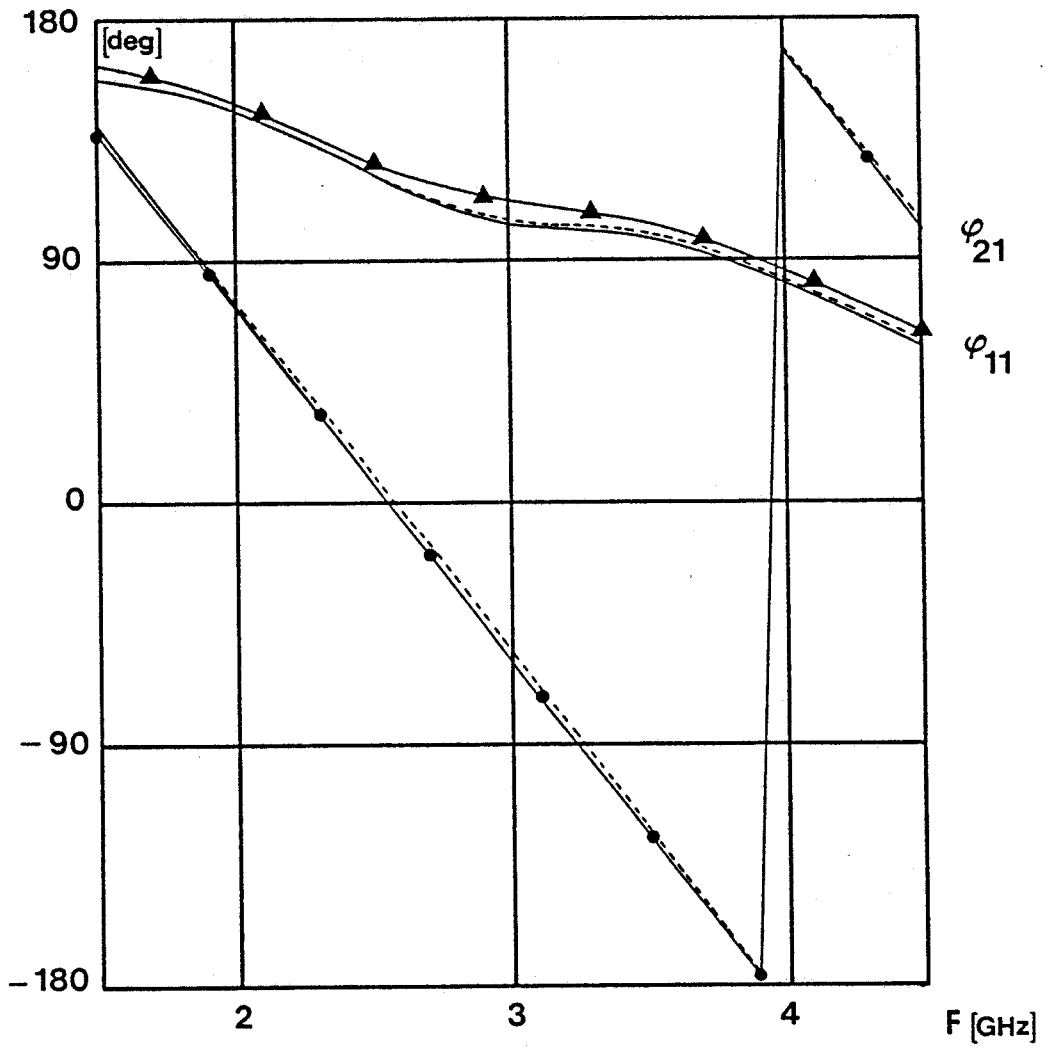
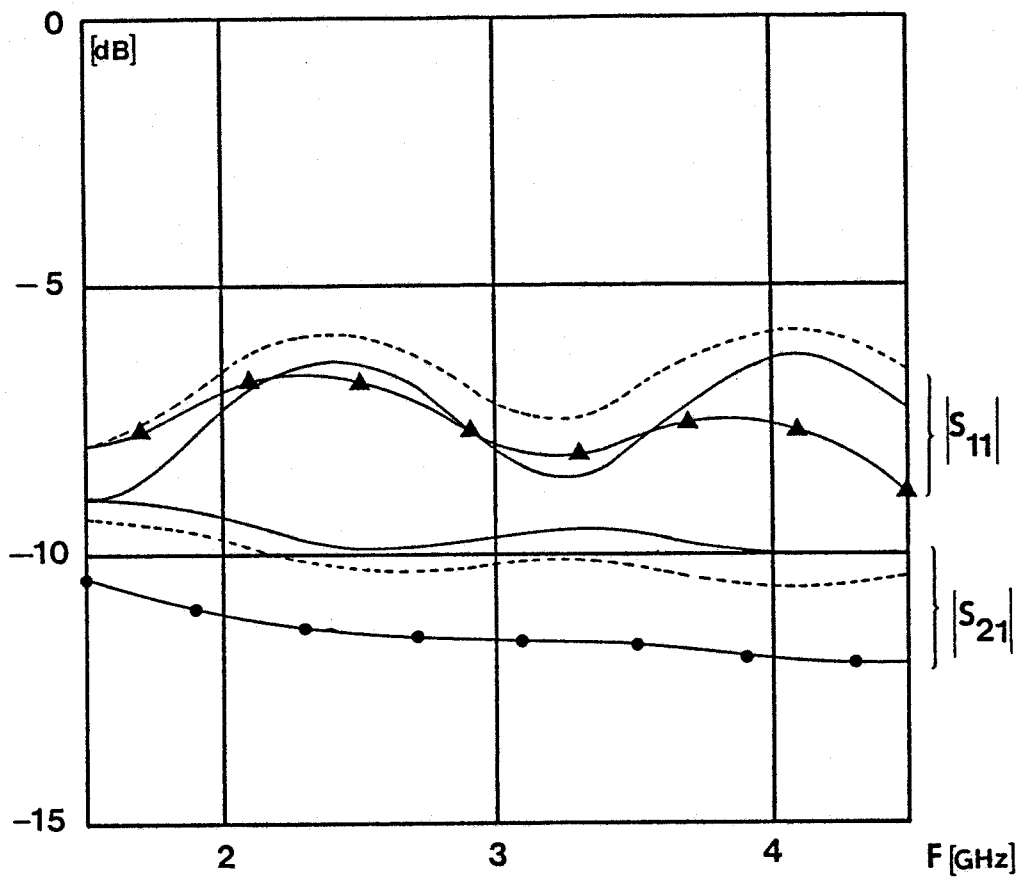


Figure 91 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (— : relations 10 et 11, - - - - : TOUCHSTONE).
 Cas de la ligne microruban comportant 9 plots résistifs sur substrat de verre.

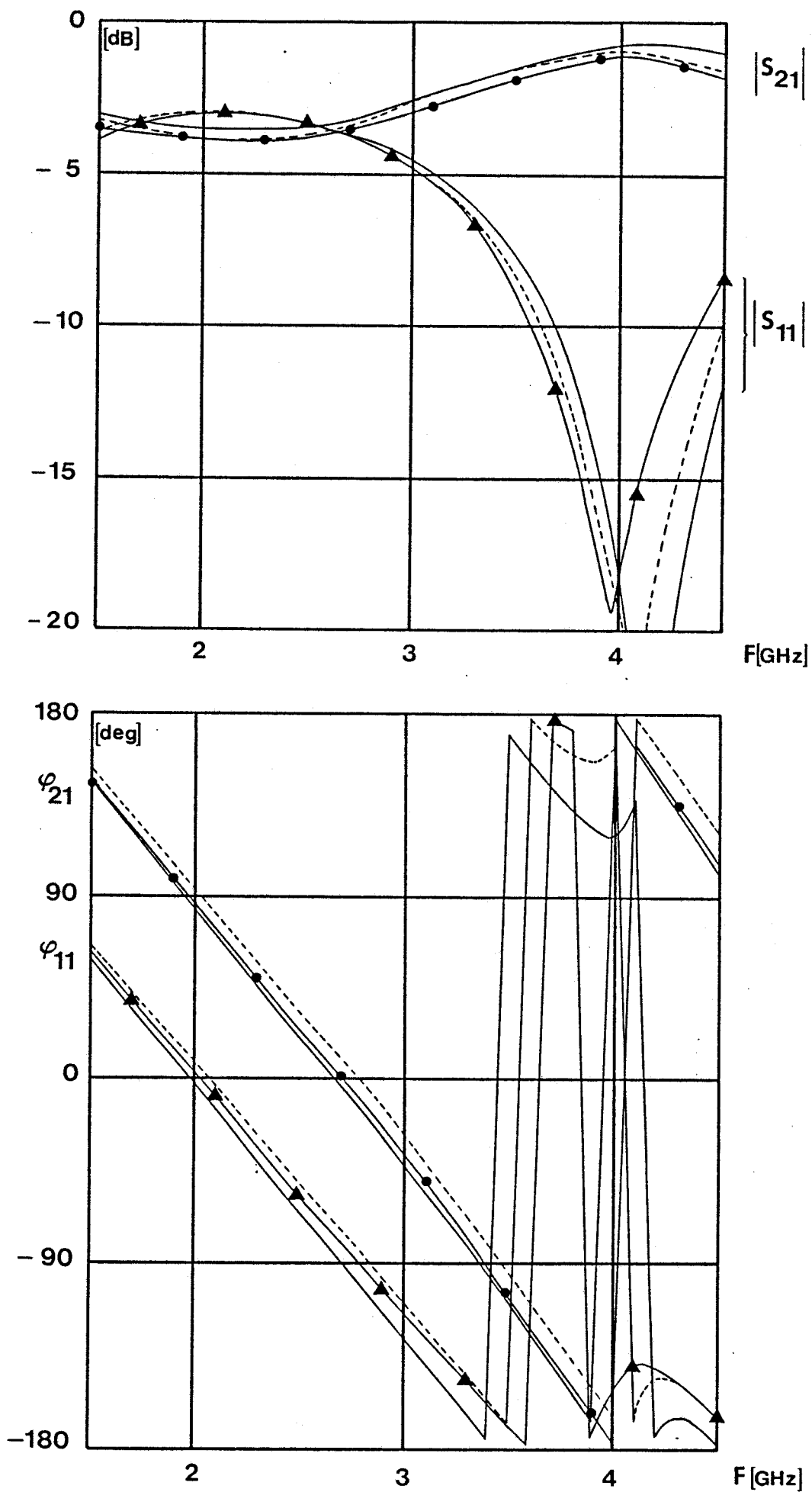


Figure 92 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (— : relations 10 et 11, - - - - : TOUCHSTONE).
 Cas de la ligne microruban comportant 3 plots résistifs sur substrat Duroïd.

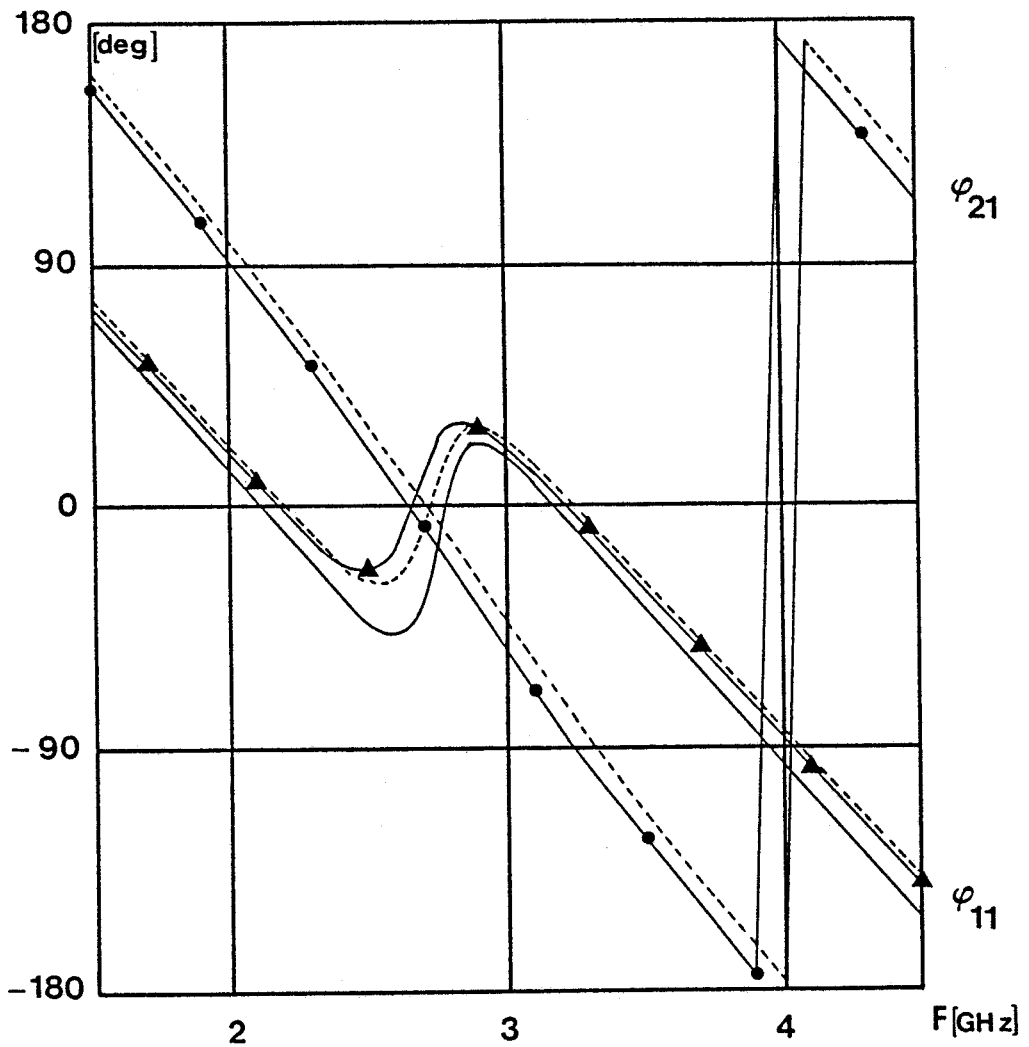
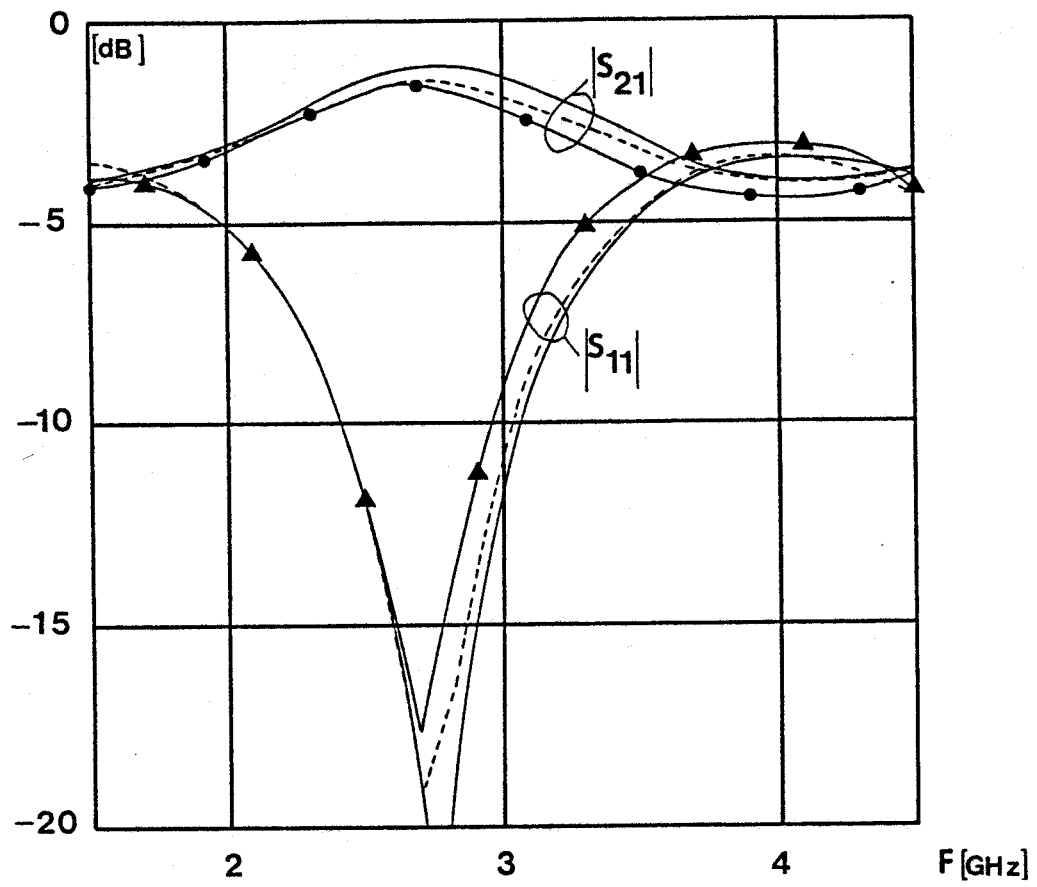


Figure 93 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (— : relations 10 et 11, - - - - : TOUCHSTONE).
Cas de la ligne microruban comportant 5 plots résistifs sur substrat Duroid.

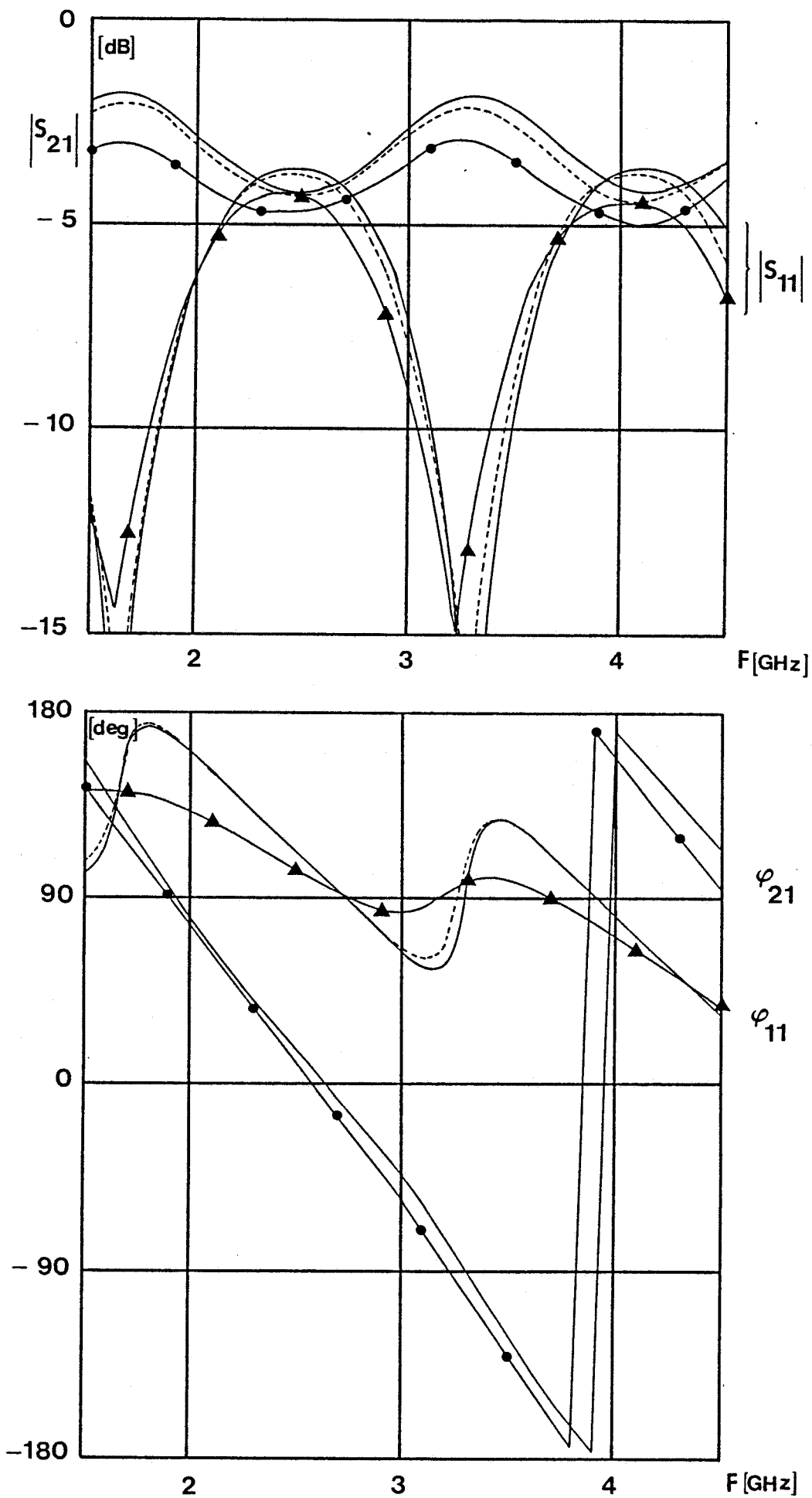


Figure 94 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle , \bullet) et théoriques (— : relations 10 et 11, - - - - : TOUCHSTONE).
Cas de la ligne microruban comportant 9 plots résistifs sur substrat Duroïd.

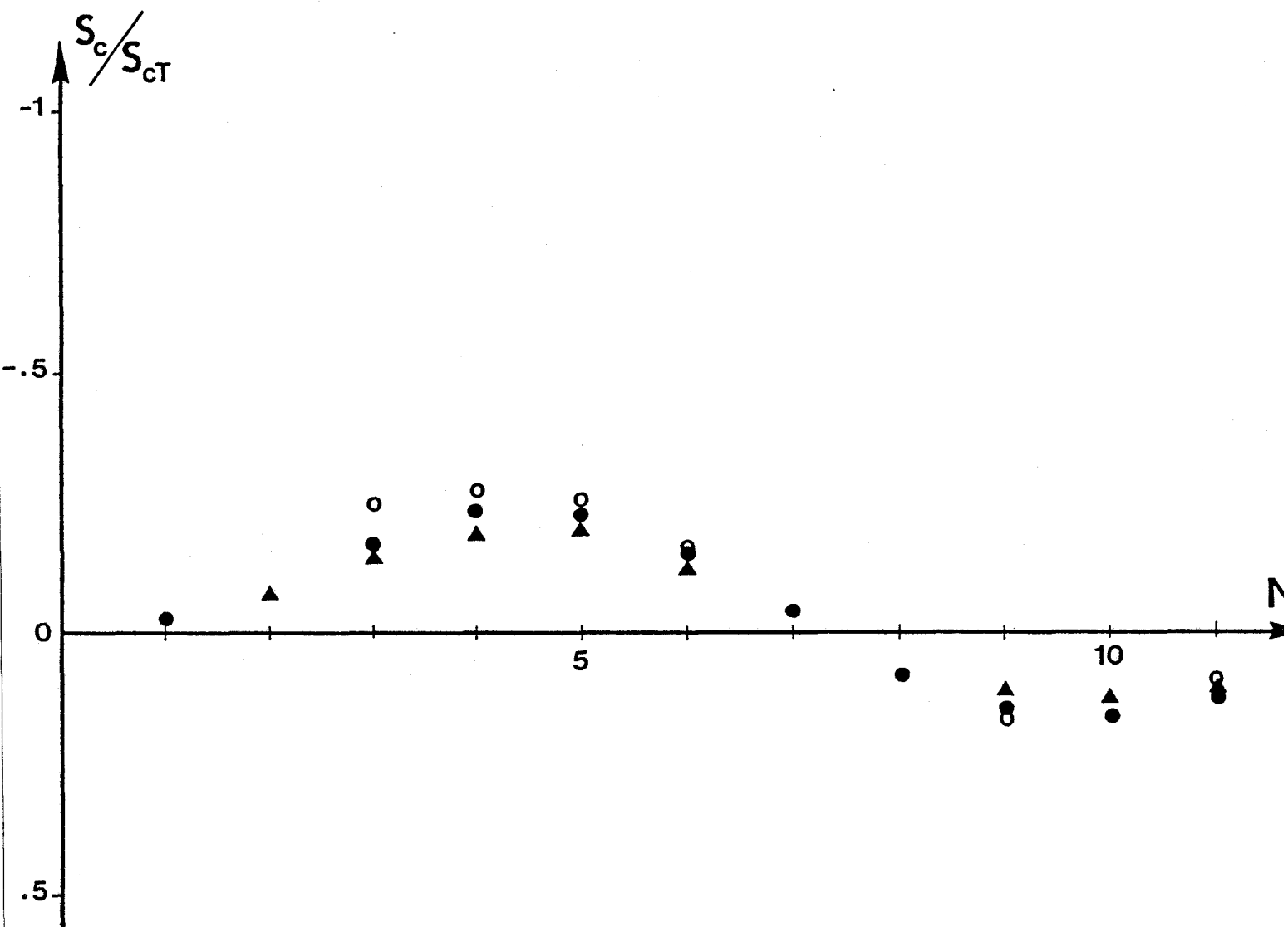


Figure 95 : Confrontation théorie-expérience des rapports S_c/S_{cT} pour $\tau=0$ en fonction du nombre de plots résistifs (cas des lignes réalisées sur substrat Duroïd).

- ▲ : Expérience
- : Calcul numérique (expression 15 + S_{ij} mesurés)
- : Calcul théorique (expression 15 + S_{ij} calculés par TOUCHSTONE)

Dans ces conditions, les confrontations menées pour des lignes comportant 3, 5 et 9 plots résistifs, réalisées sur substrat verre et Duroïd, s'avèrent être satisfaisantes. On observe néanmoins des différences entre relevés expérimentaux et tracés théoriques qui peuvent être attribuées à l'imprécision sur les dimensions géométriques et les paramètres physiques des lignes microrubans dissipatives.

Cette première confrontation nous permettra, comme nous le verrons par la suite, de prévoir l'évolution qualitative et quantitative du signal radiométrique $S_c(\tau)$ de lignes microrubans à pertes.

4.3.3 Vérifications sur les signaux radiométriques $S_c(0)$

Compte-tenu des vérifications effectuées précédemment, montrant le bon accord entre les paramètres S_{ij} théoriques et expérimentaux de diverses lignes, nous donnons les confrontations normalisées du signal radiométrique $S_c(0)$, par rapport au signal radiométrique obtenu en corrélation totale $S_{cT}(0)$, de lignes microrubans dissipatives en fonction du nombre de plots résistifs N .

Cette confrontation porte sur les lignes présentées figure 88 où, d'un point de vue théorique, les comparaisons sont effectuées de manières différentes à partir de l'expression analytique 15 en considérant :

- soit les paramètres S_{ij} expérimentaux déduits d'une mesure à l'analyseur de réseaux vectoriel (HP 8510),
- soit les paramètres S_{ij} théoriques issus des relations 10 et 11,
- soit les valeurs calculées des paramètres S_{ij} obtenues à l'aide de logiciels de simulation (TOUCHSTONE).

En outre, les rapports expérimentaux sont obtenus soit à partir des caractéristiques de température donnant les sensibilités en tension (pour les lignes sur substrat verre), soit en réalisant une série de mesures à $(T - T_0)$ fixée pour $\tau = 0$ (cas des lignes réalisées sur substrat Duroïd).

Le mode opératoire choisi pour les manipulations consiste à modifier la température T_0 des charges de référence R_c , tout en maintenant les lignes microrubans à la température ambiante T .

Ces diverses confrontations sont données figure 95 pour les lignes réalisées sur substrat Duroïd ($R = 25 \Omega$) et figure 96 pour les lignes gravées sur substrat verre ($R = 120 \Omega$).

L'analyse de ces courbes nous montre d'une part une évolution similaire des rapports normalisés $S_c(0) / S_{cT}(0)$ pour les lignes réalisées sur des substrats de nature différente.

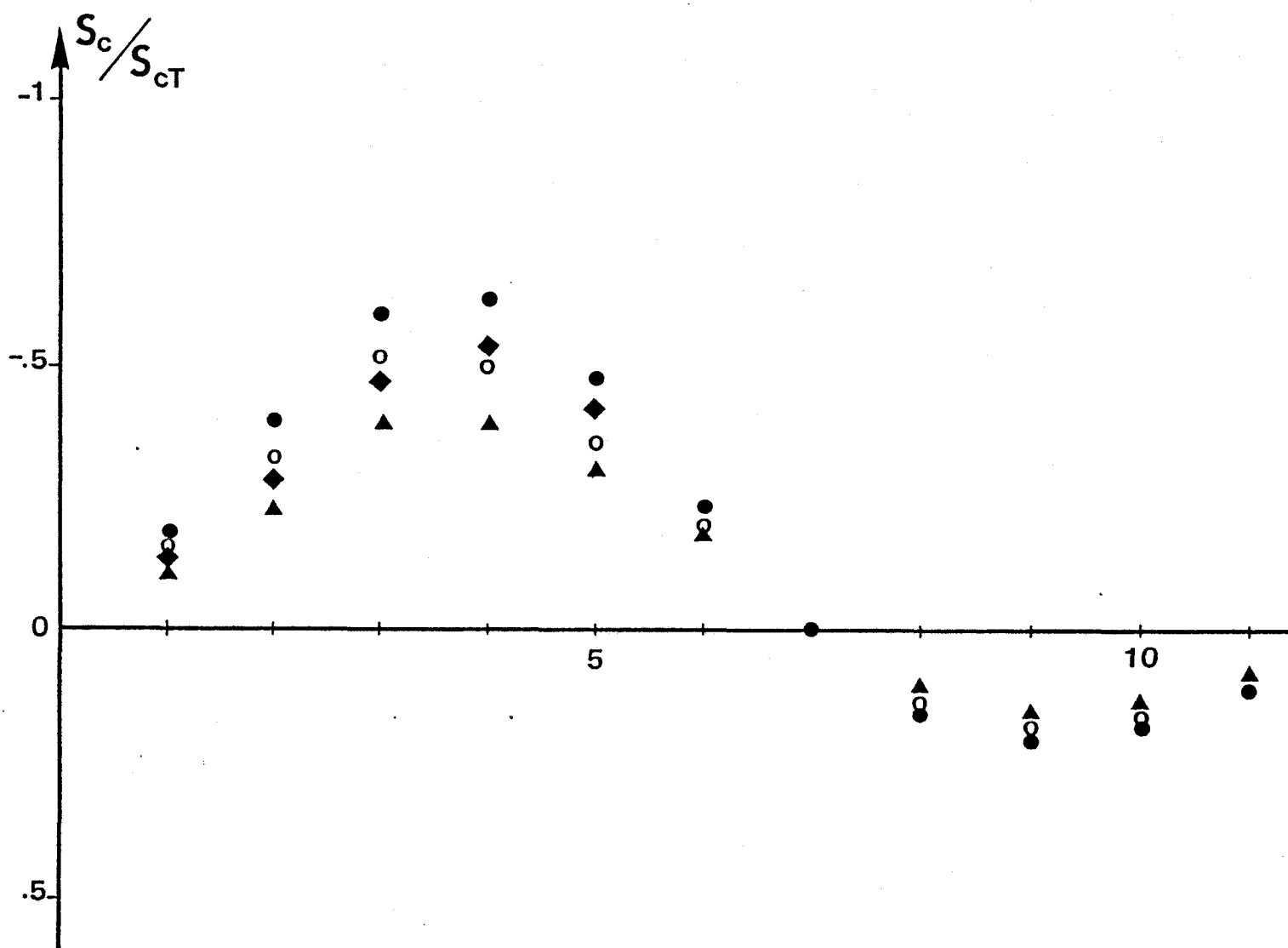


Figure 96 : Confrontation théorie-expérience des rapports S_c/S_{cT} pour $\tau=0$ en fonction du nombre de plots résistifs (cas des lignes réalisées sur substrat de verre).

- ▲ : Expérience
- : Calcul numérique (expression 15 + S_{ij} mesurés)
- : Calcul théorique (expression 15 + S_{ij} calculés par TOUCHSTONE)
- ◆ : Calcul théorique (expression 15 + S_{ij} calculés par les relations 10 et 11).

D'autre part, les puissances de bruit thermique générées par chaque ligne dissipative apparaissent d'autant plus importantes, pour un nombre de plots résistifs fixé, que la résistance linéique r est élevée ($r = 0.85 \Omega/m$ pour des lignes sur substrat de verre et $r = 0.15 \Omega/m$ pour des lignes réalisées sur substrat Duroïd).

Notons que dans ces conditions, il apparaît des valeurs importantes de $S_c(0) / S_{cT}(0)$ (pour N variant de 3 à 5 plots résistifs sur substrat de verre) qu'il est intéressant de remarquer compte-tenu des sensibilités en tension données par ces lignes.

Enfin, les écarts observables entre rapports théoriques et expérimentaux, notamment pour les lignes réalisées sur substrat verre ($N = 3$ à 6), peuvent être imputables :

- au procédé de mesure qui, lors de la lecture des températures T_0 , ne prend pas en compte les pertes en ligne provenant des circulateurs et des tronçons de lignes reliés aux charges de référence R_c
- ainsi qu'à l'imprécision sur les paramètres physiques et géométriques utilisés pour le calcul des paramètres S_{ij} des lignes à pertes.

4.3.4 Vérifications sur les interférogrammes

En sommant dans la bande passante du corrélateur (figure 28) l'expression du signal radiométrique $S_c(\tau)$ (relation 15), nous obtenons les confrontations données figures 97 à 100, effectuées à partir de relevés expérimentaux sur des lignes réalisées sur substrat de verre, pour lesquelles le nombre de plots résistifs est successivement de 3, 5, 9 et 11. Ces relevés sont comparés aux évolutions calculées à partir des expressions 10 et 11 donnant les paramètres S_{ij} théorique des lignes dissipatives.

Nous observons dans l'ensemble un parfait accord que nous vérifions également lorsque ces tracés expérimentaux sont comparés à ceux obtenus théoriquement, soit à partir des paramètres S_{ij} mesurés à l'analyseur de réseaux vectoriel, soit à partir des valeurs calculées données par un logiciel de simulation (TOUCHSTONE), compte-tenu de la bonne concordance des paramètres S_{ij} théoriques et expérimentaux présentés 89 à 91.

Nous donnons également, figures 101 et 102, les comparaisons effectuées pour des lignes comportant 5 et 9 plots résistifs réalisées sur substrat Duroïd, à partir des paramètres S_{ij} mesurés à l'analyseur de réseaux vectoriel.

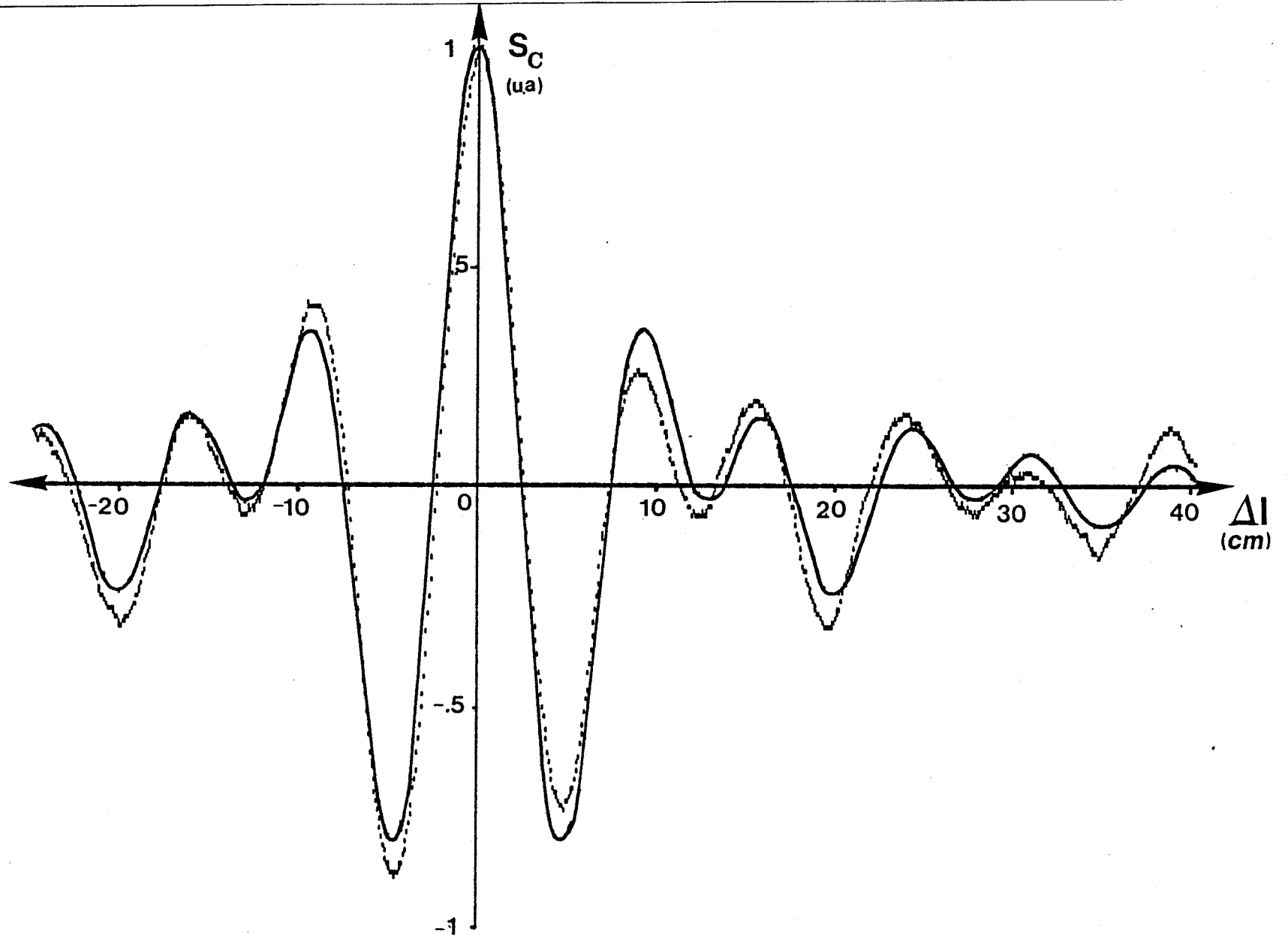


Figure 97 : Interférogramme relevé et calculé (relations 10, 11 et 15) pour $N = 3$ (ligne réalisée sur substrat de verre).
 - - - - : expérience ($T = 21.4\text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 42.8\text{ }^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s).
 ——— : calcul numérique ($f_1 = 1.7\text{ GHz}$, $f_2 = 4.1\text{ GHz}$)

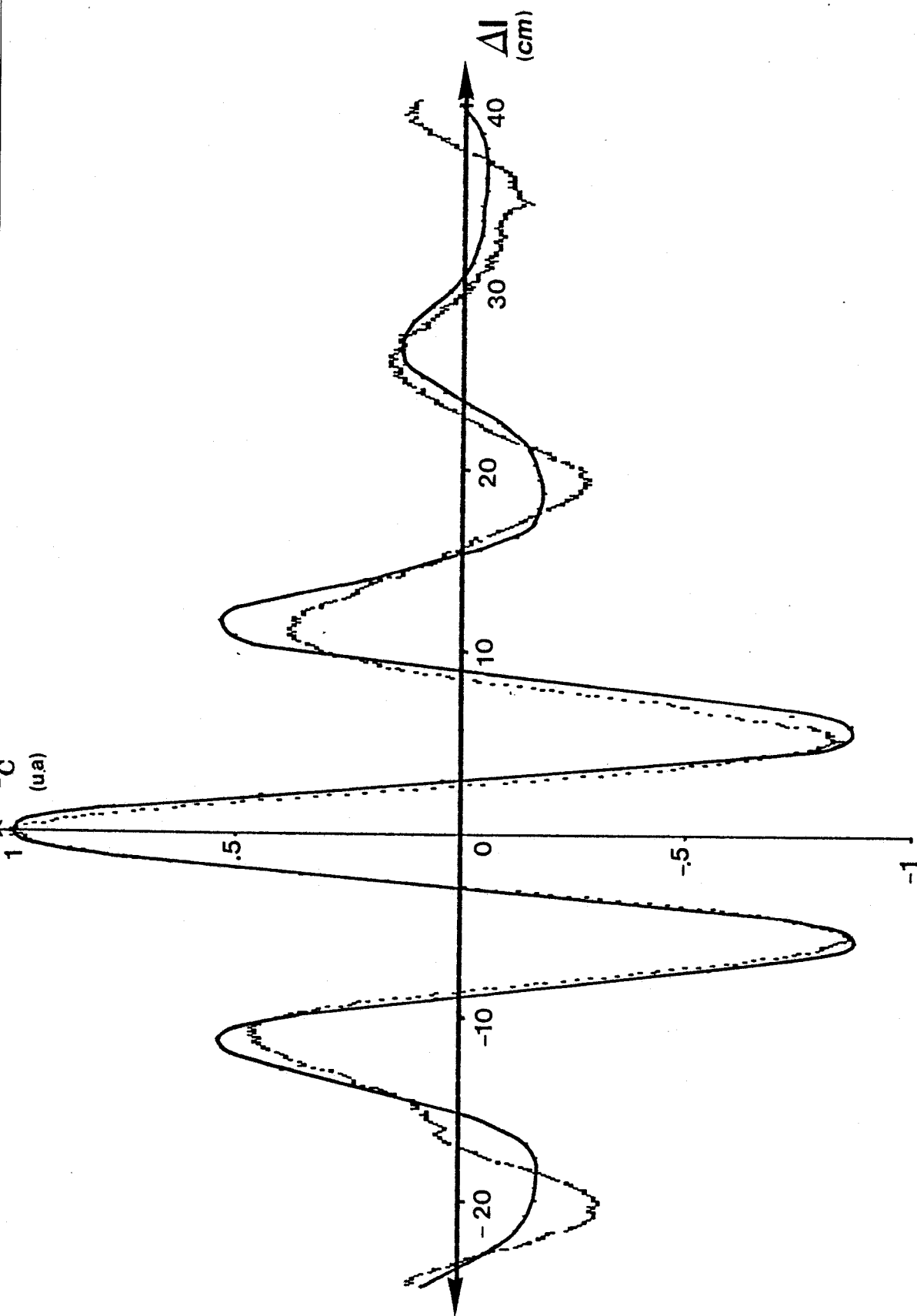


Figure 98 : Interférogramme relevé et calculé (relations 10, 11 et 15) pour $N = 5$ (ligne réalisée sur substrat de verre).

--- : expérience ($T = 21.4\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_0 = 42.7\text{ }^{\circ}\text{C}$, constante d'intégration = 2s).

— : calcul numérique ($f_1 = 1.7\text{ GHz}$, $f_2 = 4.1\text{ GHz}$)

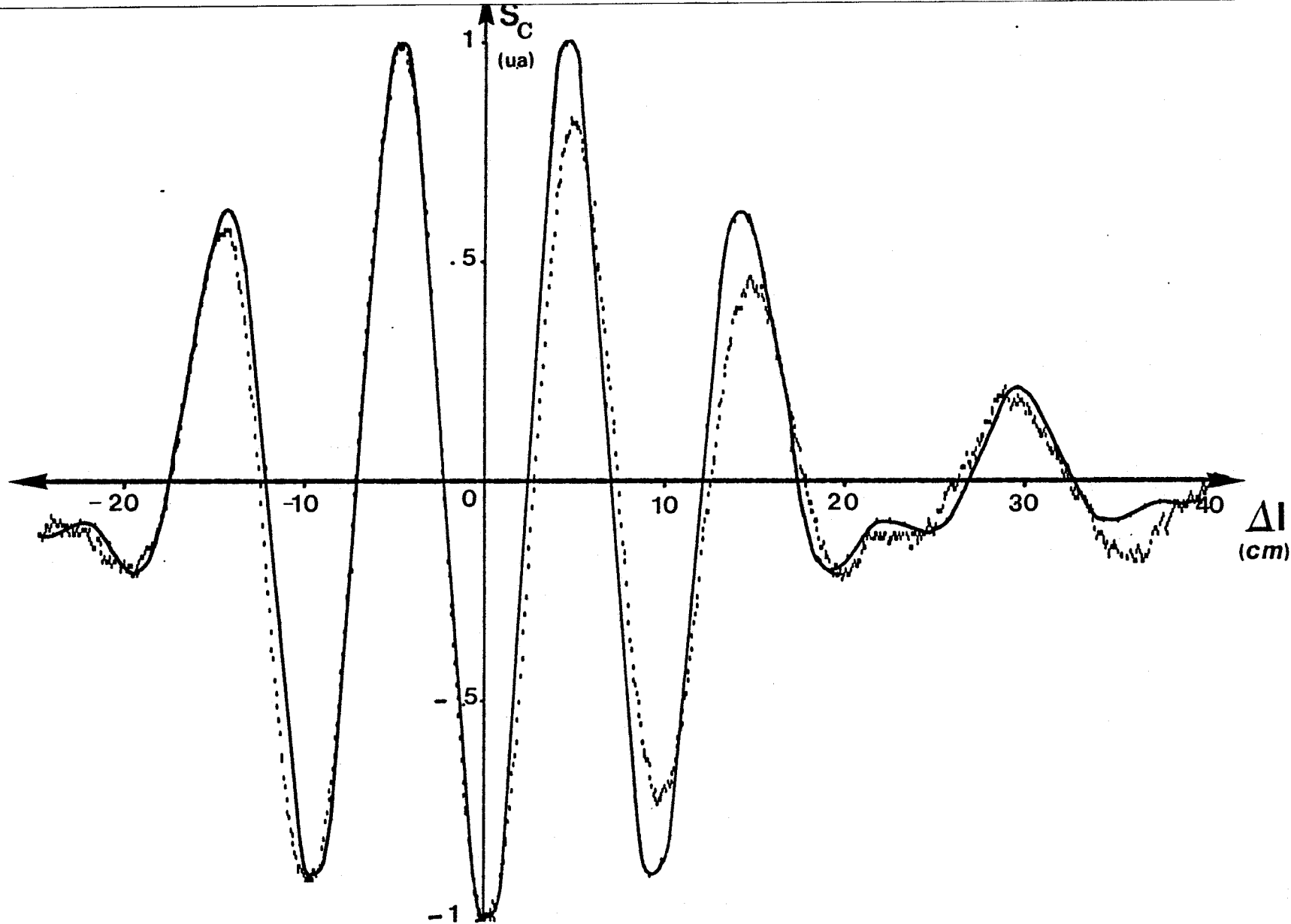


Figure 99 : Interférogramme relevé et calculé (relations 10, 11 et 15) pour $N = 9$ (ligne réalisée sur substrat de verre).
 - - - : expérience ($T = 21.2 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 43 \text{ }^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s).
 — : calcul numérique ($f_1 = 1.7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4.1 \text{ GHz}$)

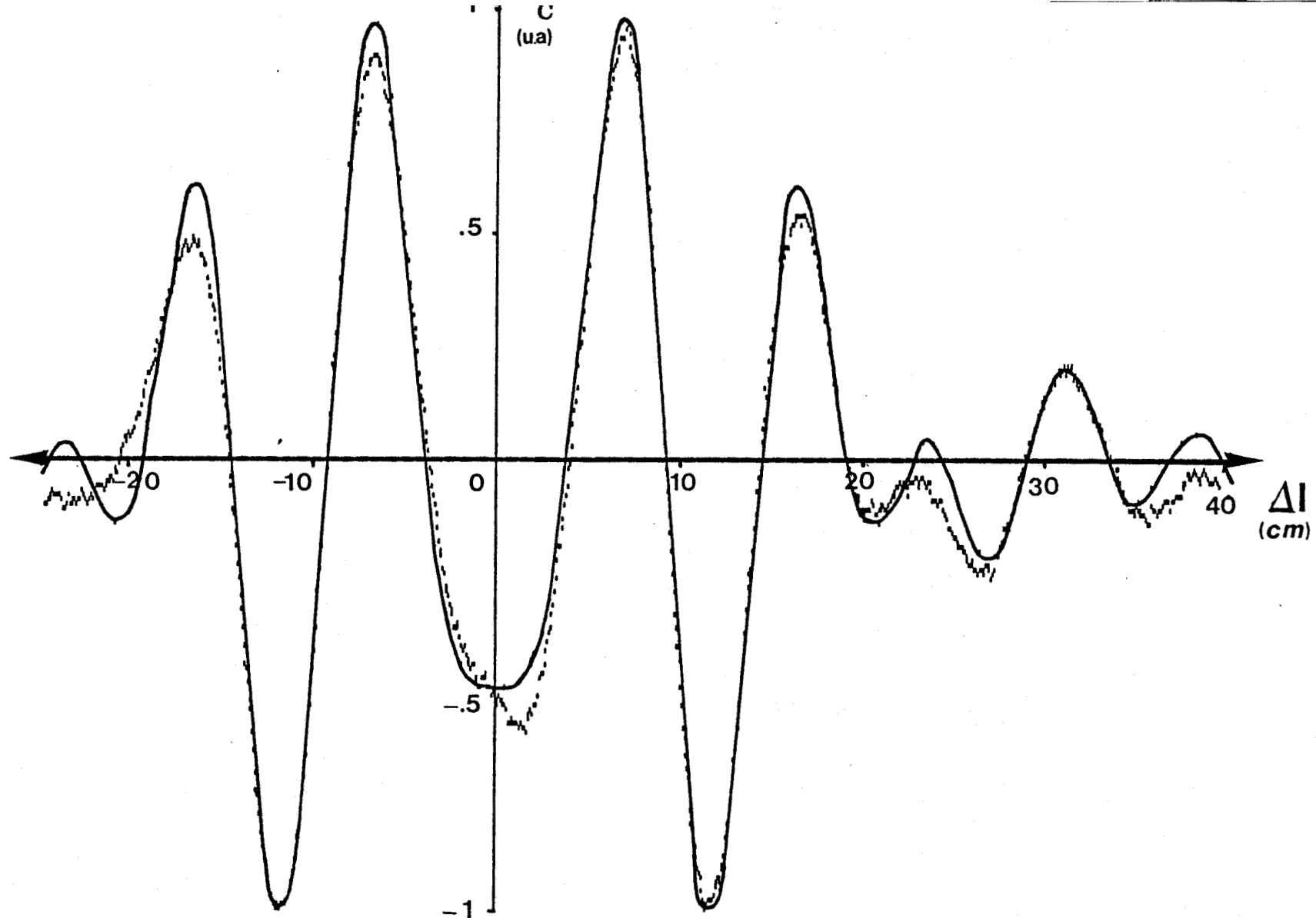


Figure 100 : Interférogramme relevé et calculé (relations 10, 11 et 15) pour $N = 11$ (ligne réalisée sur substrat de verre).
 - - - - : expérience ($T = 21.2 \text{ } ^\circ\text{C}$, $T_0 = 43.1 \text{ } ^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s).
 ——— : calcul numérique ($f_1 = 1.7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4.1 \text{ GHz}$)

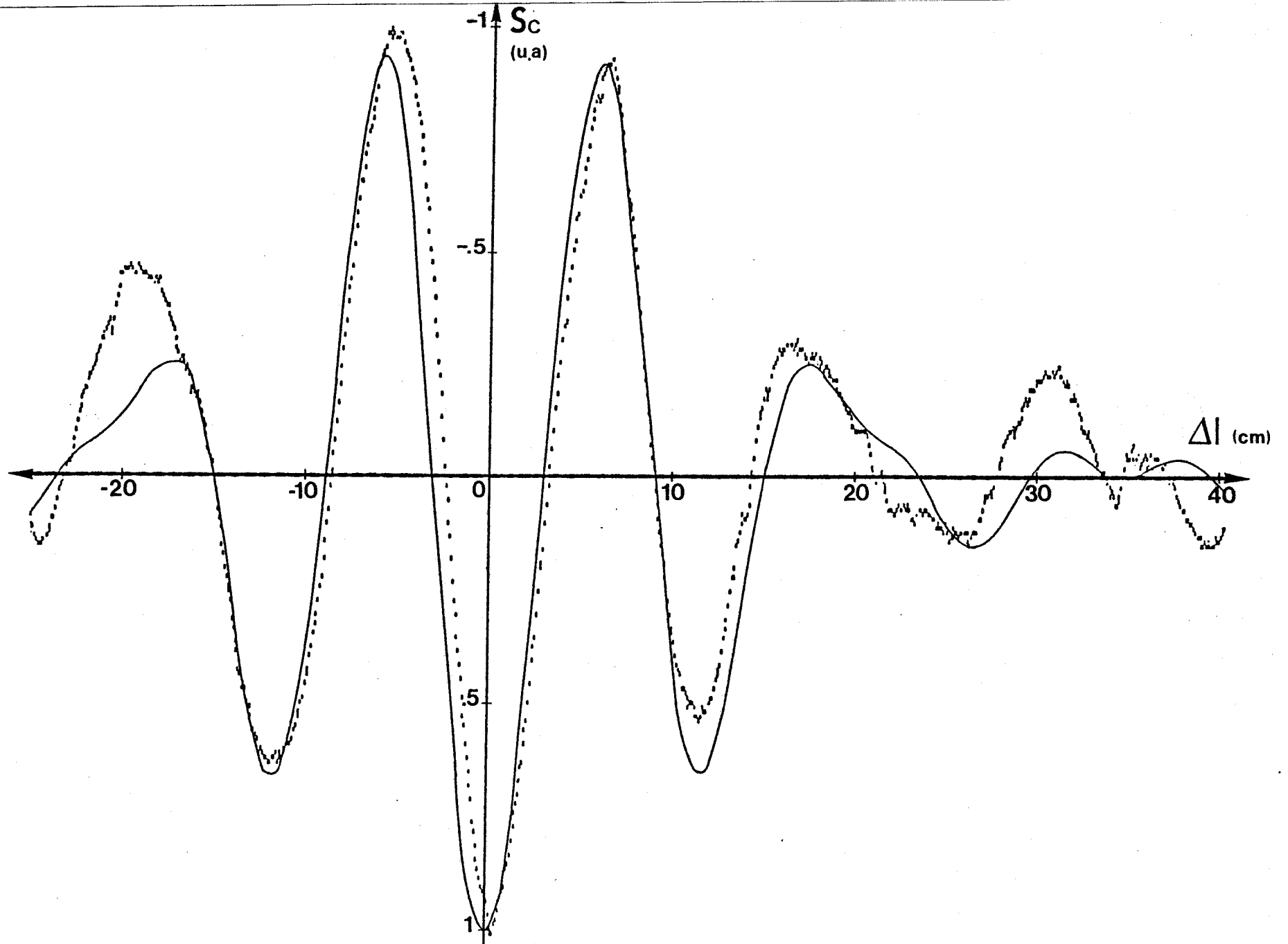


Figure 101 : Interférogramme relevé et calculé (relation 15 + S_{ij} mesurés) pour $N = 5$ (ligne réalisée sur substrat Duroid).

----- : expérience ($T = 18.9 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_0 = 37.8 \text{ }^\circ\text{C}$, constante d'intégration = 2s).

————— : calcul numérique ($f_1 = 1.7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4.1 \text{ GHz}$)

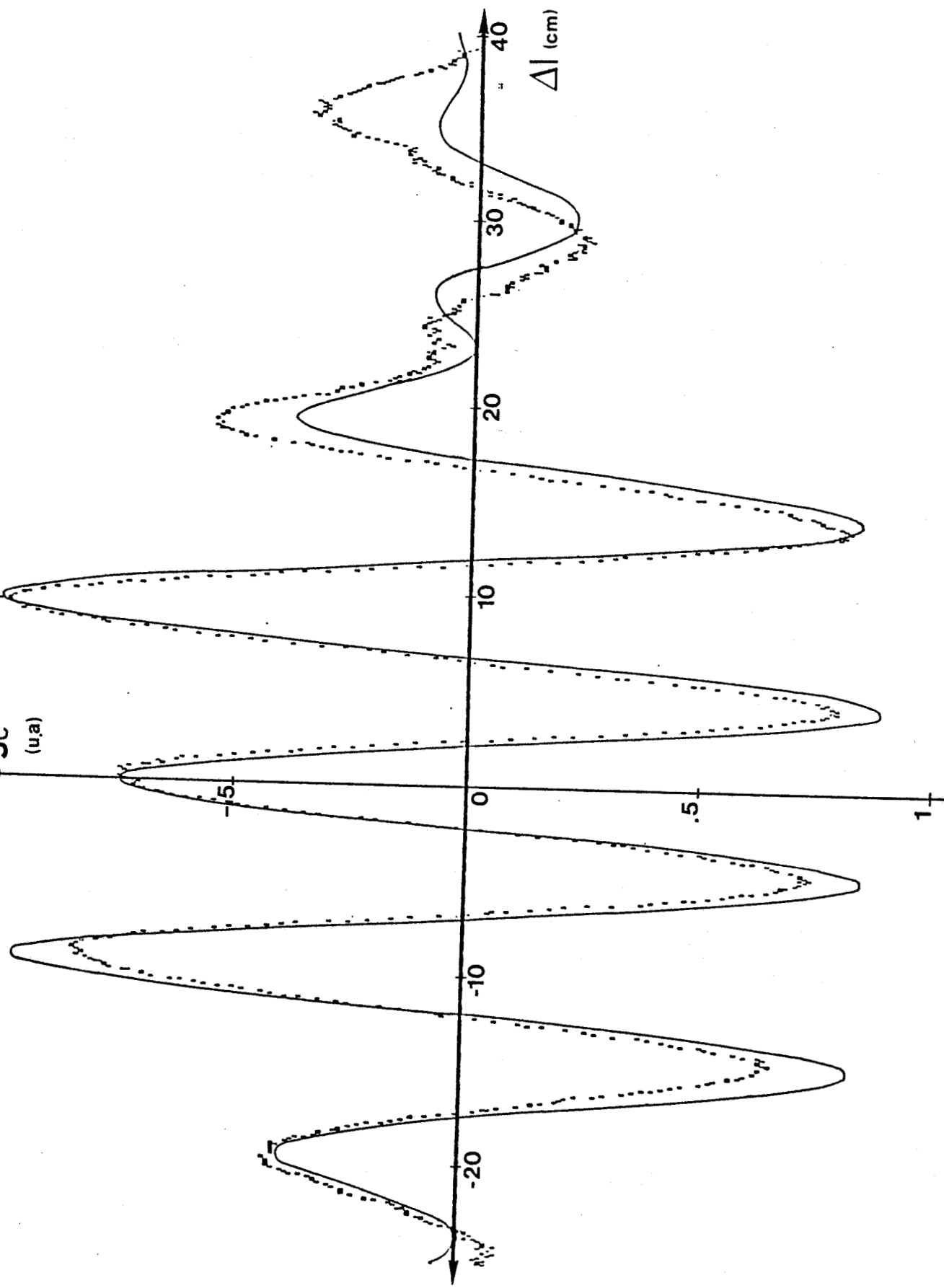


Figure 102 : Interférogramme relevé et calculé (relation 15 + S_{ij} mesurés) pour $N = 9$ (ligne réa-
lisée sur substrat Duroïd).

-----: expérience ($T = 19\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_0 = 42.8\text{ }^{\circ}\text{C}$, constante d'intégration = 2s).

———: calcul numérique ($f_1 = 1.7\text{ GHz}$, $f_2 = 4.1\text{ GHz}$)

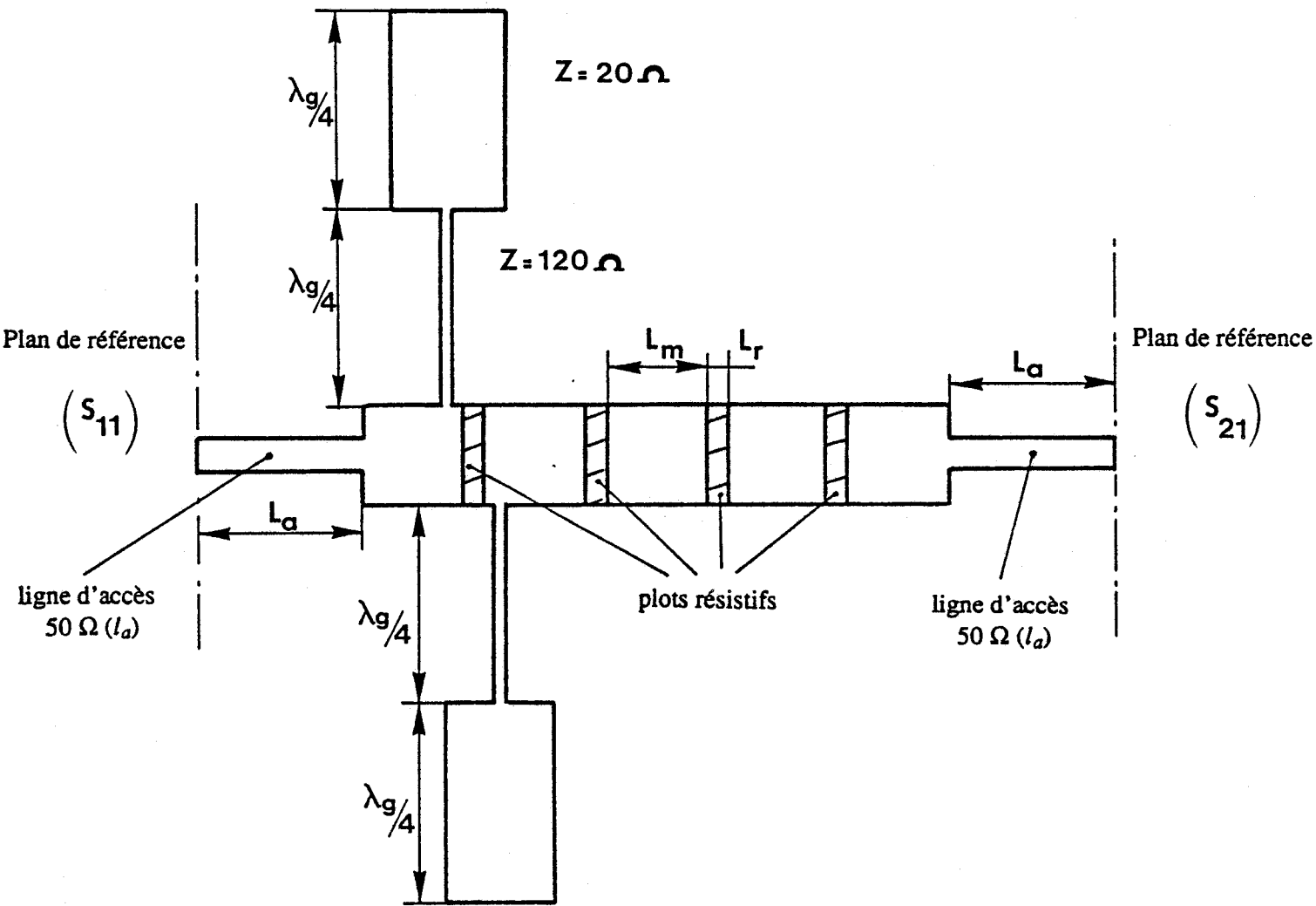


Figure 103 : Circuit d'alimentation (Tés de polarisation) d'un plot résistif sur une ligne microruban dissipative et plans de référence des paramètres S_j .

Enfin, il est à noter que l'augmentation de la longueur de la ligne microruban (due au nombre croissant de plots résistifs) entraîne une modification de la distance entre franges.

4.4 Cas d'un point chaud situé sur une ligne dissipative

Nous avons établi au chapitre 3 (relation 3-23) l'expression du signal radiométrique $S_c(y, \tau)$ d'une tranche d'épaisseur dy d'une cellule coaxiale en considérant l'émissivité thermique du matériau contenu dans celle-ci.

Partant de cette formulation que nous adaptons aux paramètres de propagation et d'impédance des lignes microrubans à pertes ohmiques (§ 4.2.1), nous établissons quelques confrontations théorie-expérience basées sur l'évolution de $S_c(y, \tau)$ lorsqu'il existe localement un point chaud sur une ligne dissipative.

4.4.1 Technologie

Compte-tenu des confrontations effectuées sur les signaux radiométriques $S_c(0)$ (§ 4.3.3), nous avons réalisé des lignes microrubans dissipatives sur substrat de verre ($R = 120 \Omega$) afin d'obtenir une sensibilité en tension suffisante.

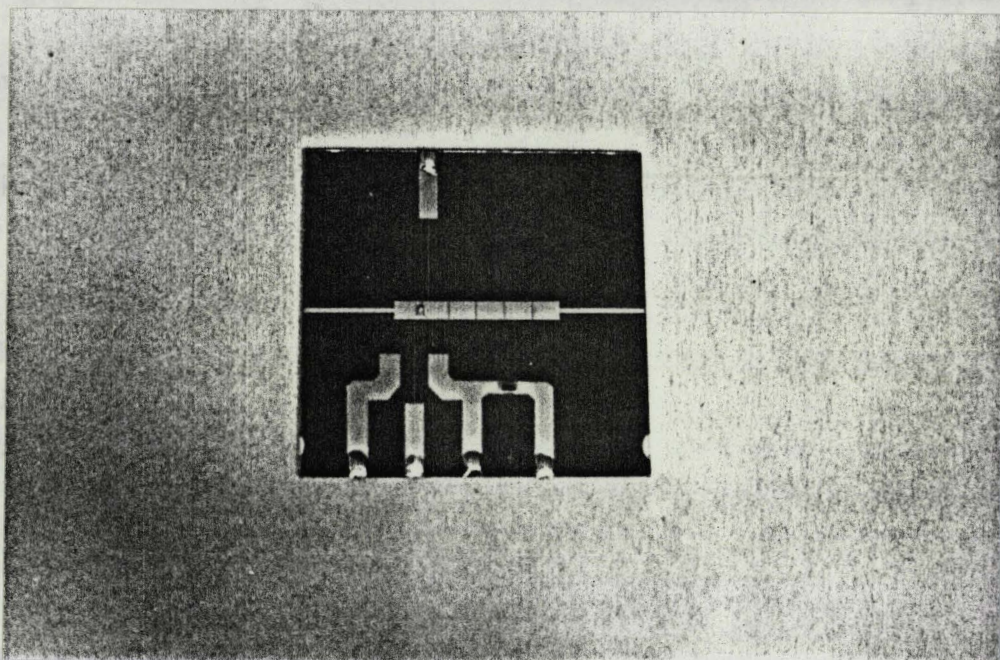
Notre choix s'est porté sur la réalisation de deux lignes microrubans comportant chacune 5 plots résistifs et dont les dimensions géométriques sont les suivantes :

- largeur de ligne $W = 2.88 \text{ mm}$
- longueur métallisée $L_m = 4 \text{ mm}$
- largeur du plot résistif $W_r = 2.88 \text{ mm}$
- longueur résistive $L_r = 1 \text{ mm}$.

Notons que dans les mêmes conditions de réalisation, les confrontations précédentes nous donnaient une sensibilité en tension de $10 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ pour une ligne comportant 5 plots résistifs.

Pour assurer localement le chauffage de la ligne microruban, nous alimentons un plot résistif par l'intermédiaire de deux tés de polarisation classiques réalisés sur le même substrat (figure 103) dont les dimensions géométriques ont été définies à 3 GHz.

a



d

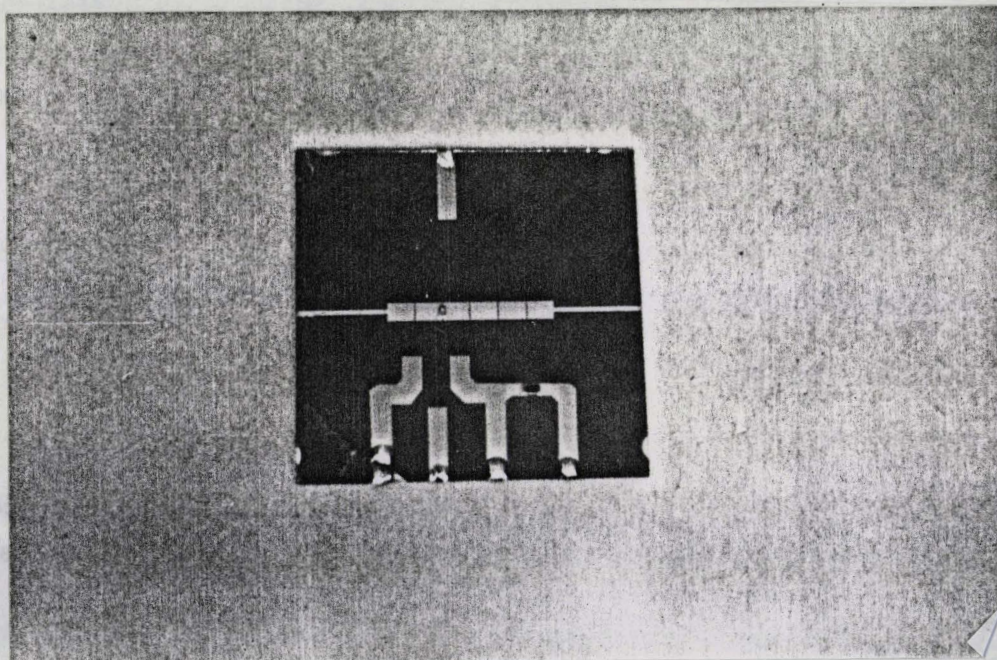


Figure 104 : Lignes microrubans à pertes réalisées sur substrat de verre avec circuit d'alimentation du premier plot (a) et du second plot (b).

Enfin, il est à noter que l'augmentation de la longueur de la ligne microruban (due au nombre croissant de plots résistifs) entraîne une modification de la distance entre franges.

4.4 Cas d'un point chaud situé sur une ligne dissipative

Nous avons établi au chapitre 3 (relation 3-23) l'expression du signal radiométrique $S_c(y, \tau)$ d'une tranche d'épaisseur dy d'une cellule coaxiale en considérant l'émissivité thermique du matériau contenu dans celle-ci.

Partant de cette formulation que nous adaptons aux paramètres de propagation et d'impédance des lignes microrubans à pertes ohmiques (§ 4.2.1), nous établissons quelques confrontations théorie-expérience basées sur l'évolution de $S_c(y, \tau)$ lorsqu'il existe localement un point chaud sur une ligne dissipative.

4.4.1 Technologie

Compte-tenu des confrontations effectuées sur les signaux radiométriques $S_c(0)$ (§ 4.3.3), nous avons réalisé des lignes microrubans dissipatives sur substrat de verre ($R = 120 \Omega$) afin d'obtenir une sensibilité en tension suffisante.

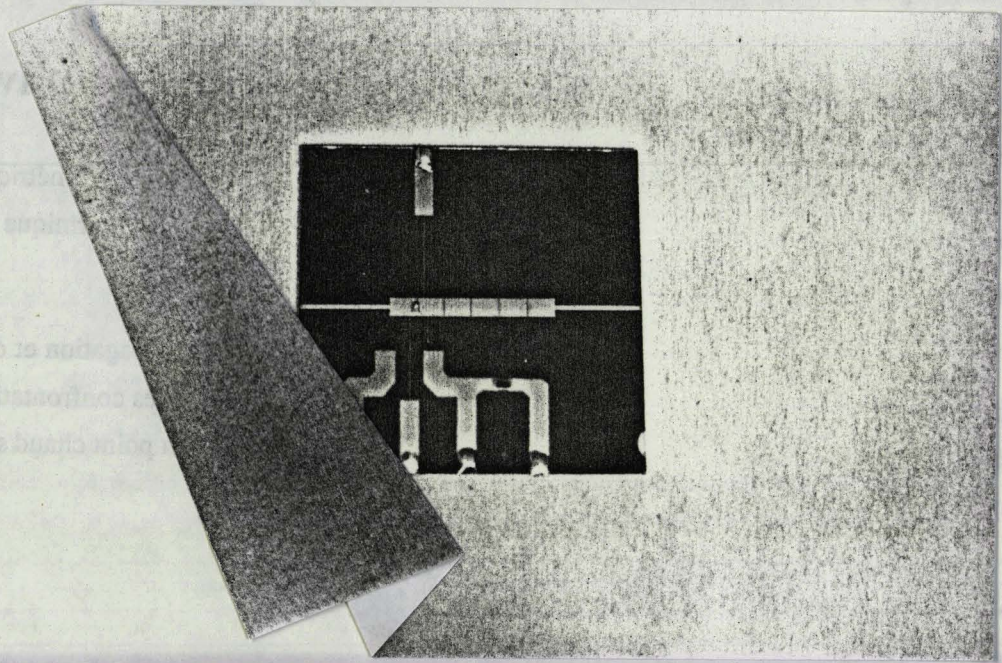
Notre choix s'est porté sur la réalisation de deux lignes microrubans comportant chacune 5 plots résistifs et dont les dimensions géométriques sont les suivantes :

- largeur de ligne $W = 2.88 \text{ mm}$
- longueur métallisée $L_m = 4 \text{ mm}$
- largeur du plot résistif $W_r = 2.88 \text{ mm}$
- longueur résistive $L_r = 1 \text{ mm}$.

Notons que dans les mêmes conditions de réalisation, les confrontations précédentes nous donnaient une sensibilité en tension de $10 \text{ mV}^\circ \text{ C}$ pour une ligne comportant 5 plots résistifs.

Pour assurer localement le chauffage de la ligne microruban, nous alimentons un plot résistif par l'intermédiaire de deux tés de polarisation classiques réalisés sur le même substrat (figure 103) dont les dimensions géométriques ont été définies à 3 GHz.

a



d

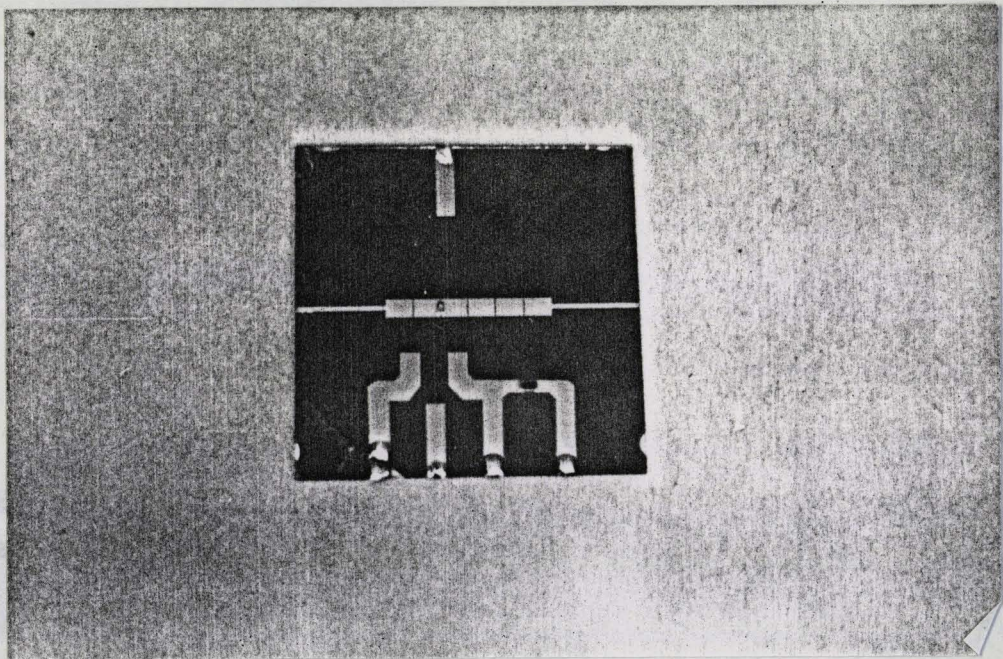


Figure 104 : Lignes microrubans à pertes réalisées sur substrat de verre avec circuit d'alimentation du premier plot (a) et du second plot (b).

Les opérations de gravure permettant la réalisation de ces lignes et des tés de polarisation nécessaires au chauffage des plots résistifs sont identiques à celles explicitées au § 4.3.1.

Enfin, nous utilisons des capteurs de température AD 590 (ANALOG DEVICES annexe A) que nous fixons par l'intermédiaire d'une colle non conductrice sur chaque plot résistif destiné au chauffage local de la ligne microruban. Ces capteurs, qui délivrent un courant de $1 \mu A/K$, nous permettent de déduire la température physique du point chaud à partir de la mesure d'une tension continue aux bornes d'une résistance de $10 K \Omega$.

Les circuits réalisés prévoient le chauffage soit du premier plot, soit du second plot résistif de la ligne microruban qui en comporte 5.

A titre d'illustration, nous donnons figure 104, une vue d'ensemble des lignes de ce type réalisées sur substrat de verre où apparaissent les tés de polarisation nécessaires à l'alimentation des plots résistifs, les capteurs de température et leurs circuits annexes.

4.4.2 Comparaisons théorie-expérience

Nous donnons, figures 105 et 106, les comparaisons théorie-expérience effectuées sur les paramètres S_{ij} des lignes microrubans représentées figure 104.

Cette comparaison est établie de manière théorique à partir du logiciel de simulation TOUCHSTONE qui nous permet de prendre en compte l'influence des tés de polarisation microrubans sur les paramètres S_{ij} des lignes dissipatives.

Les confrontations ainsi réalisées qui tiennent compte expérimentalement d'éventuelles perturbations occasionnées par le capteur de température et ses fils d'alimentation, s'avèrent être satisfaisantes.

Néanmoins, on constate une légère perturbation sur les paramètres S_{ij} (notamment dans la bande 1.5 - 2.5 GHz) que l'on peut attribuer aux circuits annexes de polarisation et de thermométrie.

En d'autres termes, les évolutions des paramètres S_{ij} obtenues (figures 105 et 106) pour ces nouveaux circuits sont peu différentes de celles données figure 90 en absence de circuits annexes, ce qui est essentiellement le but recherché.

Pour un autre type de comparaison, nous donnons également figures 107 et 108, les confrontations effectuées sur l'évolution du signal radiométrique en fonction du temps de retard τ du

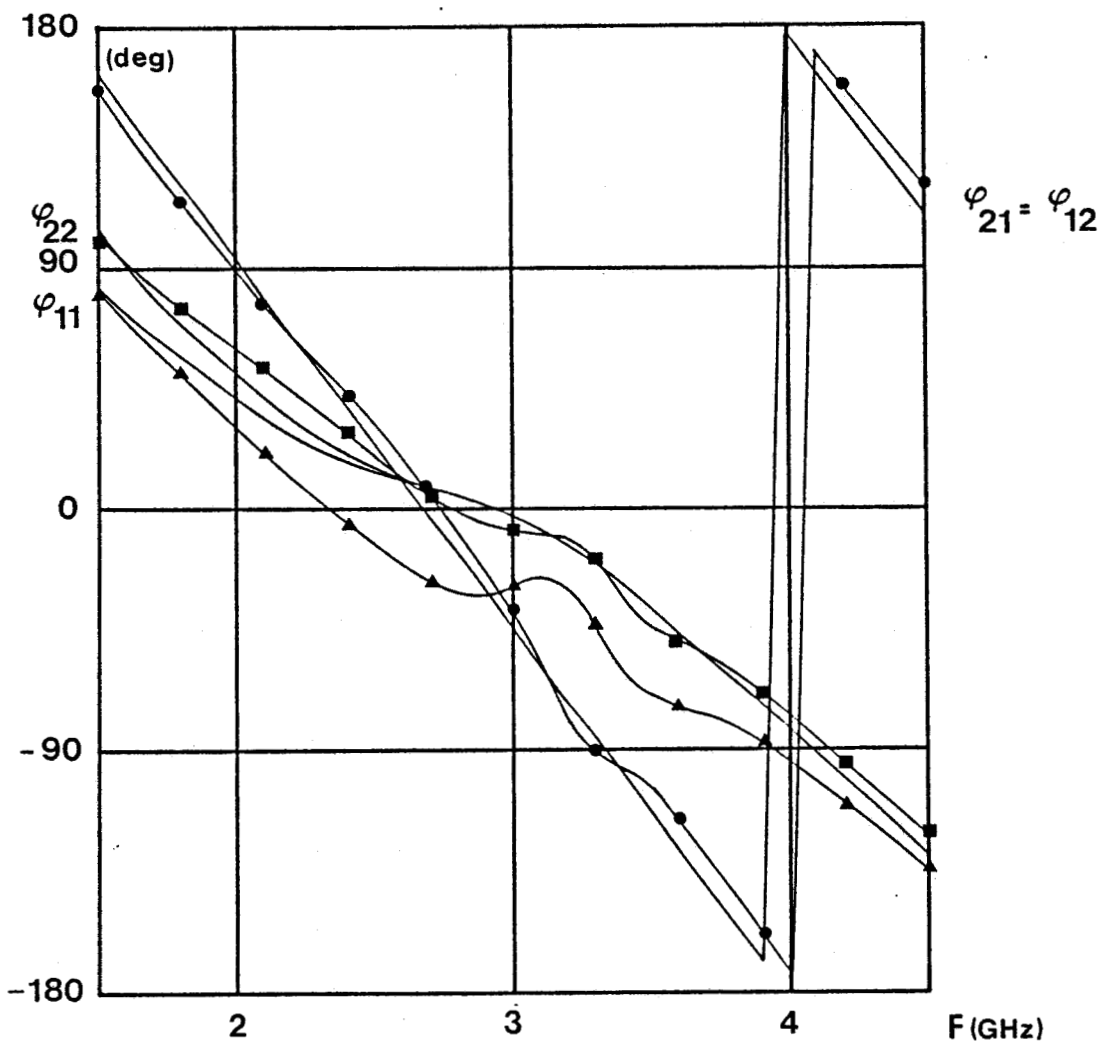
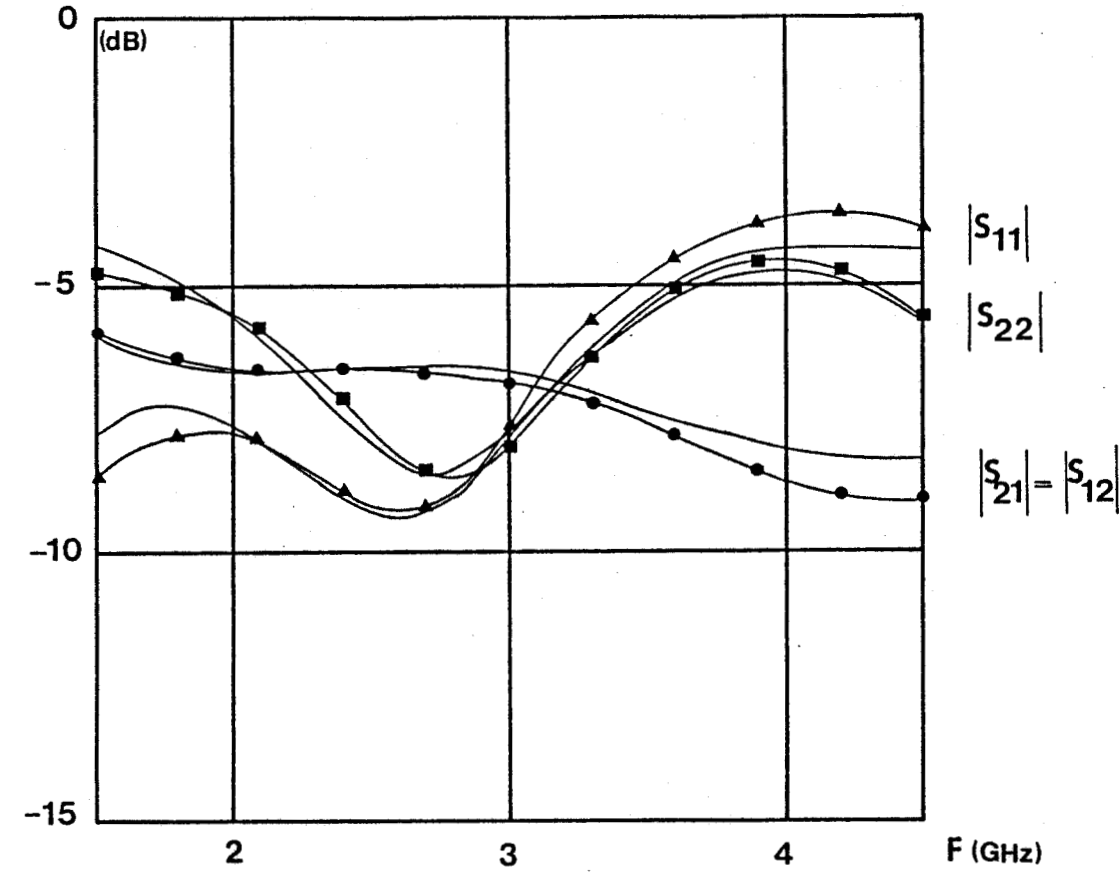


Figure 105 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle \blacksquare \bullet) et théoriques (— : TOUCHSTONE). Cas du circuit donné figure 104a (ligne réalisée sur substrat de verre dont le premier plot possède un circuit d'alimentation).

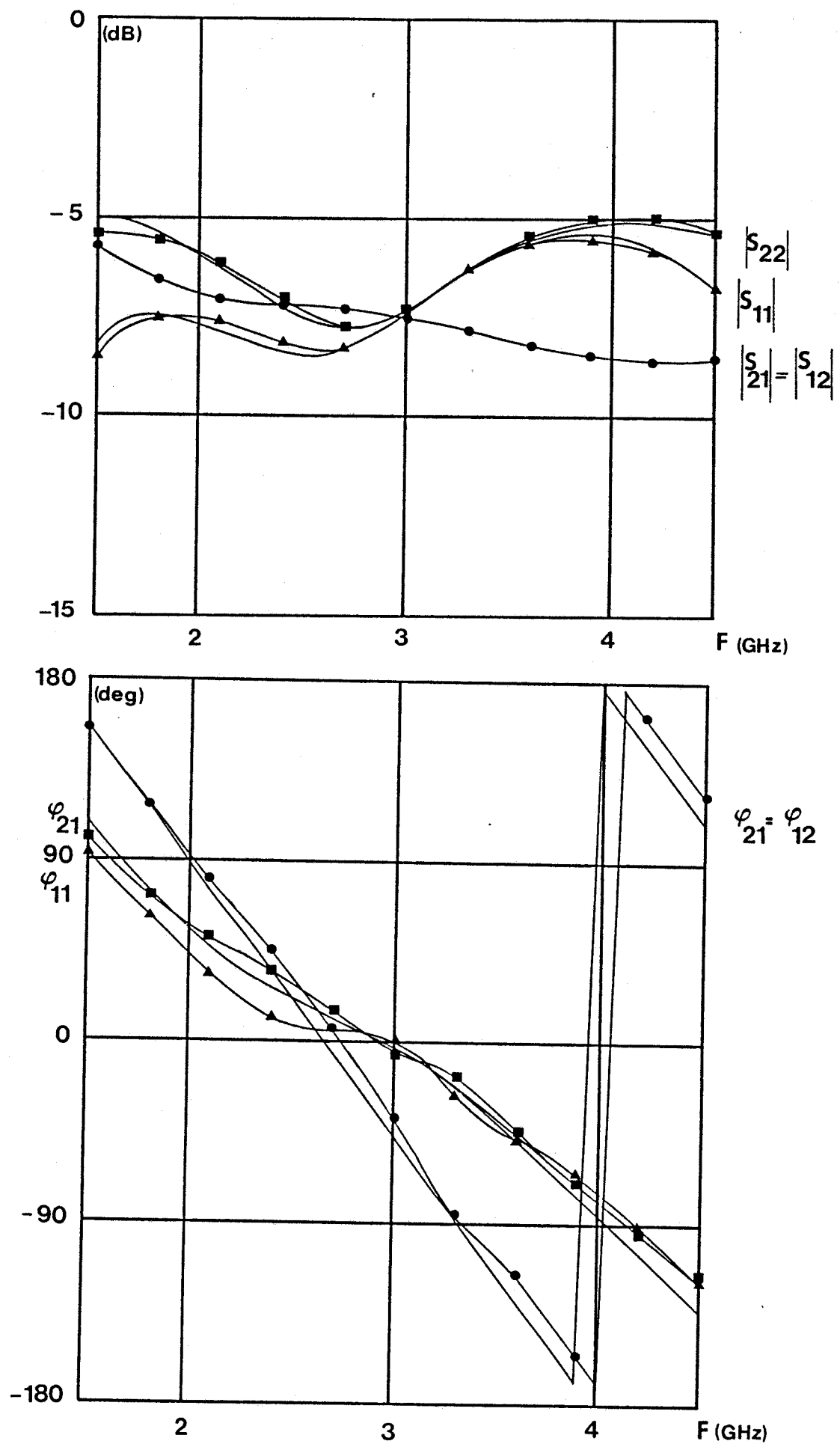


Figure 106 : Comparaison entre les paramètres S_{ij} mesurés (\blacktriangle \blacksquare \bullet) et théoriques (———): TOUCHSTONE). Cas du circuit donné figure 104b (ligne réalisée sur substrat de verre dont le second plot possède un circuit d'alimentation).

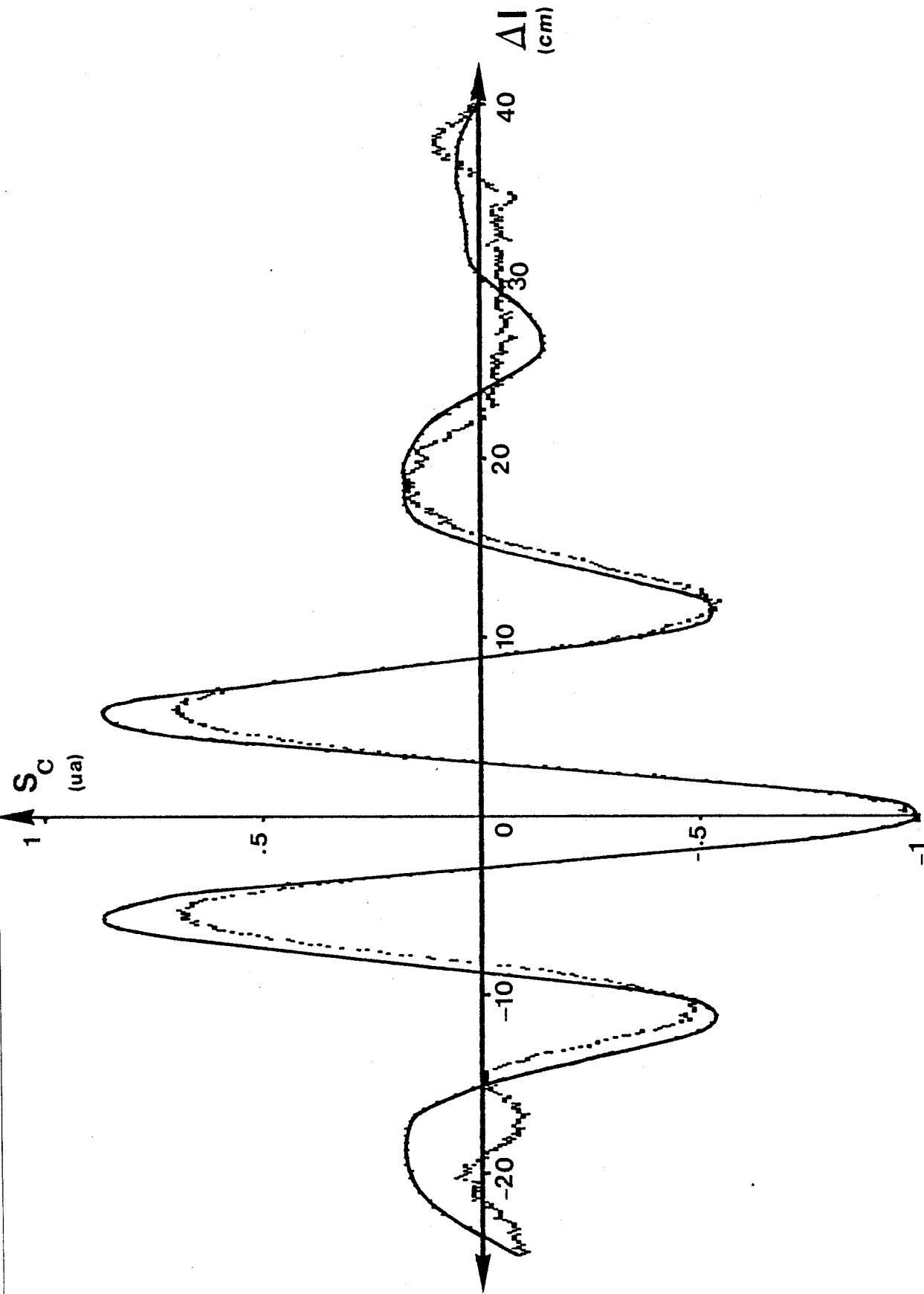


Figure 107 : Interférogramme relevé et calculé (relation 3-21 adaptée aux constantes de propagation des lignes microrubans dissipatives) dans le cas où tous les plots résistifs du circuit donné figure 104a sont alimentés.
 - - - : expérience ($T_0 = 22^\circ\text{C}$, courant d'alimentation = 50.7 mA soit $\Delta T = 8.5^\circ\text{C}$)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1.7\text{GHz}$, $f_2 = 4.1\text{GHz}$).

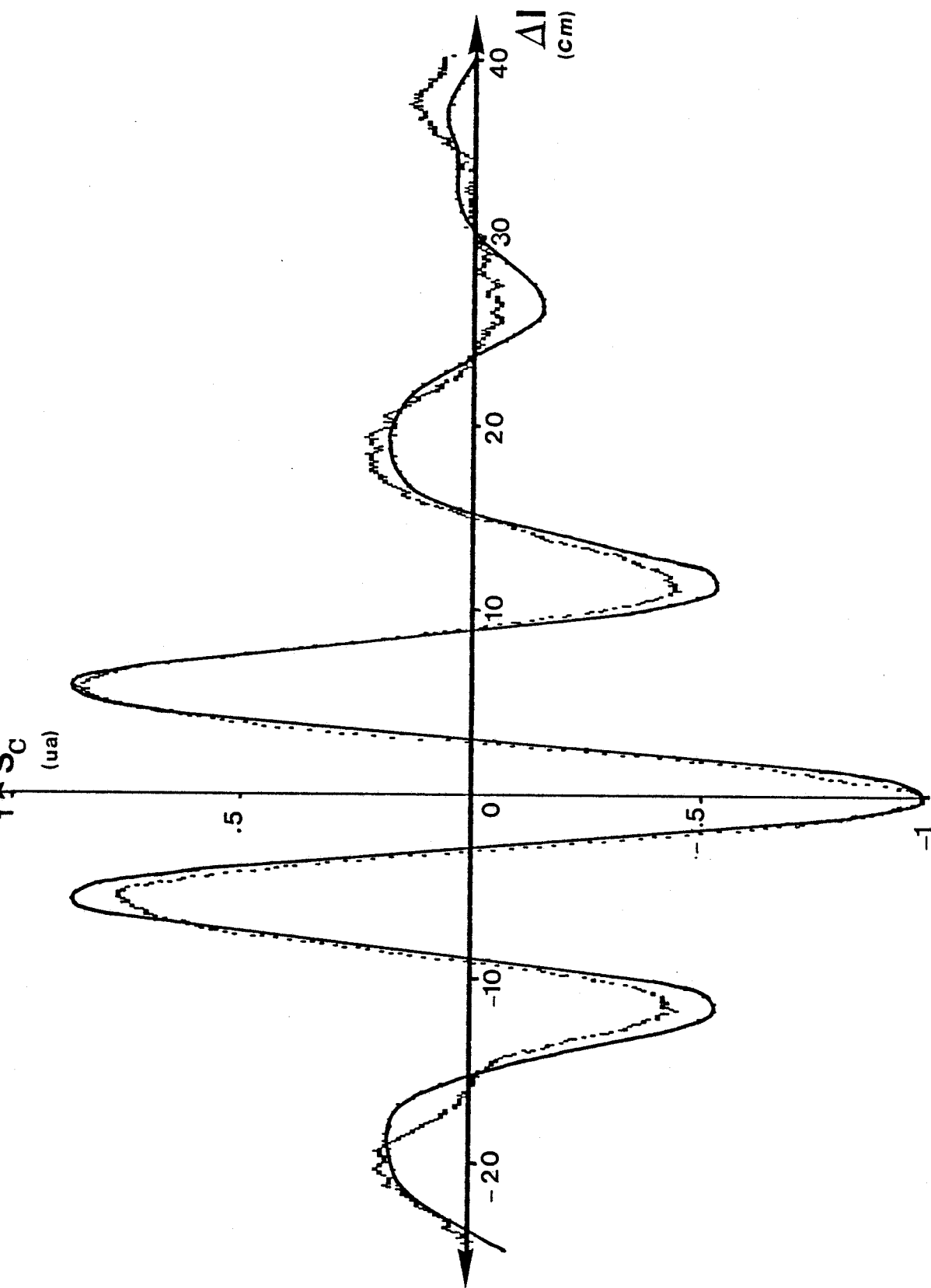


Figure 108 : Interférogramme relevé et calculé (relation 3-21 adaptée aux constantes de propagation des lignes microrubans dissipatives) dans le cas où tous les plots résistifs du circuit donné figure 104b sont alimentés.
 - - - - : expérience ($T_0 = 22^\circ \text{C}$, courant d'alimentation = 50 mA soit $\Delta T = 10^\circ \text{C}$)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1.7 \text{ GHz}$, $f_2 = 4.1 \text{ GHz}$).

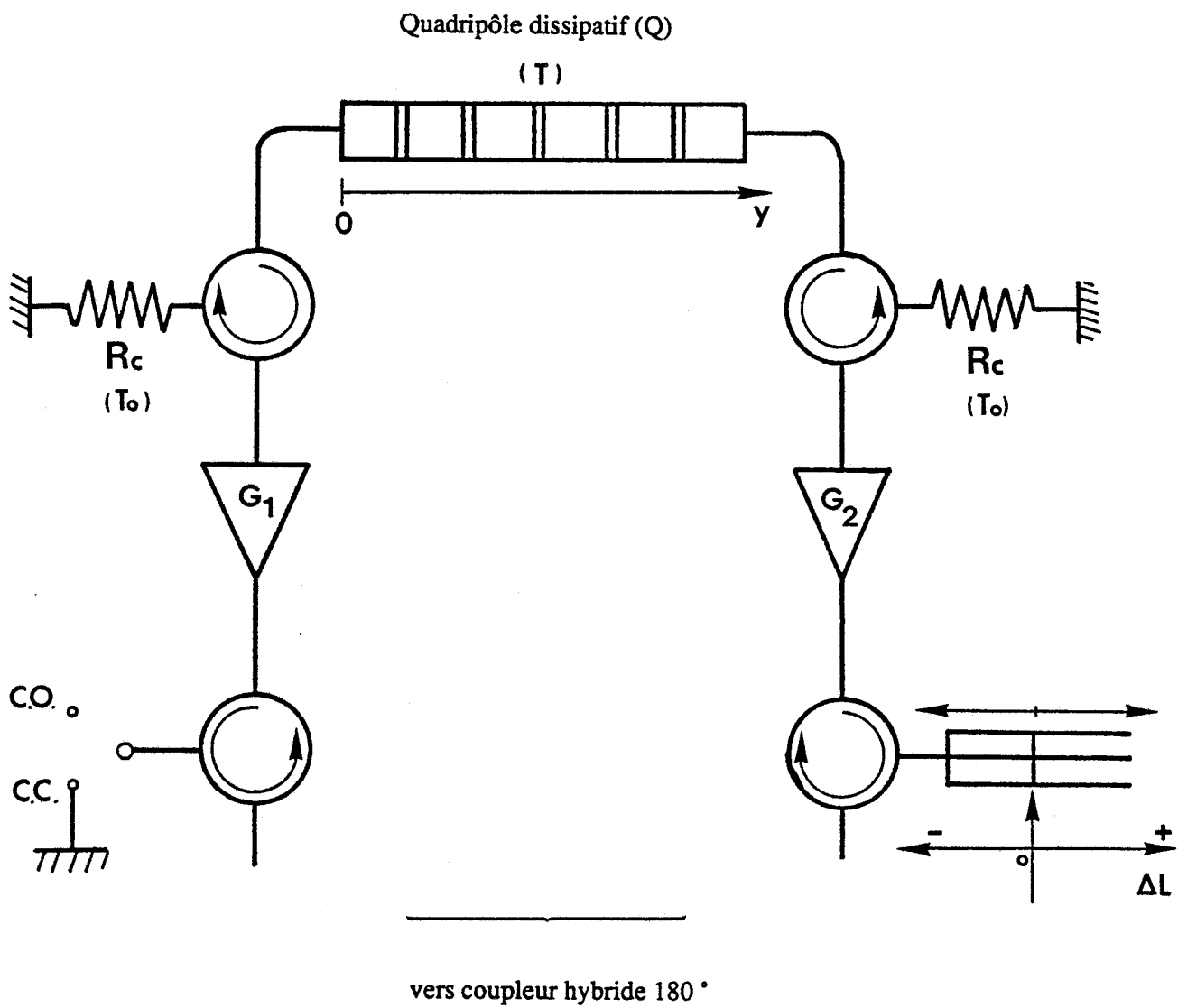


Figure 109 : Référentiel de base permettant de définir la position théorique y du point chaud sur la ligne microruban dissipative.

corrélateur lorsque nous alimentons tous les plots résistifs des lignes microrubans (figure 104) par l'intermédiaire de tés de polarisation type S.M.A (HP 33150 A) situés aux extrémités du quadripôle dissipatif.

Les évolutions expérimentales sont comparées à celles obtenues théoriquement par application de la relation 3-21 après déclaration des paramètres physiques relatifs à la conception de ces lignes microrubans dissipatives. Nous observons un parfait accord entre les évolutions expérimentales et théoriques ; il est à noter que la présence des tés de polarisation servant à l'alimentation des plots résistifs ne perturbe pas l'évolution du signal radiométrique $S_c(\tau)$.

Nous constatons également une parfaite inversion du signal radiométrique $S_c(\tau)$, comparativement à l'évolution obtenue figure 98.

Notons que ces différents calculs théoriques ont été également effectués en considérant une permittivité effective constante dans la bande passante du corrélateur ($\epsilon_{eff} = 4.94$).

En outre, la sensibilité en tension s'avère être de l'ordre de $16.5 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ pour la ligne dont le premier plot résistif possède un circuit d'alimentation (figure 104a) et de $18 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ pour la seconde ligne (figure 104b).

Enfin, nous donnons les comparaisons effectuées entre les relevés expérimentaux ($T = T_o = T_{ambiante}$) et théoriques sur les signaux radiométriques $S_c(\tau)$ lorsque nous alimentons un plot résistif.

Les évolutions théoriques ont été calculées à partir de l'expression 3-23 en considérant :

- une permittivité effective théorique constante ($\epsilon_{eff} = 4.94$) dans toute la bande passante du corrélateur
- les constantes de propagation et d'impédance relatives aux lignes microrubans à pertes (§ 4.2.1)
- le référentiel donné figure 109 qui nous permet de définir la position y_{th} théorique du point chaud.

Dans ces conditions, les comparaisons théorie-expérience sont données par :

- la figure 110 où $y_{th} = 4.05 \text{ mm}$, soit $L_m + L_r / 2$ (circuit figure 104a)

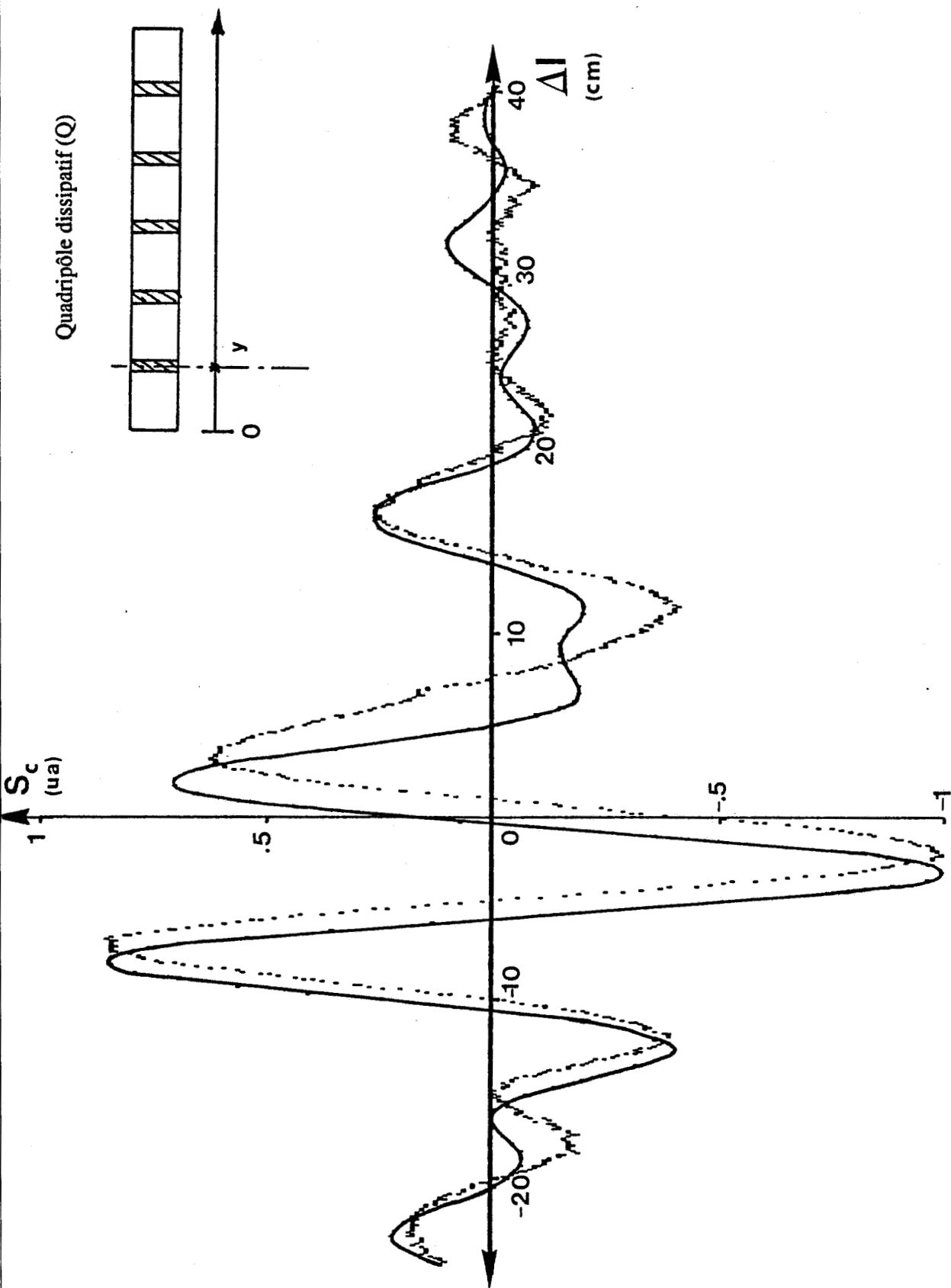


Figure 110 : Interférogramme relevé et calculé (relation 3-23 adaptés aux constantes des lignes microrubans dissipatives) dans le cas où le premier plot est alimenté (figure 104a)
 ---- : expérience ($T_0 = 22^\circ\text{C}$, courant d'alimentation = 103.3 mA soit $\Delta T = 12.5^\circ\text{C}$)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1.7\text{GHz}$, $f_2 = 4.1\text{GHz}$, $y_{th} = 4.05\text{mm}$).

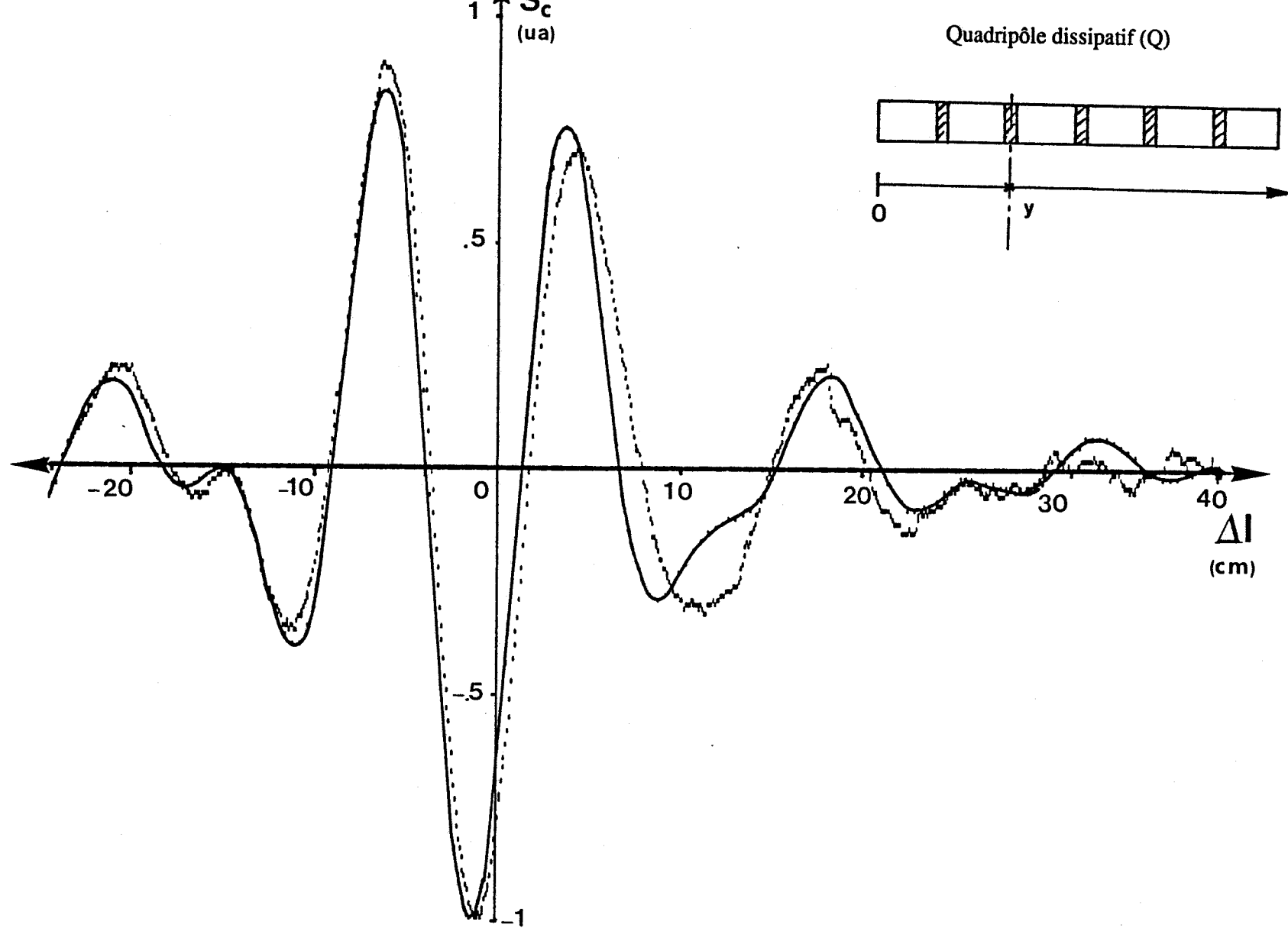


Figure 111 : Interférogramme relevé et calculé (relation 3-23 adaptée aux constantes des lignes microrubans dissipatives) dans le cas où le second plot est alimenté (figure 104b)
 - - - : expérience ($T_0 = 22\text{ }^\circ\text{C}$, courant d'alimentation = 104.8 mA soit $\Delta T = 13.2\text{ }^\circ\text{C}$)
 — : calcul numérique ($f_1 = 1.7\text{ GHz}$, $f_2 = 4.1\text{ GHz}$, $y_{th} = 8.15\text{ mm}$).

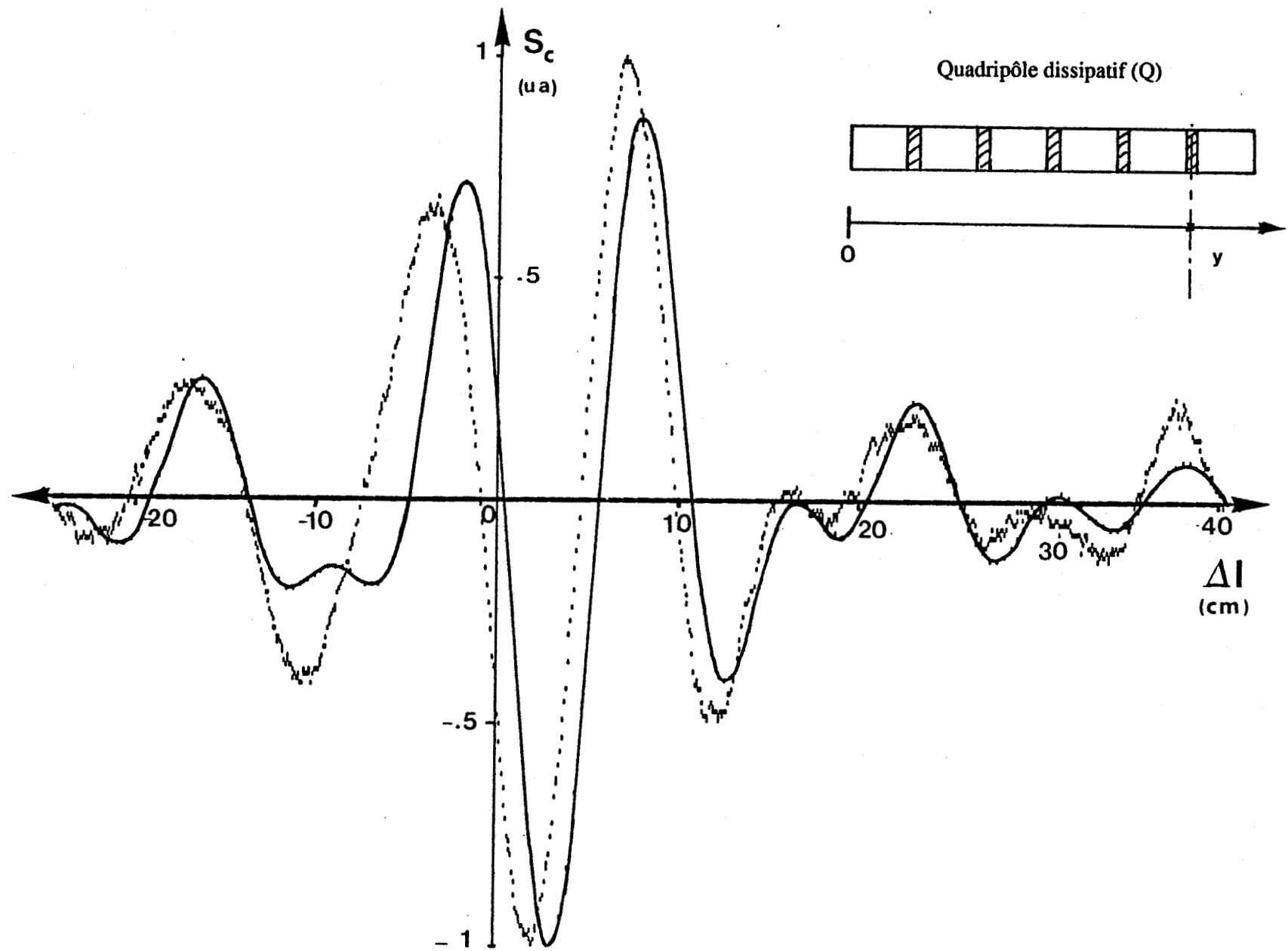


Figure 112 : Interférogramme relevé et calculé (relation 3-23 adaptée aux constantes des lignes microrubans dissipatives) dans le cas où le premier plot est alimenté (circuit figure 104a inversé)

-----: expérience ($T_0 = 22\text{ }^\circ\text{C}$, courant d'alimentation = 103.7 mA soit $\Delta T = 12.5\text{ }^\circ\text{C}$)

- la figure 111 où $y_{th} = 8.15 \text{ mm}$, soit $2L_m + L_r + L_r / 2$ (circuit figure 104b)
- la figure 112 où $y_{th} = 20.45 \text{ mm}$, soit $5L_m + 4L_r + L_r / 2$ (circuit figure 104a inversé par rapport aux entrées du corrélateur).

Ces différentes confrontations nous permettent de constater d'une part, que les évolutions théoriques de $S_c(y, \tau)$ s'identifient bien à celles obtenues expérimentalement.

Les sensibilités en tension obtenues dans chaque cas sont de $9.7 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ pour le relevé donné figure 110, de $16 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ pour le relevé donné figure 111 et de $8.2 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ pour le relevé donné figure 112.

D'autre part, on observe que le déplacement du point chaud sur la ligne microruban dissipative entraîne :

- un glissement de l'interférogramme ($S_c(0)$)
- une croissance de sa dissymétrie ($S_c(\tau)$) lorsque le point chaud se rapproche des extrémités de la ligne microruban à pertes.

Ces propriétés, qui n'ont pas été étudiées de façon complète dans ce mémoire, peuvent maintenant être exploitées dans le but :

- de déceler l'existence d'un point chaud sur une ligne dissipative
- de pouvoir le localiser
- d'en estimer sa température.

A plus long terme, on peut envisager la reconstitution d'un profil de température existant le long d'une ligne dissipative, et d'exploiter cette propriété dans le but de réaliser un nouveau type de capteur thermométrique.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons considéré le cas où le quadripôle dissipatif est constitué par une ligne microruban, rendue dissipative par des plots résistifs répartis régulièrement le long de la ligne. Diverses lignes microrubans à pertes sont réalisées sur substrat de verre et Duroïd.

Différentes méthodes (CAO TOUCHSTONE, théorie des lignes, etc ...) ont été définies et mises en oeuvre pour effectuer des confrontations sur les paramètres S_{ij} et les signaux radiométriques $S_c(\tau)$.

Suite aux bons résultats enregistrés dans le cas du quadripôle à température uniforme, nous nous sommes intéressés au cas d'un point chaud localisé en un point de la ligne microruban. Les résultats très encourageants obtenus permettent d'envisager une poursuite de cette étude en vue de déceler et localiser l'existence d'un profil de température sur la ligne, et de concevoir un nouveau type de capteur thermométrique.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE 4

- [1] ROUBINE E.
"Lignes et antennes" Tome 1, Editions de la revue d'optique. 1954
- [2] GUPTA K.C., GARG R., BAHL I.J.
"Microstrip lines and slotlines" ARTECH 1986
- [3] EDWARDS T.C.
"Conception des circuits microondes" Collection technologies, série électronique, Masson 1984
- [4] LAUER Ph, VAN DE VELDE J.C., LEROY Y.
"Thermal response of a lossy two-ports to a correlation radiometer" 18th European Microwave Conference (Suède), Septembre 1988.

Conclusion

Ce travail est consacré à l'étude d'un circuit constitué par un quadripôle dissipatif relié aux entrées d'un radiomètre à corrélation, et à la contribution des différentes sources de bruit thermique au signal radiométrique en sortie.

Le premier chapitre sert à bien préciser les conditions de calcul des signaux, basées sur les principes de la thermodynamique, la loi de Nyquist relative aux bruits thermiques et à la prise en considération de signaux corrélés ou non corrélés. Des exemples simples mettent en évidence les précautions qui sont indispensables; d'ailleurs, tout au long de ce mémoire, des calculs pouvant paraître redondants à première lecture, ont été voulus dans un but de sécurité.

Ces considérations conduisent à une expression générale du signal radiométrique en fonction des températures des éléments dissipatifs, des paramètres de transfert S_{ij} du quadripôle et du temps de retard du corrélateur. Ce dernier, fonctionnant dans la bande 1,7 - 4,1 GHz, est également décrit dans ce chapitre.

Le deuxième chapitre considère le cas où le quadripôle est constitué par une impédance localisée. Il conduit à une expression du signal radiométrique en fonction des paramètres d'impédance de la charge localisée, où les confrontations établies entre la théorie et l'expérience sur les signaux et les interférogrammes sont tout à fait satisfaisantes.

Dans le troisième chapitre, le quadripôle est constitué d'une ligne coaxiale remplie d'un diélectrique. L'expression du signal radiométrique est alors obtenue par plusieurs méthodes dont on vérifie la cohérence. Des expériences menées sur des cellules remplies d'eau et de différentes longueurs donnent lieu à des mesures en bon accord avec la théorie.

Une réflexion sur le procédé indique les conditions à remplir dans le but d'obtenir un signal significatif et apporte des informations intéressantes au problème de la thermométrie d'un milieu absorbant homogène à l'aide de sondes multimodes.

En outre, il suggère la possibilité de nouvelles méthodes thermométriques et de mesure de permittivités diélectriques.

Le quatrième chapitre considère le cas d'une ligne microbande rendue dissipative par l'implantation de plots résistifs. Les relations donnant le signal radiométrique, fonction des nouvelles

données, sont élaborées et des séries de mesures sont effectuées sur des composants en structure hybride.

On considère successivement le cas d'une ligne isotherme puis celui d'un gradient thermique localisé pour lesquels les accords théorie-expérience s'avèrent satisfaisants. Cette dernière situation permet d'envisager la reconstitution d'un profil de température le long de la ligne.

En résumé, ce travail a permis d'éclaircir certaines caractéristiques de fonctionnement d'un radiomètre à corrélation dans une situation relativement simple, notamment en onde T.E.M. Ceci nous conduit :

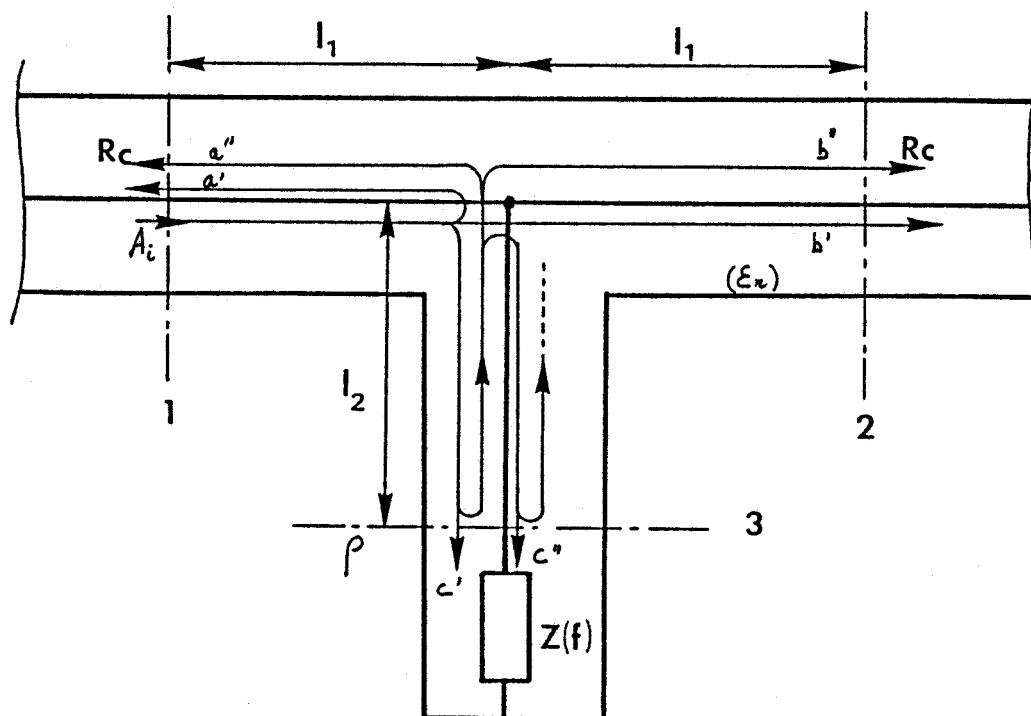
- à envisager plusieurs nouvelles applications dans le domaine de la thermométrie et la mesure de diélectrique
- à mieux comprendre certains aspects de la méthode appliquée à la thermométrie d'un matériau dissipatif en volume (sondes multimodes).

ANNEXE A

Calcul des paramètres S_{ij} du quadripôle dissipatif défini par l'association d'un té non adapté et d'une charge $Z(f)$

On considère une onde incidente (propagation T.E.M) (A_i) se propagent des plans de référence 1 vers 2.

Compte-tenu des réflexions multiples engendrées par le té non adapté (type O.S.M) et la charge dissipative, on peut écrire les ondes réfléchies et transmises au travers du quadripôle qui définissent ainsi les paramètres S_{ij} dans les plans de référence 1 et 2.



On a alors :

* Paramètre de réflexion :

$$S_{11} = S_{22} = (a' + a'' + a''' + \dots) / A_i$$

soit

$$S_{11} = S_{22} = -\frac{1}{3} e^{-2\gamma l_1} + \rho \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+l_2)} - \frac{\rho^2}{3} \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+2l_2)} + \rho^3 \left(\frac{-1}{3}\right)^2 \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+3l_2)} + \rho^4 \left(\frac{-1}{3}\right)^2 \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+4l_2)} + \dots$$

avec

$$\rho = \frac{R+jX-Rc}{R+jX+Rc}, \text{ coefficient de réflexion en onde T.E.M de la charge } Z(f) \text{ par rapport à } Rc$$

$$\gamma = j\beta = j2\pi f \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{c}, \text{ constante de propagation à la fréquence } f.$$

d'où

$$S_{11} = S_{22} = -\frac{1}{3} e^{-2\gamma l_1} + \rho \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+l_2)} \left(1 - \frac{\rho}{3} e^{-2\gamma l_2} + \frac{\rho^2}{9} e^{-4\gamma l_2} - \frac{\rho^3}{27} e^{-6\gamma l_2} + \dots\right)$$

$$S_{11} = S_{22} = -\frac{1}{3} e^{-2\gamma l_1} + \frac{\rho \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+l_2)}}{1 + \frac{\rho}{3} e^{-2\gamma l_2}}$$

* Paramètre de transmission :

$$S_{21} = S_{12} (b' + b'' + b''' + \dots) / A_i$$

soit

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{3} e^{-2\gamma l_1} + \rho \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+l_2)} - \frac{\rho^2}{3} \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+2l_2)} + \rho^3 \left(\frac{-1}{3}\right)^2 \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+3l_2)} + \dots$$

d'où

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{3} e^{-2\gamma l_1} + \rho \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+l_2)} \left(1 - \frac{\rho}{3} e^{-2\gamma l_2} + \frac{\rho^2}{9} e^{-4\gamma l_2} + \dots\right)$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{3} e^{-2\gamma l_1} + \frac{\rho \left(\frac{2}{3}\right)^2 e^{-2\gamma(l_1+l_2)}}{1 + \frac{\rho}{3} e^{-2\gamma l_2}}$$

L'absorption du quadripôle est donnée par la loi de conservation de l'énergie, soit :

$$|t'|^2 = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$$

ou en considérant les ondes transmises à $Z(f)$ issues des réflexions multiples engendrées par le té non adapté et la charge.

On a alors (en tension) :

$$t' = (c' + c'' + c''' + \dots) / A_i$$

soit

$$t' = (1+\rho)\left(\frac{2}{3}\right)e^{-\gamma(l_1+l_2)} - \frac{\rho}{3}(1+\rho)\frac{2}{3}e^{-\gamma(3l_2+l_1)} + \rho^2(1+\rho)\left(-\frac{1}{3}\right)^2\left(\frac{2}{3}\right)e^{-\gamma(5l_2+l_1)} + \rho^3(1+\rho)\left(-\frac{1}{3}\right)^3\left(\frac{2}{3}\right)e^{-\gamma(7l_2+l_1)} + \dots$$

d'où

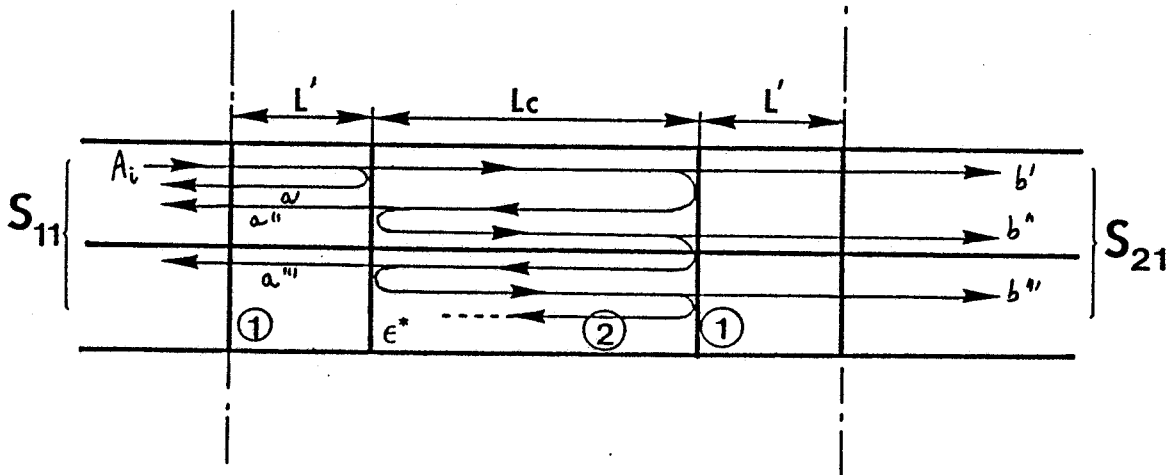
$$t' = (1+\rho)\left(\frac{2}{3}\right)e^{-\gamma(l_1+l_2)}\left(1 - \frac{\rho}{3}e^{-2\gamma l_2} + \frac{\rho^2}{9}e^{-\gamma 4l_2} - \frac{\rho^3}{27}e^{-\gamma 6l_2} + \dots\right)$$

$$t' = \frac{(1+\rho)\left(\frac{2}{3}\right)e^{-\gamma(l_1+l_2)}}{1 + \frac{\rho}{3}e^{-2\gamma l_2}}$$

ANNEXE B

Calcul des paramètres S_{ij} (propagation T.E.M.) d'une cellule coaxiale isotherme :

Soit le schéma de principe suivant où l'on considère une onde incidente (A_i), définie dans le plan de référence 1, se propageant dans la cellule coaxiale.



Les réflexions multiples engendrées par l'onde incidente aux interfaces (I_1 et I_2) permettent d'établir les expressions des paramètres S_{ij} . Ceux ci s'établissent de la manière suivante :

* Paramètre de réflexion :

$$S_{11} = S_{22} = (a' + a'' + a''' + \dots) / A_i$$

soit

$$S_{11} = S_{22} = \rho_{12} e^{-2\gamma_1 l'} + \rho_{21} t_{12} t_{21} e^{-2(\gamma_1 l' + \gamma_2 l_c)} + \rho_{21}^3 t_{12} t_{21} e^{-2(\gamma_1 l' + 4\gamma_2 l_c)} + \rho_{21}^5 t_{12} t_{21} e^{-2(\gamma_1 l' + 6\gamma_2 l_c)} + \dots$$

avec

$\rho_{12}, t_{12}, \rho_{21}, t_{21}$; les paramètres de réflexion et de transmission définis aux interfaces I_1 et I_2
et

$\gamma_1 = j\beta_1, \gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2$; les constantes de propagation des milieux 1 et 2 de la cellule coaxiale.

d'où

$$S_{11} = S_{22} = \rho_{12} e^{-2\gamma_1 l'} + \rho_{21} t_{12} t_{21} e^{-2(\gamma_1 l' + \gamma_2 l_c)} (1 + \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l_c} + \rho_{21}^4 e^{-4\gamma_2 l_c} + \dots)$$

$$S_{11} = S_{22} = \rho_{12} e^{-2\gamma_1 l'} + \frac{\rho_{21} t_{12} t_{21} e^{-2(\gamma_1 l' + \gamma_2 l'')}}{1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l''}}$$

* Paramètre de transmission :

$$S_{21} = S_{12} = (b' + b'' + b''' + \dots) / A_i$$

soit

$$S_{12} = S_{21} = t_{12} t_{21} e^{-(2\gamma_1 l' + \gamma_2 l'')} + t_{12} t_{21} \rho_{21}^2 e^{-(2\gamma_1 l')} e^{-3\gamma_2 l''} + t_{12} t_{21} \rho_{21}^4 e^{-(2\gamma_1 l' + 5\gamma_2 l'')} + \dots$$

d'où

$$S_{12} = S_{21} = t_{12} t_{21} e^{-(2\gamma_1 l' + \gamma_2 l'')} (1 + \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l''} + \rho_{21}^4 e^{-4\gamma_2 l''} + \dots)$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{t_{12} t_{21} e^{-(2\gamma_1 l' + \gamma_2 l'')}}{1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l''}}$$

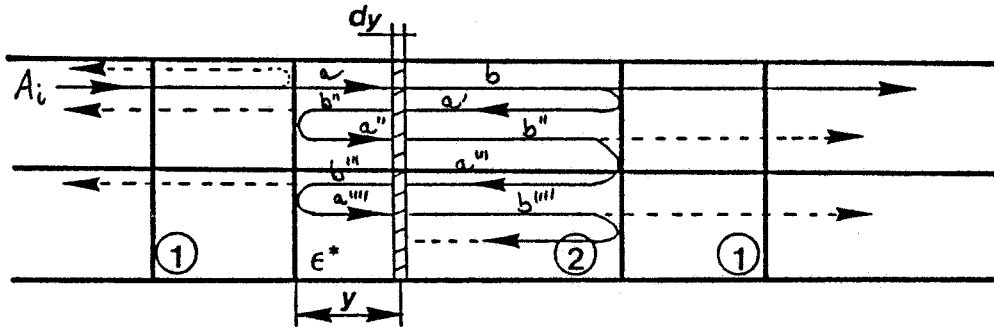
L'absorption en puissance de la cellule coaxiale est donnée par la loi de conservation de l'énergie soit :

$$Abs = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$$

ANNEXE C

Calcul de l'absorption d'une cellule coaxiale à partir de l'absorption d'une tranche d'épaisseur dy

Soit le schéma de principe suivant où l'on considère une onde incidente A_i se propageant dans la cellule coaxiale (propagation T.E.M.).



Pour obtenir l'absorption en puissance d'une tranche d'épaisseur dy , on effectue la différence des puissances obtenues par la somme des ondes entrantes (S_e) et la somme des ondes sortantes (S_s).

On a alors :

- Somme des ondes entrantes (S_e)

$$S_e = (a + a' + a'' + a''' + a'''' + \dots) / A_i$$

soit

$$S_e = t_{12} e^{-\gamma_2 y} + t_{12} \rho_{21} e^{-\gamma_2(2l-y)} + t_{12} \rho_{21}^2 e^{-\gamma_2 y} e^{-2\gamma_2 l} + t_{12} \rho_{21}^3 e^{-\gamma_2(4l-y)} + t_{12} \rho_{21}^4 e^{-\gamma_2 y} e^{-4\gamma_2 l} + \dots$$

d'où

$$S_e = \frac{t_{12} e^{-\gamma_2 y} + t_{12} \rho_{21} e^{-\gamma_2(2l-y)}}{(1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l})}$$

- Somme des ondes sortantes (S_s) :

$$S_s = (b + b' + b'' + b''' + b'''' + \dots) / A_i$$

soit

$$S_e = t_{12} e^{-\gamma_2 y} e^{-\gamma_2 dy} + t_{12} \rho_{21} e^{-\gamma_2 dy} e^{-\gamma_2(2lc-y)} + t_{12} \rho_{21}^2 e^{-\gamma_2 dy} e^{-\gamma_2(2lc+y)} + t_{12} \rho_{21}^3 e^{-\gamma_2 dy} e^{-\gamma_2(4lc-y)} + \dots$$

d'où

$$S_s = \frac{t_{12} e^{-\gamma_2 y} e^{-\gamma_2 dy} + t_{12} \rho_{21} e^{-\gamma_2 dy} e^{-\gamma_2(2lc-y)}}{(1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}}$$

L'absorption en puissance d'une tranche est alors donnée par :

$$\delta Abs = |S_e|^2 - |S_s|^2$$

soit

$$\delta Abs = \frac{2\alpha_2 dy (1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 lc}|^2} |e^{-\gamma_2 y} + \rho_{21} e^{-\gamma_2(2lc-y)}|^2$$

avec $(1 - e^{-2\alpha_2 dy}) \approx 2\alpha_2 dy$, pour dy suffisamment petit.

En intégrant cette expression sur la longueur lc de la cellule coaxiale, on obtient l'absorption totale du quadripôle dissipatif, soit :

$$Abs = \int_0^{lc} \delta Abs dy$$

d'où

$$Abs = \frac{(1 - |\rho_{12}|^2)}{|1 - \rho_{21}^2 e^{-2\gamma_2 l c}|^2} \left[1 - e^{-2\alpha_2 l c} + |\rho_{12}|^2 (e^{-2\alpha_2 l c} - e^{-4\alpha_2 l c}) - 2e^{-2\alpha_2 l c} \left(\frac{\alpha_2}{\beta_2}\right) |\rho_{12}| (\sin(\varphi_1) + \sin(2\beta_2 l c - \varphi_1)) \right]$$



Two-Terminal IC Temperature Transducer

AD590 CHIPS

PRODUCT DESCRIPTION

The AD590 is a two-terminal temperature transducer which produces an output current proportional to absolute temperature. For supply voltages between +4V and +30V, the AD590 acts as a high impedance, constant current regulator passing $1\mu\text{A}/^\circ\text{K}$ from -55°C to $+150^\circ\text{C}$. Laser-trimming of on-chip thin-film resistors calibrates the AD590 to provide a $298.2\mu\text{A}$ output at 298.2°K ($+25^\circ\text{C}$). Three performance grades of AD590 chips are available. Low cost, linearity and ease of application make AD590 chips ideal for monitoring temperatures at critical locations in hybrid assemblies.

APPLICATION INFORMATION

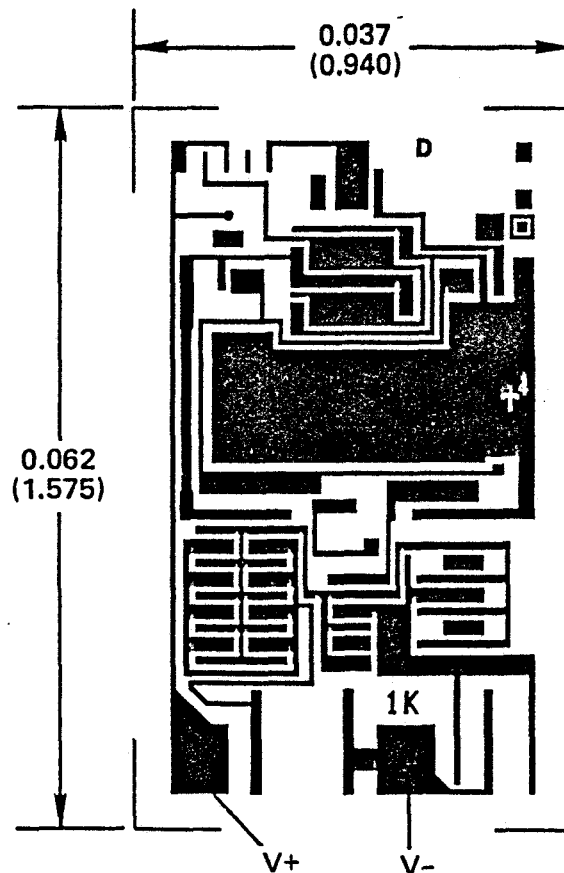
AD590 chips are functionally identical to packaged AD590 devices. For general application information, see the AD590 packaged product data sheet.

The following additional application information applies to AD590 chips:

1. **IMPORTANT!** Unlike other bipolar integrated circuit chips, the AD590 substrate *must* be electrically isolated (floating). The mounting pad or header should be nonconductive, insulated or isolated.
2. No particular wire-bonding sequence must be followed.
3. For assembly information, see the Bipolar Integrated Circuit Chips General Information Section of this catalog.
4. Do not connect to any bonding pads or metalization not indicated as a functional bonding pad on the metalization photograph.

METALIZATION PHOTOGRAPH

Dimensions shown in inches and (mm).



SPECIFICATIONS¹ (typical @ +25°C and $V_S = 5V$ unless otherwise noted)

MODEL	AD590I	AD590J	AD590K
ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS			
Forward Voltage (E+ to E-)	+44V	•	•
Reverse Voltage (E+ to E-)	-20V	•	•
Rated Performance Temperature Range ²	-55°C to +150°C	•	•
Storage Temperature Range ²	-65°C to +175°C	•	•
POWER SUPPLY			
Operating Voltage Range	+4V to +30V	•	•
OUTPUT			
Nominal Current Output @ +25°C (298.2°K)	298.2μA	•	•
Nominal Temperature Coefficient	1μA/°C	•	•
Calibration Error @ +25°C	±10.0°C max	±5.0°C max	±2.5°C max
Absolute Error ³ (over rated performance temperature range)			
Without External Calibration Adjustment	±20.0°C max	±10.0°C max	±7.5°C max
With +25°C Calibration Error Set to Zero	±5.8°C max	±3.0°C max	±3.0°C max
Nonlinearity	±3.0°C max	±1.5°C max	±1.5°C max
Repeatability ⁴	±0.1°C max	•	•
Long Term Drift ⁵	±0.1°C max	•	•
Current Noise	40pA/√Hz	•	•
Power Supply Rejection			
+4V ≤ V_S ≤ +5V	0.5μA/V	•	•
+5V ≤ V_S ≤ +15V	0.2μA/V	•	•
+15V ≤ V_S ≤ +30V	0.1μA/V	•	•
Case Isolation to Either Lead	10 ¹⁰ Ω	•	•
Effective Shunt Capacitance	100pF	•	•
Electrical Turn-On Time ⁶	20μs	•	•
Reverse Bias Leakage Current ⁷ (Reverse Voltage = 10V)	10pA	•	•

NOTES:

- ¹Electrical tests are performed at wafer probe, before the wafer is separated into individual dice. Maintaining chip performance to specification requires great care in handling and assembly. Specific recommendations are to be found in the General Information Section of this catalog.
 - ²The AD590 has been used at -100°C and +200°C for short periods of measurement with no physical damage to the device. However, the absolute errors specified apply to only the rated performance temperature range.
 - ³See page 4 of packaged AD590 data sheet for explanation of error components. Note that ±1°C error is the equivalent of ±1μA error.
 - ⁴Maximum deviation between +25°C readings after temperature cycling between -55°C and +150°C; guaranteed not tested.
 - ⁵Conditions: constant +5V, constant +125°C; guaranteed, not tested.
 - ⁶Does not include self heating effects; see page 5 of packaged AD590 data sheet for explanation of these effects.
 - ⁷Leakage current doubles every 10°C.
- *Specifications same as AD590I.
Specifications subject to change without notice.

