

50376  
1981  
180

50376  
1981  
180

# THÈSE

N° d'ordre 926

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE**

Spécialité : Electronique Mention Microonde

par

Michèle ROBILLARD

Maître ès Sciences

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES SONDÉS  
ET À LA RECONNAISSANCE D'OBJET THERMIQUE  
PAR THERMOGRAPHIE MICROONDE (T.M.O.)**



Soutenue le 12 novembre 1981 devant la Commission d'Examen

<b>Membres du Jury</b>	<b>M. CONSTANT</b>	<b>Président</b>
	<b>M. LEROY</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>M. CHIVE</b>	<b>Examineur</b>
	<b>M. BOLOMEY</b>	<b>Examineur</b>
	<b>M. MOSCHETTO</b>	<b>Examineur</b>
	<b>M. REITHLER</b>	<b>Examineur</b>



Il faut rendre à la vie  
et à l'Amour le pas  
sur la conquête et la  
destruction ....

" La femme arien "

Franco Quéré

Patrick,  
Ces quelques pages je te les dédie.

Monsieur Le Professeur Constant, Directeur du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs associé au C.N.R.S., m'a permis, en m'accueillant dans son laboratoire, de réaliser ce travail. Il me fait l'honneur de présider la Commission d'examen, je l'en remercie.

La direction de ce travail a été assurée par Monsieur Le Professeur Leuy. C'est à lui que revient l'idée de cette recherche. Il m'a témoigné une aide efficace et amicale, je lui en suis très reconnaissant.

Je suis honoré de la présence de :

Monsieur I. Ch. Bolomey, Professeur à l'Université de Paris VI, Directeur de recherches du Groupe d'Électromagnétisme du Laboratoire des Signaux et Systèmes de l'École Supérieure d'Électricité.

Monsieur M. Chivé, Collègue et ami, Maître assistant, docteur d'État à l'Université de Lille I.

Monsieur Y. Moschetto, Maître de recherche à l'I.N.S.E.R.M., Directeur du Centre de Technologie Biomédicale de l'I.N.S.E.R.M. à Lille.

Monsieur Reithler, Directeur de la  
Société Odam Brückel à Wissembourg.

Je les remercie de bien vouloir  
juger ce travail.

Dans le cadre du GRECO Micro-  
ondes, cette étude a bénéficié de la  
collaboration du Groupe d'Electromagnétisme  
de l'École Supérieure d'Electricité. Je  
remercie particulièrement Monsieur C. Pichot  
pour sa participation fructueuse et amicale.

Madame Farque s'est occupée de la  
frappe et mise en page du manuscrit.  
Je voudrais la féliciter ici pour son esprit  
d'initiative, pour l'enthousiasme de la présentation et  
la minutie qu'elle a apportés à ce travail.

Enfin, je terminerai cette page,  
en exprimant à tous mes camarades,  
chercheurs, membres du personnel adminis-  
tratif, technique et de service ma  
reconnaissance, pour la sympathie qu'ils  
m'ont toujours témoignée

*Cette étude a bénéficié d'une aide de la part  
de la Délégation Générale à la Recherche  
Scientifique et Technique -D.G.R.S.T.-  
(Techniques et Logistique Biomédicale,  
Comité Hyperthermie),  
de la Caisse Nationale de l'Assurance des  
Travailleurs Salariés  
et de l'Etablissement Public Régional  
Nord-Pas de Calais.*

*Elle est réalisée dans le cadre du GRECO  
Microondes (C.N.R.S.) Action de Recherche  
n° 3 Couplage Composants-circuits-ondes.*

## SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
<u>CHAPITRE I</u> - ETUDE EN MODE ACTIF DU COUPLAGE SONDE - MILIEU DISSIPATIF.....	6
I.1. SITUATION DU PROBLEME.....	6
I.2. CARACTERISTIQUES DE MODELISATIONS NUMERIQUES.....	9
I.3. INTERET DE LA DETERMINATION DES PARAMETRES MACROSCOPIQUES DU COUPLAGE SONDE-TISSUS.....	10
I.4. ETUDE DU COEFFICIENT DE REFLEXION.....	11
I.4.1. Bilan des résultats numériques.....	11
I.4.2. Expression analytique du coefficient de réflexion....	12
I.4.3. Etude expérimentale du coefficient de réflexion.....	16
I.4.4. Conclusion.....	19
I.5. CONFIGURATION DES CHAMPS DANS LE MILIEU DISSIPATIF.....	19
I.5.1. Analyse quantitative des résultats numériques.....	19

I.5.2. Etude de la profondeur de pénétration ; recherche d'expressions analytiques.....	21
I.5.3. Etude de la résolution spatiale.....	29
I.5.4. Validité des expressions analytiques des champs rayonnés.....	30
I.5.5. Etude expérimentale des champs rayonnés.....	31
I.5.6. Conclusion.....	35
 I.6. CONCLUSION.....	 36
 <u>CHAPITRE II</u> - ETUDE EN MODE PASSIF, CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES, NOTION DE RECON- NAISSANCE D'OBJETS THERMIQUES.....	   38
 II.1. INTRODUCTION.....	 38
 II.2. METHODE DE CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES.....	 40
II.2.1. Principe de Réciprocité des Antennes.....	40
II.2.2. Calcul des signaux thermiques captés par un radiomètre.....	40
II.2.3. Détermination du paramètre A.....	43
II.2.4. Techniques Radiométriques. Vérification expéri- mentale de la relation (5).....	47
II.2.4.1. Description du système.....	47
II.2.4.2. Performances du thermographe.....	49
II.2.4.3. Vérification expérimentale de la rela- tion (5).....	50
 II.2.5. Calcul des signaux thermiques en présence d'un milieu de température non uniforme. Notion de Signature Thermique.....	  51

II.3. EXPLOITATION DE LA METHODE DE CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES. VERIFICATION EXPERIMENTALE.....	52
II.3.1. Introduction.....	52
II.3.2. Cas d'un milieu très dissipatif.....	53
II.3.2.1. Définition du problème.....	53
II.3.2.2. Méthode de calcul.....	53
II.3.2.3. Etude expérimentale et comparaison aux résultats calculés.....	55
II.3.3. Cas d'un milieu d'absorption moyenne.....	58
II.3.3.1. Définition du problème.....	58
II.3.3.2. Méthode de calcul.....	58
II.3.3.3. Etude expérimentale.....	59
II.4. EBAUCHE D'UNE METHODE DE RECONNAISSANCE D'OBJET THERMIQUE.	60
II.4.1. But et Principe.....	60
II.4.2. Reconnaissance d'objet thermique. Cas d'une structure de forme cylindrique.....	61
II.4.3. Perspectives sur la mise en application de la méthode de Reconnaissance d'Objets Thermiques.....	65
II.5. CONCLUSION.....	66
CONCLUSION GENERALE.....	68
ANNEXE I.....	70
ANNEXE II.....	73
BIBLIOGRAPHIE.....	74

# **INTRODUCTION**

## INTRODUCTION

La radiométrie en gamme hyperfréquence ou radiofréquence est utilisée depuis plusieurs dizaines d'années tant en radioastronomie que pour l'étude de l'atmosphère. Ce n'est qu'à partir de 1974 que MYERS et BARRET au Massachusetts Institute of technology (U.S.A.) [1,2] et EDRICH à l'Université de Denver (Colorado) [3,4] ont utilisé la radiométrie Hyperfréquence pour mesurer les signaux émis par les tissus vivants, ouvrant ainsi à cette technique un nouveau champ d'application dans le domaine médical. Les investigations menées à ce jour dans ce domaine permettent d'attribuer une origine thermique à ces rayonnements d'où l'appellation "Thermographie Microonde" (T.M.O.) qui est donnée à ce type d'étude.

Le Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs s'engagea dans cette voie dès 1976 et actuellement, plusieurs prototypes fonctionnant

dans les bandes 2-4 GHz et 8-10 GHz [5 à 10] sont en phase d'exploitation clinique dans divers centres hospitaliers. Ces dispositifs ont permis d'étudier des problèmes :

- d'ergonomie (Laboratoire de Thermorégulation de Lille) [11] ;
- de cancérologie (Laboratoire de Thermologie de l'Université de Strasbourg, Laboratoire de Biophysique de Nancy [12 à 14], Centre Anticancéreux Oscar Lambret de Lille [15]) ;
- de pathologies ostéoarticulaires et vasculaires [16] ;
- de tolérance de prothèses [16].

L'un de ces dispositifs, qui constitue le premier système d'Imagerie Thermique Microonde, permet de visualiser des profils et images thermiques bidimensionnelles, sur un écran de Télévision couleur. Il a été réalisé en collaboration avec le Centre de Technologie Biomédicale INSERM de Lille [17] [18]. A partir de ces premiers prototypes, la Société ODAM Bruker développe actuellement une première série d'appareils (T.M.O. 3000 et T.M.O. 10 000) qui permettra de multiplier le nombre des évaluations cliniques.

Une autre application plus récente, sur laquelle notre groupe a été le premier à travailler, concerne l'Hyperthermie contrôlée par Thermographie Microonde. Il s'agit ici de chauffer les tissus vivants dans un but thérapeutique (traitement du cancer) [19 à 21]. Un contrôle de l'échauffement s'avère nécessaire et, au lieu d'implanter des capteurs de température, la radiométrie hyperfréquence permet de réaliser cette

opération de façon atraumatique. Un système construit au laboratoire, combinant ces deux fonctions (chauffage et thermographie) et travaillant à 2,45 GHz est actuellement expérimenté au Centre Oscar Lambret de Lille [22]. En outre, des Thermographes Microondes à 2,5 et 3 GHz servent également pour le contrôle atraumatique de l'Hyperthermie par Radiofréquences (système SEM SAT, 13 MHz [22]).

Tous ces systèmes comportent un organe essentiel qui sert d'interface entre le dispositif hyperfréquence et les tissus. Il s'agit de la partie généralement appelée sonde en T.M.O. et applicateur en Hyperthermie. Les sondes que nous utilisons actuellement sont constituées par un guide rectangulaire rempli de diélectrique à faibles pertes dont l'extrémité ouverte est appliquée sur la peau. Le problème de la conception de la transition guide-coaxial qui permet de transmettre le signal en radiométrie a été solutionné par NGUYEN [9].

Le travail présenté dans ce mémoire, concerne l'étude de l'interface sonde-tissus vivants. En effet, les problèmes de rayonnement en champ proche d'une telle sonde en présence d'un milieu dissipatif, l'évaluation du volume couplé à la sonde du point de vue électromagnétique, l'interprétation des signaux thermiques et l'estimation de leur cause, n'avaient pratiquement pas encore été abordés jusqu'alors. En fait, il s'agit de questions auxquelles il est indispensable de répondre si l'on veut valoriser la Thermographie Microonde et faire progresser les recherches cliniques.

Nous abordons dans ce travail, le cas de milieux homogènes dont les caractéristiques électriques sont voisines de celles des tissus vivants. Ceci permet de bien comprendre les phénomènes physiques et de

pouvoir par la suite traiter le cas de milieux plus complexes tels que les tissus stratifiés et hétérogènes. Notre travail se divise en deux parties :

- La première partie aborde le problème du couplage sonde-milieu dissipatif en Mode Actif, c'est-à-dire lorsque la sonde rayonne un signal monochromatique. Cette étude a bénéficié de la collaboration du Groupe d'Electromagnétisme de l'Ecole Supérieure d'Electricité, dans le cadre du Gréco Microonde ; des méthodes numériques d'étude du rayonnement d'ouvertures ont été élaborées par l'E.S.E. et ont pu être largement exploitées. L'analyse de ces résultats nous a permis, d'une part de caractériser les sondes par des paramètres macroscopiques (coefficient de réflexion, profondeur de pénétration, résolution spatiale), dont les valeurs ont pu être vérifiées expérimentalement dans un certain nombre de cas et d'autre part, d'interpréter physiquement ces effets en tenant compte à la fois des lois de l'optique géométrique et des effets de diffraction, puis d'élaborer des expressions analytiques simples de ces paramètres et enfin de tirer un certain nombre de conclusions en ce qui concerne le choix des sondes lors des applications.

- La deuxième partie est consacrée à l'étude du Mode Passif, c'est-à-dire à l'étude des signaux thermiques rayonnés par le milieu dissipatif et captés par la sonde. Nous présentons une méthode originale de calcul de ces signaux. Fondée sur le Principe de Réciprocité des Antennes, elle nécessite la connaissance des champs rayonnés en Mode Actif et justifie pleinement l'importance que nous avons accordée à cette première partie. Cette méthode nous permet donc de calculer ce que nous appelons des Signatures Thermiques, c'est-à-dire les enregistrements radiométriques obtenus lorsqu'une sonde est déplacée face à une structure

thermique noyée dans un milieu dissipatif. Nous avons pu illustrer cette méthode à l'aide de vérifications expérimentales. Ce procédé permet de progresser dans l'interprétation des signaux thermiques. En effet, on peut tenter de déterminer une structure thermique à partir de l'identification des signatures obtenues par le calcul et par l'expérience. C'est à partir de cette remarque que nous posons les premiers principes d'une nouvelle méthode de Reconnaissance d'Objets Thermiques.

# **CHAPITRE 1**

**ETUDE EN MODE ACTIF**

**DU COUPLAGE**

**SONDE - MILIEU DISSIPATIF**

## CHAPITRE I

### ETUDE EN MODE ACTIF DU COUPLAGE SONDE-MILIEU DISSIPATIF

#### I.1. SITUATION DU PROBLÈME

Les applications de la Radiométrie Hyperfréquence dans les domaines médicaux et industriels nécessitent la réalisation de sondes destinées à recueillir les signaux. Les sondes sur lesquelles nous travaillons actuellement sont du type de celles présentées par MYERS [1,2]. Elles sont constituées d'un tronçon de guide ouvert, rempli de diélectriques à faibles pertes ( $\text{tg } \delta \# 10^{-4}$ ), dans lequel plonge une antenne linéaire (figure 1).

La face d'entrée du guide est destinée à être posée sur le milieu là où l'on désire obtenir des informations de température.

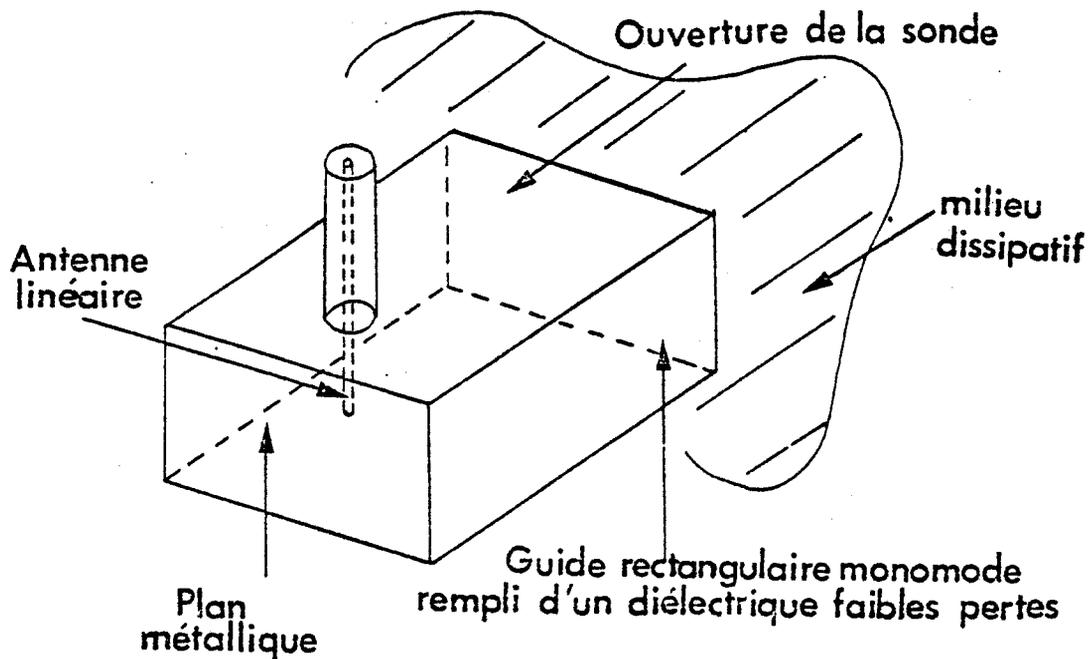


FIGURE 1 : Exemple de sonde atraumatique.

Ce mode opératoire présente plusieurs avantages ; d'une part, la géométrie de l'interface sonde milieu dissipatif est parfaitement définie, d'autre part, on s'affranchit des rayonnements extérieurs susceptibles d'interférer avec les signaux thermiques, enfin, la gamme étendue des matériaux diélectriques disponibles ( $\epsilon_1$  compris entre 1 et 25) permet une certaine souplesse dans la détermination de la taille des sondes. Le choix de ce diélectrique permet également de modifier les paramètres de couplage entre la sonde et le milieu, comme nous le verrons par la suite.

Ces arguments nous ont amenés à concevoir de telles sondes. Leur réalisation nécessite d'une part l'étude de la transition guide coaxial, d'autre part celle de l'interface sonde-tissus.

L'étude de la transition guide coaxial a été effectuée par D.D. NGUYEN [9] qui a défini les caractéristiques géométriques de cette transition à partir d'un traitement numérique itératif. De nombreuses vérifications expérimentales ont été effectuées à l'analyseur de réseau et ont montré que l'on peut obtenir couramment au niveau de la transition guide coaxial, un coefficient de réflexion meilleur que -10 db.

Ces sondes étant destinées à capter des signaux thermiques, il s'agit tout d'abord de connaître la réponse du milieu en Mode actif, donc de connaître le coefficient de réflexion à l'interface et la carte de champ rayonnée dans le deuxième milieu lorsque la sonde est alimentée par un générateur monochromatique. Plusieurs publications traitent effectivement du problème de l'interaction en champ proche d'une structure radiative et d'un milieu dissipatif [23 à 30]. Certaines s'intéressent aux performances d'antennes de véhicules spatiaux lors de leur rentrée dans l'atmosphère terrestre ; citons en particulier VILLENEUVE et GALEJ [23,24] qui ont étudié par des méthodes approchées le rayonnement de guides ouverts recouverts d'une couche de plasma. D'autres ont pour but l'étude des Configurations de champs électromagnétiques près de l'ouverture dans des tissus biologiques stratifiés [26,27,28].

Ces dernières années ont connu un regain d'intérêt pour ce domaine ; c'est ainsi que Stuckly et al [29] ont relevé des cartes de champs rayonnés par des guides d'ondes, dans des milieux biologiques. Plus récemment, ils ont étudié un applicateur microstrip à 2 GHz 45 destiné à l'hyperthermie [30]. A l'heure actuelle, de nombreuses équipes ont abordé, d'un point de vue essentiellement expérimental, l'étude de l'hyperthermie à 13,56 MHz, 27,12 MHz, 915 MHz et 2450 MHz. Néanmoins, parmi les auteurs concernés par la T.M.O. [2] [3] [30 à 33] etc... aucun ne

s'est intéressé, ni aux conditions nécessaires à la réalisation d'une bonne adaptation sur le milieu, ni à la détermination des caractéristiques du volume de tissus couplé à la sonde. L'un des problèmes posés est donc le choix des paramètres que peut contrôler l'expérimentation (dimensions du guide, permittivité  $\epsilon_1$ , fréquence  $f$ ) permettant d'accéder à un couplage optimal. C'est le problème que nous nous proposons d'aborder dans cette première partie.

## I.2. CARACTÉRISTIQUES DE MODÉLISATIONS NUMÉRIQUES

Deux modèles étudiés par l'Ecole Supérieure d'Electricité ont permis d'obtenir des informations sur la répartition des champs proches créés par une sonde en présence d'un milieu dissipatif.

Le premier modèle (figure 2 a) correspond à un guide à lames parallèles ; le problème est résolu au moyen d'une équation intégrale basée sur les fonctions de GREEN [34,35]. L'avantage de cette méthode réside dans la simplicité des calculs. Il s'agit en fait d'un modèle bidimensionnel qui ne décrit pas complètement le problème mais permet d'obtenir rapidement des résultats approchés et de mettre en évidence les phénomènes physiques qui entrent en jeu en observant les lois d'évolution des paramètres de sortie.

Le deuxième modèle (Fig. 2 b) étudie le rayonnement d'un guide d'onde rectangulaire dans un demi espace homogène assimilé à un guide surdimensionné [36]. Le problème se ramène à l'étude de discontinuités entre guides d'ondes. Cette modélisation permet donc de représenter

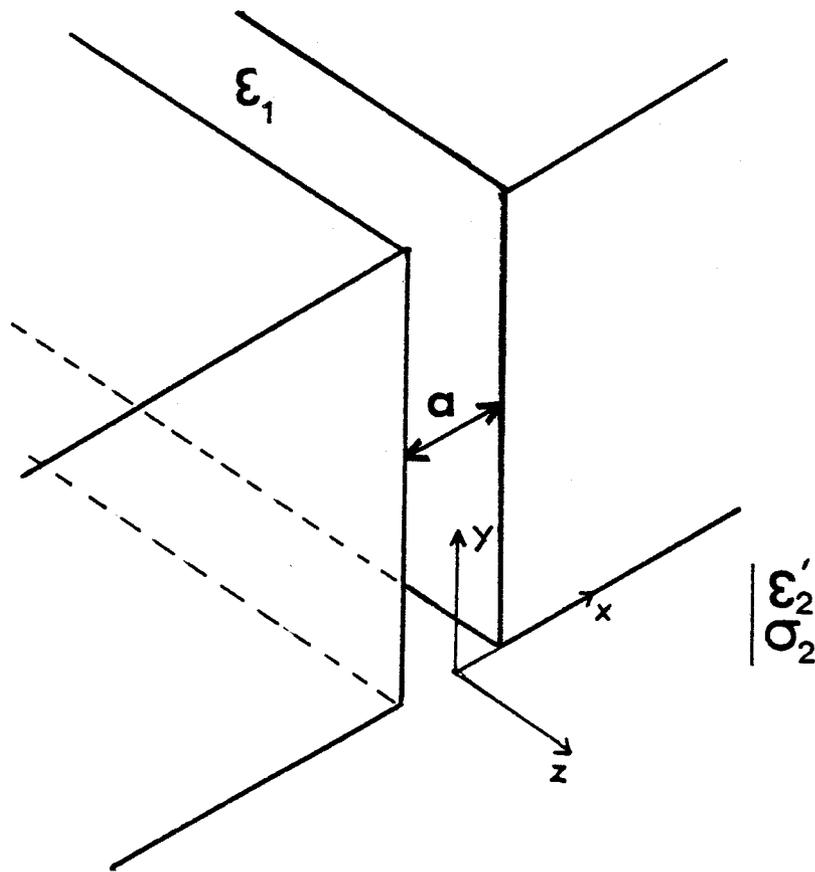


FIGURE 2a : Guide à lames parallèles : 1er modèle numérique [34] [35].

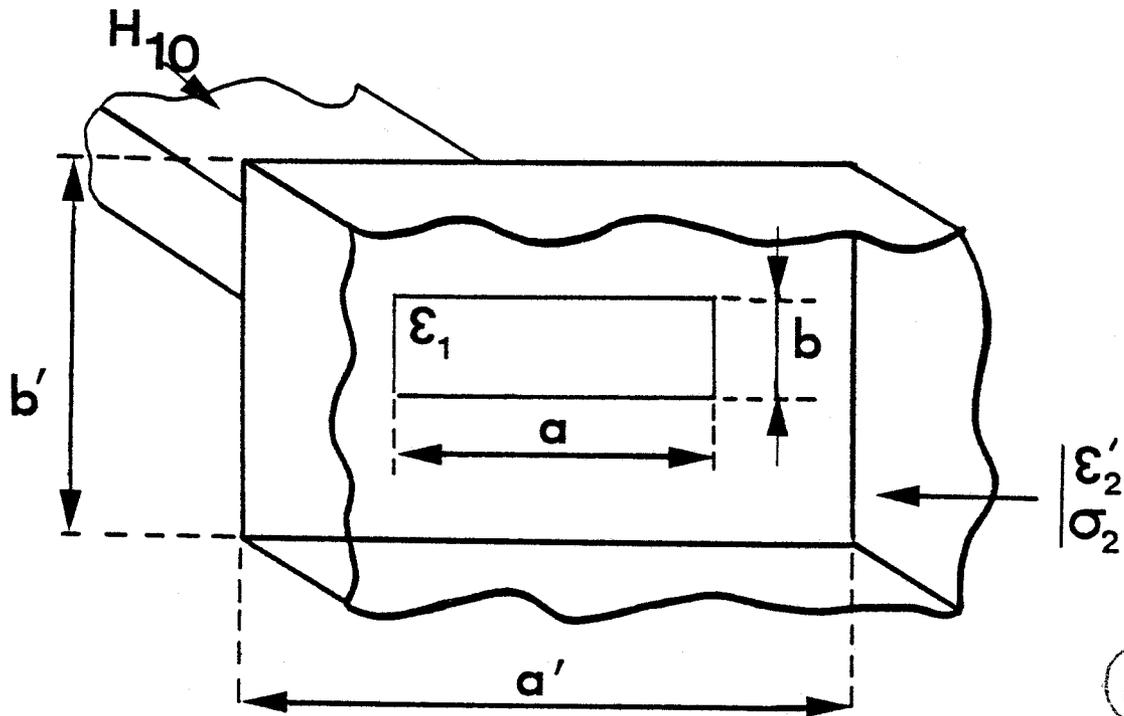


FIGURE 2b : Guide surdimensionné : 2e modèle numérique [36].



les champs dans le deuxième guide par un spectre discret d'ondes planes suivant le développement modal du guide donc de s'affranchir de toute difficulté théorique liée à une représentation intégrale du champ. Il suffit d'augmenter de façon suffisante les dimensions du deuxième guide pour se ramener au cas de l'espace libre, ce qui revient à pouvoir négliger les effets de parois. Seules des contraintes d'ordre économiques (coûts calculs) et matérielles (occupation mémoire) sont venues limiter cette approche, pour cette raison le groupe d'Electromagnétisme n'a généralement étudié que des discontinuités telles que  $a'/a \leq 5$  et  $b'/b \leq 5$ .

### I.3. INTÉRÊT DE LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES MACROSCOPIQUES DU COUPLAGE SONDE-TISSUS

Les calculs de champs rayonnés donnent des résultats qu'il est commode de traduire en termes de paramètres macroscopiques. Outre le coefficient de réflexion à l'interface sonde-milieu, on peut décrire les champs correspondant au signal transmis dans le milieu dissipatif, d'une part, par la profondeur de pénétration, distance à laquelle le module du champ E sur l'axe est atténué dans un rapport  $1/e$  (son évolution en champ proche est généralement voisine d'une exponentielle), d'autre part, par la résolution spatiale qui est liée à la largeur du lobe rayonné dans le deuxième milieu. Pour ce dernier paramètre, nous considérons l'évolution de la largeur à mi-hauteur du diagramme de champ rayonné en fonction de la profondeur dans le milieu. Si l'on s'intéresse par exemple à la dimension parallèle à  $Ox$  (grand côté du guide) on la caractérisera par  $L(z)$ .

L : largeur à mi-hauteur du diagramme de champ

z : profondeur dans le milieu.

Ainsi, nous comptons mettre en évidence les liens qui existent entre les paramètres d'entrée et les paramètres de sortie, les expliquer par des phénomènes physiques relativement simples et aboutir à exprimer sous des formes analytiques approchées les paramètres précités. Ainsi, à partir d'un nombre limité de calculs numériques correctement choisis, nous comptons pouvoir définir de façon générale ces paramètres. Nous verrons dans la deuxième partie, lors du calcul des signaux thermiques, l'intérêt que l'on peut retirer d'une telle formulation.

## I.4. ÉTUDE DU COEFFICIENT DE RÉFLEXION

### I.4.1. BILAN DES RESULTATS NUMERIQUES [36,37]

Les deux méthodes précitées au I.2. ont permis de connaître les coefficients de réflexion dans un certain nombre de cas. (tableau II, paragraphe I.4.2. [34] [35]).

Les résultats numériques ont montré que pour un mode  $H_{10}$  incident, le spectre des signaux réfléchis se réduit dans certains cas au seul mode fondamental. Pour le modèle bidimensionnel, c'est le cas lorsque  $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \geq 2$  et pour le modèle tridimensionnel lorsque  $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \geq 4$ . Pour des milieux tels que  $\frac{\sigma_2}{\omega\epsilon_0} > 1$  et  $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} > 4$ , l'erreur relative entre les deux modélisations est d'environ 1 % et diminue au fur et à mesure que ces deux rapports augmentent.

Le tableau I montre un exemple de spectre de modes réfléchis obtenu avec le modèle bidimensionnel dans deux cas de figures différents :

$$\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \# 1.1, \quad \sigma_2 = 0.29 \quad \text{et} \quad \frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \# 40, \quad \sigma_2 = 8,75$$

#### I.4.2. EXPRESSION ANALYTIQUE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

##### a) Loi de Fresnel

Nous avons retenu de cette étude, que lorsque la contribution du mode fondamental est prépondérante, les phénomènes de réflexion sont susceptibles d'être décrits simplement par l'interaction avec l'interface sonde-milieu dissipatif, des ondes planes constituant ce mode unique [38].

Nous savons que le mode fondamental  $H_{10}$  peut être décrit par la superposition de deux ondes planes faisant un angle  $2\theta_1$  entre elles. (Fig. 3).

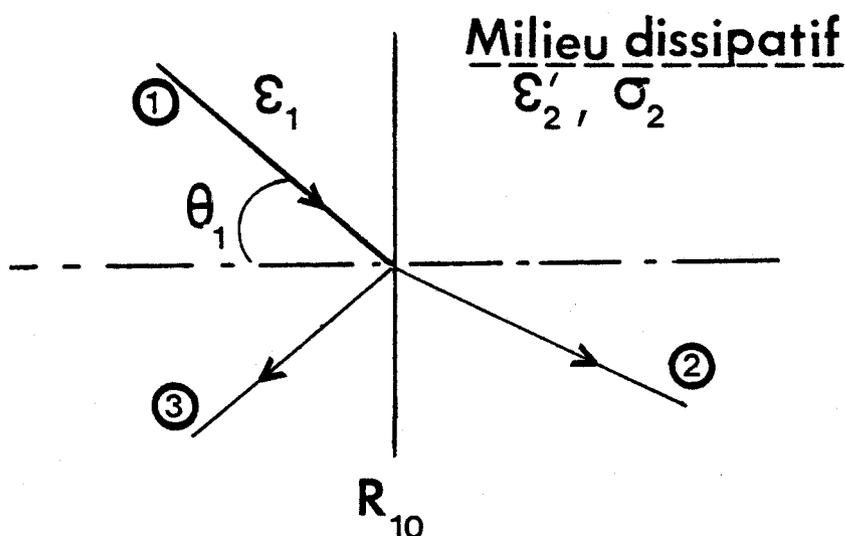


FIGURE 3 : ① Un des deux rayons incidents composant le mode  $H_{10}$   
 ② Rayon ① transmis  
 ③ Rayon ① réfléchi

MODES REFLECHIS	$ R_{10} $
H <sub>10</sub>	0.1586185
H <sub>3,0</sub>	0.0000017
H <sub>5,0</sub>	0.0413615
H <sub>7,0</sub>	0.0000007
H <sub>9,0</sub>	0.0185477
H <sub>11,0</sub>	0.0000002
H <sub>13,0</sub>	0.0119729
H <sub>15,0</sub>	0.0000001

MODES REFLECHIS	$ R_{10} $
H <sub>10</sub>	0.8159965
H <sub>3,0</sub>	0.0000009
H <sub>5,0</sub>	0.0011742
H <sub>7,0</sub>	0.0000006
H <sub>9,0</sub>	0.0005333
H <sub>11,0</sub>	0.0000002
H <sub>13,0</sub>	0.0005303
H <sub>15,0</sub>	0.0000003

Tissus adipeux

$$F = 9 \text{ GHz } \frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \# 1.1, \sigma_2 = 0.29$$

$$a = 11.43 \text{ mm}$$

Muscle

$$F = 9 \text{ GHz } \frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \# 40, \sigma_2 = 8.75$$

$$a = 22.86 \text{ mm}$$

Spectre de modes réfléchis dans le 1er guide. Calculs effectués avec le modèle guide à plans parallèles, d'après BOLOMEY [34,35]

TABLEAU I



Pour le mode  $H_{10}$ , l'angle  $\theta_1$  est donné par la relation

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{2a \sqrt{\epsilon_1}} \quad (1)$$

avec :  $\lambda$  longueur d'onde dans le vide  
 $a$  largeur de l'ouverture du guide  
 $\epsilon_1$  permittivité relative du premier milieu

Le coefficient de réflexion à l'interface sonde-milieu 2 s'exprime par la relation (2) (Loi de Fresnel) [39] :

$$R_{10} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_2^* - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_2^* - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1}} \quad (2)$$

avec :  $\epsilon_2^*$  permittivité relative complexe du 2e milieu  
 $\epsilon_2^* = \epsilon_2' - j \frac{\sigma_2}{\epsilon_0 \omega}$   
 $\epsilon_2'$  permittivité relative du 2e milieu  
 $\sigma_2$  conductivité du 2e milieu  
 $\epsilon_0$  permittivité de vide  
 $\omega$  pulsation.

b) Validité de la méthode

L'examen des résultats obtenus avec le modèle bidimensionnel montre que la relation (2) s'applique effectivement à condition que  $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \geq 2$  (Tableau II). Avec le modèle tridimensionnel, la condition devient  $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1} \geq 4$ .

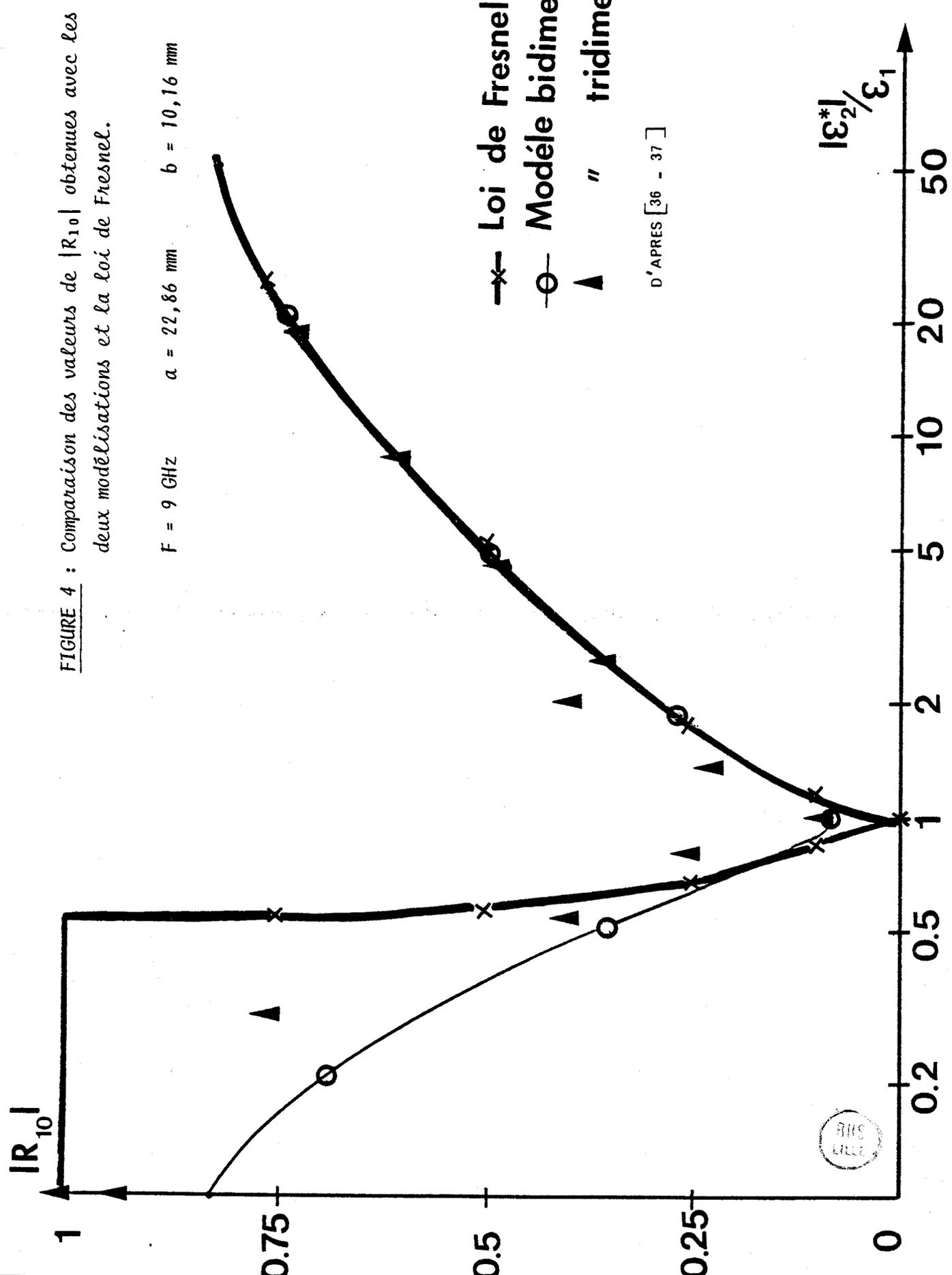
MILIEU DISSIPATIF	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\sigma_2$ s/m	$a_{cm}$	f GHz	$ R_{10} ^2_{Bidim.}$	$ R_{10} ^2_{Fresnel}$
Muscle	1	40	8.75	2.286	9	0.66	0.65
Eau	1	70	15	2.286	9	0.74	0.72
Chloroforme	1	4.4	0.4	2.286	9	0.24	0.24
T. Adipeux	1	4.6	0.29	2.286	9	0.25	0.24
Eau	4	70	15	1.14	9	0.53	0.52
Muscle	4	40	8.75	1.14	9	0.43	0.42
Chloroforme	4	4.4	0.4	1.14	9	0.03	0.003
T. Adipeux	4	4.6	0.29	1.14	9	0.024	0.005
Muscle	2	43	5	2.286	6	0.58	0.58
T. Adipeux	2	4.5	0.225	2.286	6	0.126	0.116
Muscle	9	46	2	2.0	3	0.35	0.34
Muscle	9	46	2	3.0	3	0.22	0.21
Muscle	9	46	2	2.5	3	0.25	0.25
Eau	4	77.85	2.44	4.5	3.2	0.46	0.46
Eau	9	77.85	2.44	2.5	3.2	0.33	0.33
Eau	16	77.85	2.44	2.16	3.2	0.196	0.191
Bromopentane	4	6.08	0.166	4.5	3.2	0.024	0.021
Bromopentane	9	6.08	0.166	2.5	3.2	0.035	0.034
Bromopentane	16	6.08	0.166	2.16	3.2	0.133	0.228
Acetone	16	21.1	0.23	2.16	3.2	0.010	0.009

TABEAU II : Tableau comparatif des coefficients de réflexion calculés numériquement avec le modèle bidimensionnel et calculés par la loi de Fresnel



FIGURE 4 : Comparaison des valeurs de  $|R_{10}|$  obtenues avec les deux modélisations et la loi de Fresnel.

F = 9 GHz      a = 22,86 mm      b = 10,16 mm



La figure 4 représente une comparaison des valeurs de  $|R_{10}|$  obtenues numériquement avec les deux modèles et avec la loi de Fresnel pour des valeurs de  $\frac{|\epsilon_2^*|}{\epsilon_1}$  variant de 0.1 à 70 à fréquence fixe pour le même guide standard.

c) Analyse des expressions (1) et (2)

On constate d'après (1) et (2) que l'adaptation est d'autant plus réalisée que les permittivités  $\epsilon_1$  et  $|\epsilon_2^*|$  sont plus proches l'une de l'autre. Par ailleurs, on voit qu'en fonctionnement monomode  $|R_{10}|$  décroît quand  $\theta_1$  diminue et qu'il dépend très faiblement de la fréquence. Cette remarque est présentée, figures 5a et 5b, sur des tissus musculaires et adipeux à 1 et 9 GHz. Ces remarques sont intéressantes car d'un point de vue pratique, elles ont permis d'améliorer l'adaptation de nos sondes sur les tissus étudiés et nous pouvons dire à l'heure actuelle que cette étude couplée à celle de NGUYEN [9] a permis de grands progrès dans le domaine de l'adaptation des sondes applicateurs aussi bien en thermographie qu'en hyperthermie.

I.4.3. ETUDE EXPERIMENTALE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

Les vérifications expérimentales ont été effectuées, principalement en bande X et bande S, sur des tronçons de guide remplis d'air ou sur des sondes du type de celles utilisées en T.M.O., remplies de diélectrique. Les milieux dissipatifs sont surtout de deux types :

- l'eau, qui comme les tissus musculaires présente des pertes diélectriques importantes et une forte permittivité ;

FIGURE 5a : Evolution calculée par la relation (2) de  $|R_{10}|^2$  en fonction de l'angle  $\theta_1$  d'incidence des ondes planes, dans le muscle à 1 et 9 GHz.

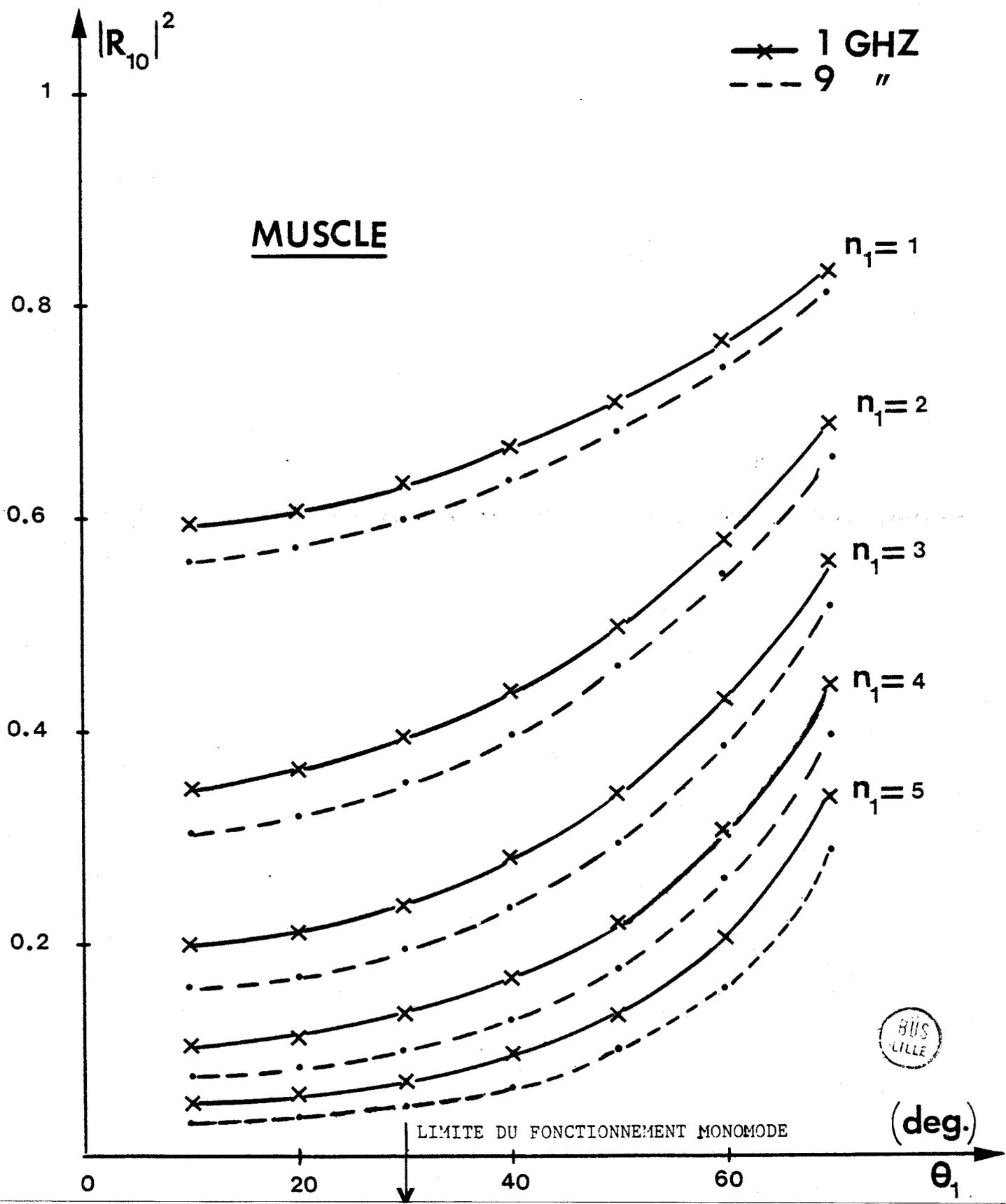
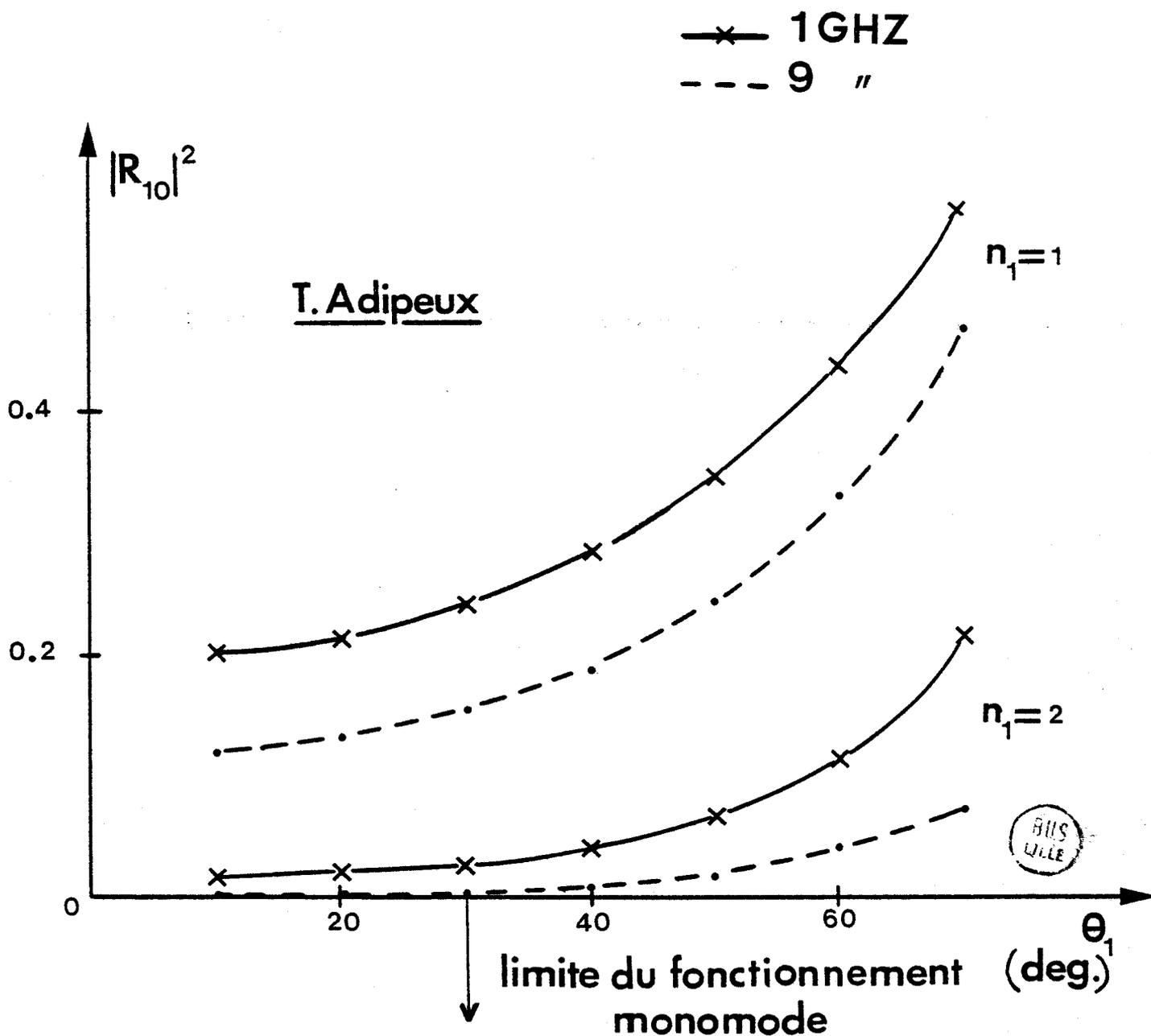


FIGURE 5b : Evolution calculée par la relation (2) de  $|R_{10}|^2$  en fonction de l'angle  $\theta_1$  d'incidence des ondes planes, dans le tissu adipeux à 1 et 9 GHz.



- le chloroforme, milieu beaucoup moins absorbant de faible permittivité et voisin du tissu adipeux ;
- l'acétone, milieu de permittivité intermédiaire.

La qualité de la transition guide coaxial a été testée systématiquement selon les critères définis par NGUYEN [9], ce qui permet de définir son domaine fréquentiel de validité. Nous montrons, figures 9a et 9b, un exemple des tests effectués sur une sonde  $\epsilon_1 = 9$  entre 2 et 4 GHz. Au cours des premiers tests, deux sondes ( $\epsilon_1 = 9$ ) identiques, tête bêche sont testées en transmission (Fig. 6a). Dans le deuxième test, on mesure le coefficient de réflexion à l'entrée du quadripole constitué par deux sondes montées en cascade et fermées par une charge adaptée (Fig. 6b).

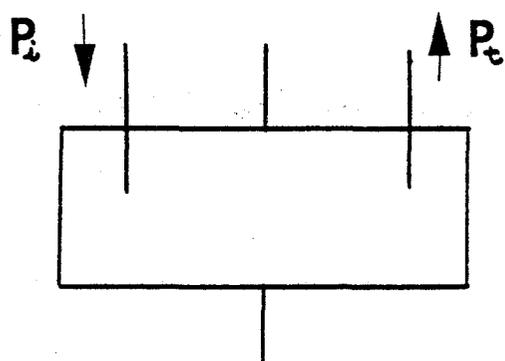


FIGURE 6a : Test en Transmission

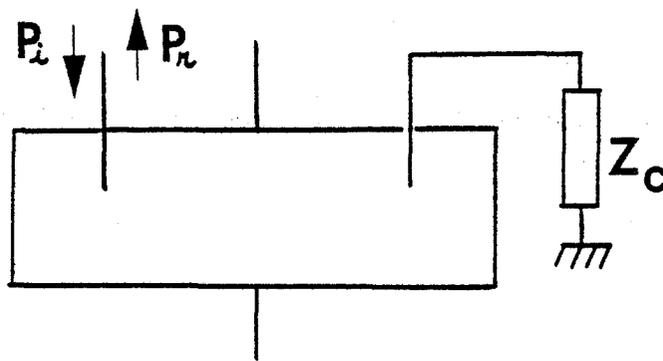


FIGURE 6b : Test en réflexion

Une fois la qualité de la transition testée, on peut mesurer les coefficients de réflexion à l'interface sonde-milieu dissipatif.

Parmi toutes les vérifications expérimentales effectuées, un certain nombre est présenté dans le Tableau III.

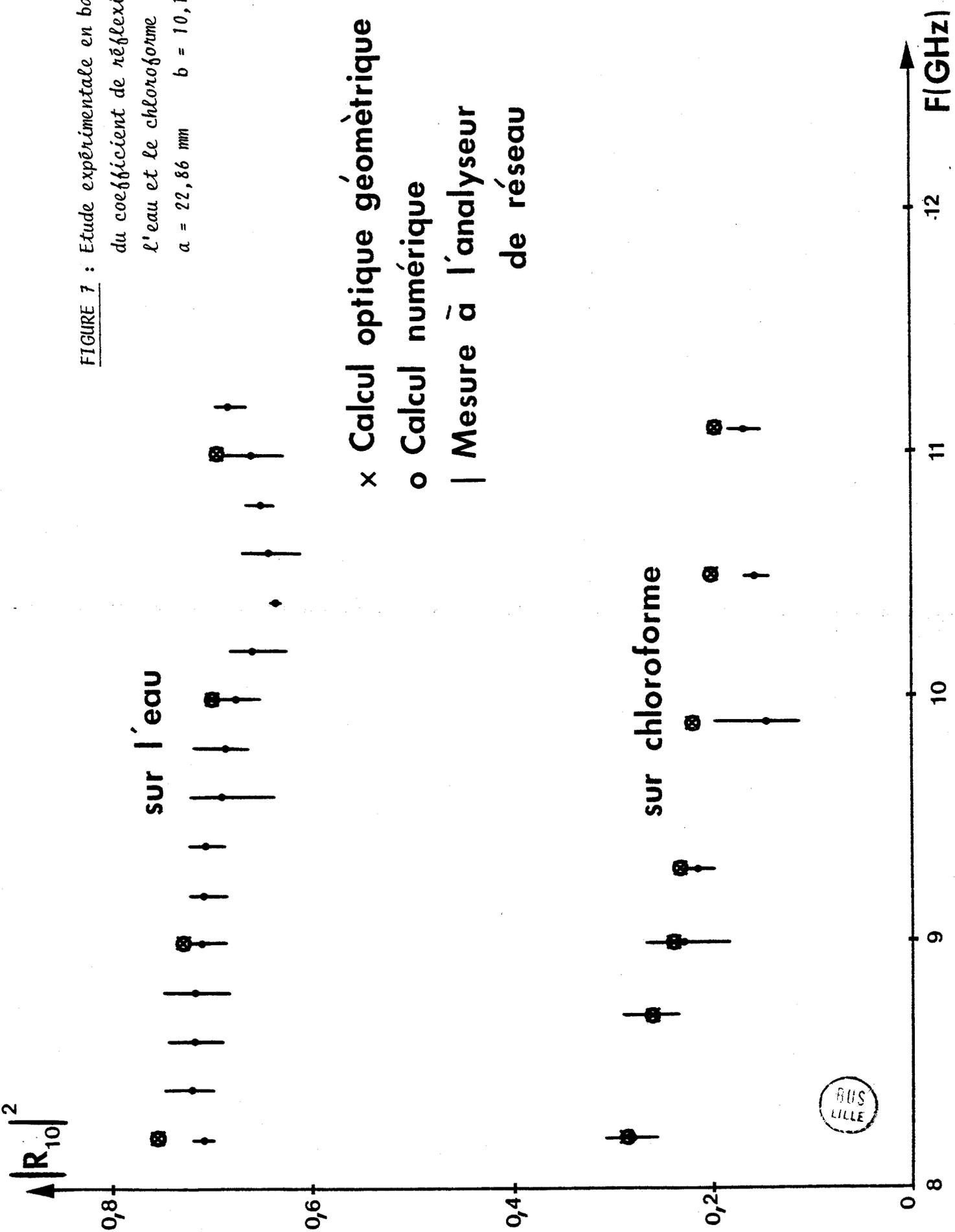
$F_{\text{GHz}}$	$\epsilon_1$	Test effectué	N° de figure
9	1	Coefficient de réflexion sur l'eau	7
9	1	Coefficient de réflexion sur le chloroforme	7
3	4	Transmission	8a
3	4	Coefficient de réflexion sur l'eau	8b
3	4	Coefficient de réflexion sur l'acétone	8c
3	9	Transmission	9a
3	9	En réflexion suivant la figure 6 b	9b
3	9	Coefficient de réflexion sur l'eau	9c

TABEAU III : *Résumé des mesures.*

Les valeurs expérimentales, présentées figure 7, correspondent à une moyenne de résultats obtenus sur plusieurs sondes identiques. Dans les cas considérés figures 8b, 8c et 9c, les résultats donnés par la loi de Fresnel sont suffisants puisque les conditions émises en I.4.2. (b) sont satisfaites.

On peut conclure que dans les conditions où la transition guide-coaxial est proche de l'adaptation (zone de validité) les résultats des calculs sont bien vérifiés expérimentalement.

**FIGURE 7 :** Etude expérimentale en bande X  
 du coefficient de réflexion sur  
 l'eau et le chloroforme  
 $a = 22,86 \text{ mm}$      $b = 10,16 \text{ mm}$



BUS LILLE

Sonde  $\epsilon_1=4$  en transmission

FIGURE 8a : Test en transmission suivant la Figure 6a.  
 $a = 43 \text{ mm}$      $b = 21.5 \text{ mm}$

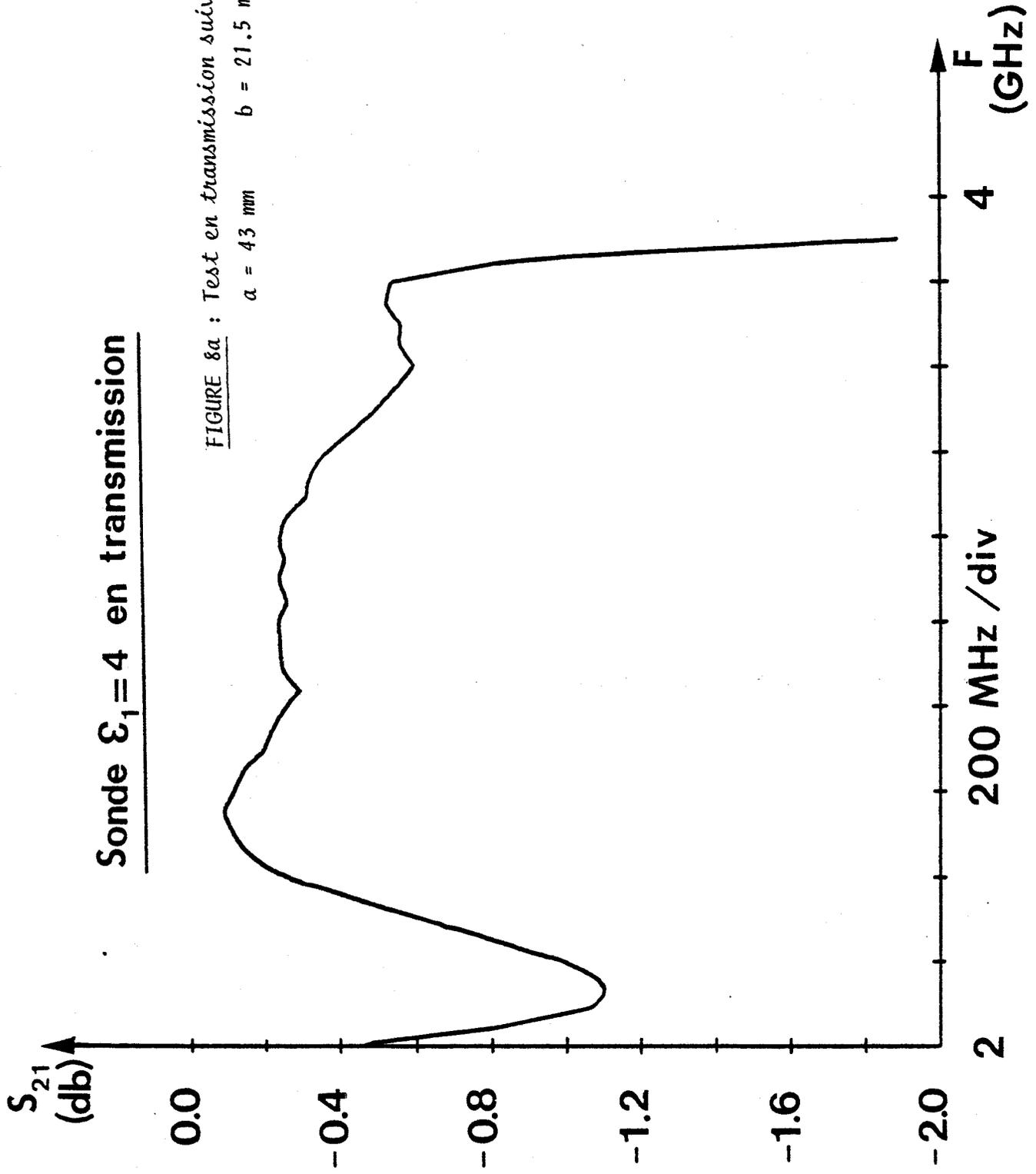


FIGURE 8b : Étude expérimentale en bande S du coefficient de réflexion sur l'eau.

$a = 43 \text{ mm}$      $b = 21.5 \text{ mm}$

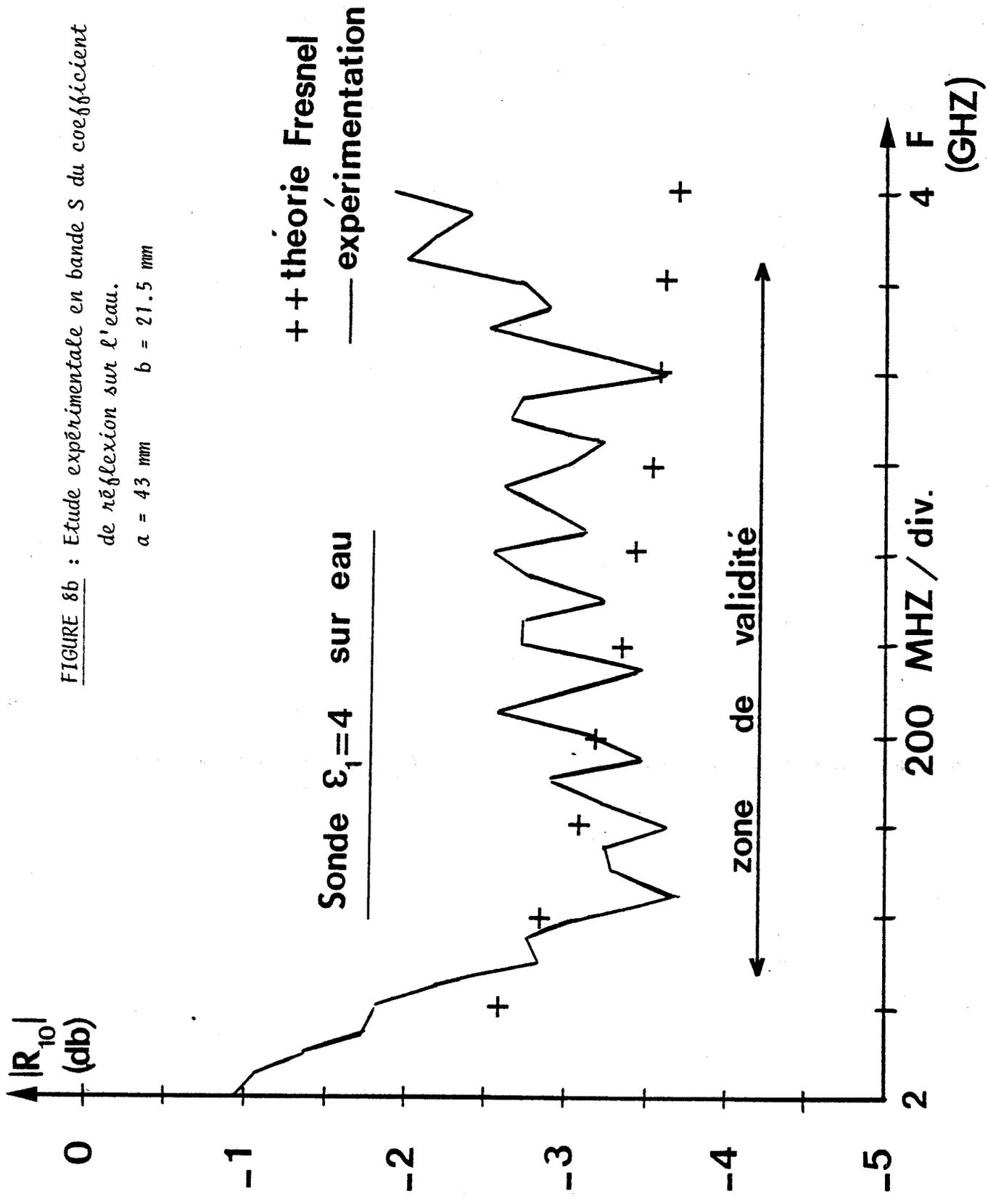
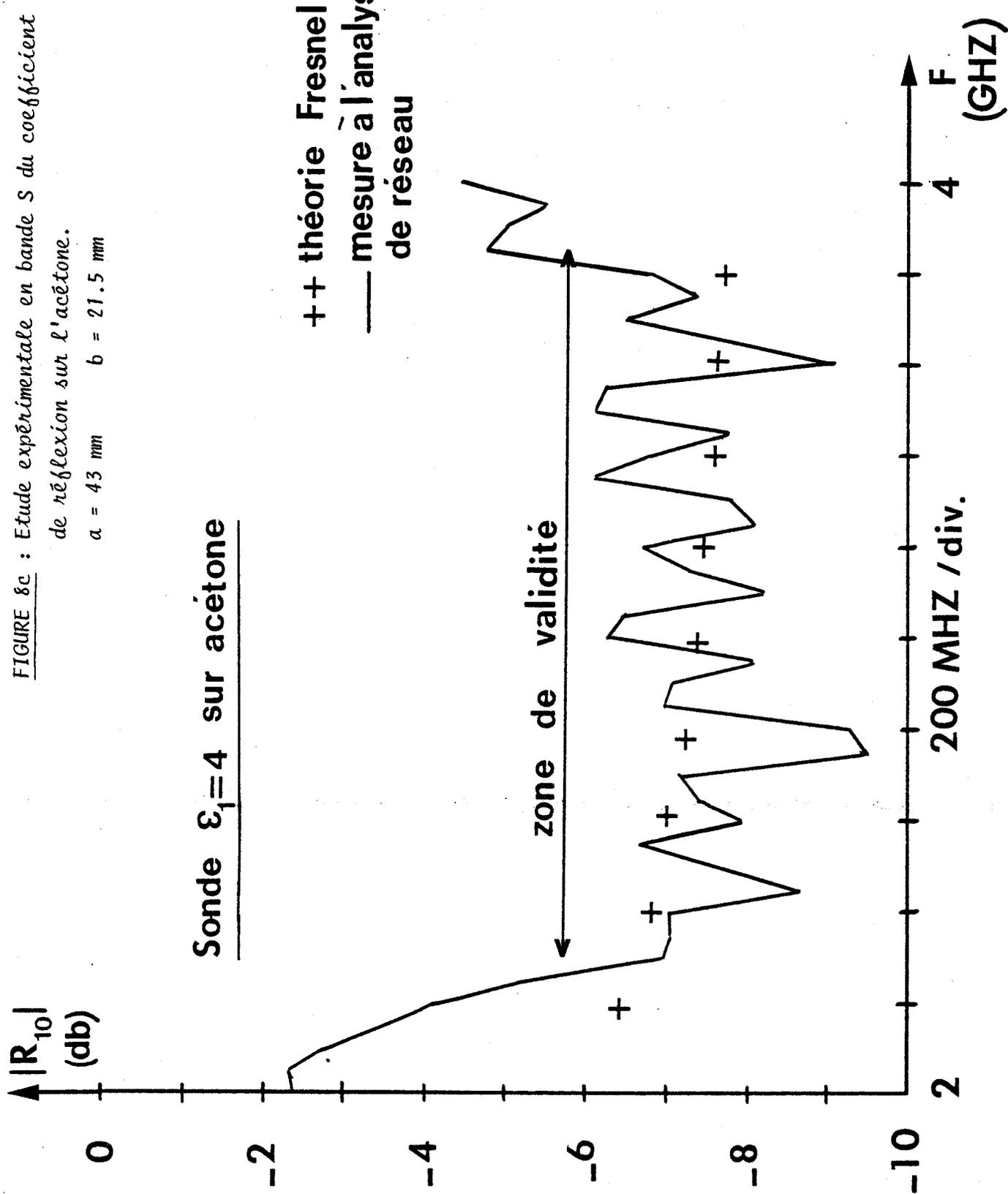


FIGURE 8c : Etude expérimentale en bande S du coefficient  
de réflexion sur l'acétone.  
 $a = 43 \text{ mm}$      $b = 21.5 \text{ mm}$

Sonde  $\epsilon_1=4$  sur acétone



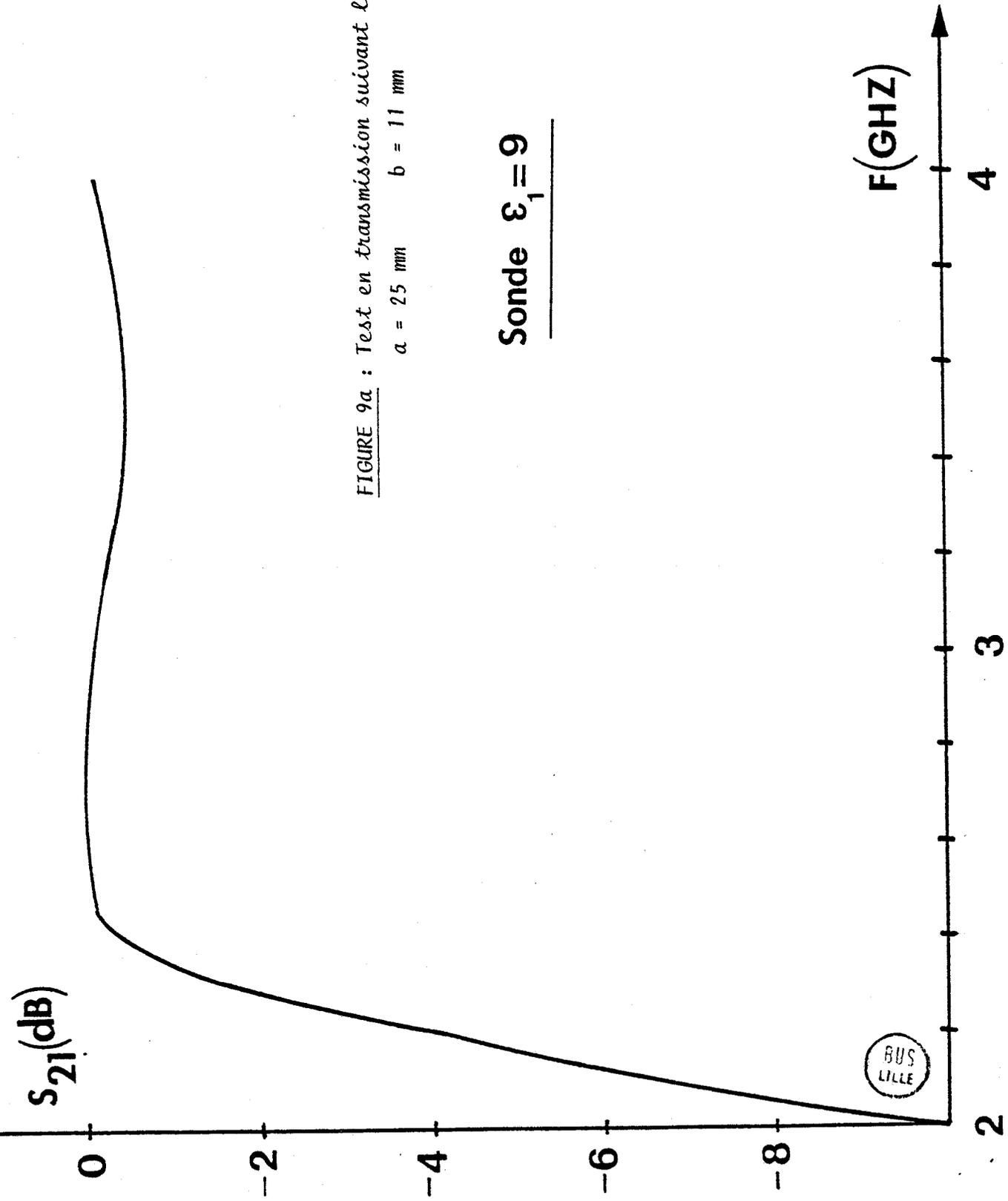


FIGURE 9a : Test en transmission suivant la Figure 6a.

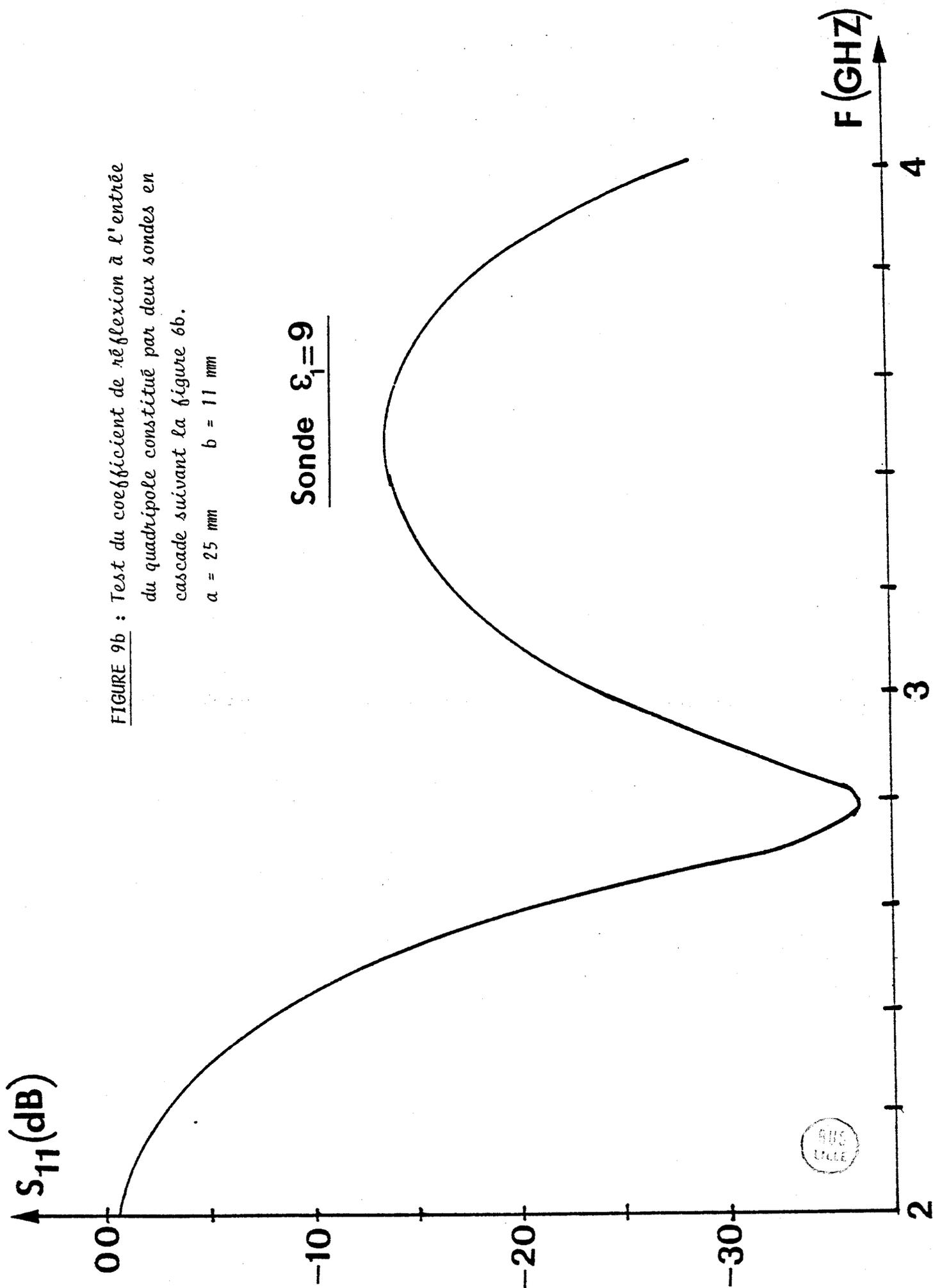
$a = 25 \text{ mm}$      $b = 11 \text{ mm}$

Sonde  $\epsilon_1 = 9$

FIGURE 9b : Test du coefficient de réflexion à l'entrée  
du quadripôle constitué par deux sondes en  
cascade suivant la figure 6b.

$a = 25 \text{ mm}$      $b = 11 \text{ mm}$

Sonde  $\epsilon_1 = 9$



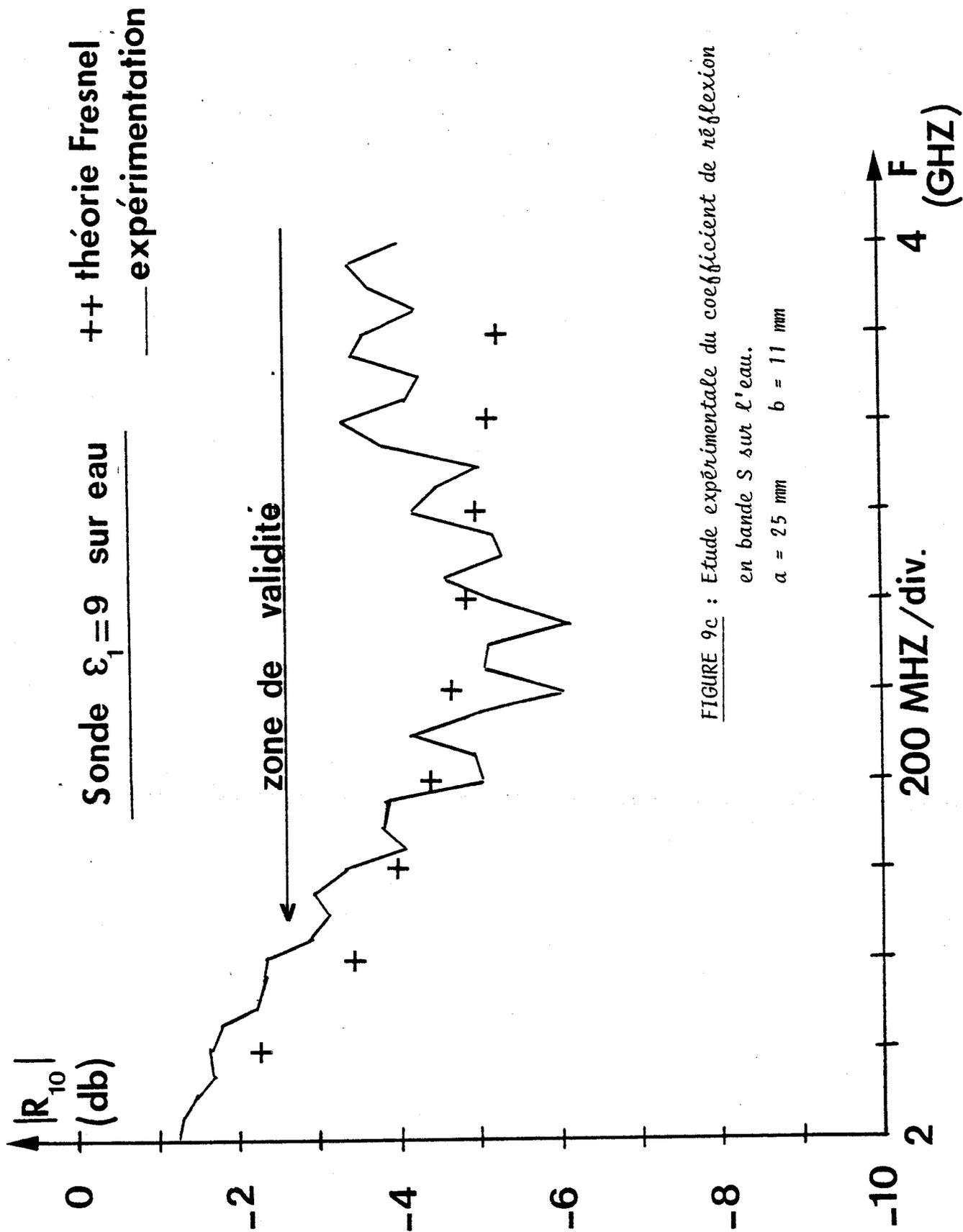


FIGURE 9c : Etude expérimentale du coefficient de réflexion en bande S sur l'eau.

$a = 25$  mm       $b = 11$  mm

#### I.4.4. CONCLUSION

Nous pouvons maintenant tirer des conclusions pratiques de l'étude qui vient d'être effectuée.

L'adaptation à l'interface sonde-milieu dissipatif est d'autant meilleure que les valeurs de  $\epsilon_1$  et  $|\epsilon_2^*|$  sont plus proches.

D'autre part, lorsque la loi de Fresnel peut s'appliquer, les relations (1) et (2) indiquent que le coefficient de réflexion est d'autant plus faible que l'on se rapproche d'un fonctionnement multimodes caractérisé par un angle  $\theta_1$  inférieur à  $30^\circ$  (Fig. 5a et 5b)

Ces remarques nous permettent donc de réaliser une adaptation optimale.

Par ailleurs, le coefficient de réflexion varie faiblement en fonction de la fréquence (Fig. 5a et 5b), ceci est une caractéristique intéressante compte tenu du fait que nos radiomètres travaillent toujours dans une bande de fréquence relativement importante.

### I.5. CONFIGURATION DES CHAMPS DANS LE MILIEU DISSIPATIF

#### I.5.1. ANALYSE QUANTITATIVE DES RESULTATS NUMERIQUES

La dépendance de la configuration des champs en fonction des paramètres de la sonde et du milieu étudié, se révèle être assez

complexe. Nous donnons à titre d'exemple, figures 10 et 11, des résultats obtenus avec le modèle numérique bidimensionnel (Figure 2a). Ceux-ci sont relatifs, d'une part à l'eau, qui est un milieu présentant une forte permittivité et de fortes pertes et d'autre part, à un milieu ayant des caractéristiques électriques voisines de celles des tissus adipeux, c'est-à-dire une permittivité et des pertes moyennes à 3.2 GHz.

Les sondes ont des ouvertures de 4,3 cm ( $\epsilon_1 = 4$ ), 2,5 cm ( $\epsilon_1 = 9$ ) et 2,16 cm ( $\epsilon_1 = 16$ ). Les cartes de champs représentées, correspondent à plusieurs profondeurs.

Nous pouvons faire les remarques suivantes. Dans le cas de la figure 10 (milieu de forte permittivité), d'une part, les profondeurs de pénétration ne sont pas très différentes de la profondeur  $\delta_{\text{TEM}}$  en propagation libre ; d'autre part, on constate que l'on ne trouve des valeurs significatives des champs rayonnés que dans le volume situé dans le prolongement de la sonde. En d'autres termes, la carte de champ, pour une profondeur donnée, s'écarte assez peu d'un arc de sinuséide (comme celà se produit dans le guide pour le mode  $H_{10}$ ). En outre, le champ s'atténue lorsqu'on s'éloigne de l'ouverture.

Dans le milieu de permittivité moyenne (figure 11), on observe tout d'abord une profondeur de pénétration  $\delta$  nettement inférieure à  $\delta_{\text{TEM}}$ , ainsi qu'un élargissement notable des cartes de champ au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'ouverture ; dans ce cas, on trouve encore des valeurs significatives des champs à des distances relativement éloignées de l'axe de la sonde.

On constate que les deux milieux considérés conduisent à des caractéristiques de champs rayonnés très différentes. Au delà de ces traits

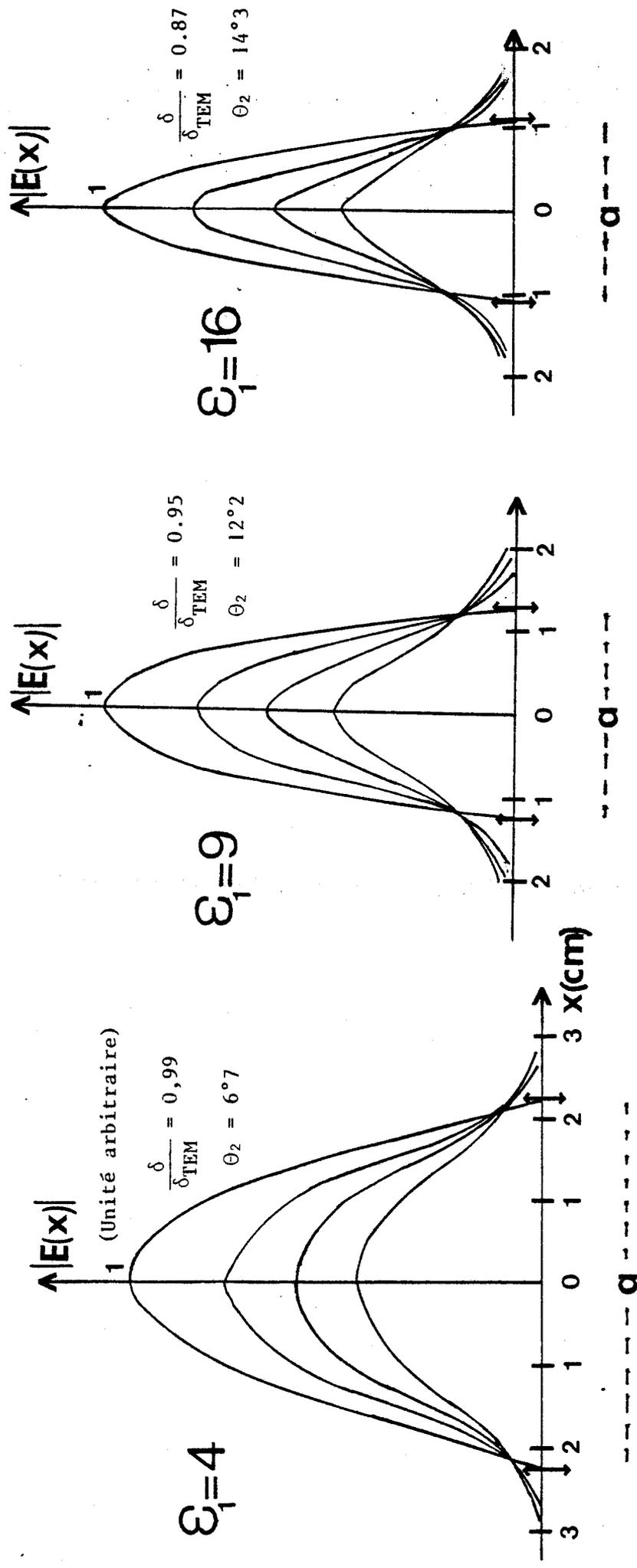


FIGURE 10 : Configurations de champ calculées numériquement (modèle bidimensionnel) à différentes profondeurs avec un pas  $\Delta z = 5$  mm dans de l'eau.

BUS  
LILLE

$F = 3.2$  GHz       $\epsilon_2 = 77,85$        $\sigma_2 = 2,44$   $\Delta/m$

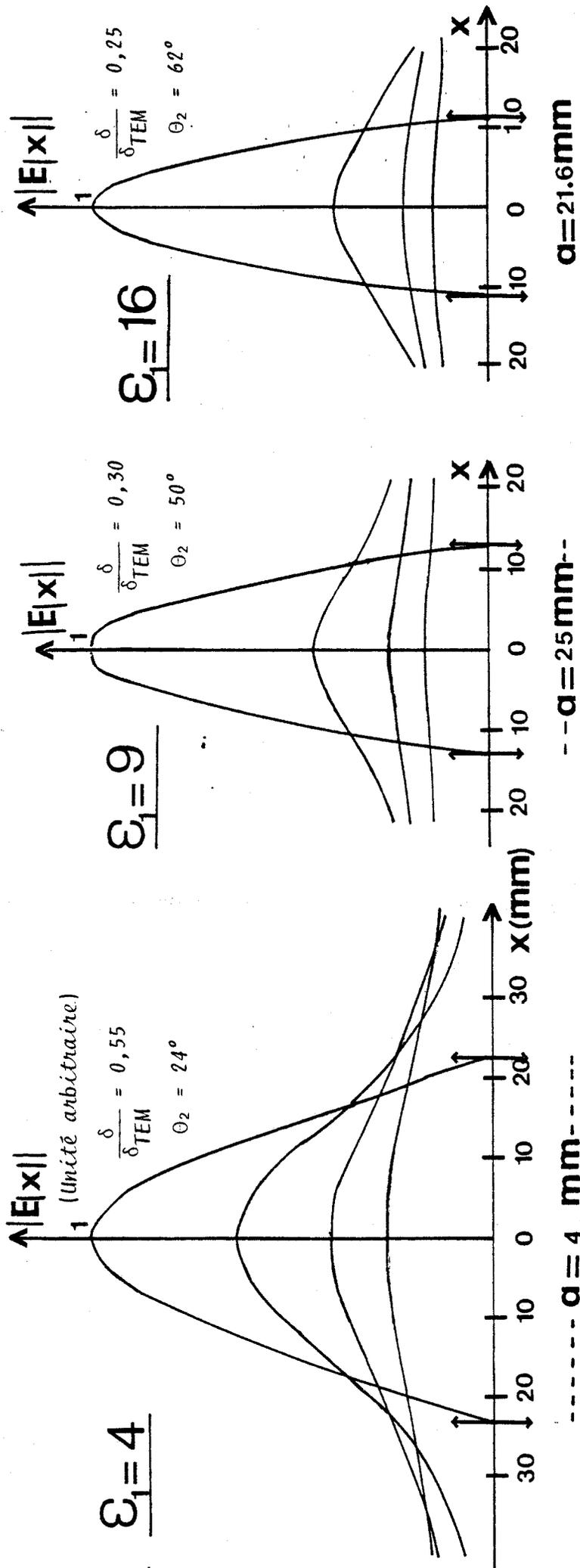


FIGURE 11 : Configurations de champ calculées numériquement (modèle bidimensionnel) à différentes profondeurs avec un pas  $\Delta z = 2 \text{ cm}$  dans du bromopentane.

$F = 3.2 \text{ GHz}$        $\varepsilon_2' = 6.08$        $\sigma_2 = 0.166 \text{ } \delta/m$

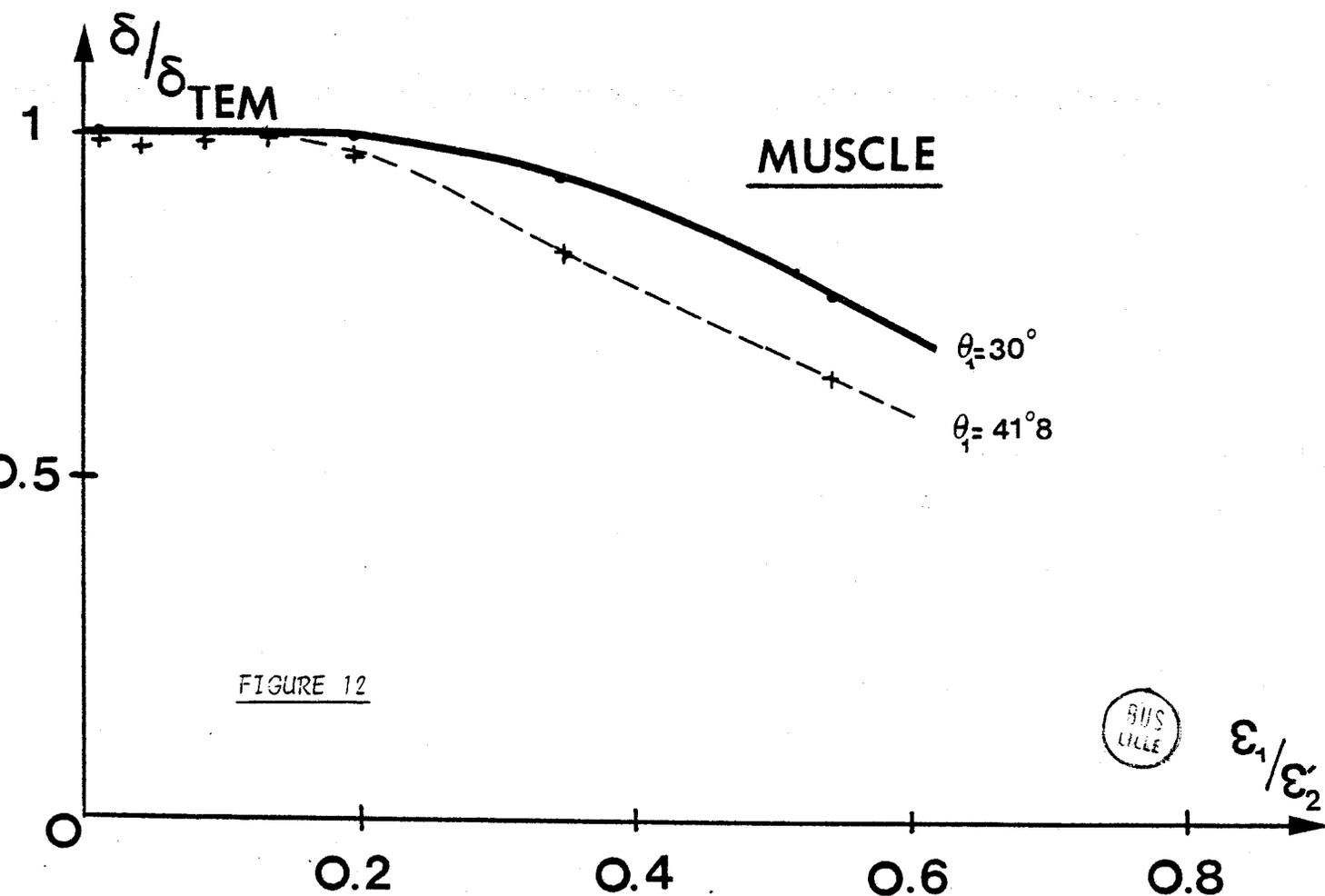
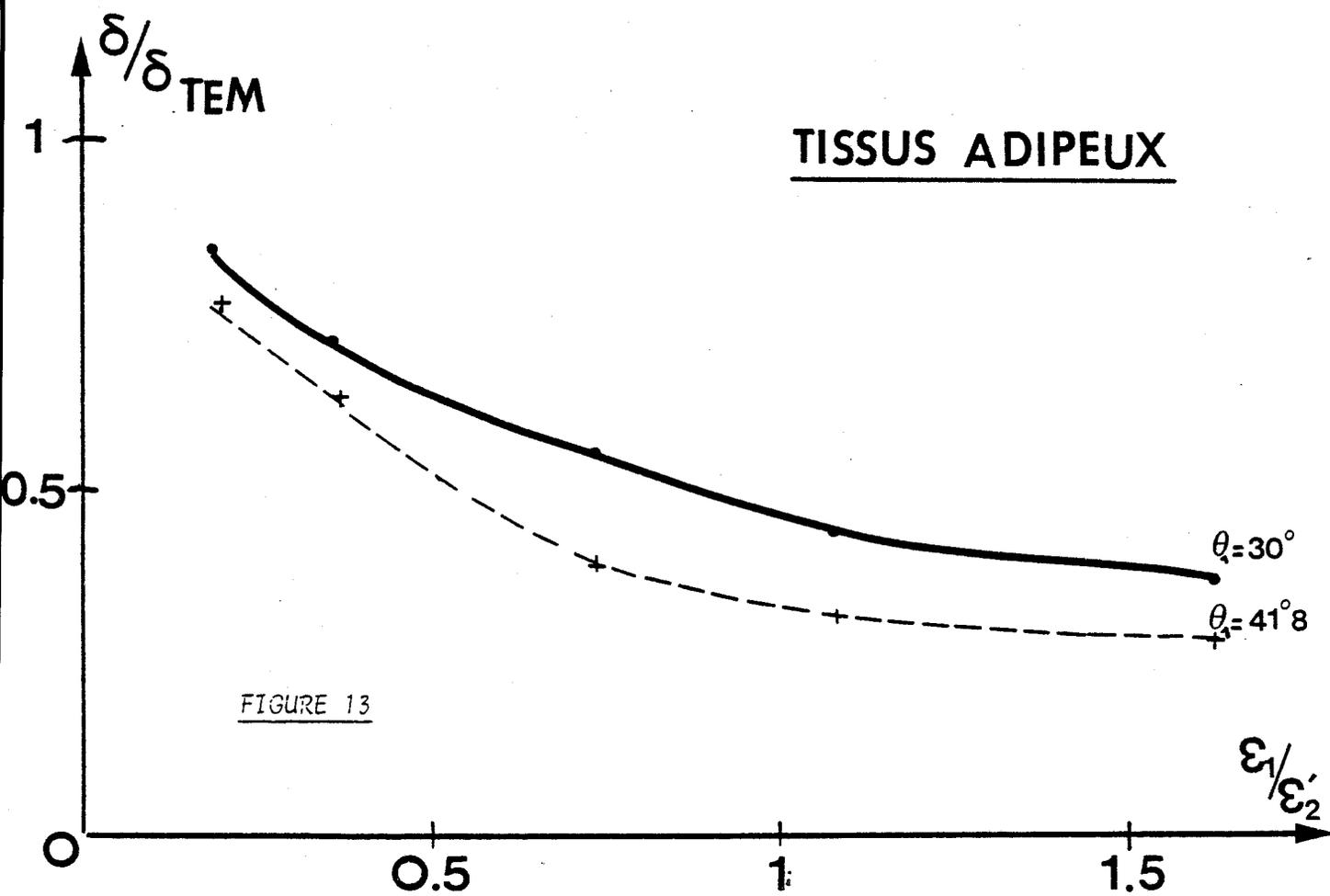


généraux, on observe pour un milieu donné, une évolution qui dépend des caractéristiques de la sonde, surtout dans le cas de la figure 11.

Enfin, nous remarquons qu'un paramètre commun décrit l'évolution des caractéristiques des cartes de champs, c'est l'angle de réfraction  $\theta_2$  qui sera défini au paragraphe suivant. Ainsi, l'augmentation de  $\theta_2$  peut être associée, à une diminution du rapport  $\frac{\delta}{\delta_{\text{TEM}}}$  et à un élargissement plus rapide des cartes de champ en fonction de  $z$ . Les figures 12 et 13 illustrent la première de ces remarques. Elles présentent l'évolution du rapport  $\frac{\delta}{\delta_{\text{TEM}}}$  (modèle bidimensionnel) en fonction du rapport  $\frac{\epsilon_1}{\epsilon'_2}$  pour le muscle (milieu de forte permittivité) et le tissu adipeux pour deux valeurs différentes de  $\theta_1$ . La loi de Fresnel (paragraphe suivant) indique que le rapport  $\epsilon_1/\epsilon'_2$  est proportionnel au sinus de l'angle  $\theta_2$  lorsque l'angle  $\theta_1$  est fixé.

#### I.5.2. ETUDE DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION ; RECHERCHE D'EXPRESSIONS ANALYTIQUES

Ces remarques préliminaires nous ont conduits tout d'abord à relier l'évolution des champs dans le milieu dissipatif aux effets que peuvent subir les ondes planes associées aux modes  $H_{10}$  lors de leur transmission depuis la sonde vers le milieu dissipatif. On a considéré que les deux ondes TEM subissent une réfraction à l'interface sonde - milieu dissipatif. On retrouve dans le deuxième milieu chaque onde plane réfractée avec un angle  $\theta_2$ . En toute rigueur, les ondes sont inhomogènes [39]. En effet, l'angle  $\theta_2$  devient une quantité complexe  $\theta_2'$  mais la différence entre  $\theta_2$  et  $\theta_2'$  n'est importante que pour des milieux très



BIS  
LILLE

dissipatifs tels les métaux, en microondes. Par contre, pour la plupart des matériaux polaires ou organiques tels que les matériaux qui nous intéressent, l'angle  $\theta$  est très faible (voir annexe I). Dans ce cas, l'assimilation onde-rayon est tout à fait justifiée et l'on peut considérer avec une erreur relative inférieure à 2 % que l'angle  $\theta_2$  défini par la loi de Descartes (réfraction des rayons) permet de représenter la répartition des ondes planes dans le deuxième milieu. Ceci revient à dire que l'angle  $\theta_2$  donné par la loi de Descartes, peut être assimilé à la partie réelle de l'angle  $\theta_2'$  avec une erreur relative inférieure à 2 %.

Dans ces conditions, on peut dans l'approximation onde rayon, considérer des signaux réfractés tels que le montre la figure 14.

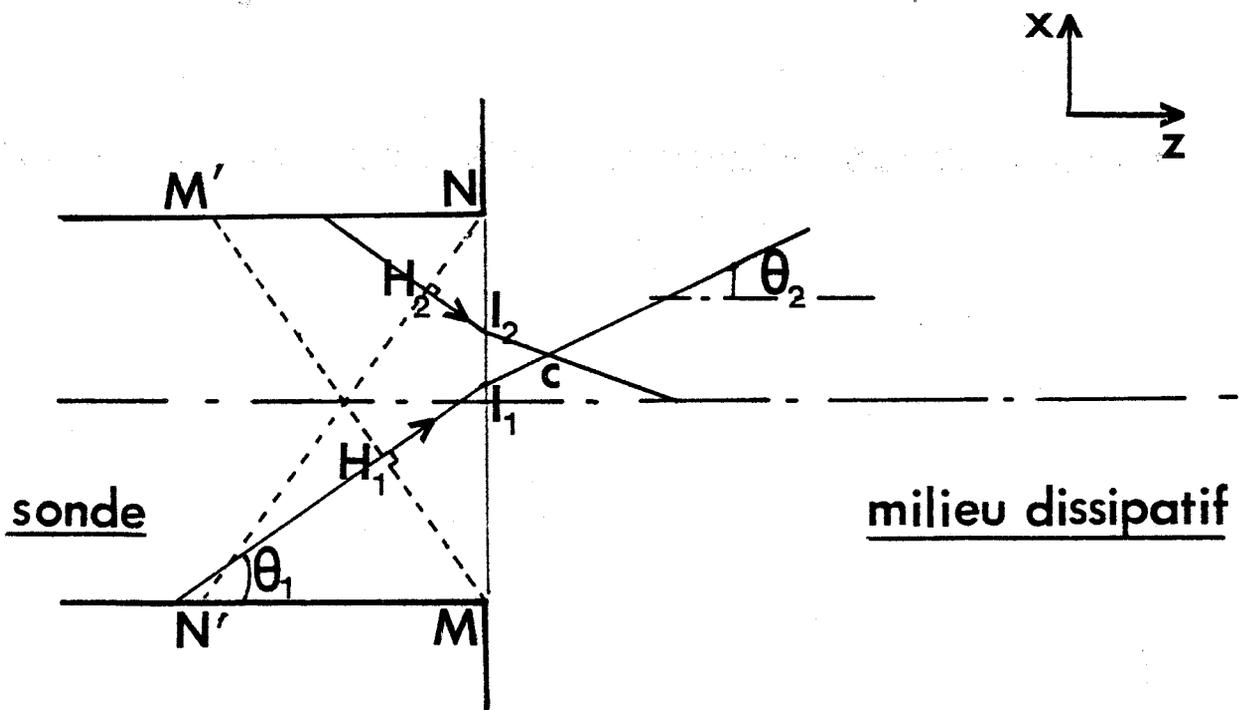


FIGURE 14 : Assimilation Onde/Rayon. Modèle Optique Géométrique.

Soient  $H_1 I_1$  et  $H_2 I_2$  les deux rayons correspondants aux deux ondes planes arrivant sur le dioptre,  $I_{1c}$  et  $I_{2c}$  les deux rayons réfractés.

Exprimons le champ E en un point C du milieu deux.

Soit  $E_0$  l'amplitude du champ dans l'ouverture. Les plans équiphasés  $MM'$  et  $NN'$  servent de référence pour exprimer à partir des chemins optiques  $L_1$  et  $L_2$  parcourus par les deux ondes, le déphasage au point C

$$L_1 = n_1 \cdot H_1 I_1 + n_2 \cdot I_1 C \quad (3)$$

$$L_2 = n_1 \cdot H_2 I_2 + n_2 \cdot I_2 C$$

avec  $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$  indice du milieu 1

$n_2 = \text{Réel}(\sqrt{\epsilon_2^*})$  Partie réelle de l'indice du milieu 2

$\epsilon_2^* = \epsilon_2' - j\epsilon_2''$  Permittivité complexe du milieu 2.

Les déphasages introduits par ces parcours sont respectivement

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} L_1 \quad (4)$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} L_2$$

avec  $\lambda$  : longueur d'onde dans le vide. Les expressions des champs correspondant sont :

$$E_1 = \frac{E_0}{2} \exp(-\alpha_{\text{TEM}} I_1 C) \cdot \exp j(\omega t - \varphi_1)$$

$$E_2 = \frac{E_0}{2} \exp(-\alpha_{\text{TEM}} I_2 C) \cdot \exp j(\omega t - \varphi_2)$$

Au point C les deux ondes se combinent et le champ devient

$$E = E_1 + E_2$$

et  $|E| = E_0 \cdot \exp \left( - \alpha_{\text{TEM}} \frac{z}{\cos \theta_2} \right) \cdot \cos (\beta x \sin \theta_1)$  (5)

avec  $\alpha_{\text{TEM}} = \frac{\epsilon_2'' \omega}{2n_2 C}$  (6)

$$\beta = \frac{2\pi n_2}{\lambda}$$
 (7)

C : Vitesse de la lumière

L'atténuation sur l'axe a donc pour expression :

$$\alpha = \alpha_{\text{TEM}} / \cos \theta_2$$

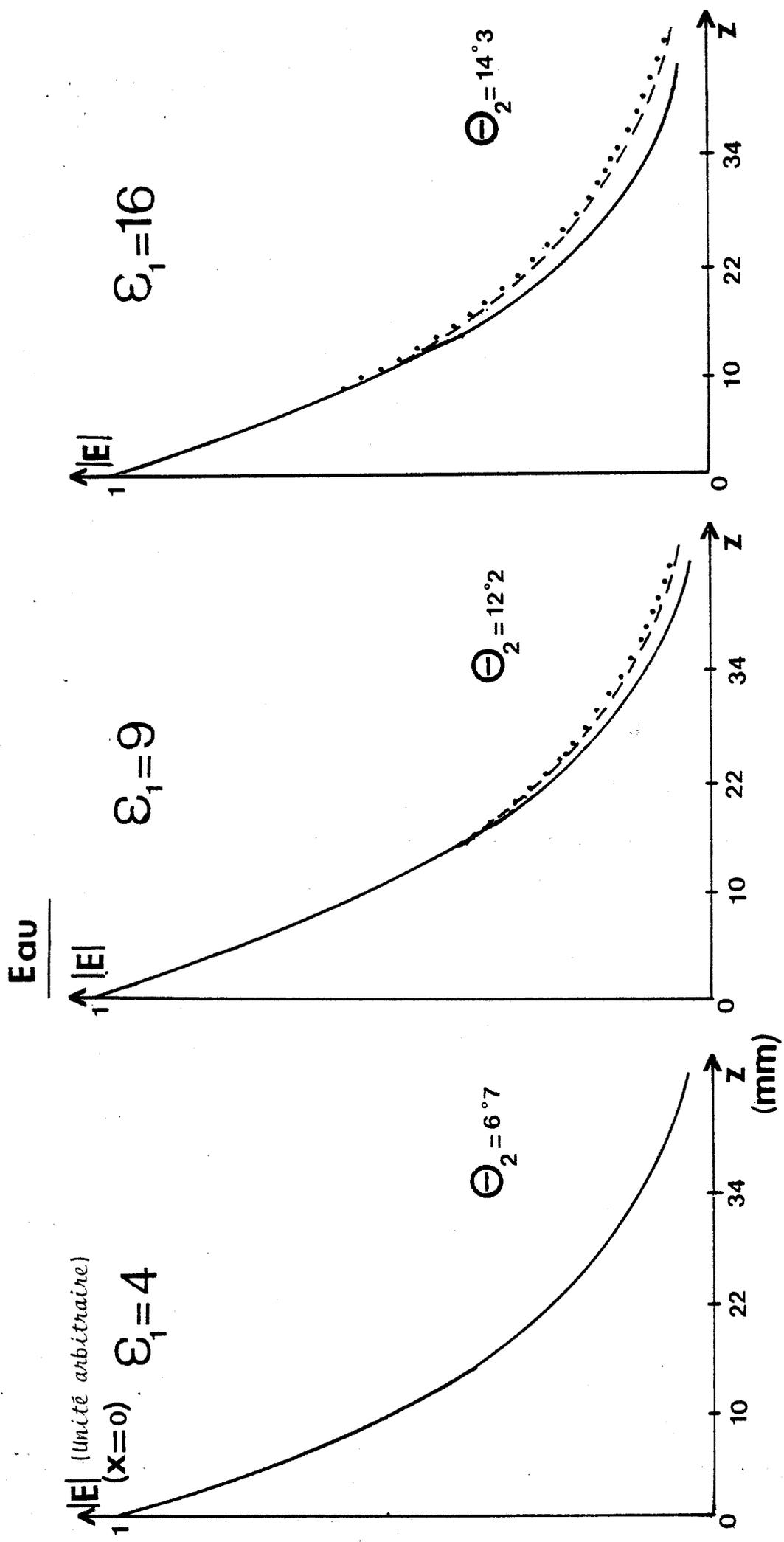
et ainsi, la profondeur de pénétration due aux effets d'absorption s'écrit :

$$\delta = \delta_{\text{TEM}} \times \cos \theta_2$$
 (8)

l'évolution du champ sur l'axe, tant qu'il existe, est donc donnée par

$$|E(z)|_{x=0} = E_0 \exp - \frac{z}{\delta_{\text{TEM}} \cos \theta_2}$$
 (9)

Ainsi, les relations (8) et (9) prévoient une atténuation sur l'axe égale ou supérieure à celle de l'onde TEM ( $\delta \leq \delta_{\text{TEM}}$ ), ce qui correspond qualitativement aux résultats des calculs numériques selon les modèles bi. ou tridimensionnels. Nous comparons, figures 15 et 16, les évolutions du



..... Onde TEM

--- Relation (9)

— Résultat calculé  
(modèle bidimensionnel)



FIGURE 15 : Représentation du champ sur l'axe de la sonde dans de l'eau et pour

3 sondes de permittivité  $\epsilon_1$  différente.

$F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_2 = 77,85$      $\sigma_2 = 2.44 \text{ s/m}$

# Bromopentane

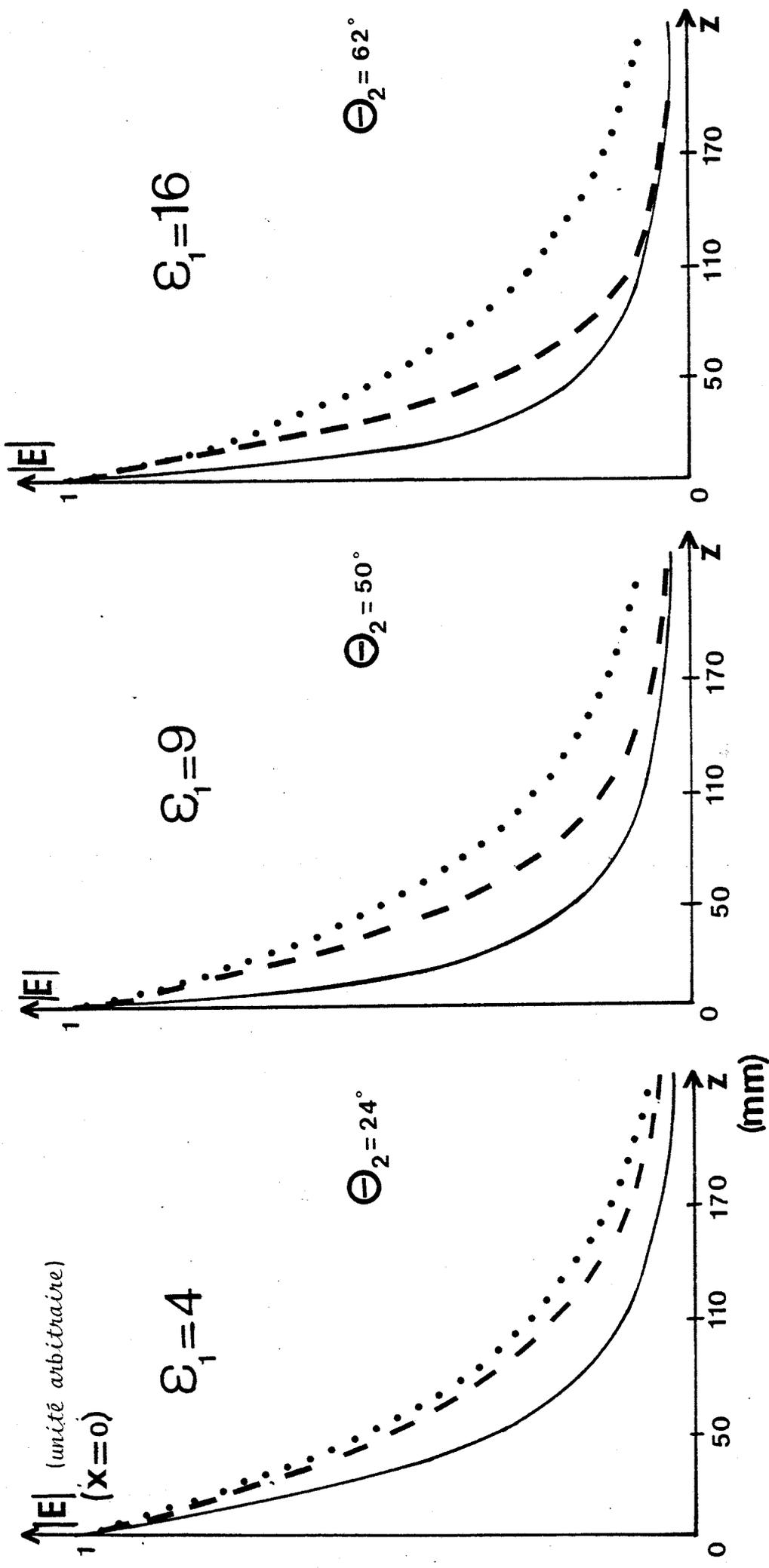


FIGURE 16 : Représentation du champ sur l'axe de la sonde dans du Bromopentane  
 et pour trois sondes de permittivité  $\epsilon_1$  différente.  
 $F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_2^1 = 6.08$      $\sigma_2 = 0,166 \text{ s/m}$

- ..... Onde TEM
- Relation (9)
- Résultat calculé  
(modèle bidimensionnel)



champ sur l'axe à la fréquence 3.2 GHz dans les trois cas suivants :

- en considérant l'onde TEM dans le 2e milieu
- en appliquant la relation (9)
- en calculant numériquement avec le modèle bidimensionnel.

Dans le cas de l'eau (forte permittivité) (Figure 15) les trois types de résultats diffèrent relativement peu, on constate que la relation (9) est d'autant moins en accord avec les résultats numériques que  $\theta_2$  augmente. Cet effet est plus marqué lorsque l'on considère un milieu moins absorbant de permittivité moyenne (figure 16). Ces résultats montrent que l'atténuation de l'onde propagée dans le deuxième milieu n'est pas due uniquement aux effets d'absorption. Nous avons pensé [40] que cette atténuation provient d'effets de diffraction subis par les ondes à l'interface sonde-tissu et dont ne tient pas compte la relation (9). C'est pourquoi nous avons suggéré au Groupe d'Electromagnétisme (E.S.E.) de calculer les évolutions de champ  $E(z)$  dans les conditions précédentes mais en l'absence de pertes dans le deuxième milieu ( $\sigma_2 = 0$ ).

Nous avons pu constater que les effets de diffraction mettent en évidence une atténuation apparente sur l'axe à laquelle on peut associer une profondeur de pénétration  $\delta_D$  due à la diffraction. Par ailleurs, dans le cas d'un milieu dissipatif, les contributions de l'atténuation prévue par la relation (9) et de l'atténuation due aux seuls effets de diffraction (calculée pour  $\sigma_2 = 0$ ) s'ajoutent ; ainsi, l'évolution du champ  $E(z)$  sur l'axe peut s'écrire sous la forme :

$$|E(z)| = |E(z)_{\sigma_2=0}| \cdot \exp\left(-\frac{z}{\delta_{\text{TEM}} \cos \theta_2}\right) \quad (10)$$

Les figures 17 et 18 présentent les évolutions du champ sur l'axe E(z) pour le muscle et le tissu adipeux à 3 GHz. Nous avons comparé les valeurs de E(z) obtenues pour l'onde TEM, celles prévues par les relations (9) et (10) ainsi que celles calculées rigoureusement pour  $\sigma_2 = 0$  et  $\sigma_2 \neq 0$ . On constate effectivement que les données numériques bidimensionnelles calculées pour  $\sigma_2 \neq 0$  sont en assez bon accord avec la relation (10).

Une étude systématique a alors été entreprise qui a consisté à exploiter les résultats numériques obtenus dans des cas très différents avec le modèle tridimensionnel (Tableau III). Nous avons alors déterminé les valeurs des profondeurs de pénétration de diffraction  $\delta_D$  par application de l'expression (11).

$$\frac{1}{\delta} = \frac{1}{\delta_{\text{TEM}} \cos \Theta_2} + \frac{1}{\delta_D} \quad (11)$$

Cette expression a la même signification que la relation (10) et tient compte du fait que la loi E(z) pour  $\sigma_2 = 0$  peut être assimilée à une exponentielle. Cette étude nous a permis de mettre en évidence de façon phénoménologique, l'existence d'une relation entre  $\delta_D$  et l'angle  $\Theta_2$ .

En effet, la représentation de la quantité  $\frac{\lambda}{n_2 \delta_D}$  ( $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide et  $n_2$  la partie réelle de l'indice du 2e milieu) en fonction de  $\Theta_2$  (figure 19) fait apparaître un lien entre ces grandeurs.

L'existence d'une relation :

$$\frac{\lambda}{n_2 \delta_D} = f(\Theta_2) \quad (12)$$

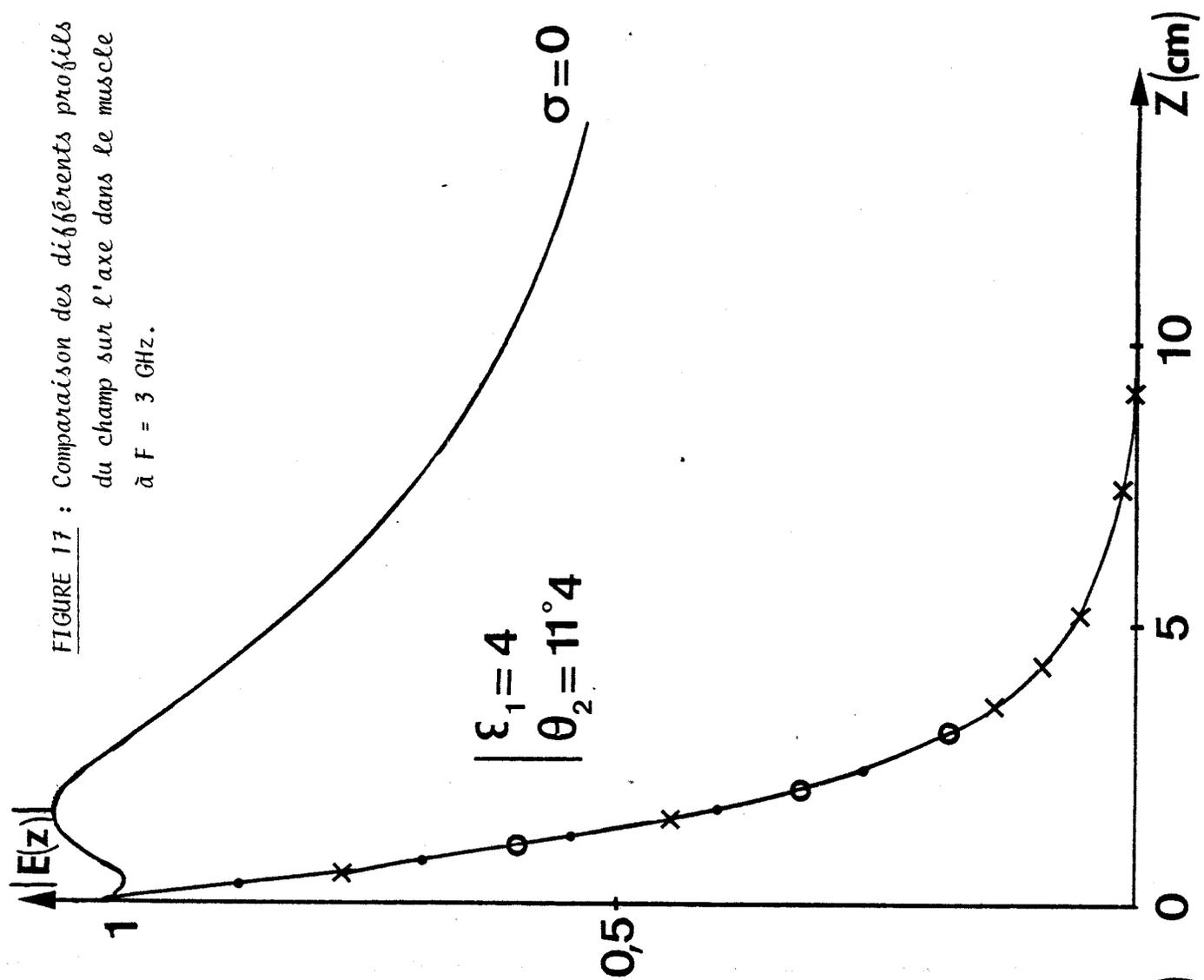
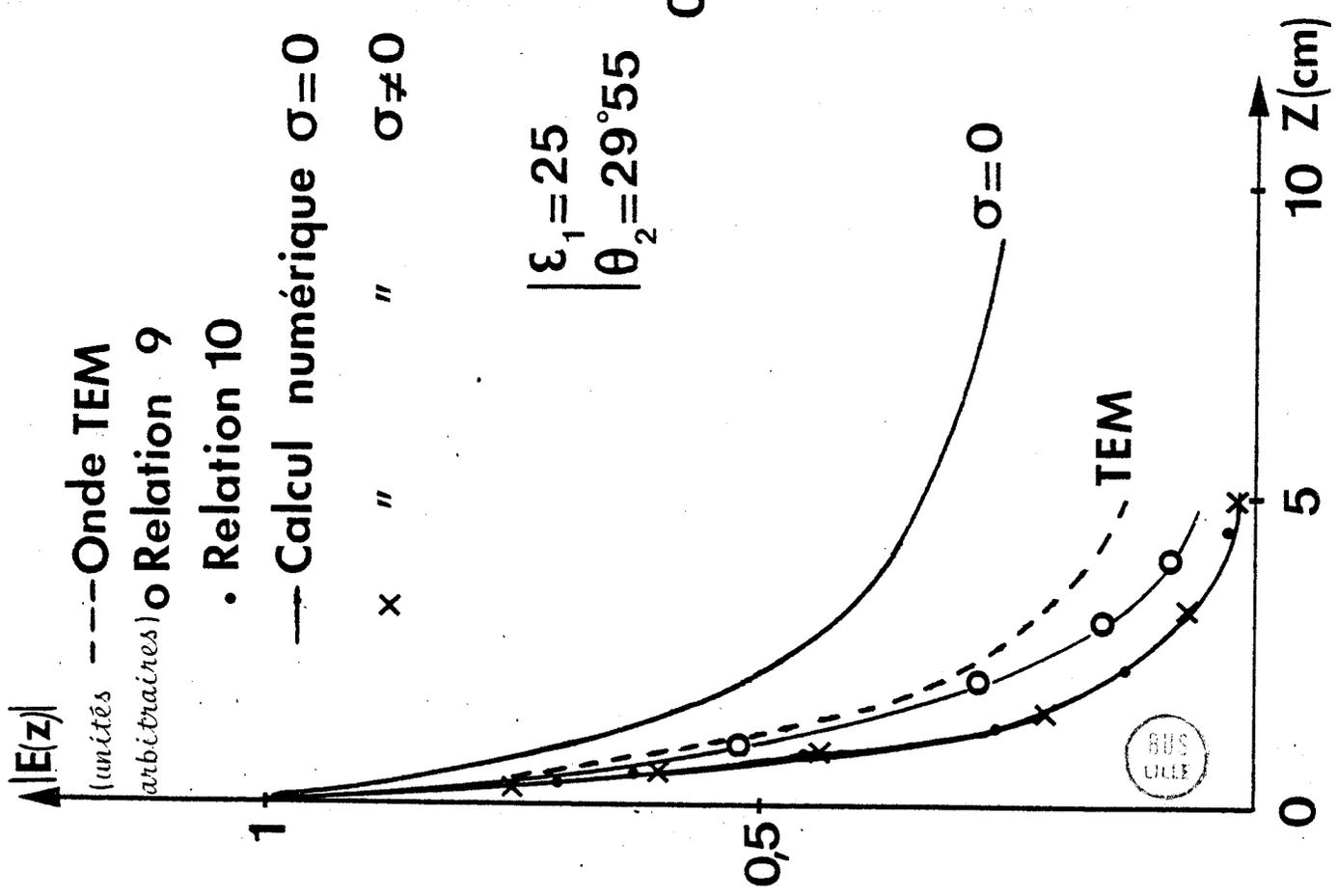
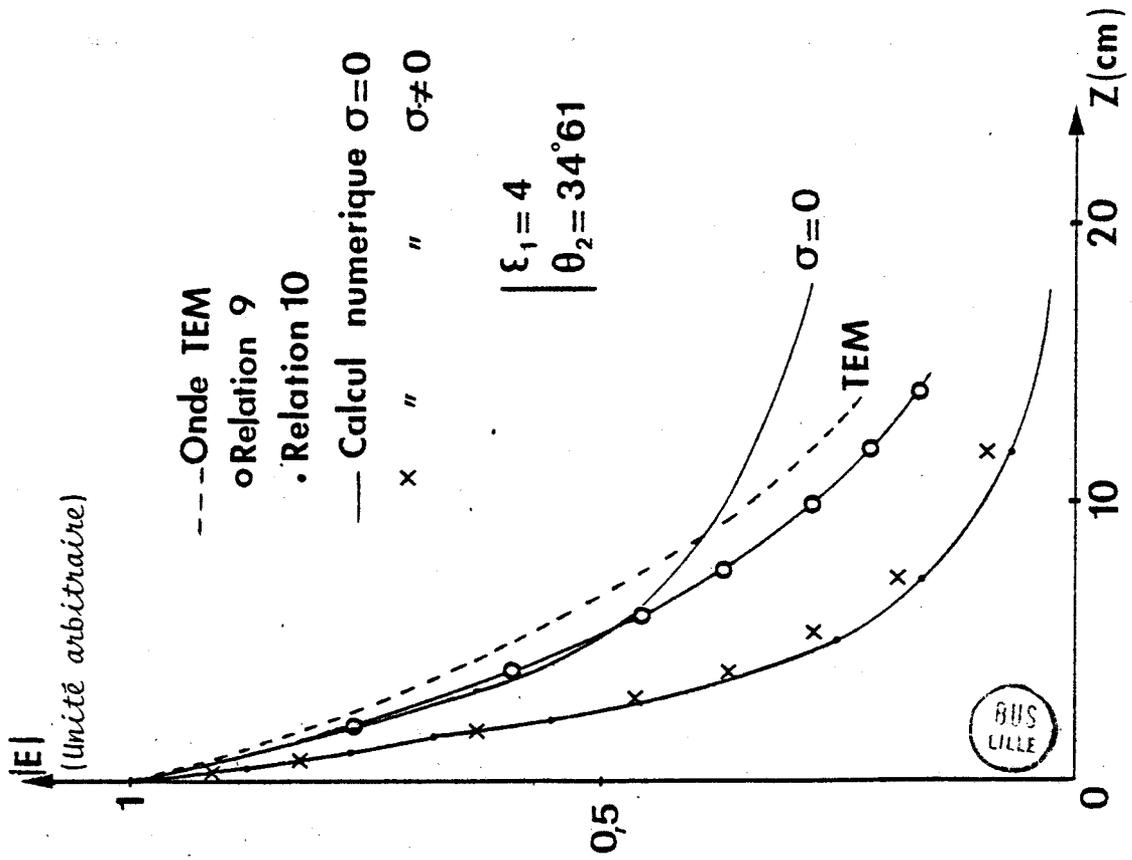
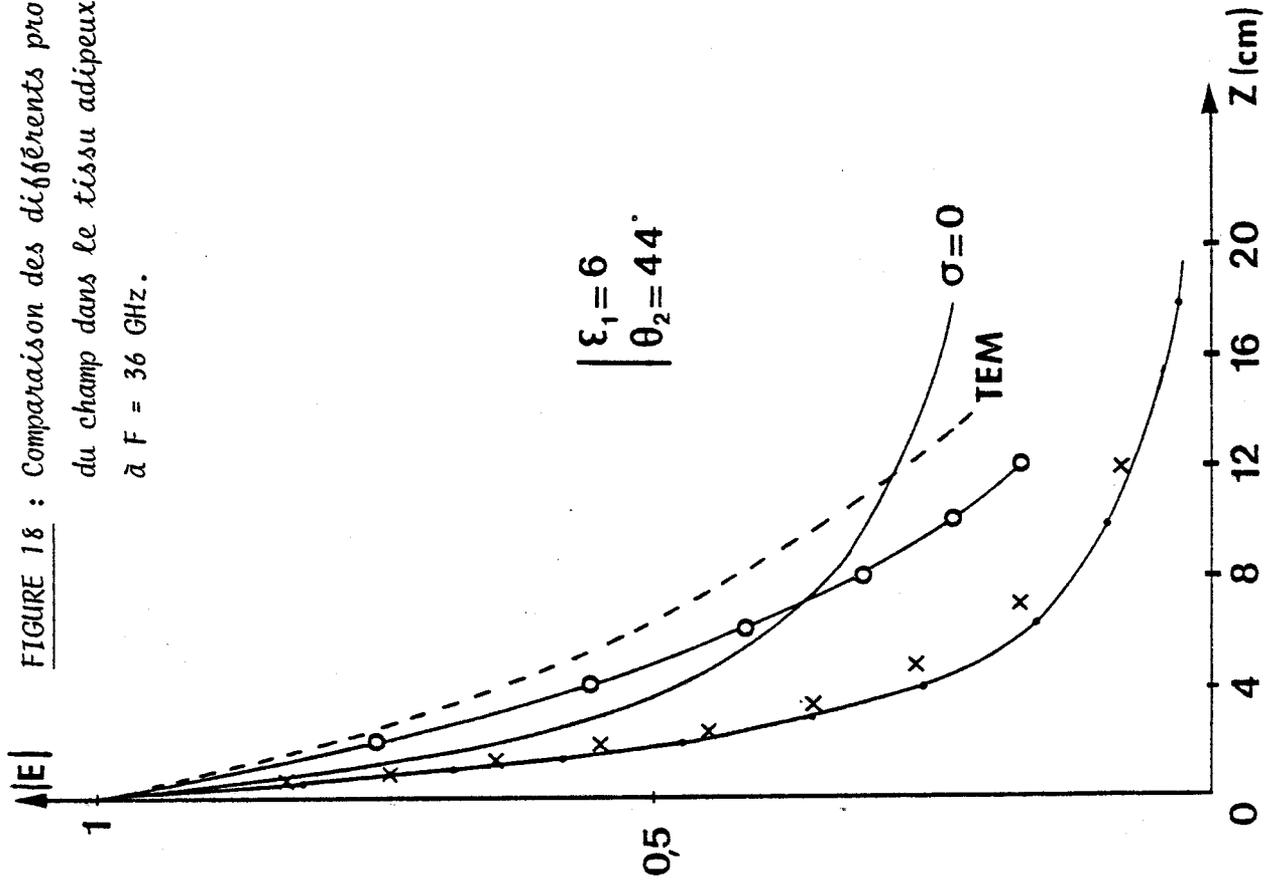


FIGURE 17 : Comparaison des différents profils du champ sur l'axe dans le muscle à  $F = 3$  GHz.

SCIENCE  
BUS

FIGURE 18 : Comparaison des différents profils  
 du champ dans le tissu adipeux  
 $\tilde{\alpha} F = 36 \text{ GHz}$ .



BUS  
LILLE

F GHz	$\epsilon_1$	a cm	b cm	$\theta_1$ degrès	$\epsilon_2'$	$\sigma_{s/m}$	$ R_{10} ^2$	$\theta_2$ degrès	$\delta_{TEM}$ cm	$\delta$ cm	$\frac{\delta}{\delta_{TEM}}$	$\delta_D$ cm	$\frac{\lambda}{n_2 \delta_D}$ neper	Milieu Dissipatif
1	9	10	4.32	30	50.7	1.1	0.21	12	3.43	3.1	0.9	40	0.105	Muscle
1	25	6	2.9	30	50.7	1.1	0.05	20.5	3.43	2.6	0.76	13.1	0.32	"
3	4	5	2.43	30	46	2	0.348	8.5	1.8	1.95	$\approx 1$			"
3	4	3.75	1.65	42	46	2	0.396	11.3	1.8	1.63	0.91	22	0.067	"
3	6	4	2	30	46	2	0.27	10.4	1.8	1.75	0.972	154.8	0.01	"
3	9	3	1.51	33.7	46	2	0.185	14.2	1.8	1.6	0.89	19.8	0.074	"
3	9	4.8	2.1	20.3	46	2	0.17	8.7	1.8	1.8	1	-	-	"
3	25	2	0.956	30	46	2	0.036	21.6	1.8	1.1	0.611	3.22	0.458	"
3	25	1.5	0.74	42	46	2	0.057	29	1.8	0.78	0.43	1.5	0.98	"
1	1	30	14	30	6.4	0.06	0.23	11.4	22.3	18.4	0.82	106	0.111	Tissus Adipeux
1	9	10	4.32	30	6.4	0.06	0.07	37	22.3	5.2	0.24	7.3	1.62	"
3	1	10	4.3	30	5.55	0.133	0.19	12.2	9.4	6.35	0.67	20.6	0.20	"
3	1	14.6	7	20	5.55	0.133	0.18	8.3	9.4	8.8	0.94	163	$\sim 0$	"
3	1	7.5	3.3	42	5.55	0.133	0.26	16.49	9.4	5	0.53	11.23	0.378	"
3	2	7	3.4	30	5.55	0.133	0.084	17.46	9.4	5.3	0.56	12.97	0.33	"
3	4	3.75	1.65	42	5.55	0.133	$\sim 0$	34	9.4	2.4	0.25	3.49	1.24	"
3	4	5	2.43	30	5.55	0.133	0.012	25.11	9.4	3.5	0.372	5.94	0.714	"
3	6	4	2	30	5.55	0.133	0.005	31.3	9.4	2.75	0.29	4.18	1.01	"
3	6	3.06	1.35	42	5.55	0.133	$\sim 0$	42	9.4	1.54	0.16	1.94	2.18	"
3	9	3.33	1.51	30	5.55	0.133	0.10	39.54	9.4	1.75	0.186	2.3	1.84	"
9	4	1.14	0.57	47'	4.48	0.45	$\sim 0$	43.5	2.5	0.5	0.2	0.68	2.32	Chloroforme

Milieu  
Dissipatif

Sonde

TABLEAU III : Tableau des différents cas envisagés pour l'exploitation.



valable pour tous les cas que nous avons envisagés ( $\theta_2 \leq 42^\circ$ ) exprime que l'atténuation apparente, due aux effets de diffraction, par unité de longueur d'onde dans le deuxième milieu, n'est fonction que de l'angle  $\theta_2$ . Nous avons ensuite exprimé dans le cas du modèle tridimensionnel la relation (12) sous forme numérique.

On obtient :

$$\delta_D = \frac{\lambda}{n_2} \frac{10^4}{2,34} \theta_2^{-2.44} \quad (12)$$

avec  $\delta$  et  $\lambda$  en mètres et  $\theta_2$  en degrés.

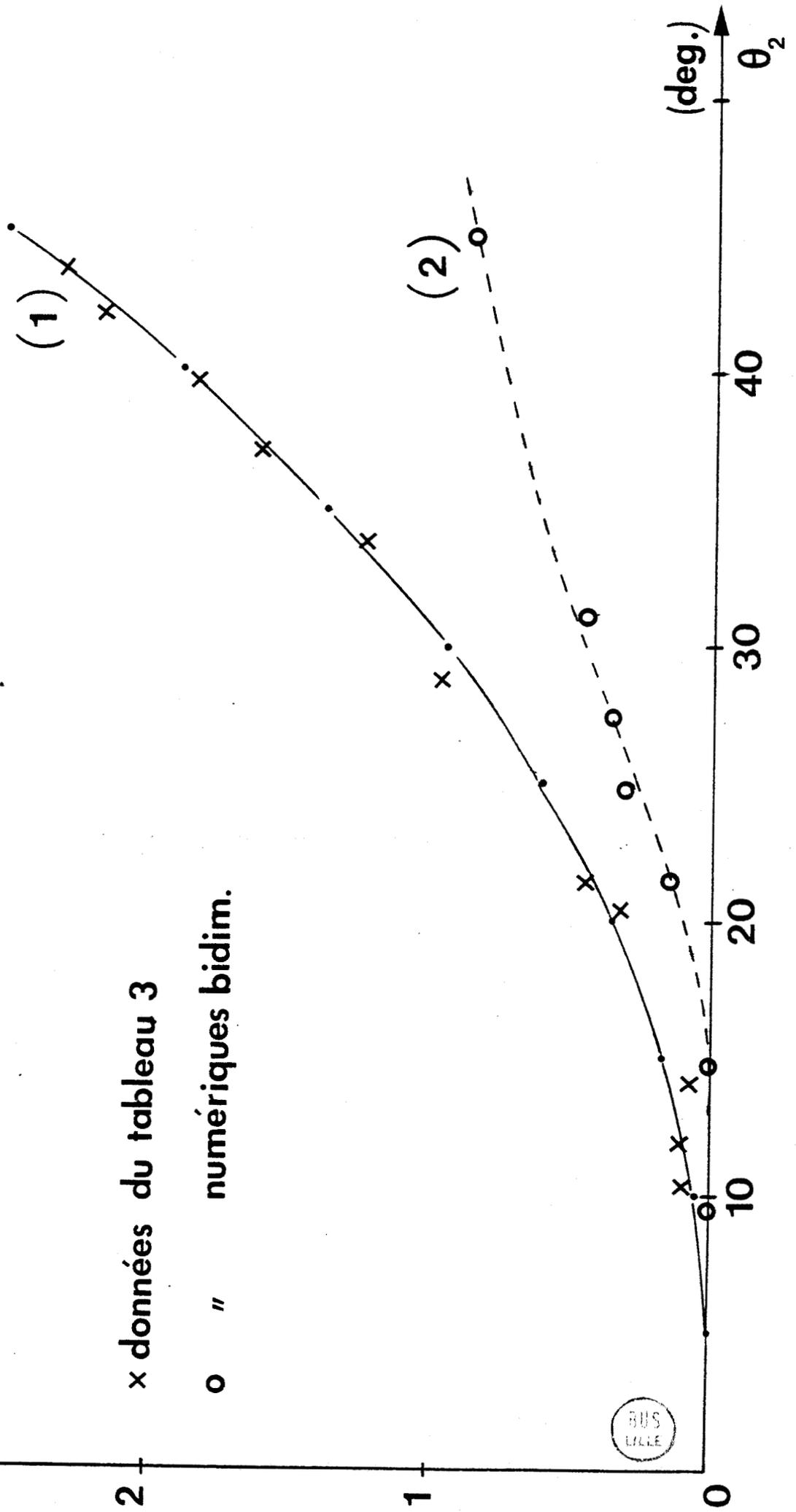
Remarquons que la relation (12) a été établie pour des valeurs de  $\theta_2$  inférieures à  $44^\circ$ .

Nous voyons donc, qu'à partir des paramètres d'entrée (caractéristique de la sonde et du tissu, fréquence) et par application des relations (11) et (12), nous pouvons calculer de façon approchée la profondeur de pénétration  $\delta$ . Nous avons reporté sur la couche (Figure 19(1)) les valeurs de  $\frac{\lambda}{n_2 \delta_D}$  du tableau III ; nous pouvons estimer que pour les grands angles, l'erreur relative commise sur  $\delta$  est inférieure à 3 % et que dans le coude de la caractéristique elle est généralement inférieure à 20 %.

Ainsi, les expressions (11) et (12) permettent de connaître très rapidement la valeur approchée de  $\delta$  pour une situation donnée et d'éviter ainsi de mettre en oeuvre des calculs longs et coûteux [36]

$\frac{\lambda}{n_2 \delta_D}$

FIGURE 19 : Atténuation apparente par unité de longueur d'onde dans le deuxième milieu, due aux effets de diffraction. Relation déduite de l'expression (11) et des résultats numériques pour un modèle tridimensionnel (1) ou bidimensionnel (2).



Nous donnons, figures 20 et 21, les évolutions de  $\delta$  calculées par les relations (11) et (12). Ces valeurs ont été obtenues pour divers types de sondes à différentes fréquences en présence, soit d'un tissu musculaire, soit d'un tissu adipeux. Dans tous les cas, nous nous sommes placés dans des conditions telles que  $|R_{10}|^2 < 0.2$ .

Nous remarquons que la profondeur de pénétration et l'ouverture de la sonde varient dans le même sens. On constate même une relation pratiquement linéaire entre ces deux paramètres dans le cas de milieux des pertes moyennes tels les tissus adipeux (cas de la Figure 21).

### I.5.3. ETUDE DE LA RESOLUTION SPATIALE

L'étude de la résolution spatiale, c'est-à-dire de la dimension latérale des diagrammes de champs rayonnés dans le milieu dissipatif n'a été abordée que pour un nombre limité de cas obtenus avec le modèle bidimensionnel. Une observation de l'ensemble des cartes de champ bidimensionnelles (telles les figures 10 et 11) indique que pour une profondeur  $z$ , l'évolution du champ en fonction de  $x$  peut être assimilée à une Gaussienne. Cette fonction s'avère être approchée dans l'ouverture de la sonde puisqu'on obtient généralement une répartition selon un arc de sinusöide.

Le champ dans le milieu dissipatif peut donc s'exprimer de façon approchée par la relation :

$$|E(x, z)| = E_0 \exp(-C(z) X^2) \cdot \exp(-z/\delta) \quad (13)$$

FIGURE 20 : Profondeurs de pénétration calculées par la relation (11)  
 Sondes monomodes ( $a \neq 2b$ ) sur le muscle à 3 GHz et 1 GHz.

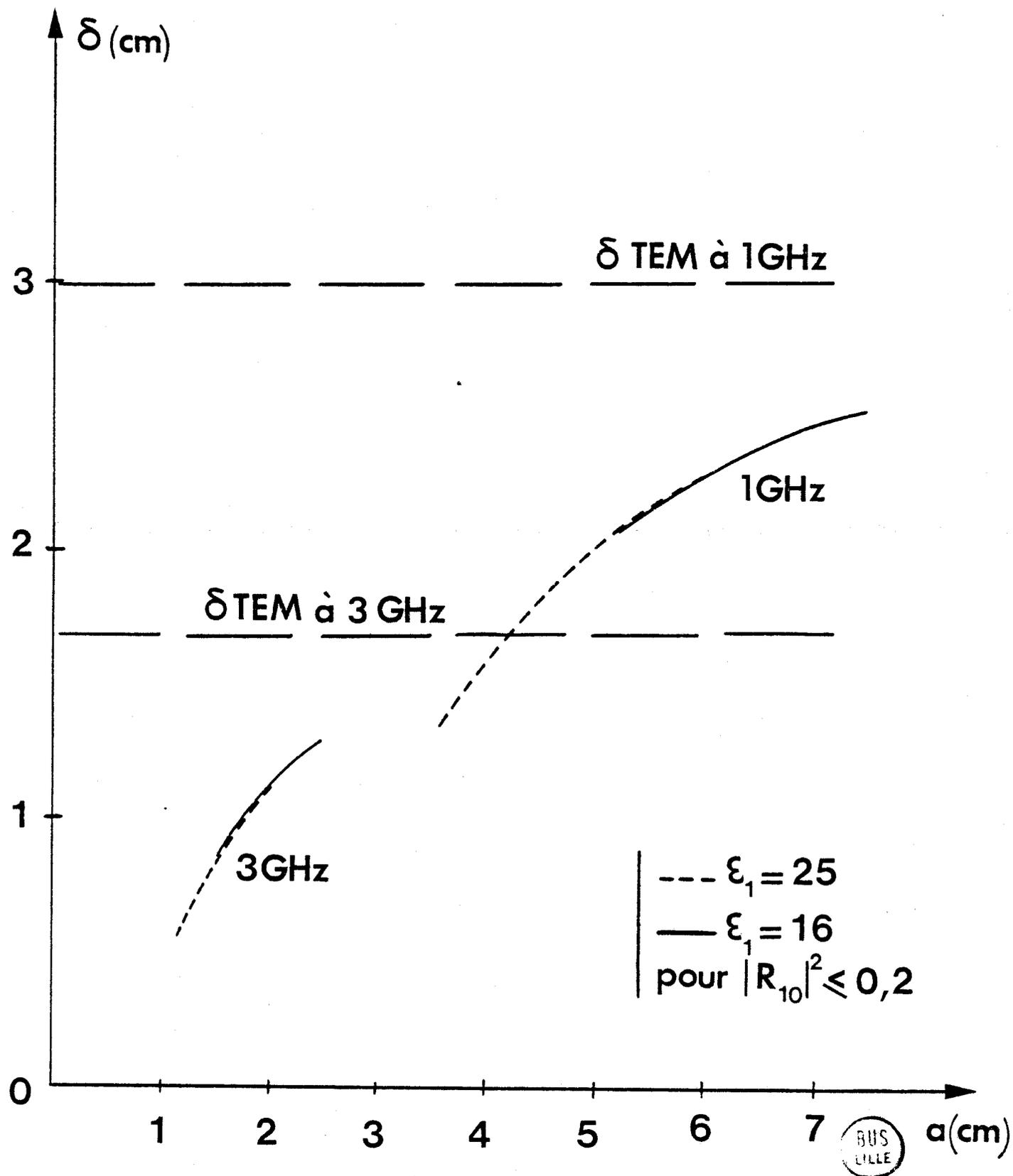
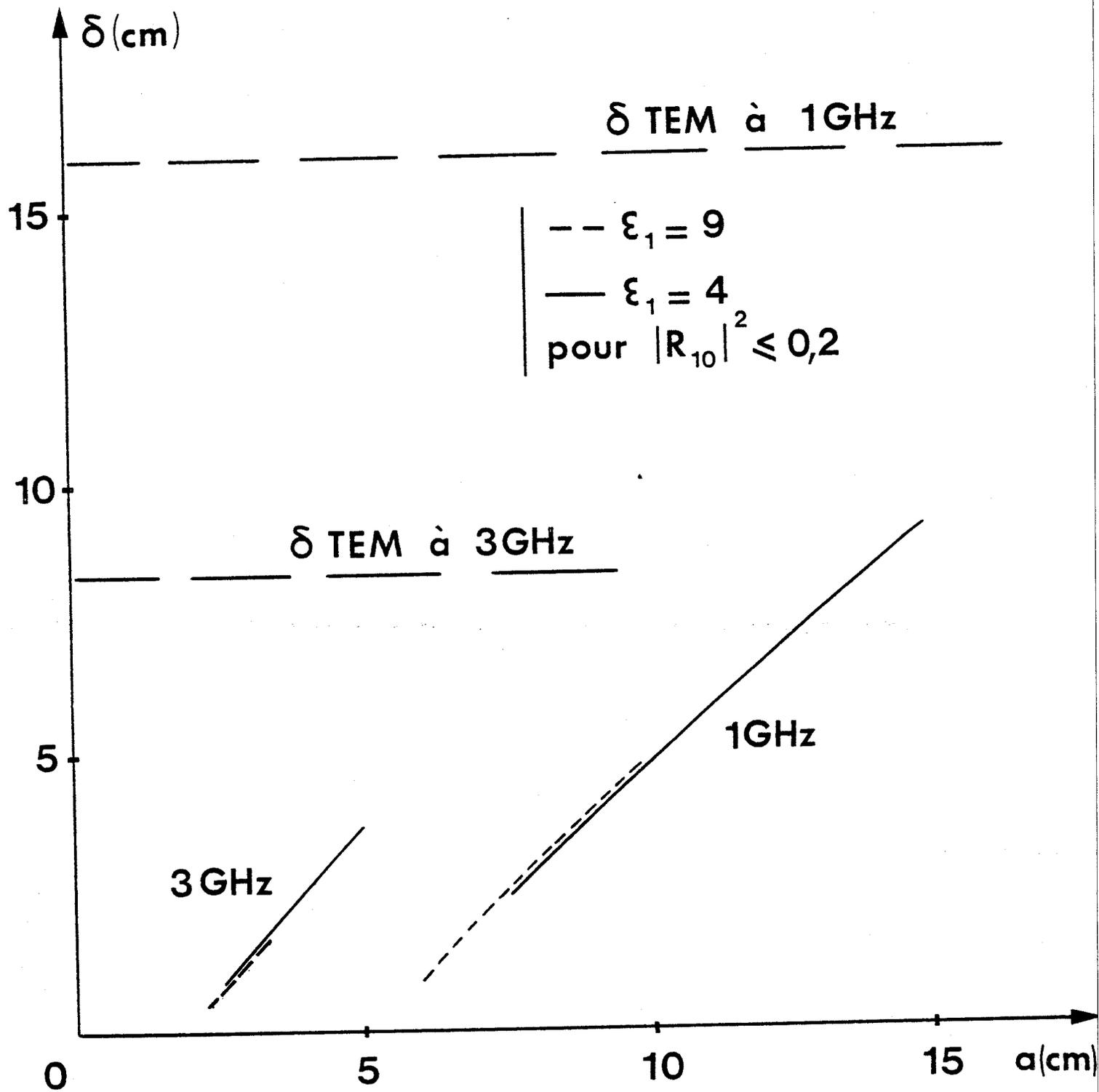


FIGURE 21 : Profondeurs de pénétration calculées par la relation (11)  
 Sondes Monomodes ( $a \neq 2b$ ) sur tissus adipeux à 3 GHz et 1 GHz.



avec  $E_0$  Champ maximum dans l'ouverture  
 $\delta$  Profondeur de pénétration

Le paramètre  $C(z)$  caractérise l'évolution de la largeur à mi-hauteur  $L$  de la Gaussienne en fonction de la profondeur  $z$ .

Pour une profondeur  $z$  on a ainsi :

$$C(z) = \frac{2.76}{L^2(z)} \quad (14)$$

Nous avons tracé les courbes  $L(z)$  pour environ vingt cas (Figure 22). Nous pouvons estimer que pour les milieux de forte permittivité,  $L(z)$  est pratiquement constant. Pour les milieux de permittivité moyenne, la loi d'évolution de  $L(z)$  est pratiquement linéaire et peut s'exprimer sous la forme :

$$L(z) \# \frac{2}{3} a + pz \quad (15)$$

Nous avons représenté l'évolution de  $p$  en fonction de l'angle  $\theta_2$  (figure 23). Nous avons mis en évidence l'existence d'une corrélation entre les valeurs de  $p$  et  $\theta_2$  montrant ainsi que  $\theta_2$  régit à la fois la profondeur de pénétration et la résolution spatiale.

#### I.5.4. VALIDITE DES EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES CHAMPS RAYONNES

Nous faisons ici une comparaison entre les cartes de champs rayonnés, obtenus par le calcul numérique et celles données par les

forte permittivité

—○—  $\epsilon_1 = 4$  sur eau

—x— "  $\epsilon_1 = 9$  "

—•— "  $\epsilon_1 = 16$  "

—+—  $\epsilon_1 = 9$  sur muscle

▲ L (cm)

3  
2  
1

▲ Z (cm)

1 2

permittivité moyenne

5  
4  
3  
2  
1

▲ Z (cm)

1 2 3

—○—  $\epsilon_1 = 9$  sur t. adipeux

—+—  $\epsilon_1 = 16$  " acétone

—•—  $\epsilon_1 = 4$  " bromopentane

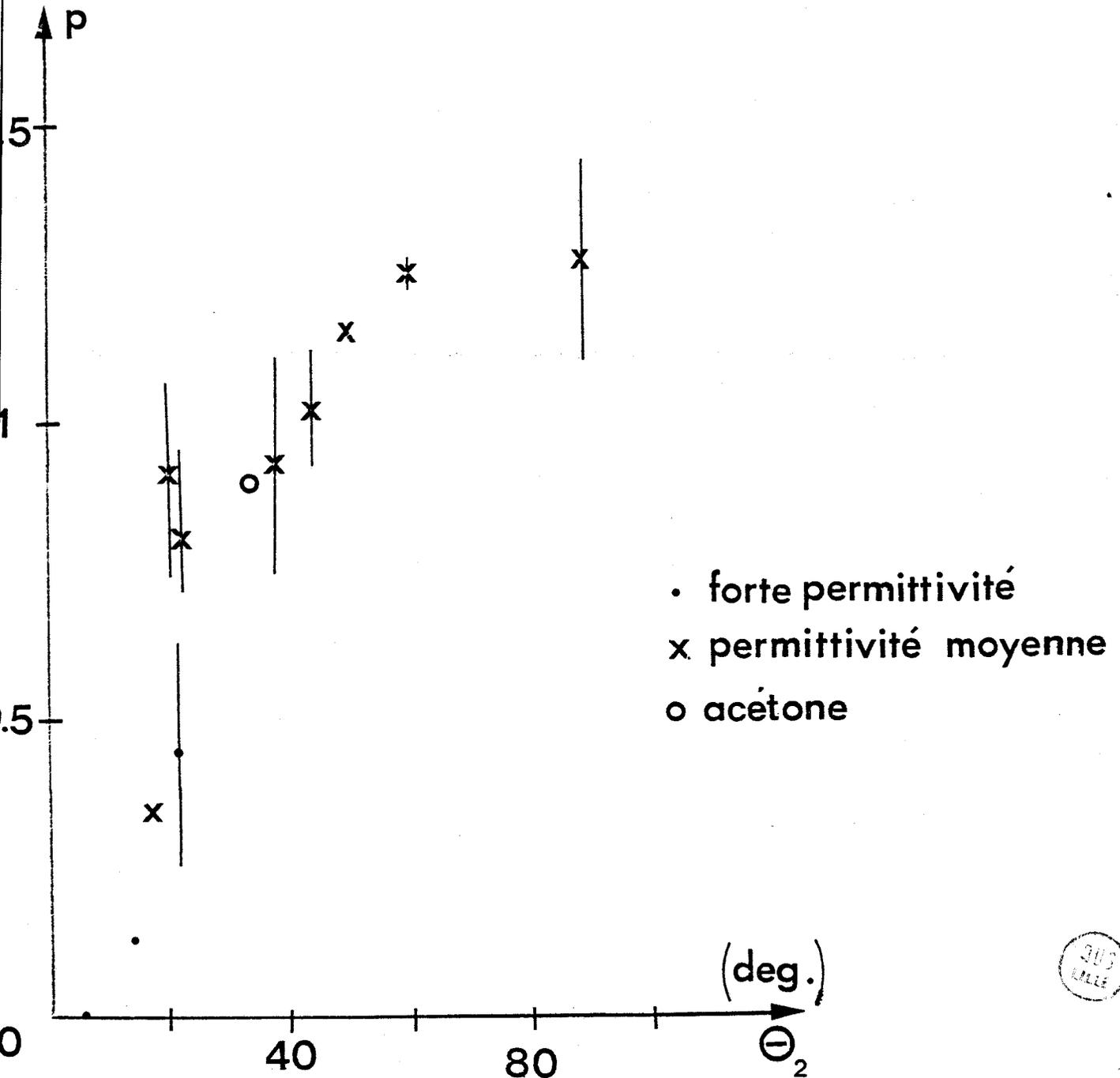
—x—  $\epsilon_1 = 9$  " "

—•—  $\epsilon_1 = 16$  " "

FIGURE 22 : Evolution de la largeur à mi-hauteur L des cartes de champ en fonction de la profondeur z dans le 2e milieu.



FIGURE 23 : Evolution du paramètre P (relation 15) en fonction de l'angle  $\Theta_2$ .



expressions proposées (13) et (14). Les figures 24, 25 et 26 correspondent à l'eau et au bromopentane à 3.2 GHz. On constate un accord assez satisfaisant entre les deux types de résultats. En outre, lorsque l'angle  $\theta_2$  est inférieur à une dizaine de degrés, les cartes de champs sont approximativement assimilables à des arcs de sinuséide.

REMARQUE : Les expressions analytiques ont été établies à partir des résultats numériques obtenus avec le modèle bidimensionnel. Il conviendrait maintenant de reprendre cette étude avec le modèle tridimensionnel.

#### I.5.5. ETUDE EXPERIMENTALE DES CHAMPS RAYONNES

##### I.5.5.1. Dispositif de mesure

On dispose d'une cuve que l'on remplit d'un liquide dissipatif. La sonde, alimentée par un générateur, est appliquée sur un orifice réalisé dans le fond de la cuve. Un dipole miniature, relié par un câble à un détecteur quadratique, permet d'observer l'évolution des champs proches rayonnés, en différents points du liquide (figure 27).

Le volume de la cuve a été choisi de façon à ce que le volume de couplage de la sonde soit tout entier situé dans le liquide, (nous imposons qu'il se trouve encore du liquide à une distance  $3\delta_{TEM}$  de la sonde). Les déplacements de l'antenne se font à l'aide de deux vis micrométriques, l'une permettant un déplacement dans l'axe de la sonde, l'autre dans son plan médian. Par ailleurs, nous vérifions que le dipole ne perturbe pas trop les lignes de champ, en constatant qu'il ne modifie pas le coefficient de réflexion vu par la sonde. Enfin, nous nous assurons que des dipôles différents donnent des résultats analogues (en particulier on a utilisé

Eau

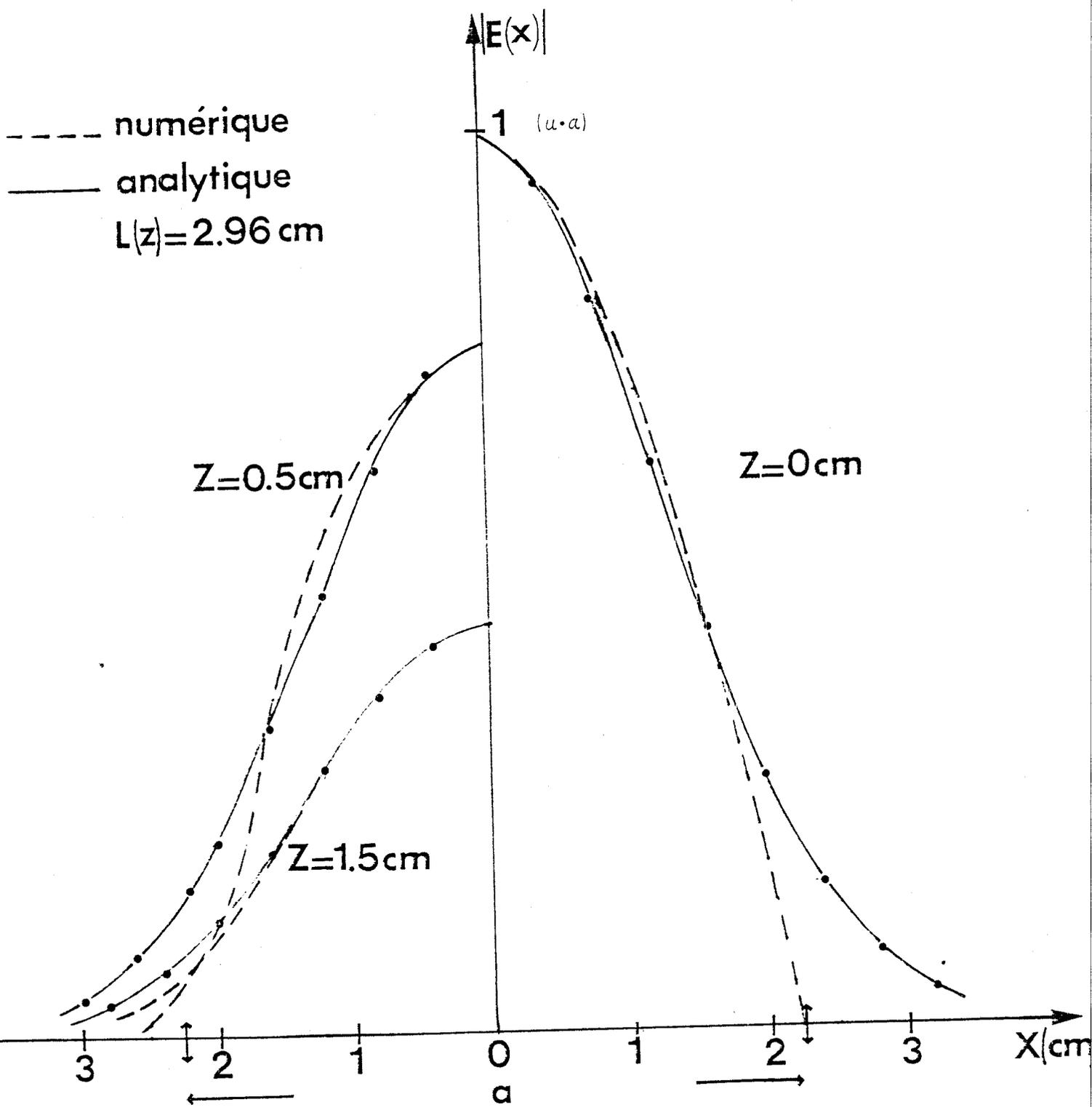


FIGURE 24 : Comparaison des cartes de champ obtenues par le calcul numérique (modèle bidimensionnel) à celles déduites des expressions analytiques (relations 13 et 14).

$F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 4$      $\theta_2 = 6^\circ 7'$



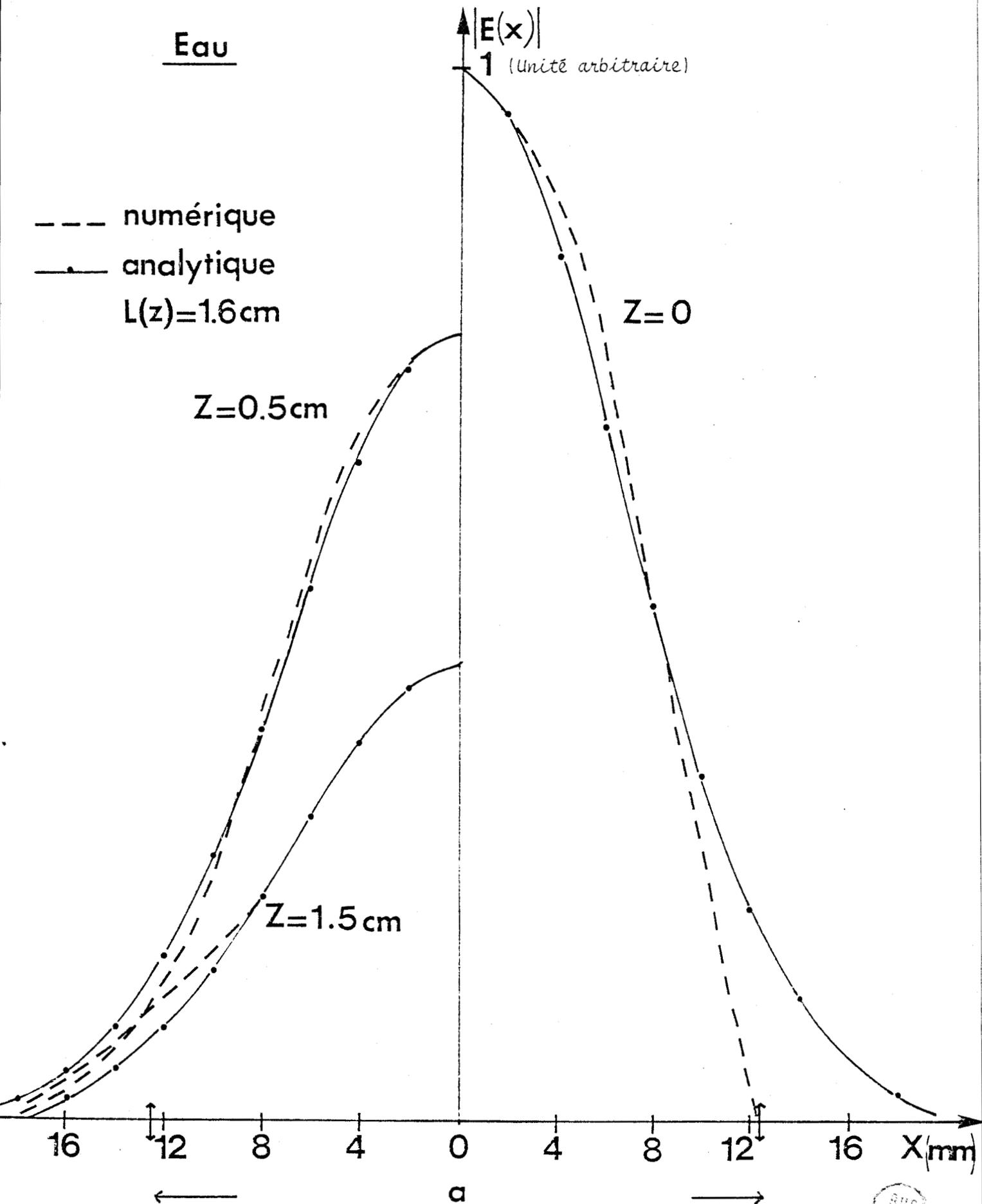


FIGURE 25 : Comparaison des cartes de champs obtenues par le calcul numérique (modèle bidimensionnel) à celles déduites des expressions analytiques.  
 $F = 3.2\text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 9$      $\theta_2 = 12^\circ 2$

# Bromopentane

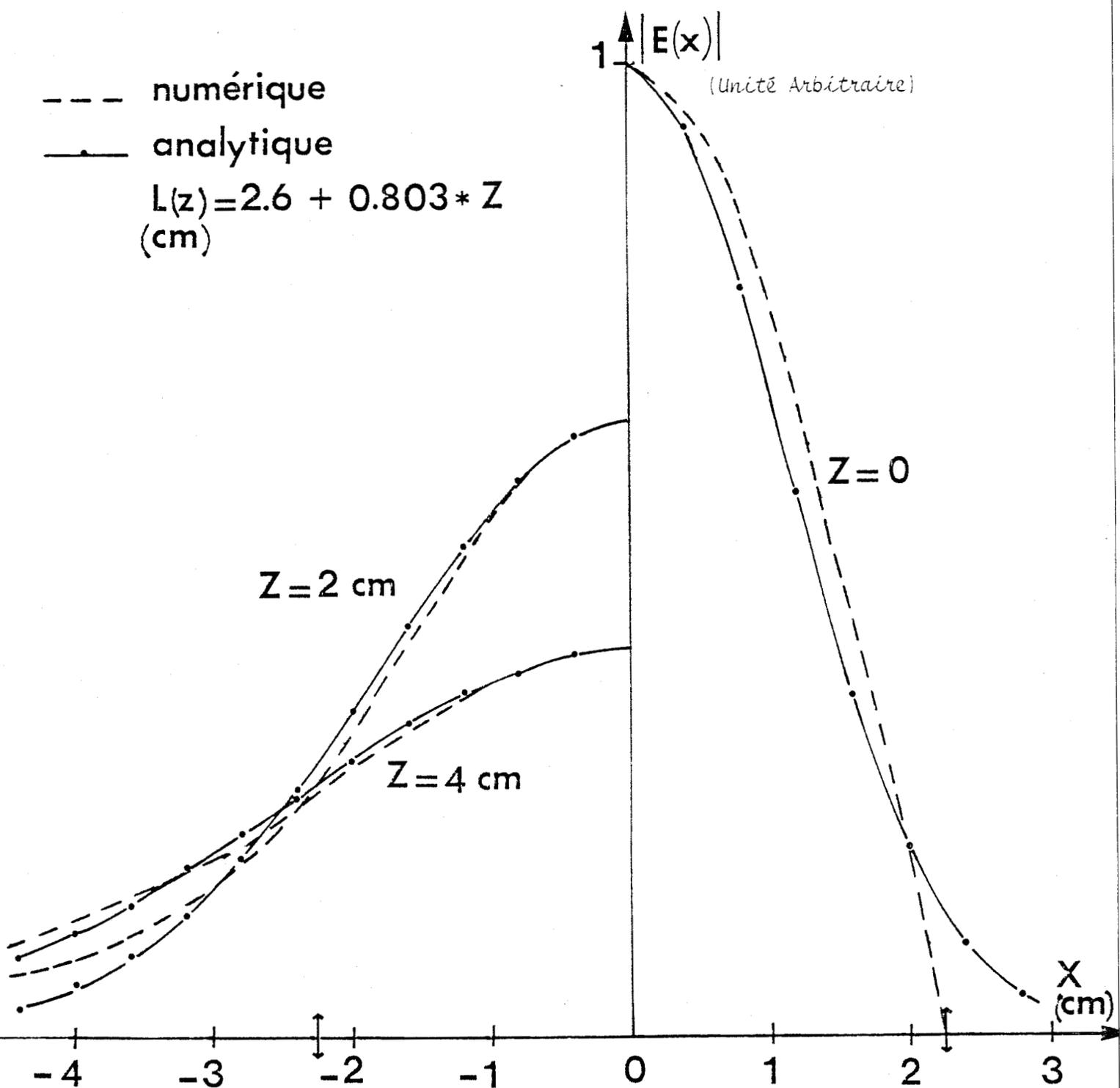


FIGURE 26 : Comparaison des cartes de champs obtenues par le calcul numérique (modèle bidimensionnel) à celles déduites des expressions analytiques.

$F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 4$      $\theta_2 = 24^\circ$



des coaxiaux miniatures de diamètres 0,2 et 0,51 mm employés par ailleurs pour les mesures diélectriques in vivo [41].

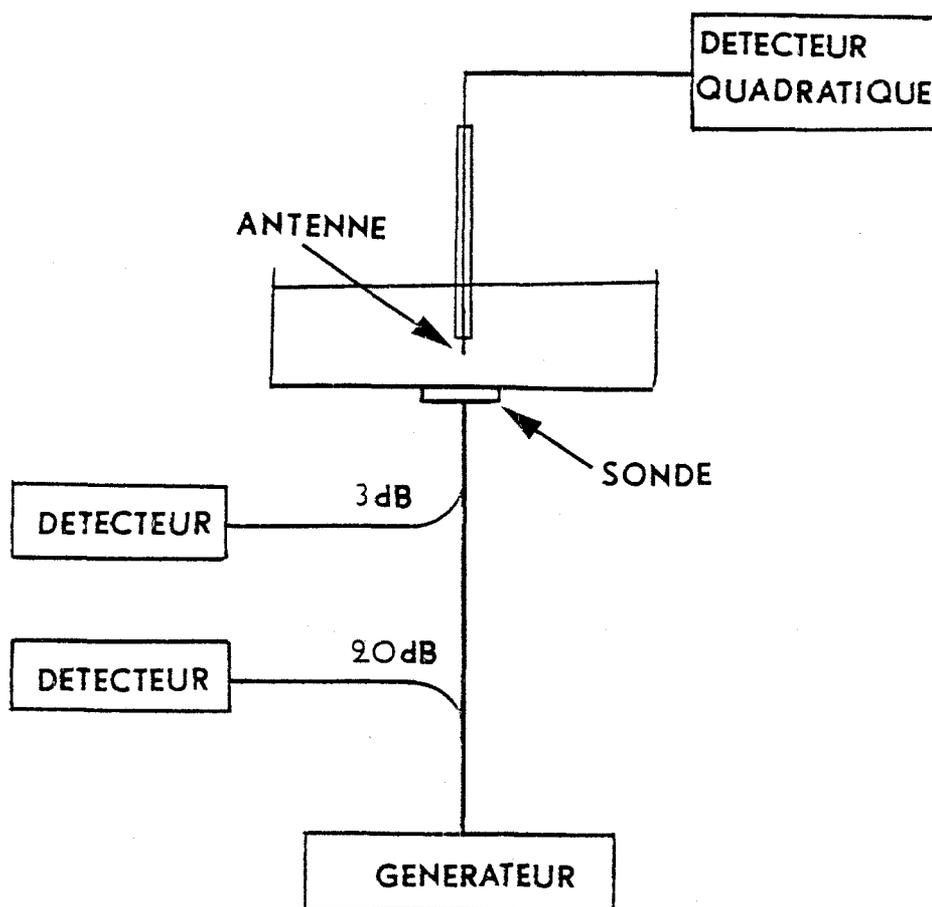


FIGURE 27 : *Synoptique du banc expérimental servant à relever les cartes de champs rayonnés.*

#### I.5.5.2. Résultats expérimentaux

De nombreuses mesures ont été effectuées à 3 et 9 GHz pour différents liquides (eau, chloroforme, bromopentane, acétone) et pour différents types de sondes. Elles sont relatives à l'évolution du champ, soit sur l'axe du système, soit dans le plan médian de la sonde à une

distance  $z_0$  donnée de l'ouverture.

a) Evolution du champ sur l'axe

Ces résultats sont donnés figures 28, 29 et 31 à 36. La figure 30 sert à définir la permittivité de l'eau en fonction de la température dans le but de calculer les valeurs correspondantes de  $\delta$ .

Sur certains de ces graphiques (fig. 32, 33, 35), à titre de contrôle, on a représenté les valeurs mesurées du coefficient de réflexion de la sonde en fonction de la position du dipole.

On a rassemblé, tableau IV, les conditions de ces expériences (fréquence, permittivité  $\epsilon_1$ , nature du milieu dissipatif, angle  $\Theta_2$  ainsi que les profondeurs de pénétrations obtenues expérimentalement et analytiquement à partir des relations (11) et (12)).

Certaines réserves étaient émises par l'E.S.E. sur la validité de leurs résultats, lorsque  $0,2 < \frac{|\epsilon'_2|}{\epsilon_1} < 5$  et  $\sigma_2 < 1$ . En effet, dans ces conditions, l'espace libre ne peut plus être assimilé à un guide surdimensionné tel que  $\frac{a'}{a} \leq 5$  et  $\frac{b'}{b} \leq 5$  ; un surdimensionnement plus important demanderait des coûts et temps calculs trop importants. Il semble que ces remarques soient pessimistes ; les vérifications expérimentales sont assez satisfaisantes puisqu'elles recourent en général les résultats théoriques.

Remarquons que nous avons mis en évidence expérimentalement le rôle important des caractéristiques de la sonde (par l'intermédiaire de l'angle  $\Theta_2$ ) sur la profondeur de pénétration  $\delta$ . Ce phénomène est

Milieu	F (GHz)	$\epsilon'_2$	$\sigma_2$ ( $\Delta/m$ )	$\epsilon_1$	$\theta_2$ dég.	$\delta$ (mm) expérimental	$\delta$ (mm) analytique	N° de figure
Eau à 20° C	9	64	15.25	4	10°	1.2 mm $\pm$ 0.2 mm	1.4 mm $\pm$ 0.14 mm	28
Chloroforme	9	4.48	0.45	4	44°	2.9 mm $\pm$ 0.2 mm	2.5 mm $\pm$ 0.08 mm	29
Eau à 19° C	3.2	77.8	2.48	9	12°	7.7 mm $\pm$ 0.2 mm	8 mm $\pm$ 0.8 mm	31
Eau à 30° C	3.2	75.04	1.79	9	12°5	9.5 mm $\pm$ 0.2 mm	9.9 mm $\pm$ 1 mm	31
Bromopentane	3.2	6.08	0.166	9	49°5	5 mm 0.2 mm	4 mm 8 $\pm$ 0.14 mm	32
Bromopentane	3.2	6.08	0.166	16	60°	4.8 mm $\pm$ 0.2 mm	3.2 mm*	33
Acetone	3.2	21.1	0.23	4	13°	$\approx$ 38mm $\pm$ 5mm	31.6 mm $\pm$ 7.3 mm	34
Acetone	3.2	21.1	0.23	9	24°	9.4 mm $\pm$ 0.2 mm	13.3 mm $\pm$ 3 mm	35
Acetone	3.2	21.1	0.23	16	28°	7.8 mm $\pm$ 0.2 mm	10 mm $\pm$ 2.3 mm	36

TABLEAU IV : Résumé des mesures et comparaison aux valeurs analytiques.

\* Cette valeur correspond à une extrapolation de la relation (12) qui a été établie pour des valeurs de  $\theta_2$  inférieures à 42°.



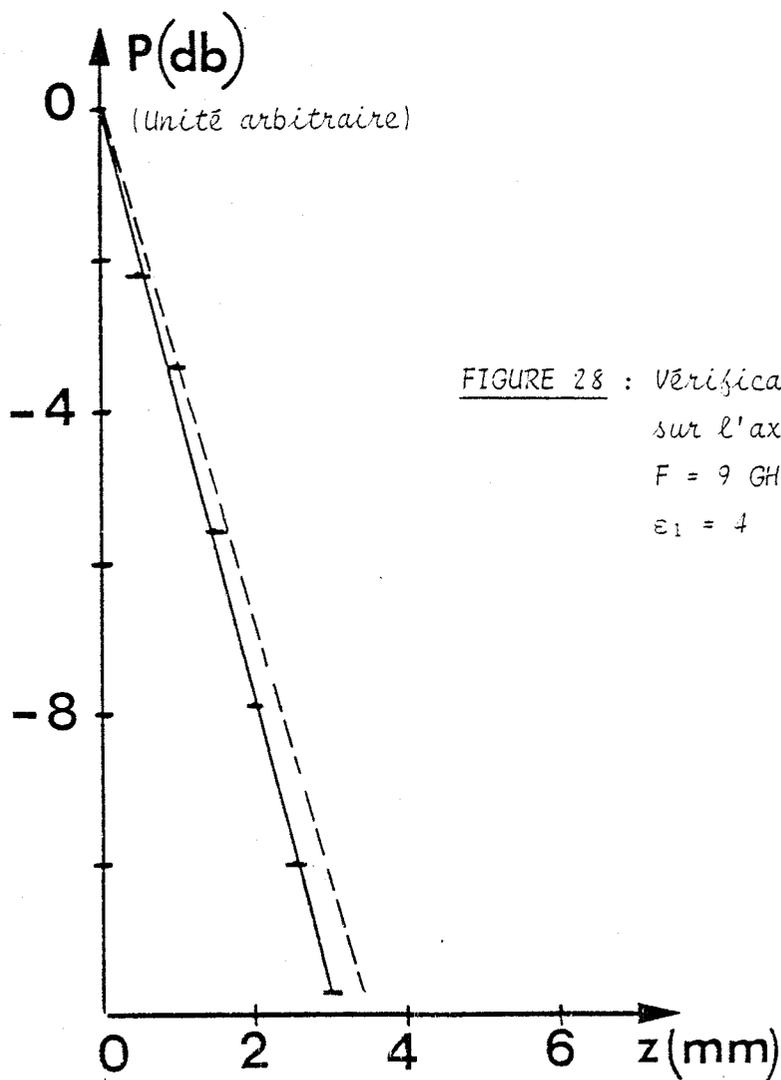


FIGURE 28 : Vérification expérimentale de l'atténuation sur l'axe dans de l'eau, à 20° C

$F = 9 \text{ GHz}$      $\epsilon_2' = 64$      $\sigma_2 = 15.25 \text{ s/m}$   
 $\epsilon_1 = 4$      $a = 1.12 \text{ cm}$      $b = 0.5 \text{ cm}$

- - - onde plane  
 —•— résultats expérimentaux

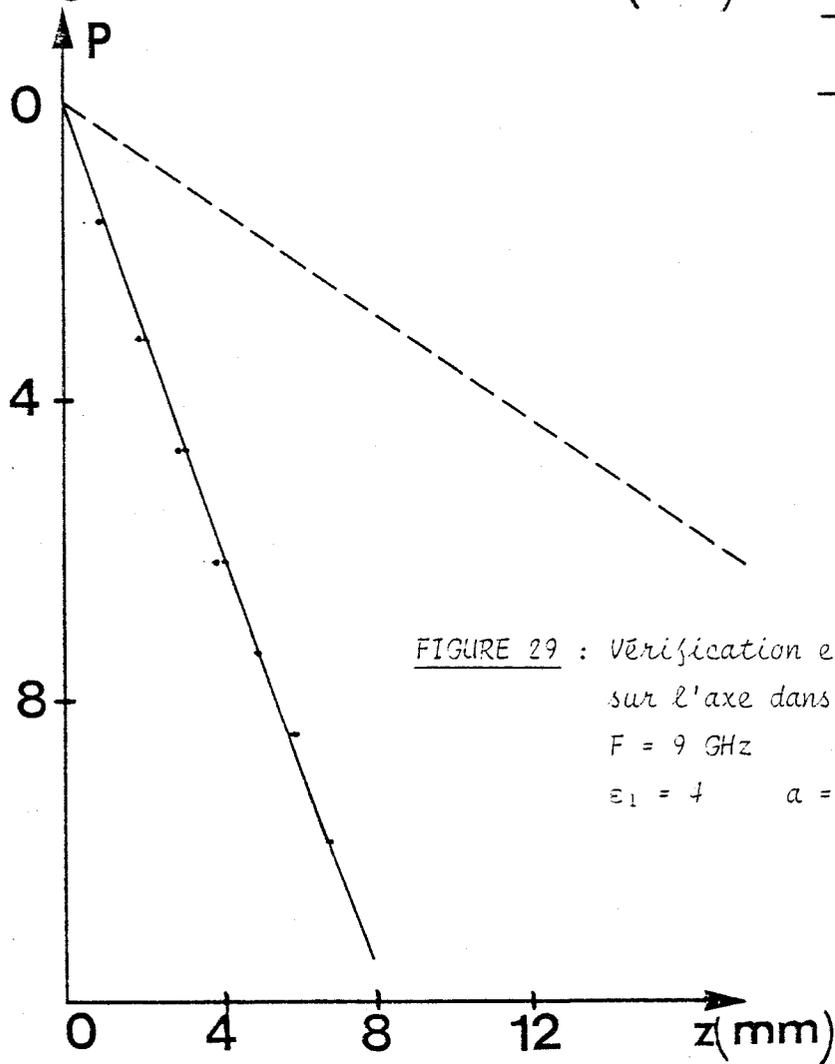
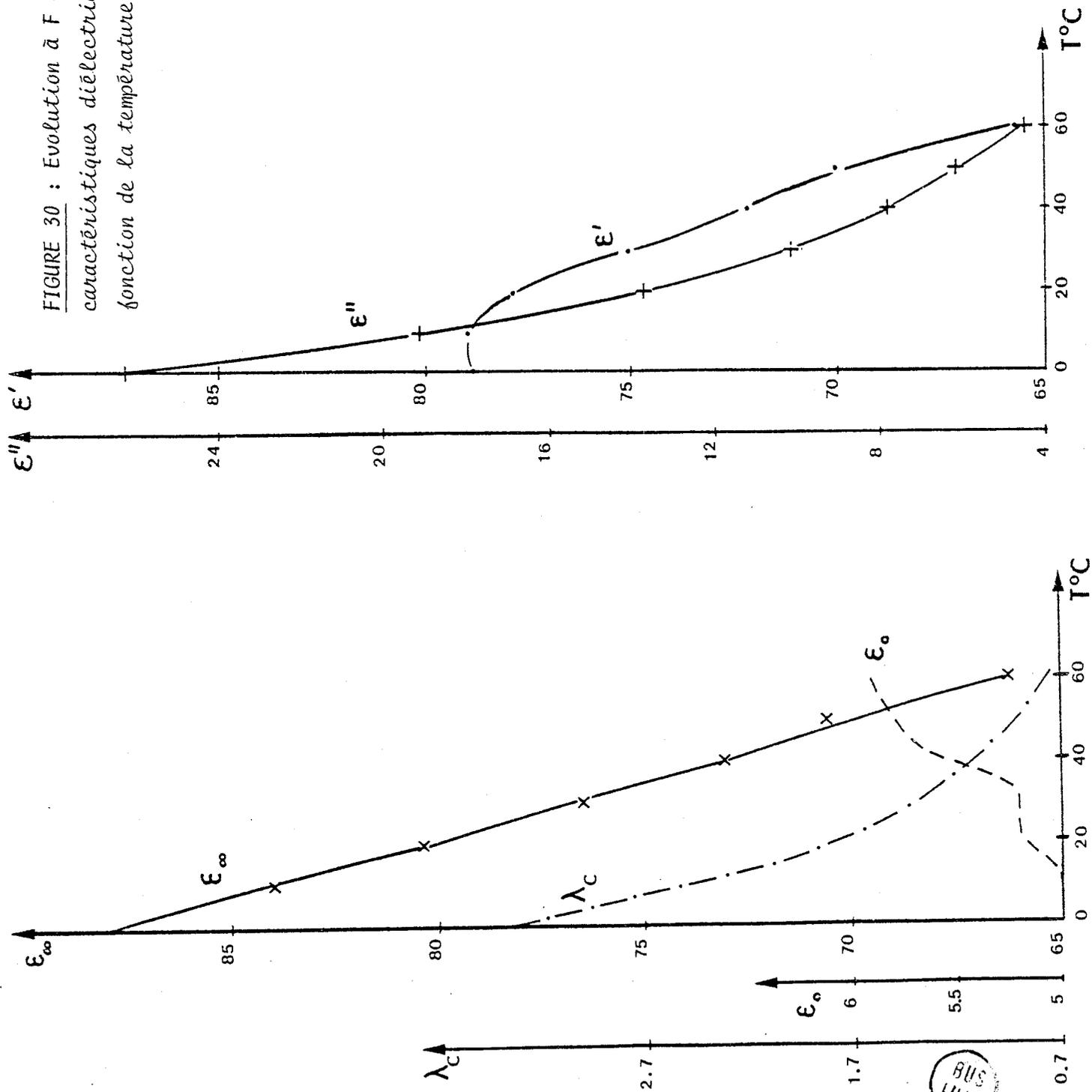


FIGURE 29 : Vérification expérimentale de l'atténuation sur l'axe dans du chloroforme.

$F = 9 \text{ GHz}$      $\epsilon_2' = 4.48$      $\sigma_2 = 0,4 \text{ s/m}$   
 $\epsilon_1 = 4$      $a = 1.12 \text{ cm}$      $b = 0.5 \text{ cm}$



FIGURE 30 : Evolution à  $F = 3.2$  GHz des caractéristiques diélectriques de l'eau en fonction de la température d'après Hasted [42].



BUS  
LILLE

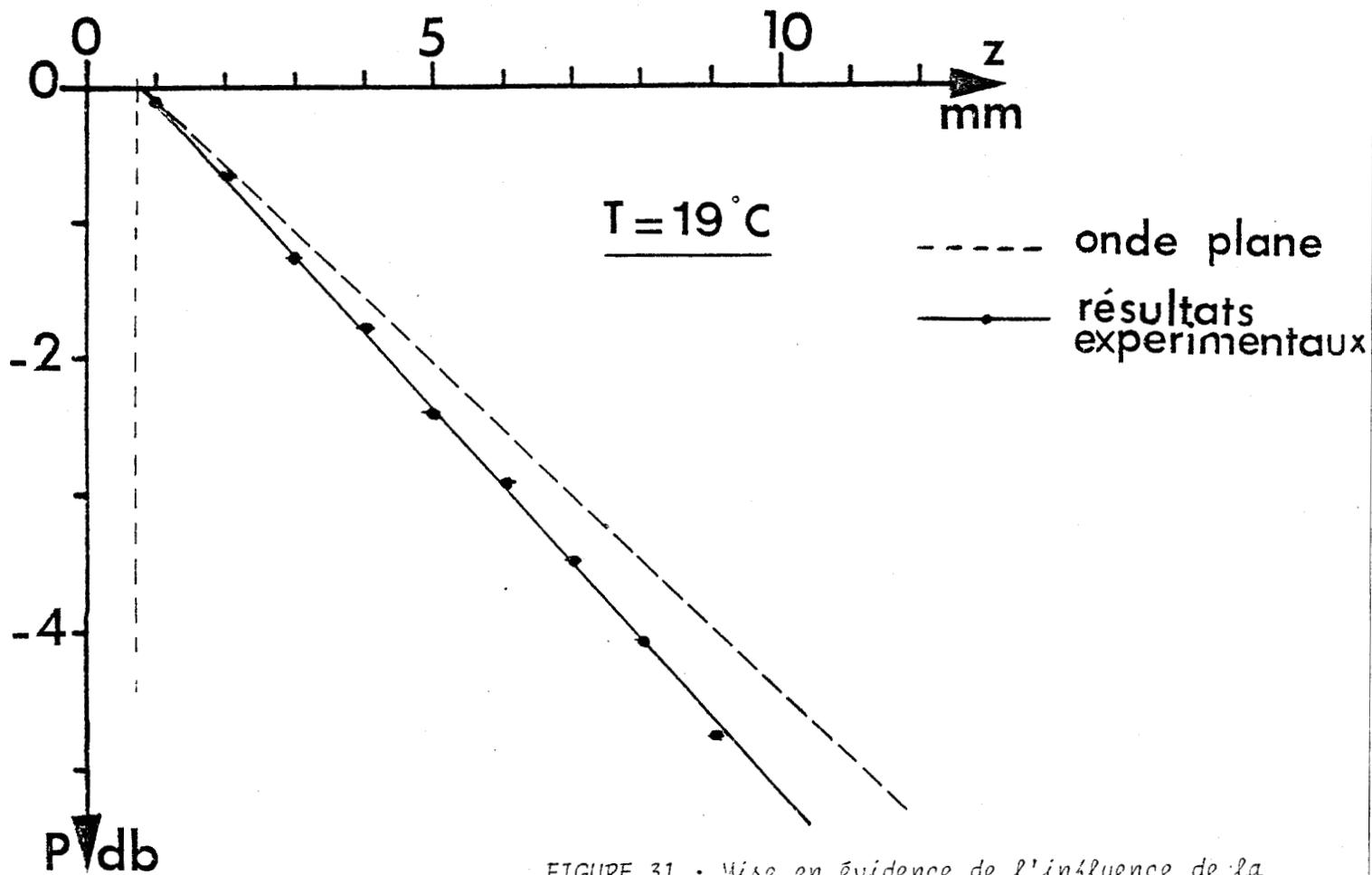
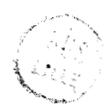
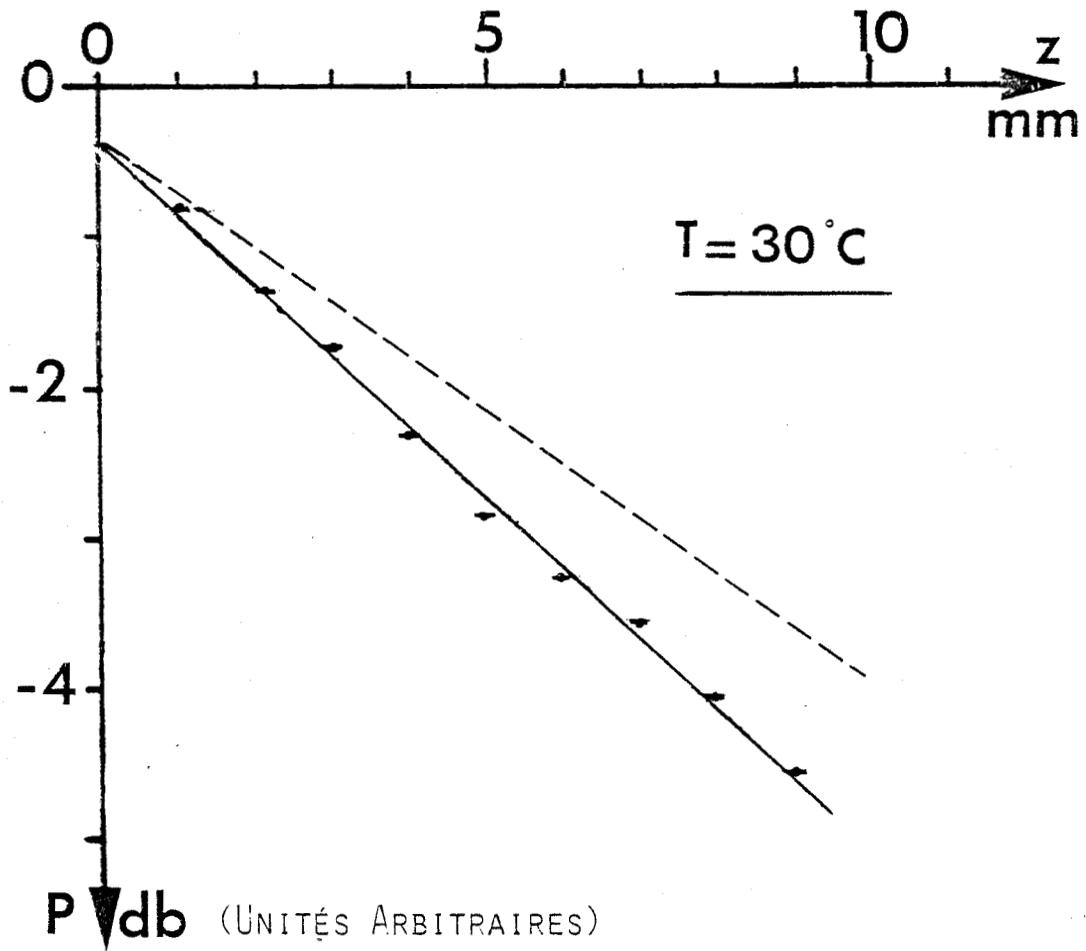
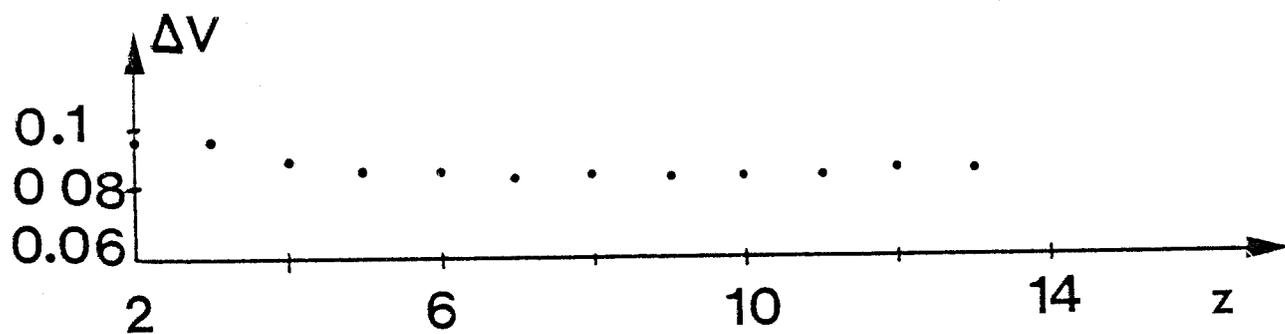
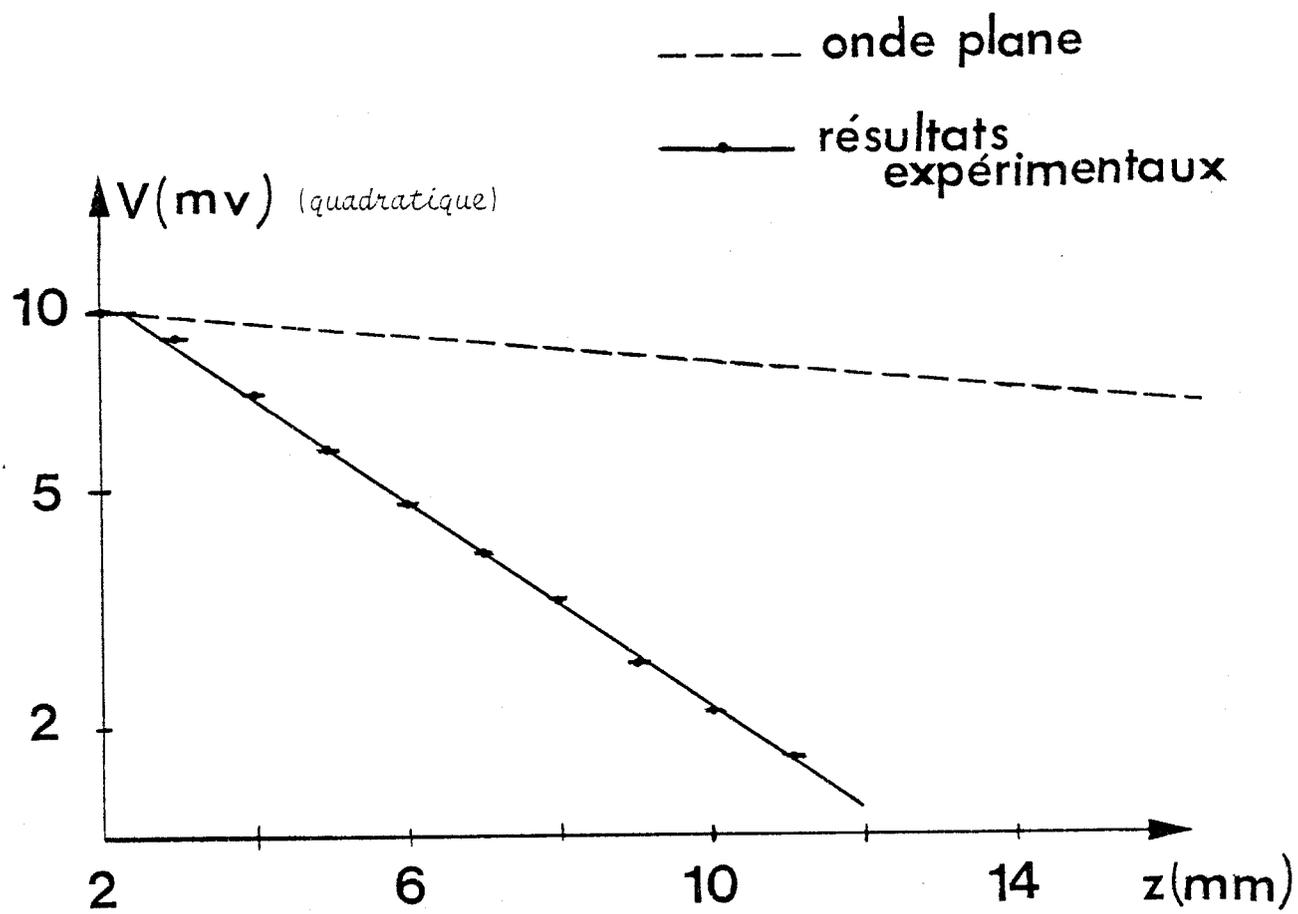


FIGURE 31 : Mise en évidence de l'influence de la température sur l'atténuation sur l'axe dans l'eau.  $F = 3.2 \text{ GHz}$



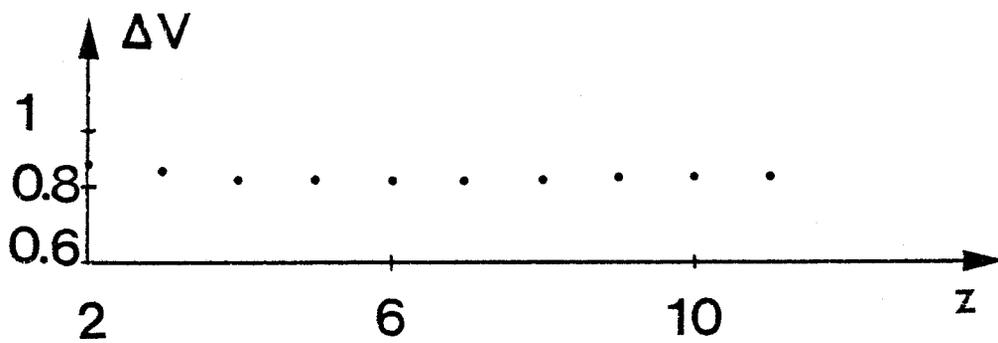
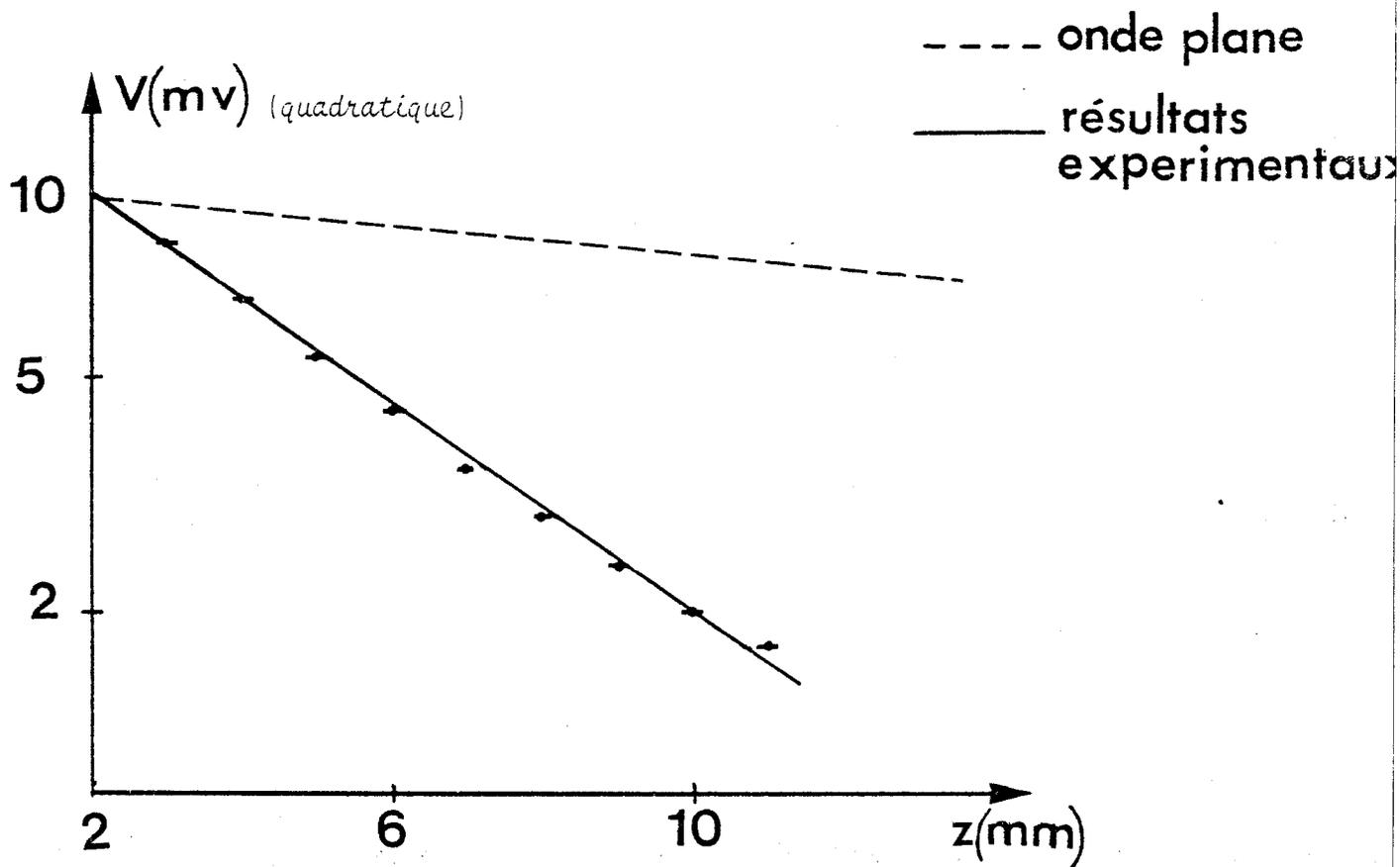


Variation de la tension réfléchie sur la sonde

FIGURE 32 : Vérification expérimentale de l'atténuation sur l'axe dans du Bromopentane.

$F = 3.2 \text{ GHz}$        $\epsilon_1 = 9$





Variation de la tension réfléchie sur la sonde.

FIGURE 33 : Vérification expérimentale de l'atténuation sur l'axe dans du Bromopentane.

$F = 3.2 \text{ GHz}$       $\epsilon_1 = 16$

----- onde plane  
—— résultats  
expérimentaux

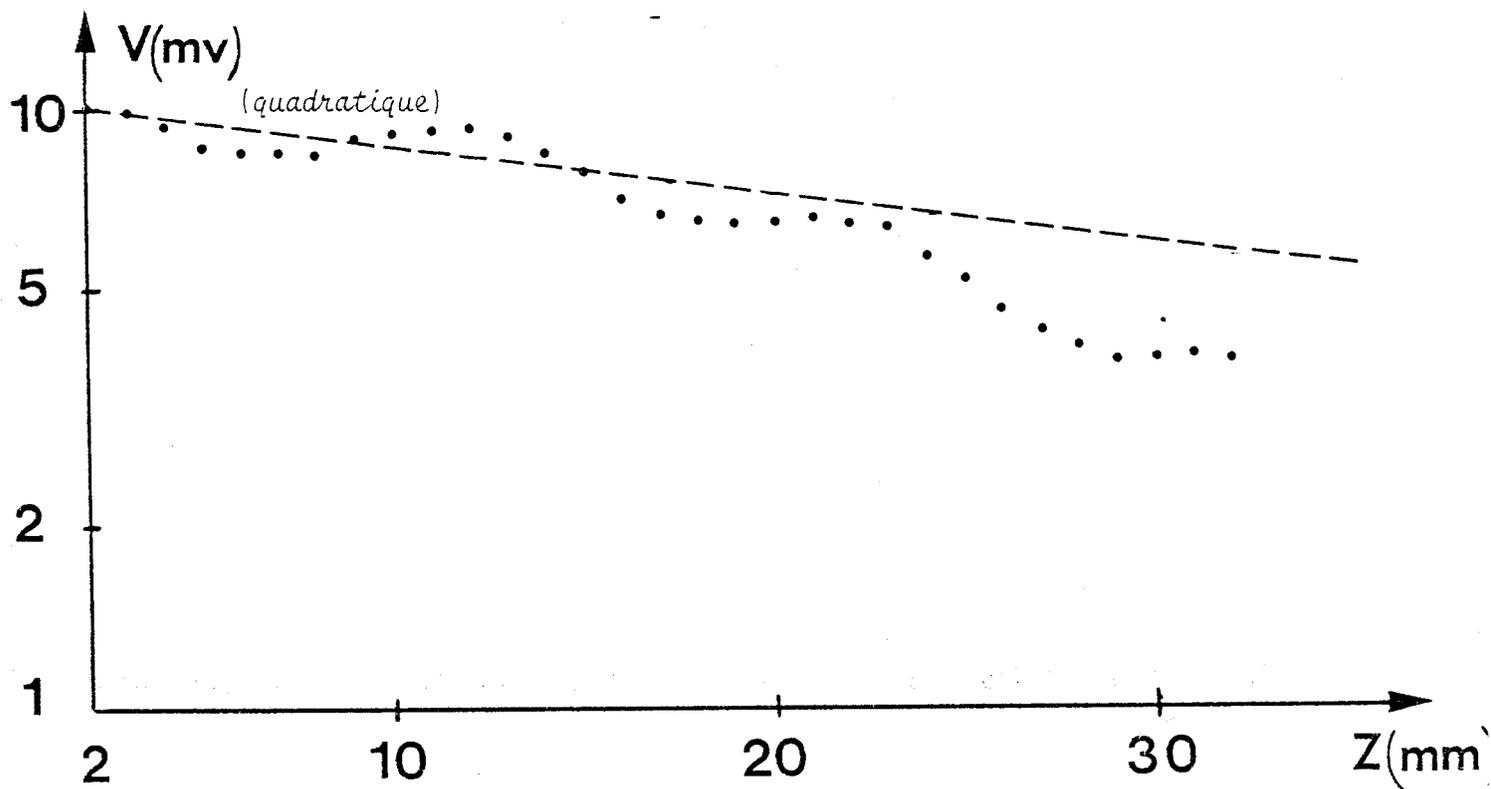


FIGURE 34 : Etude de l'atténuation sur l'axe dans de l'acétone.

F = 3.2 GHz     $\epsilon_1 = 4$



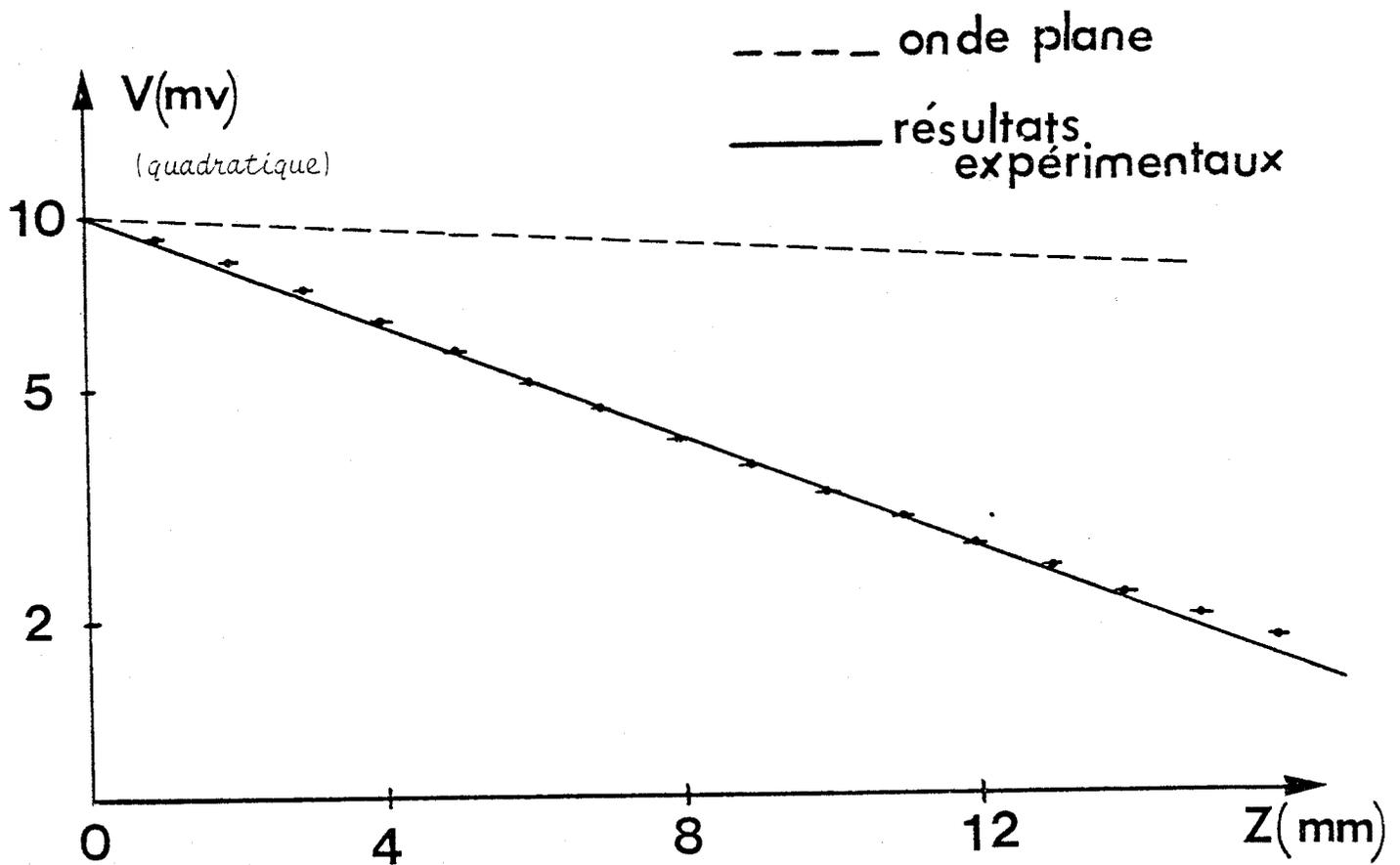
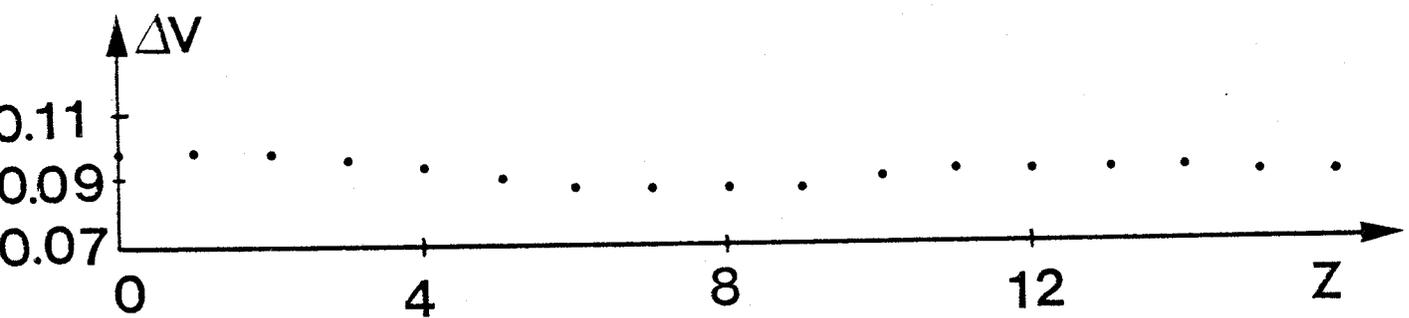


FIGURE 35 : Etude expérimentale de l'atténuation sur l'axe dans de l'acétone  
 $F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 9$ .



Variation de la puissance réfléchie sur la sonde.

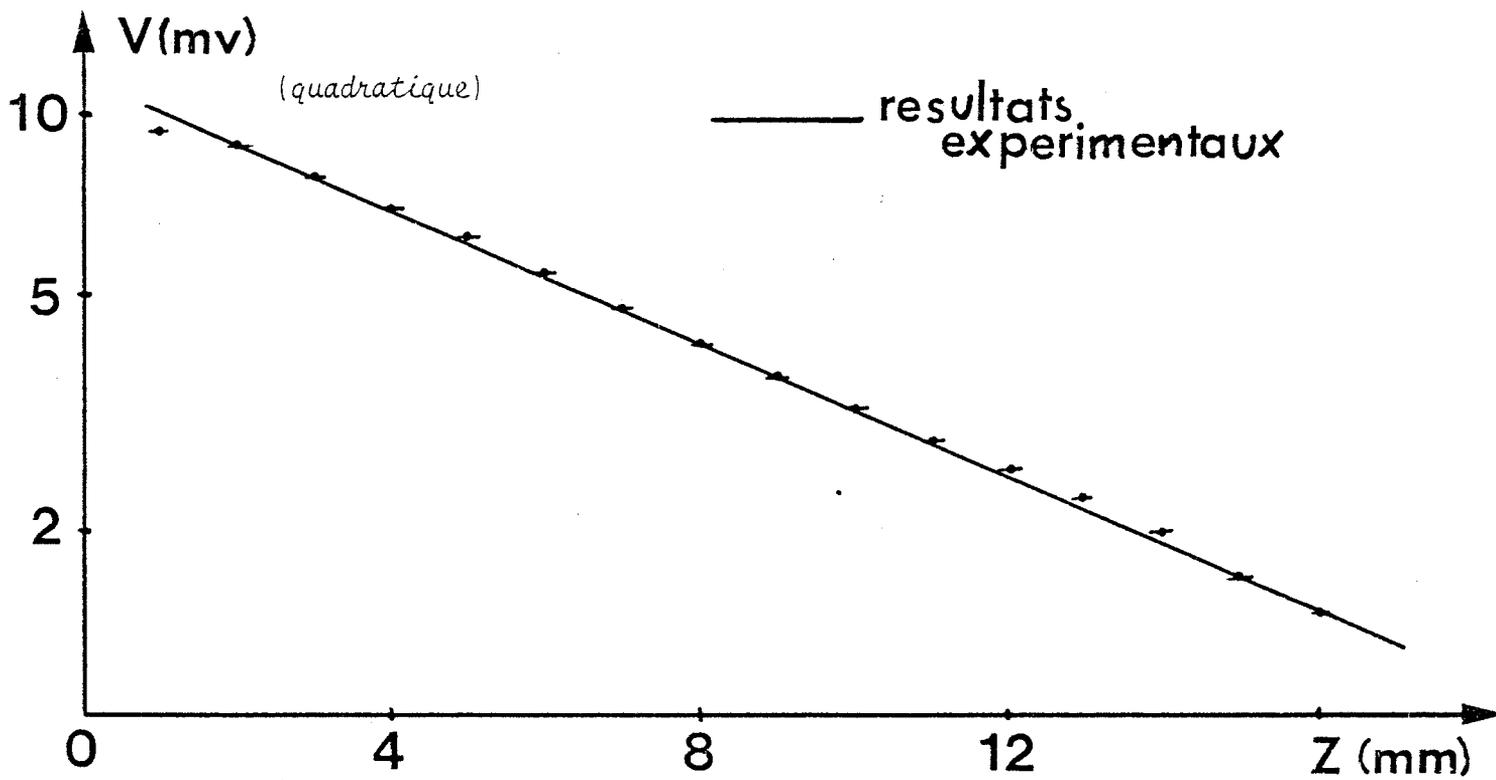
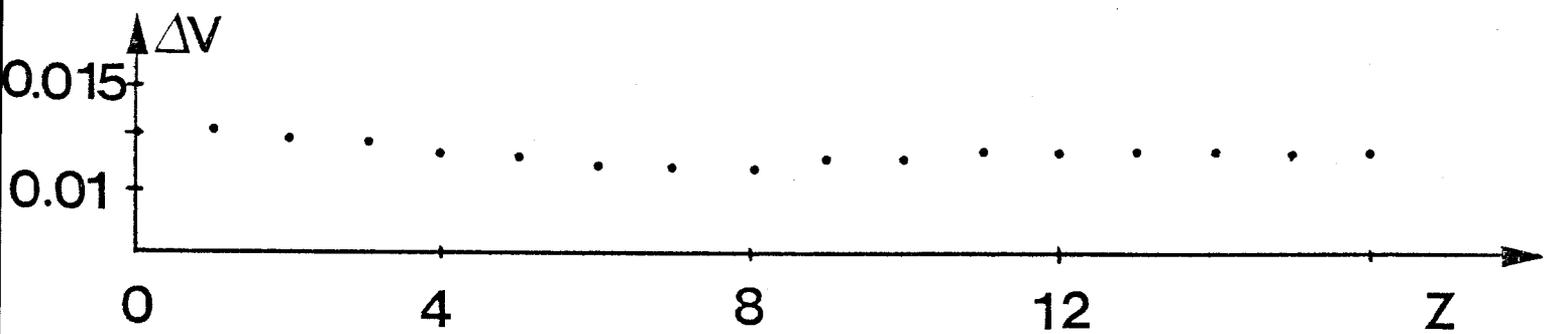


FIGURE 36 : Etude expérimentale de l'atténuation sur l'axe dans de l'acétone.

$F = 3.2 \text{ GHz}$       $\epsilon_1 = 16$



Variation de la puissance réfléchie sur la sonde.

nettement visible sur l'acétone (Figures 34, 35 et 36), où sur un même milieu dissipatif, à la même fréquence, on constate une diminution de  $\delta$  quand  $\Theta_2$  augmente.

Un autre phénomène a été mis en évidence, celui de l'influence de la température sur l'atténuation dans l'eau (Figure 31).

b) Evolution du champ dans le plan médian de la sonde à une distance donnée z de l'ouverture

La figure 37 considère le cas à 3.2 GHz d'une sonde ( $\epsilon_1 = 9$ ,  $a = 25$  mm) en présence d'eau à 20° C. Nous avons vu que la carte des champs obtenus numériquement (figure 10) s'écarte assez peu d'un arc de sinusöide, c'est ce que nous constatons expérimentalement.

La figure 38 concerne le cas de l'acétone (sonde  $\epsilon_1 = 16$ ,  $a = 21,6$  mm) à 3.2 GHz pour des profondeurs  $z = 10$  mm et 15 mm, on constate un bon accord entre les profils de champs calculés et expérimentaux.

I.5.6. CONCLUSION

Dans ce paragraphe consacré à l'étude de la configuration des champs proches rayonnés dans un milieu dissipatif, nous avons tout d'abord été amenés à analyser des résultats numériques obtenus par ce groupe E.S.E.. Nous avons pu montrer que la profondeur de pénétration peut s'expliquer par la superposition d'effets d'absorption subis par les signaux transmis selon la loi de Fresnel et d'effets de diffraction

...  $E_0 \cos \frac{\pi x}{a}$  (db)

— experimentation

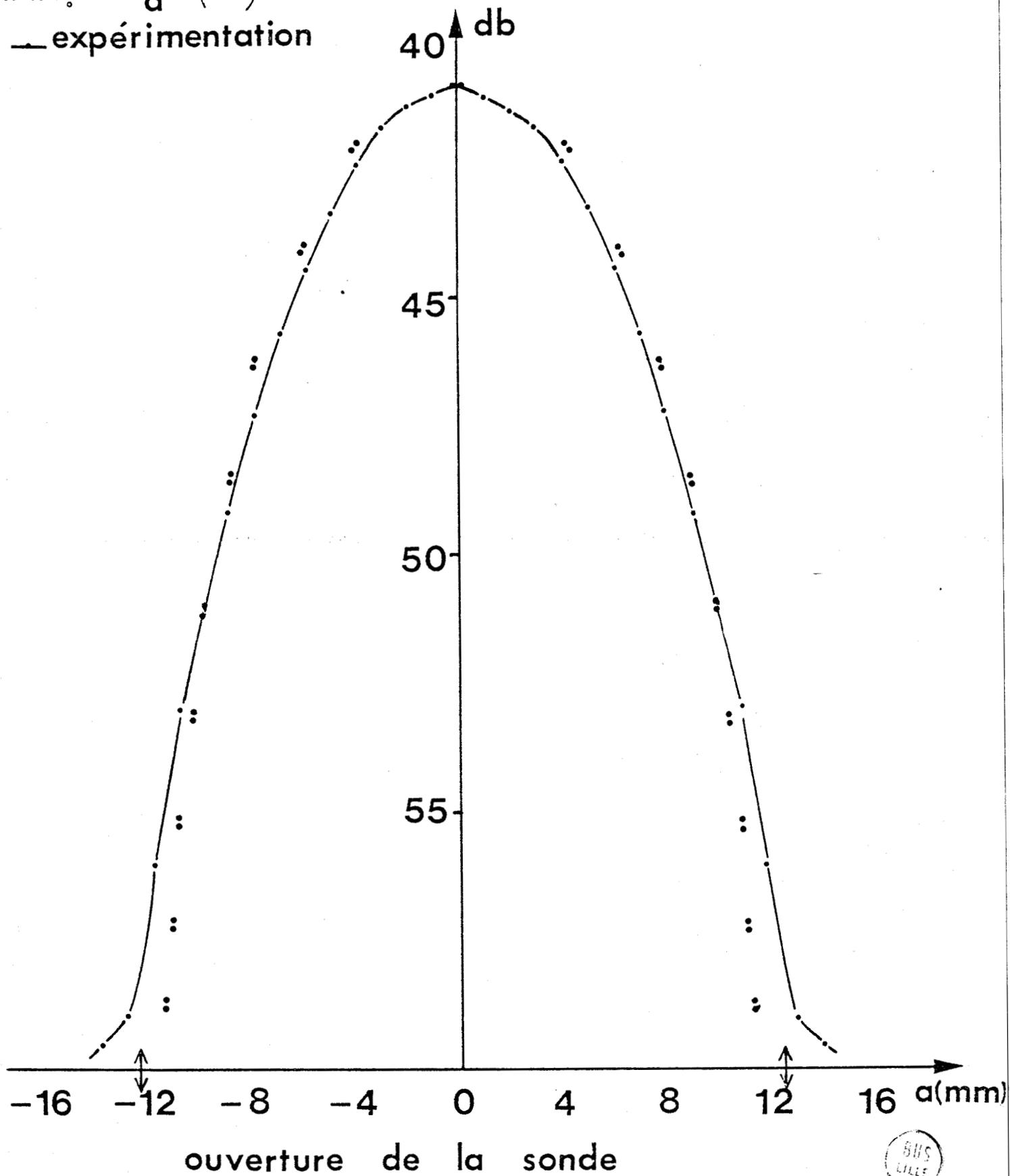
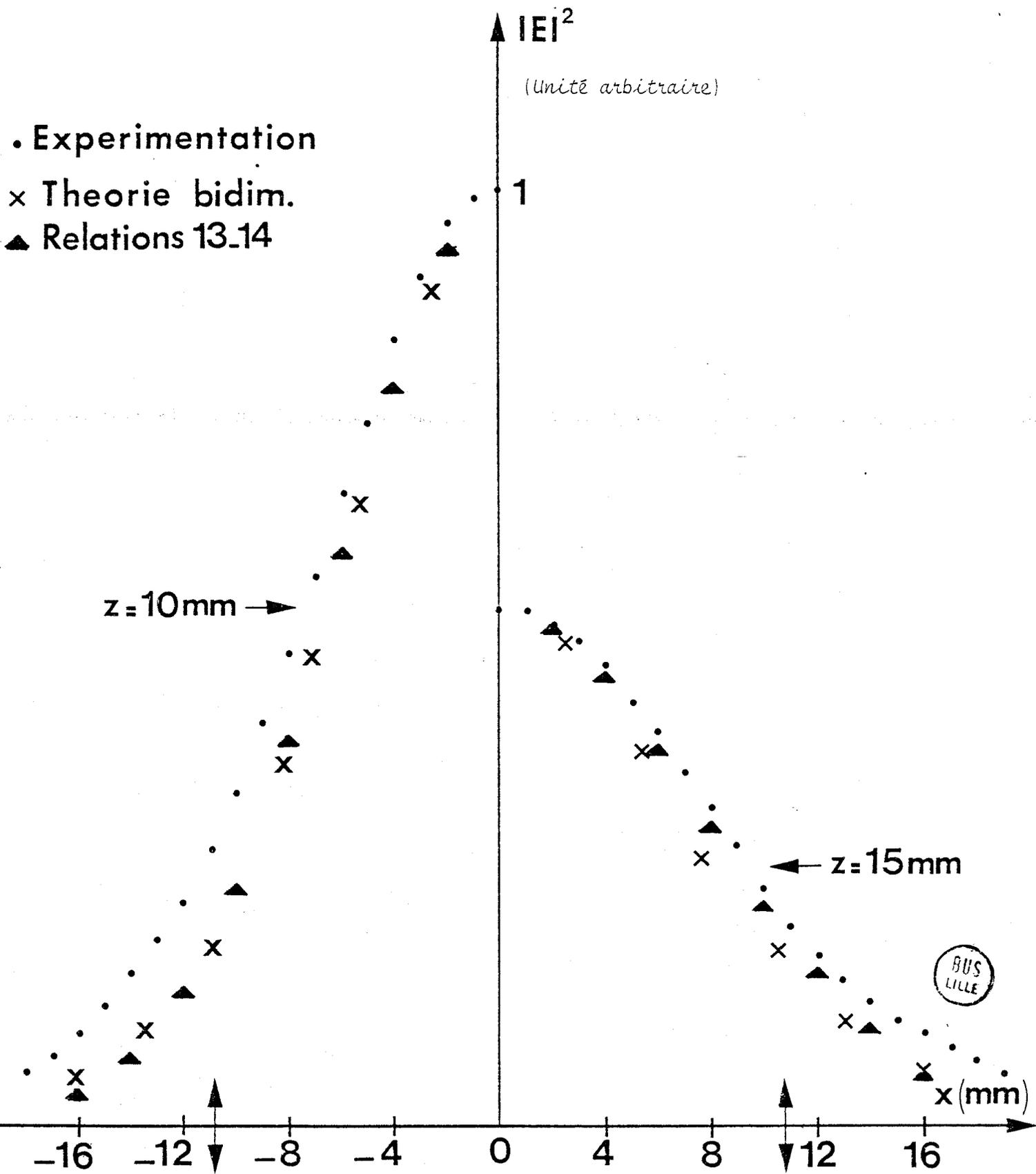


FIGURE 37 : Etude expérimentale du champ rayonné dans l'eau, par une sonde ( $\epsilon_1 = 9$ ,  $a = 25$  mm), dans le plan median (variable  $x$ ) pour une profondeur  $z = 8$  mm à  $F = 3.2$  GHz.

FIGURE 38 : Etude expérimentale du champ rayonné dans de l'acetone par une sonde ( $\epsilon_1 = 16$ ,  $a = 21,6$  mm) dans le plan median (variable  $x$ ) pour deux profondeurs différentes, à  $F = 3.2$  GHz.



à l'interface sonde-milieu dissipatif. Les expressions analytiques qui ont été établies permettent maintenant de calculer rapidement les valeurs de  $\delta$  pour une situation donnée.

D'autres études, relatives à la configuration des champs hors de l'axe du système, ont permis de mettre en évidence l'influence de certains facteurs, tel l'angle de réfraction  $\theta_2$ , paramètre qui joue, déjà, un rôle important dans la définition de  $\delta$ .

Des études expérimentales ont vérifié les conclusions précédentes de façon satisfaisante.

## I.6. CONCLUSION

Cette étude a apporté des résultats vraiment nouveaux en ce qui concerne les caractéristiques électromagnétiques des sondes utilisées en Thermographie Microonde [43] [44]. Il en résulte des conséquences pratiques importantes.

Pour le coefficient de réflexion, on retiendra que ce paramètre est surtout conditionné par la loi de Fresnel ; ainsi l'adaptation (sonde et tissu) sera d'autant mieux réalisée que les permittivités des deux milieux en présence sont proches.

En ce qui concerne la configuration des champs dans le milieu dissipatif, lorsqu'on opère sur un milieu de forte permittivité,

présentant donc de fortes pertes tel que l'eau ou le tissu musculaire, la configuration des champs s'écarte peu de celle que l'on observe dans l'ouverture (un arc de sinusöide en fonctionnement monomode), tandis que l'atténuation sur l'axe est proche de celle d'une onde T.E.M..

Lorsqu'on opère sur un milieu dont la permittivité et les pertes sont moyennes, tels les tissus adipeux, les phénomènes sont beaucoup plus complexes : aux effets d'absorption précités (décrits par la loi de Fresnel), s'ajoutent des effets de diffraction dus aux interactions des ondes avec les parois de l'ouverture. Ainsi, on observe les phénomènes suivants : d'une part, en dehors du prolongement de la sonde dans le milieu dissipatif, les champs rayonnés ont encore une intensité significative, d'autre part, les profondeurs de pénétration sont fortement dégradées et enfin, les caractéristiques des champs rayonnés ne sont plus liées uniquement à la permittivité du milieu dissipatifs mais dépendent également des caractéristiques de la sonde.

Il est couramment admis [2] que la fréquence est un paramètre sur lequel on peut jouer dans le but de modifier les caractéristiques du volume couplé à la sonde ; mais compte tenu de ce dernier point, l'expérimentateur dispose donc de paramètres sur lesquels il peut jouer dans le but de bénéficier d'une souplesse supplémentaire dans ces méthodes d'observation.

Nous avons aussi montré qu'il est possible d'établir des expressions analytiques des champs rayonnés. Ces expressions nous seront particulièrement utiles en ce qui concerne le calcul des images thermiques introduites dans le chapitre suivant.

# CHAPITRE 2

ETUDE EN MODE PASSIF

CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES

NOTION DE RECONNAISSANCE

D'OBJETS THERMIQUES

## CHAPITRE II

### ETUDE EN MODE PASSIF

#### CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES

#### NOTION DE RECONNAISSANCE D'OBJETS THERMIQUES

### II.1. INTRODUCTION

Le but de cette deuxième partie est de conduire à une ébauche d'interprétation des signaux thermiques fournis par la T.M.O., lorsqu'une sonde est déplacée sur un milieu dissipatif, dans lequel la répartition de température n'est pas uniforme. Cette étape devrait nous permettre de progresser dans la compréhension des signaux thermiques obtenus en milieu clinique. En effet, quatre cents cas cliniques ont été examinés à l'aide du système de thermographie réalisé par notre groupe de recherche. Il s'agit de diagrammes ou images thermiques relevés en déplaçant à la surface de la peau, une sonde, reliée à un radiomètre de grande sensibilité, capable de déceler des variations de température de bruit de l'ordre du dixième de degré. Nous montrons, à titre d'exemple, quelques uns de ces résultats. Les photos 1 et 2 représentent les profils

IMAGES THERMIQUES ENREGISTREES  
LORS D'EVALUATIONS CLINIQUES

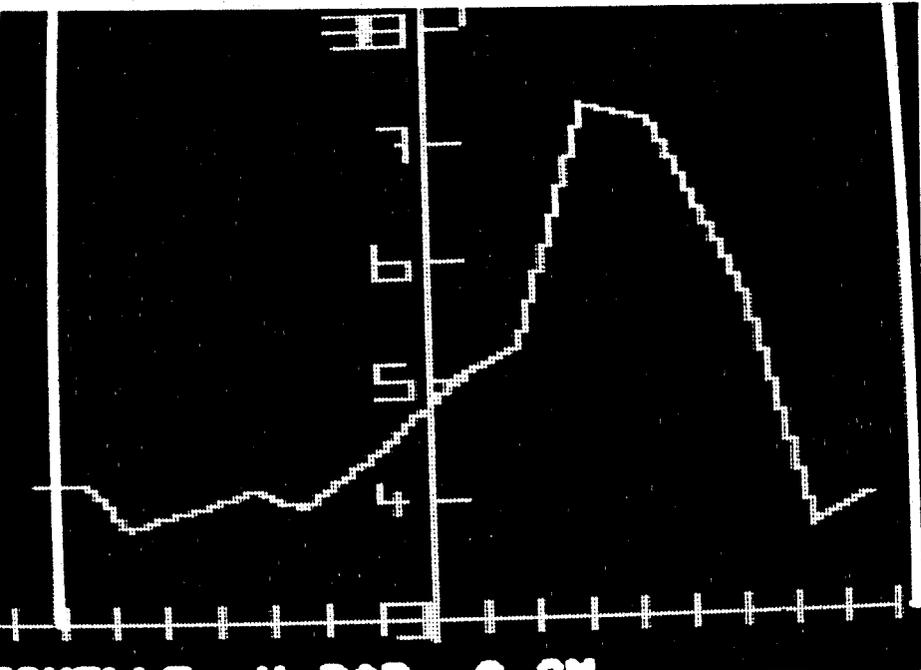


Photo 1 : Profil de température le long d'une ligne mettant en évidence une tumeur du sein.

Centre Anti-Cancer Paul Strauss  
d'après M. GAUTHERIE et  
A. MAMOUNI - Strasbourg

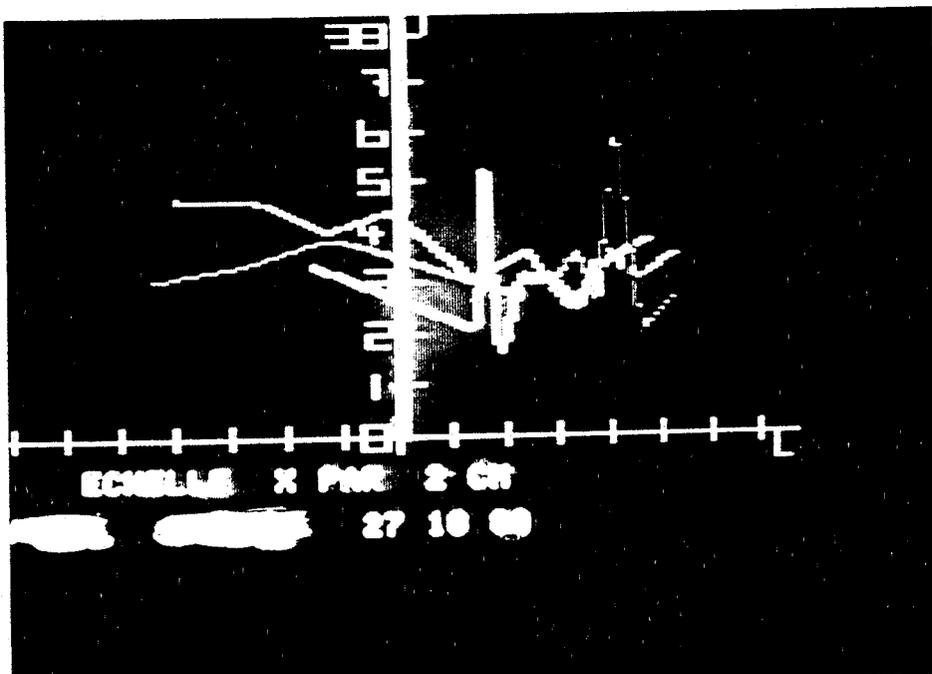


Photo 2 : Profils de température suivant plusieurs lignes, mettant en évidence deux métastases cérébrales.

Clinique Neuroradiologique  
C.H.U. Strasbourg  
d'après M. GAUTHERIE et  
A. MAMOUNI

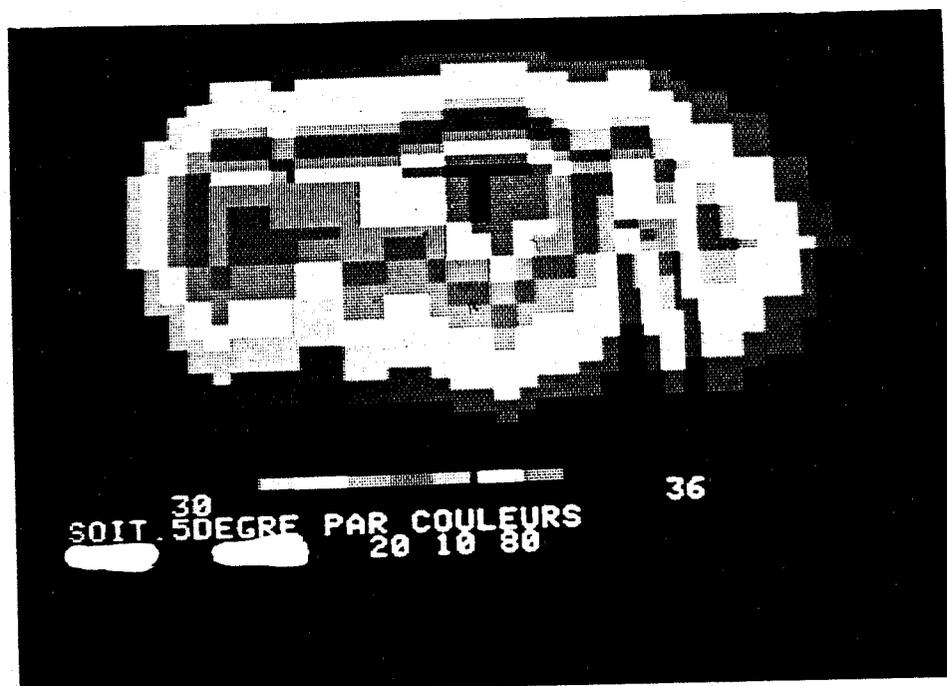


Photo 3 : Cartographie d'un sein pathologique.

Centre Anti-Cancer Paul Strauss  
d'après M. GAUTHERIE et  
A. MAMOUNI - Strasbourg

les profils de température obtenus en déplaçant la sonde suivant une ligne convenue ; ces profils mettent respectivement en évidence, une tumeur du sein, et des métastases cérébrales. La figure 3 représente une carte ou image thermique d'un sein pathologique. L'ensemble de ces résultats n'a été analysé jusqu'à ce jour, que de façon phénoménologique. Si, à partir d'une méthodologie appropriée nous parvenons à dégager des informations intéressantes sur les structures internes à l'origine de ces images, une étape importante sera franchie dans la compréhension des signaux thermiques et dans la maîtrise de la T.M.O.

La démarche que nous avons entreprise comporte trois étapes :

Première étape : Définir une méthode susceptible de modéliser l'émission thermique, c'est-à-dire à partir de la définition d'un profil de température dans un milieu, parvenir à calculer sa réponse radiométrique.

Deuxième étape : Vérifier expérimentalement les résultats analytiques donnés par cette modélisation.

Troisième étape : A partir d'une exploitation des profils calculés, essayer de reconnaître la structure thermique responsable du profil obtenu expérimentalement. Dans cette dernière opération nous définissons les fondements d'une méthode de Reconnaissance d'Objets Thermiques. Cette étude est basée sur le Principe de Réciprocité des Antennes.

## II.2. MÉTHODE DE CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES

### II.2.1. PRINCIPE DE RECIPROCITE DES ANTENNES

Il est possible de démontrer [45] que la transmission dans des milieux isotropes est réciproque, c'est-à-dire qu'on peut interchanger les positions respectives d'un émetteur et d'un récepteur sans modifier le coefficient de transmission entre ces deux éléments. Pour cela, on procède de la façon suivante :

- on détermine tout d'abord les champs Electromagnétiques produits en un point B par une source A
- on détermine quels sont les champs au point A produits par la même source cette fois ci placée au point B.

En comparant les résultats et en faisant usage du théorème de réciprocité de Lorentz, on constate que les champs obtenus dans les deux cas sont les mêmes.

Le théorème de Réciprocité n'est en général pas applicable à des milieux linéaires anisotropes dont les propriétés électriques et magnétiques sont représentées par des tenseurs.

### II.2.2. CALCUL DES SIGNAUX THERMIQUES CAPTES PAR UN RADIOMETRE

Nous avons étudié dans la première partie, les caractéristiques du couplage sonde-milieu dissipatif à l'émission, c'est-à-dire lorsque

la sonde, en fonctionnement monomode, rayonne un signal dans le deuxième milieu ; c'est ce que nous appelons le Mode Actif.

En Mode Passif, la sonde n'émet plus aucun signal et nous étudions le bruit thermique émis par le milieu et capté par la sonde. Compte tenu du Principe de Réciprocité des Antennes, les résultats déduits du Mode Actif, nous permettent d'estimer le volume couplé à la sonde, volume qui intervient dans la définition du signal radiométrique. Nous allons donc montrer qu'à partir des cartes de champs obtenues en Mode Actif et par application du Principe de Réciprocité des Antennes, il est possible de calculer des profils thermiques et d'introduire ainsi le concept de Signature d'Objet Thermique.

Considérons le volume élémentaire  $\Delta V_i$  de la figure 1. En Mode Actif, la sonde émet un signal monochromatique de puissance  $P_0$  à la fréquence  $f$ .

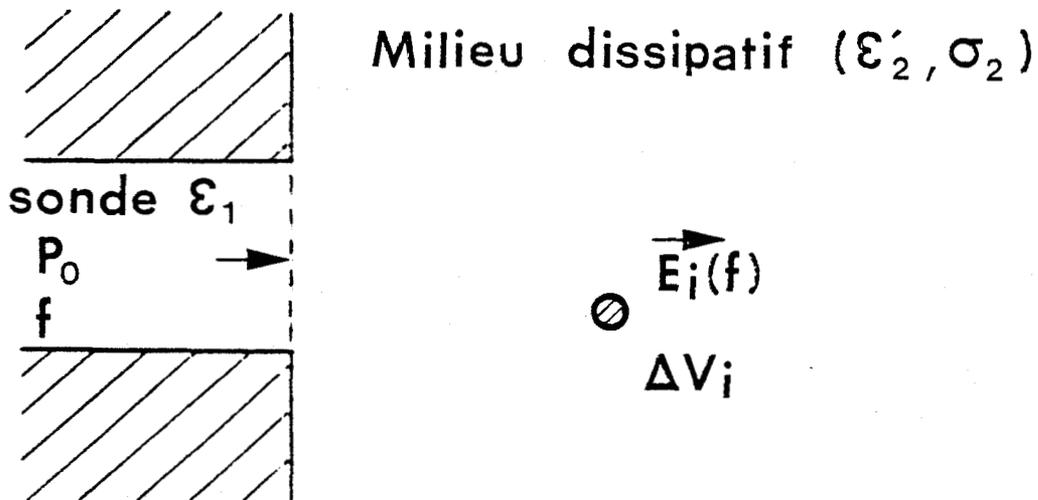


FIGURE 1 : Mode Actif

Un champ électrique  $E_i(f)$  est créé dans chaque volume élémentaire  $\Delta V_i$ . La puissance dissipée dans  $\Delta V_i$  s'exprime par la relation(1)

$$\Delta P_i(f) = \sigma(f) \cdot |E_i(f)|^2 \cdot \Delta V_i \quad (1)$$

où  $\sigma(f)$  est la conductivité du milieu à la fréquence  $f$ . Nous pouvons dire que la sonde et le volume  $\Delta V_i$  constituent un couple d'antennes. Dans ces conditions, le paramètre de couplage, en puissance, est proportionnel à l'un des membres de la relation (1).

Considérons maintenant le Mode Passif pour lequel la sonde n'émet plus aucun signal (Figure 2).

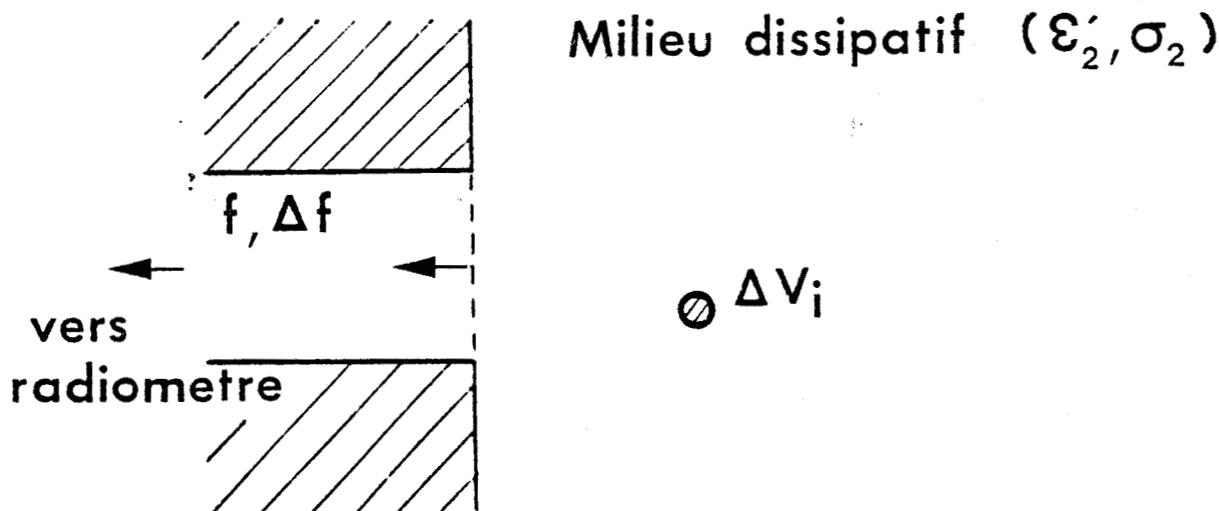


FIGURE 2 : Mode Passif

Le volume élémentaire  $\Delta V_i$  émet un rayonnement d'origine thermique proportionnel à sa température  $T$  conformément à la loi de Rayleigh Jeans (approximation de l'émission de Planck dans le domaine des microondes pour les températures voisines ou supérieures à l'ambiante).

Le système sonde-volume élémentaire est caractérisé par un paramètre de couplage qui d'après le Principe de Réciprocité des Antennes est le même que celui défini en Mode Actif. Ainsi, la puissance de bruit issue du volume  $\Delta V_i$  et captée par la sonde dans une bande passante  $\Delta f$  autour de la fréquence  $f$  peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta P'(f, \Delta f) = A \cdot |E_i(f)|^2 \cdot T \cdot \Delta f \quad (2)$$

où  $A$  est un coefficient qui dépend en particulier des caractéristiques électriques du milieu et de la taille du volume de la sonde  $\Delta V_i$ . Ce raisonnement peut se répéter pour les différents volumes élémentaires qui constituent le milieu dissipatif. Les bruits thermiques émis par ces volumes en Mode Passif n'ayant aucune relation de phase entre eux ne présentent donc aucune corrélation ; ainsi, les puissances des signaux aboutissant sur la sonde doivent être simplement additionnées. L'expression de la puissance totale captée est de la forme :

$$P'(f, \Delta f) = A \sum_{i=1}^{\infty} |E_i(f)|^2 \cdot T \cdot \Delta f \quad (3)$$

$i$  indice de sommation de tous les volumes élémentaires constituant le milieu dissipatif.

Le coefficient  $A$  peut être déterminé en exprimant  $P'(f, \Delta f)$  d'une autre façon, que nous exposons ci-dessous.

### II.2.3. DETERMINATION DU PARAMETRE A

L'interprétation des rayonnements d'origine thermique émis dans le domaine microondes est basée sur des considérations thermodynamiques.

Dicke a montré [46] comment la puissance d'origine thermique captée par une antenne adaptée, entourée par un milieu dissipatif semi infini à la température  $T$ , est égale au bruit Johnson émis par une charge adaptée à la même température. On peut raisonner de la même façon, même s'il existe un coefficient de réflexion  $|R_{10}|^2$  à l'interface sonde-milieu dissipatif. Nous pouvons extrapoler le schéma de Dicke au cas d'un récepteur adapté, à la température ambiante  $T_0$ , relié par l'intermédiaire d'une ligne sans perte à notre sonde placée au contact du milieu dissipatif (Figure 3).

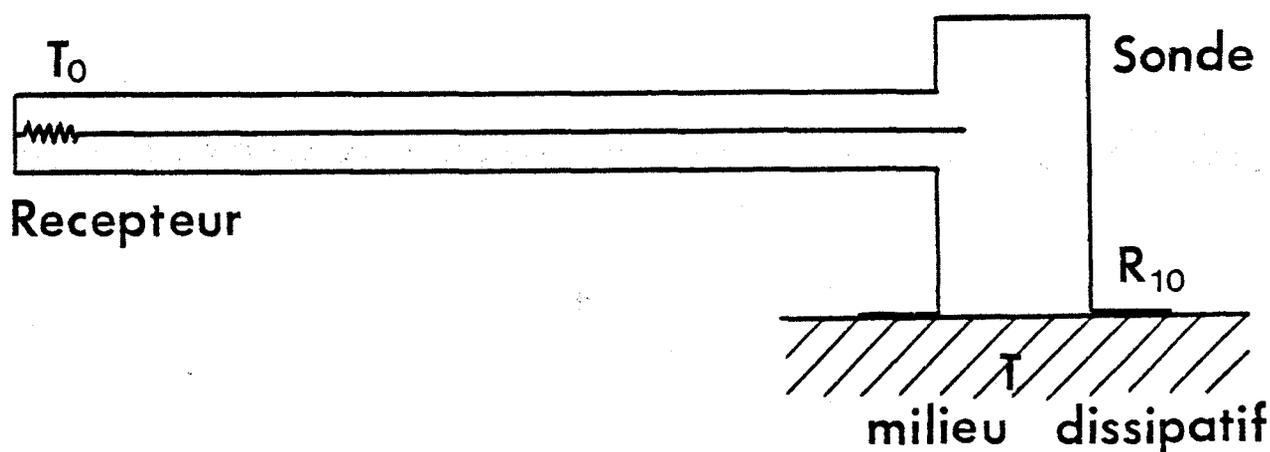


FIGURE 3 : Schéma considéré pour l'évaluation du bruit thermique émis par le milieu dissipatif en présence d'une désadaptation à l'interface sonde-milieu.

Si le milieu dissipatif est à température ambiante  $T_0$ , nous considérons l'ensemble en équilibre thermodynamique. Le récepteur émet une puissance  $kT_0\Delta f$  ( $k$  est la constante de Boltzman), mais une partie de ce signal  $|R_{10}|^2 kT_0\Delta f$  est réfléchi sur l'interface sonde-milieu dissipatif. Dans ces conditions, seule une puissance  $(1 - |R_{10}|^2)kT_0\Delta f$  en provenance du récepteur atteint le milieu dissipatif et a tendance à l'échauffer.

Comme l'ensemble se trouve en équilibre thermodynamique, cela signifie que le milieu dissipatif cède au récepteur une puissance de bruit thermique égale à celle qu'il reçoit, c'est-à-dire :

$$(1 - |R_{10}|^2) kT_0 \Delta f$$

On peut maintenant généraliser ce résultat au cas où le récepteur et le milieu dissipatif sont à des températures différentes. Ainsi, pour un milieu dissipatif à une température  $T$ , le récepteur capte une puissance thermique :

$$(1 - |R_{10}|^2) kT \Delta f$$

Dans un récepteur de Dicke (Figure 4) dans le but d'éviter les problèmes liés à l'instabilité basse fréquence des caractéristiques du récepteur, la sortie de celui-ci est commutée alternativement entre la sonde et une charge adaptée de référence que nous considérons ici portée à la température  $T_0$ .

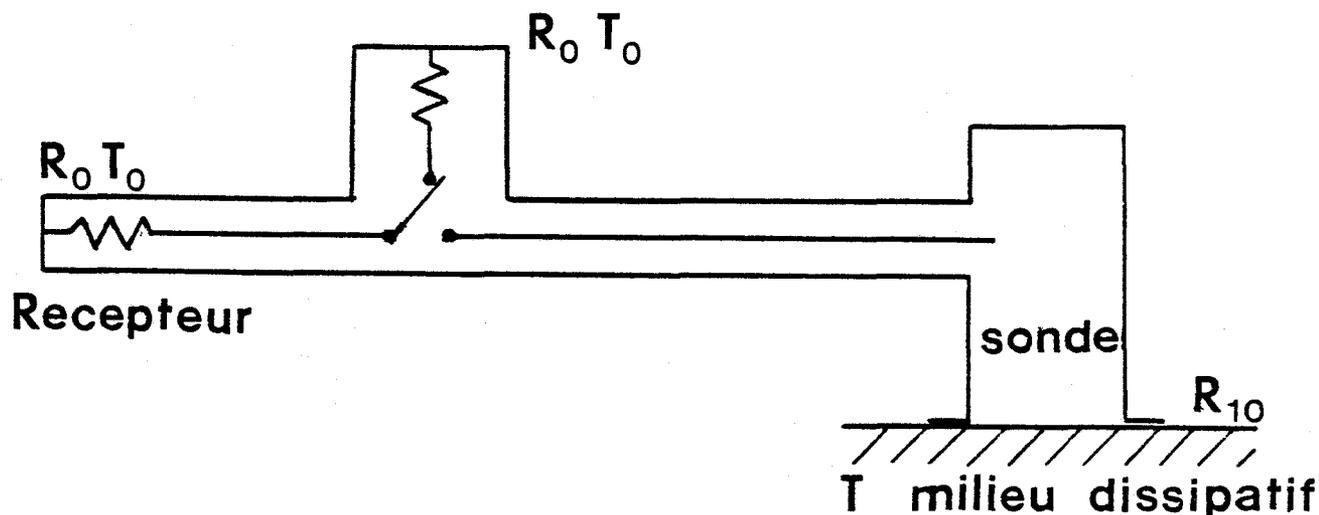


FIGURE 4 : Radiomètre de Dicke dans le cas du problème de la réception du bruit thermique issu d'un milieu dissipatif.

Ainsi, pendant une alternance, le récepteur reçoit une puissance :

$$kT_0 \Delta f$$

Durant l'autre alternance, il reçoit une puissance :

$$|R_{10}|^2 kT_0 \Delta f + (1 - |R_{10}|^2) kT \Delta f \quad (4)$$

Le premier terme provient du récepteur lui-même après réflexion sur l'interface, le deuxième est produit réellement par le milieu dissipatif. On voit ainsi que le signal obtenu après détection du signal reçu est proportionnel à la quantité

$$(1 - |R_{10}|^2) k(T - T_0) \Delta f$$

soit à  $(1 - |R_{10}|^2) \Delta T$

On dit alors que l'excès de température d'antenne de la sonde est

$$\Delta T_m = (1 - |R_{10}|^2) \Delta T \quad (5)$$

ainsi, la température d'antenne est

$$T_m = T_0 + \Delta T_m$$

Maintenant, il est possible d'exprimer le paramètre A puisque le signal reçu peut s'écrire sous deux formes :

$$P'(f, \Delta f) = A \cdot \sum_{i=1}^{\infty} |E_i(f)|^2 T \cdot \Delta f \quad (3)$$

et  $P'(f, \Delta f) = k (1 - |R_{10}|^2) T \Delta f \quad (3')$

La valeur de l'expression (3) s'obtient numériquement à partir de la connaissance de champs rayonnés en Mode Actif, en faisant une sommation sur tous les volumes élémentaires.

Celle de l'expression (3') s'exprime analytiquement compte tenu des propriétés électriques de l'interface sonde-milieu dissipatif ( $R_{10}$ ).

Ainsi, A s'exprime par la relation (6) :

$$A = \frac{k \cdot (1 - |R_{10}|^2)}{\sum_{i=1}^{\infty} |E_i(f)|^2} \quad (6)$$

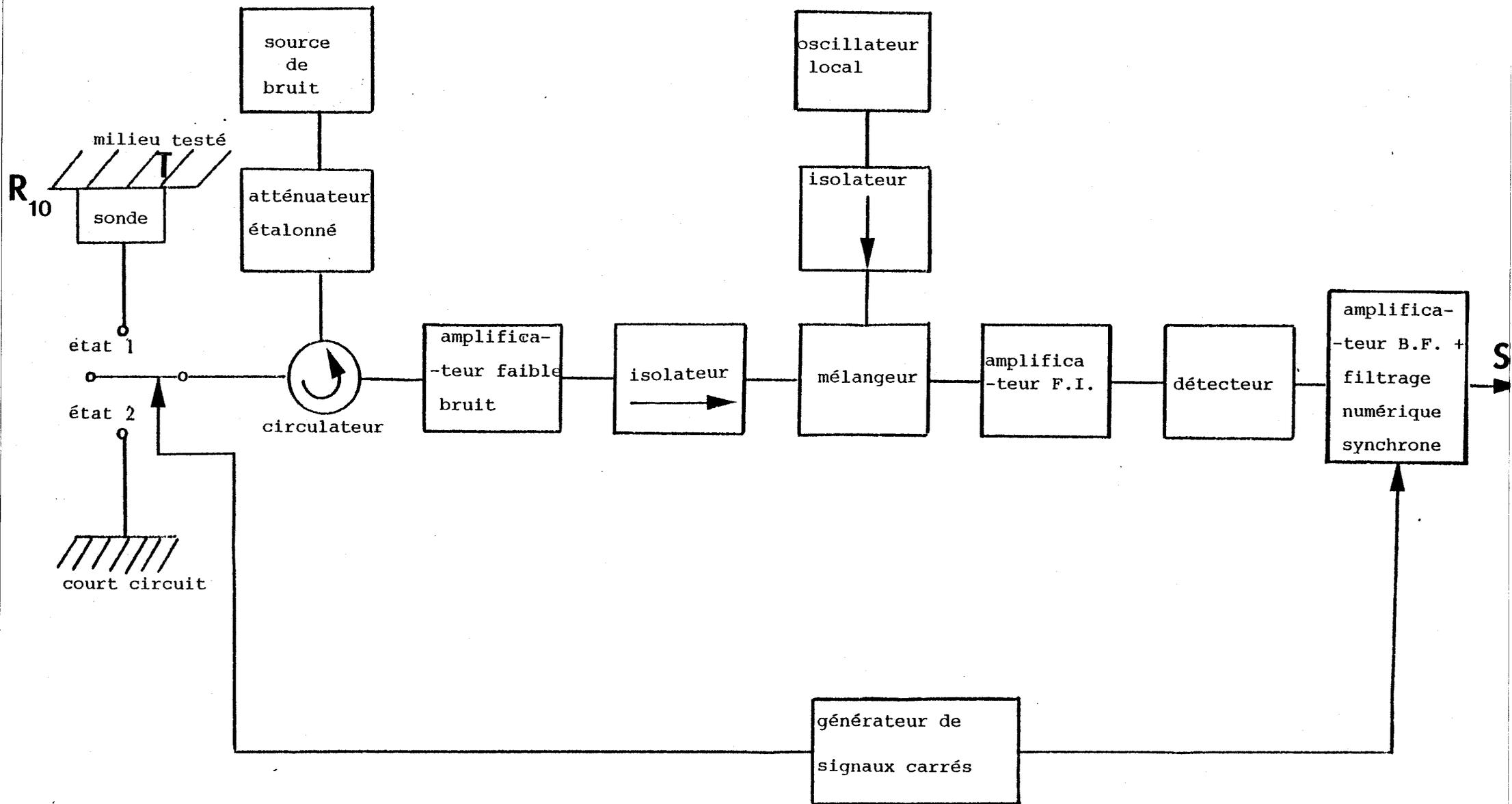
Avant d'exploiter cette méthode, nous allons décrire le dispositif radiométrique utilisé expérimentalement.

#### II.2.4. TECHNIQUES RADIOMETRIQUES. VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA RELATION (5)

Nous avons utilisé un système radiométrique (T.M.O.) fonctionnant autour d'une fréquence centrale voisine de 3.2 GHz. Ce dispositif a été réalisé par NGUYEN [9].

##### II.2.4.1. Description du système (Figure 5)

Il est réalisé selon un principe qui permet de s'affranchir des effets d'émissivité à l'interface sonde-milieu, la méthode de zéro introduite par MAMOUNI [7].



BUS  
LISE

FIGURE 5 : Schéma du radiomètre modifié (Méthode de zéro) [9].

Voici les caractéristiques des principaux composants :

Cable hyperfréquence	: 30 MHz - 18 GHz
	Pertes d'insertion : 0.3 db(max.) pour 60 cm
Commutateur à diode Pin	: 2 - 4 GHz
	Pertes d'insertion : 0.7 db max.
	isolation : 65 db (Min.)
	Puissance moyenne admissible 4 W
Circulateur	: 2 - 4 GHz
	Pertes d'insertion : 0.26 db (max.)
	isolation : 23 db (min.)
	T.O.S. : 1.2 (max.)
Amplificateur hyperfréquence	: 2 - 4 GHz
faible bruit FET AsGa	Gain (min.) : 30 db
	facteur de bruit : 3,5 db (max.)
Mélangeur équilibré	: 1 - 18 GHz
faible bruit	Facteur de bruit : 8 db à 3 GHz
	Isolation RF-OL : 20 db (min.)
	Puissance OL typique : 8 dbm
Oscillateur local	: 2 - 4 GHz
	Puissance de sortie 25 mw (min.)
	Taux de rejection d'harmonique 20db (min.)

Amplificateur à fréquence : 5 - 500 MHz  
intermédiaire Facteur de bruit 1,8 db  
Gain : 30 db

Détecteur moyenne fréquence : 0.01 - 18 GHz  
sensibilité : 0.5 mv| $\mu$ w  
T.O.S. (50  $\Omega$ ) : 1.3 (max.)  
sensibilité tangentielle (TSS) -50 dbm (min.)

La partie détection basse fréquence a été réalisée par le Service d'Electronique de l'U.E.R. d'I.E.E.A. [48] ; elle comprend :

- un préamplificateur sélectif faible bruit ;
- un amplificateur à gain réglable ;
- un système de filtrage numérique géré par microprocesseur.



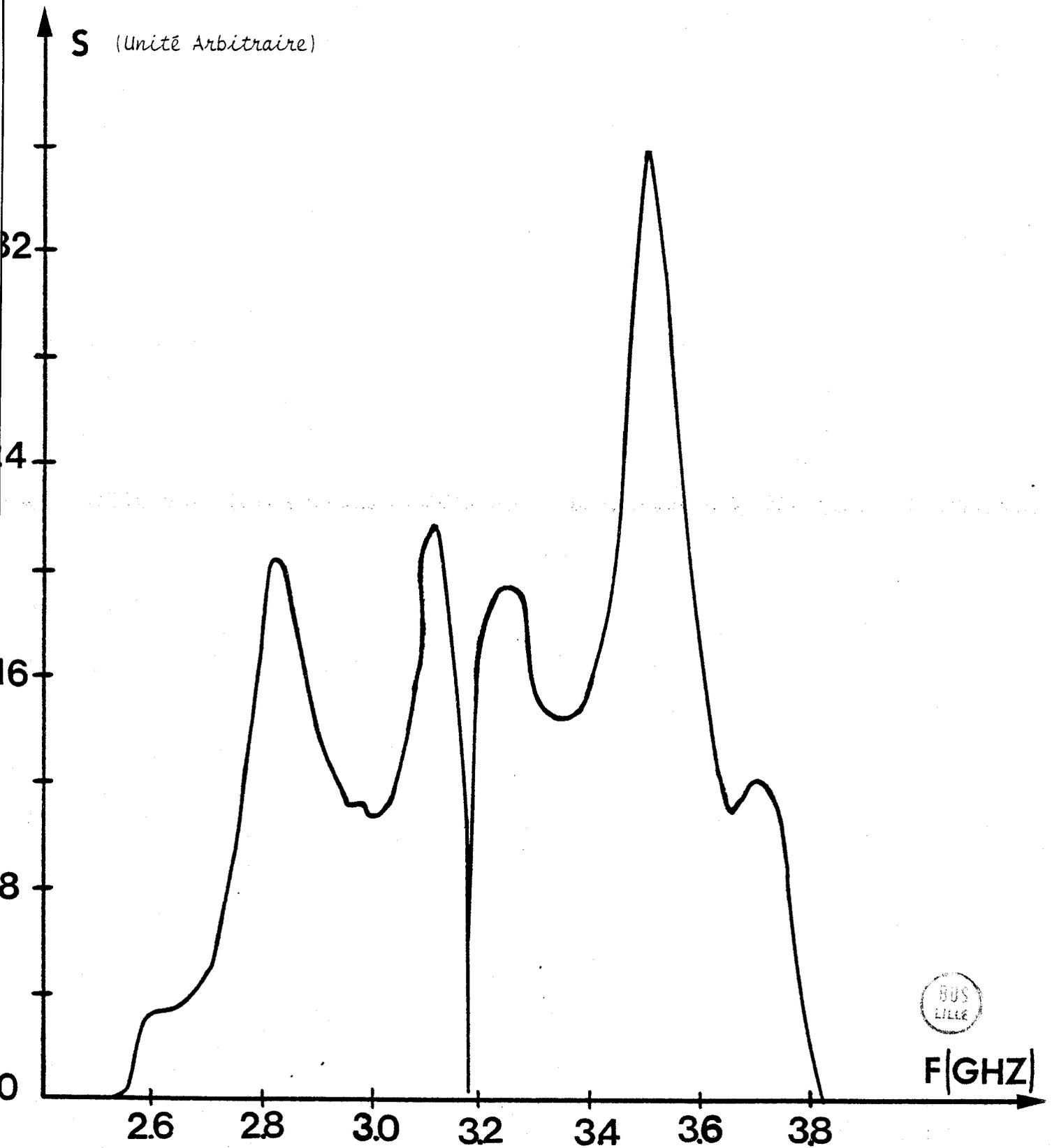
Lors des travaux que nous décrivons, le système fonctionne en radiomètre de Dicke et non pas en méthode de zéro ; par conséquent, la source de référence (figure 4) est remplacée par une charge adaptée à température ambiante.

#### II.2.4.2. Performances du thermographe

Elles correspondent à la bande passante, le facteur de bruit, la sensibilité et la linéarité du système.

La bande passante : on relève l'amplitude du signal de sortie lorsqu'on applique à l'entrée un signal cohérent d'amplitude constante et de

FIGURE 6 : Bande passante du récepteur pour un oscillateur local à 3.17 GHz



s(°C)

FIGURE 7 : Détermination expérimentale de la sensibilité  
du Radiomètre 3 GHz [9].

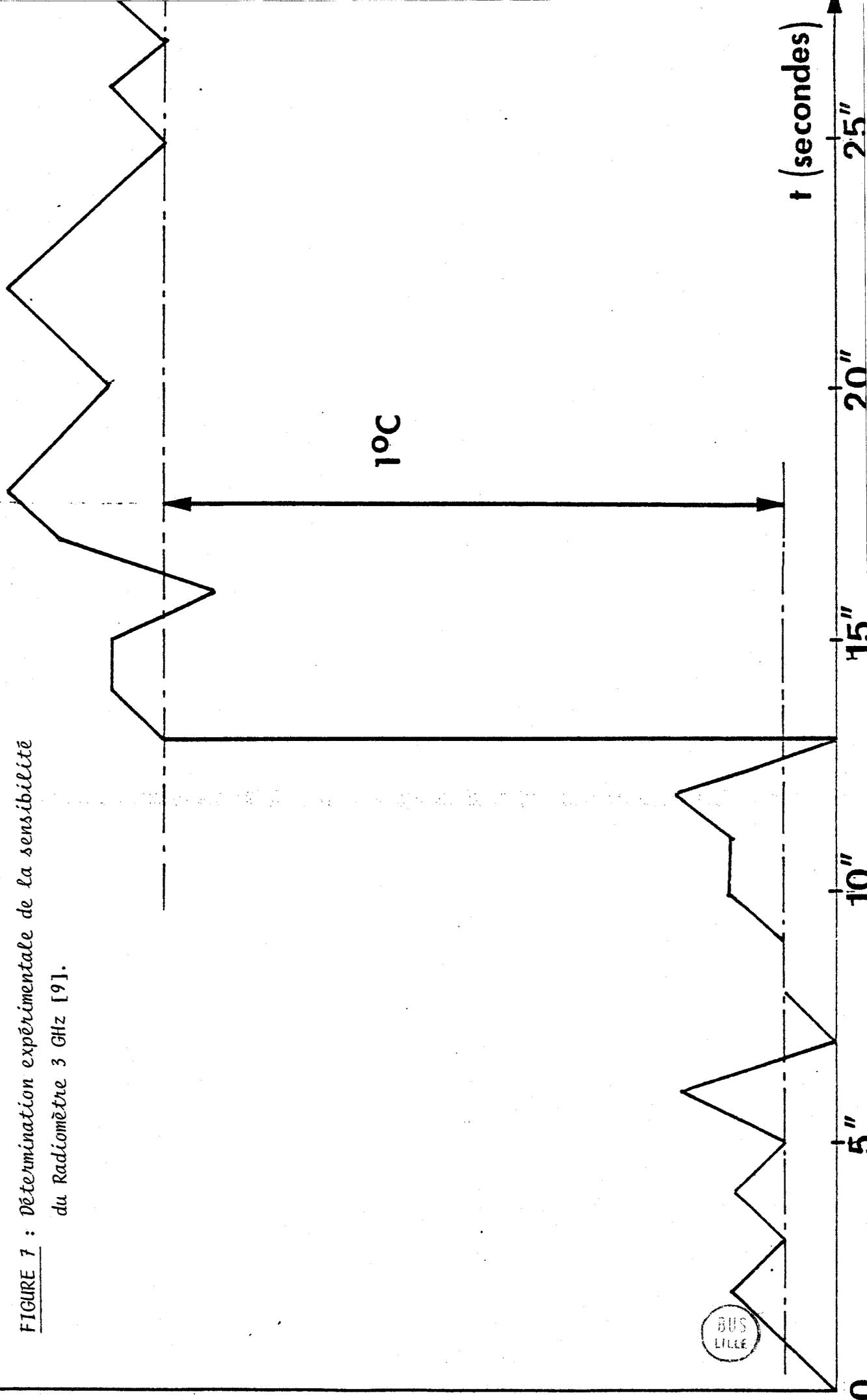
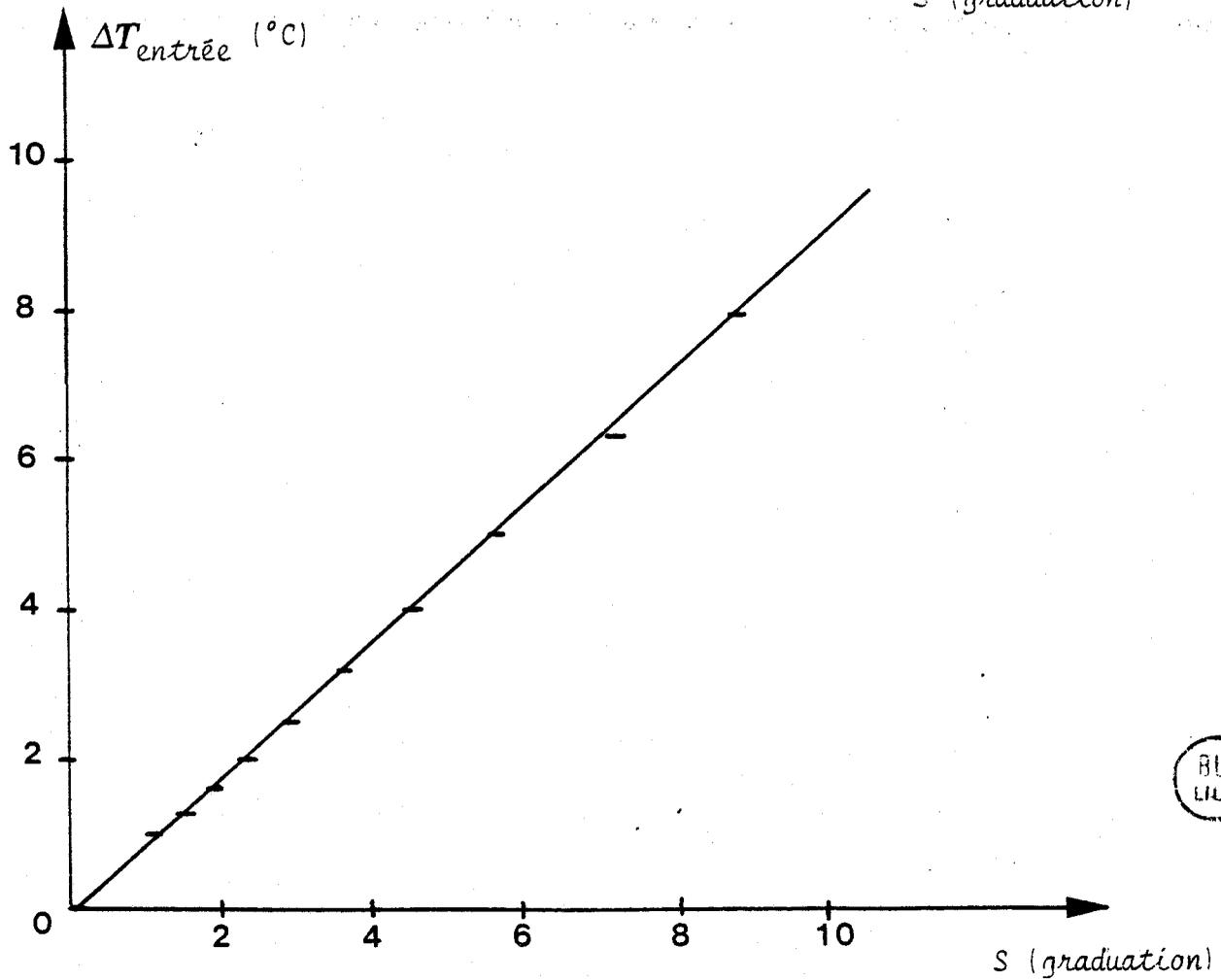
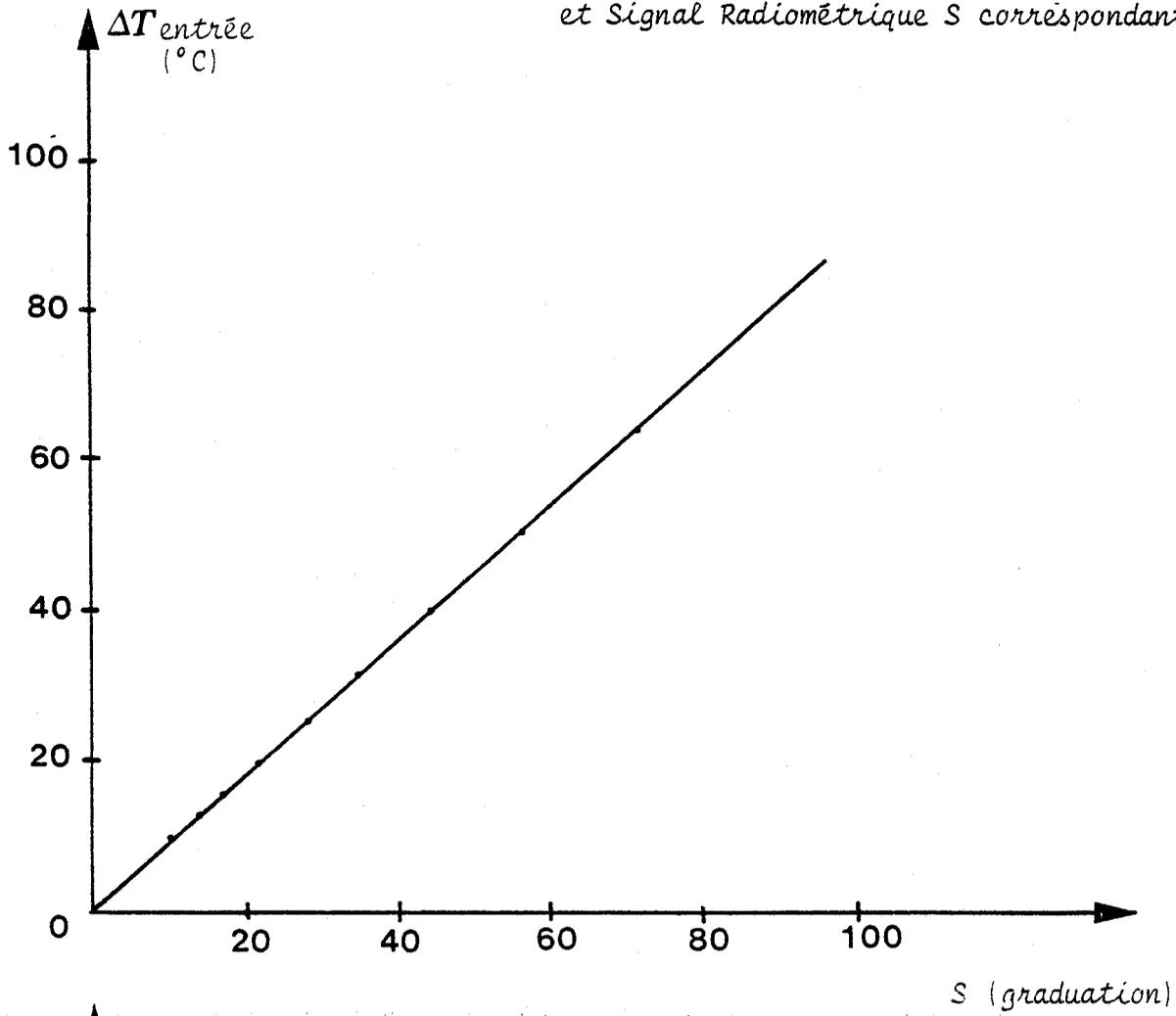


FIGURE 8 : Température physique d'une charge adaptée chauffée et Signal Radiométrique S correspondant.



BUS  
LILLE

fréquence variable (Figure 6). La bande passante totale est égale à 1 GHz.

Le facteur de bruit : mesuré par la méthode du double de la puissance il est égal à 5 db à 3.2 GHz.

La sensibilité : un enregistrement des fluctuations (figure 7) de la température autour d'une valeur moyenne permet de vérifier le résultat théorique [9] de la sensibilité à savoir  $\Delta T_{\min} \# 0.1^\circ\text{K}$ .

Etalonnage et linéarité : nous avons relevé la variation du signal de sortie en fonction du niveau de bruit fourni pour une charge adaptée chauffée, appliqué à l'entrée (Figure 8). Ceci permet ainsi d'étalonner le dispositif en vue de son utilisation ultérieure.

#### II.2.4.3. Vérification expérimentale de la relation (5)

Un radiomètre de Dicke est d'abord étalonné comme mentionné ci-dessus (Figure 8), puis nous remplaçons la charge adaptée par une sonde que nous plaçons sur un milieu dissipatif. Nous enregistrons le signal radiométrique (température d'antenne  $T_m = T_0 + \Delta T_m$ ) en fonction de la température du milieu ( $T = T_0 + \Delta T$ ). D'autre part, le coefficient de réflexion  $R_{10}$  de la sonde sur le milieu est mesuré à l'analyseur de réseau en fonction de la température  $T$  du liquide. Les vérifications expérimentales présentées figures 9 et 10 ont été réalisées sur de l'eau et de l'acétone. Nous avons ainsi vérifié expérimentalement la validité de la relation [5] :

$$\Delta T_m = \Delta T (1 - |R_{10}|^2)$$

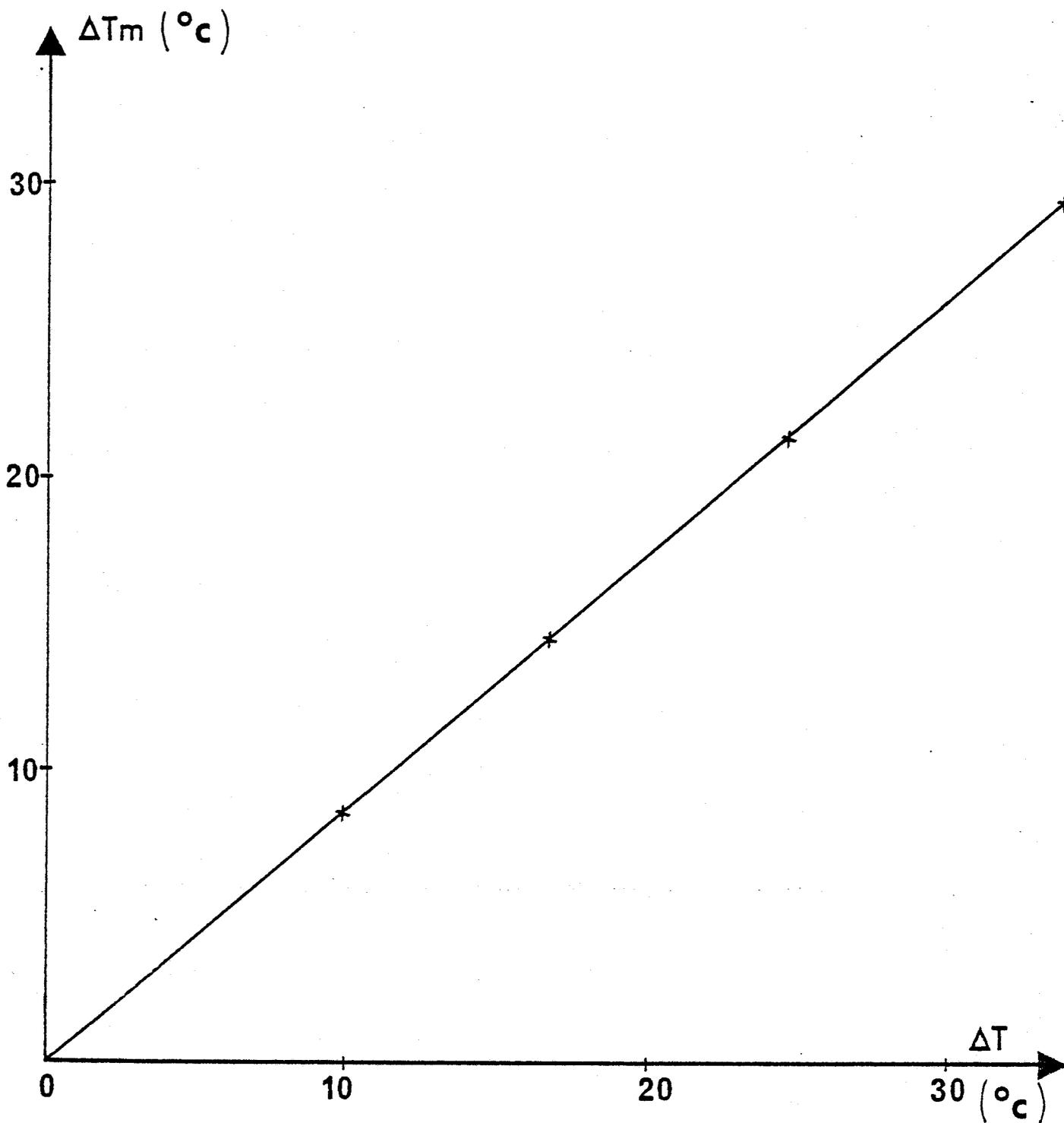


FIGURE 9 : Vérification expérimentale de la relation 5 sur de l'eau entre 20°C et 56°C.

$F = 3.2 \text{ GHz}$      $\Delta f = 1 \text{ GHz}$      $a = 21.6 \text{ mm}$      $b = 11 \text{ mm}$

$\epsilon_1 = 16$

Nous vérifions que la pente du graphe est égale à 0.88 compte tenu de l'étalonnage du radiomètre. Ce résultat correspond à  $1 - |R_{10}|^2$  puisque  $|R_{10}|^2$  mesuré à l'analyseur de réseau est égal à 0.12.

$\Delta k \Delta T_m$  (°C)

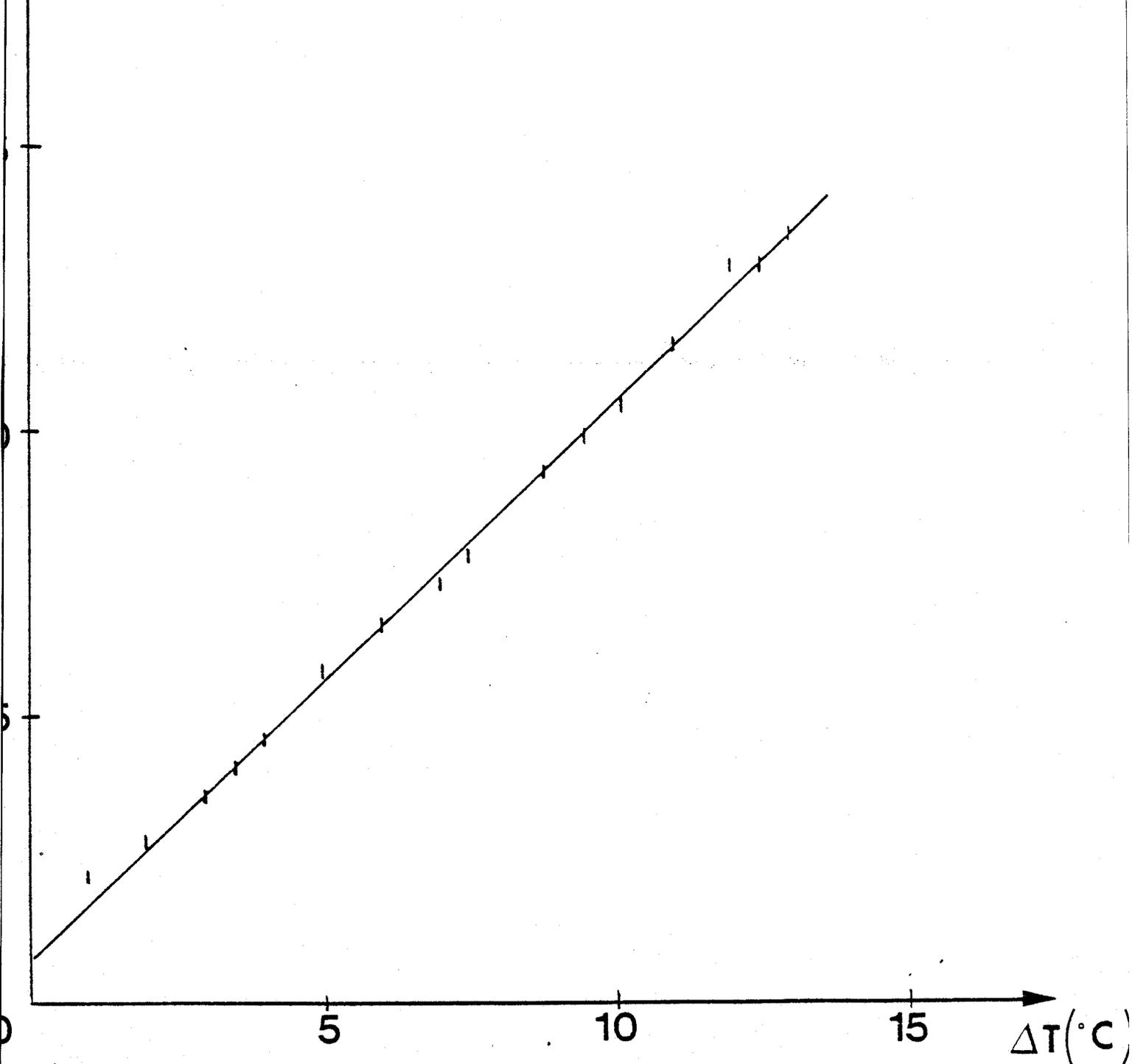
FIGURE 10 : Vérification expérimentale de la relation 5 sur de l'acétone entre 18,5°C et 33,5°C.

$F = 3.2 \text{ GHz}$     $\Delta f = 1 \text{ GHz}$     $a = 21.6 \text{ mm}$     $b = 11 \text{ mm}$

$\epsilon_1 = 16$     $k \neq 1.23$

La pente est égale à 0.92 compte tenu de l'étalonnage du récepteur. Ce résultat correspond à

$1 - |R_{10}|^2$  puisque  $|R_{10}|^2$  mesuré à l'analyseur de réseau est égal à 0.08.



II.2.5. CALCUL DES SIGNAUX THERMIQUES EN PRESENCE D'UN MILIEU  
DE TEMPERATURE NON UNIFORME. NOTION DE SIGNATURE  
THERMIQUE

La relation 3 est très intéressante car nous pouvons la généraliser au cas d'un milieu dont la répartition de température est non uniforme. Cette répartition peut s'exprimer par la fonction  $T_i(x,y,z)$ , où (i) représente l'indice du volume élémentaire. Dans ces conditions la puissance captée devient :

$$P''(f, \Delta f) = A \sum_{i=1}^{\infty} |E_i(f)|^2 \cdot T_i(x,y,z) \Delta f \quad (7)$$

Cette relation ne peut s'appliquer que pour des distributions de température présentant de faibles gradients. En effet, le paramètre A est une fonction des caractéristiques diélectriques du milieu dissipatif et par conséquent dépend indirectement de la température. En fait, cette considération correspond tout à fait aux conditions qui nous intéressent puisque la température des tissus vivants ne varie au maximum que de quelques degrés d'un point à un autre. Nous voyons donc l'intérêt de cette méthode qui à partir de la connaissance :

- de la répartition de température
- des cartes de champs rayonnées en mode actif

dans le milieu considéré, permet de calculer les signaux radiométriques pour toute position de la sonde sur la surface du milieu dissipatif.

On peut ainsi calculer des profils thermiques le long de lignes balayées par la sonde et ceci en tout point de la surface du milieu.

Ainsi, lorsqu'on dispose d'un système Thermographique, défini par sa fréquence Centrale, sa bande passante et les caractéristiques de sa sonde (taille et permittivité), toute répartition de température dans un milieu dissipatif donné, conduit à un profil thermique auquel nous donnons l'appellation Signature Thermique, qui dépend de tous les paramètres précités. Le fait que nous ayons, pour la première fois, défini une méthode de calcul de ces profils thermiques, doit constituer un progrès dans l'essai d'interprétation des signaux enregistrés en Thermographie Microonde [49] [50] [51].

## II.3. EXPLOITATION DE LA MÉTHODE DE CALCUL DES SIGNATURES THERMIQUES. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

### II.3.1. INTRODUCTION

Nous avons vu en Mode Actif, que l'étude des cartes de champs permettaient de diviser les milieux en deux catégories :

- les milieux de forte permittivité, très dissipatifs, tels que le muscle, l'eau, etc... dont les cartes de champs sont dans le prolongement du guide et pour lesquels le diagramme de champ peut être assimilé à une sinusoïde. Dans ce cas, le volume pris en compte dans le milieu dissipatif est situé dans le prolongement de la sonde.
  
- les milieux de permittivité et de pertes moyennes tels que le tissu

adipeux, le bromopentane pour lesquels les cartes de champ sont plus complexes et débordent généralement le volume situé dans le prolongement de la sonde. Nous avons donc, dans ce qui suit, étudié séparément chacun de ces cas.

### II.3.2. CAS D'UN MILIEU TRES DISSIPATIF

#### II.3.2.1. Définition du problème

Nous avons étudié le cas de couplages présentant un angle  $\theta_2 < 15^\circ$  ; dans ce cas la profondeur de pénétration est très voisine de la profondeur T.E.M. et le module du champ s'écrit pratiquement :

$$E(x,z) = E_0 \cos \frac{\pi x}{a} \exp \left( - \frac{z}{\delta_{TEM}} \right) \quad (8)$$

Le milieu dissipatif est de l'eau à température ambiante  $T_0$ . L'objet thermique est un cylindre du même milieu portée à  $T_0 + \Delta T$ , ( $\Delta T$  est de l'ordre de  $5^\circ\text{C}$ ) parallèle au petit côté de la sonde.

#### II.3.2.2. Méthode de calcul

Nous avons calculé l'écart de température mesuré  $\Delta T_m$  en fonction de la position de la sonde, lorsque nous la déplaçons en regard de la partie thermogène. Dans ce cas  $\Delta T_m(x,z)$  s'exprime à partir des relations (6) (7) et (8).

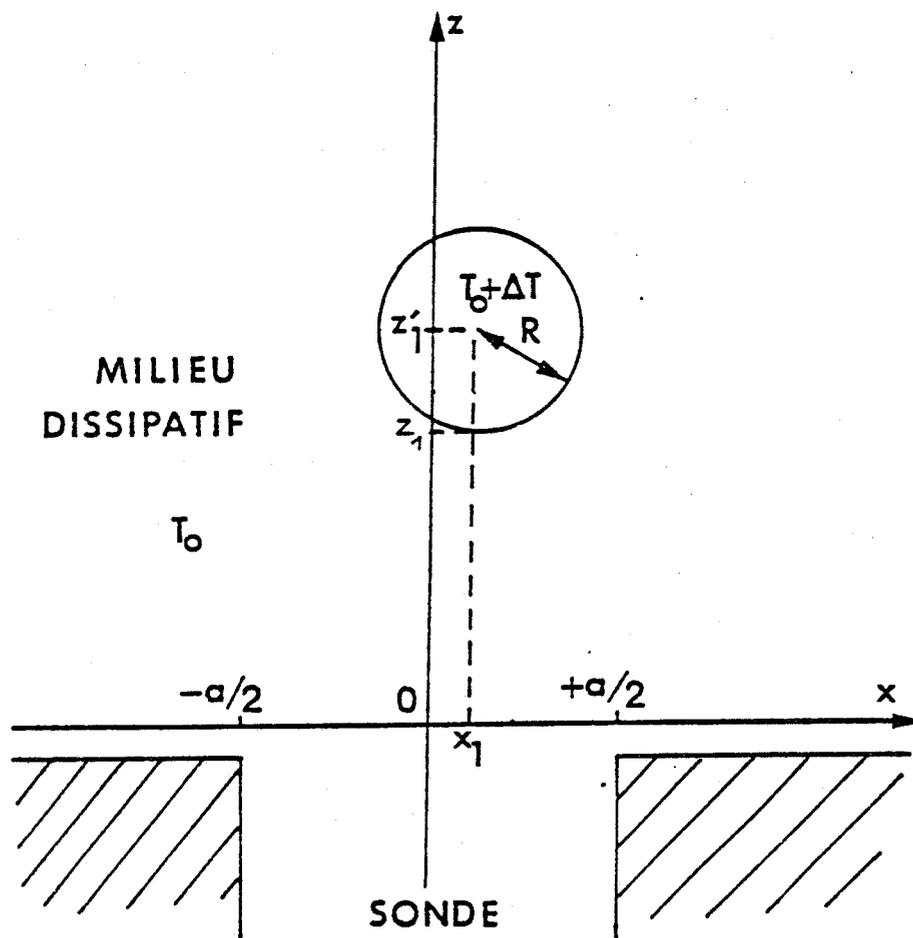


FIGURE 11 : Modèle considéré pour le calcul des Signatures Thermiques.

on a ainsi :

$$\Delta T_m = (1 - |R_{10}|^2) \frac{\iint_{\text{objet thermique}} \exp(-z/\delta_{\text{TEM}}) \cdot \cos^2 \frac{\pi x}{a} dx dz}{\int_0^a \int_0^\infty \exp(-z/\delta_{\text{TEM}}) \cdot \cos^2 \frac{\pi x}{a} dx dz} \Delta T \quad (9)$$

ou encore :

$$\Delta T_m = \frac{2(1 - |R_{10}|^2)}{a \cdot \delta_{\text{TEM}}} \iint_{\text{Objet thermique}} \exp(-z/\delta_{\text{TEM}}) \cdot \cos^2 \frac{\pi x}{a} dx dz \cdot \Delta T \quad (10)$$

La relation (10) exprime l'excès de température d'antenne en fonction de l'excès de température physique du milieu pour une fréquence  $F_0$

correspondant à la fréquence centrale du radiomètre. On émet l'hypothèse que les caractéristiques du milieu,  $\delta_{TEM}$  et du couplage  $R_{10}$  sont pratiquement constantes dans la bande passante du radiomètre. Ceci serait effectivement vrai si la bande passante du radiomètre était uniforme. Or, la réalité est plus complexe, et nous avons vu figure 6 que la réponse spectrale du radiomètre présente des zones de sensibilité plus ou moins importante. Nous avons donc dans certains cas, effectué le calcul en tenant compte de la sensibilité du radiomètre dans la bande passante. Ainsi, nous avons divisé la bande passante en plusieurs zones, nous avons calculé l'importance relative du rapport  $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}$  (x,z) dans chacune des bandes et obtenu la valeur finale de  $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}$  compte tenu de la réponse en fréquence du récepteur.

#### II.3.2.3. Etude expérimentale et comparaison aux résultats calculés

##### a) Banc de Mesure

Le banc de mesure (Photo 4) est constitué d'une cuve dont le fond laisse apparaître l'ouverture de la sonde. La cuve est remplie d'eau à température  $T_0$  de l'ordre de  $20^\circ$  C. Un tube en polythène dans lequel coule de l'eau à  $T_0 + \Delta T$  ( $\Delta T \# 5^\circ$  C) est plongé dans cette cuve et déplacé à profondeur constante parallèlement au petit côté du guide.

Remarquons que cette expérimentation peut simuler de façon approchée le cas d'une tumeur située dans un milieu homogène sur lequel nous déplacerions la sonde.

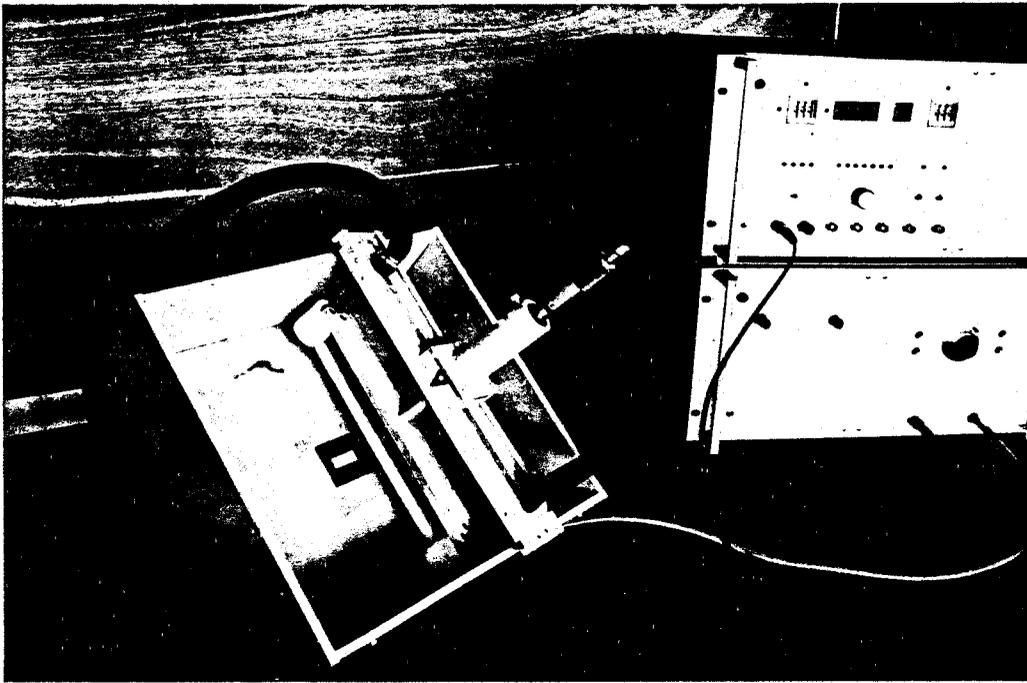


Photo 4 : Banc de mesure utilisé pour le relevé des Signatures thermiques.

b) Conditions expérimentales

Compte tenu de la sensibilité de la méthode ( $0,15^\circ$  pour une constante de temps de 1 seconde) et des faibles valeurs de  $T$  considérées ( $\Delta T \approx 5^\circ$ ), les marges d'erreurs expérimentales sont importantes. La cause essentielle d'erreur est due au dynamisme du modèle expérimental. En effet, la modélisation prévoit un milieu en équilibre thermique, or, expérimentalement, des échanges ont tendance à s'effectuer entre l'Objet Thermique et le contenu de la cuve. Dans ces conditions, il est nécessaire d'effectuer la manipulation très rapidement. Il faut signaler que cette difficulté n'existe pas lors des essais cliniques, puisque l'ensemble se trouve dans un état stationnaire.

Nous avons estimé l'erreur de positionnement du cylindre par rapport à la sonde égale à  $\pm 0.5$  mm.

c) Résultats expérimentaux

Nous avons reporté dans le tableau, ci-dessous, l'ensemble des vérifications expérimentales effectuées :

$\epsilon_1$	Diamètre du cylindre (mm)	F(GHz)	N° de figure
9	11	3.2	12
9	12.4	3.2	13
16	11	3.2	14
4	12.4	9	15

En général, nous avons représenté sur les graphes, les résultats expérimentaux et les calculs effectués à 3.2 GHz, l'ensemble des caractéristiques du milieu dissipatif étant pris à  $T_0$ . Nous avons reporté sur certaines courbes deux autres résultats :

- le rapport obtenu en tenant compte de la réponse spectrale des récepteurs et en considérant l'ensemble des caractéristiques du milieu à la température  $T_0$  ;
- le rapport obtenu en tenant compte de la réponse spectrale du récepteur et en considérant l'ensemble des caractéristiques du milieu à la température  $T_0 + \Delta T$ .

En opérant ainsi, on peut se rendre compte d'une part, de l'influence de la bande passante du radiomètre et d'autre part, de l'influence de la température du milieu autour de la valeur moyenne considérée.

LEGENDES DES COURBES 12 - 13 - 14 - 15

- Calcul effectué en tenant compte de la réponse spectrale du récepteur. L'ensemble des caractéristiques électriques du milieu est pris à  $T_0$ .
- ⊙ Calcul effectué en tenant compte de la réponse spectrale du récepteur. L'ensemble des caractéristiques électriques du milieu est pris à  $T_0 + \Delta T$ .
- X Calcul effectué à 3.2 GHz. Caractéristiques électriques    $T_0$ .
- ▭ Vérifications expérimentales.

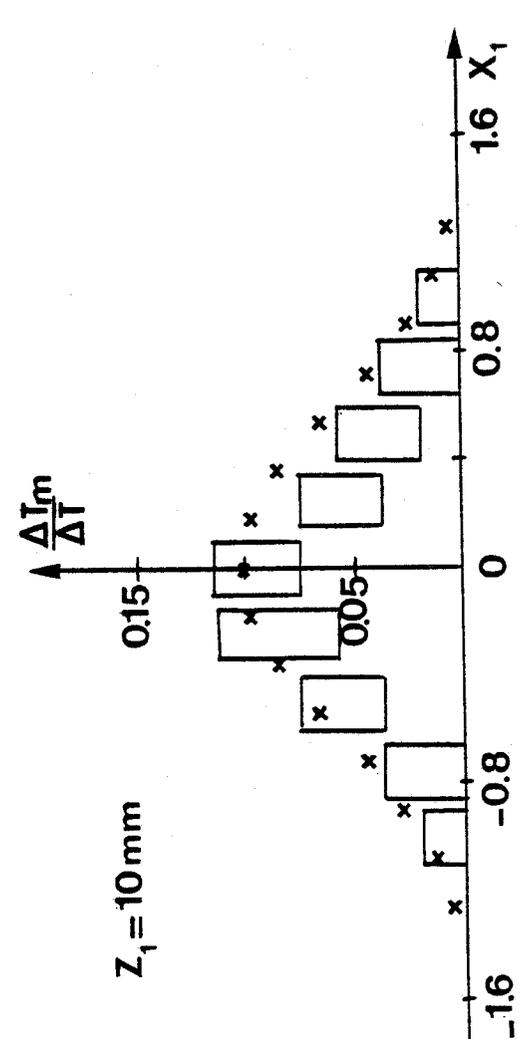
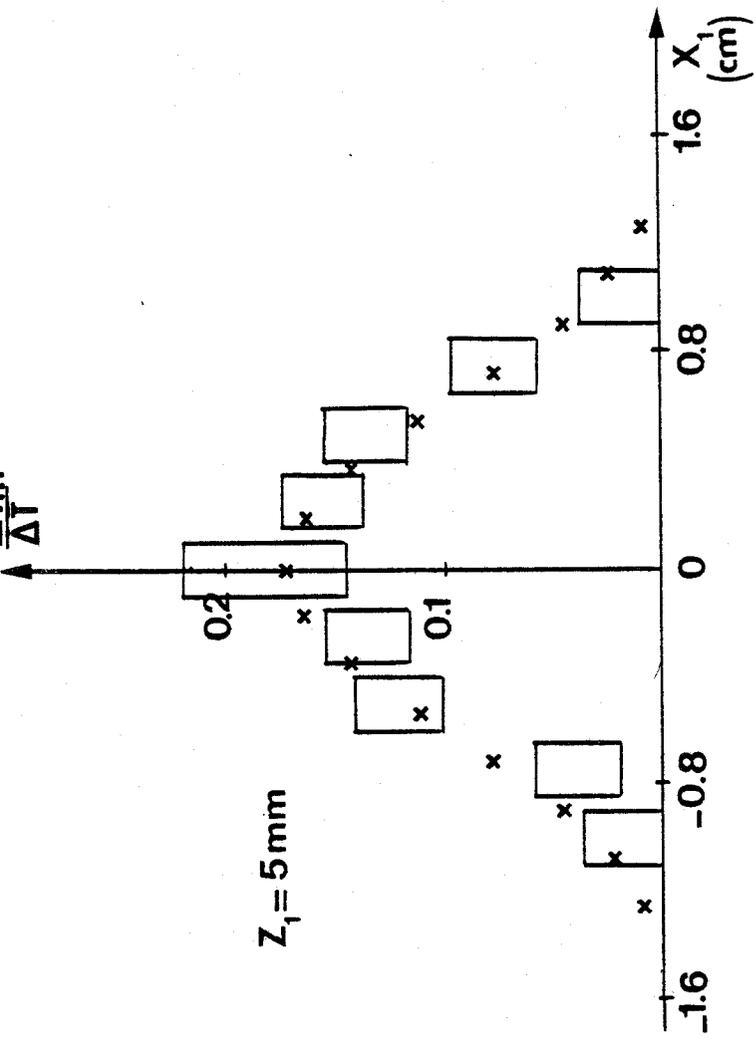
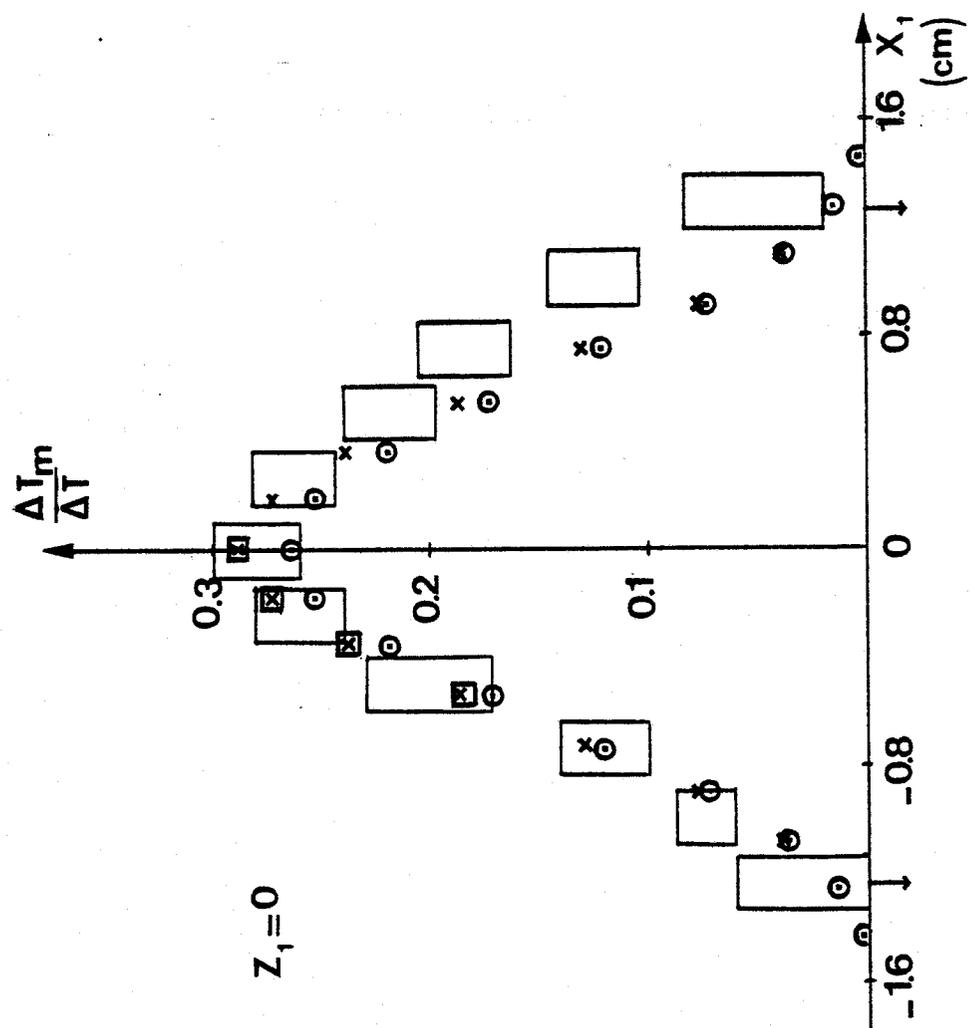


FIGURE 12 : Signature thermique d'un cylindre

Cas de l'eau.

$F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 9$      $D = 11 \text{ mm}$

$T_0 = 20^\circ\text{C}$      $\Delta T = 5^\circ\text{C}$



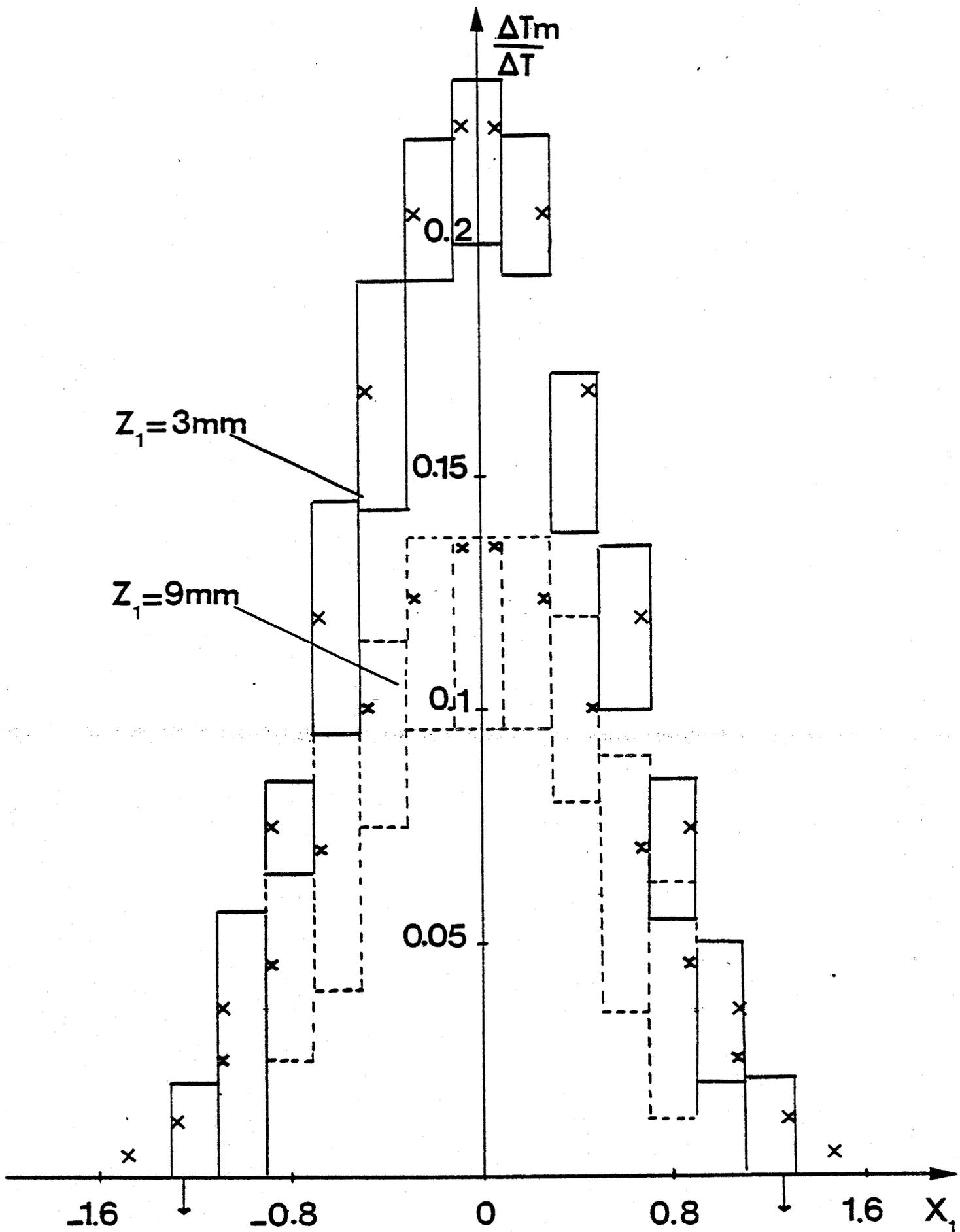


FIGURE 13 : Signature thermique d'un cylindre : cas de l'eau

$F = 3.2 \text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 9$      $D = 12,4 \text{ mm}$      $T_0 = 20^\circ\text{C}$   
 $\Delta T = 5^\circ\text{C}$



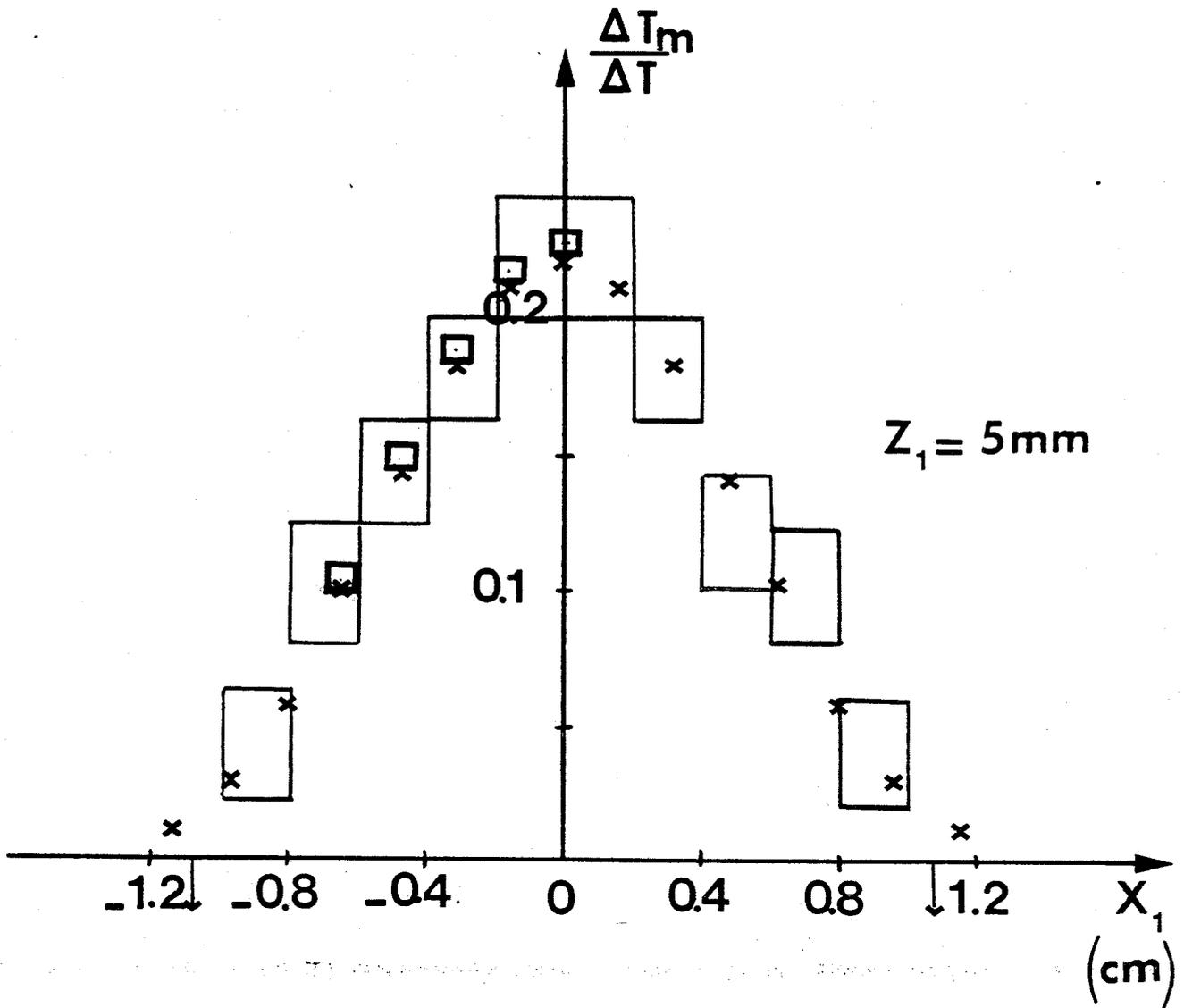


FIGURE 14 : Signature thermique d'un cylindre. Cas de l'eau

$F = 3.2\text{ GHz}$     $\epsilon_1 = 16$   
 $D = 11\text{ mm}$ ,  $T_0 = 20^\circ\text{C}$   
 $\Delta T = 5^\circ$

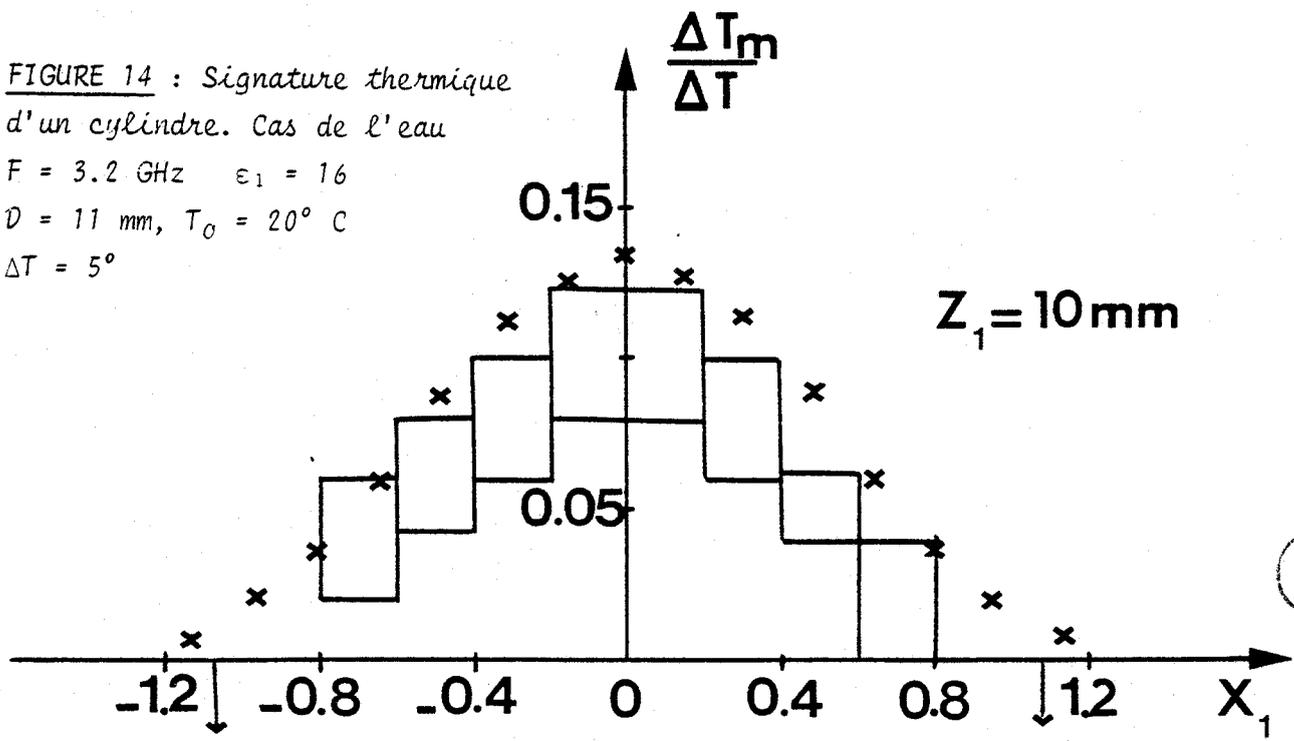
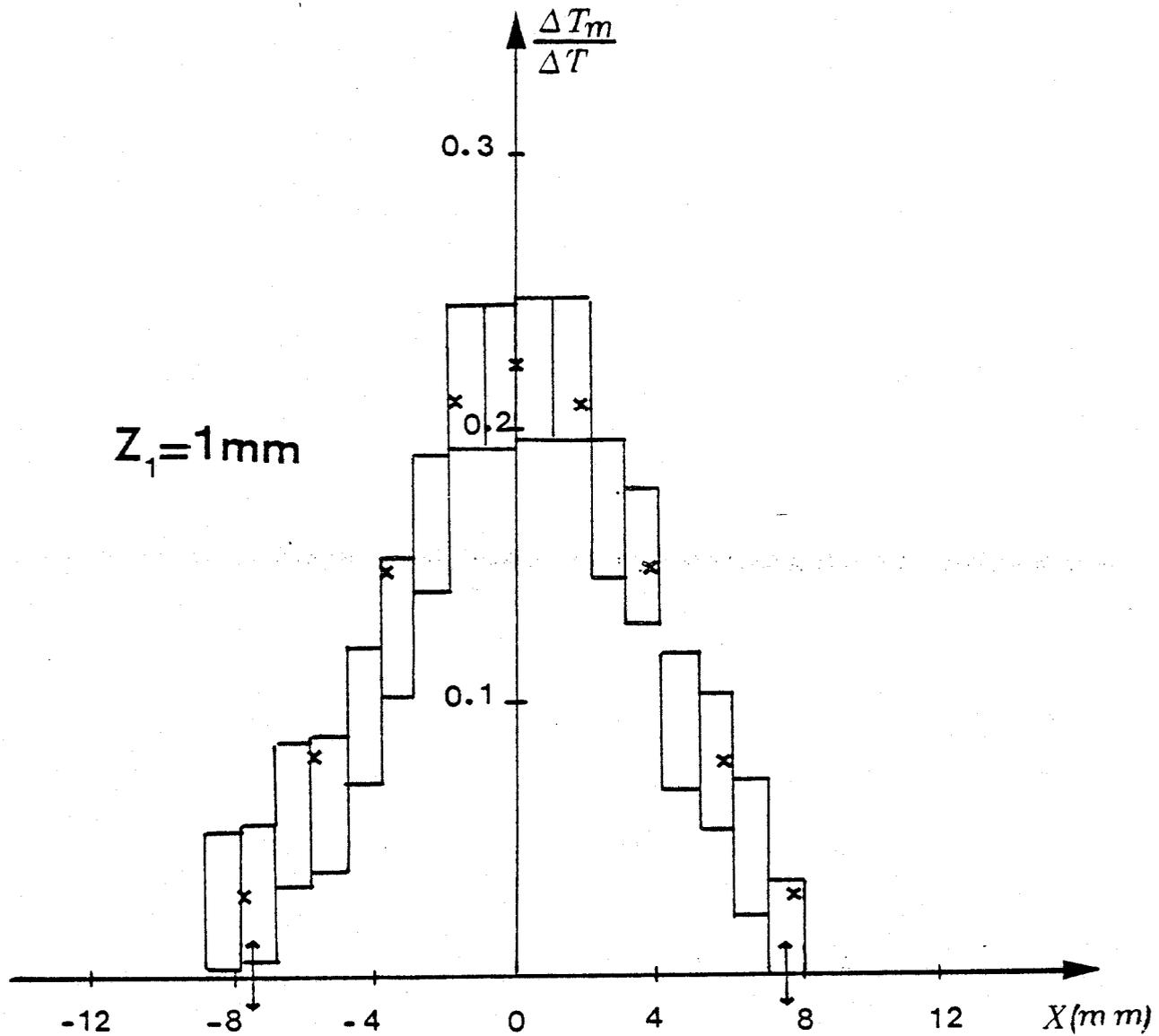


FIGURE 15 : Signature Thermique d'un cylindre :

cas de l'eau

$F = 9 \text{ GHz}$      $\epsilon_1 = 4$      $D = 11 \text{ mm}$

$T = 20^\circ\text{C}$      $\Delta T = 6^\circ\text{C}$



Nous constatons, d'une part, une assez bonne concordance entre la théorie et l'expérimentation, ce qui conduit à une justification de la théorie que nous avons avancé [52], d'autre part, nous vérifions que les résultats théoriques calculés en ne tenant compte que de la fréquence centrale 3.2 GHz et ceux calculés en tenant compte de la réponse spectrale du récepteur sont très proches les uns des autres, ce qui signifie que les variations de sensibilité dans la bande passante n'affectent que très faiblement le résultat final. On peut donc à partir de maintenant ne prendre en compte que les phénomènes d'émission thermiques qui ont lieu à la fréquence centrale du radiomètre.

### II.3.3. CAS D'UN MILIEU D'ABSORPTION MOYENNE

#### II.3.3.1. Définition du problème

Considérons le cas de l'acétone ( $\epsilon_2' = 21,1$   $\sigma_2 = 0.23$  s/m à 3.2 GHz) avec une sonde  $\epsilon_1 = 16$ . L'acétone présente une permittivité relative  $\epsilon_2'$  intermédiaire entre le muscle et les tissus adipeux ce qui entraîne des effets de diffraction qui n'apparaissent pas lors de l'étude du paragraphe précédent.

#### II.3.3.2. Méthode de calcul

Pour calculer les Signatures d'Objets Thermiques, on calcule les températures de bruit en fonction de la position  $x$  de la sonde par la méthode décrite précédemment. On a ainsi :

$$\Delta T_m^{(x_1)} = (1 - |R_{10}|^2) \frac{\iiint_{\text{objet thermique}} |E_i(f)|^2 dx dy dz}{\iiint_{V_s} |E_i(f)|^2 dx dy dz} \Delta T \quad (11)$$

Nous avons vu que pour un milieu d'absorption moyenne, les effets de diffraction sont relativement importants. Ainsi, pour une même sonde, le volume  $v_s$  pour lequel on effectue l'intégration peut être beaucoup plus important que pour un milieu très dissipatif.

Le programme numérique correspondant à la détermination des Signatures Thermiques à partir de la relation (11) est réalisé, tandis que les cartes de champs doivent nous être fournies très prochainement. Dès lors, il faudra établir des expressions analytiques des champs en tout point du milieu dissipatif et les introduire dans ce programme afin de comparer les Signatures théoriques aux résultats expérimentaux que nous présentons ci-dessous.

#### II.3.3.3. Etude expérimentale

L'étude expérimentale a été effectuée de la même manière qu'au II.3.2.3.. La géométrie de l'Objet Thermique est identique mais cette fois, on opère dans l'acétone. Les résultats obtenus, figure 16, correspondent à une moyenne de plusieurs séries de mesure.

Si l'on compare les résultats obtenus dans les mêmes conditions mais en changeant le milieu dissipatif, on constate que l'intensité maximale des signaux captés est plus faible dans le cas de l'acétone que dans celui de l'eau. Ceci est dû à la fois aux effets de diffraction et au fait que l'émission thermique varie comme l'absorption du milieu.

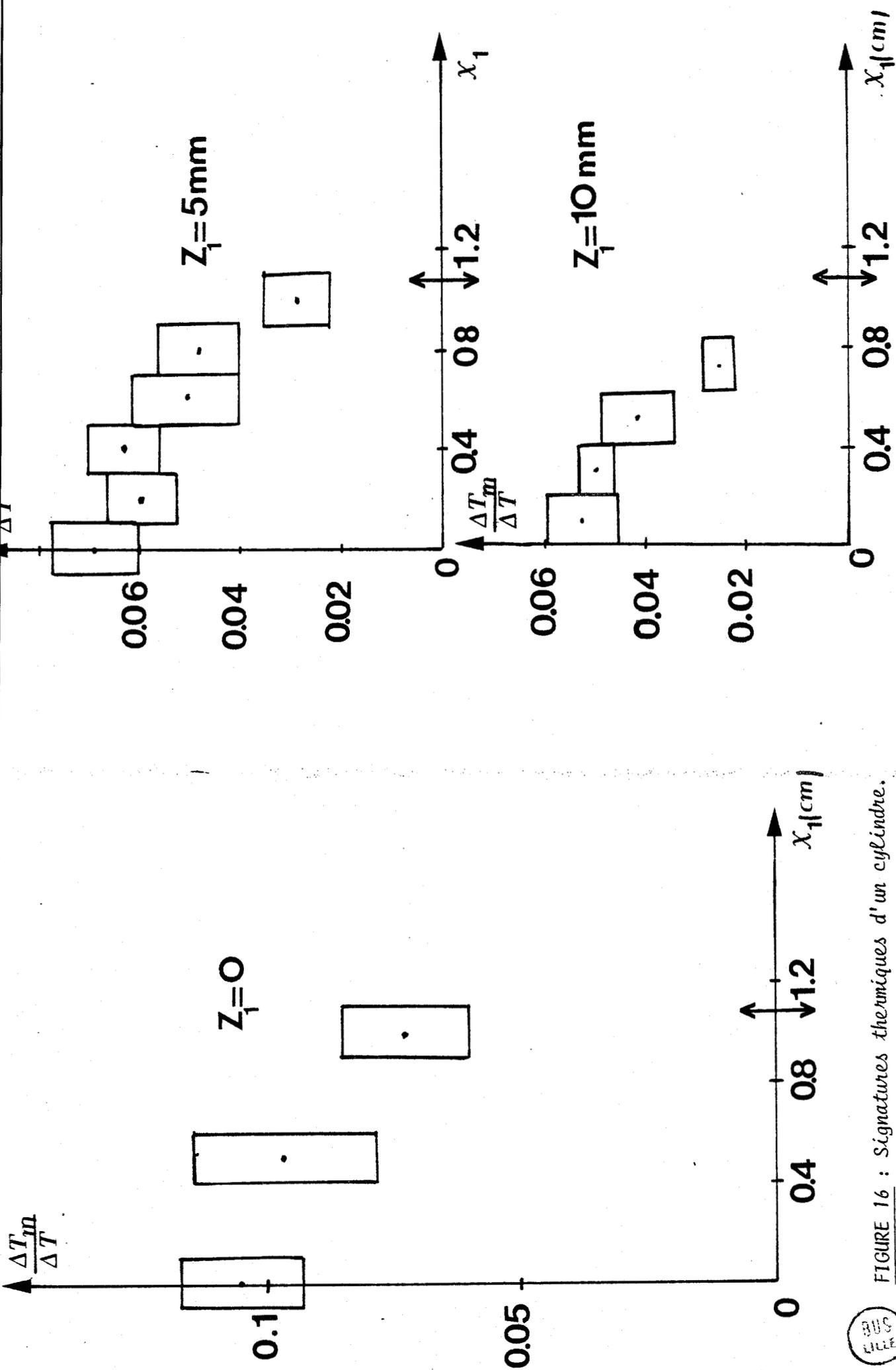


FIGURE 16 : Signatures thermiques d'un cylindre.  
 Résultats expérimentaux avec leurs marges d'erreurs.  
 Cas de l'acétone.  $F = 3.2 \text{ GHz}$   $\epsilon_1 = 16$   
 $D = 11 \text{ mm}$   $T_0 = 20^\circ\text{C}$   $\Delta T = 5^\circ\text{C}$



## II.4. EBAUCHE D'UNE MÉTHODE DE RECONNAISSANCE D'OBJET THERMIQUE

### II.4.1. BUT ET PRINCIPE

Nous avons déjà dit qu'il serait très intéressant de savoir déduire les caractéristiques des structures thermiques à partir des images qu'elles donnent par Thermographie Microonde. Actuellement, très peu de travaux s'intéressent à ce type de problème ; nous n'avons trouvé qu'un seul article traitant en onde plane et incidence normale, le cas de structures multicouches de températures uniformes [53].

En ce qui concerne le cas de structures thermiques de formes plus complexes telles que celles que l'on peut rencontrer en pratique, nous pensons que la Méthode de calcul des Signatures Thermiques que nous avons présentée au paragraphe II.2. constitue un nouvel outil dont il s'agit d'exploiter les possibilités.

Comme nous savons, pour une situation donnée (caractéristiques de la sonde, du récepteur et du milieu dissipatif), calculer les Signatures Thermiques correspondant à toute répartition de température dans le milieu, il est pensable d'opérer de la façon suivante :

- dans un premier temps, on détermine expérimentalement les Signatures et Images Thermiques ;
  
- dans un deuxième temps, on réalise des calculs d'Images Thermiques pour les conditions précitées et pour une répartition de température donnée dans le milieu, par un processus d'itération sur la répartition de température, on recherche les images théoriques qui s'identifient

à celles obtenues expérimentalement. Cette technique nécessitera d'opérer à plusieurs fréquences afin d'éliminer les solutions multiples.

Avant de mettre en oeuvre une telle méthode, nous nous plaçons maintenant dans des conditions simplifiées montrant déjà la faisabilité d'une Reconnaissance d'Objet Thermique.

#### II.4.2. RECONNAISSANCE D'OBJET THERMIQUE. CAS D'UNE STRUCTURE DE FORME CYLINDRIQUE [54] [55]

##### a) Solution graphique

On considère le cas d'un milieu dissipatif homogène à température ambiante  $T_0$  comportant un volume cylindrique de révolution à la température  $T_0 + \Delta T$ .

Les Signatures Thermiques sont obtenues en déplaçant le grand côté de la sonde face à l'objet, le long d'une perpendiculaire à l'axe de celui-ci. Nous allons montrer que connaissant la permittivité complexe du milieu, les caractéristiques de la sonde et du récepteur il est possible d'en déduire la taille, la profondeur et la température de l'objet. Ainsi, nous avons calculé à plusieurs fréquences et pour différentes tailles de sondes, les Signatures Thermiques d'un grand nombre d'objets (diamètre  $D$  et profondeur  $z$ ). Nous avons supposé systématiquement que l'adaptation est réalisée.

Nous avons considéré le cas d'un milieu dissipatif de forte permittivité

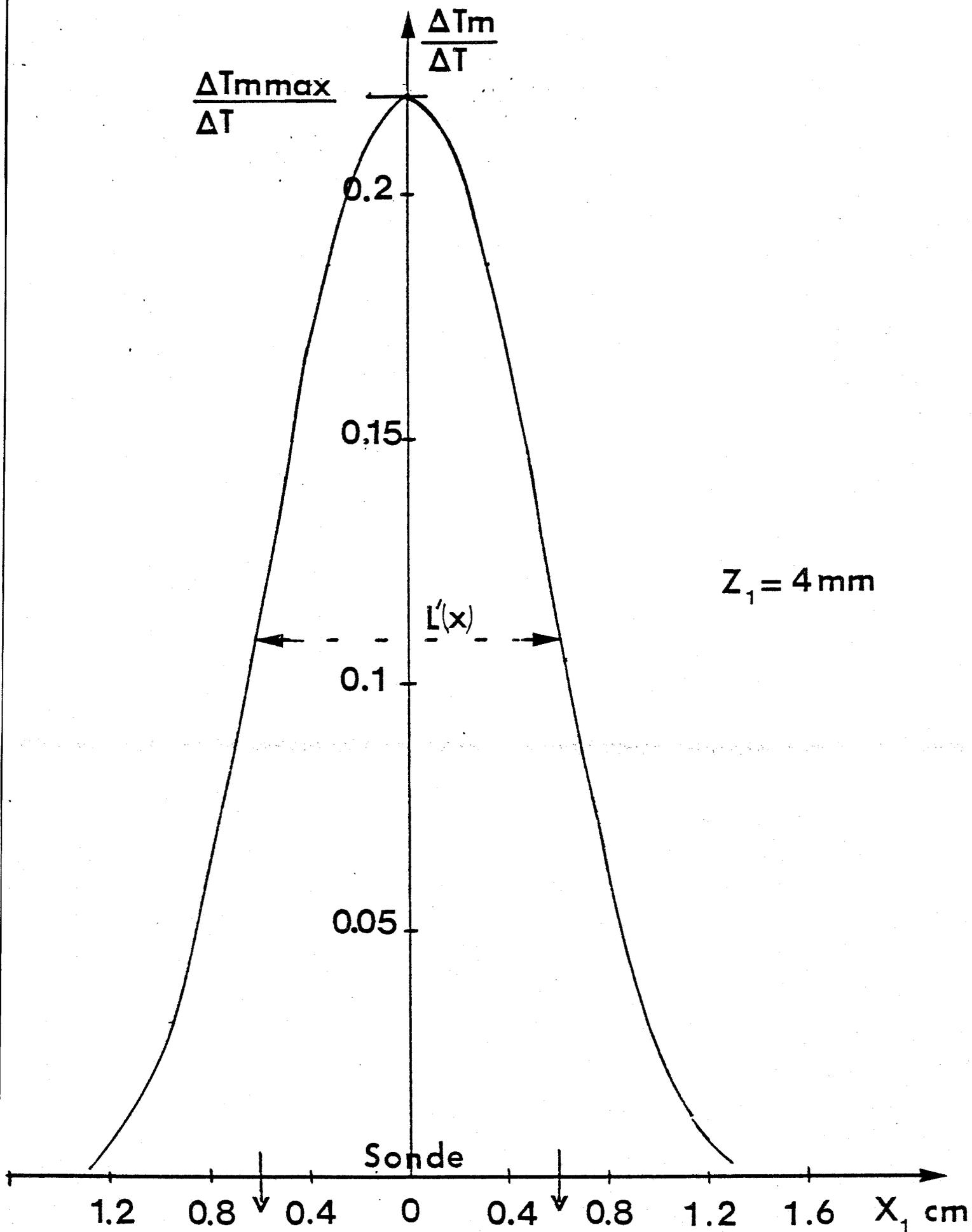


FIGURE 17 : Exemple de Signature thermique calculée dans le cas de l'eau  
 $\tilde{\omega} = 6$  GHz pour une sonde de largeur 12 mm en présence d'un  
 cylindre porté à  $T_c$  de diamètre 20 mm situé à une profondeur de 4 mm.

(eau à 25°C) (fréquences 3.2, 6 et 9 GHz). Comme les valeurs de  $\Theta_2$  sont toujours inférieures à 13° les cartes de champs sont données par des expressions du type de la relation (8).

Les signatures thermiques calculées (un exemple est présenté figure 17), sont caractérisées par deux paramètres : la valeur maximale du rapport  $\frac{\Delta T_m}{\Delta T}$  et la largeur à mi-hauteur  $L'(x)$ . Il est vraisemblable que pour d'autres configurations de champ on puisse caractériser les Signatures Thermiques par des paramètres analogues.

A partir de ces résultats, on peut construire des abaques. La figure 18 donne l'évolution de la largeur à mi-hauteur  $L'(x)$  en fonction du diamètre D de l'objet aux trois fréquences précitées et pour trois ouvertures de sonde différentes.

On constate que la détermination expérimentale de  $L(x)$  pour des conditions déterminées, permet de connaître le diamètre D de l'objet.

Par ailleurs, nous avons réalisé d'autres abaques représentant le rapport des excès de température de bruit maximum obtenus à deux fréquences, soit  $\frac{\Delta T_m \max(f_1)}{\Delta T_m \max(f_2)}$  en fonction du diamètre de l'objet, pour différentes profondeurs z de celui-ci. La figure 19 donne ces résultats en considérant deux à deux les valeurs obtenues aux fréquences 3.2, 6 et 9 GHz.

Ainsi, la détermination expérimentale des valeurs de  $\Delta T_m \max$  permet de connaître la profondeur z puisque D a été obtenu par l'opération précédente. Il suffit maintenant de se reporter à la Signature Thermique

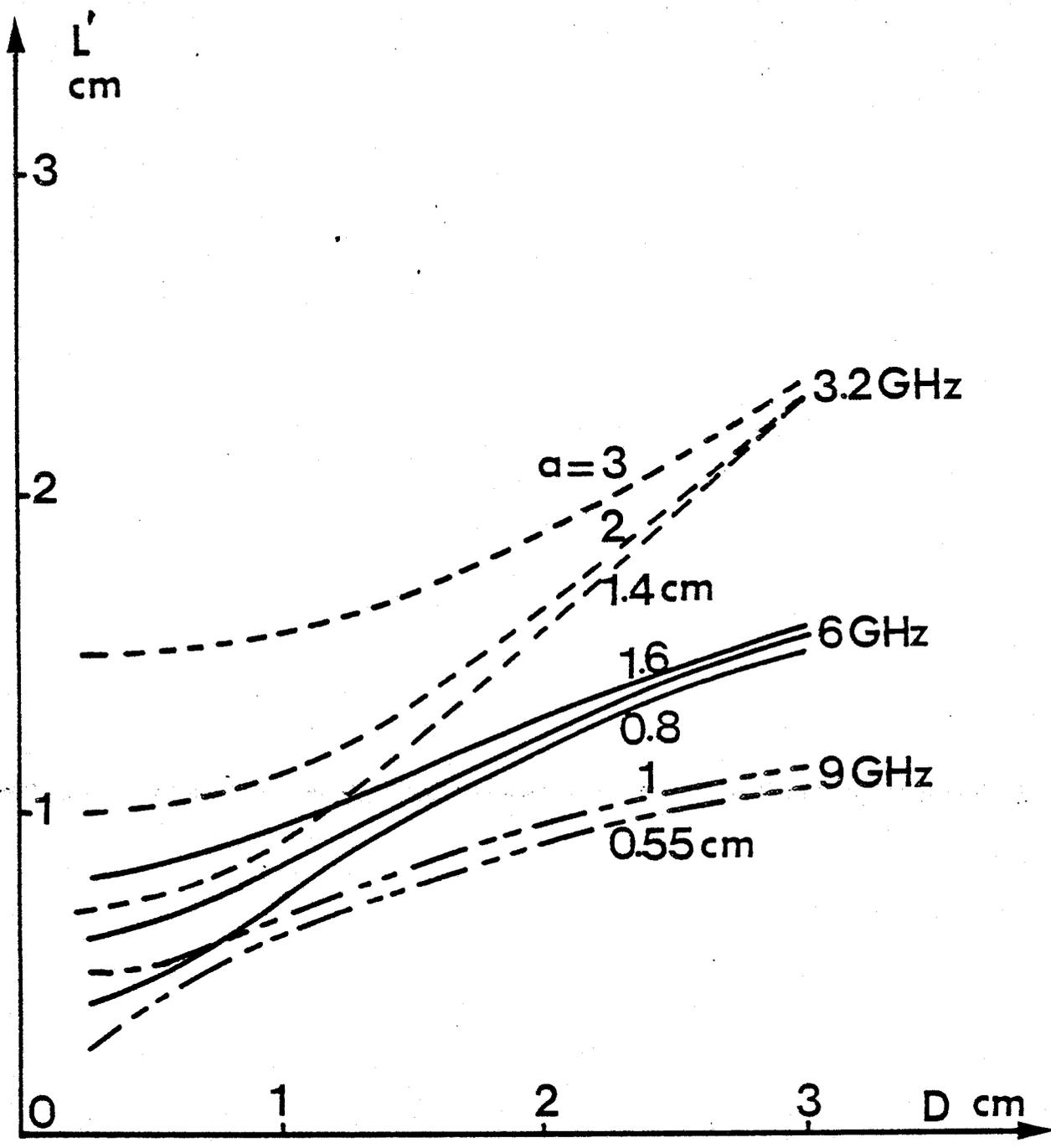


FIGURE 18 : Evolution de la largeur à mi-hauteur des Signatures Thermiques en fonction du diamètre  $D$  de l'objet.

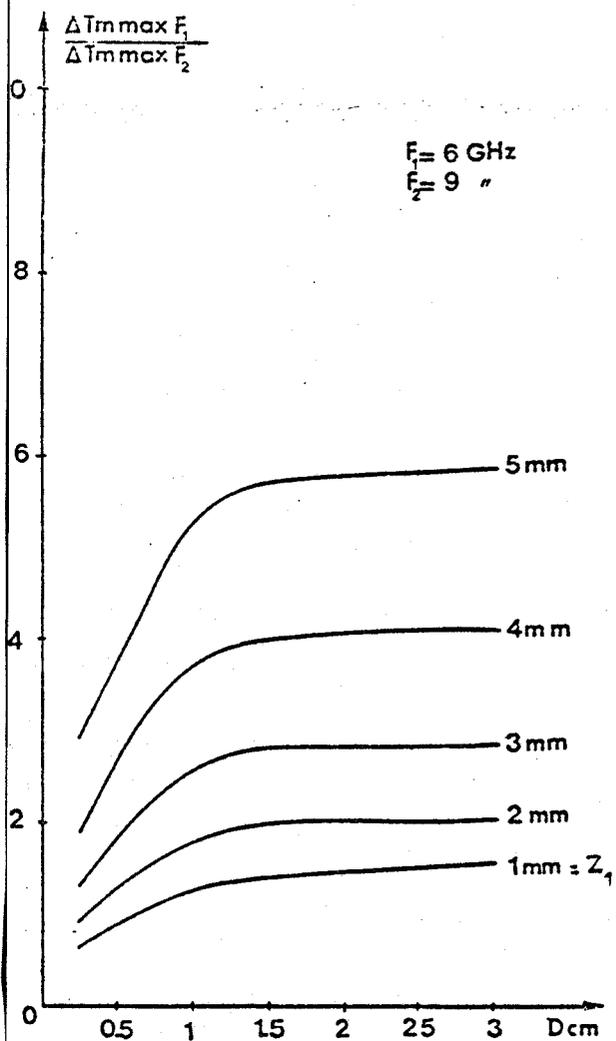
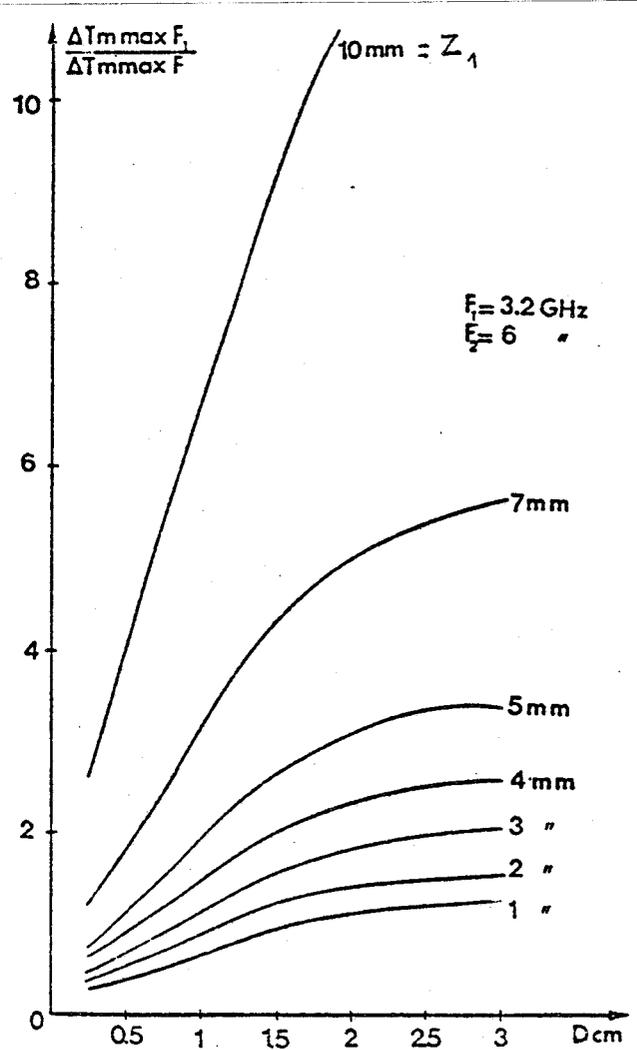
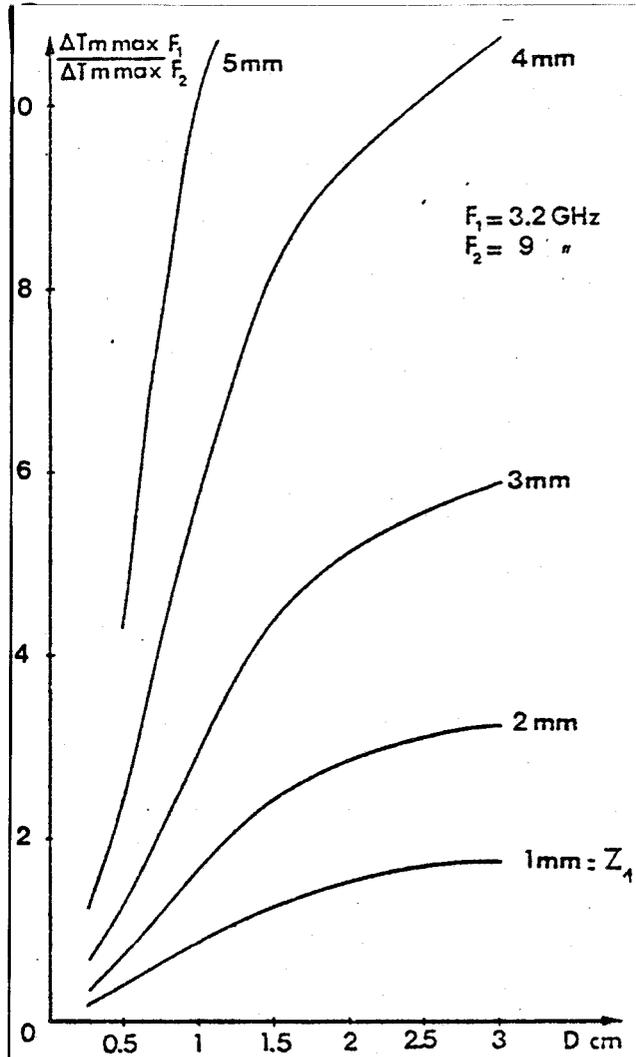


FIGURE 19 : Evolution du rapport des excès de température d'antenne maximum à 2 fréquences différentes en fonction du diamètre et de la profondeur du cylindre.

$a(3.2 \text{ GHz}) = 2 \text{ cm}$

$a(6 \text{ GHz}) = 1.2 \text{ cm}$

$a(9 \text{ GHz}) = 0.7 \text{ cm}$



correspondant aux valeurs trouvées de D et z (du type de la figure 16) pour connaître la température physique de l'objet soit  $T_0 + \Delta T$

Ce problème a aussi été résolu de façon numérique, nous présentons, ci-dessous, la démarche suivie.

b) Solution numérique

Nous avons introduit dans un programme numérique les données du type de celles présentées figure 17 [56]. Ainsi, l'introduction des valeurs de  $L'(x)$  et des conditions expérimentales (fréquence et taille de la sonde) permettent de déterminer D.

Pour obtenir la profondeur  $z_1$  on opère de la façon suivante. Le réseau de courbes  $z_1 = f\left(\frac{\Delta T_m}{\Delta T_{max}}\right)$  paramétré par le diamètre D du cylindre (figure 3) s'exprime analytiquement par la relation

$$z_1 = - a(D) + b \operatorname{Ln} \left( \frac{\Delta T_m}{\Delta T_{max}} \right) \quad (12)$$

avec  $b = \delta$  profondeur de pénétration à la fréquence  $F_1$  ou  $F_2$ .

$a(D)$  Coefficient variant en fonction du diamètre.

Les courbes  $a = f(D)$  peuvent se mettre sous la forme :

$$a(D) = \frac{a_1}{D^\alpha + b_1} \quad (13)$$

Le calcul des constantes s'est effectué de proche en proche et par comparaison aux valeurs de  $a$ . Nous avons attribué divers critères d'arrêt et divers pas jusqu'à l'obtention d'une suffisamment bonne précision.

A la fréquence  $F_1$  :  $z_1 = - [a_1(D) + \delta_1 \text{Ln} \left( \frac{\Delta T_m}{\Delta T} \right)_{\text{max } F_1}]$

A la fréquence  $F_2$  :  $z_1 = - [a_2(D) + \delta_2 \text{Ln} \left( \frac{\Delta T_m}{\Delta T} \right)_{\text{max } F_2}]$

d'où 
$$z_1 = \frac{\text{Ln} \left( \frac{\Delta T_m \text{ max } (F_1)}{\Delta T_m \text{ max } (F_2)} \right) + \frac{a_1(D)}{\delta_1} - \frac{a_2(D)}{\delta_2}}{\frac{1}{\delta_2} - \frac{1}{\delta_1}} \quad (14)$$

Ainsi l'introduction des valeurs expérimentales de  $\Delta T_m \text{ max } (F_1)$  et  $\Delta T_m \text{ max } (F_2)$  et des conditions expérimentales donnent  $z_1$ .

La température est déduite de l'expression (12)

$$z_1 = - a_1(D) + \delta_1 \text{Ln} \left( \frac{\Delta T_m \text{ max } (F_1)}{\Delta T} \right)$$

d'où  $\Delta T = \Delta T_m \text{ max } (F_1) \cdot \exp(z_1 + a_1(D))/\delta_1 \quad (15)$

Le programme d'exploitation que nous avons élaboré permet à partir :

- des données de travail : fréquence, dimension de la sonde, caractéristiques électriques du milieu ;

- des résultats expérimentaux

$$L'(F_1), L'(F_2), \Delta T_m \text{ max}(F_1), \Delta T_m \text{ max}(F_2)$$

de déterminer par interpolation le diamètre, la profondeur (relation 14) et la température (relation 15).

II.4.3. PERSPECTIVES SUR LA MISE EN APPLICATION DE LA METHODE  
DE RECONNAISSANCE D'OBJETS THERMIQUES

L'exemple que nous venons de présenter peut être considéré comme un exercice de style. Il indique néanmoins la possibilité d'aborder les problèmes de Reconnaissance d'Objet Thermique à partir de la Méthode de Calcul des Signatures Thermiques que nous avons définie. Il s'agit maintenant d'estimer les possibilités de la méthode compte tenu de la sensibilité des radiomètres, de la géométrie des volumes de couplage et de choisir les meilleures fréquences de travail. Par ailleurs, la situation que nous avons considérée dans l'exemple présenté, est relativement simple (expressions des champs en milieux homogènes très dissipatifs, structure de l'objet). Bien que, en général, les situations réelles puissent paraître extrêmement complexes et les modélisations difficiles à réaliser, certains cas réels sont assez facilement modélisables, nous pensons par exemple aux cas du crâne. Le fait que la T.M.O. mette en évidence des gradients thermiques correspondant à des métastases cérébrales (photo 2), ou à d'autres pathologies, intéresse au plus haut point les cliniciens : aucune autre méthode passive ne fournit actuellement une telle information. La structure des tissus étant dans ce cas relativement simple et de permittivité assez bien définie (peau, os, cerveau), une modélisation en vue d'une Reconnaissance de structure thermique peut être envisagée.

A l'issue de cette étude, on peut suggérer ce que sera peut être le Système de Thermographie Microonde deuxième génération dont le synoptique est présenté figure 20.

Comme la méthode nécessite l'utilisation de deux fréquences,

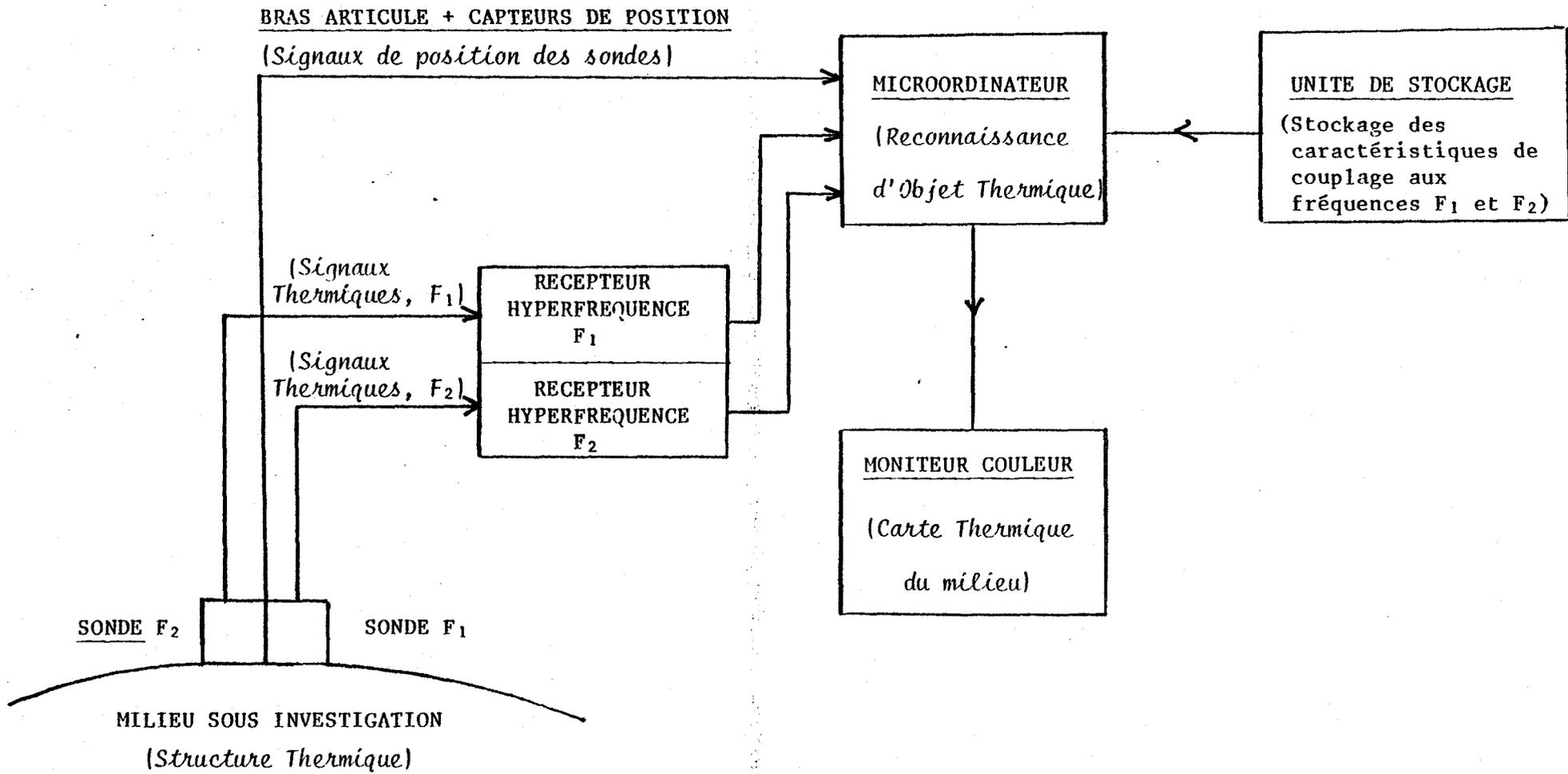


FIGURE 20 : Synoptique du Thermographe Microonde deuxième Génération.



nous pouvons juxtaposer deux systèmes radiométriques, tels ceux constituant le T.M.O. 3 000, développé actuellement par la Société ODAM Brüker (voir Notice jointe, Annexe 2). Ainsi, lors de l'exploration thermographique sur une surface du corps humain, on recueillera à tout instant

- les signaux radiométriques aux deux fréquences prédéfinies ;
- les signaux analogiques de position des sondes issus des capteurs angulaires du bras articulé.

L'ensemble de ces données sera mémorisé. Par ailleurs, le calculateur possèdera également en mémoire les caractéristiques du couplage sonde-milieu sous investigation ; l'opération de Reconnaissance d'Objet Thermique pourra s'effectuer si l'on arrive à calculer des images capables de s'identifier aux images expérimentales. Enfin, les informations obtenues pourront être visualisées sur un terminal sous la forme par exemple de la carte thermique existant dans les tissus

## II.5. CONCLUSION

Dans cette deuxième partie, nous avons présenté une méthode de calcul des signaux radiométriques. Cette méthode originale est basée sur le Principe de Réciprocité appliqué aux antennes et nécessite la connaissance des champs rayonnés en mode actif. Elle permet de calculer les signatures thermiques de toute structure thermogène plongée dans un milieu dissipatif homogène. Appliquée ici aux milieux homogènes, elle peut également s'appliquer à d'autres structures telles que les milieux

stratifiés en Mode T.E.M. [57].

Des résultats expérimentaux sont venus confirmer la théorie présentée dans le cas des milieux très dissipatifs. Cette vérification est en cours pour les milieux peu dissipatifs.

Enfin, nous avons présenté les premières bases d'une Méthode de Reconnaissance d'Objets Thermiques en développant l'aspect prospectif d'une T.M.O. deuxième génération.

# CONCLUSION

## CONCLUSION GENERALE

Ce travail a pour but d'aborder l'interprétation des Signaux et Images Thermiques fournies par la Thermographie Microondes, alors qu'aucune étude dans ce domaine n'avait été entreprise jusqu'alors.

Dans une première étape, l'étude en présence de milieux dissipatifs des caractéristiques de rayonnement des sondes en champ proche (Mode Actif), a permis d'obtenir de nouvelles informations sur les paramètres de couplage : coefficient de réflexion, profondeur de pénétration, résolution spatiale. A partir des données fournies par le Groupe d'Electromagnétisme de l'Ecole Supérieure d'Electricité, nous avons dégagé et séparé les différents phénomènes physiques qui interviennent et établi des expressions analytiques des champs rayonnés.

La deuxième partie est consacrée à l'étude des signaux thermiques (Mode Passif). Nous avons élaboré une méthode de calcul des signaux radiométriques. Basée sur le Principe de Réciprocité des antennes, cette méthode permet à partir de la connaissance des caractéristiques de rayonnement en Mode Actif, de calculer la signature thermique de toute configuration thermogène dans un milieu dissipatif. On réalise ainsi des Images Thermiques, telles celles obtenues expérimentalement, lorsqu'on déplace la sonde d'un T.M.O. en différents points de la surface sous investigation. Nous donnons alors les Principes d'une Méthode de Reconnaissance d'Objet Thermique avec un exemple de faisabilité correspondant à une situation simplifiée.

Par conséquent, ce travail apporte des éléments nouveaux en ce qui concerne l'interprétation des Images Thermiques obtenues par T.M.O..

En outre, il montre l'intérêt de travaux ultérieurs aussi bien sur le plan expérimental que dans le domaine des modélisations numériques.

Il est maintenant nécessaire de poursuivre l'étude en Mode Actif pour connaître les caractéristiques de rayonnement de sondes placées en présence de milieux dissipatifs plus complexes se rapprochant des structures réelles.

Par ailleurs, il nous semble très intéressant d'estimer maintenant les possibilités de la Méthode de Reconnaissance d'Objets Thermiques qui a été définie.

Les travaux à venir devraient fournir de nouvelles informations sur la répartition de température au sein des tissus et avoir des retombées dans le domaine de l'Instrumentation Biomédicale, en débouchant sur la définition d'un système T.M.O. deuxième génération.

## ANNEXE

### EXPRESSIONS APPROCHEES, CARACTERISANT UNE ONDE PLANE REFRACTEE DANS UN MILIEU RELATIVEMENT DISSIPATIF

Les équations de base relatives à la propagation d'une onde plane dans un milieu dissipatif diffèrent de celles relatives à un milieu sans perte, par le fait que dans l'équation d'onde,  $k$  devient une quantité complexe [39] (notations Born et Wolf).

L'expression du nombre d'ondes  $k$  est :

$$\hat{k} = \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \left( \epsilon_2' + i \frac{4\pi\sigma_2}{\omega} \right)$$

L'expression du champ devient :

$$E = E_0 \cdot \exp [i(\hat{k}(r,s)) - \omega t]$$

et la loi de la réfraction :

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{\hat{n}_2} \sin \theta_1$$

avec  $\hat{n}_2 = n_2(1 + jK)$

puisque  $\hat{n}_2$  est complexe  $\sin \theta_2$  devient également une quantité complexe.

Posons  $\cos \theta_2 = qe^{i\gamma}$   $q$  et  $\gamma$  réels.

Le nombre d'onde complexe peut s'écrire :

$$\hat{k}(r,s) = \frac{\omega}{c} [x n_1 \sin \theta_1 + z n_2 q (\cos \gamma - K \sin \gamma) + i n_2 z q (K \cos \gamma + \sin \gamma)]$$

Nous voyons que les surfaces d'amplitude constante sont données par  $z = \text{constante}$ .

Les surfaces de phase constante sont données par :

$$x n_1 \sin \theta_1 + z n_2 q (\cos \gamma - K \sin \gamma) = \text{constante}$$

Ce sont des plans dont la normale fait un angle  $\theta_2'$  avec la normale au plan de discontinuité, d'où :

$$\cos \theta_2' = \frac{n_2 q (\cos \gamma - K \sin \gamma)}{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 + n_2^2 q^2 (\cos \gamma - K \sin \gamma)^2}}$$

$$\sin \theta_2' = \frac{n_1 \sin \theta_1}{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 + n_2^2 q^2 (\cos \gamma - K \sin \gamma)^2}}$$

Dans ce cas, on dit que l'onde est inhomogène. Nous avons chiffré pour les matériaux qui nous intéressent, l'erreur commise en assimilant l'angle  $\theta_2$  de réfraction donné par la loi de Descartes pour un milieu sans perte, à la partie réelle de l'angle  $\theta_2'$ . Le rapport  $L = \frac{\theta_2' - \theta_2}{\theta_2}$  est donc l'erreur relative en assimilant  $\theta_2'$  à  $\theta_2$ . La figure 1 représente dans le cas du muscle et du tissu adipeux, les abaques de L en fonction de  $\theta_1$  pour  $n_1$  variant de 1 à 5.

Par conséquent, pour les matériaux à pertes faibles et moyennes, tels que les tissus biologiques ou les liquides organiques, les ondes peuvent être assimilées à des rayons satisfaisant la loi de Descartes. Cette approximation est d'autant moins vraie que les pertes du deuxième milieu sont croissantes : c'est en particulier le cas lorsque le deuxième milieu est un métal.

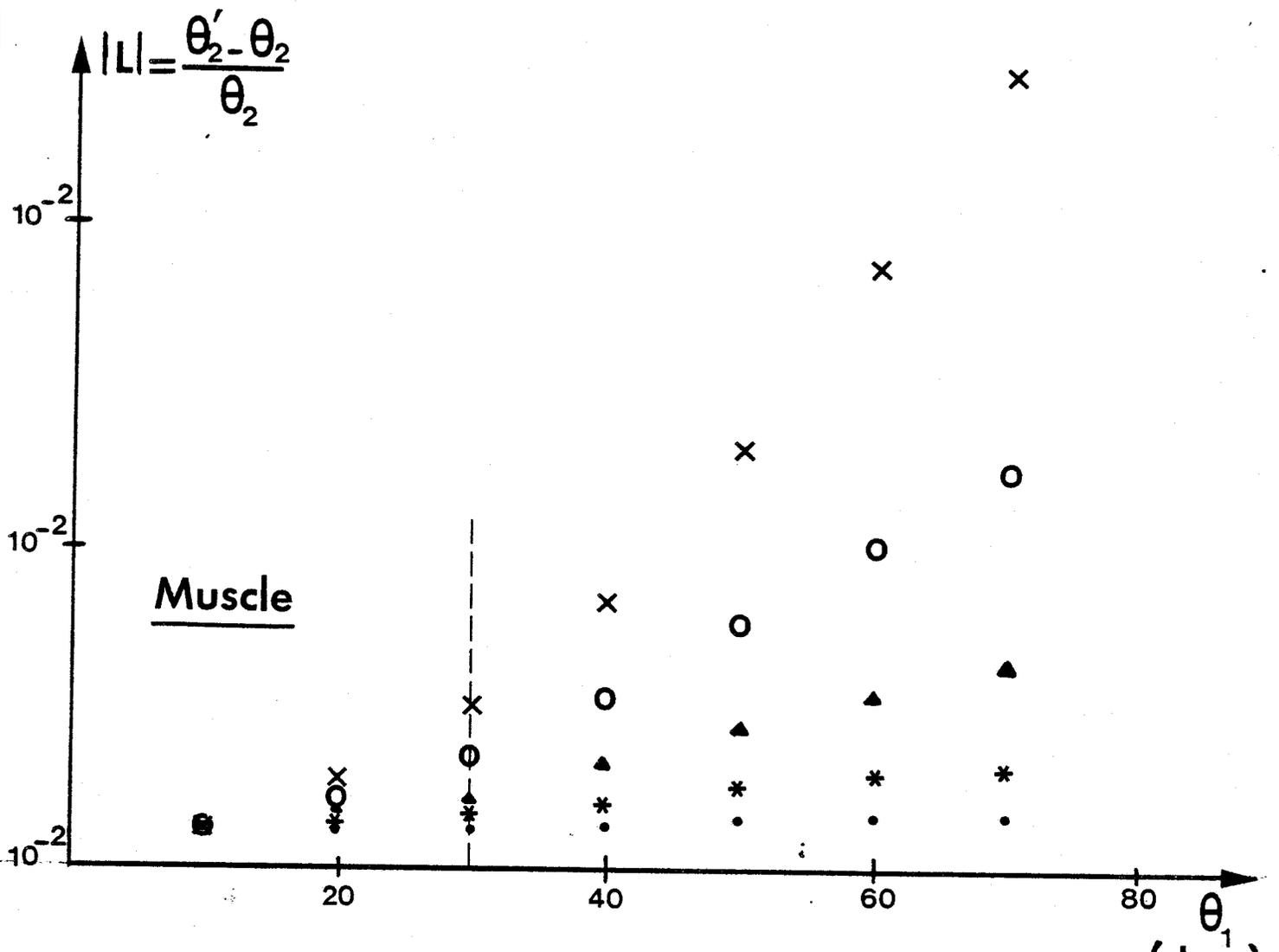
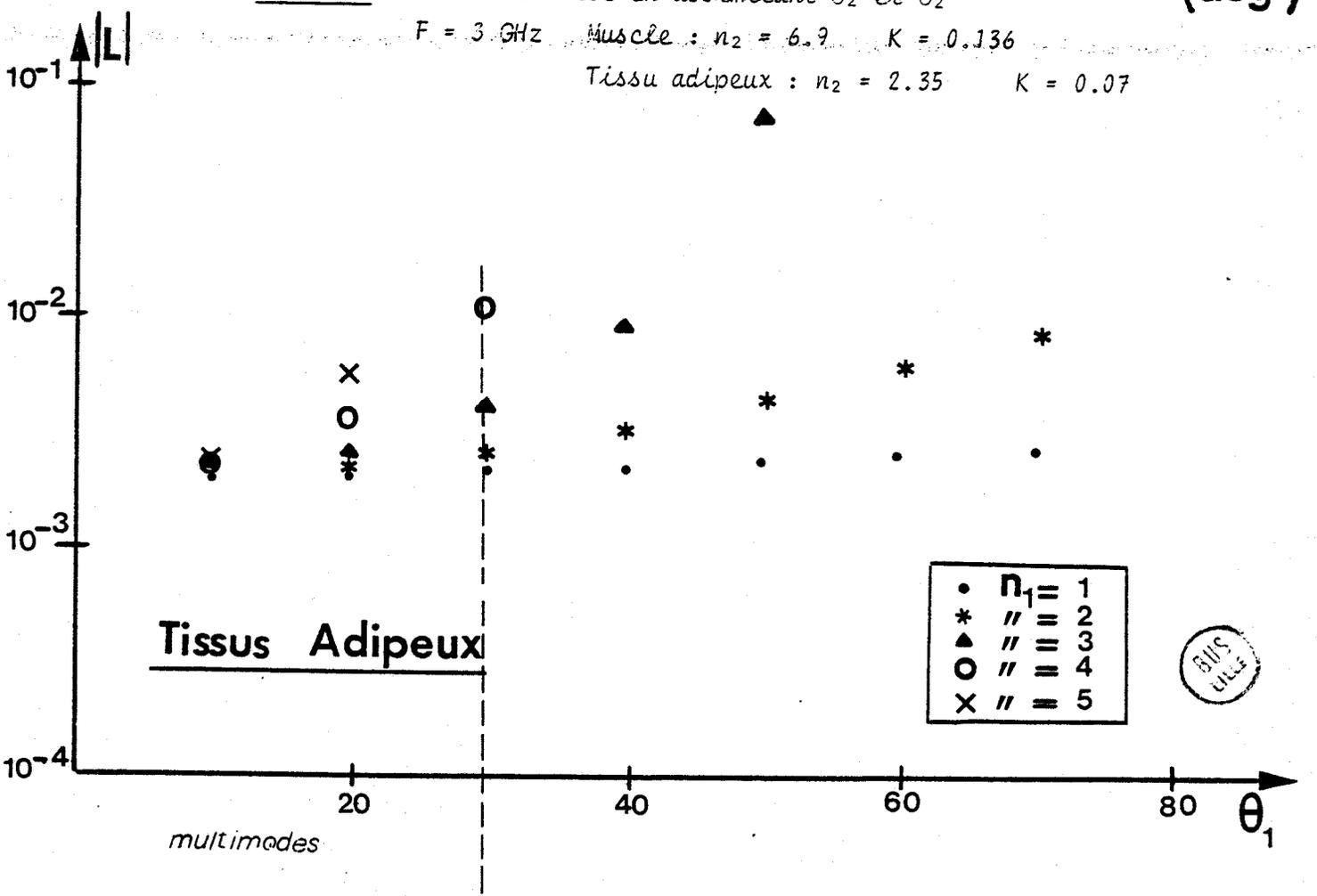


FIGURE 1 : Erreur commise en assimilant  $\theta_2$  et  $\theta'_2$

$F = 3 \text{ GHz}$  Muscle :  $n_2 = 6.9$   $K = 0.136$

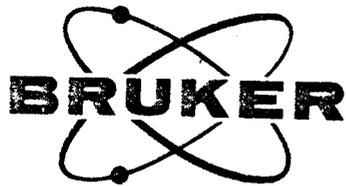
Tissu adipeux :  $n_2 = 2.35$   $K = 0.07$



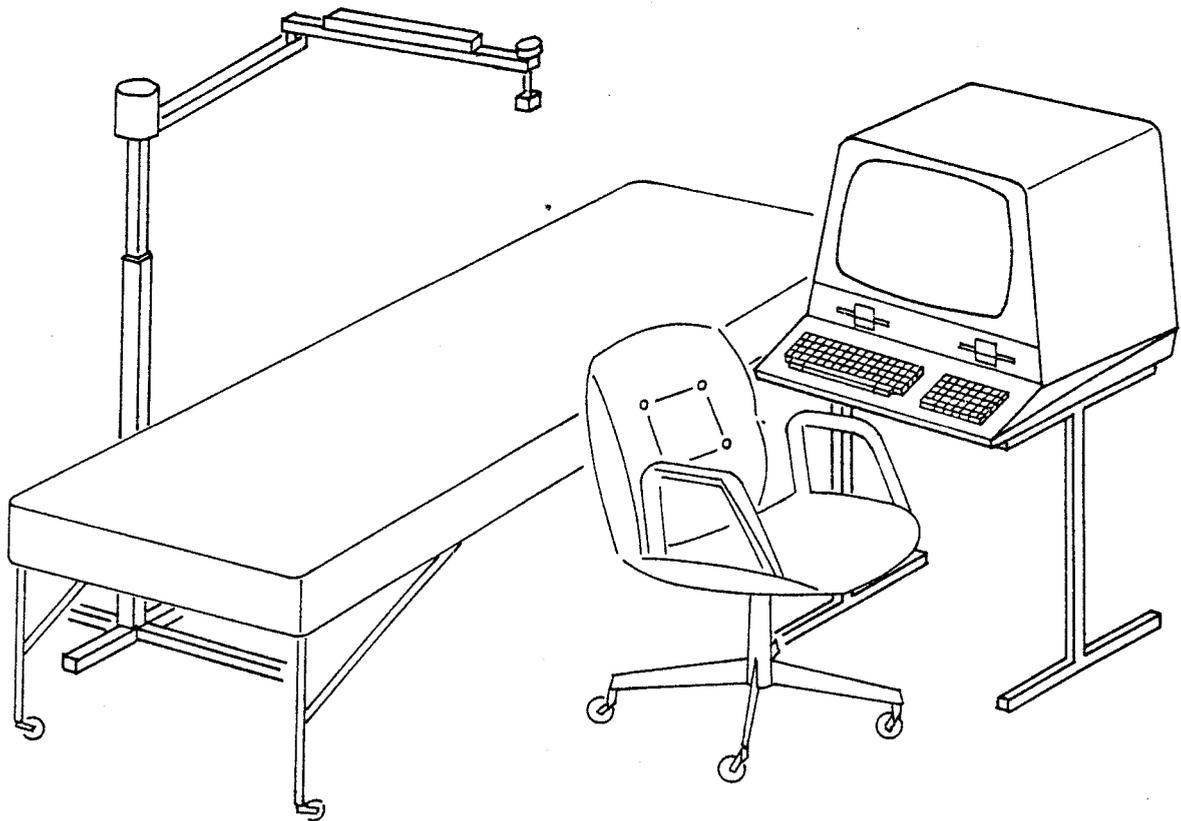
- $n_1 = 1$
- \* // = 2
- ▲ // = 3
- // = 4
- × // = 5



ANNEXE 2



**TMO 3000**



NEW NEW NEW NEW NEW

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.H. BARRETT, P.C. MYERS  
"A method of Detecting subsurface thermal Patterns"  
Bid. Radiol., n° 6, pp. 45-56, Karger, Basel, 1975.
- [2] A.H. BARRETT, P.C. MYERS, N.L. SADOWSKY  
"Detection of breast Cancer by Microwave Radiometry"  
Radioscience, 12, (supplément), 167, 1977.
- [3] J. EDRICH, P.C. HARDEE  
"Thermography at millimeter wavelenghts"  
Proc. I.E.E.E., vol. 62, pp. 1391-1392, oct. 1974.
- [4] J. EDRICH  
"A Millimeter-wave thermograph for Human Breast and Spine Scans"  
Proc. 6th E.M.C., pp. 137-140, Rome, 1976.
- [5] A. MAMOUNI, F. BLIOT, Y. LEROY, Y. MOSCHETTO  
"Réalisation d'un radiomètre bande X pour applications biomédicales"  
Journées d'études sur les effets biologiques des microondes, Toulouse,  
juillet 1977.

- [6] A. MAMOUNI, F. BLIOT, Y. LEROY, Y. MOSCHETTO  
"A modified radiometer for temperature and microwave properties measurements of Biological substances"  
7th E.M.C. Microw. Exhib. and Publ. LTD, pp. 703-707.
- [7] A. MAMOUNI  
"Radiométrie hyperfréquence. Applications à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants".  
Thèse 3e cycle, Lille, nov. 1978.
- [8] Y. LEROY, A. MAMOUNI, D.D. NGUYEN, M. CHIVE  
"Microwave Thermography for diagnosis and therapy"  
15th annual Microwave Power symposium, May 1980, Iowa City, U.S.A.
- [9] D.D. NGUYEN  
"Thermographie et chauffage microonde". Contribution à la conception et à la réalisation de systèmes destinés au Génie Biologique et Médical.  
Thèse de 3e cycle, Lille, 10 décembre 1980.
- [10] A. MAMOUNI, F. BLIOT, Y. LEROY, E. CONSTANT, Y. MOSCHETTO  
"Techniques radiométriques hyperfréquences pour applications biomédicales"  
BIOSIGMA 78, Paris.
- [11] A. MAMOUNI, Y. LEROY, Y. HOUDAS, Y. MOSCHETTO  
"Passive Subcutaneous Temperature Measurement for Investigation of Thermoregulation"  
8th E.M.C. Paris, 4-8 sept. 1978.
- [12] J. ROBERT, P. THOUVENOT, A. MAMOUNI, Y. LEROY  
"Détection de lésions intracrâniennes à l'aide de la radiométrie microonde"  
Symposium International Ondes Electromagnétiques et Biologie,  
Jouy en Josas, 4 juillet 1980.

- [13] M. GAUTHERIE, B. MOYSES, Y. LEROY, A. MAMOUNI, Y. MOSCHETTO, J.P. SOZANSKY  
"Imagerie thermique au moyen de systèmes radiométriques microondes appliqués à la détection et au pronostic de tumeurs mammaires, cérébrales et thyroïdiennes"  
Symposium International Ondes Electromagnétiques et Biologie, Jouy en Josas, 4 juillet 1980.
- [14] A. MAMOUNI, Y. LEROY, M. SAMSEL, M. GAUTHERIE  
"Microwave radiometry 9 GHz". Application to breast cancers and to various tumor location. Preliminary results.  
Microwave Power Symposium, Monaco, 11-15 juin 1979.
- [15] P. BESSON, M. CHIVE, M. ROBILLARD, J.J. FABRE, Y. LEROY  
"Thermographie Microonde à 3 GHz : Applications cliniques en cancérologie"  
Colloque Thermologie Biomédicale - Symposium International, 30 juin-4 juillet 1981, Strasbourg.
- [16] M. GAUTHERIE, A. MAMOUNI  
Résultats non publiés.
- [17] A. MAMOUNI, JP. SOZANSKI, Y. LEROY, Y. MOSCHETTO  
"Imagerie Thermique Hyperfréquence à 9 GHz (Thermographie Microonde)  
Ondes Electromagnétiques et biologie, Jouy en Josas, 3 juillet 1980.
- [18] A. MAMOUNI, M. CHIVE, Y. LEROY, J.P. SOZANSKI, Y. MOSCHETTO  
"Techniques de radiométrie et de thermographie microondes"  
Journée S.E.E. : Dosimétrie sous rayonnement électromagnétique non ionisant, Toulouse, 13 novembre 1980.
- [19] A.W. GUY, J.F. LEHMANN, J.B. STONE BRIDGE  
"Therapeutic Applications of Electromagnetic Power"  
Proc. I.E.E.E., Vol. 62, n° 1, pp. 55-75, janv. 1974.
- [20] D.D. NGUYEN, M. CHIVE, Y. LEROY  
"Hyperthermie locale contrôlée par thermographie microondes à 2.5 GHz"  
Symposium International Ondes Electromagnétiques et Biologie, Jouy en Josas, 4 juillet 1980.

- [21] K.L. CARR, A.M. EL MAHDI, J. SCHAEFFER  
"Dual Mode Microwave System to enhance early detection of cancer"  
1980 MTT, Symposium Washington, oc (U.S.A.).
- [22] M. CHIVE, Y. LEROY, G. GIAUX, B. PREVOST  
"Microwave thermography for controlled local Hyperthermia at  
2.5 GHz"  
Microwave Power Symposium, June 1981, Toronto (Canada).
- [23] A.T. VILLENEUVE  
"Admittance of Waveguide Radiating into Plasma Environment"  
I.E.E.E. Trans. Vol. AP-13, N° 1, p. 115 (1965).
- [24] J. GALEJS  
"Admittance of Waveguide Radiating into Stratified Plasma"  
Trans. Vol. AP-13, N° 1, p. 64, 1965.
- [25] M.C. DECRETON, F.E. GARDIOL  
"Simple Nondestructive Method for the Measurement of Complex  
Permittivity"  
Vol. IM-23, N° 4, pp. 434-438 (1974).
- [26] A.W. GUY  
"Electromagnetic Fields and Relative Heating Patterns Due to a  
Rectangular Aperture Source in Direct Contact with Bilayered  
Biological Tissue"  
I.E.E.E. Trans. Vol. MTT-19, N° 2, pp. 214-223 (1971)
- [27] A.W. GUY, J.F. LEHMANN, J.B. STONEBRIDGE, C.C. SORENSEN  
"Development of a 915 MHz Direct Contact Applicator for Therapeutic  
Heating of Tissues"  
I.E.E.E. Trans. Vol. MTT-26, n° 8, pp. 550-556 (1978).
- [28] J.F. LEHMAN, A.W. GUY, J.B. STONEBRIDGE, B.J. DE LATEUR  
"Evaluation of a Therapeutic Direct-Contact 915 MHz Microwave  
Applicator for Effective Deep-Tissue Heating in Humans"  
I.E.E.E. Trans. Vol. MTT-26, N° 8, pp. 556-563 (1978).

- [29] G. GAJDA, M.A. STUCHLY, S.S. STUCHLY  
"Mapping of the Near-Field Pattern in Simulated Biological Tissues"  
Electronics Letters, February 15, 1979, Vol. 15, N° 4, pp. 120-121.
- [30] I.J. BAHL, S.S. STUCHLY  
"Microstrip Loop radiators for local hyperthermia"  
International Microwave Symposium. Los Angeles, Juin 1981.
- [31] B. ENANDER, G. LARSON  
"Microwave Radiometric measurements of the temperature inside the body"  
Electron. Lett. Vol. 10, p. 317, July 1974.
- [32] J. BIGU DEL BLANCO, C. ROMERO SIERRA  
"Microwave radiometric techniques : a means to explore the possibility of communication in biological systems".  
In 6th Annual Meeting, Neuro Electric So. Symp. Vol. 6, 1974.
- [33] K.M. LUDECKE, J. KOHLER, J. KANZENBACH  
"A new Radiation Balance Microwave Thermograph for Simultaneous and Independent Temperature and Emissivity Measurements"  
Proc. 8th Europ. Microw. Conf. (Workshop on Diagnosis and Treatment Using Microwaves) Paris, Sept. 78, J. of Microw. Power.
- [34] J.Ch. BOLOMEY  
"Calcul d'un réseau constitué de guides à lames parallèles"  
Laboratoire des Signaux et Systèmes. Groupe d'Electromagnétisme.  
Rapport Interne, Mars 1974.
- [35] A. CARON, M. DUPUY, Ch. PICHOT  
"Résolution numérique d'équations intégrales singulières de l'électromagnétisme. Le guide à lames parallèles"  
Medimat, Laboratoire des Signaux et Systèmes. Groupe d'Electromagnétisme. Rapport de Contrat D.R.E.T., Sept. 1978.
- [36] J. AUDET  
"Etude numérique et expérimentale de discontinuités entre guides d'ondes. Application au rayonnement de guides ouverts"  
Thèse de 3e cycle. Univ. Paris VI (France) July 1980.

- [37] J. AUDET, J.C. BOLOMEY, C. PICHOT, D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD, M. CHIVE  
Y. LEROY  
"Etude d'une structure constituée par un guide ouvert rayonnant dans  
un milieu dissipatif"  
Proc. Journées Nationales Microondes, Lille (France) June 1979.
- [38] D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD, Y. LEROY, J. AUDET, J.C. BOLOMEY, C. PICHOT  
"Modélisation de sondes pour thermographie microonde"  
Proc. Journées Nationales Microondes, Lille (France) June 1979.
- [39] M. BORN, E. WOLF  
"Principles of Optics"  
Pergamon Press, Second Ed. (1964).
- [40] M. ROBILLARD, D.D. NGUYEN, M. CHIVE, Y. LEROY, J. AUDET, J.Ch. BOLOMEY  
Ch. PICHOT  
"Profondeur de pénétration et résolution spatiale de sondes  
atraumatiques utilisées en microondes"  
Proc. URSI Symposium "Ondes Electromagnétiques et Biologie",  
Jouy en Josas (France) July 1980.
- [41] F. BLIOT, A. CASTELAIN, B. DUJARDIN  
"Numerical Simulation and models for microcoaxial probes. Applications  
to "in vivo" measurements of dielectric parameters of biological media  
in the microwave band (1-12 GHz).  
10e European Microwave Conference, Varsovie, Septembre 1980.
- [42] J.B. HASTED, S.H.M. EL SABEH  
Trans. Faraday Soc. 49, 1003.
- [43] J. AUDET, J.Ch. BOLOMEY, C. PICHOT, D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD,  
M. CHIVE, Y. LEROY  
"Electrical characteristics of waveguide applicators for medical  
applications"  
Journal of Microwave Power, Vol. 15, n° 3, Sept. 1980.

- [44] J. AUDET, J.Ch. BOLOMEY, C. PICHOT, Y. LEROY, D.D. NGUYEN,  
M. ROBILLARD, M. CHIVE  
"Détermination of electromagnetical characteristics of biomedical probes"  
Proc. Int. URSI-Symposium 1980 on Electromagnetic waves, Munich, August. 1980.
- [45] F. GARDIOL  
Traité d'Electricité, Volume III, Electromagnétisme.
- [46] R.H. DICKE  
"The measurement of thermal Radiation at Microwave Frequencies"  
Rev. Sci. Instr. Vol. 17, n° 7, pp. 268-275 (1946)
- [47] ICHIRO YOKOSHIMA  
"Direct Measurement Techniques of Transmission Line Corrections for Thermal Noise Standards"  
I.E.E.E. Transactions on instrumentation and measurement, Vol. 25, n° 2, pp. 138-145, June 1976.
- [48] J. BAUDET, J.C. VAN DE VELDE  
"Filtre numérique synchrone"  
Electronique et Applications industrielles 282/1 - 4/80.
- [49] D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY, J. AUDET, Ch. PICHOT  
J.Ch. BOLOMEY  
"Modeling of probes and interpretation of the thermal patterns in microwave thermography (Biomedical applications)"  
Proc. 15th Int. Microw. Power Symp. Iowa City (U.S.A.) May 1980.
- [50] D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY, J. AUDET, Ch. PICHOT  
J.Ch. BOLOMEY  
"Microwave Thermography - the modeling of probes and approach toward thermal pattern recognition"  
Proc. Xe Europ. Microw. Conf., Varsovie (Poland) Sept. 1980.

- [51] A. MAMOUNI, D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY  
"Thermographie Microonde - Nouvelles méthodes diagnostiques fondées sur la mesure du bruit thermique émis par les tissus vivants"  
Onde Electrique, Vol. 6, n° 12, Déc. 1980.
- [52] M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY, J. AUDET, Ch. PICHOT, J.Ch. BOLOMEY  
"Characteristics of waveguide applicators and signatures of thermal structures"  
Journal of Microwave Power (à paraître).
- [53] E. EDENHOFER  
"Electromagnetic Remote Sensing of the Temperature profile in stratified medium"  
Proc. Int. URSI Symp. on E.M. Waves München, Aug. 80.
- [54] M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY  
"Toward an interpretation of the thermal signatures achieved by microwave thermography"  
Microwave Power Symposium - June 1981 - Toronto (Canada).
- [55] M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY  
"Principe d'une reconnaissance d'objets thermiques fondée sur la thermographie microonde"  
Symposium International de Thermologie Biomédicale. Strasbourg  
Juin - Juillet 1981.
- [56] N. BLOCH, D. FRIED  
Rapport de Stage IDN. Juillet 1981.
- [57] J.J. FABRE, Y. LEROY  
"Thermal noise emission of a lossy material for a tem propagation"  
Electronics Letters, 28th May 1981, Vol. 17, n° 11.

