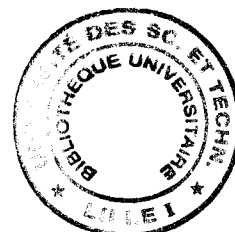


**UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
U.F.R. D'INFORMATIQUE D'ELECTRONIQUE D'ELECTROTECHNIQUE ET
D'AUTOMATIQUE**

LLLLLLLLLLLL



THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Discipline: ELECTRONIQUE

présentée et soutenue publiquement

par

Khalid RIDAOUI

le 5 Juin 1998

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COUPLAGE ELECTROMAGNETIQUE
GUIDE D'ONDE - MILIEU DISSIPATIF. EXTENSION AUX MILIEUX HETEROGENES.
(application à l'imagerie radiométrique microonde)**

devant la commission d'examen:

MM.

P. A. ROLLAND	<i>Président</i>
A. MAMOUNI	<i>Directeur de thèse</i>
T. LASRI	<i>Codirecteur de thèse</i>
Ph. GELIN	<i>Rapporteur</i>
W. VAN LOOCK	<i>Rapporteur</i>
P. DEGAUQUE	<i>Examineur</i>
C. LEGRAND	<i>Examineur</i>

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur P. A. ROLLAND que je remercie pour avoir accepté de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

Je remercie Monsieur le Professeur E. CONSTANT et Monsieur le Professeur G. SALMER, directeur de l'IEMN, pour m'avoir accueilli dans le laboratoire de l'IEMN.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Y. LEROY pour m'avoir accueilli dans son équipe Nouvelles Applications des Microondes (NAMO) et pour tous les conseils qu'il m'a apportés.

Ce travail a été dirigé par Monsieur le Professeur A. MAMOUNI que je remercie vivement pour l'aide qu'il m'a apporté tout le long de ce travail.

Je remercie également Monsieur T. LASRI, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour l'aide et les conseils qu'il m'a apportés pour la réalisation de ce mémoire et pour les travaux qu'on a réalisés ensemble. Je tiens à lui exprimer mes expressions de profonde reconnaissance et d'amitié.

Je remercie Monsieur B. Bocquet, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour m'avoir aidé et orienté tout le long de ce travail et pour les travaux qu'on a réalisés ensemble.

Que Monsieur Ph. GELIN, Professeur à l'ENST de Bretagne, et Monsieur W. VAN LOOCK, Professeur à l'Université de Gent (Belgique), soient ici remerciés de l'honneur qu'il me font de juger ce travail.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur P. DEGAUQUE, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, ainsi qu'à Monsieur C. LEGRAND, Professeur à l'Université du Littoral Côte d'Opale, pour leur participation à ce jury d'examen.

Je tiens à remercier Monsieur A. BENLARBI-DELAÏ, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour sa sympathie dans l'équipe, ainsi que mon collègue D. ALLAL pour toutes ses aides et pour toutes les recherches et les découvertes qu'on a faites sur INTERNET.

Que tous mes camarades étudiants du laboratoire veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Je ne saurais oublier l'ensemble du personnel du laboratoire, et en particulier Monsieur P. ARMANT, Monsieur M. FRYZIEL, responsable informatique, toute l'équipe de la D.A.O., ainsi que Monsieur J. P. DEHORTER de l'atelier de reprographie.

Sommaire

Introduction générale	
1. Etude du rayonnement électromagnétique d'un guide d'onde rectangulaire couplé à un milieu dissipatif	6
1.1. Introduction	6
1.2. Principes de base de la radiométrie microonde	7
1.2.1. Loi de Rayleigh-Jeans	7
1.2.2. Rayonnement d'un matériau non isotherme et notion de température radiométrique	8
1.2.3. Conclusion	10
1.3. Traitement analytique par la méthode modale	11
1.3.1. Introduction	11
1.3.2. Présentation du système étudié	11
1.3.3. Principe de la méthode modale	11
1.3.4. Equations de propagation et nomenclature des champs	12
1.3.4.1. dans le milieu 1	12
1.3.4.2. dans le milieu 2	14
1.3.4.3. dans le milieu 3	14
1.3.5. Equations de continuité	15
1.3.6. Calcul du coefficient de réflexion et de l'équation de conservation de la puissance	17
1.3.7. Expression du champ électromagnétique dans le milieu dissipatif	18
1.3.8. Conclusion	19
1.4. Etude du couplage multisonde-milieu dissipatif et mise en évidence des modes rétrogrades	20
1.4.1. Introduction	20
1.4.2. Représentation du modèle et nomenclature des champs	20
1.4.3. Equations de continuité	21
1.4.4. Analyse des résultats	23
1.4.5. Conclusion	24
1.5. Application de la méthode modale à un milieu stratifié	25
1.5.1. Introduction	25
1.5.2. Equations de continuité	25
1.5.3. Expressions des champs	27
1.5.4. Conclusion	27
1.6. Conclusion	28
Bibliographie chapitre 1	29

2. Etude des paramètres de couplage par la méthode modale	32
2.1. Introduction	32
2.2. Analyse numérique de la méthode de calcul	33
2.2.1. Introduction	33
2.2.2. Principe de la méthode d'intégration Gauss-Legendre	33
2.2.3. Analyse des fonctions à intégrer	34
2.2.4. Conclusion	36
2.3. Description des paramètres du système	37
2.3.1. Présentation du modèle	37
2.3.2. Choix de la fréquence	37
2.3.3. Détermination de la permittivité des milieux	38
2.3.4. Choix de la sonde	39
2.3.5. Conclusion	40
2.4. Etude du bilan énergétique	41
2.4.1. Introduction	41
2.4.2. Milieux homogènes	41
2.4.3. Milieux stratifiés	42
2.4.4. Conclusion	43
2.5. Calcul des paramètres de couplage	45
2.5.1. Introduction	45
2.5.2. Milieux homogènes	45
2.5.3. Cas des tissus mammaires	46
2.5.4. Milieux multicouches	47
2.5.5. Conclusion	47
2.6. Volumes de couplage et notion de visibilité	49
2.6.1. Introduction	49
2.6.2. Définitions	49
2.6.3. Exemples de calculs des volumes de couplage	50
2.6.4. Influence des dimensions de la sonde et de la fréquence	52
2.6.5. Conclusion	53
2.7. Conclusion	53
Bibliographie chapitre 2	54

3. Application de la méthode des éléments finis à l'étude des paramètres de couplage et vérifications expérimentales	59
3.1. Introduction	59
3.2. Présentation de la méthode	60
3.2.1. Principe de la méthode de calcul par HFSS	60
3.2.2. Modèle du champ utilisé et Equation de propagation	61
3.2.3. Présentation du modèle	62
3.3. Coefficient de réflexion et bilan de puissance - Vérifications expérimentales	63
3.3.1. Introduction	63
3.3.2. Milieux homogènes	64
3.3.3. Milieux stratifiés	66
3.3.4. Conclusion	67
3.4. Essai de simulation d'un modèle "réel" par les éléments finis	68
3.4.1. Introduction	68
3.4.2. Présentation des résultats	68
3.4.3. Conclusion	70
3.5. Calculs des champs en mode actif par HFSS et vérifications expérimentales	71
3.5.1. Introduction	71
3.5.2. Principe de mesure de champ par une antenne filaire	71
3.5.3. Résultats de mesure	72
3.5.3.1. Cas de milieux homogènes	72
3.5.3.2. Cas de milieux stratifiés	73
3.5.4. Conclusion	74
3.6. Extension aux milieux hétérogènes	76
3.6.1. Introduction	76
3.6.2. Etude de la présence d'une cavité dans un milieu homogène	76
3.6.3. Conclusion	78
3.7. Conclusion	79
Bibliographie chapitre 3	80

4. Applications des calculs des paramètres de couplage à l'étude des signaux radiométriques et à l'imagerie microonde	83
4.1. Introduction	83
4.2. Exploitation des paramètres de couplage et modélisation des signaux radiométriques	84
4.2.1. Principe	84
4.2.2. Application à un objet de même permittivité que le milieu	85
4.2.2.1. Cas des milieux homogènes	85
4.2.2.2. Cas des milieux stratifiés	86
4.2.3. Application à un objet de permittivité différente de celle du milieu	87
4.3. Application à l'imagerie radiométrique microonde	88
4.3.1. Principe	88
4.3.2. Exemples de résultats de déconvolution	90
4.3.2.1. Déconvolution d'une image théorique	90
4.3.2.2. Déconvolution d'une image expérimentale	90
4.3.2.3. Détermination des caractéristiques de l'objet par déconvolution itérative	91
4.4. Conclusion	92
Bibliographie chapitre 4	94
Conclusion générale	96
Annexe A	97

Introduction générale

L'application de la radiométrie microonde à la thermométrie non invasive de milieux dissipatifs suscite un intérêt aussi bien dans le domaine du biomédical que dans le domaine industriel.

Outre la réalisation et l'évaluation de systèmes radiométriques à différentes fréquences, à une seule ou plusieurs sondes [1-4], ces études ont porté sur la définition et la mise en oeuvre de méthodes de calcul des paramètres de couplage entre le capteur radiométrique et le milieu dissipatif sous investigation [4-7]. En effet, l'exploitation et l'interprétation de signaux radiométriques, en terme de température, nécessitent la connaissance préalable de ces paramètres de couplage.

Des études théoriques ont concerné le couplage entre une sonde unique, constituée d'un tronçon de guide d'onde rectangulaire chargé d'un diélectrique sans pertes couplé à un milieu dissipatif homogène ou stratifié. Une méthode modale a été utilisée pour traiter ce problème [6-8]; celle-ci consiste à écrire les équations de continuité à l'interface sonde milieu dissipatif, qui par transformation permettent de calculer les paramètres de couplage en champ proche entre les deux milieux de propagation. Ces paramètres de couplage associés à des mesures radiométriques sont à la base d'une thermométrie quantitative par radiométrie microonde et d'une technique de synthèse d'images radiométriques [4] [9].

Dans une première partie de ce travail, nous faisons des rappels des principes de base de la radiométrie microonde où nous donnons une nouvelle définition des paramètres de couplage. Ces rappels concernent aussi le traitement analytique par la méthode modale du couplage d'un guide d'onde rectangulaire à un milieu dissipatif homogène ou stratifié.

Ce traitement est appliqué par la suite au couplage en champ proche d'une multisonde, constituée de neuf sondes identiques, au contact d'un milieu dissipatif. Cette nouvelle situation permet non seulement de traiter le problème concret d'une multisonde radiométrique utilisée dans le système d'imagerie microonde passive, mais aussi d'améliorer la précision de la méthode modale. En effet, jusqu'ici les modes rétrogrades susceptibles de se propager dans l'espace (air entourant la sonde unique) ont été négligés; ceci constitue l'approximation à

l'ordre zéro de la méthode modale [7-8]. Ainsi, nous envisageons ici de traiter le problème dans sa globalité en prenant en compte les modes directs et rétrogrades discrets dans les différents guides constituant la multisonde ainsi que les modes continus dans le milieu dissipatif.

La deuxième partie présente les résultats numériques de la méthode modale appliquée à différentes structures homogènes ou stratifiées intéressant en particulier des applications médicales. A travers ces résultats, nous montrons les performances de la méthode modale dans la résolution du problème de couplage, guide - d'onde milieu dissipatif en fonctions des différents paramètres du système étudié.

Dans le cadre des applications de la radiométrie microonde dans le domaine du biomédical (détection de tumeurs) ainsi que dans le domaine industriel (détection d'hétérogénéités diélectrique), une résolution numérique à 3D d'une structure hétérogène est nécessaire. La méthode modale ne permet pas une résolution complète de ce problème. Nous avons donc fait appel à un outil de calcul numérique, HFSS (High Frequency Structures Simulator), basé sur la méthode des éléments finis. Ceci fait l'objet du troisième chapitre où dans un premier temps, nous considérons des structures simples, que nous pouvons traiter par la méthode modale, et nous confrontons les résultats théoriques donnés par les deux méthodes de calcul à des mesures expérimentales. Ces résultats nous serviront comme un test de validation de la méthode modale.

Nous considérons aussi un modèle global, par HFSS, où nous tenons compte des modes rétrogrades. Ces modes, rappelons le, ont été négligés dans le modèle approché traité par la méthode modale. Cette modélisation nous permet d'évaluer leur influence sur la précision des calculs. Ensuite, nous appliquons la méthode des éléments finis à l'étude des milieux hétérogènes.

La dernière partie de ce travail porte sur l'application des calculs des paramètres de couplage à la modélisation des signaux radiométriques et à l'imagerie radiométrique microonde. Nous montrons l'intérêt d'une connaissance préalable des paramètres de couplage pour la modélisation des signaux radiométriques en terme d'excès de température.

Nous donnons aussi des exemples d'applications théoriques et expérimentales en imagerie radiométrique microonde en utilisant la technique de déconvolution associée à un filtrage de Wiener [10].

Bibliographie de l'introduction

- [1] A. Mamouni, "Radiométrie Hyperfréquence. Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants (thermographie microonde)", *Thèse de troisième cycle*, Lille, 1978.
- [2] DD. Nguyen, "Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation des systèmes destinés au génie biologique et médical", *Thèse de troisième cycle*, Lille, 1980.
- [3] L. Enel, "Conception et exploitation de radiomètres microondes multisonde. Contribution à l'étude de la faisabilité d'un scanner par TMO", *Thèse de Docteur -Ingénieur*, Lille, Juillet 1985.
- [4] B. Bocquet, "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume", *Thèse de l'Université*, Lille, Janvier 1989.
- [5] M. Robillard, "Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde (TMO)", *Thèse troisième cycle*, Lille, 1981.
- [6] Ph. Gelin, "Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques. Application aux résonateurs diélectriques", *Thèse d'Etat*, Lille, 1981.
- [7] A. Mamouni, "Radiométrie microonde en champ proche. Application Médicales (Thermographie microonde)", *Thèse d'Etat*, Lille, Mai, 1988.
- [8] P. Dehour, "Modélisation et étude expérimentale de signaux radiométriques microondes: Couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié", *Thèse de l'Université*, Octobre, 1992.
- [9] R. Ait-Abdelmalek, B. Bocquet, A. Mamouni, J.C Van de Velde, Y. Leroy, "Définition de l'imagerie microonde passive (IMO) sur tissus humains", *Journées Nationales des Microondes*, Brest, 1993.
- [10] R. Ait-Abdelmalek "Contribution à l'imagerie radiométrique microonde, Etude de l'influence de la permittivité, Inversion des images par déconvolution", *Thèse de l'Université*, Lille, Mars 1996.

Chapitre 1: Etude du rayonnement électromagnétique d'un guide d'onde rectangulaire couplé à un milieu dissipatif

1.1. Introduction	6
1.2. Principes de base de la radiométrie microonde	7
1.2.1. Loi de Rayleigh-Jeans	7
1.2.2. Rayonnement d'un matériau non isotherme et notion de température radiométrique	8
1.2.3. Conclusion	10
1.3. Traitement analytique par la méthode modale	11
1.3.1. Introduction	11
1.3.2. Présentation du système étudié	11
1.3.3. Principe de la méthode modale	11
1.3.4. Equations de propagation et nomenclature des champs	12
1.3.4.1. dans le milieu 1	12
1.3.4.2. dans le milieu 2	14
1.3.4.3. dans le milieu 3	14
1.3.5. Equations de continuité	15
1.3.6. Calcul du coefficient de réflexion et de l'équation de conservation de la puissance	17
1.3.7. Expression du champ électromagnétique dans le milieu dissipatif	18
1.3.8. Conclusion	19
1.4. Etude du couplage multisonde-milieu dissipatif et mise en évidence des modes rétrogrades	20
1.4.1. Introduction	20
1.4.2. Représentation du modèle et nomenclature des champs	20
1.4.3. Equations de continuité	21
1.4.4. Analyse des résultats	23
1.4.5. Conclusion	24
1.5. Application de la méthode modale à un milieu stratifié	25
1.5.1. Introduction	25
1.5.2. Equations de continuité	25
1.5.3. Expressions des champs	27
1.5.4. Conclusion	27
1.6. Conclusion	28

Chapitre 1

Etude du rayonnement électromagnétique d'un guide d'onde rectangulaire couplé à un milieu dissipatif

1.1. Introduction

La radiométrie microonde consiste en la mesure du signal thermique émis par un corps chaud sous investigation grâce à une antenne adaptée suivie d'un radiomètre à grand gain et faible bruit. L'antenne est constituée d'un tronçon de guide d'onde rectangulaire rempli d'un diélectrique à faibles pertes.

L'interprétation des signaux radiométriques mesurés nécessite la connaissance préalable des paramètres de couplage liant le guide d'onde au milieu dissipatif. La détermination de ces paramètres est liée principalement au calcul des champs rayonnés dans le milieu dissipatif. A cet effet une méthode modale a été élaborée au sein de notre équipe [1-2]. Celle-ci permet de déterminer la distribution tridimensionnelle des champs électriques rayonnés dans le milieu dissipatif et d'en déduire par la suite les paramètres de couplage.

Dans ce chapitre nous donnons une nouvelle définition aux paramètres de couplage, ensuite nous rappelons les principes de base du traitement électromagnétique par la méthode modale appliquée à des milieux homogènes ou stratifiés.

Nous consacrons une partie de ce chapitre à l'étude du couplage multisonde - milieu homogène. A travers cette étude nous faisons le point sur l'influence des modes rétrogrades sur la conservation de la puissance à l'interface guide d'onde - milieu et par conséquent sur le calcul des champs et des paramètres de couplage.

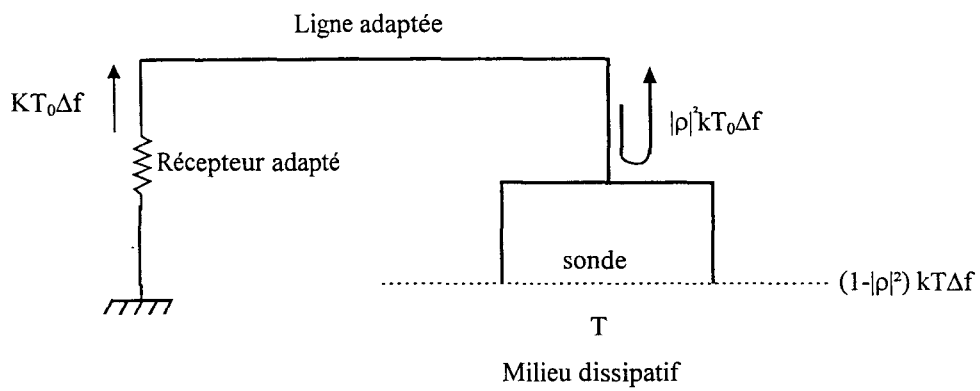


Figure 1.1 : Principe de la radiométrie microonde : schéma représentatif des puissances de bruit thermique échangées entre le matériau dissipatif et le récepteur adapté.

1.2. Principes de base de la radiométrie microonde

1.2.1. Loi de Rayleigh-Jeans

Toute matière portée à une température supérieure au zéro absolu émet spontanément un rayonnement électromagnétique dû à l'agitation thermique des particules constituant cette matière, d'où son nom de bruit thermique. Ce rayonnement dépend de la température du matériau rayonnant et de la bande de fréquence dans laquelle il est émis.

La puissance rayonnée est caractérisée par ce qu'on appelle la brillance spectrale, définie par la loi de Planck, qui exprime la puissance émise par unité de surface à la température T , dans un angle solide unité, dans une bande passante de 1 Hz à la fréquence f :

$$B(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} \quad (1.1)$$

où

h : constante de Planck,

c : vitesse de la lumière,

k : constante de Boltzman,

T : température absolue du matériau,

f : fréquence considérée.

Aux fréquences microondes, lorsque $kT \gg hf$, la loi de Planck peut s'écrire sous la forme simplifiée:

$$B(f, T) = 2kT \frac{f^2}{c^2} \quad (1.2)$$

Cette expression appelée loi de Rayleigh-Jeans exprime que la puissance du bruit thermique émis dépend linéairement de la température absolue.

En appliquant une antenne à un matériau porté à la température T , on peut mesurer la puissance thermique émise par ce matériau. Dans le cas d'un corps noir la puissance mesurée s'écrit:

$$P = kT\Delta f \quad (1.3)$$

Dans le cas d'un matériau réel (Fig. 1.1), caractérisé par son émissivité $(1 - |\rho(f)|^2)$ où $\rho(f)$ est le coefficient de réflexion en tension à l'interface antenne - matériau à la fréquence f , la puissance reçue par l'antenne adaptée de température T_0 s'écrit:

$$P = (1 - |\rho|^2)kT\Delta f + |\rho|^2 kT_0\Delta f \quad (1.4)$$

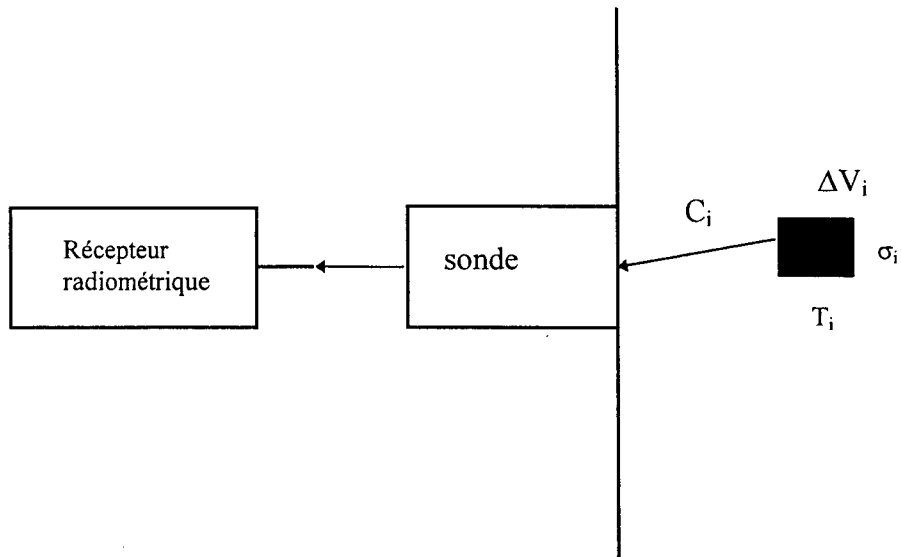


Figure 1.2: Schéma de principe du couplage en *mode passif* d'un corps chaud à une antenne (sonde) suivie d'un récepteur radiométrique.

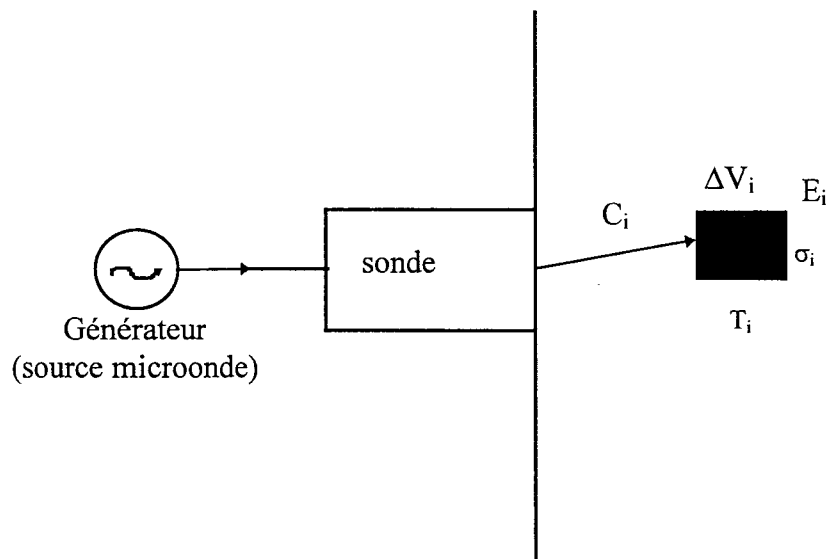


Figure 1.3: Principe de couplage en *mode actif* d'une sonde rayonnante dans un milieu dissipatif.

Aussi peut-on déterminer la température d'un corps si on connaît ses caractéristiques. C'est le principe utilisé en radiométrie microonde [1-2].

1.2.2. Rayonnement d'un matériau non isotherme et notion de température radiométrique

Un corps non isotherme peut être assimilé à un ensemble de volume élémentaires ΔV_i portés à une température T_i . La puissance thermique reçue par une antenne couplée à ce milieu résulte de l'ensemble des puissances émises par chacun des volumes (Fig.1.2) et s'écrit sous la forme:

$$P = A(f) \sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f) k T_i \Delta f \quad (1.5)$$

où $A(f)$ est un paramètre de normalisation lié au récepteur, et $C_i'(f)$ est le coefficient de couplage entre chaque volume élémentaire et l'antenne.

En considérant un corps de température uniforme ($T_i=T$) l'expression (1.5) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P = A(f) k T \Delta f \sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f) \quad (1.6)$$

En identifiant cette expression à celle correspondant au cas d'un corps isotherme :

$$P = (1 - |\rho|^2) k T \Delta f = A(f) k T \Delta f \sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f) \quad (1.7)$$

on peut déterminer le paramètre $A(f)$:

$$A(f) = \frac{(1 - |\rho|^2)}{\sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f)} \quad (1.8)$$

En remplaçant $A(f)$ par sa valeur dans la relation (1.6) on obtient l'expression de la puissance émise par le matériau sous la forme suivante :

$$P = (1 - |\rho|^2) \frac{\sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f) k T_i \Delta f}{\sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f)} \quad (1.9)$$

Cette puissance peut s'écrire aussi sous une autre forme:

$$P = \sum_{i=0}^{\infty} C_i(f) k T_i \Delta f \quad (1.10)$$

où

$$C_i(f) = (1 - |\rho|^2) \frac{C_i'(f)}{\sum_{i=0}^{\infty} C_i'(f)} \quad (1.11)$$

sont les coefficients de couplage normalisés qui vérifient la relation de normalisation suivante :

$$\sum_{i=0}^{\infty} C_i(f) = (1 - |\rho|^2) \quad (1.12)$$

L'exploitation de la relation (1.10) nécessite la connaissance de $C_i(f)$. Pour définir ces paramètres on procède en mode actif. Un générateur est relié à la sonde (Fig. 1.3) et émet à la fréquence f un signal qui crée en tout point du milieu un champ électrique de module $|E_i(f)|$. La puissance moyenne dissipée dans le volume élémentaire ΔV_i est proportionnelle à la quantité:

$$\frac{1}{2} \sigma_i(f) |E_i(f)|^2 \Delta V_i \quad (1.13)$$

où $\sigma_i(f) = \epsilon_0 \epsilon_i'' 2\pi f$ est la conductivité du volume élémentaire ΔV_i .

Cette quantité exprime le couplage d'un élément de volume ΔV_i du milieu à l'antenne à une constante multiplicative près. Le coefficient de couplage C_i' peut s'écrire sous la forme suivante:

$$C_i' = k_1 \sigma_i(f) |E_i(f)|^2 \Delta V_i \quad (1.14)$$

où k_1 est une constante de normalisation.

D'après le théorème de réciprocité des antennes [5], le paramètre C_i' exprime le couplage entre l'antenne et le milieu aussi bien en mode actif qu'en mode passif. Ainsi d'après l'expression (1.11) on peut définir le paramètre de couplage C_i normalisé par l'expression suivante:

$$C_i = (1 - |\rho|^2) \frac{\sigma_i |E_i|^2 \Delta V_i}{\sum_{i=0}^{\infty} \sigma_i |E_i|^2 \Delta V_i} \quad (1.15)$$

Les coefficients de couplage permettent alors de relier l'ensemble des volumes élémentaires ΔV_i constituant le matériau au récepteur utilisé. Ainsi la connaissance des C_i est nécessaire à l'interprétation des signaux radiométriques mesurés.

Ces paramètres sont fonctions des champs électriques créés en tout point ΔV_i et des caractéristiques du milieu. Leur détermination fait appel alors à la méthode modale qui permet le calcul de la distribution tridimensionnelle du champ électrique dans le milieu considéré.

On peut aussi définir la notion de température radiométrique (T_{rad}) par la relation suivante :

$$T_{rad} = \sum_{i=0}^{\infty} C_i T_i \quad (1.16)$$

Cette expression nous permet de donner un sens physique aux coefficients de couplage au vu de la relation suivante :

$$T_{rad}(T_i = 1^\circ C) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i \quad (1.17)$$

Ces coefficients expriment donc l'élévation de température radiométrique pour une élévation de température de $1^\circ C$ pour un élément de volume élémentaire ΔV_i .

1.2.3. Conclusion

En vu d'un rappel des principes de base du rayonnement d'un milieu dissipatif réel, nous avons donné une nouvelle définition aux paramètres de couplage absolus qui nous permet une inversion quantitative des données radiométriques. Dans cette définition nous avons introduit le coefficient de réflexion qui tient compte de l'adaptation sonde-milieu dissipatif.

Cette nouvelle définition nous a permis aussi de donner un sens physique aux coefficients de couplage que nous exploitons lors du traitement et de l'analyse des données radiométriques.

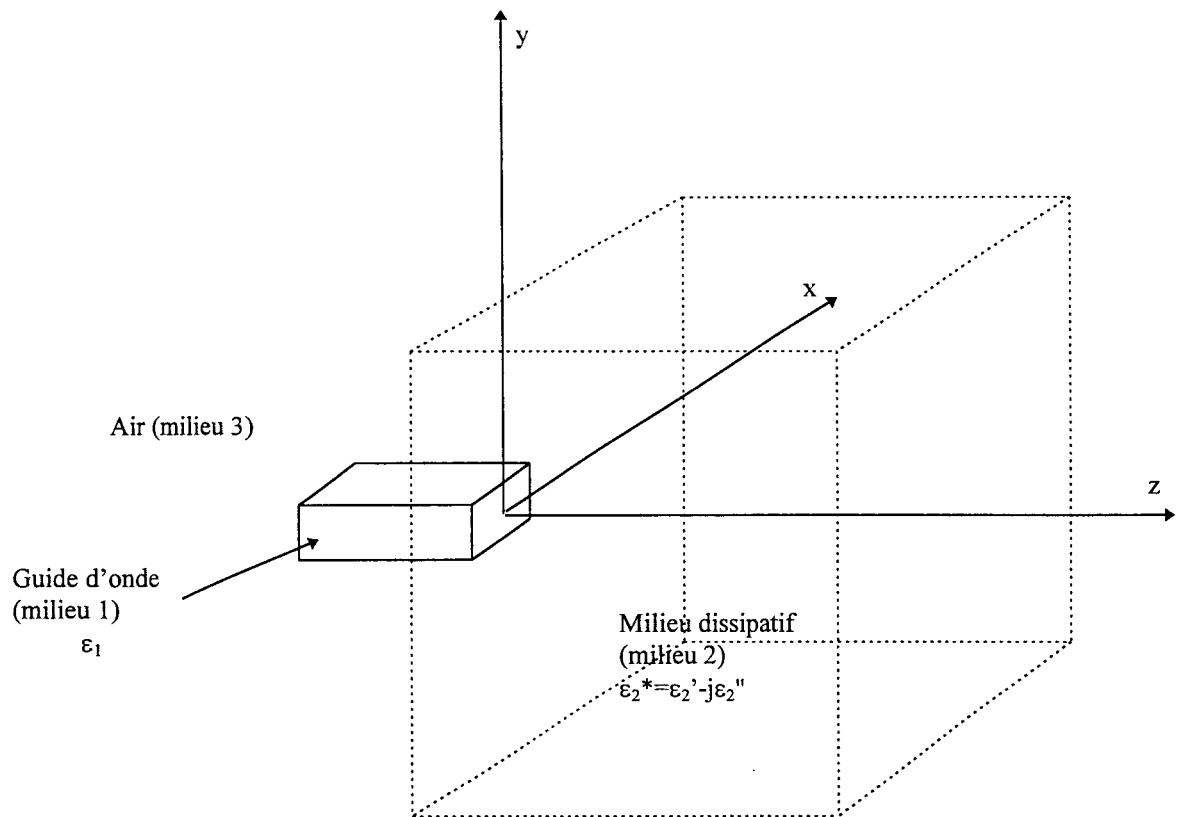


Figure 1.4: Modèle de couplage d'un guide d'onde à un milieu dissipatif semi-infini (les traits en pointillés indiquent le fait que le milieu n'est pas limité).

1.3. Traitement analytique par la méthode modale

1.3.1. Introduction

Le calcul des champs rayonnés par un guide d'onde couplé à un milieu dissipatif fait appel à un traitement semi-analytique basé sur la méthode modale. Cette méthode a été élaborée dans le but de résoudre les problèmes de couplage d'un guide d'onde à un milieu dissipatif homogène ou stratifié [1-2] [6-9].

Dans ce paragraphe nous faisons des rappels sur le principe de la méthode de calcul et sur le traitement électromagnétique de la structure étudiée. Nous appliquons la méthode dans un cas général. Ensuite nous déduisons les équations de continuité du modèle approché où on néglige les modes rétrogrades dans l'air. Ce modèle nous servira par la suite dans les applications numériques et les vérifications expérimentales.

1.3.2. Présentation du système étudié

Le modèle traité par la méthode modale est constitué d'un guide d'onde rectangulaire de dimensions a (grand côté suivant l'axe ox) et b (petit côté suivant l'axe oy), rempli d'un diélectrique sans pertes de permittivité ϵ_1 , couplé à un milieu dissipatif homogène ou stratifié semi-infini, caractérisé par sa permittivité complexe:

$$\epsilon_2^* = \epsilon_2' - j\epsilon_2'' \quad (1.18)$$

Dans ce modèle nous distinguons trois régions de propagation électromagnétique (Fig.1.4):

- ◆ le guide d'onde (milieu 1)
- ◆ le milieu dissipatif (milieu 2)
- ◆ l'air entourant le guide d'onde (milieu 3).

1.3.3. Principe de la méthode modale

L'étude du traitement électromagnétique de la discontinuité entre diverses structures de propagation a fait l'objet de nombreux travaux [3-4] [10-11]. Dans notre cas de l'étude du rayonnement d'un guide d'onde rectangulaire dans un milieu semi-infini, une méthode modale a été proposée. Le principe de cette méthode est basé sur le raccordement des composantes tangentielles du champ électromagnétique de part et d'autre de la discontinuité. Ceci nécessite la connaissance au préalable des expressions des champs des modes dans toutes les régions de l'espace du modèle considéré.

Dans le guide d'onde (région 1), la nomenclature des champs des modes est déterminée par la résolution des équations de Maxwell et l'application des conditions aux limites. En ce

qui concerne le milieu dissipatif semi-infini (région 2), celui-ci est assimilé à un deuxième guide d'onde rectangulaire de dimensions infinies. La nomenclature des champs des modes dans ce milieu est déterminée de la même façon que dans le premier guide d'onde avec la simple transformation des modes discrets en modes continus.

Le champ électromagnétique est alors représenté sous forme d'une intégrale de tous les modes continus se propageant dans le milieu. La précision de calcul des champs, dans ce modèle, dépend essentiellement du nombre de modes de propagation choisis. Celui-ci doit être suffisamment grand afin que le modèle considéré soit le plus représentatif possible du milieu étudié. Ce choix sera discuté plus loin dans le chapitre 2 lors de la présentation de la méthode d'intégration numérique.

Les modes se propageant dans le milieu 3 correspondent à des modes rétrogrades continus. Des travaux antérieurs ont mis en évidence ces modes rétrogrades par des mesures expérimentales ainsi que leur influence sur le calcul des champs, particulièrement dans le cas d'un milieu à faibles pertes [8]. Des méthodes itératives ont été proposées pour le calcul de ces modes rétrogrades [3] [12-13]. Toutefois ces méthodes nécessitent un temps de calcul très important. Afin de surmonter ce problème, un modèle approché où on néglige les modes rétrogrades, a été utilisé avec succès dans des applications à des milieux homogènes et stratifiés [1-2] [6-9] [14-15]. Cependant, des limitations de l'application de ce modèle ont été rencontrées dans le cas des milieux à faibles pertes mais aussi quand la différence entre les permittivités du milieu et celle du guide est très grande [1] [8]. Nous discuterons dans la présentation des résultats numériques et expérimentaux la validité de ce modèle et les performances de la méthode pour des applications en radiométrie microonde.

1.3.4. Equations de propagation et nomenclature des champs

1.3.4.1. dans le milieu 1

Les dimensions du guide sont calculées pour ne propager que le mode fondamental TE_{10} . Le champ électromagnétique de ce mode a pour composantes E_{y1} , H_{x1} et H_{z1} . L'énergie transportée par le mode fondamental et réfléchi à la surface de discontinuité guide d'onde - milieu dissipatif est caractérisée par un coefficient de réflexion ρ_1 .

A partir des équations de Maxwell, dans le repère considéré, l'équation de propagation dans le guide s'écrit sous la forme contractée suivante :

$$\left[\Delta - \Gamma_1^2 \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (1.19)$$

où

$$\Gamma_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - \beta_1^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (1.20)$$

est le vecteur d'onde transversal dans le plan (o,x,y) et Δ est le Laplacien à deux dimensions. k_x et k_y sont les vecteurs d'onde transversaux suivant les axes ox et oy, $k_0^2 = \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2$ est la constante de propagation dans le vide, ε_1 est la permittivité du diélectrique dans le guide et β_1 la constante de phase avec $\omega = 2\pi f$ où f est la fréquence de propagation.

Compte tenu des conditions aux limites, l'équation caractéristique du guide s'écrit :

$$\Gamma_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - \beta_1^2 = \frac{\pi^2}{a^2} \quad (1.21)$$

et la constante de phase est alors donnée par l'expression suivante :

$$\beta_1 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_1 - \frac{\pi^2}{a^2}} \quad (1.22)$$

Les calculs qui permettent alors d'accéder à l'expression du champ électromagnétique sont donnés en détails aux références [1] et [8].

Rappelons aussi qu'en plus du mode fondamental qui se propage dans le guide, il existe une infinité de modes évanescents dans ce guide d'onde. Des travaux antérieurs [16] ont montré, en considérant le deuxième milieu comme un guide d'onde surdimensionné de dimensions finies, que la contribution des modes supérieurs dans le guide reste pratiquement négligeable dans le cas des milieux à fortes pertes. P. Dehour a confirmé, dans sa thèse [8], ces résultats par des comparaisons des calculs des coefficients de réflexion des modes supérieurs donnés par le modèle de guide surdimensionné au modèle de milieu semi-infini.

Dans le cas où la permittivité du milieu est proche de celle du diélectrique dans le guide, les modes supérieurs ne sont plus négligeables si on considère le modèle du guide surdimensionné, par contre ils restent toujours faibles par rapport au mode fondamental dans le cas du modèle de milieu semi-infini.

Le modèle du guide surdimensionné étudié par Audet [16] introduit aussi les effets des parois du deuxième guide qui peuvent introduire une erreur non négligeable sur le calcul du coefficient de réflexion du mode fondamental dans le cas d'un surdimensionnement insuffisant du deuxième guide.

Ces résultats suggèrent déjà, que pour éviter ces phénomènes il convient de considérer le deuxième milieu comme véritablement semi-infini. Par conséquent, dans notre cas, nous négligeons les modes supérieurs dans le guide d'onde.

1.3.4.2.dans le milieu 2

Pour un milieu absorbant, la constante de propagation est une quantité complexe:

$$\gamma_2 = \beta_2 - j\alpha_2 \quad (1.23)$$

avec un terme d'atténuation α_2 et un terme de phase β_2 . Une partie de l'énergie transportée par le mode fondamental dans le guide, se réfléchit à la discontinuité tandis que l'autre partie se propage dans le milieu et génère une infinité de modes continus. L'équation de propagation dans ce milieu s'écrit:

$$[\Delta - \Gamma_2^2] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (1.24)$$

où

$$\Gamma_2^2 = k_0^2 \epsilon_2^* - \gamma_2^2 \quad (1.25)$$

est le vecteur d'onde transversal.

Ce milieu est assimilé à un guide d'onde de dimensions infinies. La nomenclature des champs est identique à celle dans le guide d'onde excitateur avec la simple transformation des modes discrets en modes continus caractérisés par des nombres d'onde continus p et q qui sont liés à la constante de propagation par l'équation caractéristique suivante:

$$p^2 + q^2 = k_0^2 \epsilon_2^* - \gamma_2^2 \quad (1.26)$$

A partir de cette équation on peut déterminer les expressions de la constante de phase:

$$\beta_2(p, q) = \sqrt{\frac{\left\{ k_0^2 \epsilon_2' - (p^2 + q^2) + \sqrt{(p^2 + q^2 - k_0^2 \epsilon_2')^2 + (k_0^2 \epsilon_2'')^2} \right\}}{2}} \quad (1.27)$$

et de la constante d'atténuation:

$$\alpha_2(p, q) = \frac{k_0^2 \epsilon_2''}{2\beta_2} \quad (1.28)$$

Les expressions des champs des modes sont déterminées de la même façon que dans le cas du milieu (1) [1] [8].

1.3.4.3.dans le milieu 3

A la discontinuité guide-milieu les modes réfléchis génèrent une infinité de modes continus dans l'air. Des études antérieures [8] ont montré l'existence de ces modes rétrogrades et leur influence dans le traitement électromagnétique de notre modèle. Nous discuterons plus

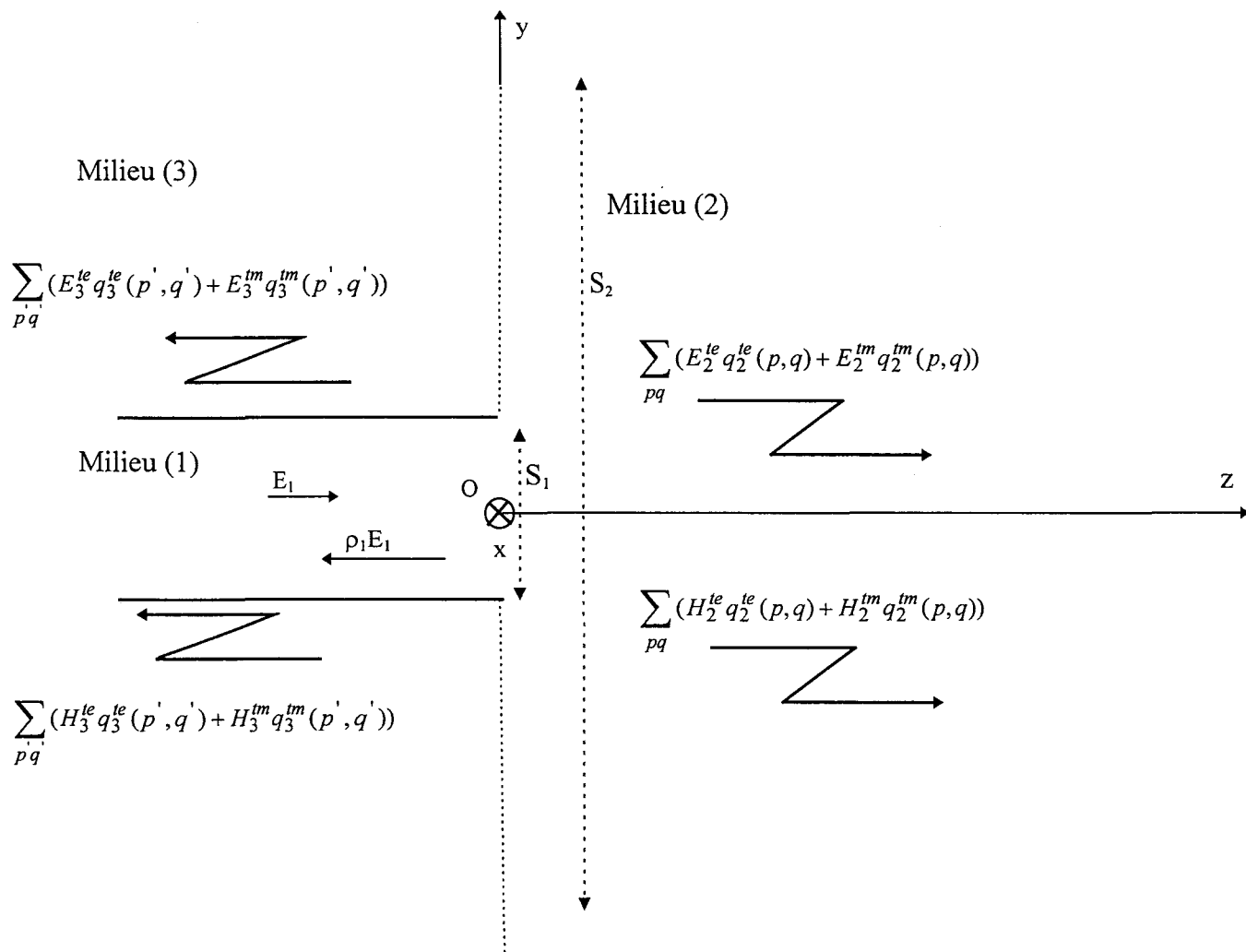


Figure 1.5: Représentation de la propagation des différents modes dans les 3 régions du modèle de couplage guide d'onde-milieu dissipatif (S_1 est la surface de la section droite dans le plan (oxy) du guide d'onde, S_2 est la surface de la section droite dans le plan (oxy) du milieu dissipatif).

loin dans ce chapitre l'influence de ces modes dans un modèle électromagnétique plus complet.

1.3.5. Equations de continuité

L'étude d'une discontinuité, peut être effectuée par la technique de raccordement de modes, dans le plan de la discontinuité, des champs résultants de tous les modes générés par celle-ci. Autrement dit, cette technique consiste à exprimer la continuité des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques dans le plan de la discontinuité.

Les conditions de continuité des champs à travers la surface séparant les trois régions (Fig. 1.5) s'écrivent :

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_3^{te}(p', q') E_{x3}^{te} + q_3^{tm}(p', q') E_{x3}^{tm}] dp' dq' = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) E_{x2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) E_{x2}^{tm}] dp dq \quad (1.29)$$

$$(1 + \rho_1) E_{y1}^{te} + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_3^{te}(p', q') E_{y3}^{te} + q_3^{tm}(p', q') E_{y3}^{tm}] dp' dq' = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) E_{y2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) E_{y2}^{tm}] dp dq \quad (1.30)$$

$$(1 - \rho_1) H_{x1}^{te} - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_3^{te}(p', q') H_{x3}^{te} + q_3^{tm}(p', q') H_{x3}^{tm}] dp' dq' = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) H_{x2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) H_{x2}^{tm}] dp dq \quad (1.31)$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_3^{te}(p', q') H_{y3}^{te} + q_3^{tm}(p', q') H_{y3}^{tm}] dp' dq' = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) H_{y2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) H_{y2}^{tm}] dp dq \quad (1.32)$$

Dans le premier membre de ces équations, on retrouve les composantes des champs relatives au milieu (3) qui sont sous forme d'une intégrale double sur tous les modes p' et q' affectées des fonctions de couplage $q_3^{te}(p', q')$ et $q_3^{tm}(p', q')$.

Dans les équations (1.30) et (1.31) on retrouve les composantes tangentielles du champ électromagnétique se propageant dans le guide d'onde, affectées du coefficient de réflexion ρ_1 exprimant la réflexion en tension de l'onde incidente à la discontinuité sonde-milieu dissipatif.

Dans le deuxième membre des équations de continuité on retrouve les composantes du champ électromagnétique relatives au milieu (2) affectées des fonctions de couplage $q_2^{te}(p, q)$ et $q_2^{tm}(p, q)$.

La résolution de ce système ne peut être réalisée que d'une façon itérative [3] [12-13]. Dans un premier temps on initialise le système en négligeant les modes rétrogrades dans le milieu (3). On peut alors calculer les fonctions de couplage dans les milieux (1) et (2). Les solutions obtenues sont ensuite injectées dans le système, et par itération on peut déterminer

toutes les inconnues du problème. Toutefois cette méthode nécessite d'une part un temps de calcul assez important et d'autre part la connaissance de la nomenclature des champs des modes dans le milieu (3). Aussi, nous procédons alors par une méthode simplifiée qui consiste à négliger ces modes rétrogrades. Les équations de continuité s'écrivent alors sous la forme suivante:

$$0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) E_{x2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) E_{x2}^{tm}] dpdq \quad (1.33)$$

$$(1 + \rho_1) E_{y1}^{te} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) E_{y2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) E_{y2}^{tm}] dpdq \quad (1.34)$$

$$(1 - \rho_1) H_{x1}^{te} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) H_{x2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) H_{x2}^{tm}] dpdq \quad (1.35)$$

$$0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q_2^{te}(p, q) H_{y2}^{te} + q_2^{tm}(p, q) H_{y2}^{tm}] dpdq \quad (1.36)$$

Ce modèle constitue une première approche du système et permet le calcul tridimensionnel du champ électromagnétique. Nous discutons dans le chapitre suivant les limites de validité de cette approche en fonction des cas étudiés. Nous proposons en fin de ce chapitre une méthode itérative où nous traitons une multisonde qui nous permet d'estimer les modes rétrogrades et d'analyser leur influence sur le calcul numérique des champs et des paramètres de couplage.

L'exploitation des équations de continuité nécessite l'utilisation des relations d'orthogonalité des modes.

Dans le milieu (2) on définit un flux de puissance des modes p et q à travers la surface S_2 de la section droite du milieu dissipatif [3-4]:

$$P_2 = \frac{1}{2} \iint_{S_2} \mathbf{E}_2 \wedge \mathbf{H}_2^* ndS = \frac{1}{2} \langle \mathbf{H}_2(p, q) | \mathbf{E}_2(p', q') \rangle \delta(p - p') \delta(q - q')$$

avec $\delta(i - j) = 1$ si $i = j$

$\delta(i - j) = 0$ si $i \neq j$

(1.37)

Ce flux de puissance existe si $p=p'$ et $q=q'$. Ceci exprime le fait qu'il n'existe pas de couplage entre des modes différents du milieu dissipatif et que les composantes de champs appartenant à des modes différents ne peuvent pas transporter de l'énergie.

1.3.6. Calcul du coefficient de réflexion et de l'équation de conservation de la puissance

La caractérisation de la discontinuité consiste, en définitive, à déterminer toutes les fonctions et coefficients de couplage inconnus q_2^{le} , q_2^{lm} ainsi que ρ_1 .

A ce propos, nous procédons par une méthode qui consiste à transformer les équations de continuité (1.33) à (1.36) en un système d'équations intégrales couplées tout en faisant usage des propriétés d'orthogonalité des modes dans chacune des deux régions de l'espace (guide d'onde et milieu dissipatif) [1] [8]. Les calculs détaillés sont rappelés dans les références [1] [7-8].

L'expression du coefficient de réflexion du mode fondamental réfléchi dans le guide d'onde s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho_1 = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte_2 \omega \mu_0 \frac{p}{q} H_2(\beta_1 - \gamma_2) + qtm_2 E_2(\beta_1 \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2^*) \right\} H_1 R_1 dpdq \quad (1.38)$$

où

$$R_1 = \frac{\cos\left(\frac{pa}{2}\right) \sin\left(\frac{qb}{2}\right)}{\left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2\right)(p^2 + q^2)} \quad (1.39)$$

Nous définissons une équation test de la méthode:

$$1 = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ qte_2 \omega \mu_0 \frac{p}{q} H_2(\beta_1 + \gamma_2) + qtm_2 E_2(\beta_1 \gamma_2 + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2^*) \right\} H_1 R_1 dpdq \quad (1.40)$$

On peut aussi calculer le flux de puissance à travers la surface de discontinuité S_2 [11], par projection, sur l'axe des réels, de l'équation de conservation de la puissance:

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2} \iint_{S_1} \mathbf{E}_1 \wedge \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{n} dS \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2} \iint_{S_2} \mathbf{E}_2 \wedge \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{n} dS \right\} \quad (1.41)$$

on obtient alors :

$$1 - |\rho_1|^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ |qte_2|^2 \frac{\beta_2}{|\gamma_2|} + |qtm_2|^2 \frac{(\varepsilon_2'' \alpha_2 + \beta_2 \varepsilon_2')}{|\varepsilon_2| |\gamma_2|} \right\} dpdq \quad (1.42)$$

cette équation exprime la conservation de la puissance active dans le plan de discontinuité.

Dans le bilan de puissance active (1.42) on trouve:

- ◆ le terme 1 qui correspond à la puissance incidente dans le guide,
- ◆ le terme $|p_1|^2$ qui représente la puissance réfléchie, dans le guide d'onde, qui est transportée par le mode fondamental réfléchi.
- ◆ le deuxième membre de l'équation (1.42) qui représente la puissance active rayonnée dans le milieu (2).

Par la méthode modale nous avons déterminé l'expression du coefficient de réflexion à l'interface sonde-milieu dissipatif ainsi qu'une équation test que nous utilisons comme un premier critère de convergence du calcul numérique.

Notons que ce coefficient de réflexion sera déterminé expérimentalement et constitue donc un autre test de la méthode.

L'équation de conservation de la puissance représente un moyen très important de vérification des approches physiques utilisées dans notre modèle.

1.3.7. Expression du champ électromagnétique dans le milieu dissipatif

Après avoir déterminé les fonctions de couplage qte_2 et qtm_2 , ainsi que les expressions des champs des modes, on peut exprimer les composantes des champs E et H dans le milieu dissipatif semi-infini sous la forme d'une somme continue de tous les modes se propageant dans le milieu.

$$E_{x2}(x, y, z) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{te}(p, q) E_{x2}^{te}(p, q) + q_2^{tm}(p, q) E_{x2}^{tm}(p, q) \right\} e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (1.43)$$

$$E_{y2}(x, y, z) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{te}(p, q) E_{y2}^{te}(p, q) + q_2^{tm}(p, q) E_{y2}^{tm}(p, q) \right\} e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (1.44)$$

$$E_{z2}(x, y, z) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{tm}(p, q) E_{z2}^{tm}(p, q) \right\} e^{-j\gamma_2 z} dpdq \quad (1.45)$$

Les composantes tridimensionnelles du champ électrique permettent de calculer les paramètres de couplage ("Weighting functions") qui interviennent dans l'exploitation des signaux radiométriques en terme de température du milieu sous investigation radiométrique [1] [7-8].

1.3.8. Conclusion

Nous disposons donc d'une méthode de calcul électromagnétique du champ proche généré par un guide d'onde dans un milieu dissipatif. Elle est basée sur la technique du raccordement de modes. Elle permet de déterminer la carte tridimensionnelle des champs électriques dans le milieu pour des structures bidimensionnelles (2,5D). L'objectif maintenant est d'appliquer cette méthode à différentes structures de milieux homogènes et stratifiés et de tester la validité de cette méthode pour la détermination des cartes des champs.

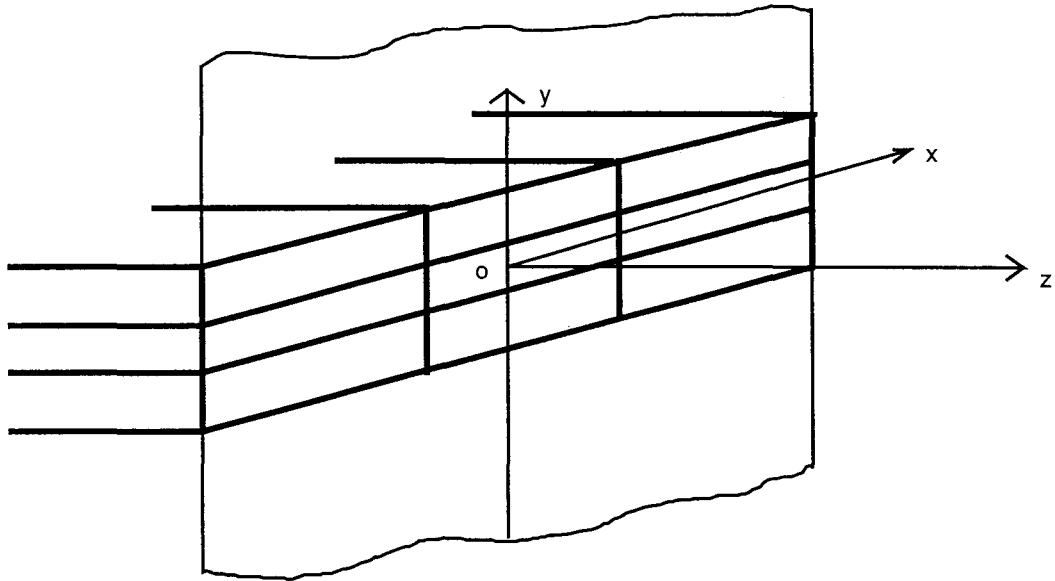


Figure 1.6: Représentation du couplage d'une multisonde à un milieu dissipatif semi-infini.

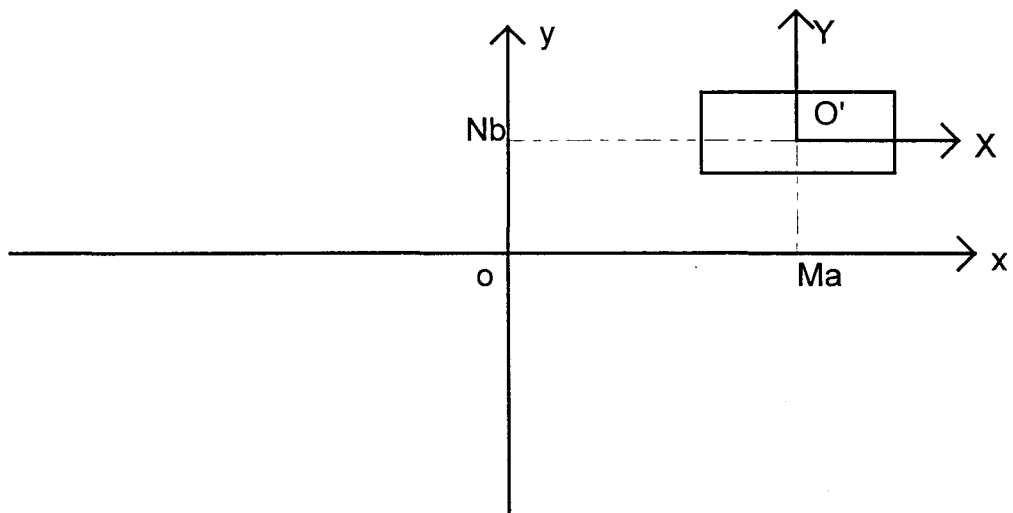


Figure 1.7 : Représentation d'un guide d'onde (M,N) de la multisonde dans son repère relatif (O',X,Y) .

1.4. Etude du couplage multisonde-milieu dissipatif et mise en évidence des modes rétrogrades

1.4.1. Introduction

L'étude du couplage guide d'onde - milieu dissipatif met en jeu trois régions différentes. Le traitement analytique global de ce modèle par la méthode modale reste jusqu'à maintenant difficile à réaliser. Nous ne pouvons traiter le problème dans sa globalité étant donné que l'on ne connaît pas la nomenclature des champs dans le milieu (3), par conséquent on ne dispose pas de la représentation complète des modes de part et d'autre de la discontinuité. Des travaux antérieurs [1-2] [6-9] [14-15] basés sur l'exploitation des paramètres de couplage, utilisaient le modèle approché, où on néglige les modes rétrogrades dans l'air. Ce modèle a donné des résultats intéressants notamment dans le cas de milieux à fortes pertes, mais il reste imprécis quand il s'agit de milieux à faibles pertes. Par ailleurs des travaux expérimentaux [8] ont permis la mise en évidence de l'existence des modes rétrogrades dans l'air.

L'objet de ce paragraphe est de caractériser le couplage en champ proche d'une multisonde, constituée de neuf sondes identiques, au contact d'un milieu dissipatif.

Cette nouvelle situation permet non seulement de traiter le problème concret d'une multisonde radiométrique utilisée dans le système d'imagerie radiométrique microonde passive, mais aussi de quantifier analytiquement la propagation des modes réfléchis autour du guide central exciteur. L'avantage que présente cette étude est que la nomenclature des modes rétrogrades dans les différents guides est connue. Celle-ci est identique à la nomenclature des modes dans le guide d'onde central, ce qui facilite le traitement analytique du problème.

1.4.2. Représentation du modèle et nomenclature des champs

Le modèle que nous allons traiter dans cette partie consiste alors, à assimiler la nature des modes rétrogrades dans le milieu autour du guide à celle des modes se propageant dans des guides d'ondes identiques au guide central excité, disposés autour de celui-ci et couplés au milieu dissipatif (Fig. 1.6). Le calcul des champs montre que les modes rétrogrades s'affaiblissent rapidement tout en s'éloignant du guide central. Nous nous contentons donc d'une multisonde constituée de neuf guides d'ondes de même dimension remplis d'un même diélectrique sans pertes de permittivité ϵ_1 pour simuler l'environnement semi-infini autour du guide d'onde d'excitation. Chaque sonde est repérée par deux indices M et N qui indiquent sa position dans le repère (o,x,y). Nous appelons la sonde d'indices M=N=0, guide central, et les autres guides latéraux (M, N).

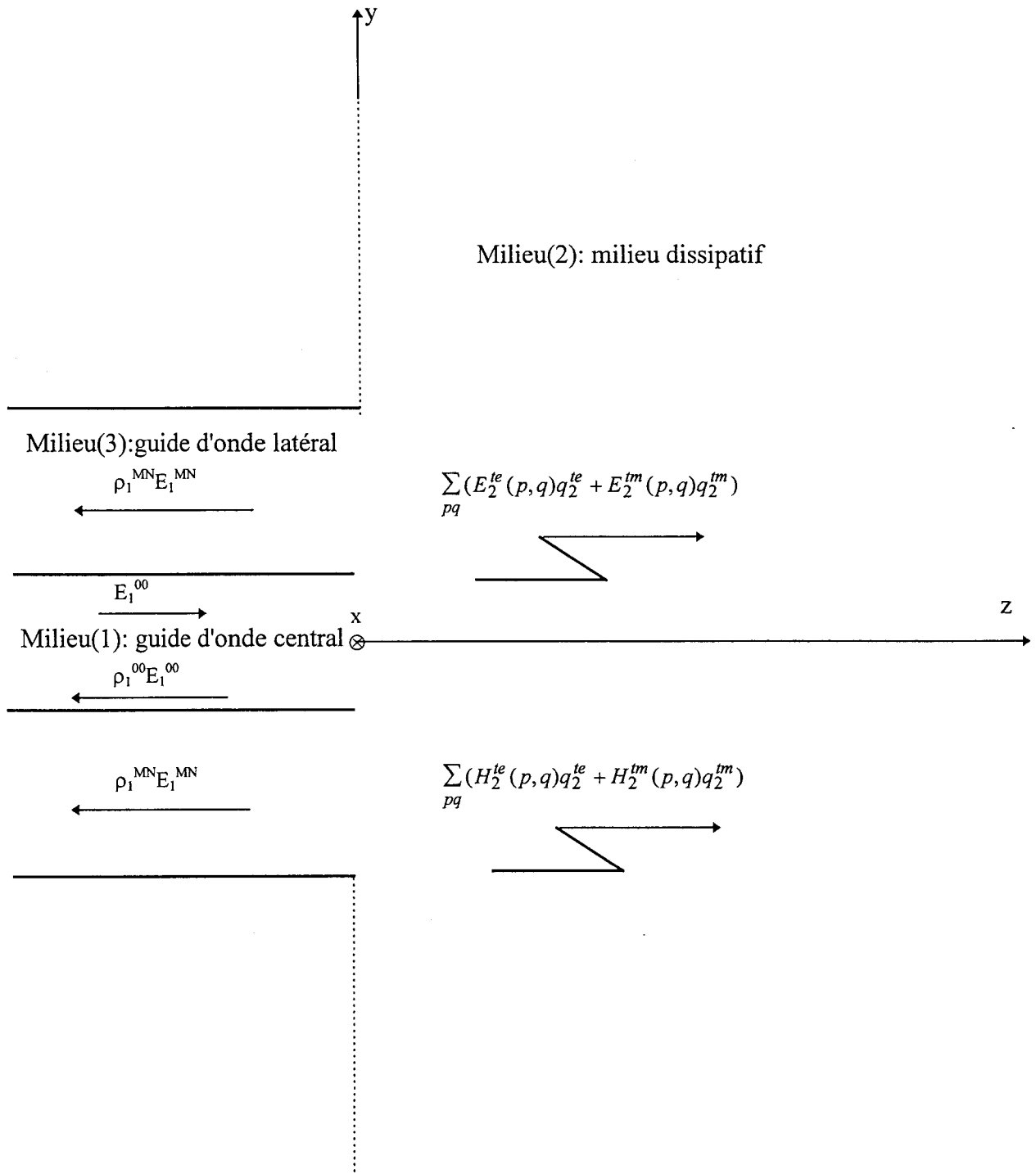


Figure 1.8: Représentation de la propagation électromagnétique dans les trois milieux d'une structure de couplage multisonde-milieu dissipatif.

Notre but est de calculer les fonctions de couplage en tenant compte des modes rétrogrades dans le milieu (3) qui est modélisé par les guides d'ondes latéraux (M, N). Ceux-ci propagent le mode fondamental réfléchi TE_{10} affecté de son coefficient de réflexion ρ_1 .

L'équation de propagation dans ces guides est de même type que celle qui régit la propagation dans le milieu (1) (guide central). La nomenclature des champs dans chaque guide périphérique par rapport à son propre repère relatif (O', X, Y) est identique à celle du guide central calculé dans le repère (o, x, y). Pour avoir des calculs homogènes dans un même repère de travail qui est le repère (o, x, y) nous procédons à un changement d'axes (Fig. 1.7) pour les guides latéraux comme suit:

$X=x-M*a$ et $Y=y-N*b$ où a et b sont les dimensions latérales des guides.

Nous considérons une sonde quelconque (M, N) et nous calculons le champ électromagnétique se propageant dans ce guide par rapport à ses axes relatifs (X, Y). Un simple changement de variables nous permettra d'exprimer les champs E_1^{MN} et H_1^{MN} dans le repère (o, x, y). Les calculs détaillés sont regroupés dans l'annexe 1.

1.4.3. Equations de continuité

Après avoir déterminé la nomenclature des champs des modes dans toutes les régions définissant notre modèle, y compris l'espace entourant le guide d'onde exciteur, que nous avons modélisé par des sondes identiques au guide d'onde central, nous exprimons la continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique dans le plan de la discontinuité (à $z = 0$) (Fig. 1.8). Ces conditions de continuité à travers la surface séparant les sondes et le milieu dissipatif s'écrivent :

$$0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{te(1)}(p, q) E_{x2}^{te} + q_2^{tm(1)}(p, q) E_{x2}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.46)$$

$$(1 + \rho_1^{00}) E_{y1}^{te00} + \sum_{MN \neq 00} \rho_1^{MN} E_{y1}^{teMN} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{te(1)}(p, q) E_{y2}^{te} + q_2^{tm(1)}(p, q) E_{y2}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.47)$$

$$(1 - \rho_1^{00}) H_{x1}^{te00} - \sum_{MN \neq 00} \rho_1^{MN} H_{x1}^{teMN} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{te(1)}(p, q) H_{x2}^{te} + q_2^{tm(1)}(p, q) H_{x2}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.48)$$

$$0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_2^{te(1)}(p, q) H_{y2}^{te} + q_2^{tm(1)}(p, q) H_{y2}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.49)$$

Ces équations sont identiques à celles exprimées dans le cas d'un modèle approché (1.33) à (1.36) avec deux termes supplémentaires $\sum_{MN \neq 00} \rho_1^{MN} E_{y1}^{teMN}$ et $\sum_{MN \neq 00} \rho_1^{MN} H_{x1}^{teMN}$. Ceux-ci expriment le couplage entre le milieu (2) et le milieu (3).

Pour déterminer les fonctions de couplage nous utilisons les mêmes relations d'orthogonalité que précédemment (1.38). Une autre relation d'orthogonalité s'impose du fait que nous introduisons la propagation dans l'espace (simulée par des guides) entourant le guide d'onde central. Cette relation est donnée par le flux de puissance à travers la section droite de la discontinuité multisonde - milieu dissipatif:

$$\iint_S \mathbf{E}_1^{MN} \wedge \mathbf{H}_1^{M'N'} \cdot \mathbf{n} dS = \langle \mathbf{H}_1^{M'N'} | \mathbf{E}_1^{MN} \rangle \delta_{M'M} \delta_{N'N} \quad (1.50)$$

Cette relation exprime le fait que ce flux de puissance n'existe que si $M=M'$ et $N=N'$. Autrement dit les composantes de champs appartenant à des sondes différentes ne transportent pas de puissance. D'autre part ceci exprime le fait qu'il n'y a pas de couplage entre le milieu (1) et le milieu (3).

On peut définir aussi le couplage entre le milieu dissipatif et un guide (MN) de la multisonde par les relations suivantes:

$$\iint_S \mathbf{E}_1^{MN} \wedge \mathbf{H}_2^* \cdot \mathbf{n} dS = \langle \mathbf{H}_2 | \mathbf{E}_1^{MN} \rangle \quad (1.51)$$

$$\iint_S \mathbf{E}_2 \wedge \mathbf{H}_1^{MN*} \cdot \mathbf{n} dS = \langle \mathbf{H}_1^{MN} | \mathbf{E}_2 \rangle \quad (1.52)$$

Nous utilisons une méthode itérative en initialisant le système par les fonctions de couplages $qt^{(0)}$ et $qtm^{(0)}$ calculées à l'ordre zéro (annexe 1), ce qui correspond physiquement à l'hypothèse où l'on néglige tous les modes supérieurs rétrogrades dans les milieux (1) et (3). On peut résumer le calcul des fonctions de couplage sous la forme suivante:

$$qt^{(1)}(p, q) = qt^{(0)}(p, q) + F(p, q, \rho_1^{MN}) \quad (1.53)$$

où $qt^{(0)}(p, q)$ est la solution des fonctions de couplage à l'ordre 0 (on néglige les modes rétrogrades) et $F(p, q, \rho_1^{MN})$ est un terme introduit par les calculs à l'ordre 1.

Nous exploitons les équations de continuités pour le calcul des coefficients de réflexion ρ_1^{MN} dans toutes les sondes (M, N), de l'équation de conservation de la puissance et de l'équation test (annexe 1).

Dans l'équation de conservation de la puissance à la discontinuité apparaît en plus des termes exprimant la puissance dans le milieu (1) et le milieu (2), un nouveau terme $\sum_{MN \neq 00} |\rho_1^{MN}|^2$ qui exprime la puissance réfléchiée dans les sondes entourant le guide central.

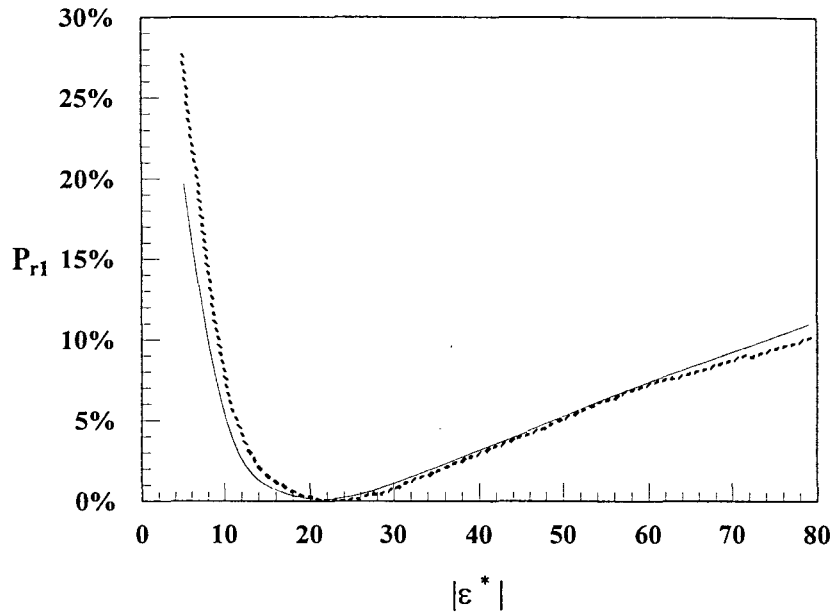


Figure 1.9: Evolution de la puissance réfléchiée dans le guide central à 3GHz en fonction du module de la permittivité du milieu sous test (— ordre 0,ordre 1).

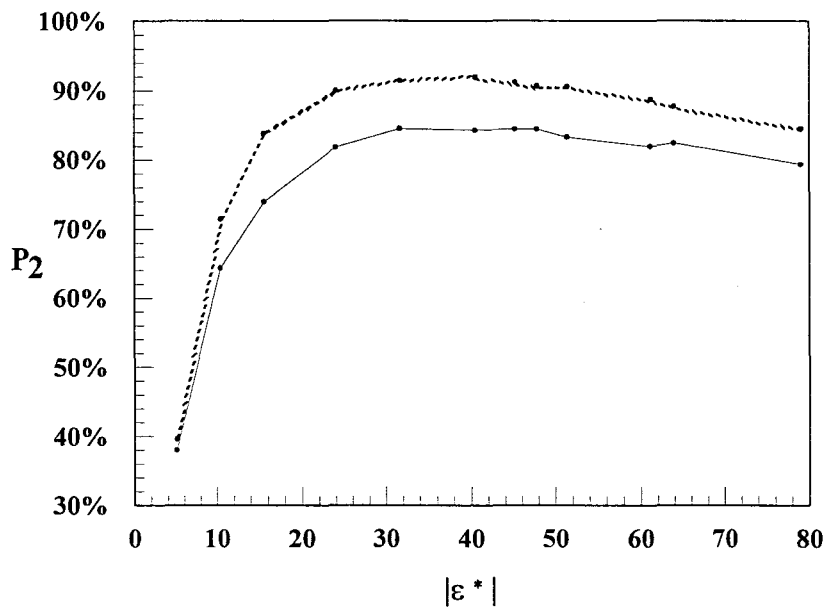


Figure 1.10: Evolution de la puissance dissipée dans le milieu (2) à 3GHz en fonction du module de la permittivité du milieu sous test (— ordre 0,ordre 1).

Nous remarquons que pour les milieux à faibles pertes, le calcul à l'ordre (1) introduit une augmentation de la puissance réfléchie (Fig. 1.9) dans le guide central alors que la puissance rayonnée dans le milieu (2) reste pratiquement inchangée (Fig. 1.10).

Dans le cas des milieux à fortes pertes on remarque un phénomène inverse. La puissance P_{r1} varie très peu alors que la puissance P_2 augmente de 10%.

La figure (1.11) donne les variations de la puissance réfléchie dans le milieu (3). Celle-ci est d'autant plus importante que le milieu est à faibles pertes. Ceci introduit une nette variation du bilan de puissance ΔP calculé à l'ordre 1 (Fig. 1.12), environ 10% dans tous les cas.

1.4.5. Conclusion

Nous avons pu modéliser le couplage entre le milieu dissipatif et le milieu entourant la sonde excitatrice. Bien que ce modèle ne nous permet pas de généraliser ces résultats quantitatifs aux autres cas de couplage (sonde entourée d'air - milieu dissipatif), il nous a permis de quantifier le couplage entre les deux milieux (2) et (3) et d'évaluer l'influence des modes rétrogrades dans le milieu (3) sur la précision des calculs par la méthode modale.

Toutefois parallèlement à ces résultats nous pouvons tirer des conclusions qualitatives dans le cas des milieux à faibles pertes. La précision des calculs reste faible et le modèle approché introduit une erreur non négligeable. Dans le cas des milieux fortement absorbant le modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air permet de résoudre le problème du couplage milieu dissipatif avec une précision acceptable.

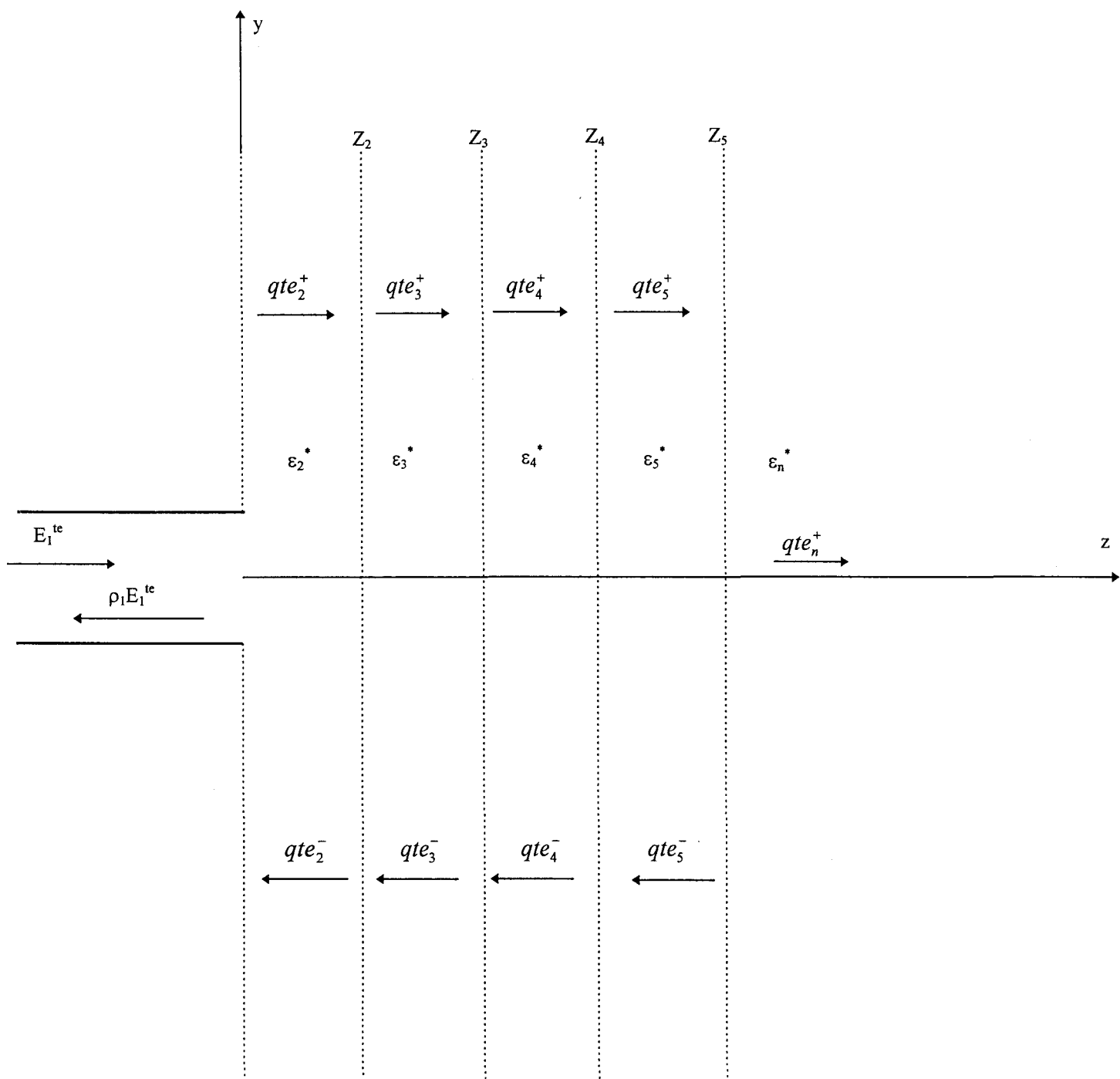


Figure 1.13: Représentation du couplage guide d'onde milieu dissipatif stratifié.

1.5. Application de la méthode modale à un milieu stratifié

1.5.1. Introduction

L'intérêt de considérer des milieux stratifiés (Fig. 1.13) est de pouvoir simuler des tissus biologiques dans le cas des applications médicales [6-9], ou des milieux constitués de plusieurs couches destinés à des applications industrielles. Le traitement électromagnétique dans ce cas est identique à celui utilisé dans le cas d'un milieu homogène. Chaque couche est caractérisée par sa permittivité diélectrique $\varepsilon_i^* = \varepsilon_i' - j\varepsilon_i''$ et une constante de propagation :

$$\Gamma_i^2 = p^2 + q^2 = k_0^2 \varepsilon_i^* - \gamma_i^2 \quad (1.54)$$

avec $i=2,3,4,\dots,n$ le numéro de couche dans le milieu constitué de $n-1$ couches.

La nomenclature des champs des modes est la même que celle décrite dans le cas d'un milieu homogène.

1.5.2. Equations de continuité

Dans ce modèle on retrouve plusieurs surfaces de discontinuité matérielle, la surface S_2 séparant le guide d'onde et la première couche du milieu stratifié et les surface S_i séparant deux couches successives i et $i+1$. Ces interfaces vont introduire des ondes réfléchies dans le milieu que nous caractérisons par les fonctions de couplage q_i^{te-} et q_i^{tm-} . Aux ondes progressives nous faisons correspondre les fonctions de couplage q_i^{te+} et q_i^{tm+} . Dans la dernière couche considérée semi-infinie, il n'y a pas d'ondes réfléchies, on ne considère donc que les fonctions de couplage q_n^{te+} et q_n^{tm+} . Ainsi nous pouvons écrire les équations de continuité des champs à chaque surface S_i . A la surface S_2 ($z = 0$) on a les équations suivantes:

$$0 = \int_0^\infty \int_0^\infty q_2^{te} (p, q) E_{x2}^{te} + q_2^{tm} (p, q) E_{x2}^{tm} dpdq \quad (1.55)$$

$$(1 + \rho_1) E_{y1}^{te} = \int_0^\infty \int_0^\infty q_2^{te} (p, q) E_{y2}^{te} + q_2^{tm} (p, q) E_{y2}^{tm} dpdq \quad (1.56)$$

$$(1 - \rho_1) H_{x1}^{te} = \int_0^\infty \int_0^\infty q_2^{te} (p, q) H_{x2}^{te} + q_2^{tm} (p, q) H_{x2}^{tm} dpdq \quad (1.57)$$

$$0 = \int_0^\infty \int_0^\infty q_2^{te} (p, q) H_{y2}^{te} + q_2^{tm} (p, q) H_{y2}^{tm} dpdq \quad (1.58)$$

et à chaque surface S_i ($z=z_i$) :

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{xi}^{te} + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{xi}^{tm} \right\} dpdq =$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_{i+1}^{te+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{te-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) E_{xi+1}^{te} + (q_{i+1}^{tm+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{tm-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) E_{xi+1}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.59)$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{yi}^{te} + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{yi}^{tm} \right\} dpdq =$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_{i+1}^{te+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{te-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) E_{yi+1}^{te} + (q_{i+1}^{tm+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{tm-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) E_{yi+1}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.60)$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{+j\gamma_i z_i}) H_{xi}^{te} + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) H_{xi}^{tm} \right\} dpdq =$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_{i+1}^{te+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{te-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) H_{xi+1}^{te} + (q_{i+1}^{tm+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{tm-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) H_{xi+1}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.61)$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{+j\gamma_i z_i}) H_{yi}^{te} + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) H_{yi}^{tm} \right\} dpdq =$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_{i+1}^{te+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{te-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) H_{yi+1}^{te} + (q_{i+1}^{tm+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{tm-} e^{+j\gamma_{i+1} z_i}) H_{yi+1}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.62)$$

Dans ce modèle nous avons négligé les modes rétrogrades dans l'air pour les mêmes raisons que celle citées dans le paragraphe précédent. Nous commenterons cette hypothèse dans l'analyse des résultats numériques.

Les équations de continuité constituent un système d'équations intégrales dont les inconnues sont q_i^{te+} , q_i^{tm+} , q_i^{te-} , q_i^{tm-} et ρ_1 . Par application des relations d'orthogonalité nous pouvons déterminer l'expression de ces fonctions ainsi que celle du coefficient de réflexion ρ_1 . Celui-ci est donné par la formule suivante:

$$\rho_1 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_n^{te+} \omega \mu_0 \frac{p}{q} H_2(\beta_1 l_1^{te} - \gamma_2 l_2^{te}) + q_n^{tm} E_2(\beta_1 \gamma_2 l_1^{tm} - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2^* l_2^{tm}) \right\} H_1 R_1 dpdq \quad (1.63)$$

Comme précédemment nous définissons une équation test de la méthode:

$$1 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_n^{te+} \omega \mu_0 \frac{p}{q} H_2(\beta_1 l_1^{te} + \gamma_2 l_2^{te}) + q_n^{tm} E_2(\beta_1 \gamma_2 l_1^{tm} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2^* l_2^{tm}) \right\} H_1 R_1 dpdq \quad (1.64)$$

n étant le numéro de la dernière couche.

On peut aussi calculer l'équation de conservation de la puissance à l'interface S_1 :

$$1 - |\rho_1|^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ |q_n^{te+}|^2 \operatorname{Re}(l_1^{te} l_1^{te*} \frac{\gamma_2^*}{|\gamma_2|}) + |q_n^{tm+}|^2 \operatorname{Re}(l_1^{tm} l_1^{tm*} \frac{\varepsilon_2 \gamma_2}{\varepsilon_2 |\gamma_2|}) \right\} H_1 R_1 dpdq \quad (1.65)$$

Ces expressions sont similaires à celles calculées dans le cas d'un milieu homogène à des fonctions l_1^{te} , l_2^{te} , l_1^{tm} et l_2^{tm} près. Les expressions de ces fonctions sont données dans la référence [8].

1.5.3. Expressions des champs

Une fois les fonctions q_i^{te} et q_i^{tm} déterminées, nous pouvons établir les expressions des champs sous la forme intégrale suivante :

$$E_{xi}(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{xi}^{te} + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{xi}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.66)$$

$$E_{yi}(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{yi}^{te} + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{yi}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.67)$$

$$E_{zi}(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{+j\gamma_i z_i}) E_{zi}^{tm} \right\} dpdq \quad (1.68)$$

Dans ces expressions on retrouve implicitement les caractéristiques de la sonde (dimensions a et b et la permittivité ε_1) et celles relatives à chacune des couches constituant le milieu stratifié (permittivités ε_i^* et les épaisseurs z_i).

Le calcul des champs nécessite donc la connaissance préalable des caractéristiques de la sonde, de la forme du milieu ainsi que du comportement diélectrique de toutes les couches constituant ce milieu.

1.5.4. Conclusion

Le calcul des champs électromagnétiques dans un milieu multicouche peut être traité de la même façon que le cas d'un milieu homogène. Après résolution des équations de continuité nous retrouvons pratiquement les mêmes expressions, à des fonctions près, du coefficient de réflexion, de la puissance rayonnée et des champs rayonnés que dans le cas d'un milieu homogène. Ceci représente un des avantages de la méthode modale pour le calcul numérique des paramètres de couplage.

1.6. Conclusion

Après des rappels des principes de la radiométrie microonde nous avons défini les paramètres de couplage absolus. Ceux-ci sont exprimés en fonction des caractéristiques diélectriques du milieu, de son émissivité et de la propagation électromagnétique dans ce milieu. Nous avons utilisé la méthode modale pour déterminer ces paramètres. Le principe de cette méthode est basé sur la continuité des composantes tangentielles du champ électromagnétique. Nous avons appliqué un modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air. Ce modèle permet de simplifier les calculs analytiques des champs étant donné que la nomenclature des champs est bien connue dans les régions considérées.

L'application de cette méthode à l'étude du couplage multisonde - milieu dissipatif a permis de mettre en évidence l'influence des modes rétrogrades. Nous avons montré que l'erreur introduite par le modèle approché reste faible dans le cas des milieux fortement absorbants, mais non négligeable dans le cas des milieux à faibles pertes.

Bibliographie chapitre 1

- [1] A. Mamouni, "Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (thermographie microonde)", *Thèse d'Etat*, Lille, Mai 1988.
- [2] A. Mamouni, Ph. Gelin, Y. Leroy, "Modeling of radiometric signals for medical applications", *18th European Microwave Conference*, pp. 632-637, 12-16 September, Folkets Hus, Stockholm, 1988.
- [3] Ph. Gelin, "Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques. Application aux résonateurs diélectriques", *Thèse d'Etat*, Lille, 1981.
- [4] Ph. Gelin, M. Petenzi, J. Citerne, "New rigorous analysis of the step discontinuity in a slab dielectric waveguide", *Electronics letters*, vol. 15, no. 12, Juin 1979.
- [5] L. Thourel, "Les antennes: calcul et conception des dispositifs en onde centimétrique et millimétrique" *Tome 2, Cepadues-Editions*.
- [6] A. Mamouni, B. Bocquet, J. C. Van de Velde, M. Hochedez, Ph. Gelin, Y. Leroy, "Modeling of radiometric signals for multilayered tissues", *Progress in electromagnetics research symposium-MTT-and NSF workshop*, Boston, USA, July 25-27, 1989.
- [7] B. Bocquet, "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume", *Thèse de l'Université*, Lille, Janvier 1989.
- [8] P. Dehour, "Modélisation et étude expérimentale de signaux radiométriques microondes: couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié", *Thèse de l'Université*, Lille, Octobre 1992.
- [9] B. Bocquet, P. Dehour, A. Mamouni, J. C. Van de Velde and Y. Leroy "Near field microwave radiometric weighting functions for multilayered materials", *Journal of electromagnetic waves and applications*, vol. 7, no. 11, pp. 1497-1514, 1993
- [10] Kazuhito Matsumura and Yoshiro Tomabechi, "Reflection and transmission characteristics of an uncoincidental junction on rectangular dielectric waveguides", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 37, no. 2, pp. 414-420, Février 1989.
- [11] J. Douglas Wade and Robert H. Macphie, "Conservation of complex power technique for waveguide junctions with finite wall conductivity", *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 38, no. 4, pp. 373-378, Avril 1990.

- [12] M. Habibi, "Contribution à l'étude des résonateurs diélectriques fonctionnant en modes azimutaux d'ordre élevé pour des applications en bande millimétrique." *Thèse de troisième cycle*, Lille, 1985.
- [13] S. Toutain, "Contribution à l'étude du guide image. Mise en évidence d'ondes à fuites.", *Thèse d'Etat*, Lille, 1986.
- [14] A. Mamouni, Y. Leroy, B. Bocquet, J. C. Van de Velde, Ph. Gelin, "Computation of near field microwave radiometric signals : definition and experimental verification", *IEEE Trans. on M.T.T.*, , vol. 39, no. 1, pp. 124-132, January 1991.
- [15] L. Bellarbi, "Définition de la thermographie microonde par corrélation (TMOC). Mise en œuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques." *Thèse troisième cycle*, Lille, juillet 1984.
- [16] J. Audet "Etudes numérique et expérimentale de discontinuités entre guides d'ondes. Application au rayonnement de guide ouvert", *Thèse troisième cycle*, Université Paris-sud, 1980.

Chapitre 2 : Etude des paramètres de couplage par la méthode modale

2.1. Introduction	32
2.2. Analyse numérique de la méthode de calcul	33
2.2.1. Introduction	33
2.2.2. Principe de la méthode d'intégration Gauss-Legendre	33
2.2.3. Analyse des fonctions à intégrer	34
2.2.4. Conclusion	36
2.3. Description des paramètres du système	37
2.3.1. Présentation du modèle	37
2.3.2. Choix de la fréquence	37
2.3.3. Détermination de la permittivité des milieux	38
2.3.4. Choix de la sonde	39
2.3.5. Conclusion	40
2.4. Etude du bilan énergétique	41
2.4.1. Introduction	41
2.4.2. Milieux homogènes	41
2.4.3. Milieux stratifiés	42
2.4.4. Conclusion	43
2.5. Calcul des paramètres de couplage	45
2.5.1. Introduction	45
2.5.2. Milieux homogènes	45
2.5.3. Cas des tissus mammaires	46
2.5.4. Milieux multicouches	47
2.5.5. Conclusion	47
2.6. Volumes de couplage et notion de visibilité	49
2.6.1. Introduction	49
2.6.2. Définitions	49
2.6.3. Exemples de calculs des volumes de couplage	50
2.6.4. Influence des dimensions de la sonde et de la fréquence	52
2.6.5. Conclusion	53
2.7. Conclusion	53

Chapitre 2

Etude des paramètres de couplage par la méthode modale

2.1. Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons présenté une méthode de calcul des champs rayonnés par un guide d'onde rectangulaire dans un milieu dissipatif. Il s'agit maintenant d'appliquer cette méthode semi-analytique au calcul des paramètres de couplage.

Le mode de calcul de ces paramètres qui a été introduit dans le premier chapitre repose sur l'application de la loi de Joule-Lenz et du théorème de réciprocité des antennes. Rappelons que ce théorème indique que la transmission dans les milieux isotropes est réciproque, autrement dit, le paramètre de couplage entre la sonde et un volume élémentaire ΔV_i est inchangé si l'on intervertit le rôle d'émission et de réception de l'antenne et du volume élémentaire ΔV_i [1].

Nous abordons ce chapitre par une étude de la stabilité numérique de la méthode modale qui nous permet d'analyser les moyens de test de cette méthode et les différentes erreurs de calcul.

Nous faisons ensuite une description des paramètres du système de couplage guide d'onde - milieu dissipatif au cours de laquelle nous présentons les différents critères de choix de ces paramètres.

Une étude du bilan énergétique du système nous permet d'une part de déterminer l'adaptation de la sonde au milieu dans différents cas de milieux homogènes et stratifiés. D'autre part nous analysons le comportement électromagnétique de ces milieux vis à vis de la sonde en fonction des caractéristiques du système.

Après l'étude du bilan de puissance à l'interface sonde-milieu dissipatif, nous appliquons la méthode modale aux calculs des paramètres de couplage en utilisant la définition donnée au chapitre précédent. Nous discutons les modèles de couplage en fonction des milieux considérés.

En fin de ce chapitre nous introduisons la notion de volume de couplage de la sonde et nous faisons des comparaisons pour différents milieux intéressant en particulier des applications médicales.

2.2. Analyse numérique de la méthode de calcul

2.2.1. Introduction

Les expressions analytiques du champ électrique rayonné, données par la méthode modale sont sous forme d'une intégrale double sur les vecteurs d'ondes p et q. L'analyse de ces expressions montre que le choix de la méthode d'intégration est essentiel pour le calcul numérique.

Le programme de calcul des champs, écrit en fortran et conçu au sein de l'équipe NAMO, utilisait la méthode des trapèzes comme méthode d'intégration. Celle ci nécessitait l'utilisation de tableaux de grandes tailles et par conséquent limitait le choix du pas et des limites d'intégration. De nouveaux besoins sont apparus, et il est devenu nécessaire de réduire le temps de calcul et d'avoir un contrôle sur la précision des résultats. Aussi cette méthode d'intégration a été remplacée par la méthode de Gauss-Legendre.

2.2.2. Principe de la méthode d'intégration Gauss-Legendre

Cette méthode qui utilise des points non régulièrement espacés et convenablement choisis, permet d'approcher la fonction par un polynôme de degré plus élevé [2].

Considérons une fonction $f(x)$ à une seule variable x à intégrer sur un intervalle $[a,b]$. En développant cette fonction sur une base de polynômes, on peut écrire l'intégrale comme une combinaison linéaire des valeurs prises en différents points:

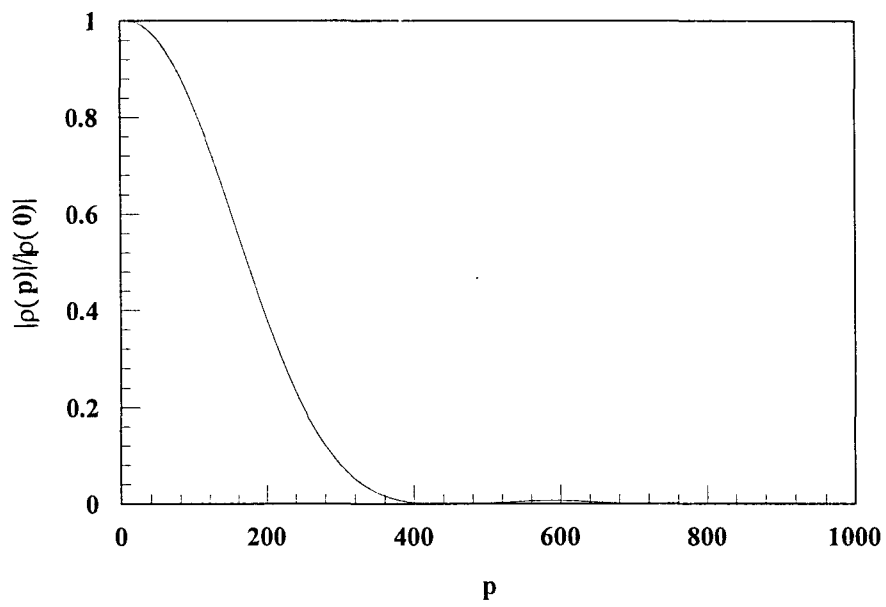
$$\int_a^b f(x)dx = c[W_1f(x_1) + W_2f(x_2) + \dots + W_n f(x_n)] \quad (2.1)$$

où c est proportionnel à $b-a$ et les W_i constituent les éléments d'une base de polynômes orthogonaux. Les x_i sont alors racines de ces polynômes, et donc irrégulièrement espacés.

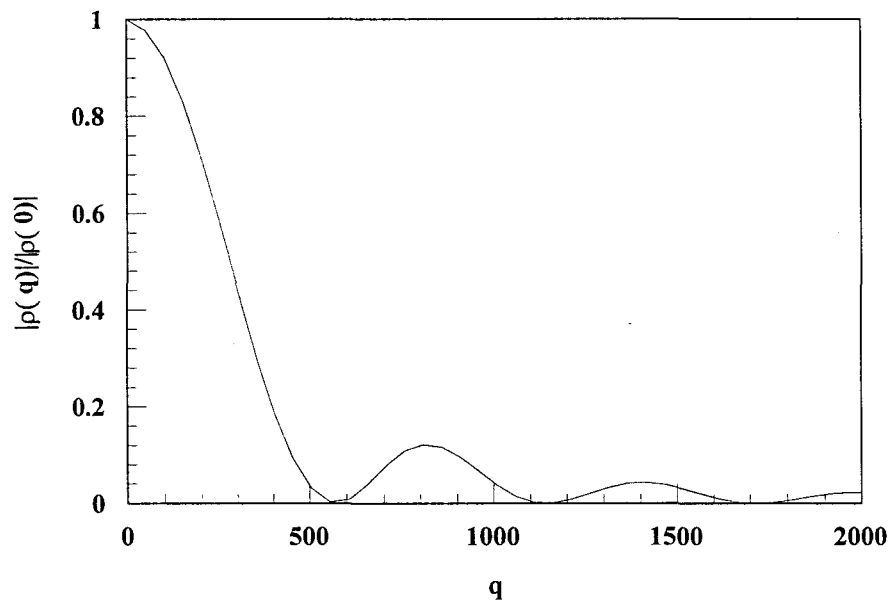
Les polynômes les plus couramment utilisés sont ceux de Legendre. Ceux-ci étant définis dans l'intervalle $[-1,1]$, il faut faire sur x un changement de variable linéaire transformant $x \in [a,b]$ en $\xi \in [-1,1]$. Cette transformation est:

$$x = \frac{b+a}{2} + \frac{b-a}{2} \xi \quad (2.2)$$

L'intégrale précédente s'écrit alors:



a : variations en fonction de p (q=0)



b : variations en fonction de q (p=0)

Figure 2.1 : Variations du module du coefficient de réflexion en fonction des nombres d'ondes p et q dans le cas de l'eau (sonde utilisée 22x11 mm², $\epsilon_1=25$).

$$\int_a^b f(x)dx = \frac{b-a}{2} \sum_{k=1}^n W_k f(x_k) \quad (2.3)$$

où n est l'ordre d'intégration.

Il existe une extension de cette méthode pour une fonction de deux variables en procédant par deux intégrations successives. L'expression peut alors s'écrire sous la forme suivante:

$$\int_a^b \int_c^d f(p, q) dpdq = \frac{(b-a)(c-d)}{4} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m W_j W_i f(x_i, y_j) \quad (2.4)$$

2.2.3. Analyse des fonctions à intégrer

Le calcul des champs et des paramètres de couplage est précédé d'un calcul du coefficient de réflexion et du bilan énergétique qui nous sert de test de la méthode modale. Le calcul du coefficient de réflexion présente moins de difficulté du fait que son expression analytique est beaucoup plus simple par rapport à celle du champ électrique.

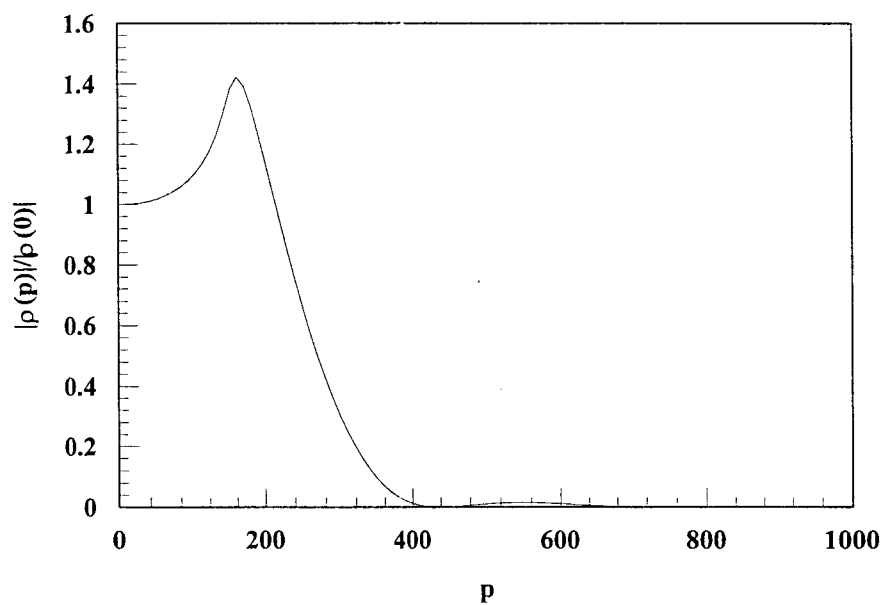
En analysant les fonctions à intégrer nous pouvons énumérer les différentes difficultés rencontrées dans l'application de la méthode de Gauss-Legendre aux calculs des champs :

- ◆ la diversité des paramètres du système étudié (dimensions de la sonde, la fréquence de travail, permittivité diélectrique du milieu, coordonnées de l'espace (x, y, z) de tout point où le champ est calculé),
- ◆ le choix des limites d'intégration sur les nombres d'onde p et q,
- ◆ le choix de l'ordre d'intégration.

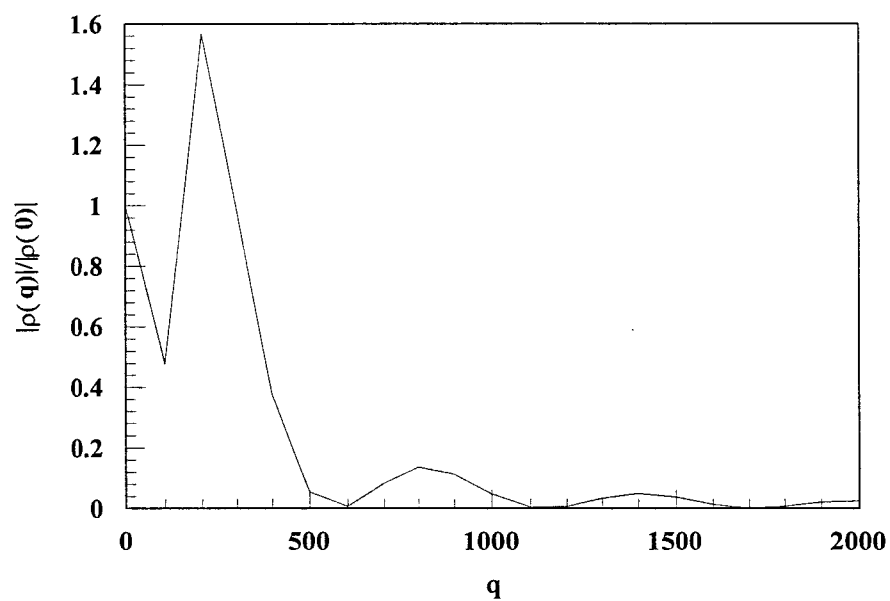
Afin d'illustrer ces difficultés nous donnons des exemples de tracés du module du coefficient de réflexion et des fonctions de champ à intégrer en fonction de p et q dans le cas du glycérol et de l'eau à la fréquence F=3GHz et en appliquant un guide d'onde de dimensions 22x11 mm² rempli d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1=25$.

Nous analysons tout d'abord l'expression du coefficient de réflexion à intégrer en fonction des nombres d'onde p et q. Notons tout d'abord que l'expression du coefficient de réflexion est définie à l'interface sonde - milieu dissipatif (z=0) ; elle est donc indépendante des coordonnées de l'espace x, y et z. Les variations de $\rho(p, q)$ sont sinusoïdales très fortement amortie suivant p et se limitent à un intervalle de 400 (Fig. 2.1 a) et (Fig. 2.2 a). Suivant q ces variations peuvent aller jusqu'à une valeur de 2000 (Fig. 2.1.b) et (Fig. 2.2 b).

Contrairement au coefficient de réflexion les expressions des champs électriques dépendent des paramètres d'espace x, y, et z. Les figures (2.3) et (2.4), données respectivement dans le cas de l'eau et du glycérol, nous montrent qu'il s'agit de sinusoïdes

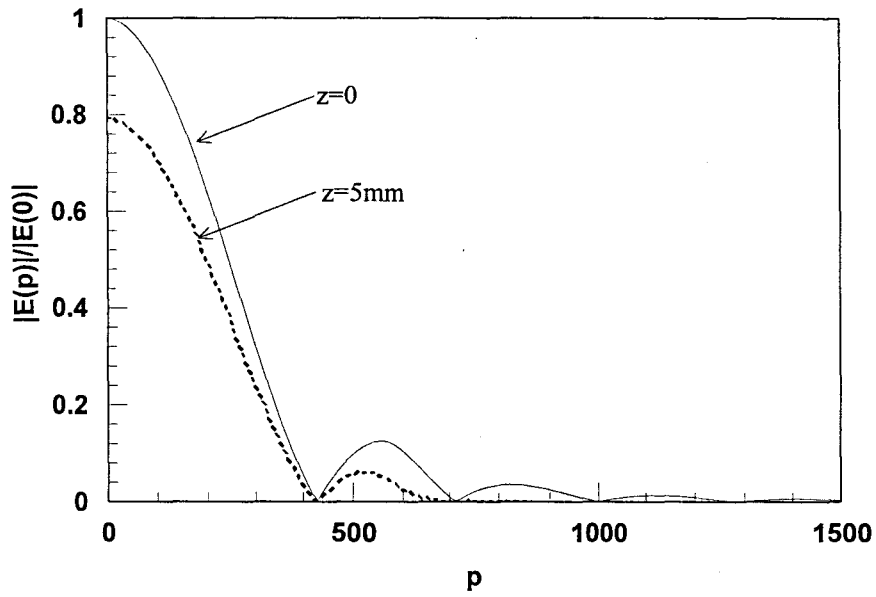


a : variations en fonction de p ($q=0$)

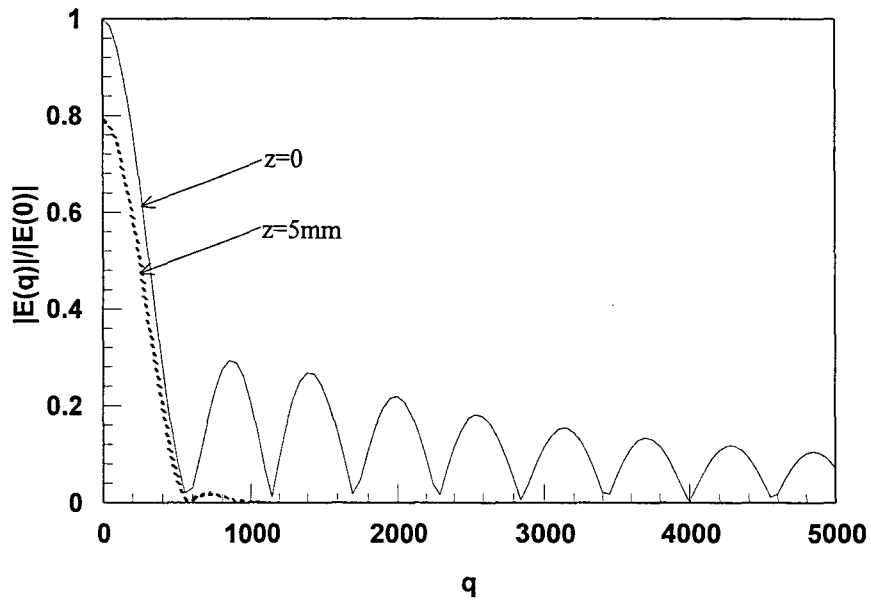


b : variations en fonction de q ($p=0$)

Figure 2.2 : Variations du module coefficient de réflexion en fonction des nombres d'ondes p et q dans le cas du glycérol (sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$).

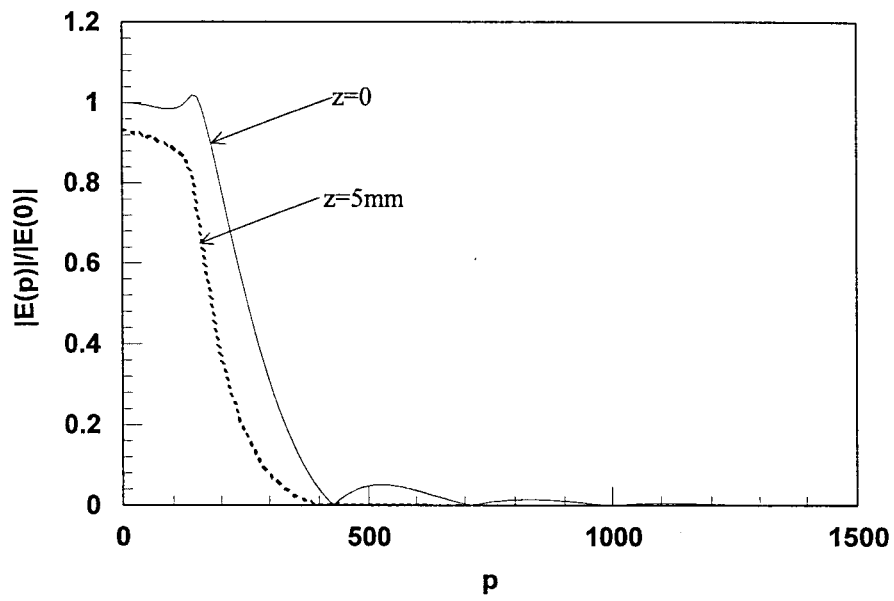


a : variations en fonction de p ($q=0$) au point $x=y=0$

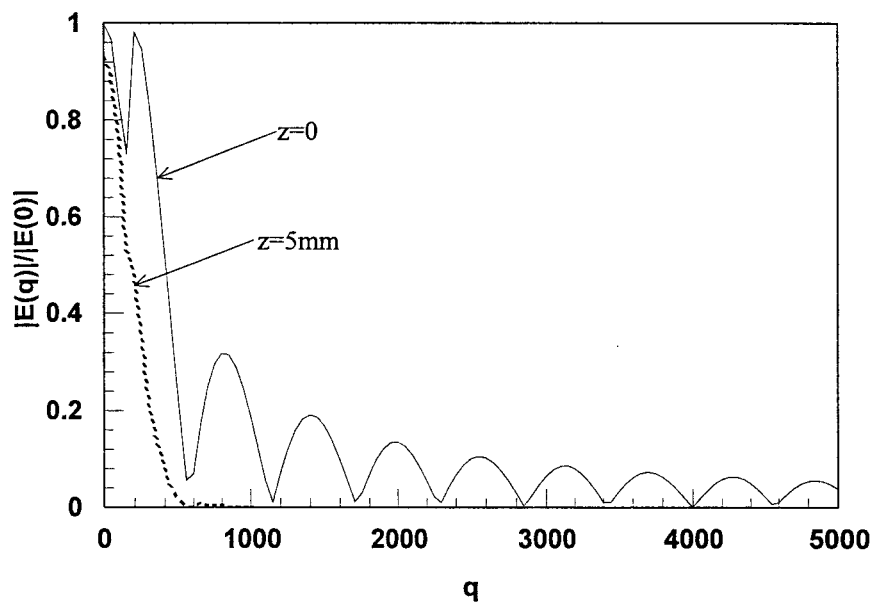


b : variations en fonction de q ($p=0$) au point $x=y=0$

Figure 2.3: Variations du module du champ $|E(p,q)|$ dans le cas de l'eau à $F=3\text{GHz}$ (sonde utilisée $22 \times 11 \text{mm}^2$, $\epsilon_1=25$)



a : variations en fonction de p au point $x=y=0$ $q=0$



b : variations en fonction de q au point $x=y=0$ $p=0$

Figure 2.4: Variations du module du champ $|E(p,q)|$ dans le cas du glycérol à $F=3\text{GHz}$ (sonde utilisée $22 \times 11 \text{mm}^2$, $\epsilon_1=25$).

amorties qui peuvent présenter de fortes irrégularités. Les variations de ces fonctions se font à un pas constant égal à $\frac{2\pi}{b}$ suivant q. Par contre suivant p le pas de variation est égal à $\frac{3\pi}{a}$ sur le premier lobe puis la fonction varie sur un pas constant de $\frac{2\pi}{a}$. D'autre part nous constatons que l'atténuation des modes est plus rapide suivant p. Ceci s'explique par une diffraction moins importante au niveau de l'antenne dans la direction du grand côté.

L'évolution de $|E(p,q)|$ est significative jusqu'à une valeur qui atteint 1500 suivant p et qui dépasse 5000 suivant q.

Le choix des valeurs de p_{max} et q_{max} est fortement dépendant des paramètres du système, notamment des coordonnées x, y et z caractérisant un point du milieu dissipatif où on effectue l'intégration pour le calcul du champ en un point (x, y, z) de l'espace. Nous constatons aussi que l'atténuation est d'autant plus rapide que la profondeur concernée est grande. Ainsi nous définissons deux zones d'intégration ; une première correspondant à $z=0$ où l'intervalle d'intégration est très important, particulièrement suivant q. La deuxième zone correspond à $z \neq 0$ où les fonctions de champs sont fortement amorties et l'intervalle d'intégration est très réduit. Ceci a une conséquence très importante sur le temps et la précision des calculs.

Une méthode utilisée a consisté à diviser le domaine d'intégration en bandes, définies entre deux valeurs de q elles même divisées en rectangle dans la direction de p. L'intégrale est alors calculée sur chacun de ces rectangles, pour des ordres croissants. Le résultat est supposé atteint pour un rectangle lorsque la différence des résultats obtenus pour des ordres successifs est inférieure à la précision fixée.

Pour notre part, nous utilisons l'équation test (1.41) calculée au chapitre précédent comme une première vérification des calculs. Notons que cette équation est calculée en utilisant des fonctions de couplage q_2^{le} et q_2^{tm} qui sont déterminées à l'ordre zéro (modèle négligeant les modes rétrogrades dans l'air). Ceci introduit outre les erreurs dues aux calculs numériques, une erreur liée principalement au modèle approché. Cette erreur peut être estimée à partir de l'équation de conservation de l'énergie (1.42), si on suppose que la différence entre la puissance incidente et réfléchie dans le guide, et celle qui est rayonnée dans le milieu dissipatif n'est autre que la puissance réfléchie dues aux modes rétrogrades dans l'air. Nous discuterons cette approche dans les résultats numériques qui seront présentés plus loin dans ce chapitre. Ceci constitue donc un premier test numérique de la méthode. Après plusieurs tests sur le calcul des champs nous fixons un ordre d'intégration. Nous adoptons le procédé décrit précédemment en faisant varier automatiquement l'intervalle d'intégration suivant p et q sur un pas égal au pas de variation des fonctions à intégrer.

2.2.4. Conclusion

Après une analyse des fonctions de champs à intégrer nous avons essayé de trouver un critère de convergence tout en tenant compte des ressources informatiques disponibles. Toutefois ce critère dépend de tous les paramètres du système et reste difficile à formaliser. Nous avons fixé un critère de test de calcul initial basé sur l'équation test et l'équation de conservation de la puissance obtenues par le calcul par la méthode modale. Ensuite nous avons introduit la méthode d'intégration de Gauss-Legendre en automatisant le choix de l'intervalle d'intégration suivant p et q . Dans ce choix nous essayons de réaliser un compromis entre le contrôle de l'erreur et l'optimisation du temps de calcul.

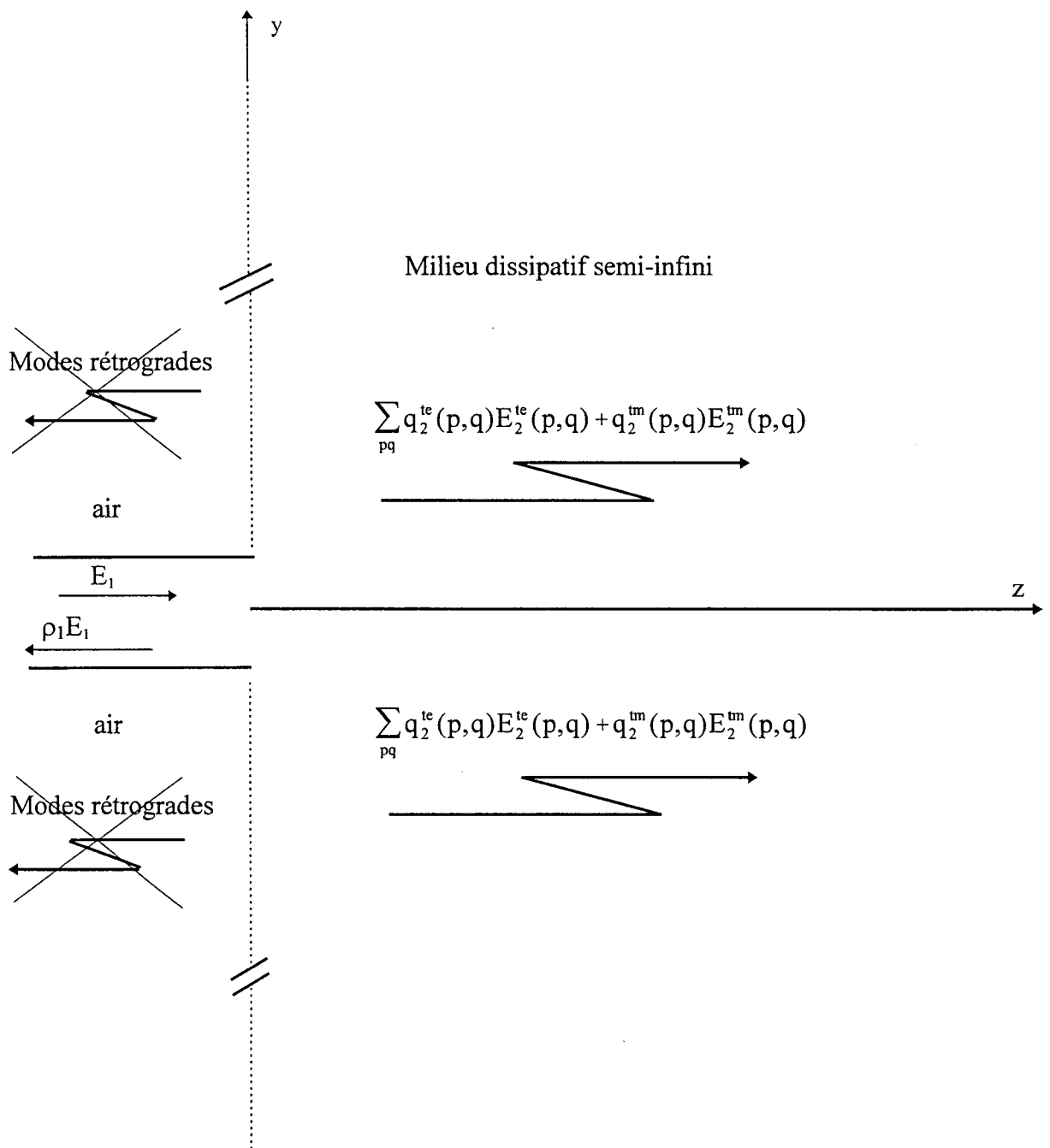


Figure 2.5: Modèle approché (négligeant les modes rétrogrades dans l'air) de couplage sonde-milieu dissipatif traité par la méthode modale.

2.3. Description des paramètres du système

2.3.1. Présentation du modèle

Nous considérons un guide d'onde rectangulaire de dimensions a (grand côté) et b (petit côté) rempli d'un diélectrique sans pertes de permittivité ϵ_1 , couplé à un milieu dissipatif semi-infini homogène ou stratifié. Le guide d'onde a une surface métallique infiniment mince (Fig. 2.5).

Le calcul des paramètres de couplage nécessite la connaissance au préalable des différents paramètres du système qui sont:

- ◆ la fréquence de travail,
- ◆ les permittivités ϵ_1 du diélectrique dans le guide et ϵ_2^* du milieu dissipatif (les permittivités ϵ_i^* des différentes couches dans le cas des milieux stratifiés),
- ◆ les dimensions a et b du guide d'onde.

Ces paramètres constituent les données principales du problème de calcul des champs proches rayonnés par l'ouverture du guide d'onde dans le milieu dissipatif. Le programme conçu pour ces calculs a été écrit en fortran et utilise la méthode de Gauss comme méthode d'intégration des expressions intégrales des champs obtenues par la méthode modale. Après vérification de la stabilité numérique de la méthode, ce programme permet de déterminer les paramètres caractéristiques du système qui sont nécessaires à l'étude et l'interprétation du rayonnement en champ proche du guide d'onde dans le milieu dissipatif semi-infini et qu'on peut résumer comme suit:

- ◆ le coefficient de réflexion à l'interface sonde-milieu dissipatif,
- ◆ le flux de puissance dissipé dans le milieu à travers l'ouverture du guide,
- ◆ la distribution tridimensionnelle des champs dans le milieu.

Notons que tous les résultats des calculs par la méthode modale que nous allons présenter dans ce chapitre sont obtenus à partir d'un modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air. Nous discutons à travers ces résultats le modèle approché et donnons ses limites de validité dans différents cas de milieux étudiés.

2.3.2. Choix de la fréquence

Des études antérieures [3-6] concernant la réalisation du radiomètre ont permis de faire un choix de la fréquence de travail dans une bande de 1GHz (2 à 4GHz) autour de la fréquence $F=3\text{GHz}$. Dans ce choix on a tenu compte principalement de l'adaptation du système aux tissus biologiques à forte teneur en eau. Plus loin dans ce chapitre nous discuterons l'influence de la variation de la fréquence sur les paramètres de couplage .

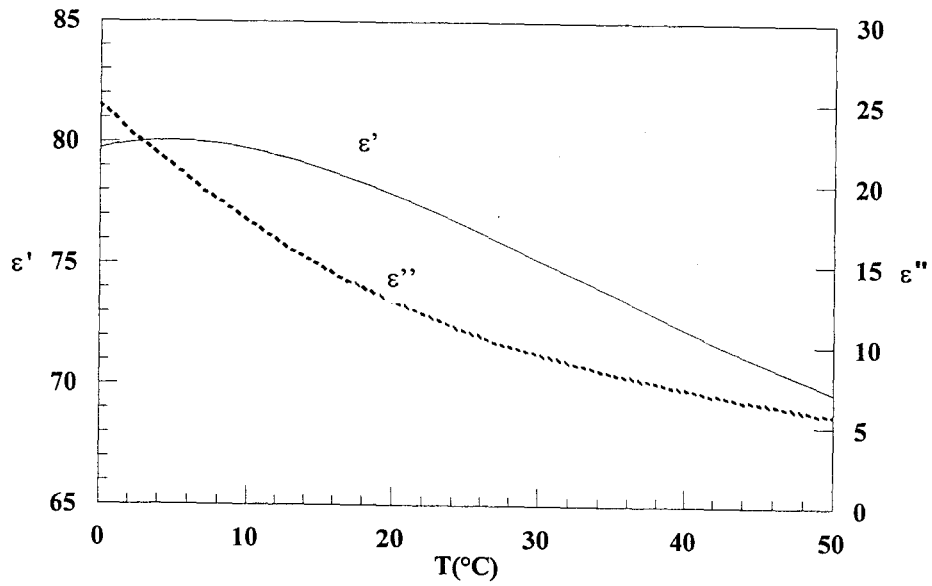


Figure 2.6: Evolution de la permittivité de l'eau à 3GHz en fonction de la température.

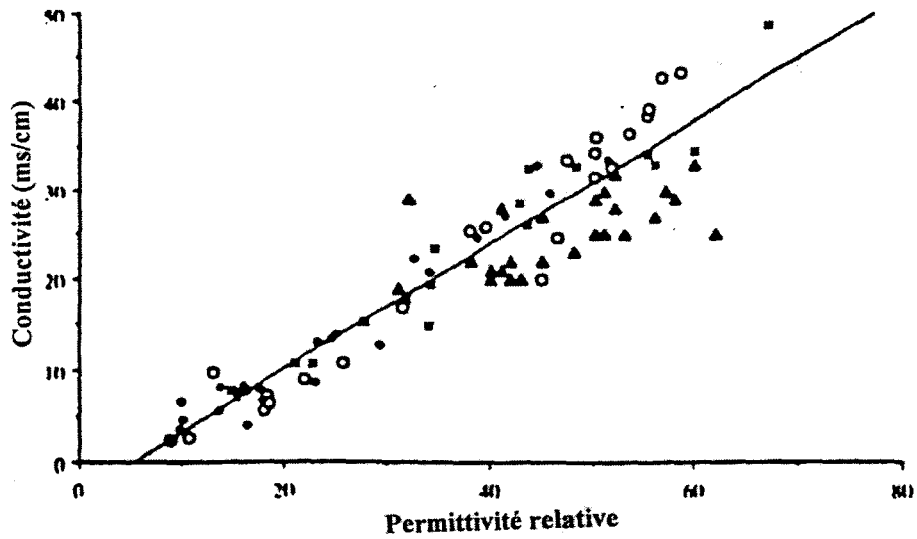


Figure 2.7 : Permittivités complexes des tissus mammaires mesurées par D. V. Land [10] à 3.2GHz.

2.3.3. Détermination de la permittivité des milieux

L'interprétation des signaux radiométriques nécessite la connaissance des permittivités des milieux sous investigations. Les travaux de Stuckly [7] concernant les permittivités des tissus biologiques nous permettent de connaître approximativement les permittivités des différents tissus biologiques qui peuvent intéresser nos applications en imagerie radiométrique microonde. D'autres travaux ont concerné les permittivités du muscle [8]. On peut classer ces milieux en fonction de leurs propriétés électromagnétiques en deux catégories:

- ◆ les tissus à forte teneur en eau (peau, tissus musculaires et tissus cérébraux), fortement absorbant pour lesquels entre 1 et 10GHz, ϵ' est compris entre 40 et 50 et ϵ'' entre 10 et 25,
- ◆ les tissus à faible teneur en eau (tissus adipeux et osseux), moyennement absorbants et pour lesquels dans la même gamme de fréquence, ϵ' est compris entre 3 et 7 et ϵ'' entre 0.5 et 3.

Afin de pouvoir simuler ces milieux pour des vérifications expérimentales nous avons choisi deux milieux liquides ; l'eau qui correspond à des milieux fortement absorbant et le glycérol qui possède les mêmes caractéristiques que les milieux à faibles pertes.

La permittivité de l'eau peut être calculée à partir des équations suivantes [9]:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (2.5)$$

$$\epsilon'' = \frac{2\pi f\tau(\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (2.6)$$

où

$$\epsilon_{\infty} = 4.9,$$

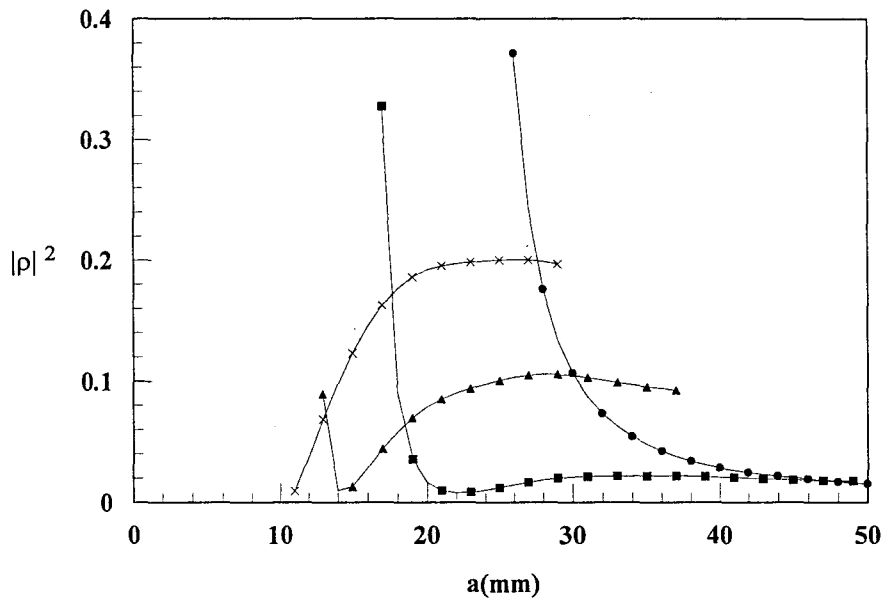
$$2\pi\tau(T) = 1.1109 \cdot 10^{-10} - 3.824 \cdot 10^{-12} T + 6.938 \cdot 10^{-14} T^2 - 5.096 \cdot 10^{-16} T^3,$$

$$\epsilon_0(T) = 88.045 - 0.4147 T + 6.295 \cdot 10^{-4} T^2 + 1.075 \cdot 10^{-5} T^3.$$

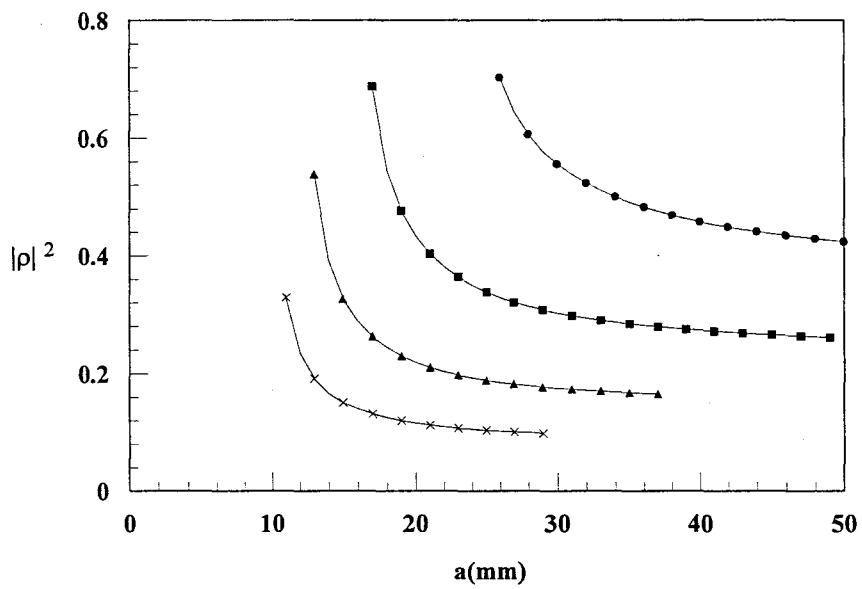
Nous donnons (Fig. 2.6) les variations de ces permittivités en fonction de la température T du milieu à la fréquence F=3GHz.

Le glycérol de permittivité complexe $\epsilon^* = 5 - j1$ nous permet de simuler les milieux à faibles pertes.

Des études concernant la mesure des permittivités des tissus mammaires ont été réalisées par l'équipe de D. Land [10] à 3.2GHz, fréquence située dans la bande passante de notre radiomètre. Il a été montré que la permittivité des tissus mammaires peut varier d'une personne à l'autre entre $\epsilon^* = 15 - j4.2$ et $\epsilon^* = 60 - j22.2$ (Fig. 2.7).



a : Cas du glycérol



b : Cas de l'eau

Figure 2.8: Evolution du carré du module du coefficient de réflexion en fonction du grand côté a de la sonde (petit côté $b=a/2$) à 3GHz pour différentes permittivités du diélectrique dans la sonde ($\epsilon_1 = \bullet : 4, \blacksquare : 9, \blacktriangle : 16, \times : 25$).

Nous avons choisi aussi d'autres produits constitués d'un mélange d'eau et de dioxane dont on connaît les valeurs de la permittivité à 3GHz en fonction du taux de mélange des deux constituants [11].

On résume dans le tableau suivant les permittivités complexes à 3GHz des différents milieux que nous allons considérer pour le calcul des paramètres de couplage:

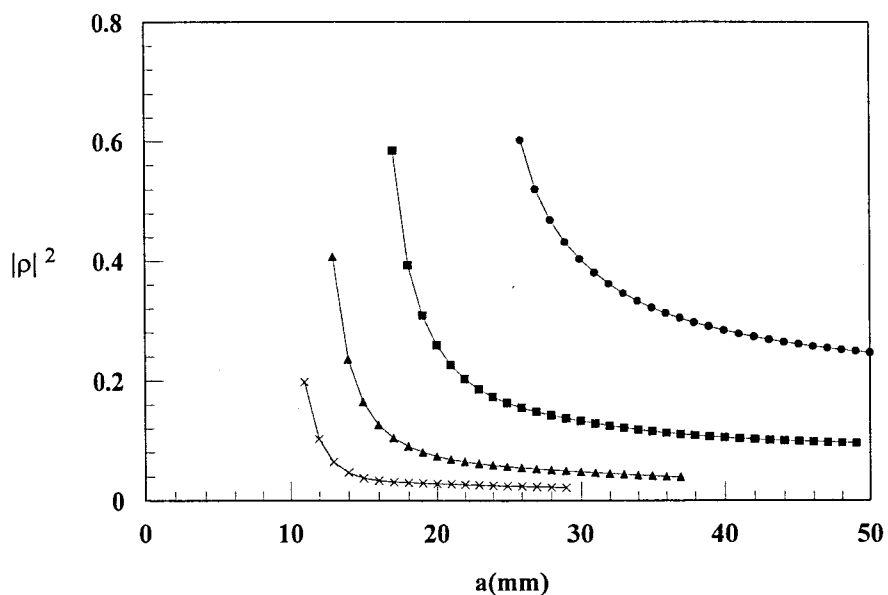
Milieux	ϵ'	ϵ''	$ \epsilon $	Référence
80%dioxane+20%eau(M ₁)	10	3	10.44	[11]
60%dioxane+40%eau(M ₂)	23	7	24.04	[11]
40%dioxane+60%eau(M ₃)	39	11	40.52	[11]
20%dioxane+80%eau(M ₄)	60	12	61.19	[11]
glycérol	5	0.5 - 1	5.1	[17]
eau	78	13	79	[9]
gras	5	1	5.1	[7]
tissus osseux	8.35	1.32	8.45	[7]
tissus mammaires	15, 30, 45, 60	4.2,10.2, 16.2, 22.2	15.58 - 63.79	[10]
tissus cérébraux	33	18	37.59	[7]
peau	43	14	45.22	[7]
muscle	50	12	51.42	[7]

Tableau 2.1 : Récapitulatif des valeurs des permittivités complexes de milieux biologiques et de milieux expérimentaux à 3GHz.

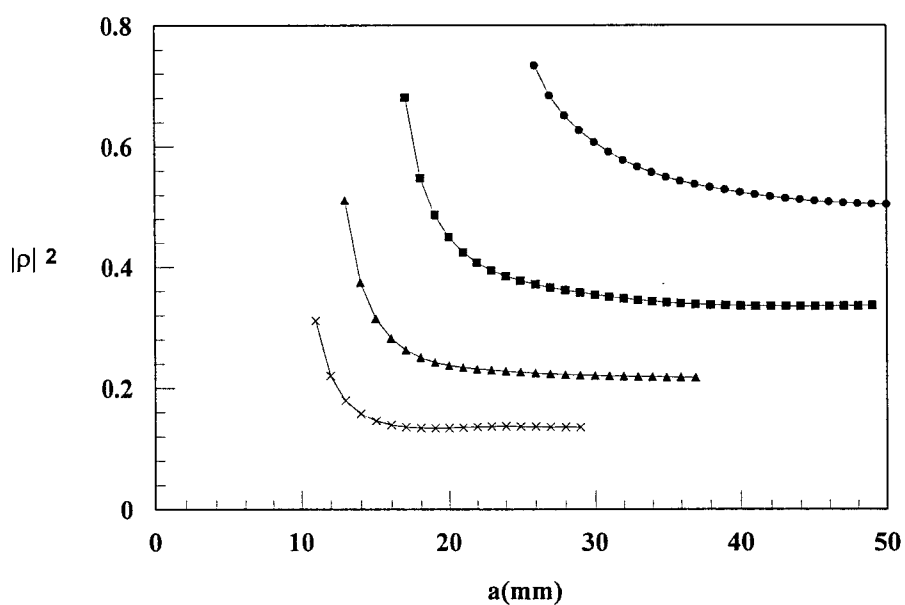
2.3.4. Choix de la sonde

Cette étude nous permet de faire un choix des dimensions de la sonde. Des études antérieures [12-14] ont montré qu'une sonde 22x11mm² remplie d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1=25$ présente une bonne adaptation dans le cas de tissus biologiques à forte teneur en eau (peau, muscle tissu mammaires...) à 3 GHz.

Les figures (2.8. a, b) donnent l'évolution du carré du module du coefficient de réflexion respectivement dans les cas du glycérol et de l'eau, en fonction du grand côté de la sonde et pour différentes valeurs de la permittivité du diélectrique à l'intérieur du guide, $\epsilon_1=4, 9, 16$ et 25. Nous fixons le petit côté de la sonde à une valeur égale à la moitié du grand côté pour assurer la propagation du seul mode fondamental mais aussi pour respecter une symétrie de la



a : Cas d'un milieu peau (1mm)+sein ($\epsilon_{\text{sein}}^* = 15 - j4.2$)



b : Cas d'un milieu peau (4mm)+os (5mm)+tissus cérébraux

Figure 2.9: Evolution du carré du module du coefficient de réflexion à 3GHz en fonction du grand côté (a) de la sonde (petit côté $b=a/2$) et pour différentes permittivités ϵ_1 du diélectrique dans la sonde ($\epsilon_1 = : \bullet 4, \blacksquare 9, \blacktriangle 16, \times 25$).

sonde qui facilite l'exploitation des paramètres de couplage pour les applications en imagerie radiométrique (chapitre 4).

Une meilleure adaptation sonde-milieu correspond à une sonde de dimensions voisines de $20 \times 10 \text{ mm}^2$ et $\epsilon_1=25$ dans le cas de l'eau (Fig. 2.8.b). Dans le cas du glycérol, caractérisant des milieux à faibles pertes, une meilleure adaptation est obtenue pour $\epsilon_1=9$ (Fig. 2.8.a).

Nous avons considéré aussi le cas de milieux stratifiés: peau(1mm)+sein($\epsilon^*=15-j4.2$) (Fig. 2.9-a) et celui d'un milieu à trois couches peau(4mm)+os(5mm)+tissus cérébraux (Fig. 2.9-b). Nous retrouvons les mêmes résultats que dans le cas de l'eau.

L'adaptation de la sonde au milieu dépend aussi du rapport des permittivités des deux milieux, $|\epsilon_2/\epsilon_1|$. Dans le cas des tissus biologiques à fortes pertes (peau, muscle, tissus mammaires et tissus cérébraux) la valeur de la permittivité est située entre 30 et 60, ce qui explique aussi la bonne adaptation d'une sonde remplie d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1=25$ avec ces milieux. Dans le cas des tissus à faible pertes (gras, os) la valeur de la permittivité est très différente de celle du diélectrique dans le guide ($\epsilon_1=25$) ceci constitue un dioptre qui atténue la propagation électromagnétique dans le milieu.

2.3.5. Conclusion

L'ensemble des milieux considérés pour des applications de la radiométrie microonde dans le domaine médicale sont constitués d'une première couche (en général la peau) qui présente des caractéristiques diélectriques fortes pertes. Le choix d'une sonde $22 \times 11 \text{ mm}^2$ remplie d'un diélectrique $\epsilon_1=25$ à 3GHz appliquée à ces milieux correspond à une bonne adaptation sonde-milieu dissipatif et permet la propagation d'un maximum d'énergie dans ce milieu. Nous adoptons ce choix pour l'ensemble des résultats qui seront présentés dans la suite de ce travail.

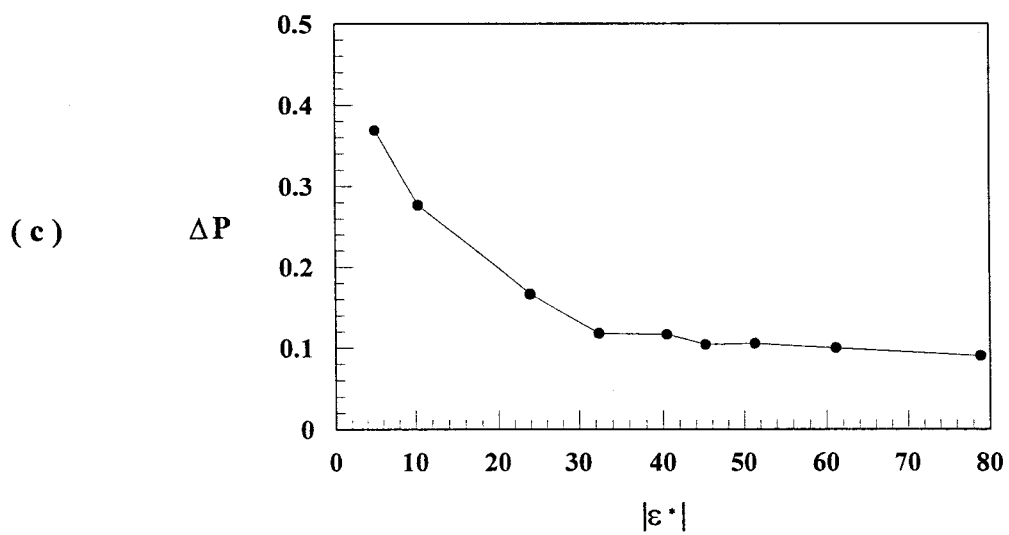
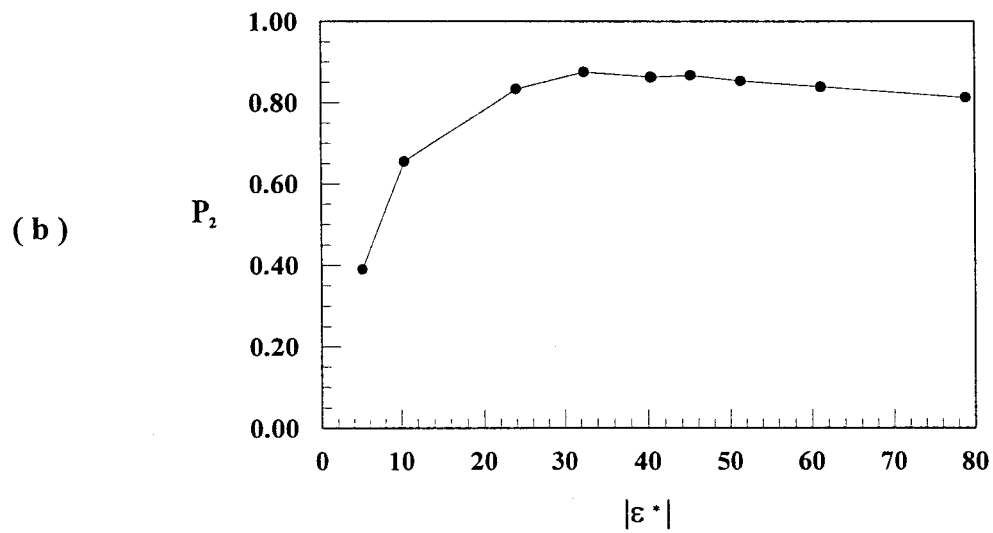
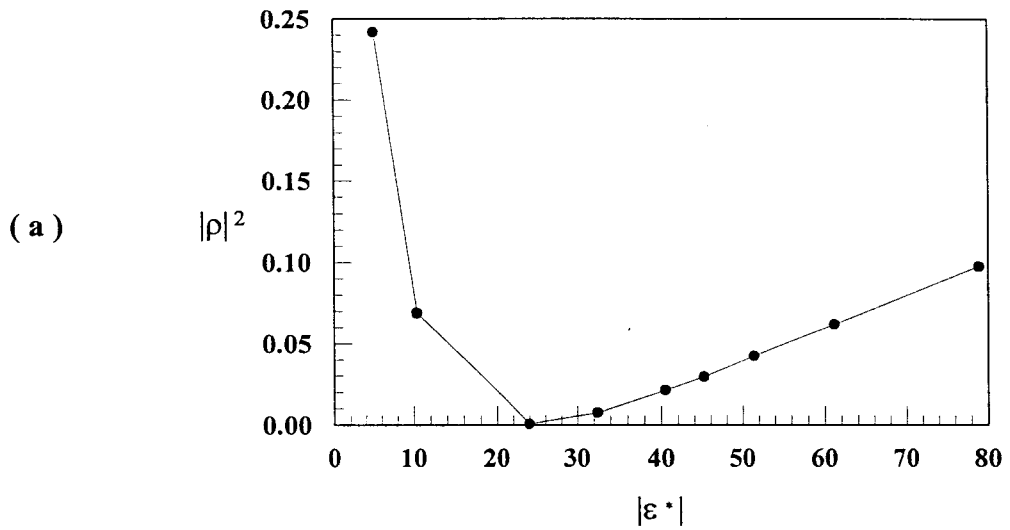


Figure 2.10: Etude du bilan énergétique à 3GHz en fonction de la permittivité du milieu (sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\varepsilon_1=25$).

2.4. Etude du bilan énergétique

2.4.1. Introduction

Rappelons tout d'abord que cette étude est basée sur l'équation (1.42) de conservation de l'énergie à l'interface sonde-milieu dissipatif établie au chapitre 1, qui introduit la puissance réfléchie dans le guide exprimée par $|\rho|^2$ et la puissance P_2 rayonnée dans le milieu (2). Ces deux paramètres constituent un moyen de vérification numérique des calculs obtenus par la méthode modale. D'autre part le coefficient de réflexion qui peut être mesuré expérimentalement à l'analyseur de réseaux permet un test pratique précis de la méthode de calcul.

En tenant compte des erreurs de calcul qu'on note ΔP_{cal} et des erreurs dues au modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air, notées ΔP_{mod} , cette équation peut s'écrire sous la forme:

$$1-|\rho|^2-P_2=\Delta P_{\text{cal}} + \Delta P_{\text{mod}}=\Delta P \quad (2.7)$$

ΔP constitue donc ce qu'on appelle le bilan de puissance traduit en terme d'écart de puissance entre la puissance incidente (dans le guide égale à 1 W), la puissance $|\rho|^2$ réfléchie dans le guide et la puissance P_2 rayonnée dans le milieu 2. La valeur de ΔP_{mod} représente alors le flux de puissance réfléchie dans l'air.

Nous discutons à travers cette équation les valeurs de ΔP_{cal} et ΔP_{mod} pour différentes structures. Cette étude nous permet d'estimer la validité du modèle et d'étudier différents phénomènes du rayonnement électromagnétique en champ proche d'un guide d'onde dans un milieu dissipatif semi-infini.

2.4.2. Milieux homogènes

Les figures 2.10 donne respectivement l'évolution du carré du module du coefficient de réflexion, de la puissance P_2 rayonnée dans le milieu (2) et du bilan de puissance ΔP en fonction du module de la permittivité du milieu à pertes à la fréquence de 3GHz en utilisant une sonde $22 \times 11 \text{ mm}^2$ remplie d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1=25$. Nous avons choisi des milieux dont les permittivités à 3GHz ont été décrit précédemment (tableau 2.1).

La puissance réfléchie (Fig. 2.10.a) est importante quand il s'agit de milieux à faibles pertes (glycérol) et diminue progressivement jusqu'à atteindre un minimum quand la permittivité du milieu est proche de 25 puis augmente mais ne dépasse pas 10% de la puissance incidente. Le flux de puissance P_2 (Fig. 2.10.b) reste inférieur à 65% pour les milieux à faibles pertes et il se stabilise autour de 80% pour les autres milieux.

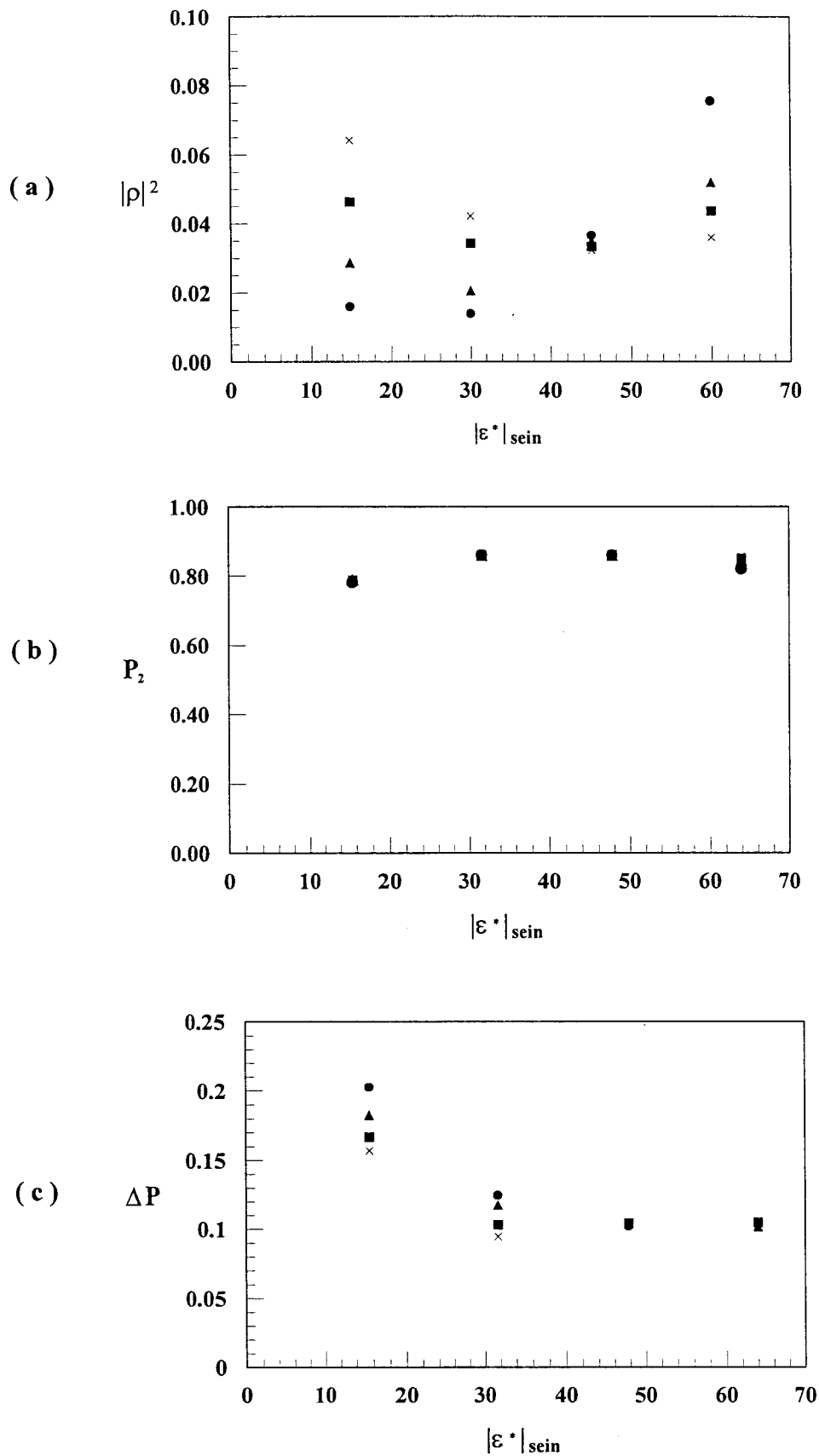


Figure 2.11: Etude du bilan énergétique à 3GHz d'un milieu (peau + sein) en fonction de la permittivité du sein à différentes épaisseurs z de la peau \bullet : $z=0.5\text{mm}$, \blacktriangle : $z=1\text{mm}$, \blacksquare : $z=1.5\text{mm}$, \times : $z=2\text{mm}$ (sonde utilisée $22 \times 11 \text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$).

En analysant la courbe donnant le bilan de puissance ΔP (Fig. 2.10.c), nous pouvons distinguer deux régions. Une première région correspondant aux milieux faibles pertes où ΔP est important et une deuxième région caractérisant les milieux fortement absorbants qui présentent un bilan de puissance relativement faible ne dépassant pas 20% de la puissance incidente.

2.4.3. Milieux stratifiés

Considérons le cas du sein, formé de deux couches, la peau dont l'épaisseur varie très peu selon la personne et présente une faible dispersion autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 1.5mm et de permittivité connue à 3GHz ($\epsilon^*=43-j14$), et des tissus mammaires. Ceux ci présentent une permittivité qui varie aussi selon les cas, pratiquement entre $\epsilon^*=15-j4.2$ et $\epsilon^*=60-j22.2$ [10]. L'analyse des résultats de mesure (Fig. 2.3) présentée précédemment montre que dans plus de 70% des cas étudiés la valeur de la permittivité est située entre 40 et 60 ce qui est proche de la permittivité de l'eau et nous permet par conséquent une simulation des tissus mammaires pour des vérifications expérimentales.

Toutefois la connaissance de la permittivité du milieu étudié reste très importante pour le calcul des paramètres de couplage et l'application de ces paramètres dans l'analyse des signaux radiométriques notamment dans le cas des tissus mammaires qui constituent une des applications de l'imagerie radiométrique destinée à la détection des tumeurs du sein. Par conséquent nous avons essayé d'étudier l'influence de la variation de la permittivité du milieu sur le coefficient de réflexion et la puissance P_2 .

La figure 2.11 donne l'évolution de $|\rho|^2$, P_2 et ΔP en fonction de la permittivité du sein ($\epsilon^*=15-j4.2$, $\epsilon^*=30-j10.2$, $\epsilon^*=45-j16.2$, $\epsilon^*=60-j22.2$) pour différentes épaisseurs de la peau. Nous constatons une dispersion relativement faible des résultats en fonctions des permittivités du sein et de l'épaisseur de la peau. Les tissus mammaires présentent aussi un bilan de puissance ΔP faible (inférieur à 20%) qu'on peut attribuer principalement aux erreurs de calcul et au modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air.

Un autre cas intéressant les applications médicales en imagerie radiométrique microonde (IRMO) concerne les milieux stratifiés à 3 couches (peau - os - tissus cérébraux) et 4 couches (peau - gras - muscle -os) où l'épaisseur des différentes couches varie selon la personne. Nous nous intéressons dans ce cas à l'influence de l'épaisseur de ces couches sur le bilan énergétique. Nous présentons les variations de la puissance réfléchie dans le guide, de la puissance P_2 et du bilan de puissance en fonction de l'épaisseur de l'os et de la peau dans le premier cas (Fig. 2.12) et en fonction de l'épaisseur de la peau et du gras dans le deuxième cas (Fig. 2.13).

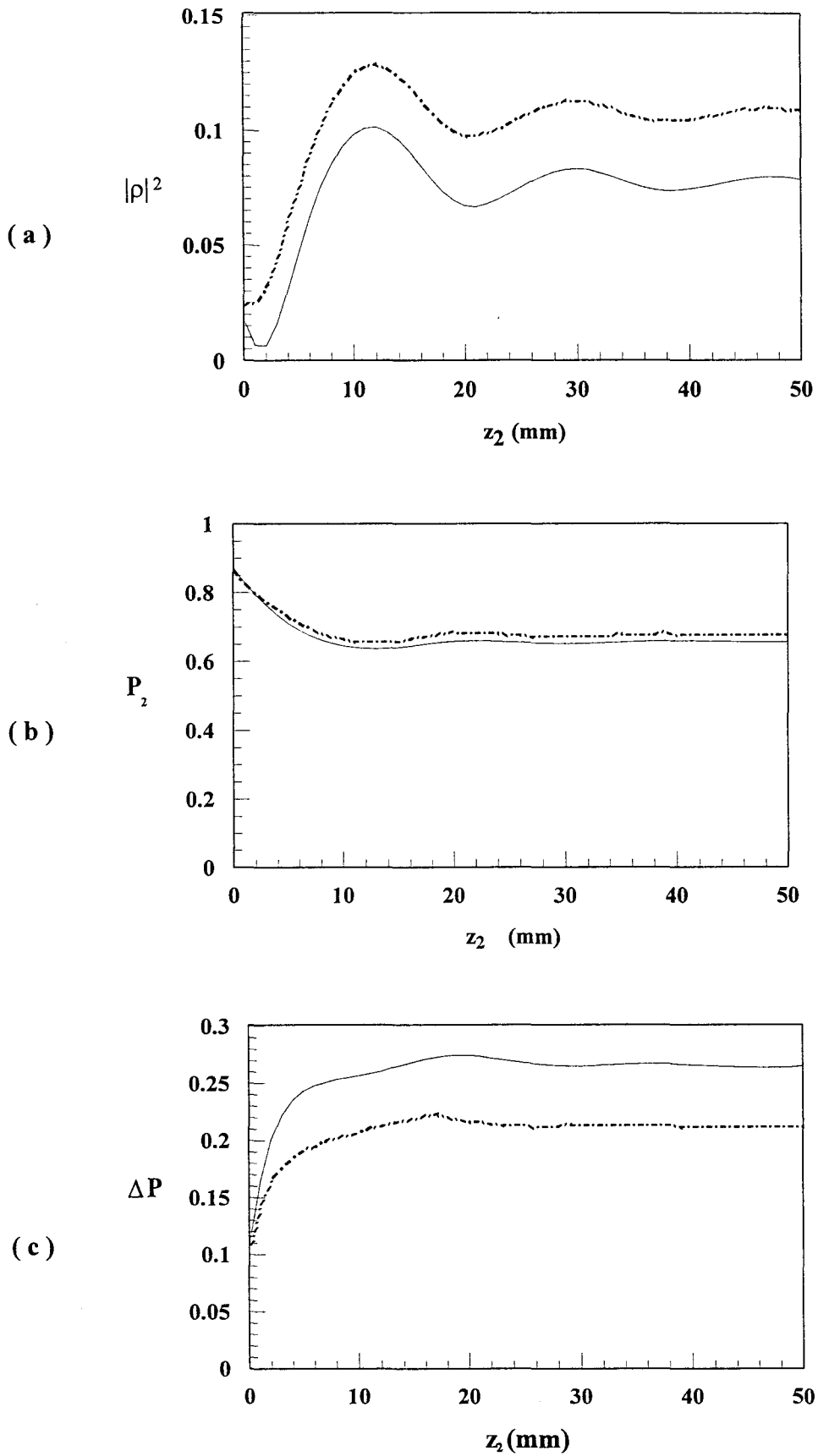


Figure 2.12: Etude du bilan énergétique à 3GHz d'un milieu (peau + os + tissus cérébraux) en fonction de l'épaisseur de l'os (z_2) à différentes épaisseurs z_1 de la peau — $z_1=1\text{mm}$, $z_1=2\text{mm}$, (sonde utilisée $22 \times 11\text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

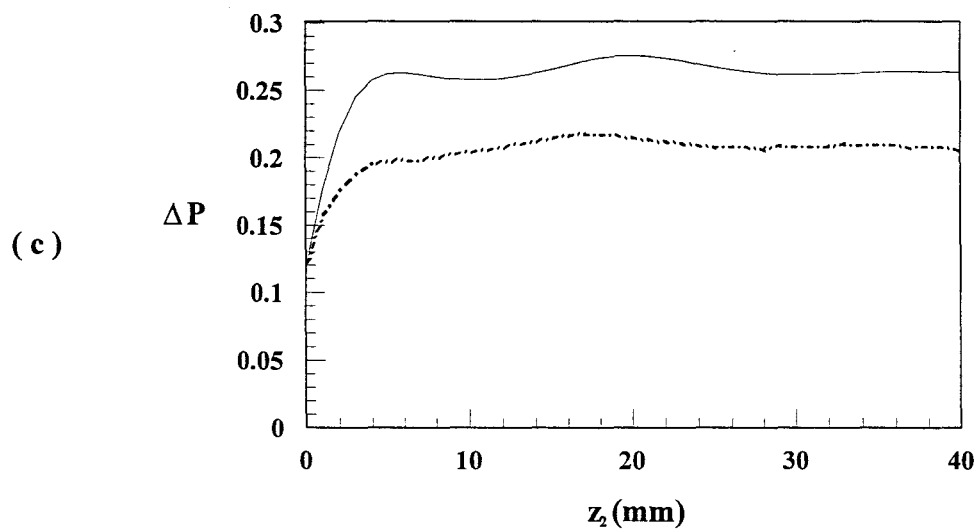
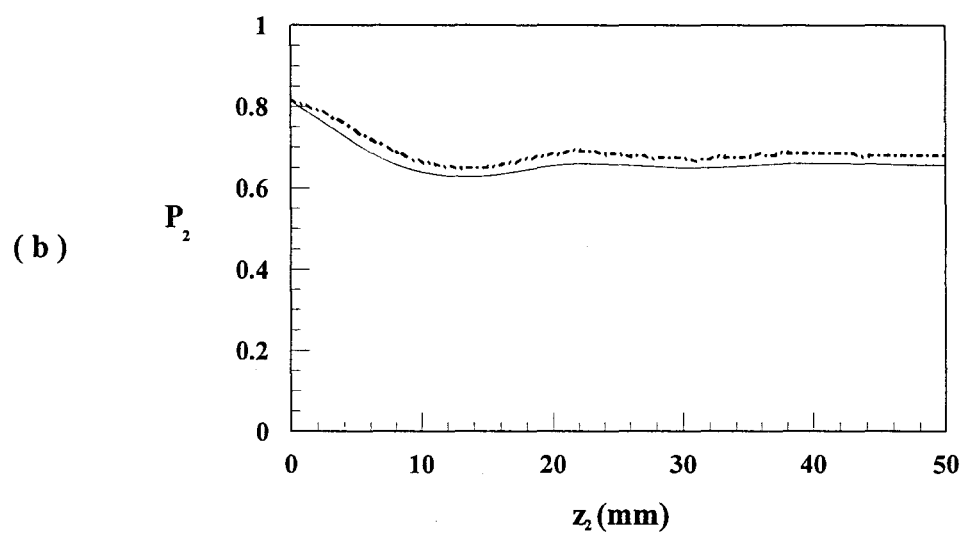
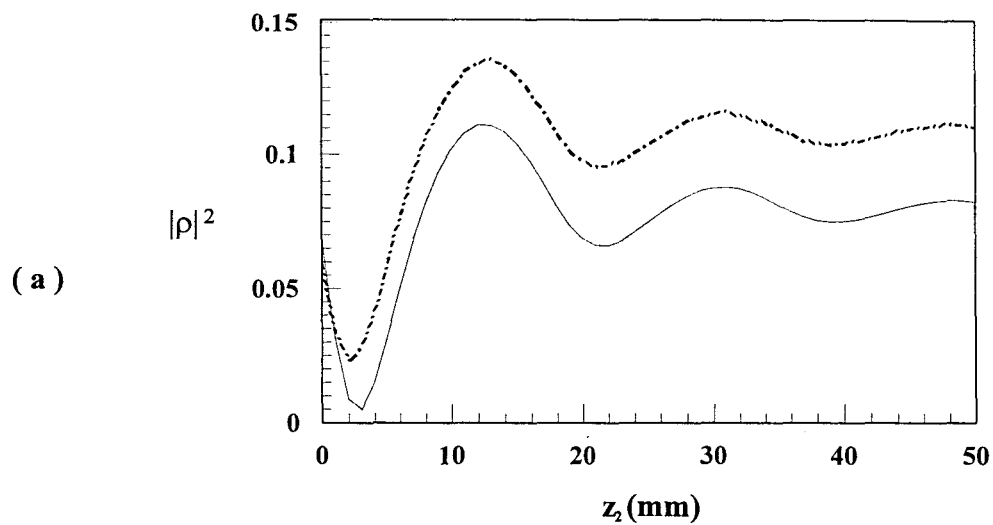


Figure 2.13: Etude du bilan énergétique à 3GHz du milieu (peau + gras + muscle + os) en fonction de l'épaisseur du gras (z_2) à différentes épaisseurs z_1 de la peau (— $z_1=1$ mm, $z_1=2$ mm), l'épaisseur du muscle=10mm, (sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

La puissance réfléchi $|\rho|^2$ varie sinusoidalement en fonction de l'épaisseur de la deuxième couche (l'os), et se stabilise autour d'une valeur moyenne quand cette épaisseur devient très grande (phénomène d'ondes stationnaires). Nous constatons que P_2 varie très peu avec l'épaisseur de la première couche (la peau) notamment pour des épaisseurs de la deuxième couche (l'os) inférieures à 5mm.

Le bilan de puissance ΔP décroît en fonction de l'épaisseur de la première couche (la peau), croit linéairement en fonction de l'épaisseur de la deuxième couche (l'os) et se stabilise quand celle-ci est supérieure à 5mm. Nous observons pratiquement, les mêmes évolutions dans le cas d'une structure à 4 couches.

2.4.4. Conclusion

Nous récapitulons tous les résultats de calcul du bilan de puissance dans le tableau suivant pour les différentes structures que nous avons traités.

Milieu	$ \rho ^2$	P_2	ΔP
glycérol	0.24	0.39	0.37
eau+dioxane (M_2)	0.0006	0.83	0.17
eau	0.10	0.81	0.09
peau +tissus mammaires	0.04	0.86	0.10
peau + os + tissus cérébraux	0.05	0.71	0.24
peau + gras + muscle + os	0.03	0.71	0.26

Tableau 2.2 : Comparaison des calculs du bilan de puissance pour des milieux homogènes et stratifiés

Nous pouvons remarquer, dans tous les cas excepté pour le glycérol, que la puissance réfléchi reste inférieure à 10% et la puissance P_2 rayonnée dans le milieu 2 est en moyenne égale à 80% de la puissance incidente ce qui donne un bilan de puissance moyen inférieur à 10%. Si on estime une erreur moyenne de calcul ΔP_{cal} à une valeur égale à 0.05, l'erreur ΔP_{mod} , dues au modèle approché négligeant les modes rétrogrades, ne dépasse pas 0.05.

Dans le cas du glycérol, ΔP_{mod} atteint une valeur égale à 0.32, si on retient une valeur de ΔP_{cal} égale à 0.05, ce qui reste très important en comparaison avec des milieux à fortes pertes.

Des résultats expérimentaux à 3GHz permettent de vérifier les calculs précédents (puissance des modes rétrogrades dans l'air), dans le cas du glycérol (milieu faiblement

absorbant) et de l'eau (milieu fortement absorbant). La sonde utilisée a pour dimensions $22 \times 11 \text{ mm}^2$ remplie d'un diélectrique $\epsilon_1=25$. Les résultats sont présentés sous forme de pourcentage sachant que la puissance incidente est de 100%.

$$P_{\text{air}}=25\% \pm 3.3\% \text{ (glycérol)}$$

$$P_{\text{air}}=4.7\% \pm 0.6\% \text{ (eau)}$$

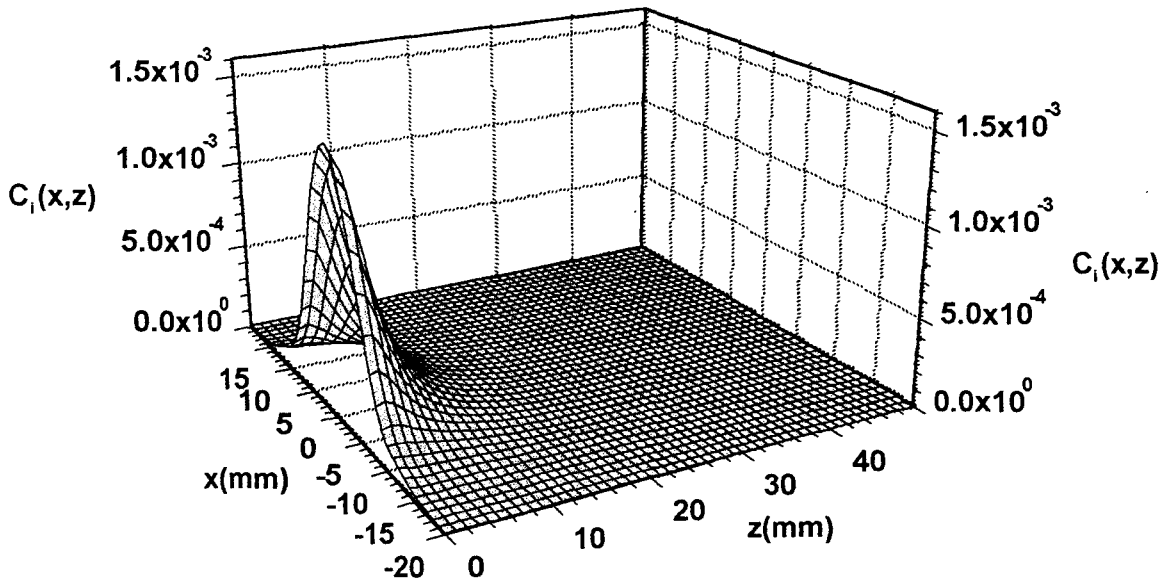
$$P_{\text{air}}=15\% \text{ (eau-glycérol-eau)}$$

Ces résultats sont proches des résultats numériques qu'on a présenté précédemment ce qui confirme bien la validité des calculs.

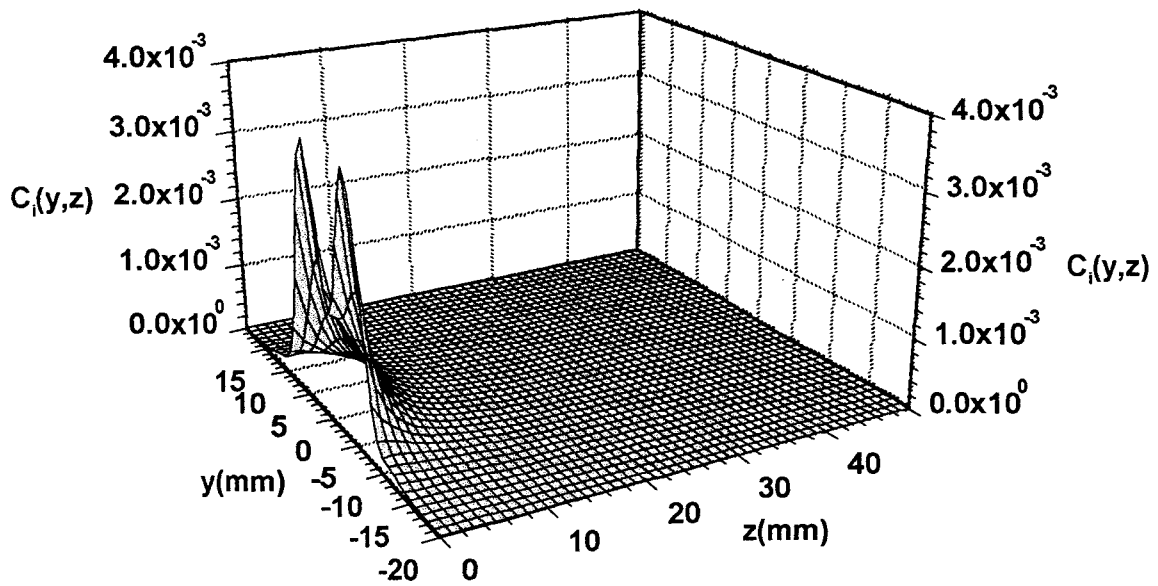
En conclusion nous pouvons dire que le modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air reste valable dans la plupart des cas intéressant les applications en imagerie radiométrique microonde avec une erreur acceptable.

Les milieux à faibles pertes présentent des rayonnements rétrogrades dans l'air considérables, ce qui limite la puissance rayonnée dans le milieu sous investigation et par conséquent la puissance du signal radiométrique.

Nous discuterons dans le paragraphe suivant l'influence de la variation de permittivité des tissus biologiques sur le calcul des paramètres de couplage et sur l'interprétation des signaux radiométriques.



a : Variations dans le plan (x, z) à $y=0$



b : Variations dans le plan (y, z) à $x=0$

Figure 2.14: Calcul des paramètres de couplage par la méthode modale à 3GHz dans le cas du glycérol (sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

2.5. Calcul des paramètres de couplage

2.5.1. Introduction

Les exemples de calcul des paramètres de couplage que nous présentons dans cette partie ont été obtenus en utilisant la définition des paramètres de couplage absolus (1.15).

Celle-ci exprime le rapport entre la puissance dissipée en un point du milieu considéré et la puissance dissipée dans le volume total de ce milieu porté à une température uniforme.

Le paramètre de couplage C_i d'un volume élémentaire ΔV_i dépend explicitement du module du coefficient de réflexion, qui caractérise l'adaptation de la sonde au milieu, et de sa conductivité qui définit les propriétés diélectriques du milieu au point ΔV_i . Il est fonction aussi du module du champ électrique au point ΔV_i .

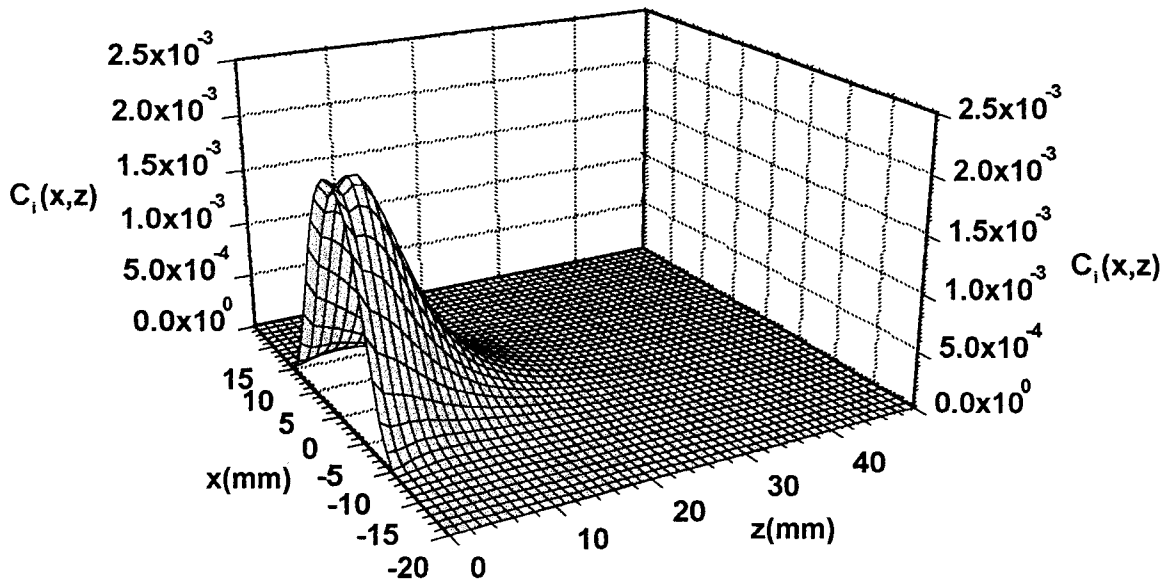
L'exploitation de la relation donnant les paramètres de couplage, permet en définitive d'analyser le comportement du paramètre de couplage C_i et de caractériser le fonctionnement de la sonde (en champ proche) en présence d'un milieu dissipatif donné.

Notons que la validité de la méthode de calcul numérique utilisée a été vérifiée expérimentalement dans des travaux précédents [16-17], au niveau des champs rayonnés par un guide dans le milieu dissipatif et aussi au niveau du coefficient de réflexion. Cette vérification s'applique aussi aux paramètres C_i puisqu'ils sont directement reliés à ces champs par la relation (1.15). Nous donnons dans le chapitre 3 des exemples de vérifications expérimentales sur le calcul des champs et du coefficient de réflexion.

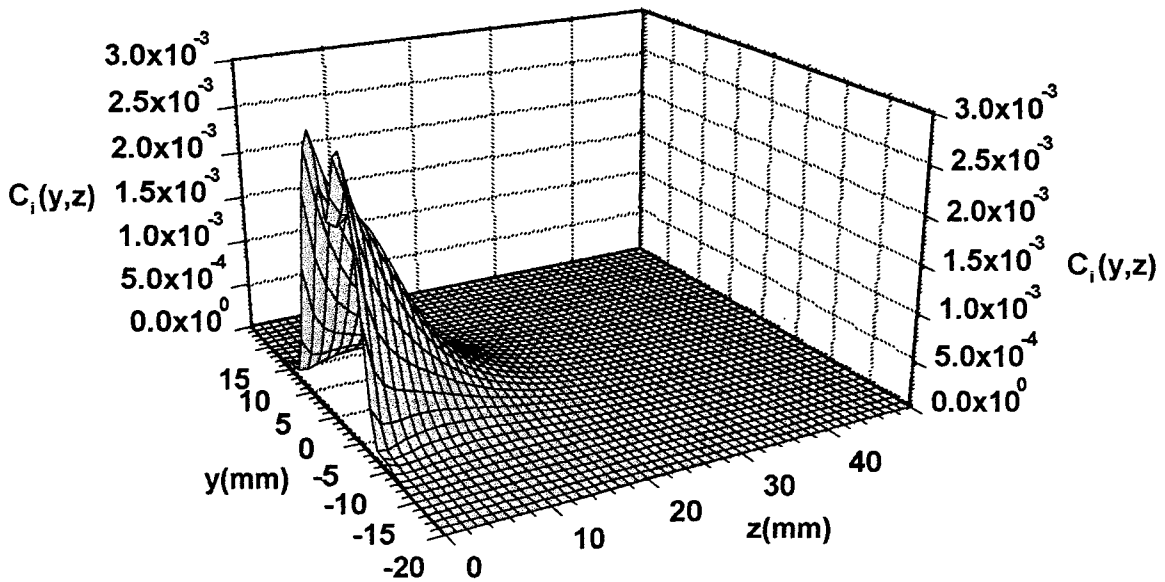
Notons aussi que dans le programme de calcul des champs nous nous sommes fixés des limites d'arrêt des calculs qui correspondent à une valeur du champ très faible par rapport à celle calculée à l'ouverture de la sonde (rapport de l'ordre de 10^{-3}). Ces limites sont en général de l'ordre de 3cm suivant x et y et 7cm suivant z.

2.5.2. Milieux homogènes

Nous avons choisi deux milieux, glycérol milieu à faible pertes et l'eau milieu fortement absorbant. Nous donnons (Fig. 2.14) et (Fig. 2.15) respectivement dans le cas du glycérol et de l'eau les paramètres de couplage en trois dimensions en fonction de (x, z) et (y, z) . Ces paramètres sont de l'ordre de 10^{-3} ce qui signifie que la puissance dissipée en un point ΔV_i est de l'ordre du millième de la valeur de la puissance totale dissipée dans le milieu. Ces résultats montrent aussi que les paramètres de couplage décroissent d'une façon monotone lorsque l'on s'éloigne de l'ouverture de la sonde.

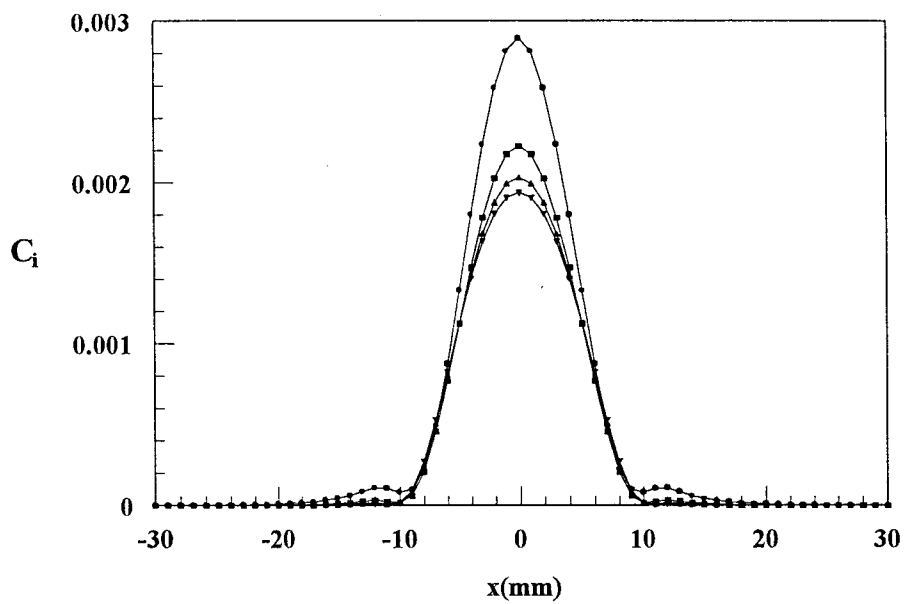


a : Variations dans le plan (x, z) à y=0

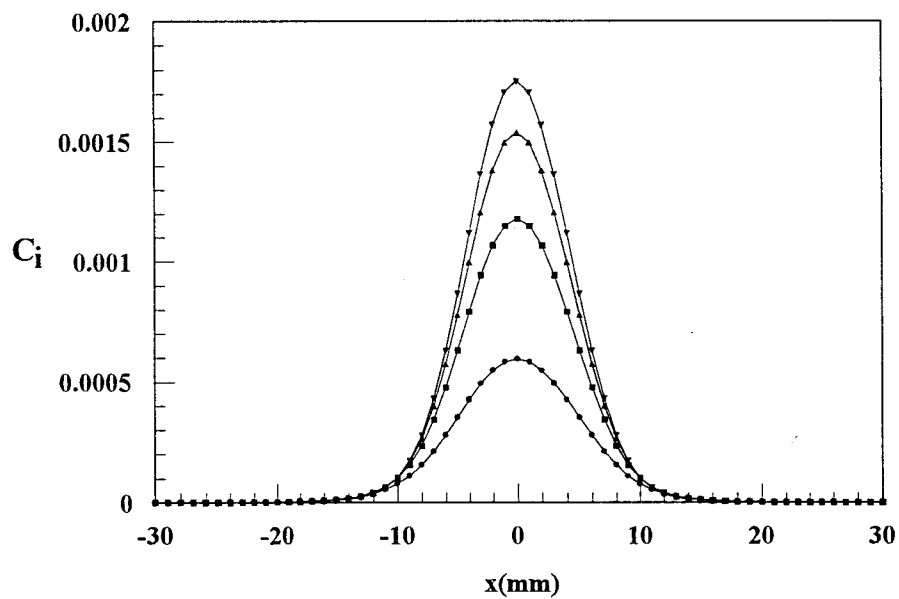


b : Variations dans le plan (y, z) à x=0

Figure 2.15: Calcul des paramètres de couplage par la méthode modale à 3GHz dans le cas de l'eau (sonde utilisée 22x11 mm² $\epsilon_1=25$)



a: profondeur $z=0$



b: profondeur $z=5\text{mm}$

Figure 2.16: Calcul des paramètres de couplage à 3GHz, suivant le grand côté de la sonde (axe ox), dans le cas d'un milieu peau(1mm)+sein, pour différentes valeurs de la permittivité du sein $\bullet: \epsilon^* = 15-j4.2$, $\blacksquare: \epsilon^* = 30-j10.2$, $\blacktriangle: \epsilon^* = 45-j16.2$, $\blacktriangledown: \epsilon^* = 60-j22.2$ (sonde utilisée $22 \times 11 \text{mm}^2$ $\epsilon_1 = 25$).

Nous constatons un couplage plus important de la sonde dans le cas de l'eau que dans le cas du glycérol. Nous notons aussi une forte diffraction à l'ouverture de la sonde, suivant le petit côté. Celle ci disparaît aussitôt qu'on s'éloigne de l'ouverture de la sonde.

En comparant les phénomènes de propagation dans les deux milieux, nous constatons que l'atténuation en profondeur est plus rapide dans le cas de l'eau. Ceci a une conséquence importante sur la détermination des volumes de couplage et la limite de visibilité que nous définissons en fin de ce chapitre.

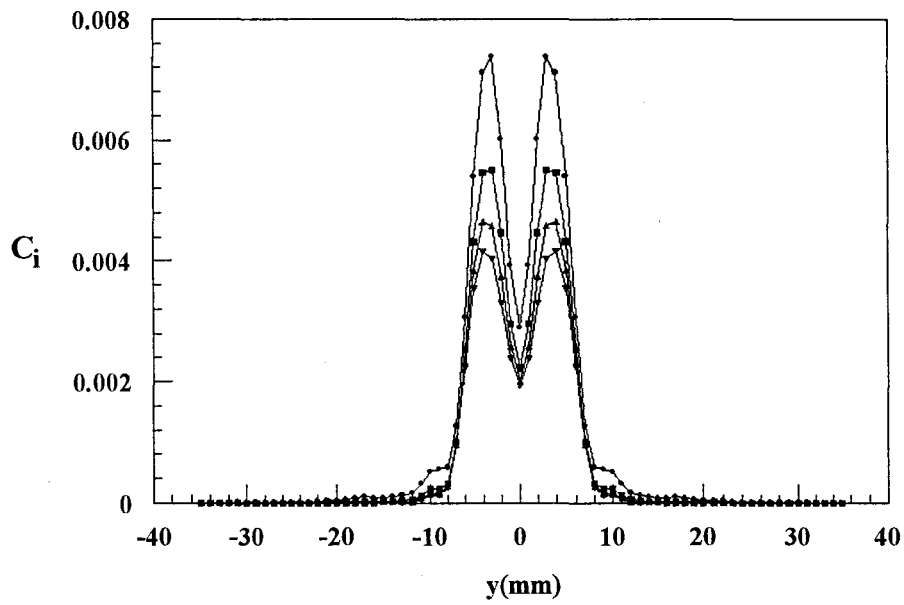
2.5.3. Cas des tissus mammaires

Le cas des tissus mammaires a fait l'objet de plusieurs études [18-21]. On a déjà vu que le calcul des paramètres de couplage nécessite la connaissance de la permittivité diélectrique du milieu et de sa structure géométrique. Dans le cas du sein constitué d'une couche de peau, d'une faible épaisseur, et de tissus mammaires, les résultats de l'étude du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la peau nous a montré qu'une variation de cette couche a une très faible influence sur le bilan énergétique à l'interface sonde - milieu dissipatif. Ce résultat nous permet de fixer l'épaisseur de la peau à une valeur de 1mm.

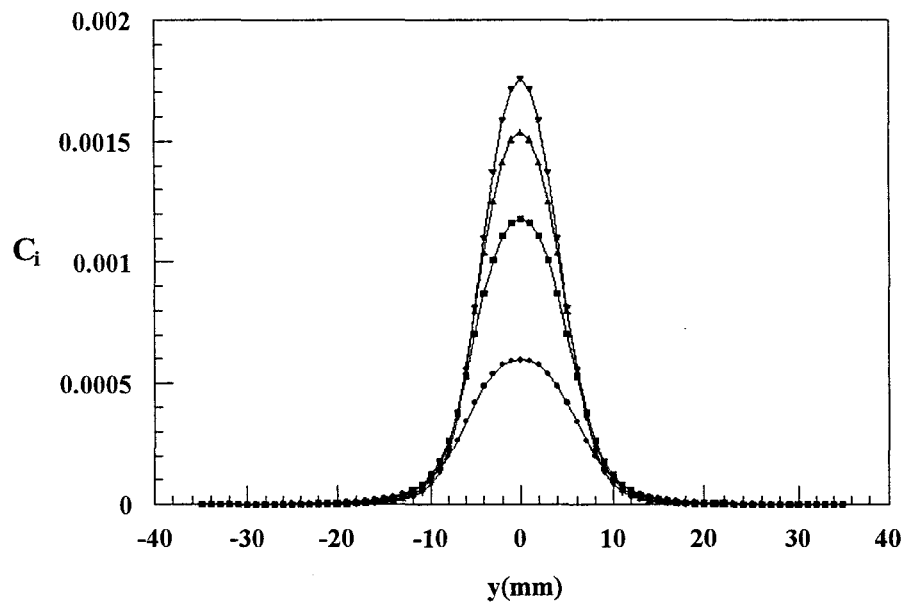
Nous avons déjà évoqué le problème de la dispersion de la permittivité des tissus mammaires et nous avons étudié le problème de l'influence de la permittivité sur le coefficient de réflexion. Cette étude reste intéressante dans le calcul des C_i , étant donné que ceux ci dépendent du coefficient de réflexion. Nous présentons (Fig. 2.16), (Fig. 2.17) et (Fig. 2.18) l'évolution des paramètres de couplage respectivement suivant le grand côté de la sonde (axe ox), le petit côté de la sonde (axe oy) et la profondeur (axe oz) dans le milieu. Ces calculs sont obtenus à 3GHz en utilisant une sonde de dimensions $(22 \times 11 \text{mm}^2)$ remplie d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1=25$ et pour différentes permittivités du sein.

Nous constatons tout d'abord une dispersion relative des paramètres de couplage à l'ouverture de la sonde de l'ordre de 1.10^{-3} (Fig. 2.16.a). Nous constatons aussi une diffraction suivant le petit côté de la sonde (Fig. 2.17.a) qui disparaît aussitôt qu'on s'éloigne de l'ouverture de la sonde (Fig. 2.17.b). La figure (2.18) qui donne l'évolution des paramètres de couplage en profondeur montre une dispersion en fonction de la permittivité du sein, de l'ordre de 1.10^{-3} à l'ouverture de la sonde qui s'atténue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'ouverture et atteint une valeur de 3.10^{-4} à une profondeur de 1cm.

Nous remarquons aussi une discontinuité des paramètres de couplage à l'interface séparant les deux couches. Celle ci est d'autant plus importante que le rapport des



a: profondeur $z=0$



b: profondeur $z=5\text{mm}$

Figure 2.17: Exemples de calcul des paramètres de couplage à 3GHz, suivant le petit côté de la sonde (axe oy), dans le cas d'un milieu peau(1mm)+sein, pour différentes valeurs de la permittivité du sein $\bullet: \epsilon^* = 15 - j4.2$, $\blacksquare: \epsilon^* = 30 - j10.2$, $\blacktriangle: \epsilon^* = 45 - j16.2$, $\blacktriangledown: \epsilon^* = 60 - j22.2$ (sonde utilisée $22 \times 1 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1 = 25$).

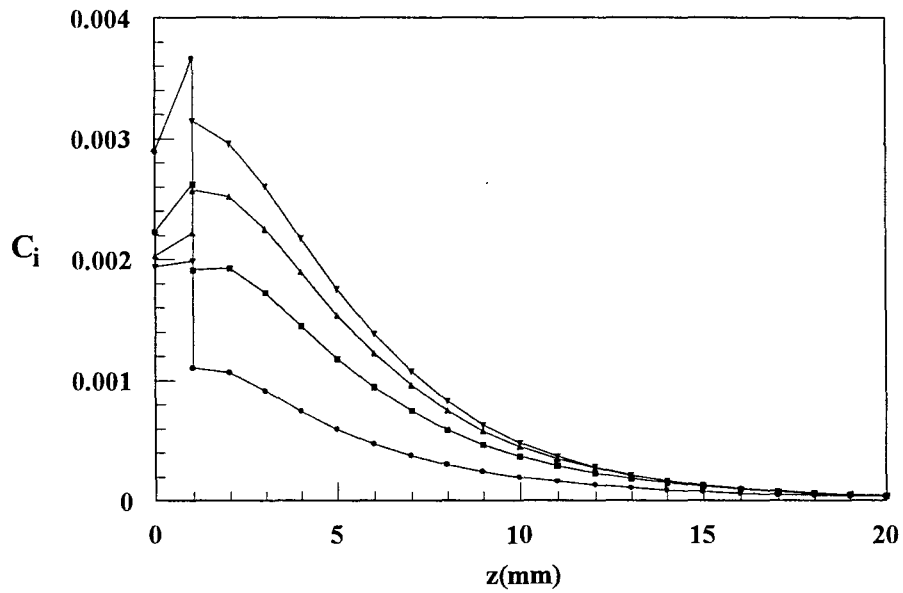
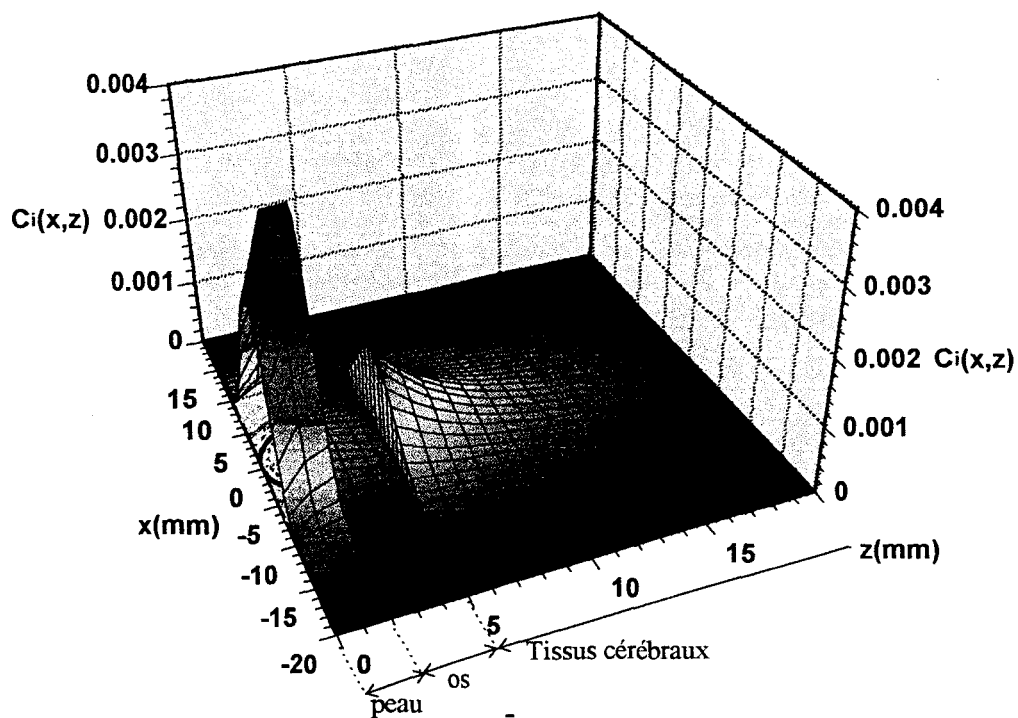
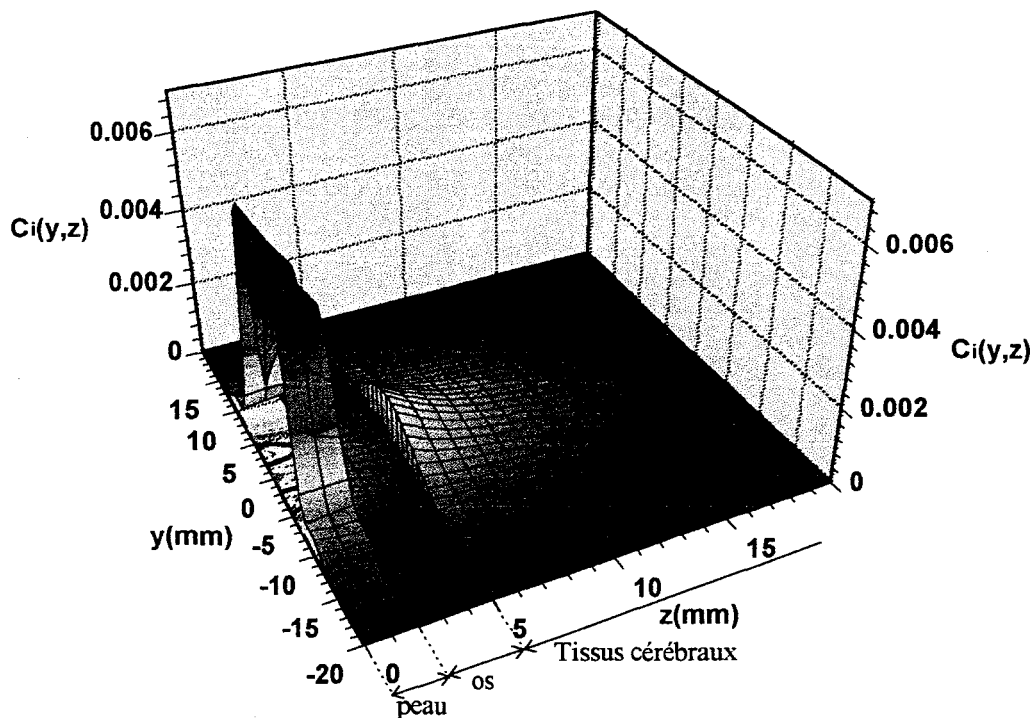


Figure 2.18: Calcul des paramètres de couplage à 3GHz, suivant l'axe central de la sonde (axe oz), dans le cas d'un milieu peau(1mm)+sein, pour différentes valeurs de la permittivité du sein
 •: $\epsilon^* = 15-j4.2$, ■: $\epsilon^* = 30-j10.2$, ▲: $\epsilon^* = 45-j16.2$, ▼: $\epsilon^* = 60-j22.2$
 (sonde utilisée $22 \times 1 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1 = 25$).



a : Variations dans le plan (x, z) à $y=0$



b : Variations dans le plan (y, z) à $x=0$

Figure 2.19: Calcul des paramètres de couplage à 3GHz dans le cas d'un milieu peau(2mm)+os(3mm)+tissus cérébraux (sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$).

permittivités des deux couches est proche de un, ce qui est le cas pour $\epsilon_{\text{sein}}=45-j16.2$. Ces paramètres restent significatifs jusqu'à une profondeur de 2cm.

2.5.4. Milieux multicouches

Des travaux d'autres équipes considéraient des milieux constitués de deux couches [22], ou trois couches [23-24]. La présence de l'os et du gras dans le milieu sous investigation a un grand effet sur le comportement électromagnétique du milieu dissipatif vis à vis de la sonde. Le modèle quatre couches a fait l'objet de plusieurs études au Japon [25-26].

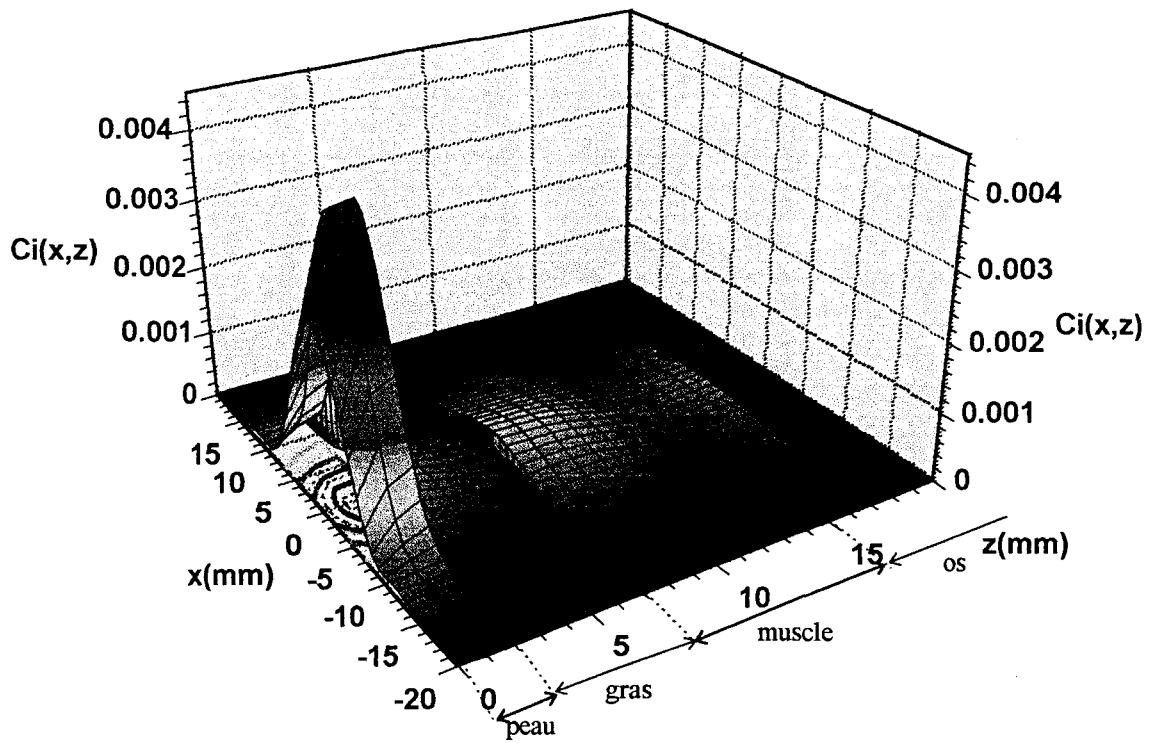
Dans notre cas nous nous sommes intéressés à des milieux stratifiés formés de trois couches (peau + os + tissus cérébraux) et de quatre couches (peau + gras + muscle + os). Afin de simplifier cette étude nous avons fixé les épaisseurs des différentes couches et nous avons supposé connaître les permittivités diélectriques de tous ces milieux. Les calculs sont obtenus à 3GHz avec une sonde $22 \times 11 \text{ mm}^2$ remplie d'un diélectrique $\epsilon_1=25$.

Nous donnons (Fig. 2.19) et (Fig. 2.20) l'évolution des paramètres de couplage en trois dimensions respectivement dans le cas (peau + os + tissus cérébraux) et (peau + gras + muscle + os). On constate pratiquement les mêmes variations des paramètres de couplage dans les deux cas. Ces paramètres qui sont de l'ordre de 2.10^{-3} à l'ouverture de la sonde augmentent jusqu'à une valeur d'environ 3.10^{-3} et s'atténuent fortement dans la deuxième couche qui est un milieu à très faibles pertes (l'os dans le premier cas et le gras dans le deuxième). La deuxième couche qui constitue donc un écran très peu absorbant et fortement réfléchissant rend le couplage très faible dans les dernières couches, pratiquement nul dans l'os (Fig. 2.20). Notons que ce phénomène s'accroît quand l'épaisseur du gras augmente.

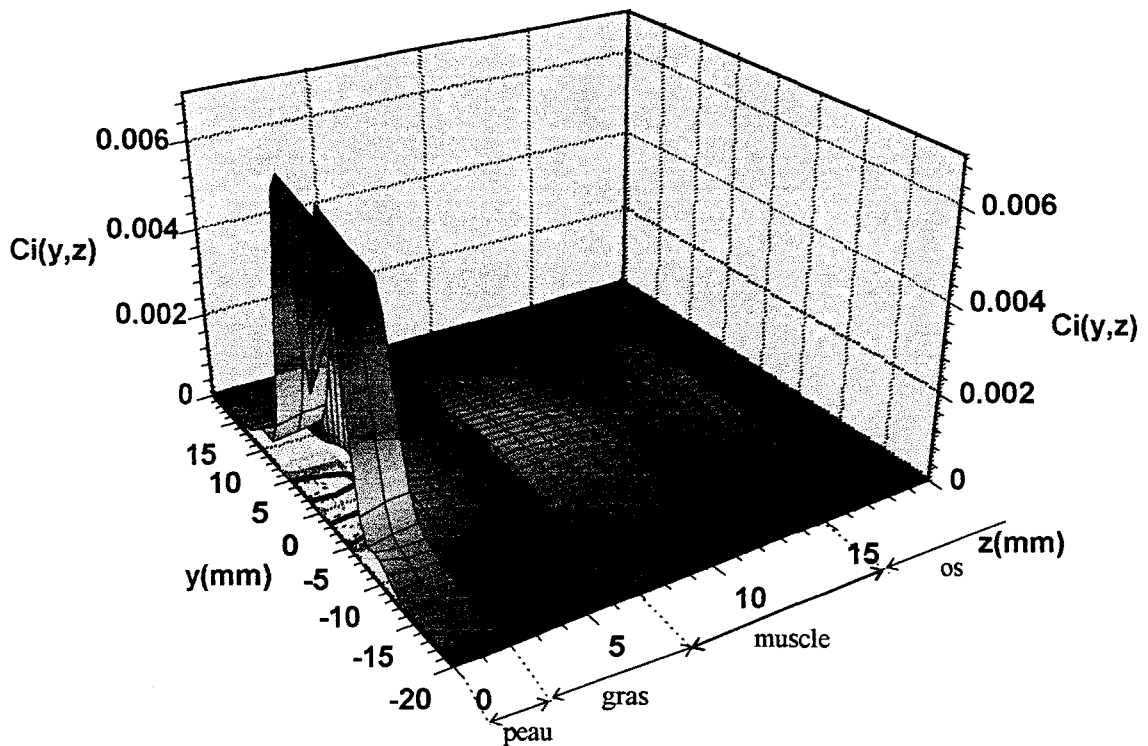
Contrairement aux tissus mammaires qui sont des milieux fortement absorbant, les cas des milieux que nous venons d'étudier mettent en jeu des matériaux qui sont à faibles pertes et qui réduisent le couplage à des valeurs très faibles au delà de 1cm de l'ouverture de la sonde.

2.5.5. Conclusion

Nous avons présenté des exemples de calcul des paramètres de couplage dans différents cas de milieux homogènes et stratifiés en utilisant la nouvelle définition des paramètres de couplage. Celle ci nous a permis de donner un sens physique à la contribution du milieu sous investigation au signal radiométrique. Elle permet aussi d'introduire l'adaptation sonde-milieu dissipatif dans le calcul de ces paramètres.



a : Variations dans le plan (x, z) à y=0



b : Variations dans le plan (y, z) à x=0

Figure 2.20: Calcul des paramètres de couplage à 3GHz dans le cas d'un milieu peau(2mm)+gras(5mm)+muscle(10mm)+os (sonde utilisée 22x11mm² ε₁=25)

A travers ces résultats nous constatons que la contribution en surface de ces milieux reste pratiquement la même. Cependant la contribution en profondeur dépend des couches intermédiaires constituant le milieu et varie pratiquement d'un milieu à un autre.

Une simulation rigoureuse du couplage sonde-milieu dissipatif nécessite donc une connaissance précise des caractéristiques diélectriques et géométriques du milieu. Toutefois l'ensemble des milieux intéressant nos applications dans le domaine médicale ont fait l'objet de plusieurs études qui nous permettent d'avoir les informations nécessaires sur ces milieux [7-8][10].

2.6. Volumes de couplage et notion de visibilité

2.6.1. Introduction

Le diagramme de rayonnement d'une antenne constitue une notion très importante dans l'étude du rayonnement des antennes. Dans notre cas nous avons défini une notion similaire qui représente le volume de couplage d'un matériau à la sonde de mesure [27].

C'est une autre façon de caractériser la contribution des paramètres de couplage dans l'interprétation des signaux radiométriques. Ce volume de couplage représente l'ensemble des points du matériau où les paramètres de couplage contribuent de façon significative au signal radiométrique.

Cette définition permet d'une part, de connaître par une simple lecture graphique, les limites du volume du matériau qui contribue physiquement au signal radiométrique mesuré, dans le cas d'un milieu à température uniforme. D'autre part l'étude des volumes de couplage permet de déterminer l'influence des caractéristiques du système de mesure sur le signal radiométrique sans se préoccuper des valeurs des paramètres de couplage.

Dans ce paragraphe nous présentons la définition des volumes de couplage, nous donnons des exemples d'études de ces volumes en fonction des paramètres du système, pour des milieux homogènes et stratifiés.

2.6.2. Définitions

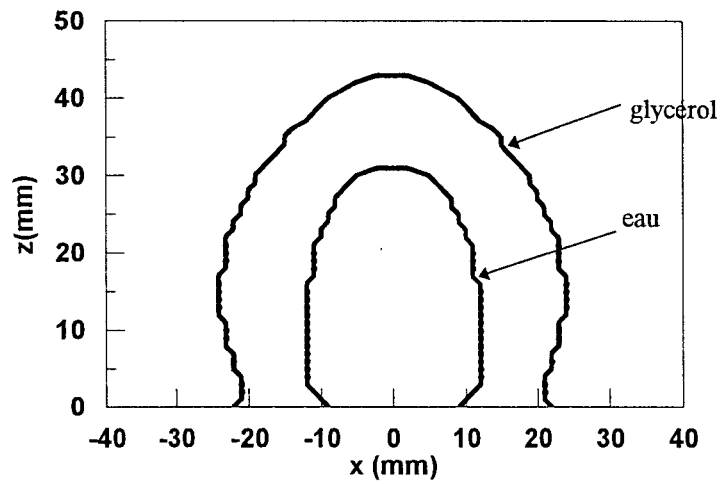
Le volume de couplage d'un matériau à une antenne est défini par l'ensemble des points du matériau sous investigation où un gradient de température ΔT peut être décelé par le radiomètre. Les limites des volumes de couplage correspondent donc aux points du matériau où le gradient de température est égal à la température minimale δT décelable par le radiomètre qui s'exprime par la relation suivante:

$$\delta T = \frac{T}{\sqrt{\Delta f \tau}} \quad (2.8)$$

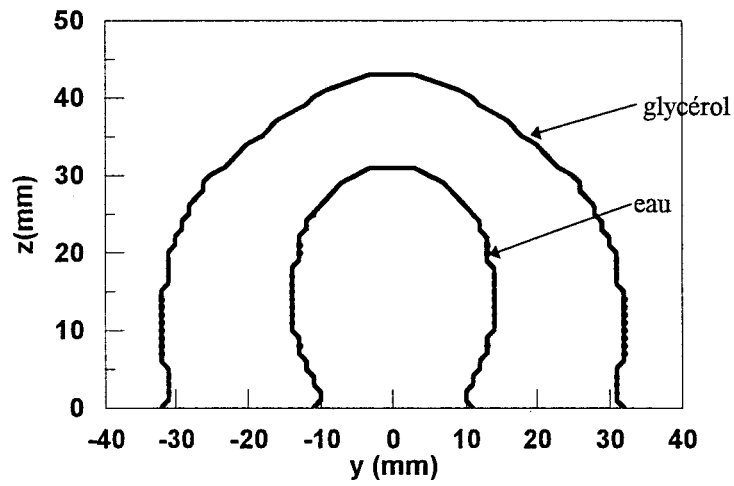
où Δf est la bande passante du radiomètre et τ la constante de temps du récepteur. Cette relation définit aussi ce qu'on appelle la sensibilité du radiomètre.

Rappelons que la température minimale qui peut être détectée par le radiomètre est égale à sa sensibilité δT . Donc la puissance dissipée dans le volume de couplage V doit vérifier la relation suivante:

$$\sum_V k C_i \Delta T \geq 2k \delta T \quad (2.9)$$



a : dans le plan (x, z) à $y=0$



b : dans le plan (y, z) à $x=0$

Figure 2.21: Calcul des limites des volumes de couplage à 3GHz dans le cas de l'eau et du glycérol ($\delta T=0.05$, $\Delta T=1^\circ$, sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$).

Notons que le facteur 2 correspond au nombre de commutations effectuées entre deux mesures.

Les limites de ce volume de couplage, qu'on note N, correspondent donc au cas d'égalité dans l'inéquation (2.5), qui peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\sum_{i=0}^{\infty} kC_i \Delta T - \sum_{i=0}^N kC_i \Delta T = 2k\delta T \quad (2.10)$$

Sachant que $\sum_{i=0}^{\infty} C_i = (1 - |\rho|^2)$ on peut traduire l'expression (2.10) sous la forme suivante:

$$\sum_{i=0}^N C_i = 1 - |\rho|^2 - \frac{2\delta T}{\Delta T} \quad (2.11)$$

Nous donnons la signification des facteurs utilisés dans ces différentes relations:

$2k\delta T$: puissance minimale décelée par le récepteur radiométrique,

$\sum_{i=0}^N kC_i \Delta T$: puissance dissipée dans le volume V du matériau couplé à la sonde,

$\sum_{i=0}^{\infty} kC_i \Delta T$: puissance dissipée dans le volume total du milieu.

C'est à partir de la relation (2.11) qu'on va déterminer les limites des volumes de couplage. Le volume de couplage dépend explicitement de l'émissivité $(1 - |\rho|^2)$ du matériau, de la sensibilité δT du radiomètre et du gradient de température ΔT dans le milieu considéré.

Les limites des volumes de couplage en profondeur (suivant l'axe z) représente ce qu'on appelle la limite de visibilité d'un objet [28-29], qui exprime la profondeur à partir de laquelle la température de l'objet ne peut pas être détectée par le radiomètre. Notre objectif est de déterminer les limites des volumes de couplage dans différents cas de milieux dissipatifs et d'étudier l'influence des paramètres du système sur ces limites.

2.6.3. Exemples de calculs des volumes de couplage

Nous présentons (Fig. 2.21) les limites des volumes de couplage dans le cas des milieux homogènes: glycérol, et l'eau à 3GHz, dans les plans (o, x, z) à y=0 et (o, y, z) à x=0. Nous considérons un gradient de température $\Delta T = 1^\circ$ et une sensibilité du radiomètre $\delta T = 0.05^\circ$. Nous constatons une nette différence des volumes de couplage entre les deux milieux. Cette limite est d'autant plus importante, aussi bien en profondeur que suivant les côtés, que le milieu sous investigation présente des caractéristiques diélectriques faibles pertes.

Les figures (2.22) représentent les limites des volumes de couplage à 3GHz pour différentes valeurs de la permittivité du sein. Nous considérons différents cas de gradients de

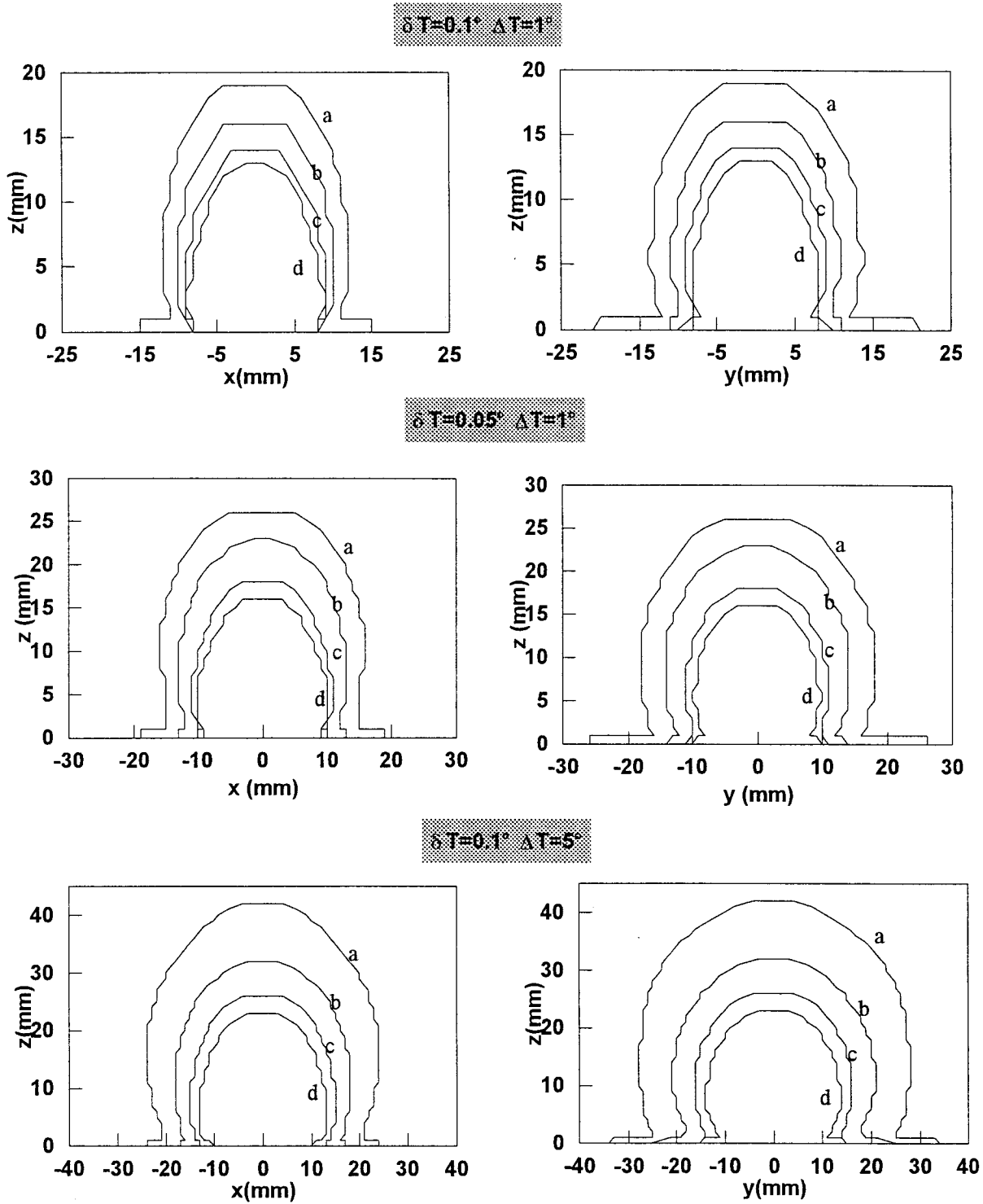
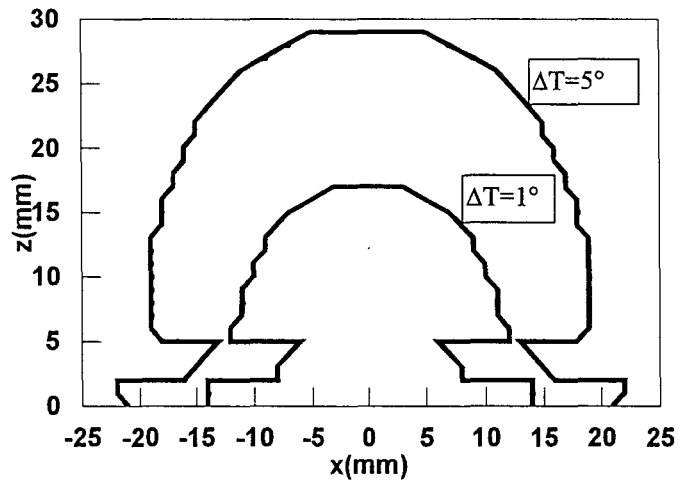
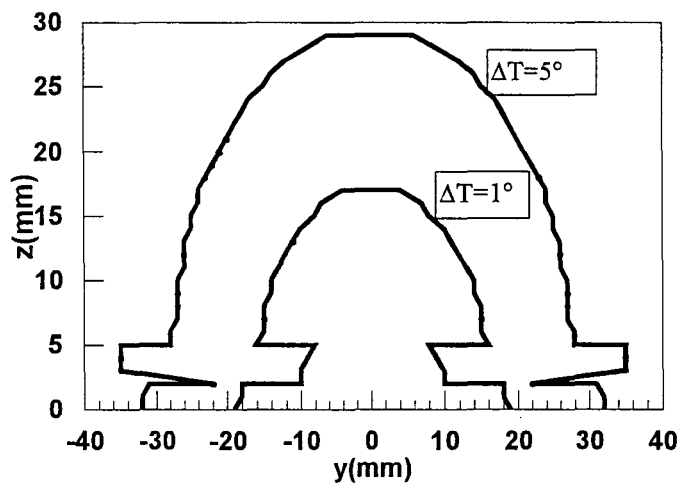


Figure 2.22: Calcul des limites des volumes de couplage à 3GHz dans le cas du milieu peau(1mm)+sein à différentes valeurs de la permittivité du sein (a: $\epsilon^*=15-j4.2$, b: $\epsilon^*=30-j10.2$, c: $\epsilon^*=45-j16.2$, d: $\epsilon^*=60-j22.2$). (sonde utilisée : $22 \times 11 \text{mm}^2 \quad \epsilon_1=25$).

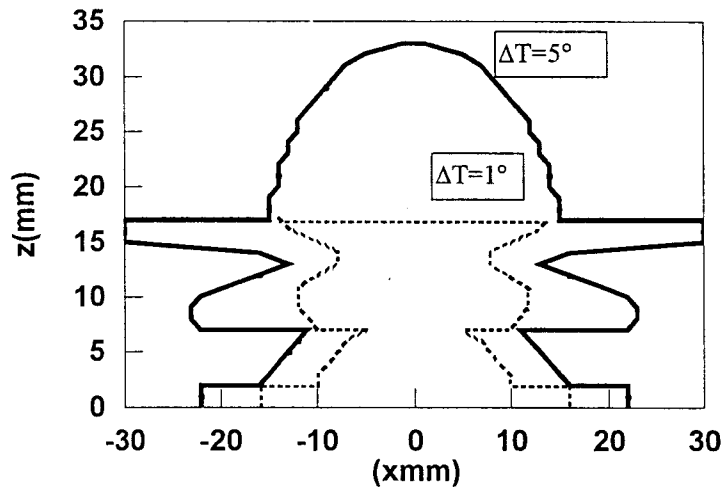


a : plan (x, z) à y=0

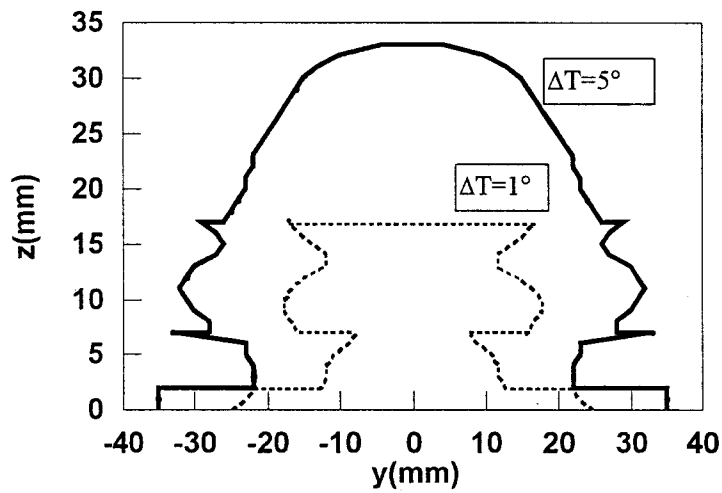


b : plan (y, z) x=0

Figure 2.23: Calcul des limites des volumes de couplage à 3GHz dans le cas du milieu peau(2mm)+os(3mm)+tissus cérébraux pour différentes valeurs du gradient de température ΔT dans le milieu. ($\delta T=0.05$, sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$).



-a- dans le plan (oxz) $y=0$



-b- dans le plan (oyz) $x=0$

Figure 2.24: Calcul des limites des volumes de couplage à 3GHz dans le cas du milieu peau(2mm)+gras(5mm)+muscle(10mm)+os pour différentes valeurs du gradient de température ΔT dans le milieu. ($\delta T=0.05$, sonde utilisée : $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

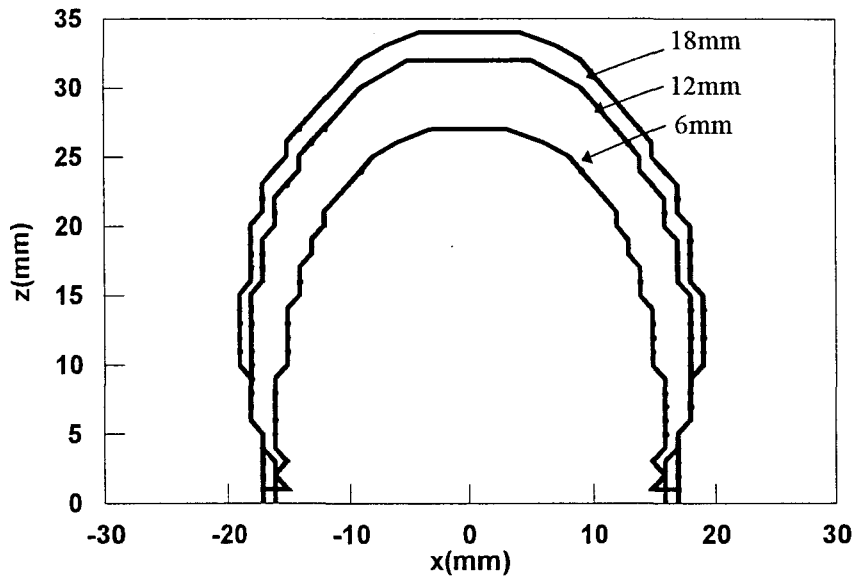
température ΔT et de sensibilité du radiomètre. Les limites des volumes de couplage dépendent de la permittivité du sein et sont d'autant plus importants que la permittivité du sein est faible. Celles ci augmentent aussi quand le gradient de température augmente et quand la sensibilité du radiomètre augmente (c à d quand δT diminue).

Nous avons aussi calculé les limites des volumes de couplage dans le cas d'une structure multicouche (peau-os-cerveau) [30] (Fig. 2.23) et (peau-gras-muscle-os) (Fig. 2.24) pour une sensibilité du radiomètre $\delta T=0.05$ et des gradients de température $\Delta T=1^\circ$ et 5° . Le volume de couplage est réduit dans les couches faibles pertes (os et gras).

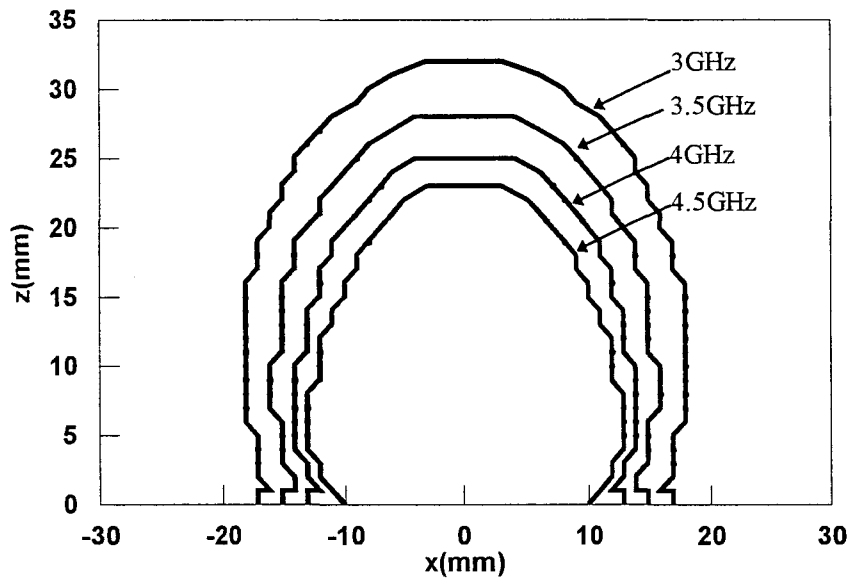
Nous récapitulons dans le tableau suivant l'ensemble des résultats concernant les limites des volumes de couplage dans les différents cas de milieux dissipatifs que nous venons de présenter. Nous donnons la limite des volumes de couplage en profondeur, exprimée en mm, suivant l'axe central du guide d'onde ($x=y=0$), en fonction de la sensibilité du radiomètre δT et du gradient de température ΔT .

	$\Delta T=1^\circ$		$\Delta T=5^\circ$	
	$\delta T=0.1^\circ$	$\delta T=0.05^\circ$	$\delta T=0.1^\circ$	$\delta T=0.05^\circ$
glycérol	24 mm	43 mm	58 mm	66 mm
eau	22 mm	30 mm	44 mm	55 mm
peau+tissus mammaires($\epsilon_{\text{sein}}=15$)	19 mm	25 mm	42 mm	53 mm
peau+ tissus mammaires($\epsilon_{\text{sein}}=30$)	16 mm	23 mm	32 mm	41 mm
peau+ tissus mammaires($\epsilon_{\text{sein}}=45$)	14 mm	17 mm	26mm	34 mm
peau+ tissus mammaires($\epsilon_{\text{sein}}=60$)	13 mm	15 mm	22 mm	30 mm
peau+os+tissus cérébraux	13 mm	17 mm	23 mm	29 mm
peau+gras+muscle+os	17 mm	17 mm	31 mm	33 mm

Tableau 2.3 : Comparaison des limites de visibilité (profondeur z en mm) pour des milieux homogènes et stratifiés.



a : calcul à différentes valeurs du petit côté de la sonde (grand côté $a=24\text{mm}$) à $F=3\text{GHz}$



b : calcul à différentes fréquences (sonde utilisée $22 \times 11 \text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

Figure 2.25: Influence de la variation des dimensions de la sonde et de la fréquence sur le calcul des limites des volumes de couplage dans le cas du milieu peau (1mm) + sein ($\epsilon^*=30-j16.2$)

Nous constatons une nette variation des volumes de couplage en fonction de la sensibilité du radiomètre qui atteint pratiquement 1cm dans tous les cas et 2cm dans le cas du glycérol. Cette variation est beaucoup plus importante quand le gradient de température passe de 1 à 5° dépassant dans certains cas 2cm (cas du glycérol).

Les limites des volumes de couplage sont fortement atténuées dans le cas de milieux multicouches particulièrement par la présence d'un fort gradient de permittivité (cas peau-os-tissus cérébraux).

2.6.4. Influence des dimensions de la sonde et de la fréquence

Rappelons que l'interprétation des signaux radiométriques nécessite la connaissance des paramètres de couplage qui ne peuvent être calculés que si on connaît parfaitement la géométrie de la structure sous investigation (épaisseur des couches du matériau et profondeur d'un objet dans le milieu) ainsi que ses propriétés diélectriques. La connaissance de ces caractéristiques est importante dans le calcul des paramètres de couplage et constitue une des limitations des applications de la radiométrie microonde.

Comme la distribution des paramètres de couplage dépend de la fréquence et des caractéristiques de la sonde, il est possible de modifier ces derniers afin de contrôler la profondeur d'investigation radiométrique et la résolution spatiale. La profondeur de pénétration dans les milieux à pertes varie fortement en fonction de la fréquence. A partir de cette remarque, on peut penser qu'il est possible d'obtenir des informations radiométriques plus complètes en opérant à des fréquences différentes.

Des équipes ont proposé des systèmes utilisant différentes fréquences de travail [31-36]. Dans notre cas où le système radiométrique fonctionne à une fréquence, nous proposons une méthode qui fait varier les dimensions de la sonde (le petit côté) [37], et comparons cette méthode à celle utilisant un système multifréquence. Nous essayons de démontrer que cette méthode permet une exploitation plus complète des informations sur les signaux radiométriques.

Nous présentons les limites des volumes de couplage dans le cas d'une structure (peau+tissus mammaires) pour différentes valeurs du petit côté de la sonde (Fig. 2.25.a) et différentes fréquences (Fig. 2.25.b). Ces courbes montrent que les limites des volumes de couplage sont plus importants quand le petit côté de la sonde augmente et diminue avec la fréquence. Nous constatons aussi que ces limites varient de la même façon en fonction des dimensions de la sonde ou de la fréquence.

2.6.5. Conclusion

Nous avons défini les volumes de couplage qui nous permettent de déterminer le seuil de visibilité dans le milieu dissipatif sous investigation. Cette grandeur présente un grand intérêt dans les applications en imagerie radiométrique microonde et nous permet d'étudier le comportement du milieu en volume tout en tenant compte des caractéristiques du récepteur radiométrique. Nous avons aussi étudié l'influence des caractéristiques diélectriques du milieu dissipatif sur le volume de couplage. Nous avons vu que l'utilisation de différentes sondes ou de différentes fréquences peut apporter des informations supplémentaires très utiles dans l'exploitation des signaux radiométriques.

2.7. Conclusion

L'intérêt de la méthode modale est d'avoir des expressions semi-analytiques des champs exprimées en fonction des caractéristiques du guide et du milieu dissipatif. L'introduction de la méthode de Gauss dans le calcul numérique des champs a permis d'améliorer la précision et le temps de calcul. Par conséquent nous avons pu réaliser une étude complète en fonction de toutes les caractéristiques du système. L'adaptation de la sonde au milieu dépend essentiellement du rapport des permittivités diélectriques dans le guide d'onde à celle du milieu dissipatif sous investigation. Dans le cas des milieux stratifiés, elle dépend particulièrement de la permittivité de la première couche et des épaisseurs des différentes couches du milieu. Pour l'étude du bilan énergétique nous avons donné une représentation quantitative de l'erreur introduite par le modèle approché.

L'évolution des paramètres de couplage et des limites de visibilité dans le cas des milieux stratifiés intéressant des applications médicales, montrent que la présence de milieux faiblement absorbants introduit une forte réflexion des modes se propageant dans ces milieux et limite l'étude en profondeur. Nous avons montré que ce problème peut être résolu en utilisant des sonde d'ouvertures différentes. Ce procédé présente un grand intérêt du fait qu'il peut remplacer un système multifréquence.

Bibliographie chapitre 2

- [1] L. Thourel, "Les antennes: calcul et conception des dispositifs en onde centimétrique et millimétrique" *Tome 2, Cepadues-Editions*.
- [2] J. P. Nougier, "Méthodes de calcul numérique", *Edition Masson*.
- [3] H. Farhat, "Conception et réalisation d'un radiomètre microonde miniature", *Thèse de troisième cycle*, Lille, 1984.
- [4] DD. Nguyen, "Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation des systèmes destinés au génie biologique et médical", *Thèse de troisième cycle*, Lille, 1980.
- [5] L. Enel, "Conception et exploitation de radiomètres microondes multisonde. Contribution à l'étude de la faisabilité d'un scanner par TMO", *Thèse de Docteur-Ingénieur*, Lille, Juillet 1985.
- [6] A.Mamouni, "Radiométrie Hyperfréquence. Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants (thermographie microonde)", *Thèse de troisième cycle*, Lille, 1978.
- [7] M. A. Stuckly, S. S. Stuckly, "Dielectric properties of biological substances - tabulated", *Journal of microwave power*, 15(1), pp. 20-26, 1980.
- [8] W. D. Hurt "Multiterm debye dispersion relations for permittivity of muscle", *IEEE Trans. On biomedical engineering*, vol. BME-32, no. 1, pp. 60-64, Janvier 1985.
- [9] F. T. Ulaby, R. K. Moore, A. K. Fung, "Microwave remote sensing. Active and passive", vol. 3, *Addison - Wesley Publishing company*, 1986.
- [10] D. V. Land, A. M. Campell, "A quick accurate method for measuring the micowave dielectric properties of small tissues samples", *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, no. 1, pp. 183-192, 1992.
- [11] D. Misra, M. Chabra, B. R. Epstein, M. Mirotznik, K. R. Foster, "Noninvasive electrical characterization of materials at microwave frequencies using an open-ended coaxial line: test of an improved calibration technique", *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 38, no. 1, pp. 8-14, Janvier 1990.
- [12] M. Robillard, "Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde (TMO)", *Thèse de troisième cycle*, Lille, Novembre 1981.
- [13] J. Audet, "Electrical characteristics of waveguide applicators for medical applications", *J.M.P.*, vol. 15, no.3, sept. 1980.

- [14] M. Robillard, "Profondeur de pénétration et résolution spatiale de sondes atraumatiques utilisées en microondes", *Proc. URSI Sympo., ondes electro. et biol., Jouy en Josas*, Juillet 1980.
- [15] K. Ridaoui, A. Mammouni, R. Ait-Abdelmalek, B. Bocquet, Y. Leroy, "Near field weighting functions for microwave radiometric signals", *IEEE Trans. on magnetics*, vol. 31, no. 3, pp. 2166-2169, Mai 1995.
- [16] A. Mamouni, "Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (thermographie microonde)", *Thèse d'Etat*, Lille, Mai 1988.
- [17] P. Dehour, "Modélisation et étude expérimentale de signaux radiométriques microondes: couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié", *Thèse de l'Université*, Lille, Octobre 1992.
- [18] B. Bocquet, J. C. Van de Velde, A. Mamouni, Y. Leroy, G. Giaux, J. Delannoy, D. Delevalee, "Microwave radiometric imaging at 3GHz for the exploration of breast tumors" *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 38, no. 6, pp. 791-793, Juin 1990.
- [19] B. Bocquet, "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume", *Thèse de l'Université*, Lille, Janvier 1989.
- [20] R. Ait-abdelmalek, "Contribution à l'imagerie radiométrique microonde. Etude de l'influence de la permittivité. Inversion des images par déconvolution", *Thèse de l'Université*, Mars 1996.
- [21] E. Alanen and I. V. Lindell "Effect of skin in microwave detection of breast cancer", *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 34, no. 5, pp. 584-588, Juillet 1986.
- [22] A. W. Guy "Electromagnetic fields and relative heating patterns due to a rectangular aperture source in direct contact with bilayered biological tissue", *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 19, no. 2, pp. 214-223, Février 1971.
- [23] J. Montreuil and M. Nachman, "Multifrequency method for temperature measurement of biological tissues by microwave radiometry", *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 39, no. 7, pp. 1235-1239, Juillet 1991.
- [24] K. S. Nikita and N. K. Uzunoglu "Analysis of the power coupling from waveguide hyperthermia applicator into three-layered tissue model", *IEEE Trans. on M.T.T.*, vol. 37, no. 11, pp. 1794-1801, Juillet 1989.
- [25] Abe Katsumi, S. Mizoshiri, T. Sugaira and S. Mizushina, "Electromagnetic near fields of rectangular waveguide antennas in contact with biological objects obtained by the

- FD-TD method", Asia pacific microwave conference, 13-1, pp. 325-328, Décembre. 1994, Tokyo-Japon.
- [26] Y. Nikawa, "Temperature depending SAR distribution in human body", Asia pacific microwave conference, 13-4, pp. 337-340, Décembre. 1994, Tokyo-Japon.
- [27] A. Mamouni, K. Ridaoui, B. Bocquet, R. Ait-Abdelmalek, Y. Leroy, "Microwave radiometric imaging, weighting functions, volumes under investigations and deconvolution", *Asia Pacific Microwave Conference*, Décembre 1994, Tokyo-Japon.
- [28] B. Bocquet, A. Mamouni, M. Hochedez, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Visibility of local thermal structures and temperatures retrieval by microwave radiometry", *Electronics letters*, vol. 22, no. 3, pp. 120-122, 1986.
- [29] B. Bocquet, A. Mamouni, M. Hochedez, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Thermométrie quantitative en volume par radiométrie microonde (TMO) ", *Innov. Tech. Biol. Med.*, vol. 8, no. 3, pp. 343-349, 1987.
- [30] B. Bocquet, K. Ridaoui, A. Mamouni, Y. Leroy, "Exploitation of near field weighting functions for microwave radiometric imaging", *Journées Maxwell*, 6-9 Juin 1995, Bordeaux-Lac, France.
- [31] S. Mizushina, Y. Hamamura, T. Sugiura, "A three band microwave radiometer system for non invasive measurement of the temperature", *IEEE MTT-S Int. Microwave sympo. Digest*, pp. 759-762, 1986.
- [32] F. Bardati, V. J. Brown and G. Di bernado, "Multifrequency microwave radiometry for retrieval of temperature distribution in the human neck", *the journal of photographic science*, vol. 39, no. 4, pp. 157-160, 1991.
- [33] F. Bardati, V. J. Brown, P. Tognolatti, "Temperature reconstruction in a dielectric cylinder by multifrequency microwave radiometry", *Journal of electromagnetic waves applications*, vol. 7, no. 11, pp. 1549-1571, 1993.
- [34] S. Mizushina, T. Shimizu, K. Suzuki, M. Kinomura, H. Ohba, T. Sugiura, "Retrieval of temperature depth profiles in biological objects from multfrequency microwave radiometric data", *Journal of electromagnetic waves applications*, vol. 7, no. 11, pp. 1515-1548, 1993.
- [35] Y. Hamamura, S. Mizushina, T. Sugiura, "Non invasive measurement of temperature - versus - depth profile in biological systems using multiple-frequency-band microwave radiometer system", *automedica*, vol. 8, pp. 213-232, 1987.
- [36] H. Ohba, M. Kinomura, M. Ito, t. Sugiura and S. Mizushina, "Multifrequency microwave radiometry for non invasive thermometry using a new temperature profile

model function", *Asia pacific microwave conference*, 17-1, pp. 401-404, Décembre 1994, Tokyo-Japon

- [37] K. Ridaoui, B. Bocquet, A. Mamouni, Y. Leroy, "Computation of microwave radiometric weighting functions for industrial and medical applications", *PIERS 97*, Janvier 1997, Hong-Kong.

Chapitre 3 : Application de la méthode des éléments finis à l'étude des paramètres de couplage et vérifications expérimentales

3.1. Introduction	59
3.2. Présentation de la méthode	60
3.2.1. Principe de la méthode de calcul par HFSS	60
3.2.2. Modèle du champ utilisé et Equation de propagation	61
3.2.3. Présentation du modèle	62
3.3. Coefficient de réflexion et bilan de puissance - Vérifications expérimentales	63
3.3.1. Introduction	63
3.3.2. Milieux homogènes	64
3.3.3. Milieux stratifiés	66
3.3.4. Conclusion	67
3.4. Essai de simulation d'un modèle "réel" par les éléments finis	68
3.4.1. Introduction	68
3.4.2. Présentation des résultats	68
3.4.3. Conclusion	70
3.5. Calculs des champs en mode actif par HFSS et vérifications expérimentales	71
3.5.1. Introduction	71
3.5.2. Principe de mesure de champ par une antenne filaire	71
3.5.3. Résultats de mesure	72
3.5.3.1. Cas de milieux homogènes	72
3.5.3.2. Cas de milieux stratifiés	73
3.5.4. Conclusion	74
3.6. Extension aux milieux hétérogènes	76
3.6.1. Introduction	76
3.6.2. Etude de la présence d'une cavité dans un milieu homogène	76
3.6.3. Conclusion	78
3.7. Conclusion	79

Chapitre 3

Application de la méthode des éléments finis à l'étude des paramètres de couplage et vérifications expérimentales

3.1. Introduction

Nous avons développé un outil de calcul électromagnétique en champ proche, basé sur une méthode modale, qui permet la détermination des paramètres de réflexion et de transmission d'un matériau sous test. Ce code de calcul a été utilisé avec succès en radiométrie à puissance totale [1-3], en radiométrie par corrélation [4-8] mais aussi dans le domaine du contrôle non destructif de matériaux [9-11]. Les résultats présentés dans le deuxième chapitre constituent un récapitulatif des applications de la méthode modale à l'étude des milieux intéressants en particulier le domaine du biomédical. Ces études ont montré les performances et les limites de la méthode dans la résolution de différents problèmes de couplage électromagnétique d'un guide d'onde à des milieux homogènes ou stratifiés.

Dans l'optique de traiter des situations moins confortables, nous nous intéressons maintenant à des problèmes plus complexes mettant en jeu des milieux hétérogènes. Malheureusement, dans ce cas de figure la méthode modale, basée sur la résolution des équations de continuité de champs, est en défaut. Aussi, nous avons fait appel à un logiciel développé par Hewlett Packard, High Frequency Structures Simulator (HFSS), basé sur la méthode des éléments finis.

Dans la première partie de ce chapitre, de façon à évaluer la capacité d'HFSS à traiter le type de problèmes que nous nous proposons d'étudier, nous reprenons des structures déjà testées par la méthode modale. Nous faisons alors la comparaison des deux méthodes et discutons leurs performances notamment en terme de précision et temps de calculs.

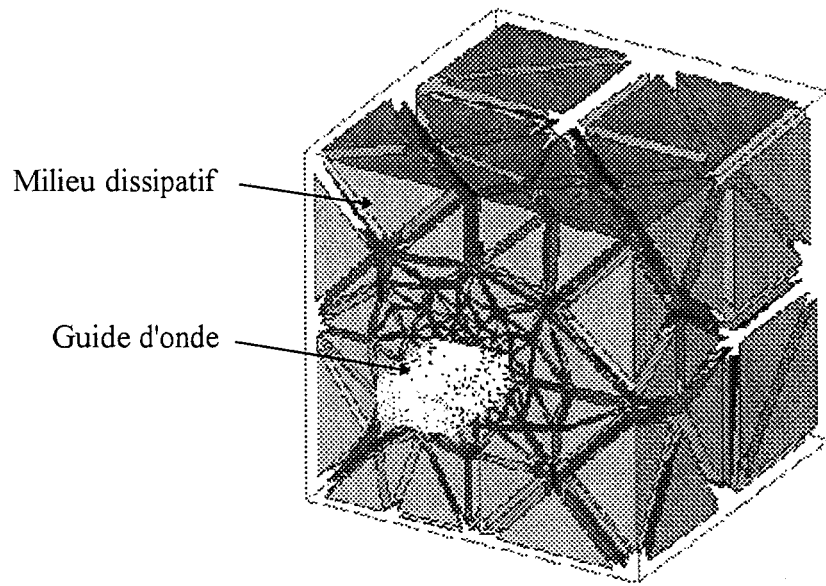


Figure 3.1: Modèle de maillage par HFSS d'une structure de couplage guide d'onde-milieu dissipatif.

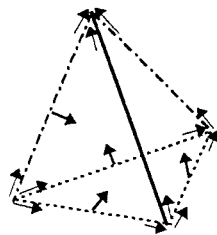


Figure 3.2: Schéma représentatif d'un tétraèdre et des points nodaux.

Dans une deuxième partie, nous présentons l'étude d'un modèle "réel" où nous prenons en compte des modes rétrogrades dans l'air entourant la sonde, ceux-ci ont été négligés dans le modèle approché traité précédemment. Ensuite, nous nous consacrons à l'étude de milieux hétérogènes intéressant en particulier des applications dans les domaines du biomédical et des ponts et chaussées.

L'ensemble des résultats présentés est validé par des vérifications expérimentales en mode actif, qui consistent en la mesure des paramètres S et du champ électrique. La technique utilisée pour la mesure du champ électrique est la méthode de détection par une antenne filaire.

3.2. Présentation de la méthode

3.2.1. Principe de la méthode de calcul par HFSS

L'analyse par les éléments finis nécessite de diviser la totalité de l'espace en question en des milliers de petites régions et de représenter le champ dans chaque région (élément) par une équation. Ainsi dans la simulation par HFSS le modèle géométrique est divisé automatiquement par un grand nombre de tétraèdres (Fig. 3.1). L'ensemble de ces tétraèdres représente une maille d'éléments finis.

A chaque vertex (sommet) d'un élément, le simulateur calcule les composantes tangentielles du champ suivant les trois côtés du tétraèdre. Ensuite, le système prend en considération les composantes du champ, au milieu des côtés sélectionnés, tangentielles à une face et normales aux côtés (Fig.3.2). Le champ à l'intérieur de chaque tétraèdre est interpolé à partir de ces valeurs [12-13].

Il existe un compromis entre la densité du maillage, la précision des calculs désirée et les ressources de calculs disponibles. D'une part, la précision des calculs des champs dépendant de la taille de chaque élément (tétraèdre), pour générer une solution descriptive précise des champs, chaque tétraèdre doit occuper un espace assez petit afin que le champ soit interpolé adéquatement à partir des valeurs calculées au niveau de chaque élément. D'autre part, la génération d'une solution des champs implique la résolution d'une matrice dont la taille correspond approximativement au nombre de points de chaque élément où les champs sont calculés.

Afin d'obtenir un maillage optimal, le simulateur utilise un processus itératif. Dans un premier temps, le système adopte une solution basée sur un maillage initial relativement

grand. Ensuite, celui-ci est redéfini automatiquement dans les régions critiques de la structure géométrique étudiée, c'est à dire dans les régions où la densité d'erreur est grande. Ainsi une nouvelle solution est générée et le calcul s'arrête une fois que les paramètres S convergent vers une limite choisie.

Cette procédure explique en partie que la modélisation du champ électromagnétique dans l'espace à trois dimensions demande un temps de calcul et un espace mémoire très importants.

3.2.2. Modèle du champ utilisé et Equation de propagation

Avant de calculer les valeurs tridimensionnelles du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure étudiée, il est nécessaire de déterminer le modèle du champ excitateur à chaque accès. Le système suppose que chaque accès est connecté à un guide d'onde ou à une ligne de transmission semi-infinie qui a la même section transversale droite que celle de l'accès considéré. Le champ excitateur s'écrit sous la forme suivante:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(x, y)e^{j\omega t - \gamma z}] \quad (3.1)$$

où

Re: partie réelle,

$\mathbf{E}(x, y)$: vecteur champ électrique à deux dimensions,

$\omega = 2\pi f$: fréquence angulaire,

$\gamma = \alpha + j\beta$: constante de propagation.

Les axes x et y sont dans le plan de la section droite transversale de l'accès, l'axe z est confondu avec la direction de propagation.

Le champ électromagnétique est déterminé par la résolution de l'équation d'onde à deux dimensions suivante:

$$\nabla \wedge \left(\frac{1}{\mu} \nabla \wedge \mathbf{E}(x, y) \right) - k_0^2 \epsilon \mathbf{E}(x, y) = 0 \quad (3.2)$$

où

∇ : Laplacien à deux dimensions,

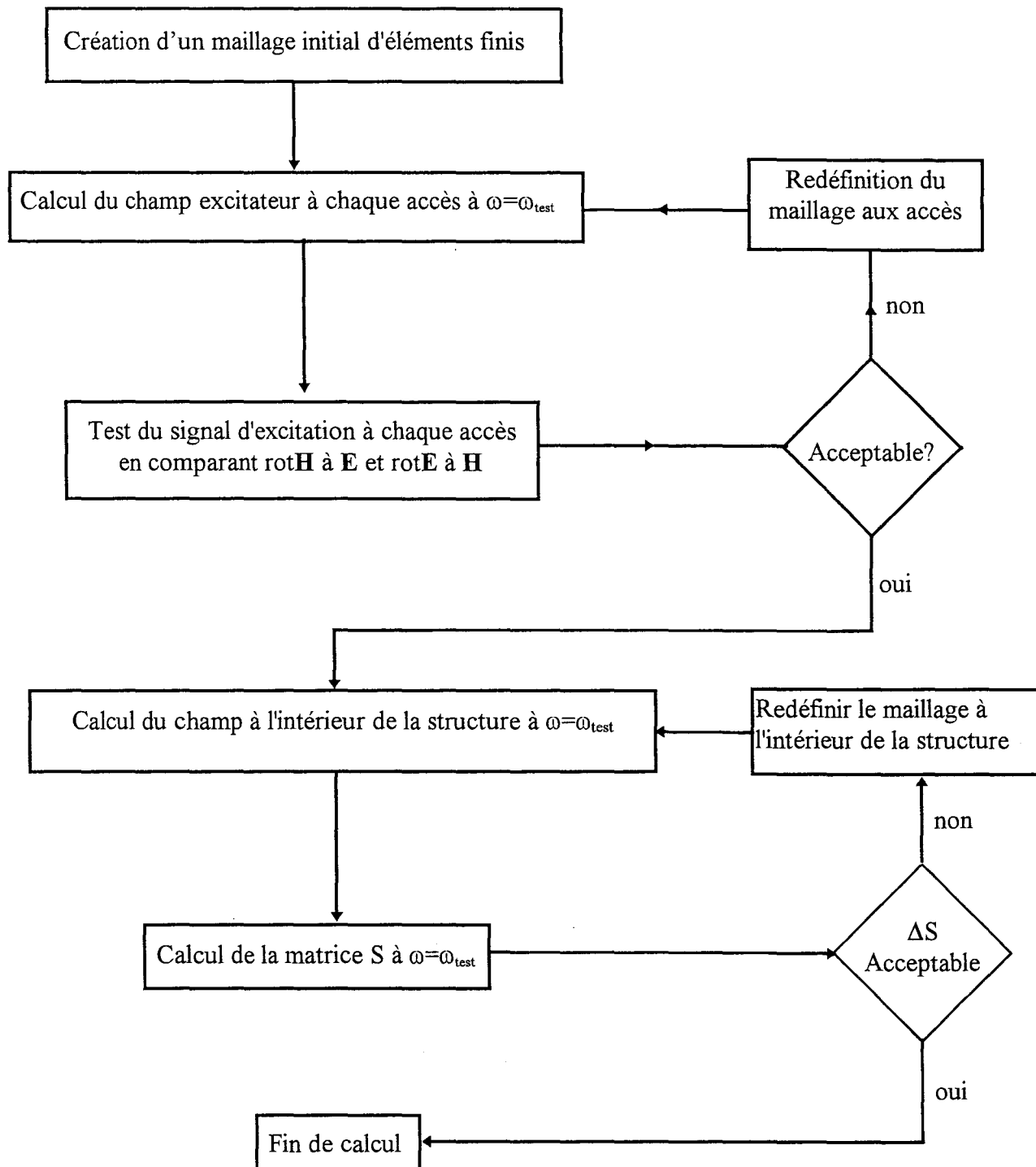


Figure 3.3: Schéma représentatif des procédures de simulation par HFSS.

$k_0^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega$: vecteur d'onde dans le vide,

ϵ : permittivité diélectrique du matériau,

μ : perméabilité du matériau.

Le calcul du champ excitateur se fait à deux dimensions. Le maillage associé à chaque accès est donc un maillage à deux dimensions constitué de triangles qui correspondent aux faces des tétraèdres du maillage tridimensionnel initial. Une fois que \mathbf{E} et \mathbf{H} (vecteur champ magnétique) sont calculés, une comparaison de $\nabla \wedge \mathbf{H}$ à $\sigma \mathbf{E} + j\omega \epsilon \mathbf{E}$ puis de $\nabla \wedge \mathbf{E}$ à $-j\omega \mu \mathbf{H}$, en utilisant les équations de Maxwell suivantes:

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + j\omega \epsilon \mathbf{E} \quad (3.3)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H} \quad (3.4)$$

où σ est la conductivité du matériau considéré, permet de vérifier si le maillage initial est acceptable. Sinon un nouveau maillage à deux dimensions est redéfini au niveau de l'accès et une nouvelle itération commence (Fig. 3.3). Les résultats de calcul des champs à deux dimensions sont utilisés sous forme de conditions aux frontières pour la résolution du problème à trois dimensions.

Le calcul des champs à trois dimensions fait alors appel à la résolution de l'équation d'onde suivante:

$$\nabla \wedge \left(\frac{1}{\mu} \nabla \wedge \mathbf{E}(x, y, z) \right) - k_0^2 \epsilon \mathbf{E}(x, y, z) = 0 \quad (3.4)$$

où $\mathbf{E}(x, y, z)$ est le vecteur champ électrique à trois dimensions.

Le système impose des conditions aux limites à toutes les surfaces exposées aux bords de la structure étudiée ainsi que celles exposées à un vide à l'intérieur de cette structure. Par défaut toutes les surfaces à l'arrière plan du modèle géométrique sont considérées comme des surfaces parfaitement conductrices où le champ électrique est normal.

3.2.3. Présentation du modèle

Comme nous l'avons signalé auparavant, le système de calcul considère par défaut que les surfaces extérieures sont parfaitement conductrices. Notons que le simulateur permet néanmoins de considérer ces surfaces comme résistives, ceci ayant l'inconvénient de prendre

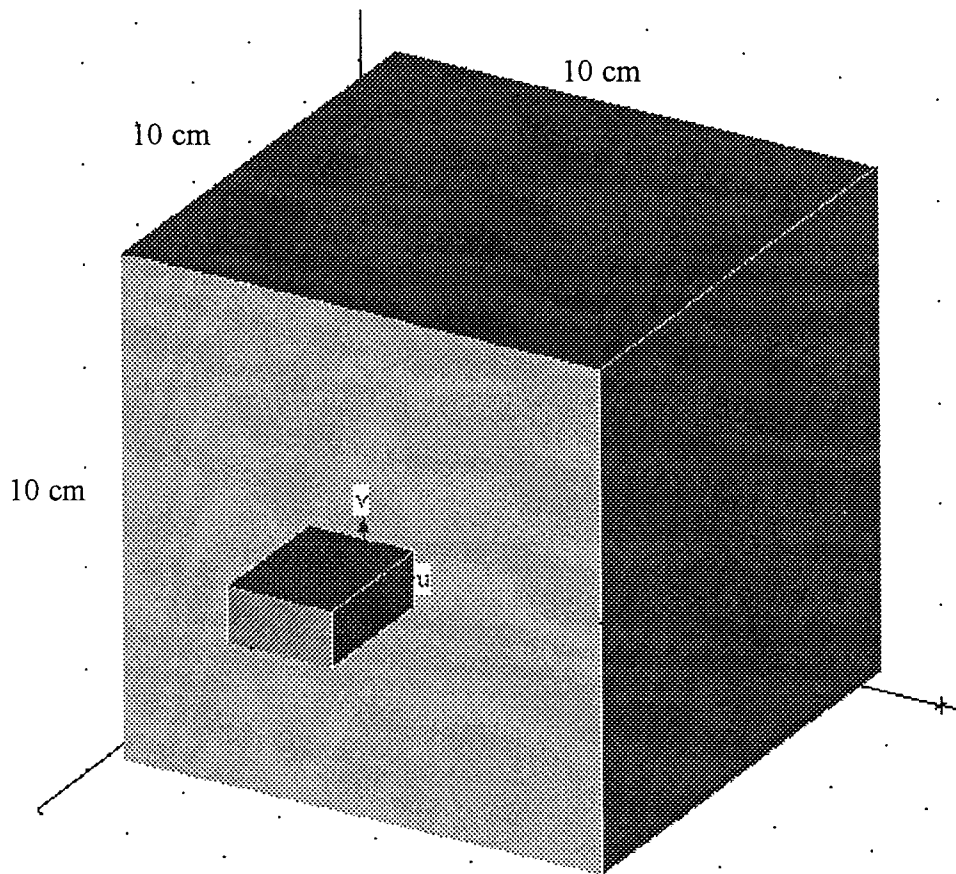


Figure 3.4 : Modèle de couplage guide d'onde - milieu dissipatif traité par HFSS (les parois de la boîte sont considérées parfaitement conductrices).

un temps de calcul très important. Nous avons donc choisi un modèle constitué d'une boîte cubique, dont les surfaces sont parfaitement conductrices, pour représenter le milieu dissipatif couplé au guide d'onde rectangulaire. Les parois du guide d'onde sont considérées infiniment minces (Fig. 3.4). Notons que cette structure ne correspond pas tout à fait au modèle traité par la méthode modale où le milieu dissipatif est considéré semi-infini. Aussi afin de se rapprocher de ce cas de figure, nous choisissons une boîte ayant des dimensions suffisamment grandes vis à vis de la longueur d'onde de façon que les effets des parois soient négligeables.

En fait le choix des dimensions de la boîte n'est pas uniquement régi par cette contrainte, car il tient compte aussi du temps de calcul et de la taille des matrices de calcul des champs. Ainsi, l'établissement de la carte de champs de différents milieux tests, a permis d'arrêter notre choix sur une boîte cubique, de dix centimètres de côté qui permet de réunir ces trois exigences : effets des parois négligeables, vitesse de calcul et taille mémoire acceptables.

3.3. Coefficient de réflexion et bilan de puissance - Vérifications expérimentales

3.3.1. Introduction

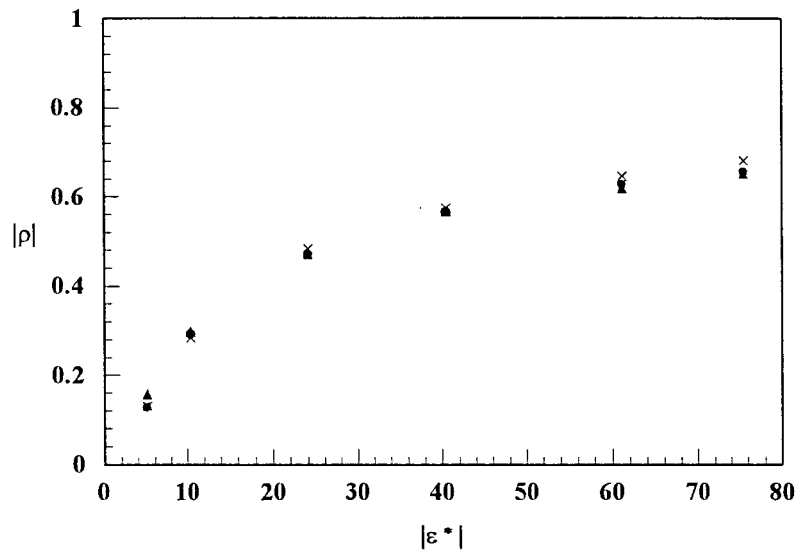
Une bonne interprétation des informations concernant le profil de température en volume, du milieu sous investigation, nécessite la connaissance totale des signaux radiométriques. La mesure des signaux radiométriques dépend essentiellement de l'adaptation de la sonde au milieu considéré, il est donc important de faire une étude du coefficient de réflexion et du bilan de puissance.

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'application de la méthode des éléments finis au calcul du coefficient de réflexion et du bilan de puissance. Nous comparons ces résultats à ceux obtenus par la méthode modale. Ces calculs sont utilisés comme un premier test de l'approche physique du modèle considéré, en se basant sur l'équation de conservation de la puissance (1.42) définie au premier chapitre. Nous rappelons la forme générale de cette équation :

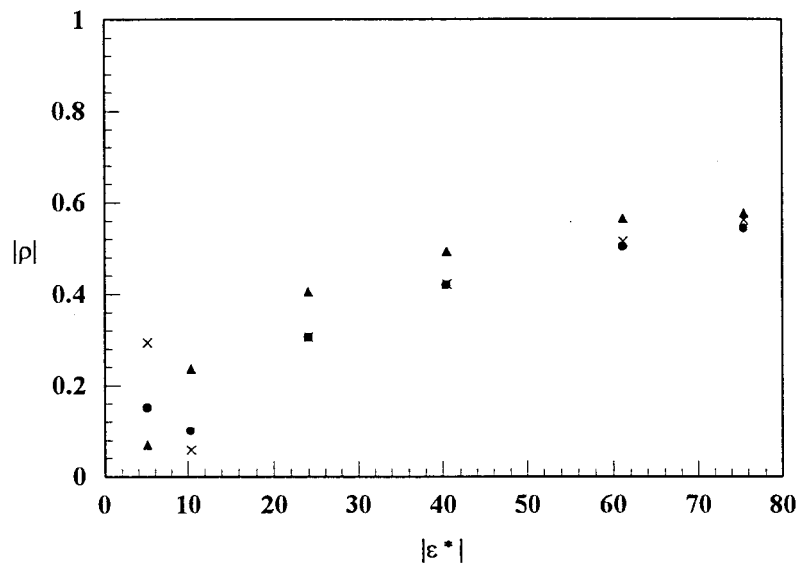
$$P_i - P_r - P_2 = \Delta P$$

où

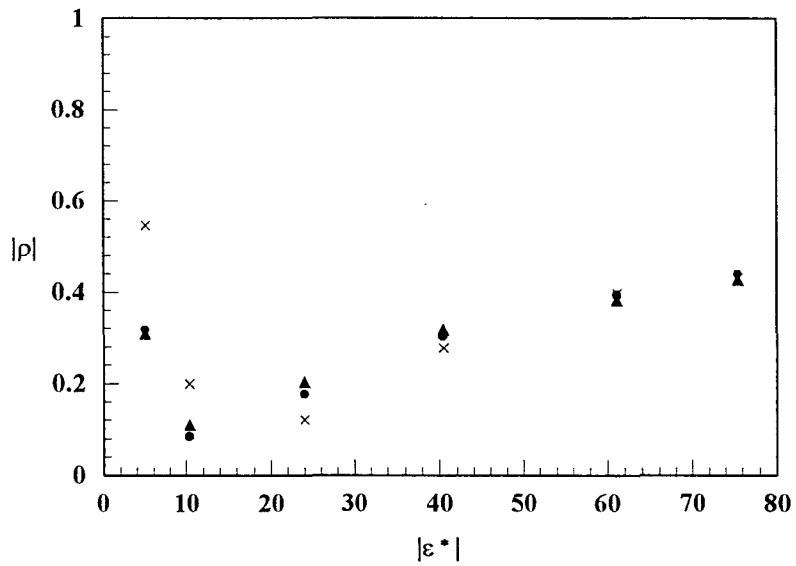
P_i : est la puissance incidente dans le guide (normalisée à 1 Watt),



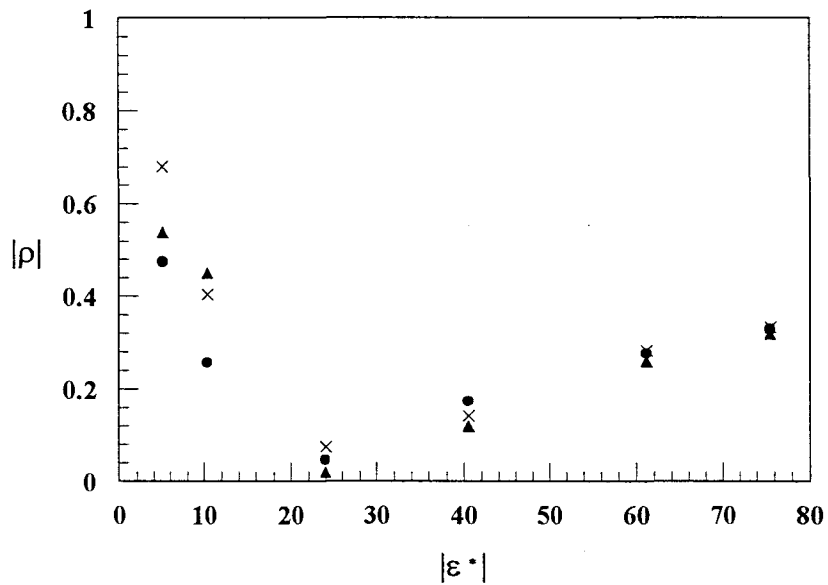
a : sonde1 : 58×28 mm², $\epsilon_1=4$



b : sonde2 : 38×19 mm², $\epsilon_1=9$



c : sonde3 : $28 \times 14 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=16$



d : sonde4 : $22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$

Figure 3.5 : Représentation du module du coefficient de réflexion en fonction du module de la permittivité du milieu sous test pour les méthodes numériques et pour la mesure expérimentale ($F=2.45 \text{ GHz}$)

● : méthode modale, × : HFSS, ▲ : mesure

P_r : est la puissance réfléchiée dans le guide ($P_r = |\rho|^2 P_i = |\rho|^2 P_i$),

P_2 : est la puissance rayonnée dans le milieu dissipatif,

ΔP : est le bilan de puissance.

Dans les calculs par la méthode modale et comme nous l'avons défini au deuxième chapitre (équation (2.7)), le bilan de puissance ΔP résulte d'une part des erreurs de calculs et d'autre part des erreurs dues au modèle approché négligeant les modes rétrogrades dans l'air. Dans le cas du modèle que nous utilisons avec HFSS, le plan délimitant l'interface sonde - milieu dissipatif est considéré parfaitement conducteur. Il n'existe donc pas de modes rétrogrades dans l'air et le bilan de puissance ΔP traduit uniquement les erreurs de calculs. Un modèle plus complet sera traité par HFSS plus loin dans ce chapitre. Les comparaisons des résultats présentés dans cette partie sont données sous forme de pourcentage par rapport à la puissance incidente considérée égale à 100%.

Enfin, nous réalisons des mesures expérimentales du coefficient de réflexion à l'analyseur de réseaux que nous utilisons comme test de validation des calculs numériques.

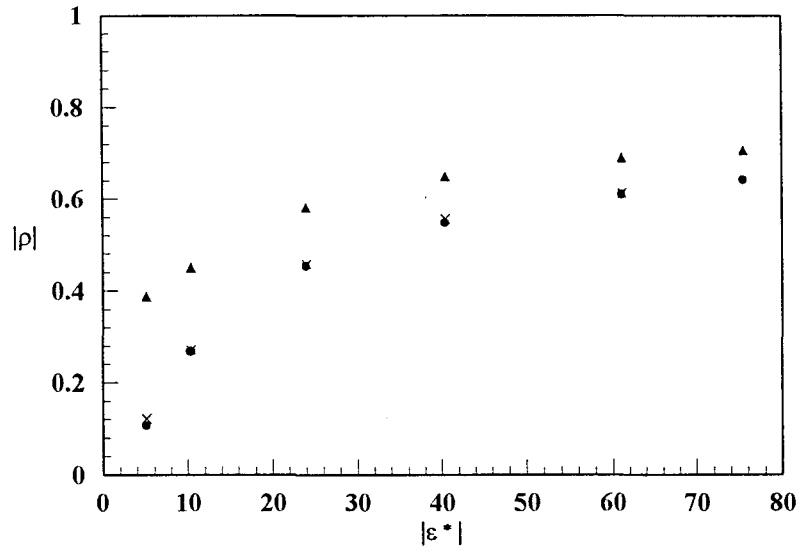
3.3.2. Milieux homogènes

Nous commençons cette étude par une confrontation des méthodes de calculs, méthode modale et méthode des éléments finis, aux mesures expérimentales effectuées à l'analyseur de réseaux (HP 8720).

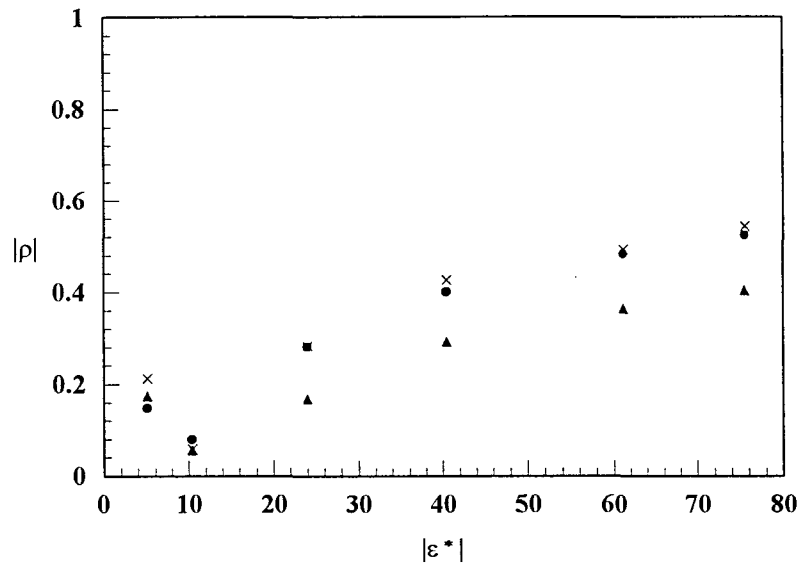
Nous présentons (Fig. 3.5) le module du coefficient de réflexion obtenu par les trois méthodes à 2.45 GHz en fonction de la permittivité du milieu respectivement pour les sondes référencées sonde1 ($58 \times 28 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=4$), sonde2 ($38 \times 19 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=9$), sonde3 ($28 \times 14 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=16$) et sonde4 ($22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$). Le même type d'étude menée à 3GHz conduit à la figure 3.6.

Nous avons choisi des milieux pratiques dont on connaît les permittivités, celles-ci ont été mentionnées au paragraphe 2.3.3 du chapitre 2 (tableau 2.1). Le calcul du module du coefficient de réflexion, $|\rho|$, par la méthode modale est réalisé à partir de la relation (1.39). Rappelons que cette relation a été obtenue à partir du modèle approché qui ne prend pas en compte les modes rétrogrades dans l'air.

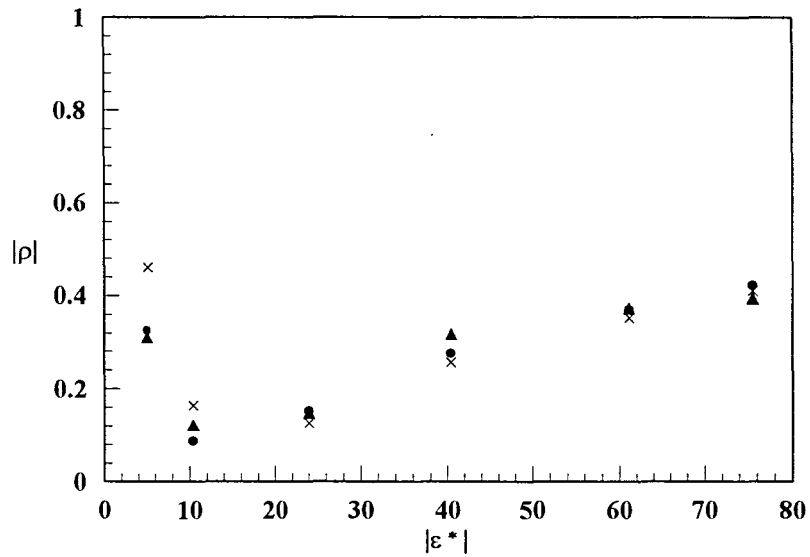
De manière générale, nous constatons un bon accord entre les deux méthodes de calcul notamment pour les milieux à fortes pertes. Dans le cas des milieux à faibles pertes, nous



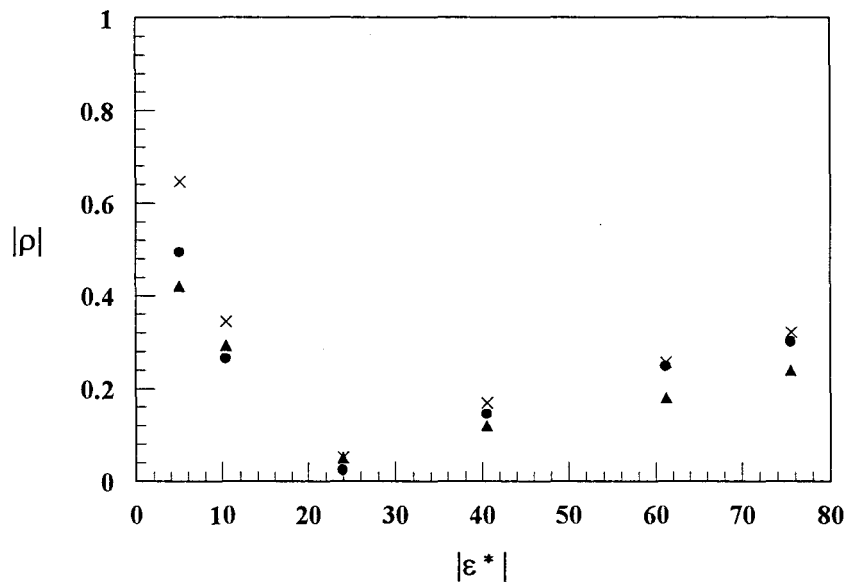
a : sonde1 : $58 \times 28 \text{ mm}^2$, $\varepsilon_1=4$



b : sonde2 : $38 \times 19 \text{ mm}^2$, $\varepsilon_1=9$



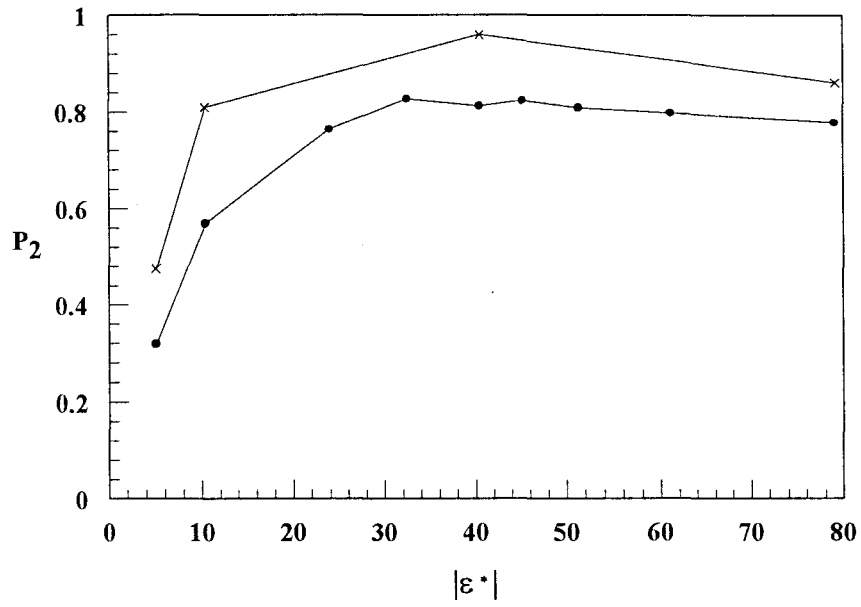
c : sonde3 : $28 \times 14 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=16$



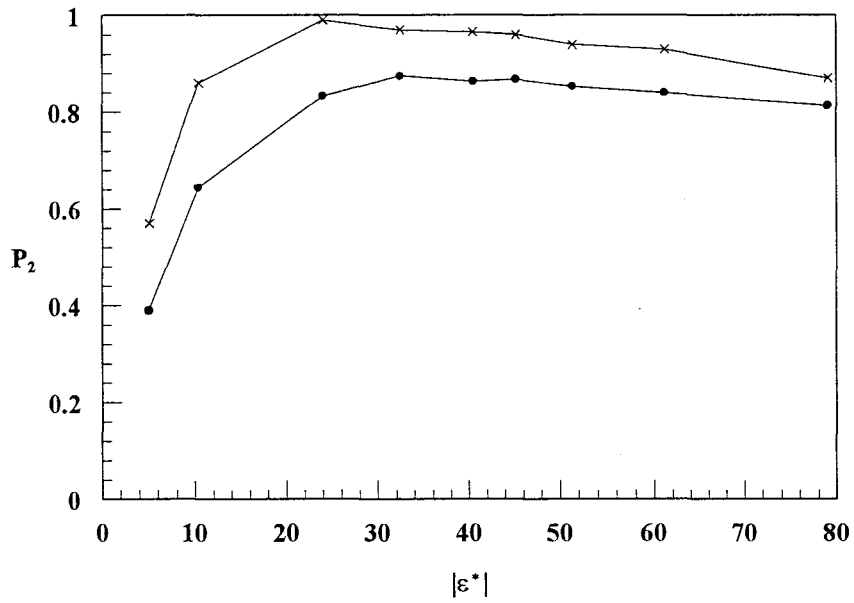
d : sonde4 : $22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$

Figure 3.6 : Représentation du module du coefficient de réflexion en fonction du module de la permittivité du milieu sous test pour les méthodes numériques et pour la mesure expérimentale (F=3 GHz)

● : méthode modale, × : HFSS, ▲ : mesure



a : F=2.45 GHz



b : F=3 GHz

Figure 3.7 : Evolution de la puissance dissipée dans un milieu homogène en fonction du module de la permittivité du milieu (sonde utilisée $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

(● : méthode modale, × : HFSS).

observons une différence non négligeable entre les résultats des deux méthodes. Ceci peut s'expliquer par la différence entre les deux modèles de simulation. Pour le premier (méthode modale) les modes rétrogrades sont négligés et que pour le deuxième (éléments finis) le plan à l'interface air-milieu dissipatif est considéré parfaitement conducteur. Or comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les modes rétrogrades sont d'autant plus importants que le milieu est à faibles pertes.

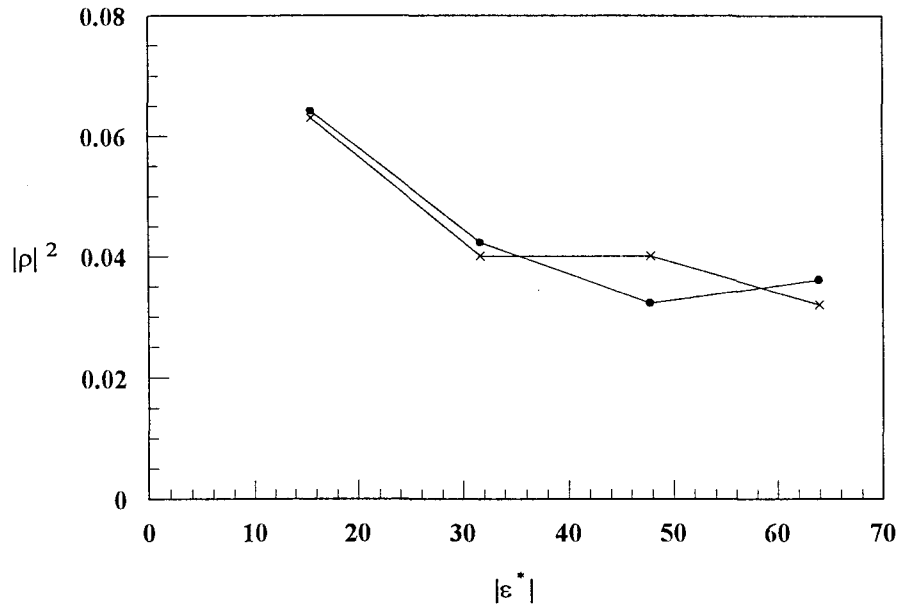
Notons cependant que dans le cas de la sonde 1 nous avons un parfait accord entre les deux méthodes de calculs, ceci étant essentiellement dû à une bonne adaptation de la sonde à ces milieux même si ceux-ci sont à faibles pertes.

Pour ce qui concerne les mesures expérimentales effectuées à l'analyseur de réseaux, celles-ci confirment bien les résultats du calcul numérique dans le cas de la sonde 1 à 2.45GHz (Fig. 3.5). Pour les autres sondes, l'évolution expérimentale du coefficient de réflexion suit bien celle des résultats numériques avec cependant une différence non négligeable en particulier dans le cas de milieux à faibles pertes.

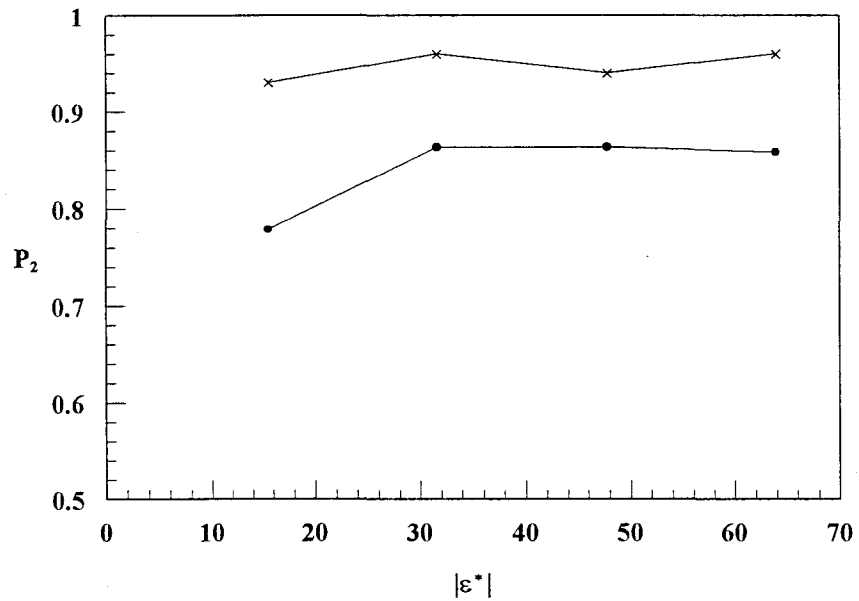
Hormis les erreurs de mesure, ces différences observées entre les résultats théoriques et expérimentaux peuvent s'expliquer par différents éléments. En premier lieu, la permittivité des milieux expérimentaux peut présenter une différence par rapport aux valeurs théoriques utilisées dans les calculs (à cause d'une variation de température par exemple).

Deuxièmement, les guides d'ondes utilisés pour les mesures expérimentales présentent une antenne de transition qui n'est pas considérée dans les modèles théoriques. Enfin, La conception de ces sondes prend en compte l'adaptation au niveau de l'antenne de transition en utilisant une méthode [14] qui considère que le guide d'onde est couplé à un milieu sans pertes (l'air). Ceci peut introduire donc une différence, entre les résultats théoriques et expérimentaux, qui varie selon le milieu dissipatif considéré.

Une autre explication de ces différences réside dans la manière dont ont été réalisées les différentes sondes. En effet, les sondes 1, 2 et 3 ont été conçues pour fonctionner sur une bande de fréquence très étroite de l'ordre de 200MHz avec pour fréquence centrale 2.45GHz. Celles-ci ont été développées dans le cadre d'études qui concernent le contrôle non destructif de matériaux [10]. Aussi les écarts observés à 3GHz (Fig. 3.6) sont naturellement plus élevés que ceux obtenus pour la fréquence à laquelle elles sont prévues pour fonctionner de manière optimale (Fig. 3.5).



a : Evolution du carré du module du coefficient de réflexion en fonction du module de la permittivité du sein



b : Evolution de la puissance P_2 en fonction du module de la permittivité du sein

Figure 3.8 : Etude d'un milieu stratifié à 3GHz dans le cas d'une structure peau(2mm)+sein (sonde utilisée : $22 \times 11 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$)

• : méthode modale ; × : HFSS.

Nous poursuivons cette étude par l'analyse du flux de puissance P_2 à l'interface sonde-milieu dissipatif. Les mesures expérimentales concernant cette étude sont délicates à réaliser. Des essais de mesures expérimentales de la puissance P_2 ont été présentés dans la thèse de P. Dehour [3]. Le principe est d'intégrer des relevés expérimentaux de la composante E_y du champ électrique à l'interface sonde - milieu dissipatif tout en négligeant les autres composantes. Bien que ce procédé ait permis de vérifier des résultats de calcul analytique par la méthode modale, il reste approximatif notamment dans le cas des milieux à faibles pertes. Pour notre part, nous avons confronté les résultats obtenus par la méthode modale à ceux donnés par la méthode des éléments finis. La figure 3.7 montre que le calcul de P_2 , par les deux méthodes, en fonction de la permittivité du matériau donne sensiblement la même évolution avec une différence qui augmente quand la permittivité du milieu est faible. Cette différence atteint un maximum de 20% de la puissance incidente dans le cas des milieux à faibles pertes.

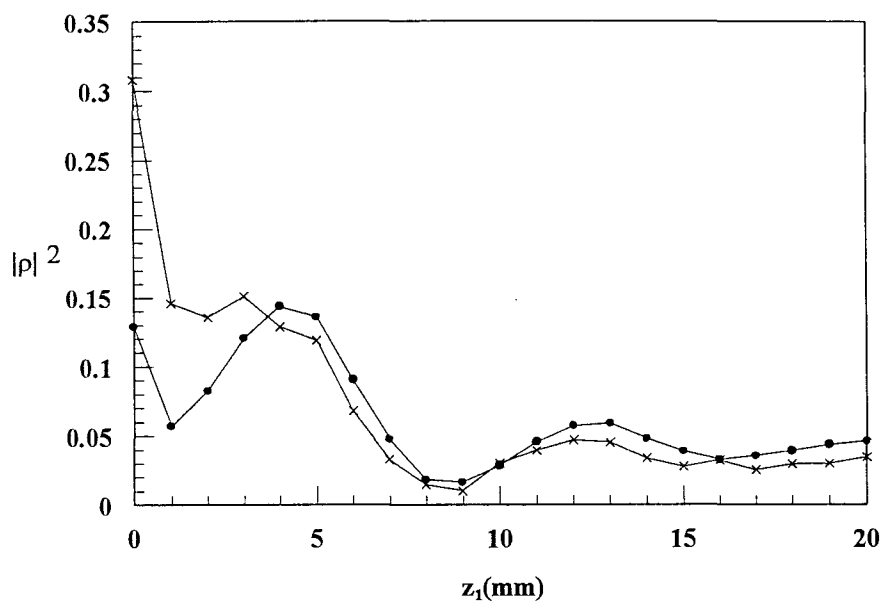
3.3.3. Milieux stratifiés

Les cas pratiques qui nous intéressent sont rarement assimilables à des milieux homogènes. Une première approximation consiste alors à supposer le milieu stratifié.

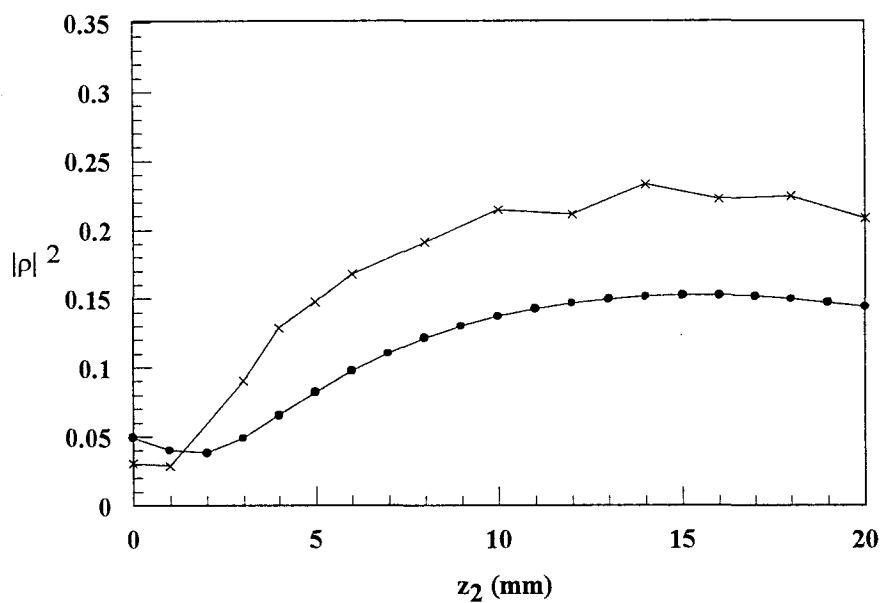
Dans le cas des tissus mammaires, l'application des deux méthodes mène à une bonne concordance pour le calcul du coefficient de réflexion en fonction des différentes permittivités rencontrées pour le sein (Fig. 3.8.a). Par contre pour le calcul de P_2 les résultats donnés par les deux méthodes présentent des différences pouvant atteindre 10% de la puissance incidente (Fig. 3.8.b). Remarquons aussi que la puissance P_2 dépend très peu de la permittivité du sein.

Après l'étude de ce milieu bi-couche, nous nous sommes intéressés à une structure formée de trois couches (peau-gras-muscle) et nous avons comparé les résultats des deux méthodes de calcul de $|\rho|^2$ et P_2 pour différentes épaisseurs de la peau et du gras. La figure 3.9.a qui donne l'évolution de $|\rho|^2$ en fonction de l'épaisseur de la peau montre que les deux méthodes sont en bon accord sauf pour les faibles épaisseurs de peau. Quant à l'évolution de $|\rho|^2$ en fonction de l'épaisseur du gras (Fig. 3.9.b), les résultats donnés par HFSS présentent une différence, par rapport aux résultats de la méthode modale, n'excédant pas 10% de la puissance incidente.

En ce qui concerne la puissance P_2 , celle-ci varie peu avec l'épaisseur de la première et de la deuxième couche du milieu (Fig. 3.10). Comme dans le cas des tissus mammaires les deux méthodes de calcul donnent des évolutions comparables de P_2 avec une différence moyenne de 15% de la puissance incidente.



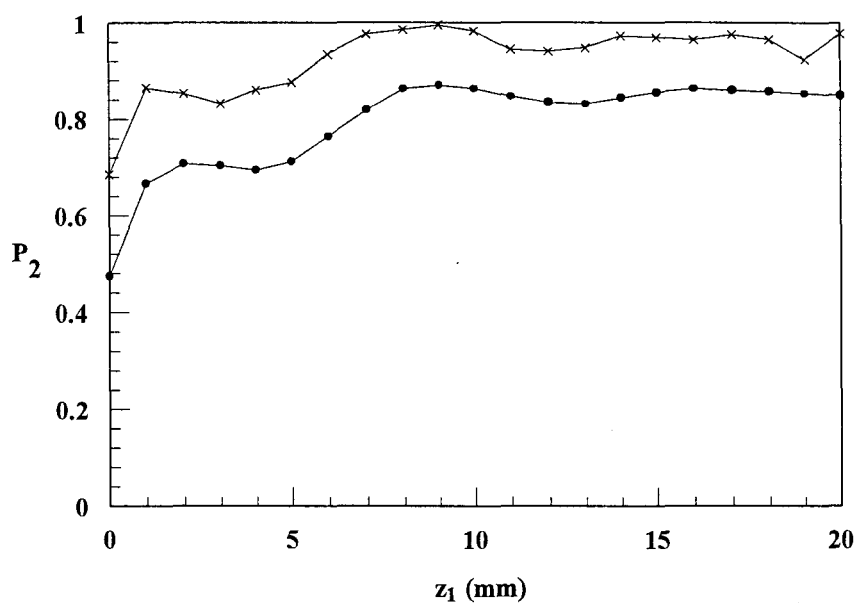
a- Variations de $|\rho|^2$ en fonction de l'épaisseur z_1 de la première couche, l'épaisseur de la deuxième couche $z_2=5\text{mm}$



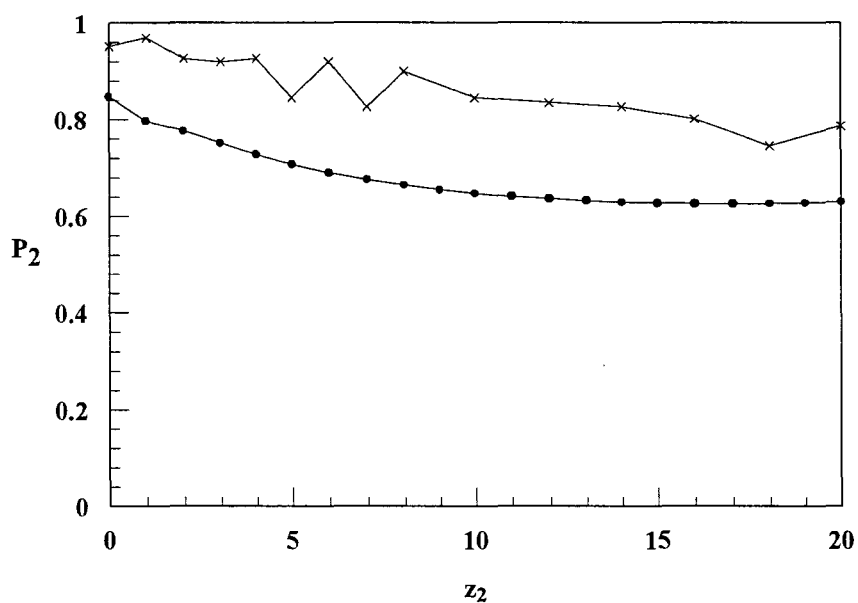
b : Variations de $|\rho|^2$ en fonction de l'épaisseur z_2 de la deuxième couche, l'épaisseur de la première couche $z_1=2\text{mm}$

Figure 3.9 : Evolution du carré du module du coefficient de réflexion dans le cas d'une structure (peau - gras - muscle) à 3GHz (sonde utilisée : $22 \times 1 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$)

• : méthode modale, × : HFSS.



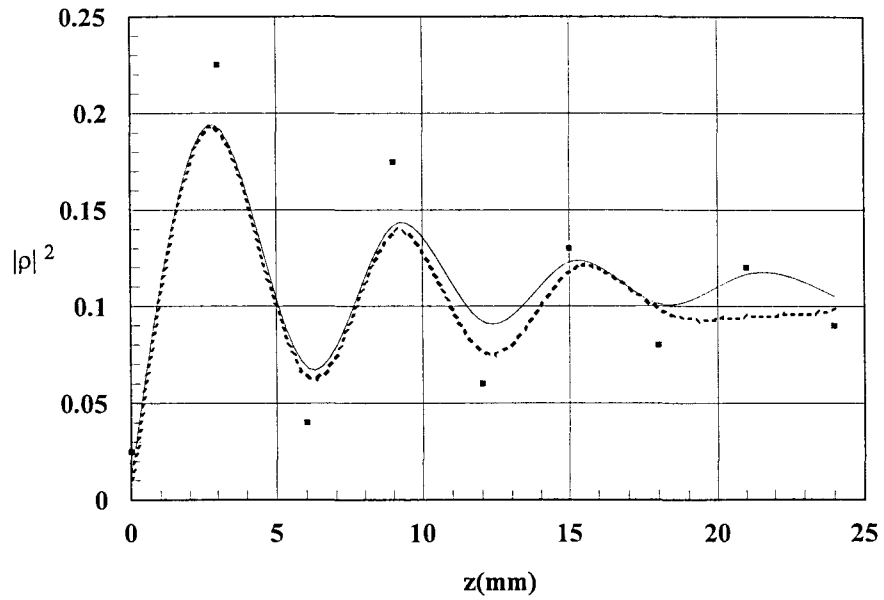
a : Variations de P_2 en fonction de l'épaisseur z_1 de la première couche, l'épaisseur de la deuxième couche $z_2=5\text{mm}$



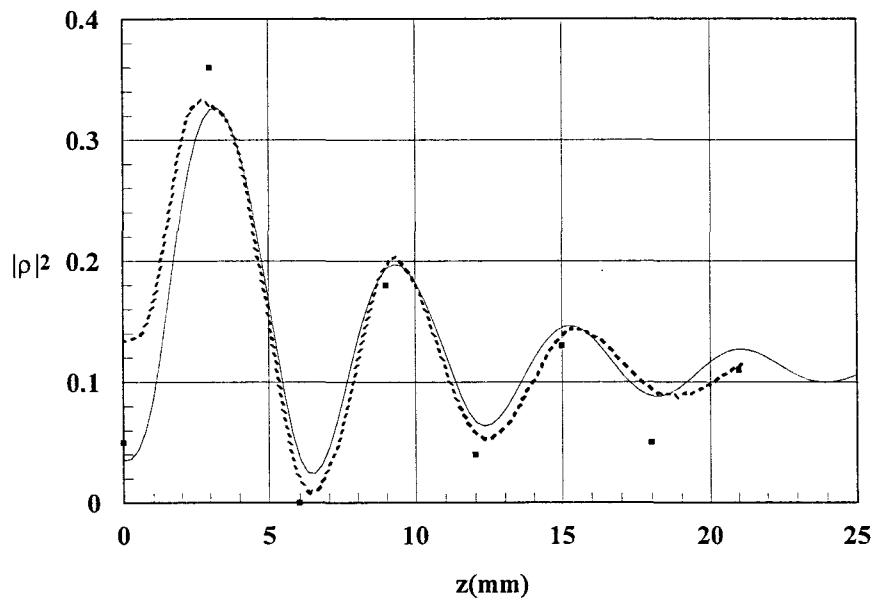
b : Variations de P_2 en fonction de l'épaisseur z_2 de la deuxième couche, l'épaisseur de la première couche $z_1=2\text{mm}$

Figure 3.10 : Evolution de la puissance dissipée P_2 dans le cas d'une structure peau - gras - muscle à 3GHz (sonde utilisée $22 \times 11 \text{mm}^2$, $\epsilon_1=25$)

• : méthode modale, × : HFSS.



a : Variation du carré du module du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la 1^{ère} couche ; l'épaisseur de la 2^{ème} couche=1mm



b : Variation du carré du module du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la 1^{ère} couche ; l'épaisseur de la 2^{ème} couche=3mm

Fig. 3.11 : Comparaisons des mesures expérimentales du module du coefficient de réflexion aux calculs par la méthode modale et HFSS dans le cas d'une structure stratifiée (eau - glycérol - eau) à 3GHz (sonde utilisée 22x11mm² $\epsilon_1=25$)

— : Méthode modale ; - - - - : HFSS ; ■ : Mesure

Le désaccord entre les deux méthodes de calculs, constaté pour les faibles épaisseurs des couches de la peau et du gras, est lié principalement à la divergence des calculs par les éléments finis. En effet le maillage utilisé par le système de simulation (HFSS) devient très difficile à réaliser quand il s'agit de structures qui présentent une forme géométrique dont le rapport des dimensions est très faible; ce qui est le cas dans les structures que nous avons étudiées où l'épaisseur des couches de la peau ou du gras est faible (1 mm) par rapport à la largeur du milieu (100 mm). Nous pouvons aussi expliquer ce problème par le fait que pour des faibles épaisseurs de la peau, le milieu qui contient du gras comme deuxième couche, se comporte comme un milieu à faibles pertes et nous retrouvons les résultats rencontrés dans l'étude d'un milieu homogène à faibles pertes.

Afin de valider les calculs du coefficient de réflexion, nous avons considéré un modèle expérimental formé de trois couches, eau - glycérol - eau. Nous avons comparé les relevés expérimentaux du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la première couche (eau), à des calculs par la méthode modale et par la méthode des éléments finis (Fig. 3.11). Ces évolutions du coefficient de réflexion permettent alors de tirer des conclusions de deux types. La première est que nous retrouvons que les deux méthodes de calcul mènent à des résultats tout à fait comparables. La seconde est que l'évolution du relevé expérimental est conforme aux prédictions théoriques aux erreurs liées à la mise en place de l'expérimentation près.

3.3.4. Conclusion

Nous avons appliqué une nouvelle méthode de simulation se basant sur un calcul numérique par les éléments finis. Nous avons pu vérifier d'une part les résultats obtenus par la méthode modale en terme de coefficient de réflexion et de puissance (P_2), en fonction des caractéristiques diélectriques et géométriques du milieu dissipatif. D'autre part nous avons discuté à travers ces résultats les erreurs de calcul et les erreurs introduites par le modèle approché. Des comparaisons avec des mesures expérimentales ont permis de confirmer les résultats donnés par les deux méthodes avec une erreur acceptable.

Aussi nous pouvons appliquer cette nouvelle méthode de calcul numérique à des problèmes de couplage guide - milieu dissipatif qui n'ont pas pu être résolus par la méthode modale.

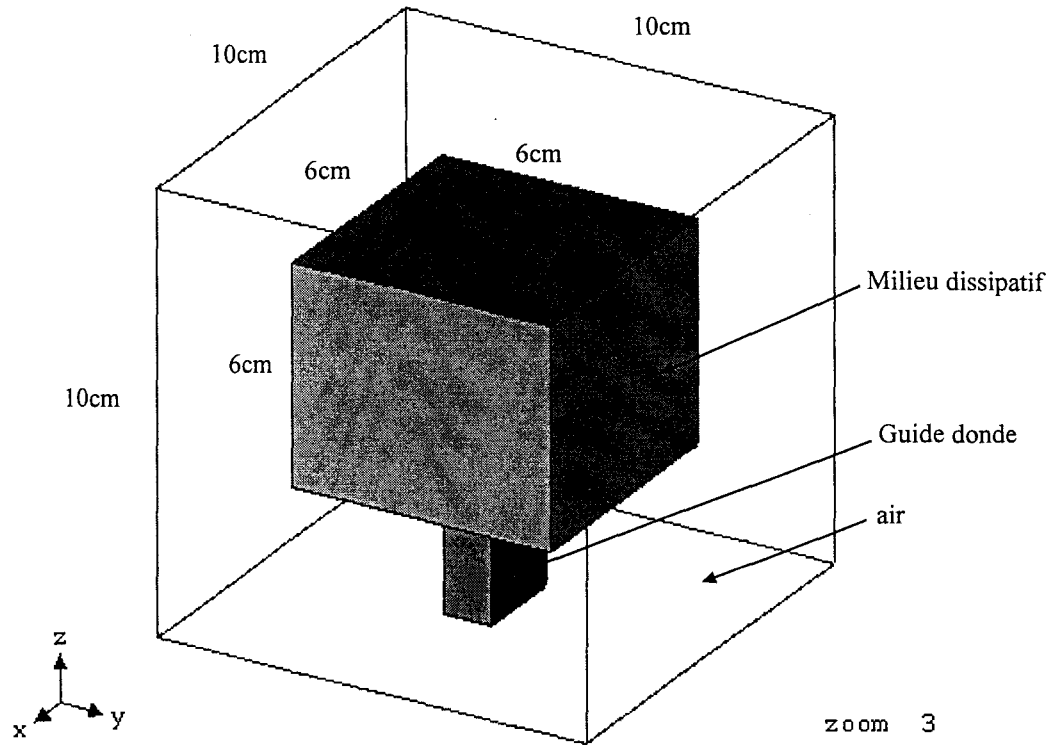


Figure 3.12 : Modèle "réel" de simulation par HFSS du couplage guide d'onde milieu dissipatif.

3.4. Essai de simulation d'un modèle "réel" par les éléments finis

3.4.1. Introduction

Rappelons que les deux modèles que nous avons utilisés dans les calculs par la méthode modale et par la méthode des éléments finis sont approchés dans le sens où nous ne considérons pas les modes rétrogrades dans l'air entourant la sonde.

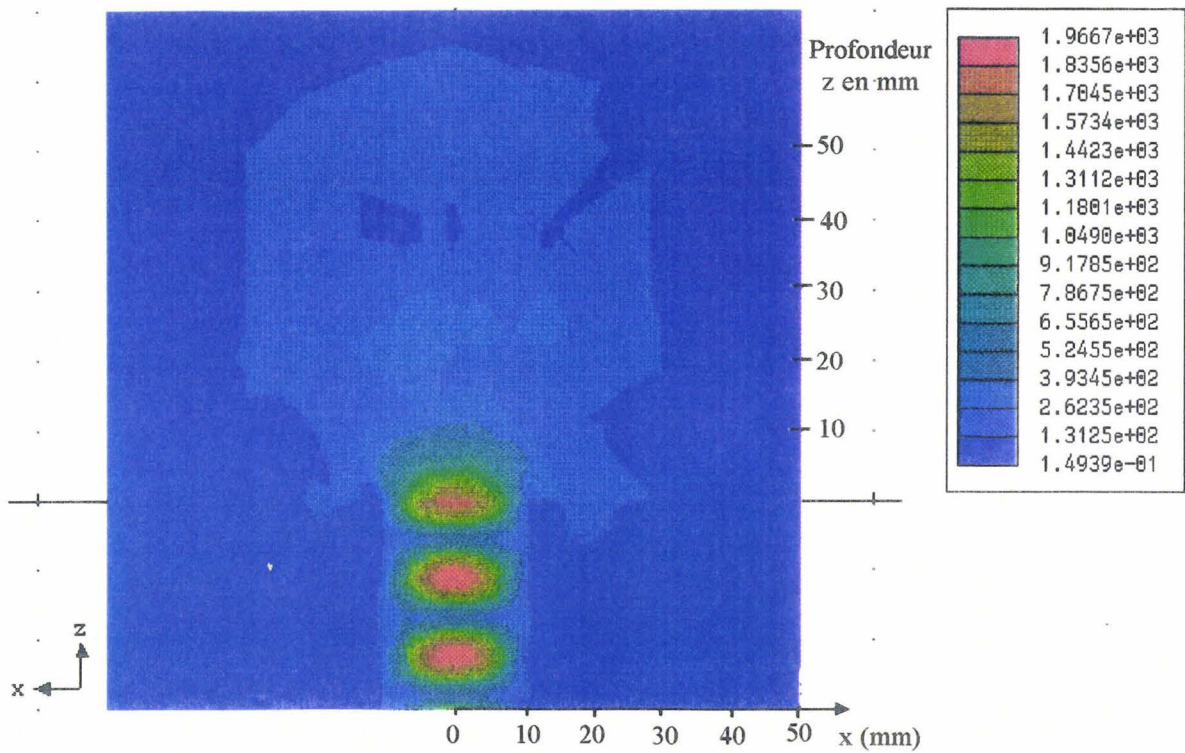
Nous traitons dans ce paragraphe, un modèle "réel" où les plans délimitant le milieu sont en contact avec l'air entourant la structure (Fig. 3.12). Ainsi nous pouvons faire la simulation des modes se propageant dans l'air autour du guide d'onde. Notons que dans ce cas le calcul nécessite évidemment un espace mémoire et un temps de calcul plus importants que dans le cas du modèle étudié précédemment. Aussi de manière à éviter un espace mémoire et un temps de calcul prohibitifs nous avons gardé un volume global égal à 1000 cm^3 ($10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$), tandis que la taille de la boîte contenant le milieu dissipatif a été réduite à $6 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$. Remarquons que de telles dimensions remplissent encore la condition selon laquelle l'effet des parois doit être négligeable vis à vis de la propagation dans le milieu dissipatif. Pour plus de commodité nous référençons le modèle approché (cf § 3.2), HFSS1, et le modèle étudié à présent HFSS2.

3.4.2. Présentation des résultats

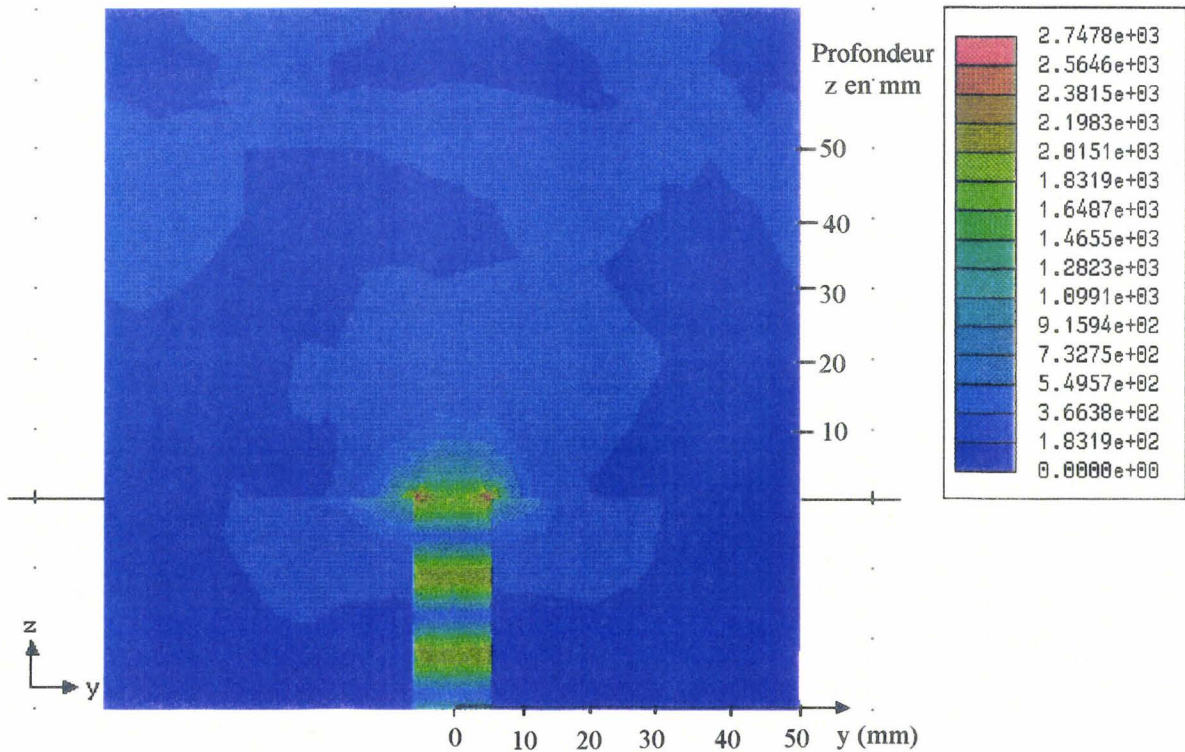
Nous donnons figure 3.13 et 3.14 les cartes des champs électriques dans les plans (o,x,z) à $y=0$ et (o,y,z) à $x=0$ respectivement dans le cas du glycérol et de l'eau. Ces calculs sont réalisés à 3GHz pour une sonde $22 \times 11 \text{ mm}^2$ remplie d'un diélectrique de permittivité $\epsilon_1=25$.

La figure 3.13 (cas du glycérol) fait apparaître clairement une propagation de modes rétrogrades dans l'air. Celle-ci étant particulièrement importante suivant le petit côté du guide (Fig. 3.13.b). Dans le cas de l'eau (Fig. 3.14), compte tenu de son caractère fortement dissipatif, bien qu'existant ces modes sont peu importants.

Après cette étude des cartes des champs, nous nous proposons de comparer les résultats obtenus au moyen de HFSS, pour les deux modèles, à ceux donnés par la méthode modale en terme de bilan de puissance. Ces résultats sont confrontés à des mesures expérimentales [3]. A cet effet nous avons dressé le tableau récapitulatif qui donne $|\rho|^2$ et P_2 ainsi que la puissance (P_{air}) réfléchié dans l'air entourant le guide d'onde. Celle-ci est définie par $P_1 - |\rho|^2 - P_2$ dans le cas de la méthode modale. Dans le cas du modèle HFSS1, P_{air} est nulle alors que dans le modèle HFSS2, elle est calculée à partir de l'expression du flux de puissance sur le plan à



a : plan (o, x, z) à y=0



b : plan (o, y, z) à x=0

Figure 3.13 : Carte des champs déterminée par HFSS dans le cas du glycérol en utilisant un modèle "réel" à 3GHz (sonde : 22x11mm², $\epsilon_1=25$)

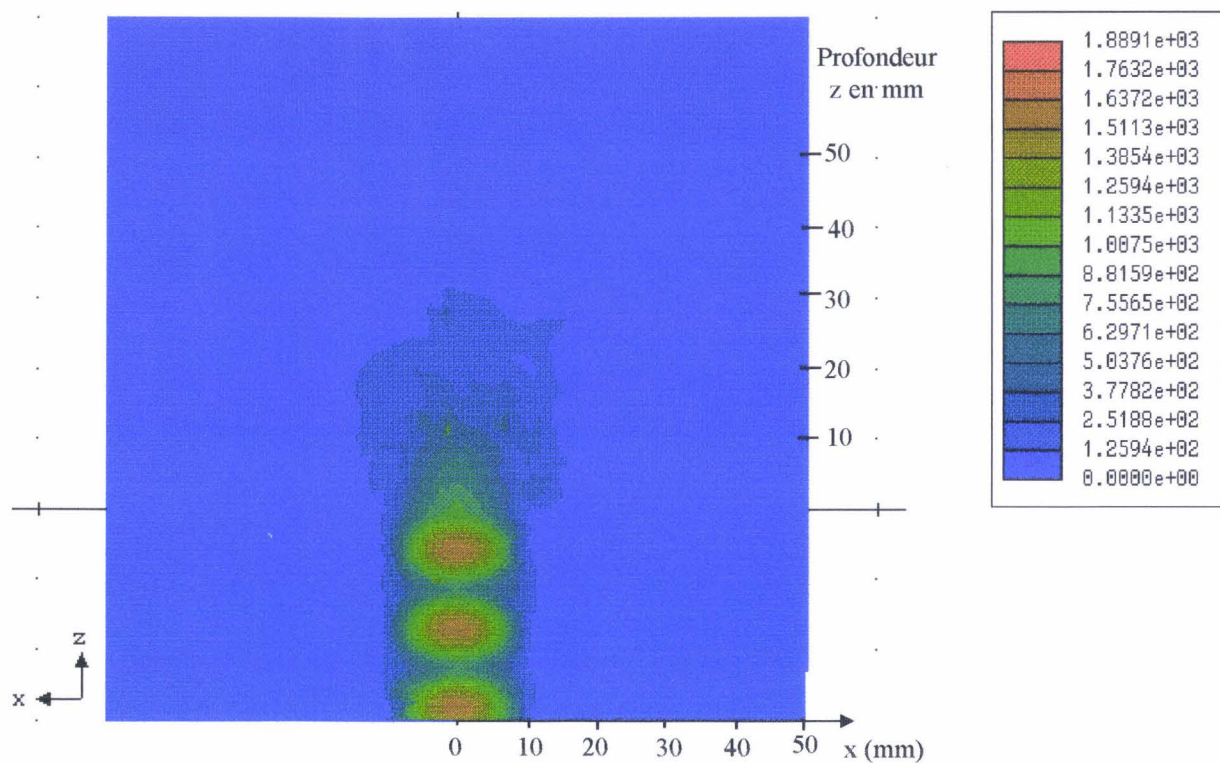
l'interface sonde-milieu dissipatif en dehors de l'ouverture de la sonde. Les valeurs expérimentales de P_{air} sont obtenues en intégrant les relevés expérimentaux de la composante E_y du champ électrique comme nous l'avons signalé précédemment [3].

<i>Cas du glycérol</i>	$P_r= \rho ^2$	P_2	P_{air}
Méthode Modale	0.24	0.39	0.37
HFSS1	0.42	0.57	0.00
HFSS2	0.45	0.51	0.04
Mesure	0.21	0.54	0.25

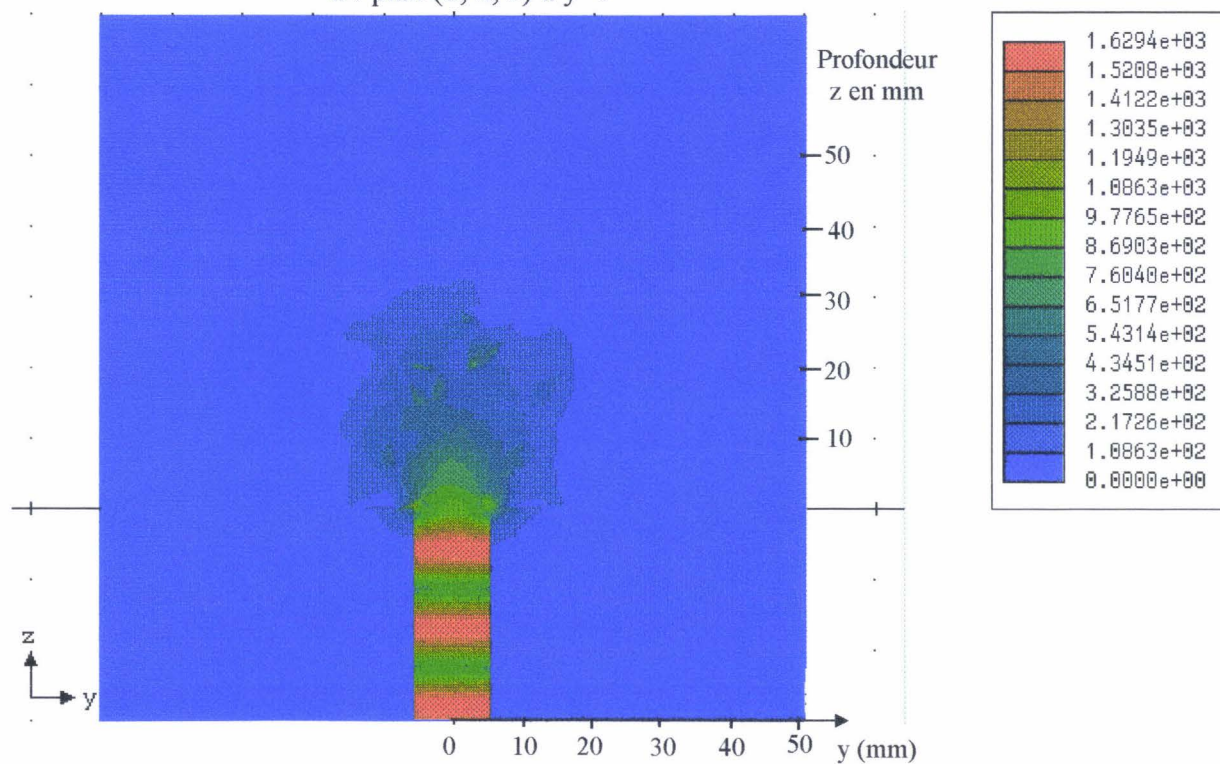
<i>Cas de l'eau</i>	$P_r= \rho ^2$	P_2	P_{air}
Méthode Modale	0.10	0.81	0.09
HFSS1	0.11	0.89	0.00
HFSS2	0.13	0.88	0.01
Mesure	0.11	0.84	0.05

Tableau 3.1 : Comparaison des résultats obtenus avec les trois modèles de calcul du bilan de puissance aux valeurs expérimentales

Dans le cas de l'eau, les deux modèles traités par HFSS mènent quasiment aux mêmes résultats tant pour $|\rho|^2$ que pour P_2 . De plus vis à vis de la méthode modale et de l'expérimentation, les valeurs obtenues sont aussi en bon accord. Nous pouvons cependant noter que les modes rétrogrades estimés par HFSS restent très peu importants par rapport à ceux prédits par la méthode modale. Enfin, la valeur expérimentale relevée pour P_{air} atteste de l'existence de modes rétrogrades mais dans des proportions moindres que celles avancées par la méthode modale.



a : plan (o, x, z) à y=0



b : plan (o, y, z) à x=0

Figure 3.14 : Carte des champs déterminée par HFSS dans le cas de l'eau en utilisant un modèle "réel" à 3GHz (sonde : 22x11mm², $\epsilon_1=25$)

Dans le cas du glycérol, le calcul par HFSS2 apporte une faible variation de la puissance réfléchie dans le guide d'onde et qui reste très différente de la valeur donnée par la méthode modale (différence de 21%). Les mesures expérimentales confirment bien le résultat de la méthode modale. La puissance P_2 calculée par HFSS2 est plus faible que celle donnée par le modèle HFSS1. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une partie de cette puissance est rayonnée dans l'air entourant la sonde. La différence entre la valeur de P_2 donnée par HFSS2 et celle calculée par la méthode modale est de 12%. Les mesures expérimentales de P_2 donnent une valeur intermédiaire entre celles calculées par les deux modèles de HFSS, alors qu'elle présente une différence de 15% par rapport au calcul par la méthode modale. La puissance des modes rétrogrades dans l'air, calculée par HFSS, reste très faible par rapport à celle estimée par la méthode modale et celle donnée par les mesures expérimentales.

Dans une publication récente [15], des résultats de calcul par HFSS des paramètres S , pour des applications au contrôle non destructif de matériaux, ont aussi montré des différences importantes, avec les résultats obtenus par la méthode modale et l'expérimentation dans le cas des milieux à faibles pertes. Ces mêmes travaux ont montré aussi une bonne concordance des résultats de calcul par HFSS avec la méthode modale et l'expérience dans le cas de mesures en transmission.

En résumé dans le cas des milieux très fortement dissipatifs le modèle HFSS2 qui prend en compte les modes rétrogrades dans l'air, n'apporte pas de différences fondamentales par rapport au modèle HFSS1.

Par contre pour les milieux à faibles pertes, le calcul par HFSS2 nous a montré que le modèle approché de la méthode modale introduit une erreur non négligeable sur le calcul de la puissance P_2 .

3.4.3. Conclusion

Cette étude nous confirme encore une fois les performances de la méthode modale dans la résolution du problème de couplage d'un guide d'onde à un milieu fortement dissipatif. Dans le cas des milieux à faibles pertes, bien que les résultats donnés par le modèle complet traité par HFSS ne sont pas en accord parfait avec ceux estimés par la méthode modale, nous pouvons dire que ce modèle nous a permis d'une part de mettre en évidence le phénomène de diffraction qui est à l'origine des modes rétrogrades dans l'air et de vérifier l'influence de ces modes sur le calcul du couplage guide d'onde - milieu dissipatif. D'autre part nous avons pu estimer l'erreur introduite par le modèle approché sur les calculs du bilan de puissance.

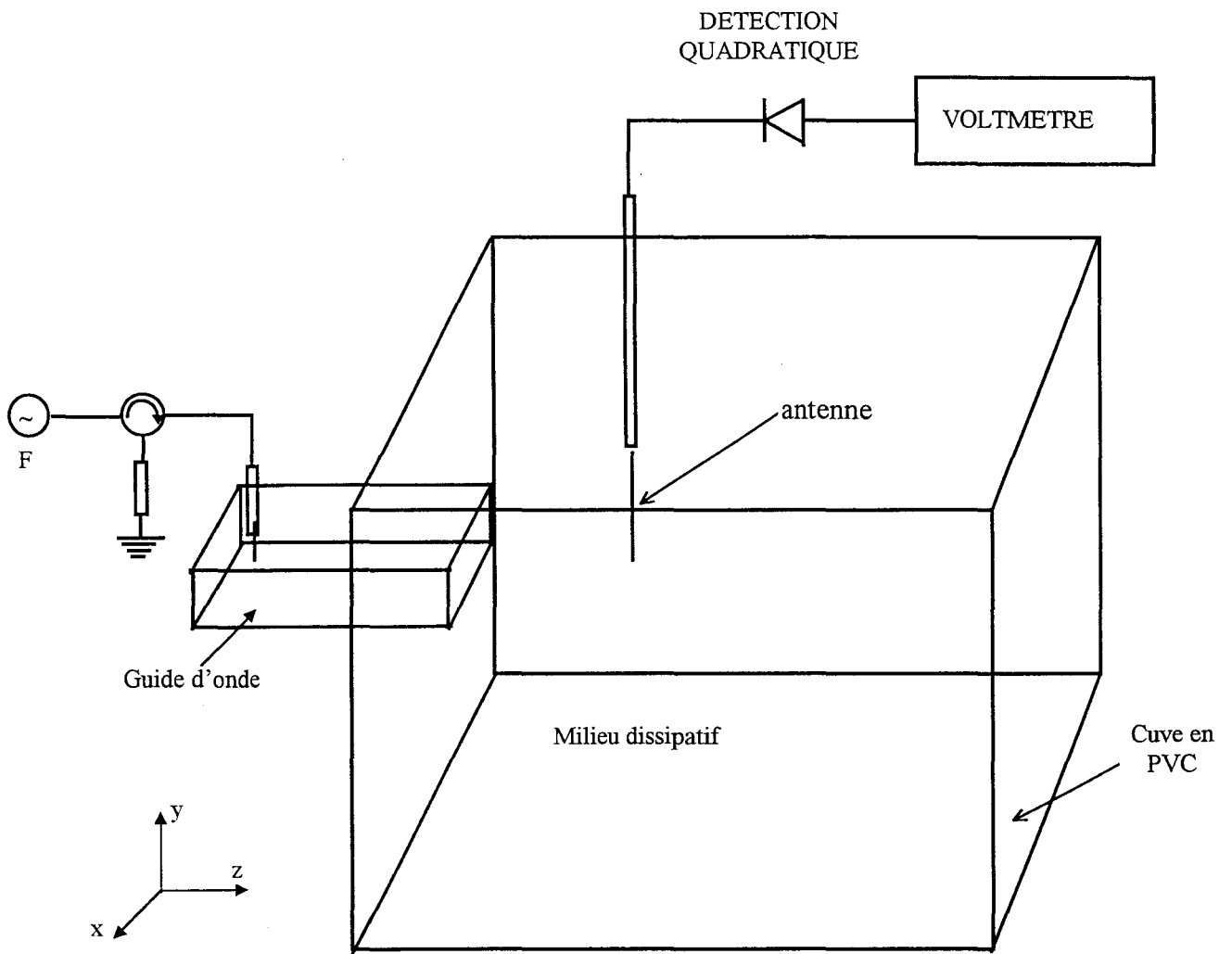


Figure 3.15: Dispositif expérimental pour les mesures du champ électrique par une antenne filaire.

3.5. Calculs des champs en mode actif par HFSS et vérifications expérimentales

3.5.1. Introduction

La définition des paramètres de couplage que nous avons présentée au premier chapitre montre que ceux-ci dépendent essentiellement du coefficient de réflexion et de la distribution tridimensionnelle du champ électrique. Nous avons consacré les paragraphes précédents à l'étude du coefficient de réflexion, il s'agit maintenant de vérifier expérimentalement les calculs des champs effectués à l'aide des différentes méthodes.

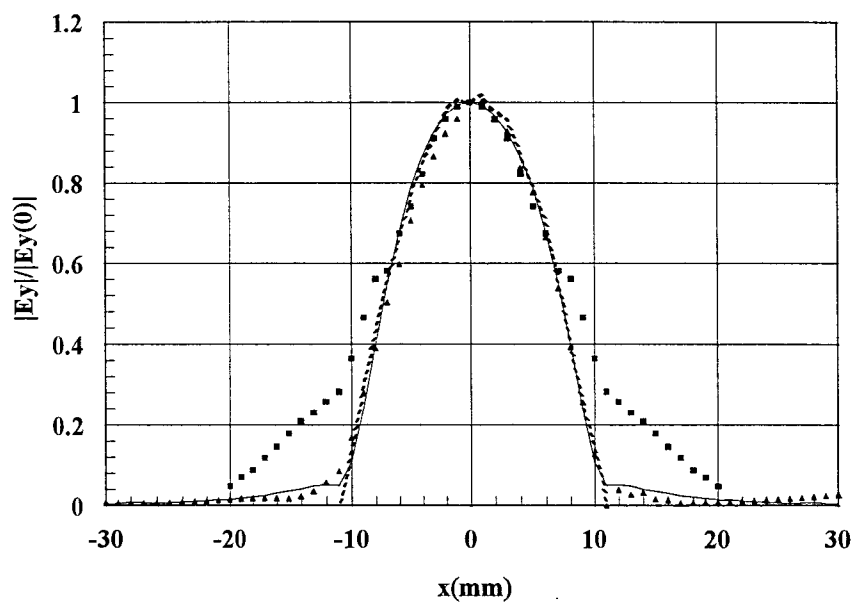
La vérification expérimentale des calculs des paramètres de couplage nécessite la mesure des trois composantes du champ sur tout le volume du milieu considéré. Ceci reste difficile à réaliser. Nous nous sommes donc limités à des relevés expérimentaux des champs tout près de l'ouverture de la sonde et suivant l'axe central dans le milieu dissipatif considéré, c'est à dire dans des directions où le champ rayonné est le plus intense.

Nous réalisons ces mesures sur des milieux homogènes et stratifiés dont les permittivités sont proches des cas pratiques intéressant nos applications radiométriques. Nous confrontons les relevés expérimentaux des champs aux calculs effectués par la méthode modale et par HFSS. Enfin, nous analysons la validité des modèles théoriques.

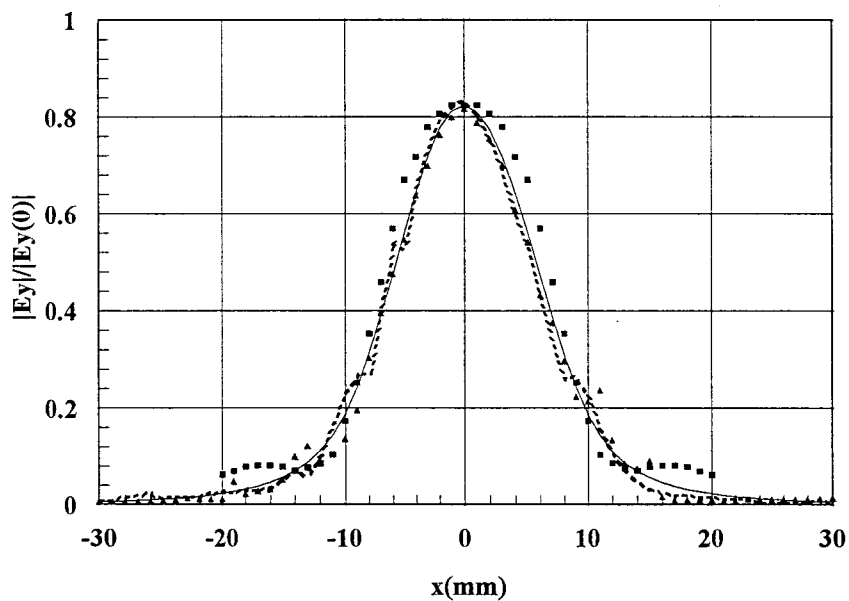
3.5.2. Principe de mesure de champ par une antenne filaire

Le système de mesure est composé d'une antenne filaire suivie d'un détecteur quadratique (Fig. 3.15). L'antenne est plongée dans le milieu à étudier, lui même contenu dans une cuve en PVC. Un mode TE_{10} est excité dans le guide d'onde, à la fréquence de travail, grâce à un générateur hyperfréquence. La tension détectée au niveau du dipôle de l'antenne est proportionnelle au carré de la composante du champ électrique mesurée. L'antenne permet donc de mesurer la composante du champ électrique parallèle à la direction du dipôle de l'antenne.

Nous nous intéressons en particulier à des mesures du champ électrique tout près de l'ouverture de la sonde suivant l'axe ox à $y=0$ et suivant l'axe oy à $x=0$ ainsi qu'à des mesures en profondeur suivant l'axe central du guide d'onde ($x=y=0$). Dans ces directions les composantes E_x et E_z du champ électrique sont pratiquement nulles, la composante E_y est donc la seule à mesurer.



a : évolution à $y=0, z=0$



b : évolution à $y=0, z=5\text{mm}$

Figure 3.16 : Evolutions des champs suivant l'axe du grand côté de la sonde (sonde utilisée : $22 \times 1 \text{ mm}^2$ $\epsilon_r=25$) dans le cas de l'eau à 3GHz
 — : Méthode modale : HFSS1 ▲ : HFSS2 ■ : Mesure

3.5.3. Résultats de mesure

3.5.3.1. Cas de milieux homogènes

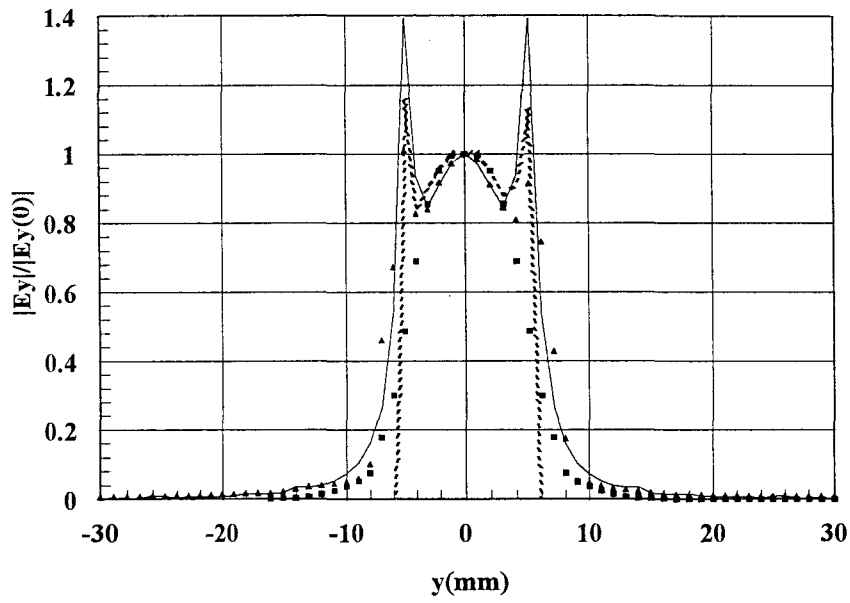
Nous présentons figures (3.16), (3.17) et (3.18) les mesures de champs à 3GHz respectivement suivant les trois directions x , y et z dans le cas de l'eau. Nous comparons ces mesures aux résultats de calculs par la méthode modale et par HFSS en utilisant les deux modèles précités.

La figure 3.16 fait apparaître une évolution sinusoïdale suivant l'axe (ox) quelque soit la profondeur z . Dans le cas $z=0$ (Fig. 3.16.a) celle-ci s'annule en dehors de l'ouverture de la sonde selon les calculs avec le modèle HFSS1 alors que le champ existe en dehors de l'ouverture de la sonde dans les cas de HFSS2 et de la méthode modale. Pour une profondeur de 5mm, cette évolution s'atténue et présente un étalement en dehors de l'ouverture de la sonde (Fig. 3.16-b). Dans les deux exemples, les résultats de HFSS coïncident avec ceux donnés par la méthode modale.

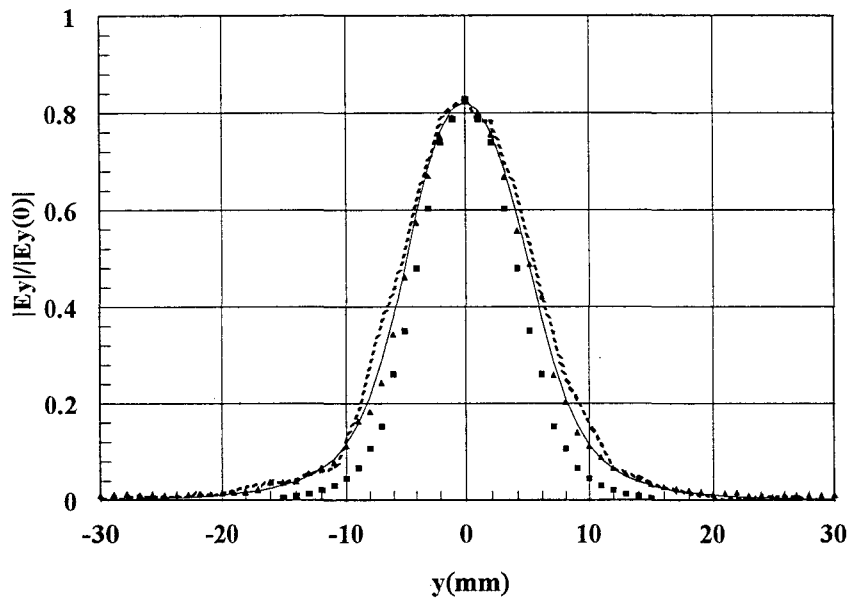
L'évolution du champ dans la direction du petit côté de la sonde, axe (oy), présente une diffraction qui se caractérise par un pic à $z=0$ sur les extrémités du petit côté (Fig. 3.17.a). Ce pic disparaît aussitôt qu'on s'éloigne de l'ouverture de la sonde (Fig. 3.17.b). L'évolution du champ est limitée à l'ouverture de la sonde selon le modèle HFSS1 alors qu'elle s'étale en dehors de cette ouverture dans les modèles traités par HFSS2 ou par la méthode modale (à $z=0$).

La propagation du champ électrique suivant l'axe (oz) est donnée en figures (3.18.a) et (3.18.b) respectivement à $x=0$, $y=0$ et $x=3\text{mm}$, $y=2\text{mm}$. Les relevés par HFSS correspondent assez bien à ceux donnés par la méthode modale tout en présentant des irrégularités liées aux problèmes de maillage par HFSS. En effet le principe de calcul par HFSS étant de réaliser un maillage très fin dans les régions où la densité d'erreur est la plus grande. Dans notre cas cette région correspond à l'interface sonde - milieu dissipatif. Le maillage devient moins dense dès qu'on s'éloigne de cette interface.

Nous présentons également l'évolution du champ électrique dans le cas du glycérol en figures (3.19), (3.20) et (3.21) respectivement suivant les trois directions de l'espace. Les remarques énoncées dans le cas de l'eau restent valables ici encore. Notons cependant que l'atténuation suivant l'axe de propagation est beaucoup plus rapide que dans le cas de l'eau. Nous constatons aussi que les évolutions du champ en dehors de l'ouverture de la sonde,

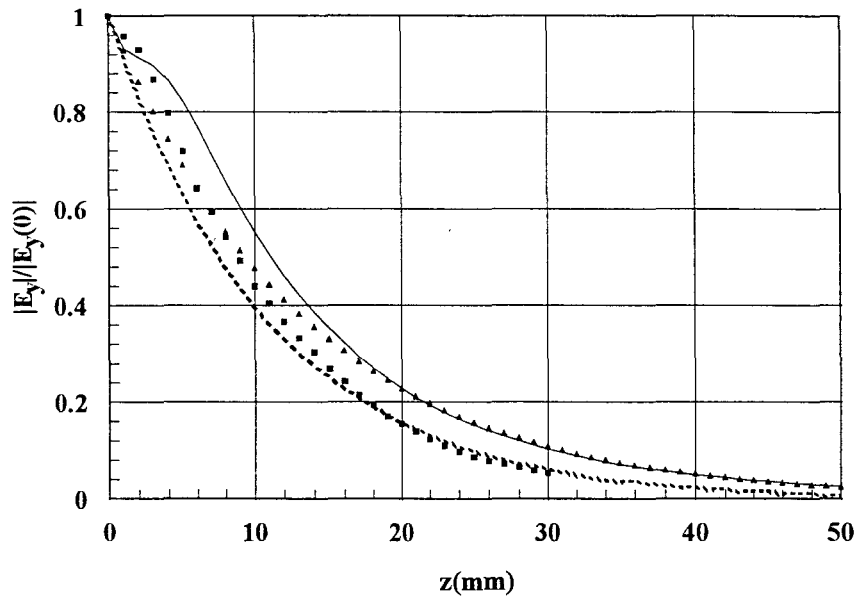


a : évolution à $x=0, z=0$

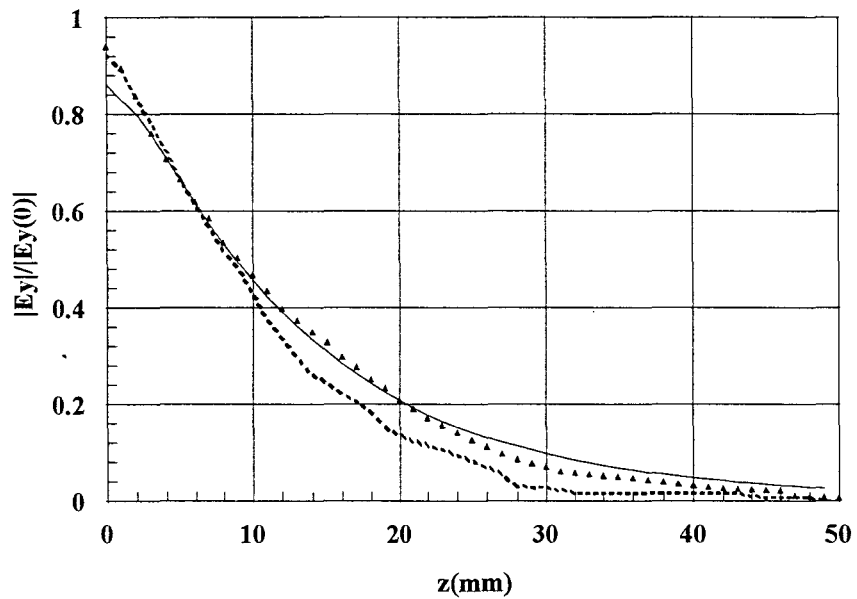


b : évolution à $x=0, z=5\text{mm}$

Figure 3.17 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas de l'eau suivant l'axe du petit côté de la sonde. (sonde utilisée : $22 \times 11 \text{mm}^2$, $\epsilon_1=25$)
 — : Méthode Modale, : HFSS1, ▲ : HFSS2, ■ : Mesure



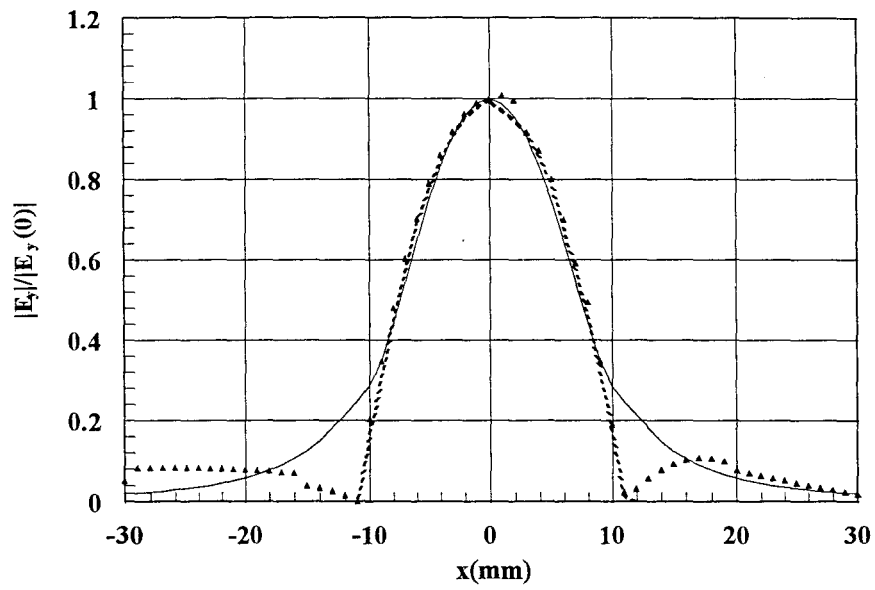
a : évolution à $x=0, y=0$



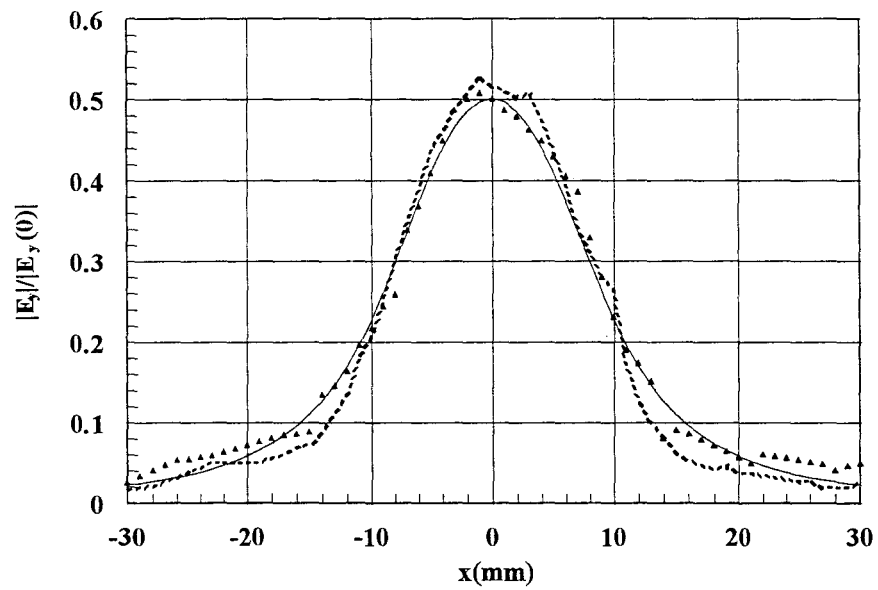
b : évolution à $x=3\text{mm}, y=2\text{mm}$

Figure 3.18 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas de l'eau suivant l'axe (o, z)
(sonde utilisée : $22 \times 1 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$)

—— : Méthode modale : HFSS1 ▲ : HFSS2 ■ : Mesure



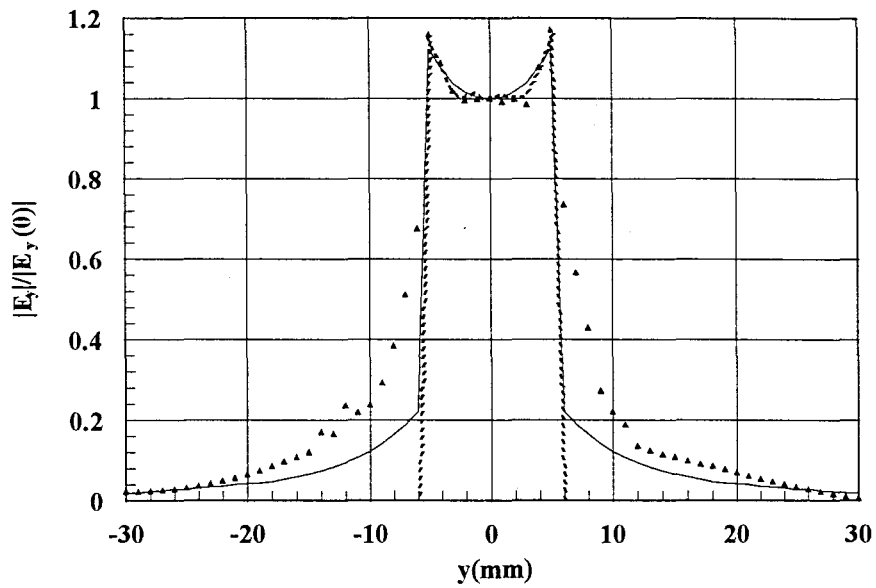
a : évolution à $y=0, z=0$



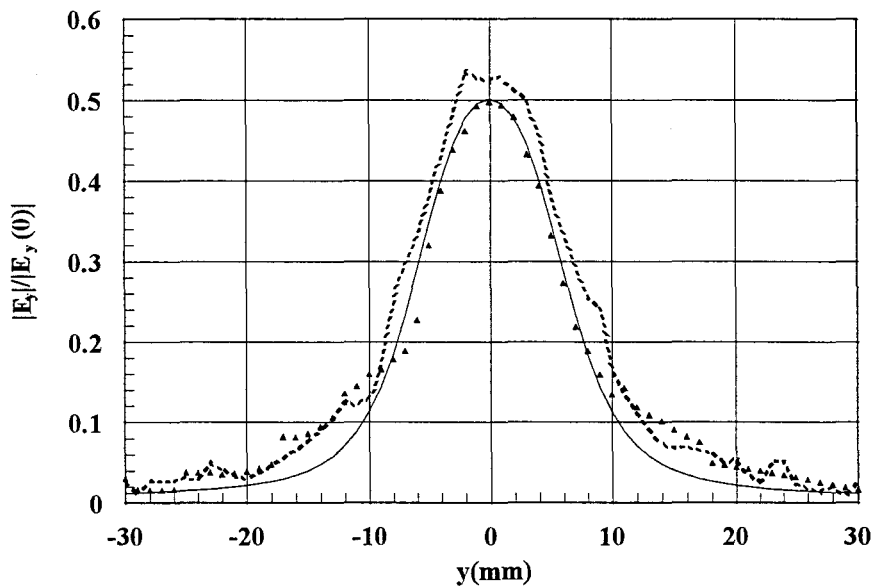
b : évolution à $y=0, z=5\text{mm}$

Figure 3.19 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas du glycérol suivant l'axe du grand côté de la sonde. (sonde utilisée : $22 \times 11 \text{mm}^2$, $\epsilon_1=25$)

— : Méthode modale : HFSS1 ▲ : HFSS2



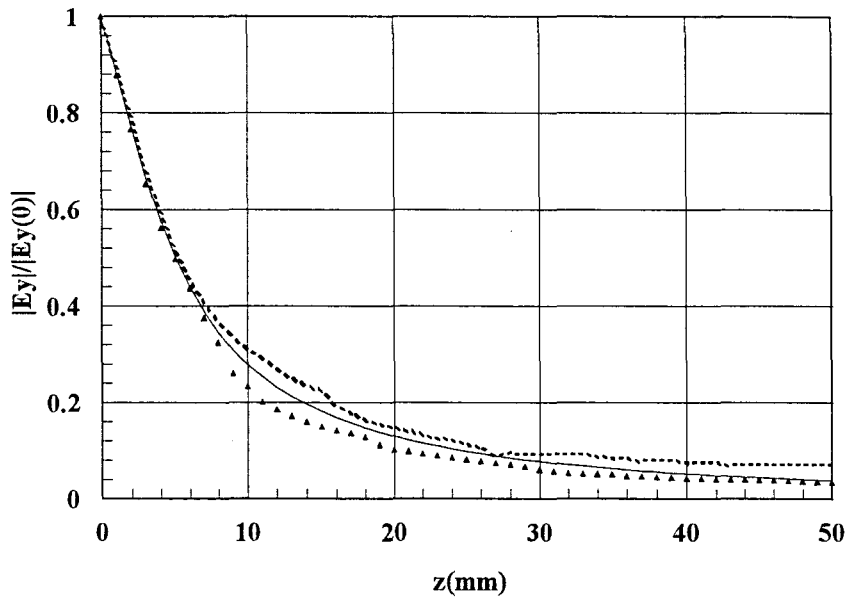
a : évolution à $x=0, z=0$



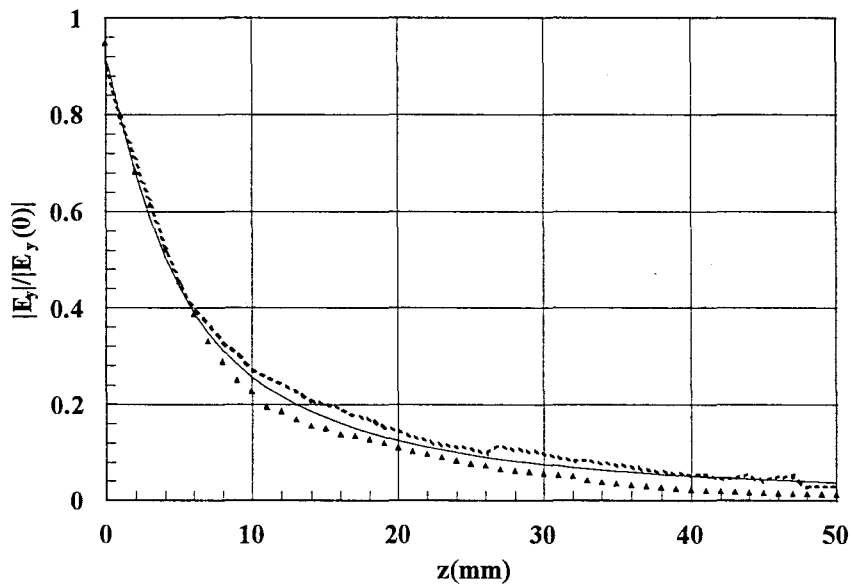
b : évolution à $x=0, z=5\text{mm}$

Figure 3.20 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas du glycérol suivant l'axe du petit côté de la sonde (sonde utilisée : $22 \times 1 \text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

— : Méthode modale : HFSS1 ▲ : HFSS2



a : évolution à $x=0, y=0$

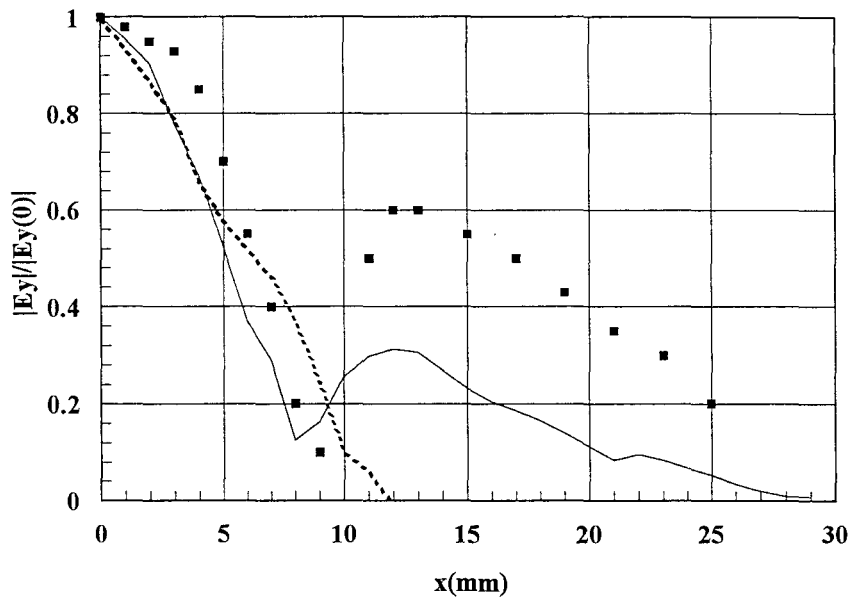


b : évolution à $x=3\text{mm}, y=2\text{mm}$

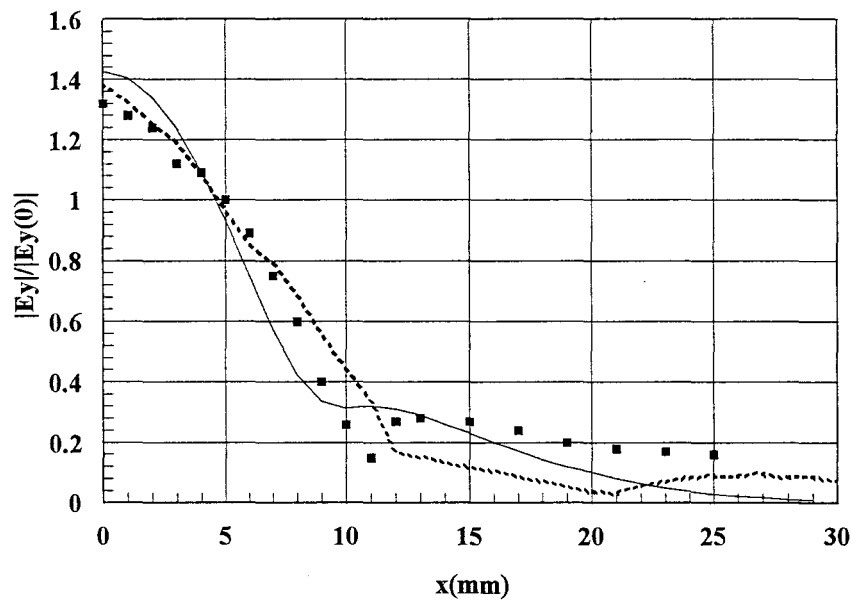
Figure 3.21 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas du glycérol suivant l'axe (o, z)

(sonde utilisée : $22 \times 1 \text{ mm}^2, \epsilon_1=25$)

— : Méthode modale : HFSS1 ▲ : HFSS2



a : évolution à $y=0, z=0$



b : évolution à $y=0, z=1\text{mm}$

Figure 3.22 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas d'un milieu stratifié (eau (2mm)- glycérol (21mm)- eau) suivant l'axe du grand côté de la sonde (sonde utilisée : $22 \times 11 \text{mm}^2$, $\epsilon_1=25$)

— : Méthode modale : HFSS ■ : Mesure

notamment suivant le petit côté, sont plus importantes dans le cas du glycérol, milieu à faibles pertes, que dans le cas de l'eau, milieu fortement absorbant.

De manière générale, ces évolutions des champs sont bien confirmées par les mesures expérimentales aux erreurs de mesure près. Parmi les erreurs les plus représentatives nous pouvons citer : les erreurs dues aux perturbations du champ électrique par le dipôle et par des sources extérieures, ainsi que les erreurs de déplacement de l'antenne.

Les écarts observés peuvent aussi être attribués aux différences entre les modèles théoriques et les modèles expérimentaux, notamment l'existence de l'antenne de transition au niveau du guide d'onde qui n'est pas considérée dans les calculs théoriques.

Les calculs des champs donnés par la méthode modale, où nous négligeons les modes rétrogrades et où nous ne considérons pas de plan métallique sur l'interface sonde - milieu dissipatif, se situent entre les deux cas traités par HFSS comme nous pouvons le constater sur les figures présentées précédemment.

Notons aussi qu'en s'éloignant de l'ouverture de la sonde dans le sens de la profondeur, l'effet sur l'évolution des champs des modes rétrogrades dans l'air devient faible et les trois modèles se rejoignent. Ceci a une conséquence importante sur l'interprétation des signaux radiométriques. En effet cela revient à dire que le traitement du signal radiométrique en profondeur à partir des paramètres de couplage calculés par le modèle approché de la méthode modale présente une erreur très faible par rapport au traitement en surface.

3.5.3.2. Cas de milieux stratifiés

Afin de valider le calcul des champs dans le cas de milieux stratifiés, nous utilisons un modèle expérimental qui permet de simuler les milieux étudiés précédemment. Nous choisissons l'eau pour représenter les milieux fortement absorbants (peau, muscle, tissus cérébraux) et le glycérol pour les tissus adipeux et osseux. Notons que les différentes couches sont séparées par un fin film de mylar transparent aux microondes. Les mesures des champs sont réalisées avec le même dispositif expérimental que celui utilisé dans le cas de milieux homogènes.

Les figures 3.22.a et 3.22.b donnent l'évolution du champ électrique suivant l'axe ox respectivement à $z=0$ et $z=1\text{mm}$. Ces évolutions sont sinusoïdales et présentent deux lobes, un lobe principal limité sur l'ouverture de la sonde et un lobe secondaire qui se situe en dehors de

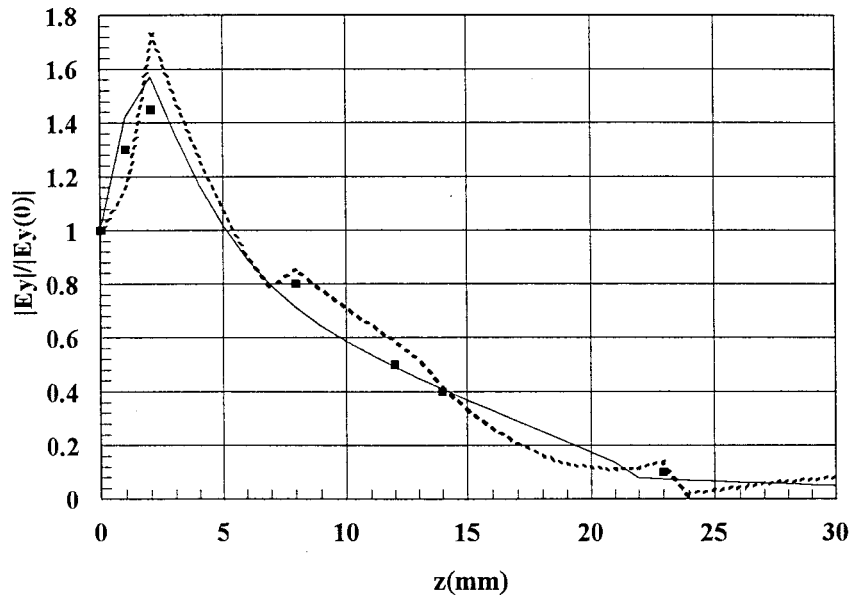


Figure 3.23 : Evolutions des champs à 3GHz dans le cas d'un milieu stratifié (eau (2mm)- glycérol (21mm)- eau) suivant l'axe (o, z) (sonde utilisée : 22x11mm², $\epsilon_r=25$)
 — : Méthode modale - - - - : HFSS ■ : Mesure

cette ouverture c'est à dire lorsque x est supérieur à $a/2$. Les calculs par HFSS, à $z=0$, ont été effectués avec le modèle HFSS1 (existence d'un plan métallique à l'interface sonde - milieu dissipatif) ce qui explique qu'il n'y ait qu'un seul lobe. Dans pratiquement tous les cas étudiés, les résultats de HFSS correspondent assez bien à ceux de la méthode modale avec un écart assez faible lié principalement aux erreurs de calculs en particulier lorsque la profondeur z est supérieure à 1mm.

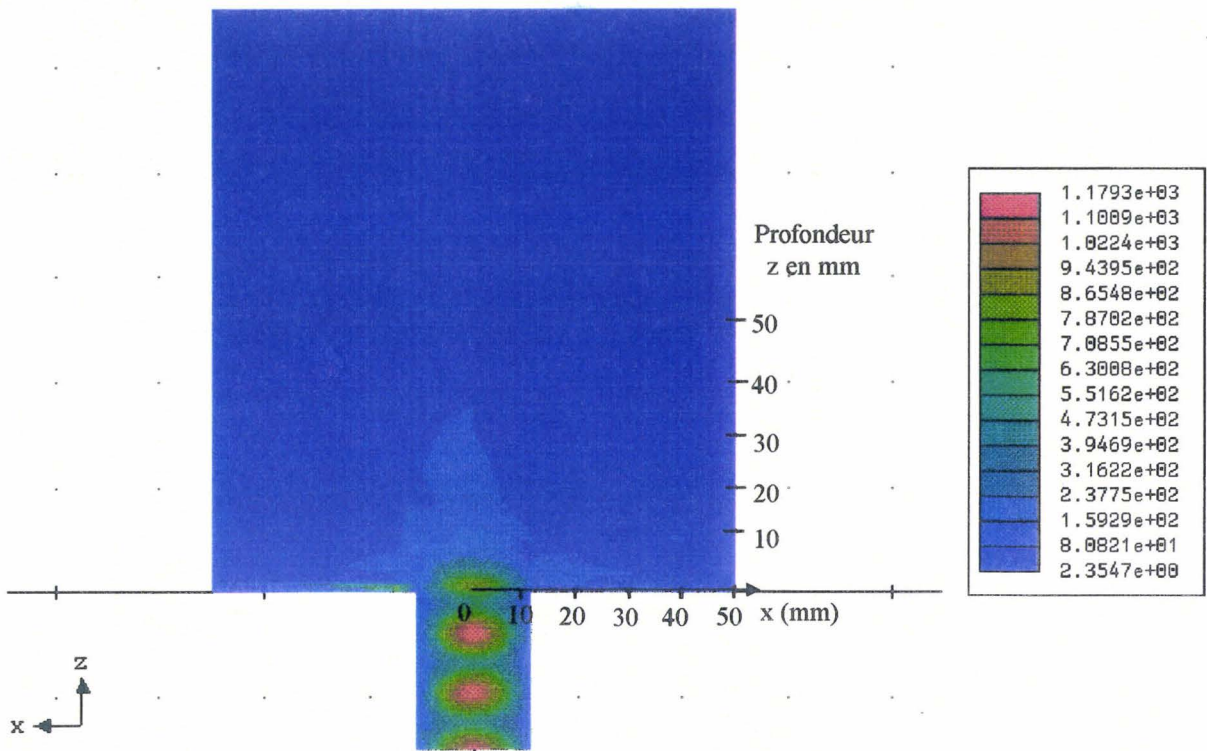
Les mesures expérimentales mettent bien en évidence ces calculs dans l'ouverture de la sonde. Par contre en dehors de cette ouverture celles-ci présentent un écart non négligeable par rapport aux valeurs théoriques. Les erreurs de mesure sont les mêmes que celles décrites dans le cas des milieux homogènes.

Les évolutions des champs en profondeur, données figure 3.23 montrent que la propagation n'est pas monotone, contrairement aux cas de milieux homogènes et présente un pic à l'interface séparant les deux premières couches. Les calculs par la méthode modale sont confirmés d'une part par les calculs utilisant HFSS et d'autre part par les mesures expérimentales.

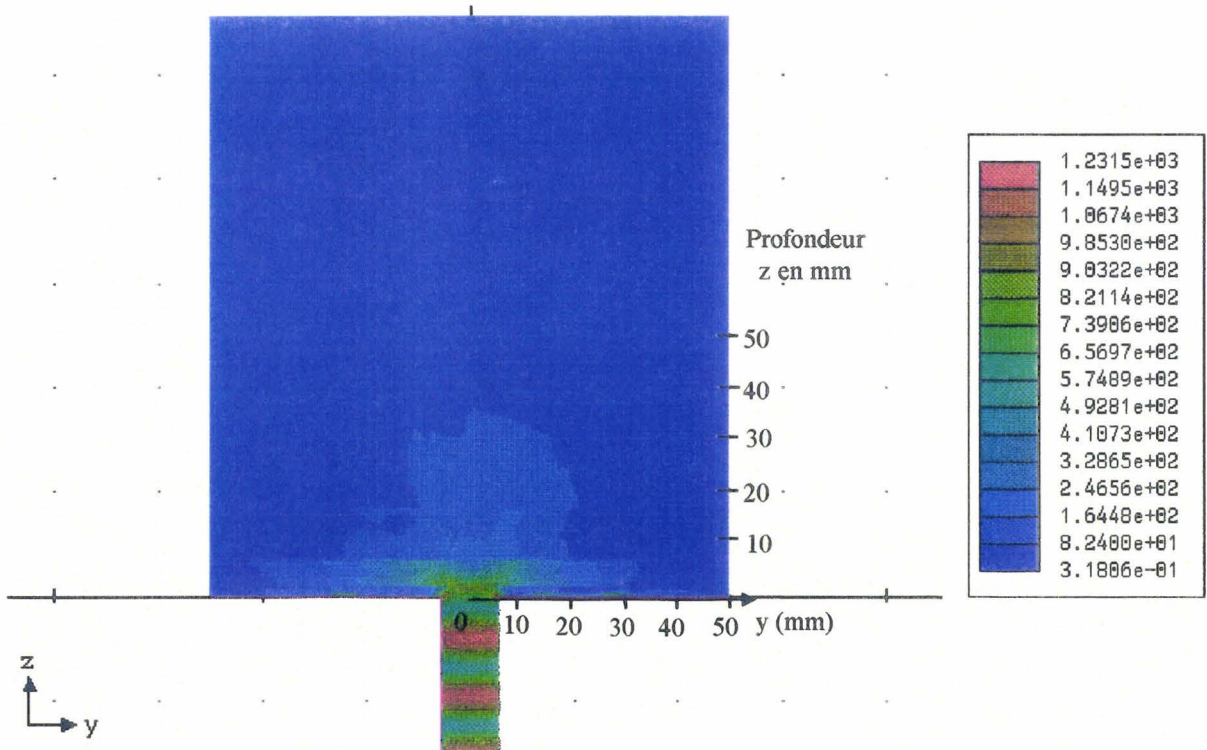
Afin de compléter cette étude, nous reprenons le cas du milieu stratifié (peau-gras-muscle-os) que nous avons étudié précédemment par la méthode modale au chapitre 2 et qui intéressent nos applications en imagerie radiométrique microonde particulièrement dans le domaine médical. L'étude des cartes des champs déterminées par HFSS (Fig. 3.24) permet de constater qu'en plus de la diffraction à l'interface sonde - milieu dissipatif, que nous avons noté dans le cas de milieux homogènes, d'autres diffractions apparaissent aux interfaces des couches successives dans le milieu dissipatif. Ces diffractions sont d'autant plus importantes que la différence des permittivités des couches constituant le milieu est grande. Enfin remarquons que celles-ci sont à l'origine de la dispersion électromagnétique suivant le petit côté de la sonde. Nous constatons aussi une atténuation des champs, en profondeur, introduite par la présence de couches comportant des milieux à faibles pertes.

3.5.4. Conclusion

Les études menées sur les calculs des champs par la méthode modale et par HFSS ont mis en évidence les phénomènes complexes de diffraction et d'absorption caractérisant la propagation électromagnétique dans les milieux à pertes.



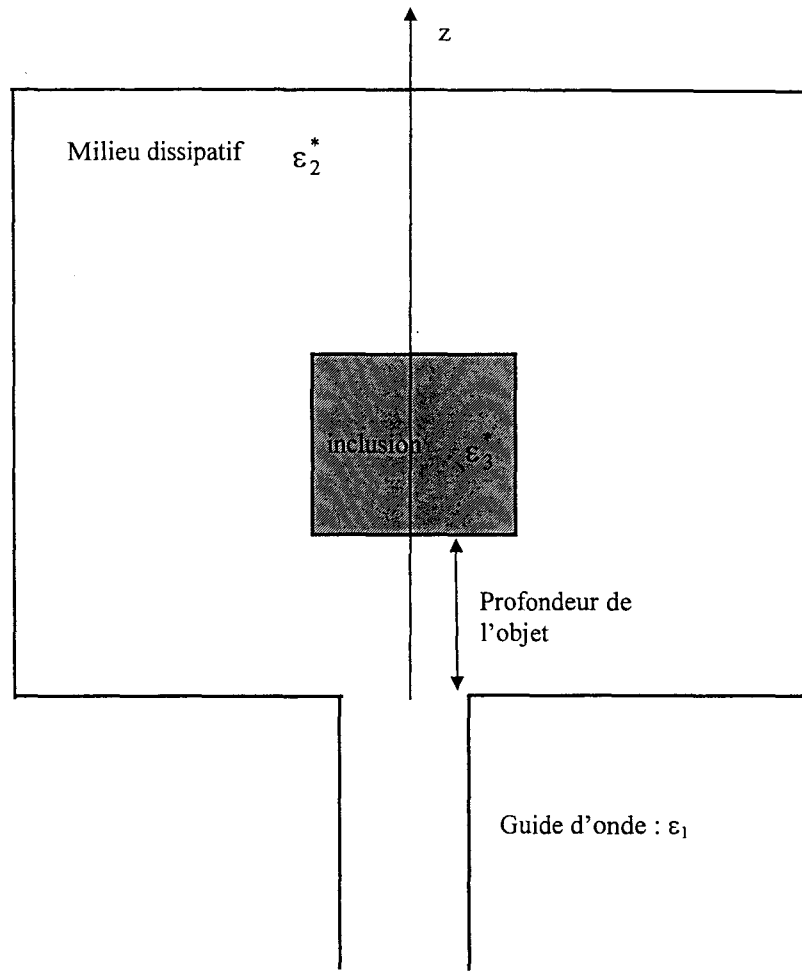
a : plan (o, x, z) à y=0



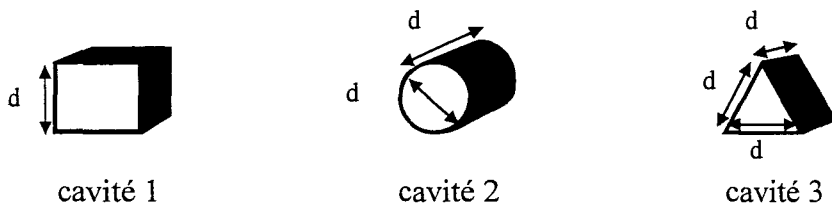
b : plan (o, y, z) à x=0

Figure 3.24: Cartes des champs déterminées à 3GHz par HFSS dans le cas d'un milieu stratifié peau - gras - muscle - os. (sonde : 22x11mm² $\epsilon_1=25$)

Des comparaisons des résultats des évolutions des champs calculés par les deux méthodes, montrent que l'erreur introduite par le modèle approché de la méthode modale se manifeste sur la propagation électromagnétique principalement en surface, c'est à dire sur le plan de l'interface sonde - milieu dissipatif. Dès qu'on s'éloigne de cette surface, les phénomènes de diffraction s'atténuent et influent très peu sur la propagation électromagnétique en profondeur. Les vérifications expérimentales en mode actif confirment bien ces résultats aux erreurs de mesure près. Par conséquent ces résultats s'appliquent aussi aux calculs des paramètres de couplage et à l'étude des signaux radiométriques dans les milieux biologiques.



a : représentation dans le plan (o, x, z)



b : représentation des cavités utilisées

Figure 3.25 : Modèle de couplage (HFSS) guide d'onde milieu dissipatif contenant une inclusion de permittivité différente de celle du milieu environnant

3.6. Extension aux milieux hétérogènes

3.6.1. Introduction

Nous avons présenté dans les paragraphes précédents des simulations par les éléments finis sur des milieux simples, homogènes ou stratifiés, qui ont été comparées aux calculs par la méthode modale et validées, dans la plupart des cas pratiques pour nos applications, par des mesures expérimentales. Nous nous proposons donc d'étendre l'application de cette méthode au traitement de problèmes plus complexes qui ne peuvent pas être abordés par la méthode modale. Un premier cas concerne l'étude de l'influence de la présence d'une cavité dans un milieu homogène sur la propagation électromagnétique et sur le couplage sonde-milieu dissipatif. Les résultats de cette étude intéressent les domaines du biomédical (détection d'une tumeur dans les tissus biologiques), mais aussi de l'industrie [16] (détection d'hétérogénéités diélectriques).

3.6.2. Etude de la présence d'une cavité dans un milieu homogène

Nous considérons un milieu homogène, l'eau, contenant une cavité dont la géométrie est bien définie et de permittivité égale à celle du glycérol (Fig. 3.25.a). Nous choisissons trois sortes de cavité : une cavité cubique, une cavité cylindrique et une cavité de forme triangulaire (triangle équilatéral) que nous notons respectivement cavité 1, cavité 2 et cavité 3 (Fig. 3.25.b). La cavité est centrée sur l'axe de propagation du guide d'onde et placée de façon que sa surface de base soit parallèle à l'ouverture de la sonde. Les critères de choix des dimensions de la boîte représentant le milieu sont les mêmes que ceux indiqués au début de ce chapitre.

Une première étude concerne l'analyse de l'influence de la taille de la cavité et de la profondeur à laquelle elle se trouve. Les figures (3.26), (3.27) et (3.28) donnent l'évolution du module du paramètre S_{11} en fonction de la taille de la cavité et de sa profondeur z par rapport à l'ouverture de la sonde, respectivement pour les trois cas de cavités considérées.

Nous constatons une évolution sinusoïdale amortie qui se stabilise autour d'une valeur moyenne notée par un trait en pointillés. Cette valeur correspond au cas du milieu homogène (eau) sans cavité. Notons aussi que les valeurs de $|S_{11}|$ calculées à $z=0$, c'est à dire lorsque la cavité est placée à l'ouverture de la sonde, sont proches de la valeur calculée dans le cas d'un milieu homogène de permittivité égale à celle du glycérol.

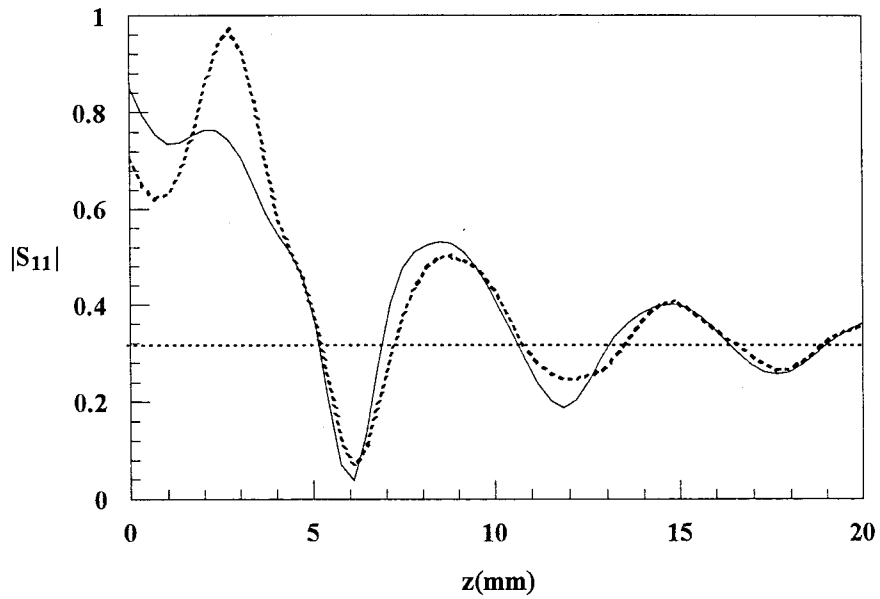


Figure 3.26 : Evolution du module de S_{11} en fonction de la distance de l'inclusion à l'ouverture de la sonde dans le cas d'une cavité cubique à 3GHz (sonde: $22 \times 1 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$) dimensions de la cavité: 2cm, — : 3cm

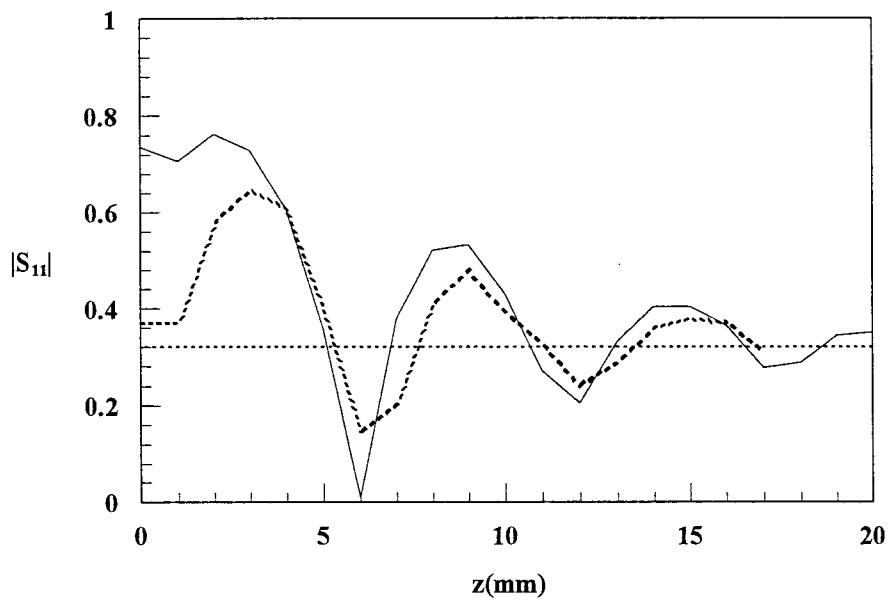


Figure 3.27 : Evolution du module de S_{11} en fonction de la distance de l'inclusion à l'ouverture de la sonde dans le cas d'une cavité cylindrique à 3GHz. (sonde: $22 \times 1 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$) diamètre de la cavité: 1.5cm, — : 3cm

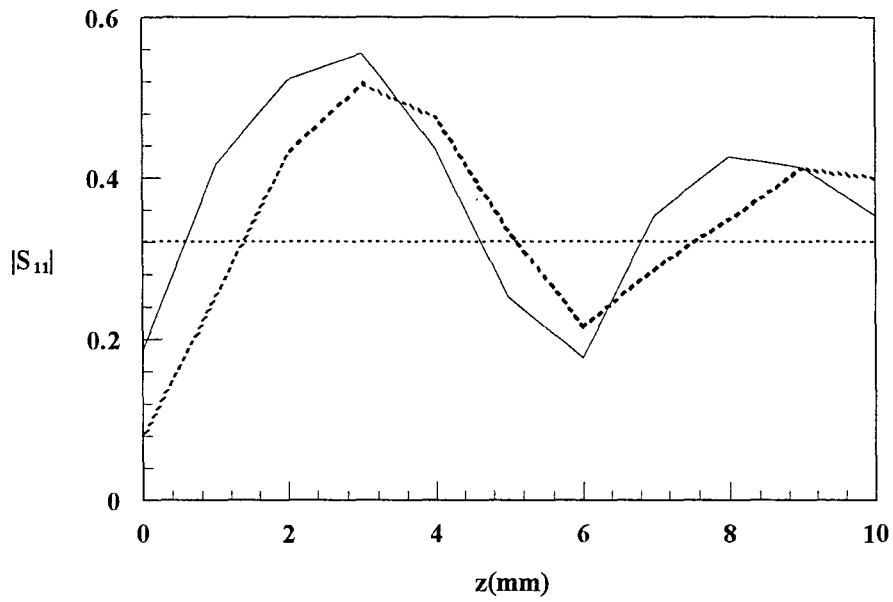


Figure 3.28 : Evolution du module de S_{11} en fonction de la distance de l'inclusion à l'ouverture de la sonde dans le cas d'une cavité triangulaire à 3GHz (sonde: $22 \times 1 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$)
dimensions de la cavité: 1.5cm — : 3cm

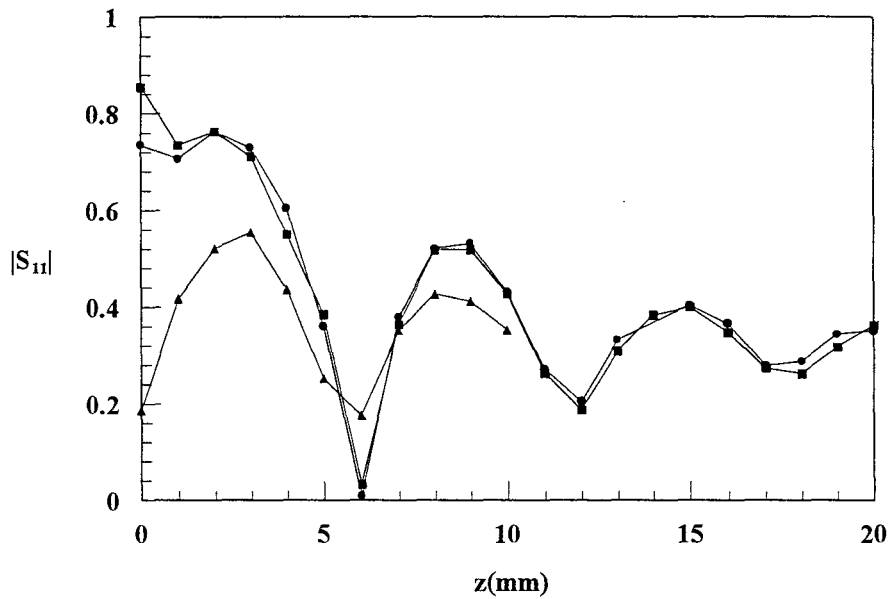
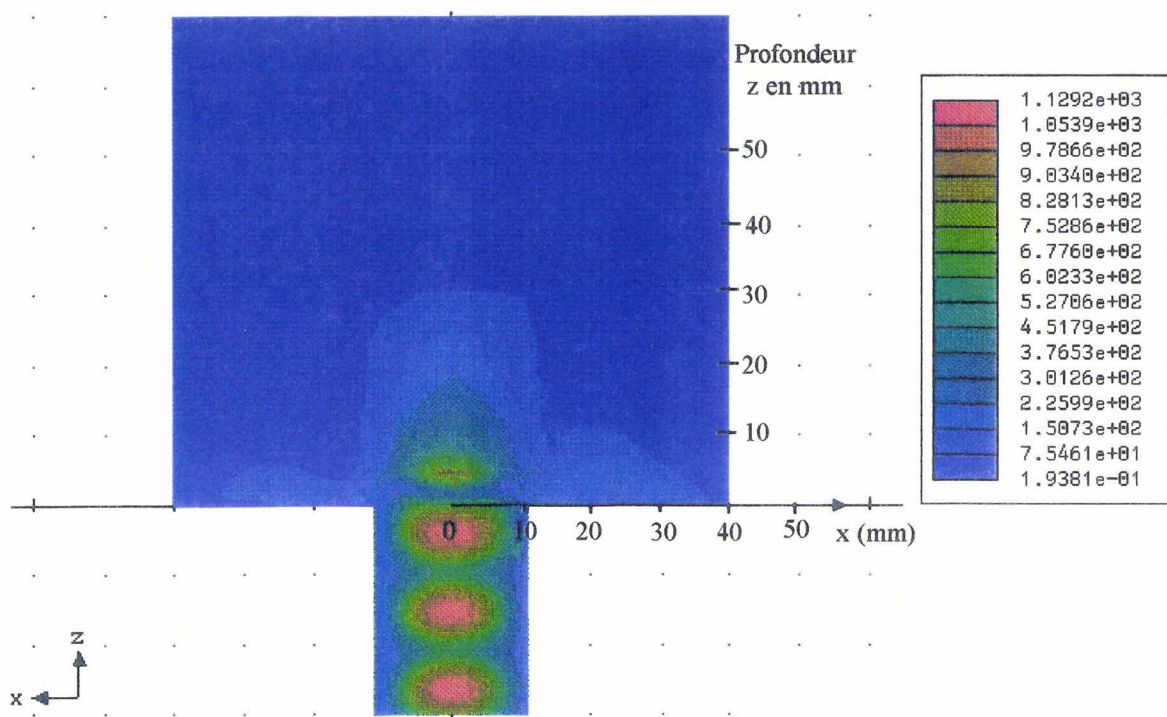
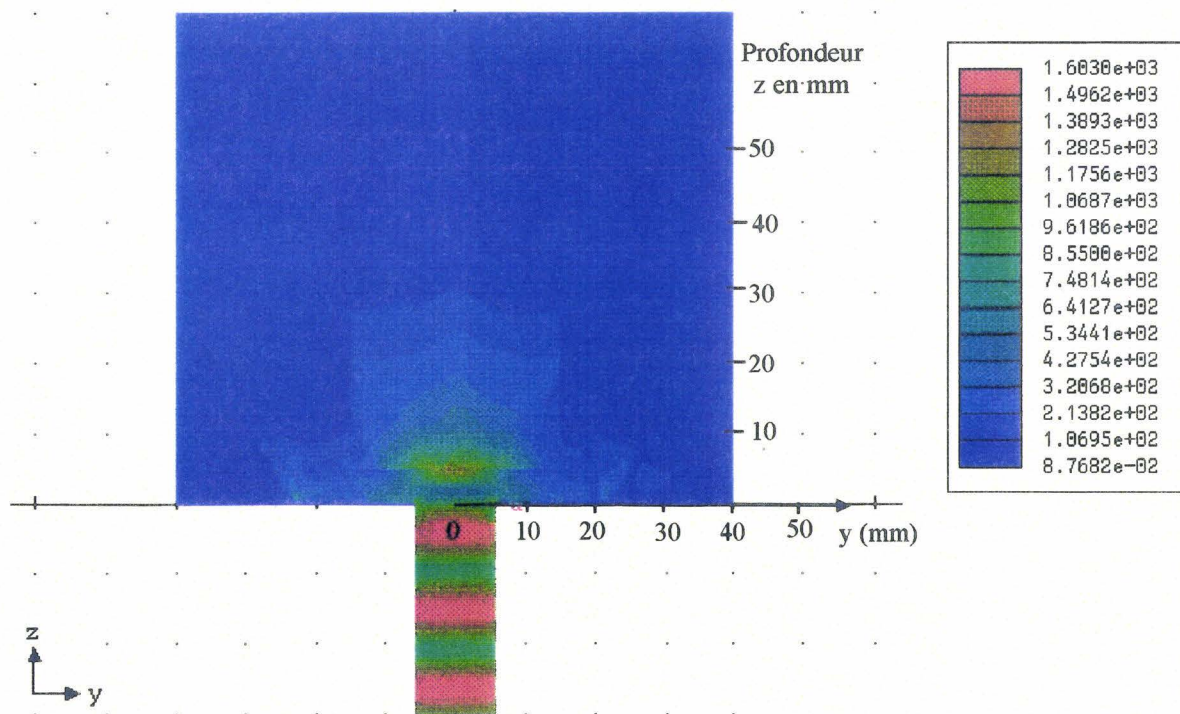


Figure 3.29 : Comparaison des évolutions du module de S_{11} en fonction de la géométrie de la cavité à 3GHz (dimension de la cavité : 3cm), (sonde: $22 \times 1 \text{ mm}^2$, $\epsilon_1=25$)
—■— : cavité cubique, —●— : cavité cylindrique —▲— : cavité triangulaire



a : plan (o, x, z) à y=0



b : plan (o, y, z) à x=0

Figure 3.30 : Cartes des champs déterminées par HFSS à 3GHz dans le cas d'un milieu (eau) + inclusion cubique (glycérol) de 3 cm (sonde 22x11mm² $\epsilon_1=25$)

En comparant les évolutions du module du paramètre S_{11} , nous constatons une influence de la taille de l'inclusion tout près de l'ouverture de la sonde jusqu'à une distance de l'ordre de 4mm. Au delà de cette distance, l'influence de la taille de la cavité est très faible.

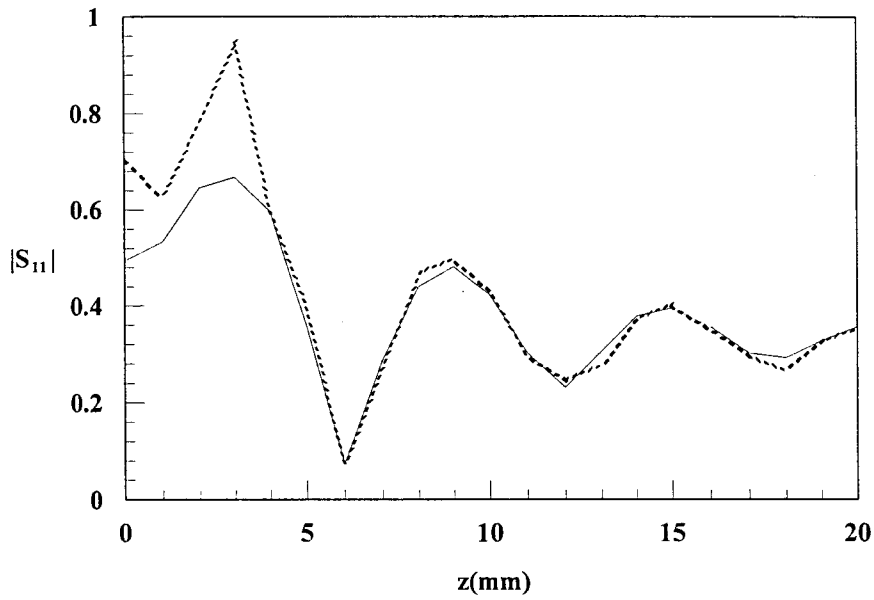
Par conséquent nous pouvons conclure qu'il est possible de distinguer deux cavités de tailles différentes quand cette différence est de l'ordre de 1cm et quand la cavité est placée à une distance qui ne dépasse pas 4 mm de la sonde.

Afin d'analyser l'influence de la géométrie de la cavité, nous confrontons les évolutions du module du paramètre S_{11} pour les trois cavités étudiées précédemment (Fig. 3.29). Nous constatons alors que les résultats obtenus pour les cavités cubique et cylindrique sont pratiquement identiques alors qu'ils présentent une différence nette par rapport au cas de la cavité triangulaire. Le comportement de la sonde dépend donc de la géométrie de la face de la cavité qui est parallèle à l'ouverture de la sonde. En effet les deux premiers cas présentent des faces de formes géométriques proches l'une de l'autre contrairement à la cavité 3 dont la surface de base est de forme triangulaire.

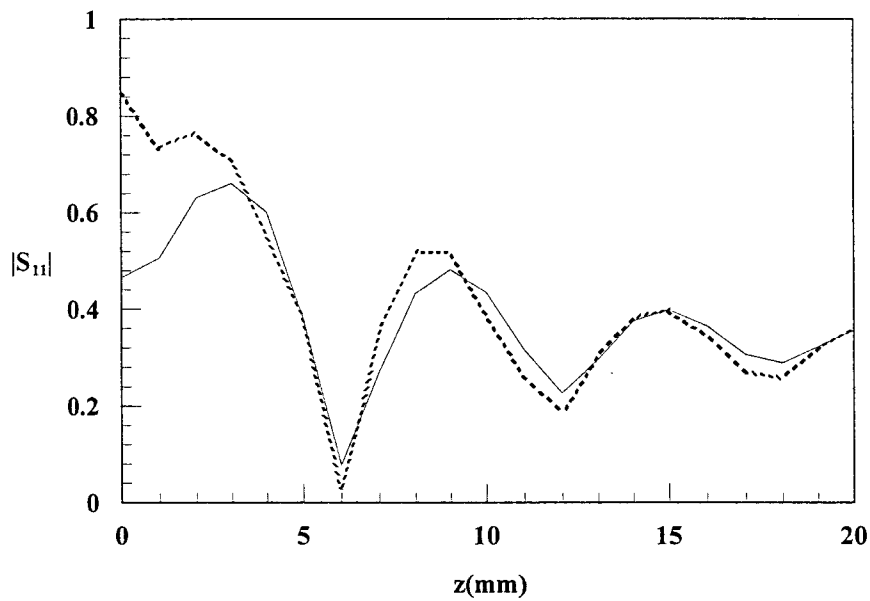
Nous présentons aussi les cartes des champs déterminées par HFSS dans le cas d'une cavité cubique (Fig. 3.30). Nous choisissons le cas d'une cavité de 3cm placée à une profondeur de 4mm. Nous constatons une diffraction électromagnétique sur les côtés due à la différence de permittivité entre le milieu 1 (eau) et le milieu 2 (glycérol). Cette diffraction atténue la propagation en profondeur. La cavité joue donc le rôle d'une couche intermédiaire et le milieu peut être assimilé à un milieu formé de trois couches eau - glycérol - eau. Il serait intéressant de savoir les limites de validité de cette approche.

A cet effet nous présentons figure 3.31 les calculs par HFSS du paramètre S_{11} en fonction de la profondeur de la cavité, dans le cas d'une cavité cubique, comparé aux calculs par la méthode modale. Dans ce dernier cas où la cavité cubique ne peut pas être modélisée, nous considérons un milieu stratifié de trois couches eau - glycérol - eau. Nous constatons que les deux modèles présentent une différence sur le calcul du paramètre S_{11} jusqu'à une profondeur $z=4\text{mm}$, au delà les évolutions de S_{11} calculées par les deux méthodes sont pratiquement identiques.

A partir de ces résultats nous pouvons dire que l'approche précitée, qui consiste à utiliser le modèle multicouche par la méthode modale pour traiter certains cas de milieux hétérogènes, dépend non seulement des dimensions de la cavité mais aussi de sa profondeur



a : dimension cavité = 2cm



b : dimension cavité = 3cm

Figure 3.31 : Comparaison des calculs du paramètre S_{11} à 3GHz en utilisant les deux modèles : modèle HFSS milieu homogène (eau) + cavité (glycérol) et le modèle de la méthode modale : milieu stratifié eau - glycérol - eau
 (sonde : $22 \times 11 \text{ mm}^2$ $\epsilon_1=25$)
 — : méthode modale, - - - - : HFSS

dans le milieu. Ceci peut s'expliquer par la différence des permittivités des deux milieux, l'eau et le glycérol, et par la nature faible perte de ce dernier.

3.6.3. Conclusion

Cette étude a concerné l'influence de la présence d'une cavité, de permittivité différente de celle du milieu dissipatif, sur la propagation électromagnétique. Nous avons remarqué qu'il y a une influence des dimensions de la cavité lorsque celle-ci est placée tout près de l'ouverture de la sonde. Au delà d'une certaine profondeur, les dimensions de la cavité influent très peu sur la propagation électromagnétique dans le milieu.

Quant à l'influence de la géométrie de la cavité, nous avons pu conclure que la propagation électromagnétique dépend particulièrement de la géométrie de la face parallèle à l'ouverture de la sonde. Ces résultats sont très utiles dans l'interprétation des signaux radiométriques dans le cas de milieux hétérogènes que nous traitons au quatrième chapitre.

3.7. Conclusion

L'application d'un nouvel outil de calcul basé sur la méthode des éléments finis, nous a permis de tester les résultats obtenus par la méthode modale dans l'étude du couplage guide d'onde - milieu dissipatif homogène ou stratifié. Les deux méthodes ont été confrontées à des mesures expérimentales. Les résultats obtenus sont très satisfaisants dans les cas des milieux fortement dissipatifs. Quant aux milieux à faibles pertes où la méthode modale présente des difficultés de résolution numérique, nous avons utilisé la méthode des éléments finis dans l'étude d'un modèle complet considérant les modes rétrogrades dans l'air. Cette étude a confirmé qualitativement les hypothèses et les résultats précédents. Toutefois, elle n'a pas permis une résolution complète de ce problème.

L'extension de cette étude à la résolution des problèmes de milieux hétérogènes a donné des résultats intéressants concernant l'influence de la présence d'une hétérogénéité dans le milieu dissipatif. Cette étude peut être considérée comme une première application au contrôle non destructif de matériaux et à la détermination d'hétérogénéités diélectrique dans un milieu dissipatif, mais aussi pour des applications médicales (détection de tumeur).

A partir de ces résultats, nous avons pu déduire que les deux méthodes restent complémentaires et peuvent être utilisées en fonction de la structure étudiée. Une étude antérieure [17] a montré l'intérêt d'utilisation de ce mode de complémentarité des méthodes de calcul modale et du calcul par les éléments finis dans la résolution de problème de rayonnement électromagnétique d'un guide d'onde dans un milieu dissipatif.

En ce qui nous concerne, le choix des paramètres qui définissent les limites d'application de chacune des deux méthodes est toutefois difficile à réaliser. Les études menées précédemment (chapitres 1, 2 et 3) restent encourageantes pour une première étape d'application de cette procédure.

Bibliographie chapitre 3

- [1] A. Mamouni, "Radiométrie microonde en champ proche. Applications medicales (thermographie microonde)", *Thèse d'Etat*, Lille, Mai 1988.
- [2] B. Bocquet, "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume", *Thèse de l'Université*, Lille, Janvier 1989.
- [3] P. Dehour, "Modélisation et étude expérimentale de signaux radiométriques microondes: couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié", *Thèse de l'Université*, Lille, Octobre 1992.
- [4] L. Bellarbi, A. Mamouni, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Accurate localisation of thermal gradients in lossy materials by correlation microwave thermography", *Electronics Letters*, vol. 20, no. 10, pp. 430-431, 1984.
- [5] P. Lauer, Y. Leroy, J. C. Van de Velde, A. Mamouni, "Thermometry of impedances by correlation radiometry", *Electronics Letters*, vol. 23, no. 25, pp. 1348-1350, Décembre 1987.
- [6] L. Bellarbi, "Radiométrie microonde par corrélation. Reconnaissance des gradients thermiques dans un milieu dissipatif. Applications médicales", *Thèse d'Etat*, Rabat, Décembre 1994.
- [7] Ph. Waro, "Température de corrélation de quadripôles dissipatif (Applications à différentes structures de propagation multimodes)", *Thèse de l'Université*, Lille, Mai 1992.
- [8] D. Allal, "Radiométrie micro-onde par corrélation : Définition d'un nouveau type de micro-capteur thermique", *Thèse de l'Université*, Lille, Septembre 1997.
- [9] T. Lasri, "Conception et expérimentation d'un capteur micro-onde destiné à la mesure d'humidité", *Thèse de l'Université*, Lille, Février 1992.
- [10] T. Lasri, A. Mamouni, Y. Leroy, "Sensor for in-situ dielectric characterization of materials", *OHD Biennial Colloquium Digest*, vol. 13, Zaragoza, Spain, 1995.
- [11] P. Waro and Y. Leroy, "Microwave correlation temperature of an isothermal lossy material", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 15, pp. 723-727, 1994.
- [12] Zoltan J. Cendes, Jin-Fa Lee, "The Transfinite element method for modeling MMIC devices", *I.E.E.E. Trans. M.T.T.*, vol.36, no. 12, pp. 1639-1649, December 1988.

- [13] Jin-Fa Lee, Din-Kow Sun, Zoltan J. Cendes, "Full-wave analysis of dielectric waveguides using tangential vector finite element", *IEEE Trans. M.T.T.*, vol. 39, no. 8, pp. 1262-1271, August 1991.
- [14] 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 troisième cycle*, Lille, Décembre 1980.
- [15] T. Lasri, B. Bocquet and Y. Leroy, "Microwave scattering parameters of lossy materials : experiments and computations", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 13, no. 3, pp. 128-131, October 1996.
- [16] D. Glay, T. Lasri, K. Ridaoui, A. Mamouni, "Microwave sensors for the characterization of dielectric materials", *Piers 98*, Nantes-France.
- [17] L. Setti, S. Lefeuvre, "Model of loaded 3D multimode cavity using mixed method : 2D finite element method and modal analysis", *I.E.E.E. Trans. on Magnetics*, vol. 31, no. 3, pp. 1574-1577, Mai 1995.

Chapitre 4 : Applications des calculs des paramètres de couplage à l'étude des signaux radiométriques et à l'imagerie microonde

4.1. Introduction	83
4.2. Exploitation des paramètres de couplage et modélisation des signaux radiométriques	84
4.2.1. Principe	84
4.2.2. Application à un objet de même permittivité que le milieu	85
4.2.2.1. Cas des milieux homogènes	85
4.2.2.2. Cas des milieux stratifiés	86
4.2.3. Application à un objet de permittivité différente de celle du milieu	87
4.3. Application à l'imagerie radiométrique microonde	89
4.3.1. Principe	89
4.3.2. Exemples de résultats de déconvolution	90
4.3.2.1. Déconvolution d'une image théorique	90
4.3.2.2. Déconvolution d'une image expérimentale	91
4.3.2.3. Détermination des caractéristiques de l'objet par déconvolution itérative	92
4.4. Conclusion	92

Chapitre 4

Applications des calculs des paramètres de couplage à l'étude des signaux radiométriques et à l'imagerie microonde

4.1. Introduction

Nous avons consacré le chapitre précédent à l'étude en mode actif des phénomènes de rayonnement électromagnétique d'un guide d'onde dans un milieu dissipatif qui sont à la base des calculs des champs et des paramètres de couplage. Il s'agit dans ce chapitre d'appliquer le calcul des paramètres de couplage à l'étude en mode passif des signaux radiométriques.

Après un rappel des principes de modélisation des signaux radiométriques en terme d'excès de température, nous appliquons cette méthode aux cas d'un objet thermique de même permittivité diélectrique que le milieu dissipatif environnant. Nous traitons les cas de milieux homogènes ou stratifiés. L'intérêt est de tirer un maximum d'informations sur le bruit thermique émis par le milieu dissipatif et de déterminer les limites d'application de la méthode modale pour la résolution de ce genre de problème.

En utilisant les calculs des paramètres de couplage par HFSS, nous appliquons aussi cette modélisation à l'étude d'un objet de permittivité différente de celle du milieu environnant, ce qui correspond aux cas des milieux hétérogènes que nous avons étudié précédemment (§ 3.6).

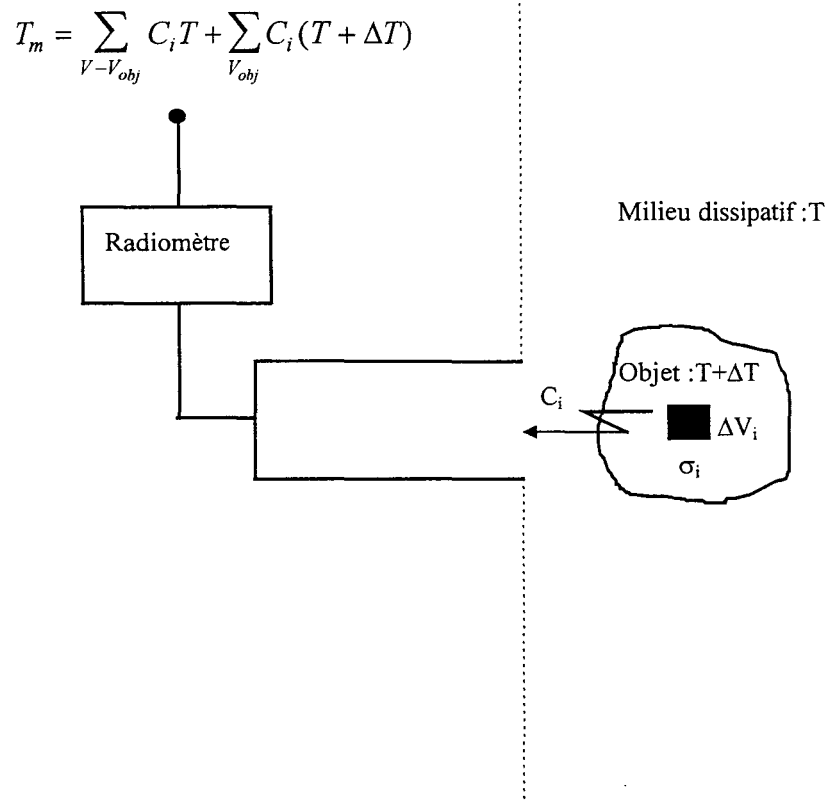


Figure :4.1 : Schéma représentatif du couplage guide d'onde - milieu dissipatif porté à la température T et contenant un objet de température T + ΔT

L'ensemble de ces études est destiné à des applications en imagerie radiométrique microonde. Une nouvelle technique d'inversion a fait l'objet d'une étude récente [1-2] dans notre équipe et a consisté à introduire la technique de déconvolution et filtrage de Wiener. Nous rappelons les principes de cette technique et nous donnons des résultats de traitements d'images théoriques et expérimentales basés sur les calculs des paramètres de couplage. Nous terminons par un exemple de détermination des caractéristiques d'un objet présentant un excès de température par rapport au milieu environnant, en utilisant la technique de déconvolution itérative.

4.2. Exploitation des paramètres de couplage et modélisation des signaux radiométriques

4.2.1. Principe

Considérons un milieu dissipatif de température T , contenant un objet porté à la température $T+\Delta T$ (Fig. 4.1).

Le signal radiométrique mesuré est donné en terme de température T_m par l'expression suivante :

$$T_m = \sum_{V-V_{obj}} C_i T + \sum_{V_{obj}} C_i (T + \Delta T) \quad (4.1)$$

où C_i est le paramètre de couplage de la sonde au milieu dissipatif, V_i le volume total du milieu et V_{obj} le volume de l'objet.

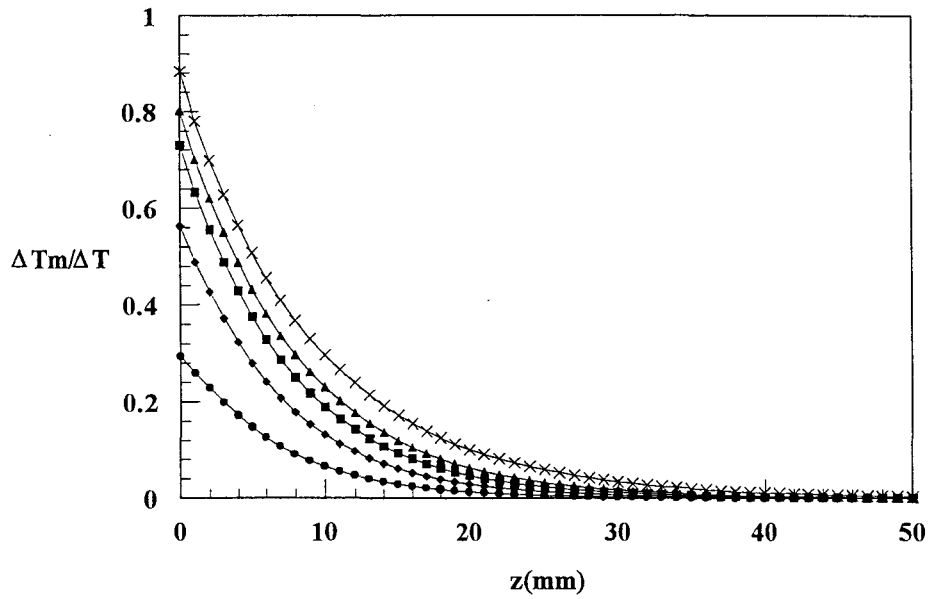
Le signal radiométrique ΔT_m mesuré en terme d'excès de température correspondant au signal thermique émis par l'objet est donné par l'expression suivante [3-4] :

$$\Delta T_m = \sum_{V_{obj}} C_i \Delta T \quad (4.2)$$

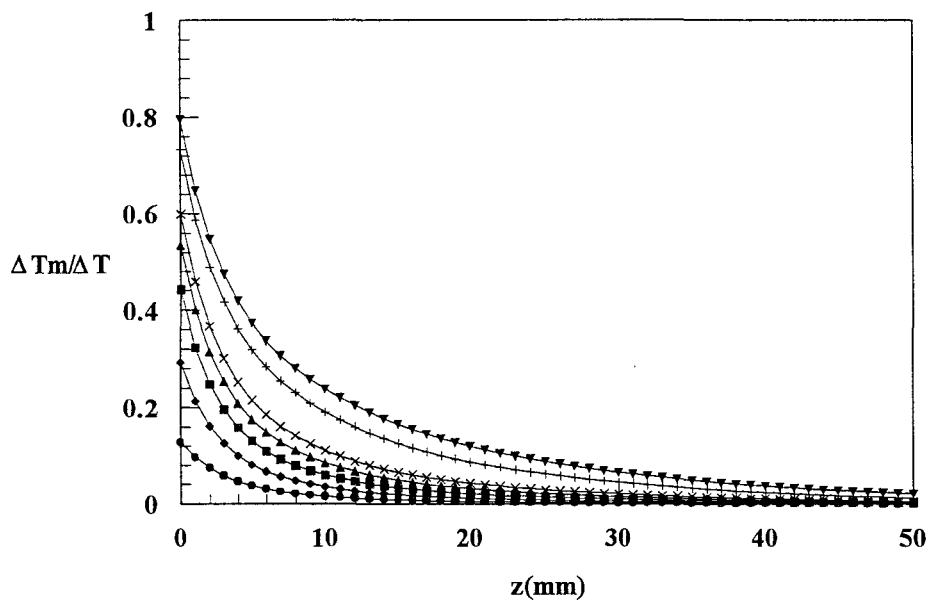
Nous pouvons exprimer le rapport $\Delta T_m/\Delta T$ en fonction des paramètres de couplage C_i :

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T} = \sum_{V_{obj}} C_i \quad (4.3)$$

Ce rapport dépend de la distance z de l'objet par rapport à l'ouverture de la sonde et des dimensions de l'objet.



a : milieu homogène: l'eau



b : milieu homogène: le glycérol

Figure 4.2 : Evolution des signaux radiométriques issus d'un objet cylindrique de diamètre D placé à la profondeur z dans un milieu dissipatif et de même permittivité que le milieu environnant ($F=3\text{GHz}$, sonde $22 \times 11 \text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

—●— : $d=1\text{cm}$, —◆— : $d=1.5\text{cm}$, —■— : $d=2\text{cm}$, —▲— : $d=2.5\text{cm}$, —×— : $d=3\text{cm}$
 —+— : $d=5\text{cm}$, —▼— : $d=7\text{cm}$

L'intérêt de définir ce paramètre réside dans le fait qu'on peut faire une interprétation de l'évolution des signaux radiométriques qui résultent de l'excès de température de l'objet, d'une façon unidimensionnelle et par la simple connaissance des paramètres de couplage c'est à dire indépendamment des grandeurs radiométriques.

Nous définissons aussi le paramètre $a_i(z)$ en appliquant la relation (4.3) au cas d'un objet de dimensions infinies placé à la profondeur z du plan de l'ouverture de la sonde ce qui donne la relation suivante :

$$a_i(z) = \sum_{z'=z}^{\infty} \sum_{x=0}^{\infty} \sum_{y=0}^{\infty} C_i(x, y, z') \quad (4.4)$$

Rappelons que le fait que l'objet a un excès de température par rapport au milieu environnant, suppose que la permittivité de l'objet est différente de celle de ce milieu. Toutefois, dans certains cas de milieux dissipatifs, cette différence reste relativement faible quand l'excès de température ΔT est faible (autour de 5° dans le cas de l'eau par exemple). L'objet est considéré alors de même permittivité que le milieu dissipatif environnant.

4.2.2. Application à un objet de même permittivité que le milieu

4.2.2.1. Cas des milieux homogènes

Considérons un milieu homogène (eau) de température $T=35^\circ\text{C}$ enfermant un objet cylindrique (eau) de diamètre d , placé sur l'axe central de la sonde et situé à la profondeur z de l'ouverture de la sonde. L'objet porté à la température $T=40^\circ\text{C}$ est donc supposé de même permittivité diélectrique que le milieu environnant.

Nous donnons figure 4.2.a l'évolution des signaux radiométriques en terme d'excès de température déterminés par la relation (4.3), en utilisant les paramètres de couplage calculés par la méthode modale, en fonction du diamètre et de la profondeur de l'objet. Dans ces calculs nous avons utilisé le modèle approché qui néglige les modes rétrogrades dans l'air. Nous constatons que cette évolution dépend du diamètre de l'objet et de sa position par rapport à l'ouverture de la sonde. Lorsque le diamètre de l'objet est assez grand (3cm dans le cas de l'eau) c'est à dire quand ce diamètre atteint une limite au delà de laquelle les paramètres de couplage ne sont plus significatifs, l'évolution de $\Delta T_m/\Delta T$ ne change plus. Ceci pose le problème de différenciation entre deux objets de diamètre D et $D+\Delta D$ qui peut être résolu soit par le choix d'une fréquence différente ou d'une sonde de taille différente (§ 2.6.4).

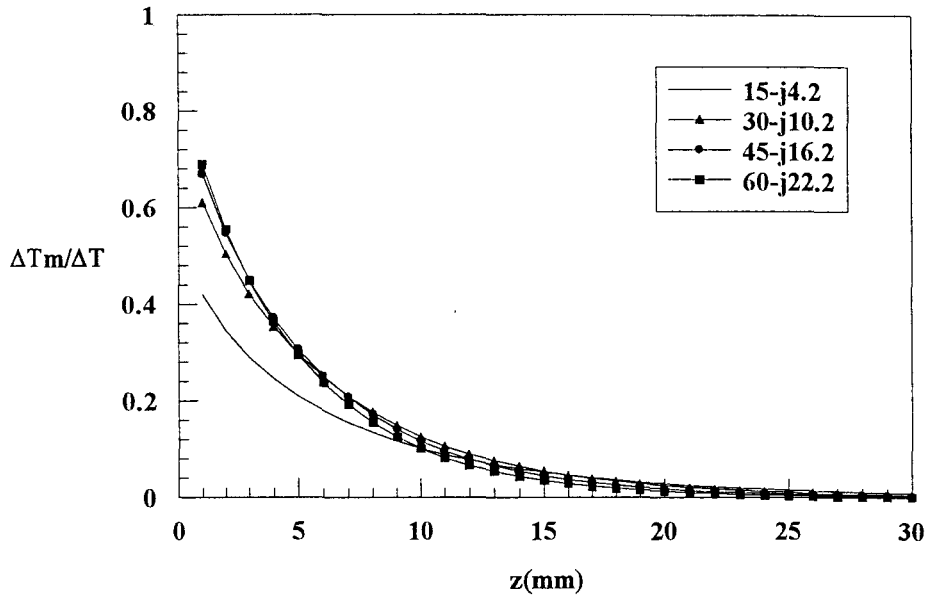


Figure 4.3 : Evolution des signaux radiométriques issus d'un objet cylindrique de diamètre $d=3\text{cm}$ placé à la profondeur z dans un milieu dissipatif et de même permittivité que le milieu environnant. Cas d'un milieu stratifié peau(1mm)- tissus mammaires
($F=3\text{GHz}$, sonde $22 \times 1\text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

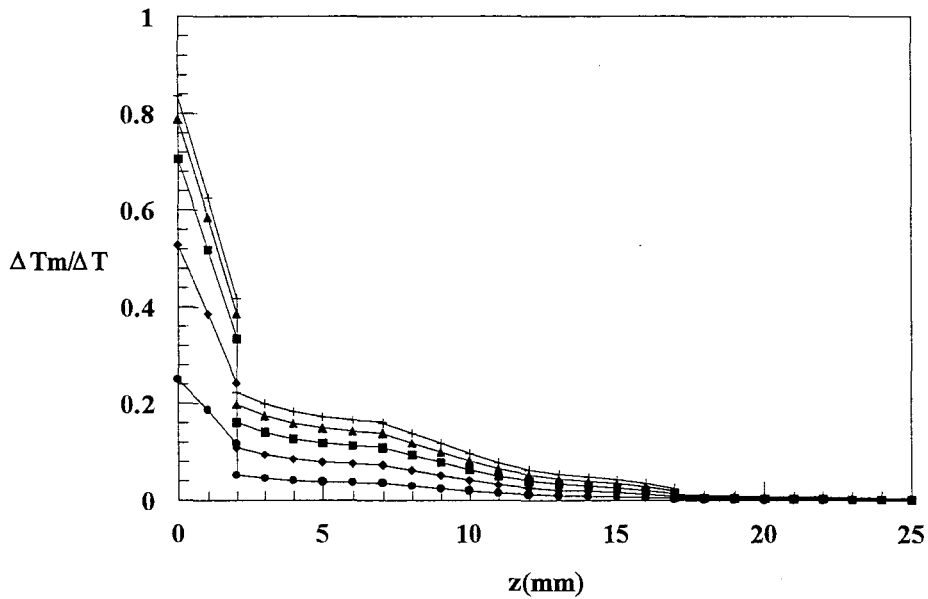


Figure 4.4 : Evolution des signaux radiométriques issus d'un objet cylindrique de diamètre d placé à la profondeur z dans un milieu dissipatif et de même permittivité que le milieu environnant. Cas d'un milieu stratifié peau(2mm)- gras(5mm)- muscle(10mm)- os
($F=3\text{GHz}$, sonde $22 \times 1\text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

—●— : $d=1\text{cm}$, —◆— : $d=1.5\text{cm}$, —■— : $d=2\text{cm}$, —▲— : $d=2.5\text{cm}$, —+— : $d \geq 3\text{cm}$

En effet nous avons vu précédemment, dans l'étude de l'évolution des paramètres de couplage que ceux ci s'atténuent rapidement dès qu'on s'éloigne de l'ouverture de la sonde suivant ses axes latéraux (o,x) et (o,y) . La sonde utilisée dans ce cas a pour dimensions $22 \times 11 \text{ mm}^2$, nous pouvons dire que dès que le diamètre de l'objet dépasse 3cm, il peut être assimilé à un milieu semi infini. Notons que ce cas correspond aussi à un objet de diamètre infini et le paramètre $\Delta T_m / \Delta T$ peut-être identifié au paramètre $a_i(z)$ défini précédemment (relation 4.4).

Dans les mêmes conditions que le cas de l'eau, nous traitons le cas du glycérol, milieu à faibles pertes, et nous donnons figure 4.2.b l'évolution de $\Delta T_m / \Delta T$ en fonction de la profondeur et du diamètre de l'objet. Nous observons une atténuation plus importante que dans le cas de l'eau qui est due essentiellement à la réflexion à l'interface sonde-milieu dissipatif. L'évolution des signaux radiométrique dépend du diamètre de l'objet et varie en fonction de celui ci jusqu'à une valeur limite égale 7cm. Cette limite est nettement plus importante que celle correspondant au cas de l'eau. Cette différence s'explique par la nature faibles pertes du glycérol et par la dispersion modale qui en résulte. Par conséquent le rayonnement électromagnétique est plus important sur les côtés latéraux (o, x) et (o, y) et les paramètres C_i sont significatifs sur une zone plus grande en comparaison aux cas des milieux fortement absorbants. Notons aussi que cette modélisation a été vérifiée expérimentalement, notamment dans le cas de l'eau, dans des études précédentes [5-8] et confirme bien les résultats présentés.

4.2.2.2. Cas des milieux stratifiés

La modélisation des signaux radiométriques issus des tissus mammaires a fait l'objet d'une étude récente [9] en fonction de la permittivité du sein.

Dans notre cas nous considérons un milieu stratifié peau(1mm)+tissus mammaires. Nous présentons figure 4.3 l'évolution du rapport $\Delta T_m / \Delta T$ en fonction de la profondeur de l'objet et pour différentes valeurs de la permittivité des tissus mammaires. Nous considérons que l'objet placé dans les tissus mammaires et a un diamètre de 3cm.

L'évolution des signaux radiométriques issus de l'objet présente une faible dispersion quand la permittivité prend une valeur qui varie entre 30 et 60. Dans le cas d'une permittivité de 15, l'atténuation est très forte et le signal radiométrique est réduit fortement par rapport aux autres cas.

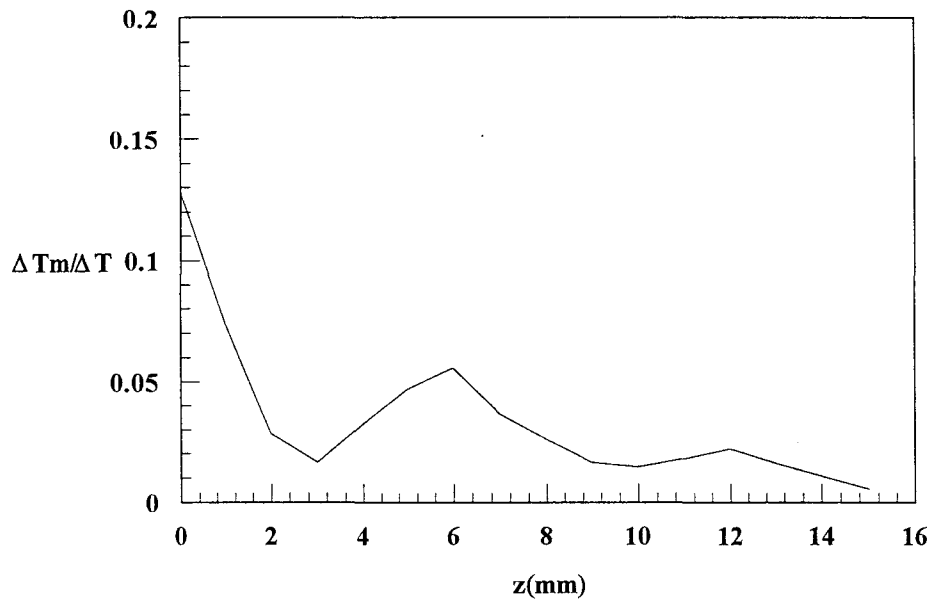


Figure 4.5 : Evolution des signaux radiométriques issus d'un objet cylindrique (glycérol), de diamètre $D=3\text{cm}$ et de longueur 3cm , placé à la profondeur z dans un milieu dissipatif (eau) ($F=3\text{GHz}$ sonde $22 \times 1\text{mm}^2$ $\epsilon_1=25$)

Nous avons montré précédemment, dans l'étude du coefficient de réflexion (§ 2.4.3), que la première couche (la peau) est bien adaptée à la sonde utilisée. C'est donc l'interface peau - tissus mammaires qui constitue un dioptré réfléchissant et qui atténue par conséquent le signal radiométrique. Cette atténuation est d'autant plus importante que la différence entre la permittivité de la première couche et celle des tissus mammaires est grande. Toutefois l'étude sur la permittivité des tissus mammaires présentée précédemment (chapitre 2, Fig. 2.7) a montré que dans 70% des cas la valeur de celle-ci est située entre 30 et 60.

Nous considérons aussi le cas d'un milieu stratifié constitué de quatre couches (peau - gras - muscle - os) et qui présente un gradient de permittivité en profondeur. Nous calculons figure 4.4 l'évolution en profondeur des signaux radiométriques exprimés en excès de température $\Delta T_m/\Delta T$. Ce calcul est réalisé pour différents cas de diamètre de l'objet supposé de même permittivité que le milieu environnant.

Le signal radiométrique est d'autant plus important que le diamètre de l'objet est grand. Nous constatons aussi, contrairement au cas des milieux homogènes, que l'évolution des signaux radiométriques n'est pas monotone mais varie en fonction des couches qui constituent le milieu. Cette étude montre qu'il y a une absorption de la majorité de la puissance dans la première couche. La puissance dissipée décroît très rapidement du fait de la présence de milieux à faibles pertes (gras et os). Le signal radiométrique s'atténue fortement et rend difficile la détection de tumeurs en profondeur. La comparaison de ce cas à celui des milieux homogènes montre que le fait de ne pas tenir compte de la nature stratifiée des tissus peut fausser notablement l'interprétation des données radiométriques. Ces phénomènes ont été aussi observés dans l'étude de milieux stratifiés à trois couches [10-11].

4.2.3. Application à un objet de permittivité différente de celle du milieu

Nous considérons le cas d'un milieu homogène (eau), de température T , contenant une cavité cylindrique (glycérol) de 3cm de diamètre et d'une longueur de 3cm. L'objet est porté à la température $T+\Delta T$. La figure 4.5 donne l'évolution de $\Delta T_m/\Delta T$ en fonction de la profondeur de la cavité.

Contrairement aux cas précédents, où la variation du signal radiométrique suit une évolution exponentielle, l'évolution dans ce cas est "sinusoïdale amortie". Ces variations restent très faibles par rapport au cas de l'eau. Ceci s'explique d'une part par la nature faible perte du glycérol qui constitue la cavité. D'autre part, l'interface eau-glycérol constitue un

dioptrique qui introduit une réflexion très importante du rayonnement électromagnétique et réduit considérablement le signal radiométrique capté par la sonde.

La détection d'un objet de permittivité différente de celle du milieu environnant reste difficile à réaliser notamment quand l'objet se trouve à une profondeur grande par rapport à la longueur d'onde. Cette difficulté est d'autant plus importante que le contraste des permittivités diélectriques, du milieu constituant la cavité et du milieu environnant, est grand. Rappelons que l'eau et le glycérol considérés dans cette étude ont respectivement une constante diélectrique de $(78-j13)$ et $(5-j0.8)$.

Ce problème concernant le cas de milieux à faibles pertes peut être résolu en opérant à une fréquence plus faible (1.5 GHz par exemple) qui permet une bonne adaptation du milieu à la sonde et une profondeur de pénétration plus importante. Ceci nécessite donc un système à fréquence variable (radiométrie multispectrales) qui peut être remplacé, comme nous l'avons indiqué précédemment (chapitre 2, § 2.6.4), par un système où on fait varier l'ouverture de la sonde.

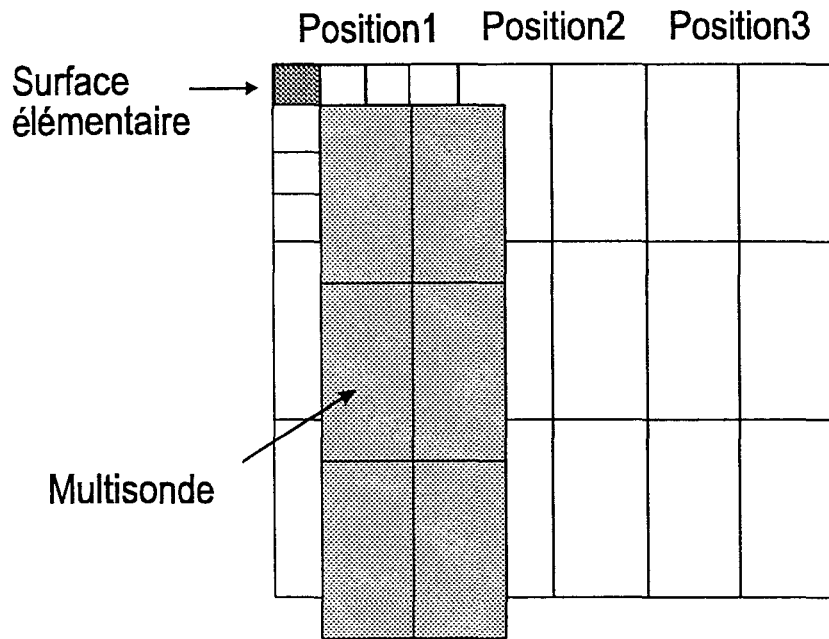


Figure 4.6 : Mode de déplacement des sondes

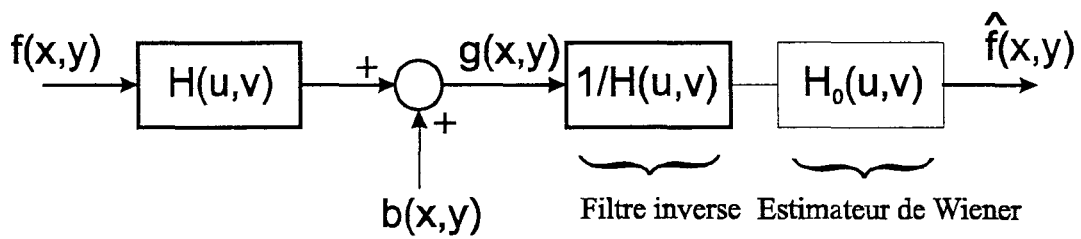


Figure 4.7 : Déconvolution par filtrage de Wiener

4.3. Application à l'imagerie radiométrique microonde

4.3.1. Principe

L'imagerie radiométrique microonde consiste à déterminer sous forme d'une image la carte de température du milieu sous investigation.

Le principe d'acquisition des images radiométriques consiste à déplacer une multisonde formée de 6 sondes identiques sur la surface du milieu sous investigation (Fig. 4.6). Les données radiométriques ainsi acquises peuvent être utilisées pour réaliser la synthèse d'images dites "brutes" qui consistent en la visualisation des intensités radiométriques affectées au point occupé par le centre de la sonde correspondante [2] [6] [10] [12] [14].

Considérons le cas d'un objet thermogène de forme cylindrique de diamètre D , dont l'axe est perpendiculaire au milieu dissipatif et situé à une profondeur z de la surface du milieu. Le signal radiométrique résulte de la sommation des signaux émis par les volumes élémentaires du matériau couplés à la sonde pondérés par les coefficients de couplage et qu'on peut résumer en terme d'excès de température par la relation suivante [2] [13] :

$$\Delta T_m(i, j) = \sum_{i'} \sum_{j'} C_z(i - i', j - j') \Delta T(i', j') \quad (4.5)$$

$$C_z(i, j) = \sum_{k=z}^{\infty} C_i(i, j, k) \quad (4.6)$$

où $C_z(i, j)$ est la somme des coefficients de couplage $C_z(i, j, k)$ pour tous les volumes élémentaires ΔV_i situés sous une surface de 1mm^2 définie par i, i', j et j' au delà de la profondeur z à laquelle est placé l'objet. Cette relation correspond donc à une convolution à deux dimensions de la distribution de température à laquelle s'ajoute un bruit de mesure (bruit du récepteur).

Le signal radiométrique est mesuré au point de coordonnées (i, j) où le centre de la sonde est positionné. Cette mesure donne une valeur moyenne de la température sur l'ouverture de la sonde.

Afin de remonter au signal électromagnétique d'origine thermique émis par le milieu et reconstituer sa carte de température, une déconvolution suivie d'un filtrage est nécessaire (Fig. 4.7). Des études antérieures [1-2] ont montré que le filtre de Wiener s'adapte bien à notre problème. La déconvolution des images brutes a pour but de déterminer les caractéristiques de

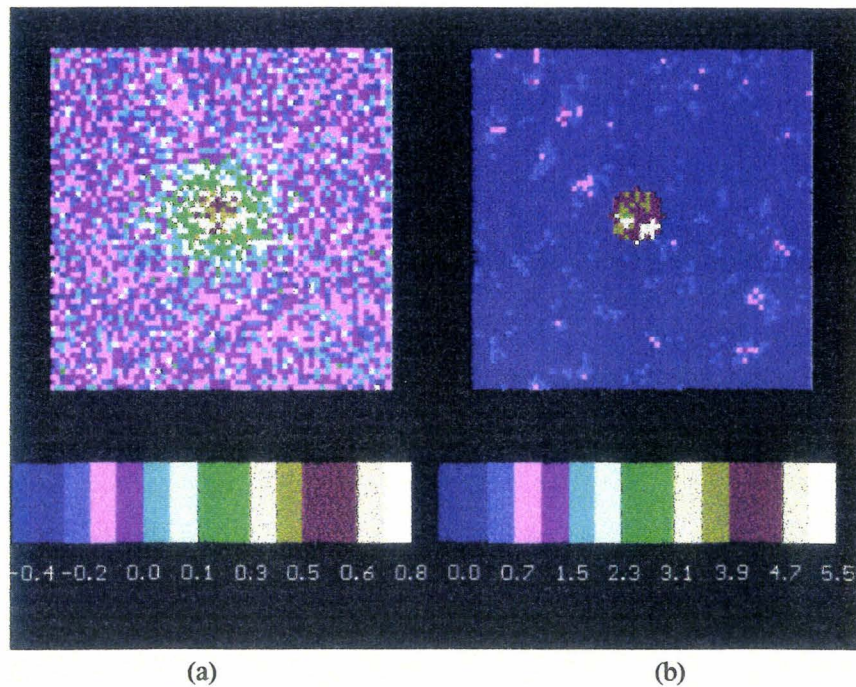


Figure 4.8 : Inversion d'une image radiométrique théorique dans le cas de l'eau à 3GHz
($D=1\text{cm}$, $z=1\text{cm}$, $DT=5^\circ\text{C}$)

a : image radiométrique brute

b : image radiométrique après inversion par déconvolution et filtrage de Wiener

l'objet thermogène, à savoir sa température, sa dimension et sa profondeur dans le milieu dissipatif et d'essayer d'améliorer la résolution spatiale des images brutes.

L'objectif de cette partie est d'appliquer le calcul des paramètres de couplage à l'imagerie radiométrique microonde. Les exemples d'images que nous présentons ont été réalisées par M^{lle} R. Ait-Abdelmalek dans le cadre de sa thèse [2], en utilisant les paramètres de couplage que nous avons calculés précédemment par la méthode modale.

Il s'agit donc d'appliquer le procédé d'inversion dont nous avons rappelé le principe afin de reconstituer une carte tridimensionnelle des températures [15-16]. Nous présentons des exemples d'images brutes et déconvoluées à partir des signaux radiométriques obtenus par simulation dans le cas de milieux homogènes ou stratifiés.

4.3.2. Exemples de résultats de déconvolution

4.3.2.1. Déconvolution d'une image théorique

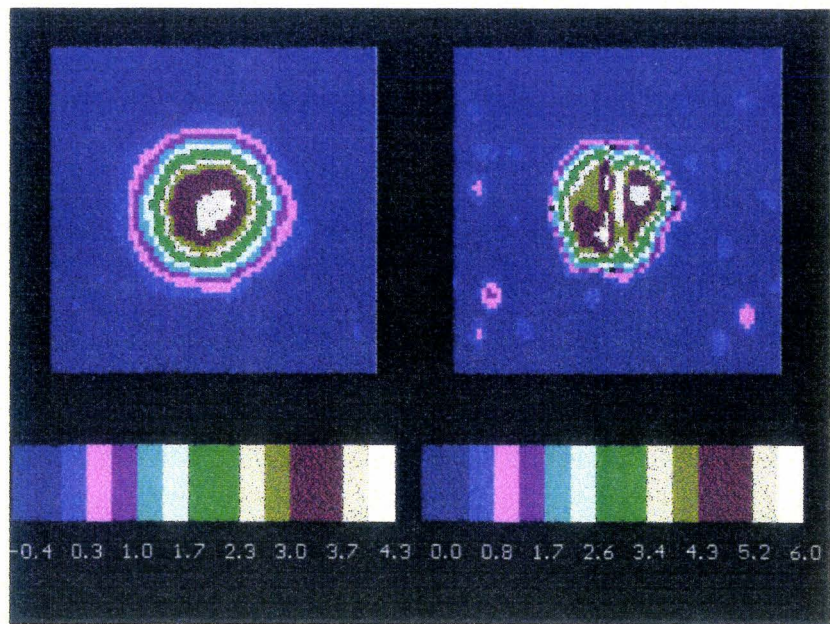
Les températures radiométriques sont calculées en chaque point d'une surface d'investigation de 64 x 64 mm². Les données radiométriques sont obtenues pour des déplacements de la sonde de 1mm dans le sens vertical et horizontal (Fig. 4.6).

Nous donnons d'abord un exemple de simulation traité dans le cas d'un objet cylindrique de 1cm de diamètre situé dans l'eau à une profondeur de 1cm. L'objet a un excès de température de 5° par rapport au milieu environnant de même permittivité.

La figure (4.8.a) représente l'image brute de l'objet à laquelle nous avons rajouté un bruit gaussien ($\sigma=0.1^{\circ}\text{C}$).

Le résultat de l'inversion donné figure (4.8.b) montre que la section de l'objet (marquée en pointillées) est retrouvé et que le gradient de température est assez bien reconstruit à quelques fluctuations près. La température reconstruite dans l'objet fluctue autour d'une valeur moyenne qui correspond à une erreur de $\pm 15\%$. D'autres cas ont été étudiés pour différents diamètres de l'objet et ont donné des résultats satisfaisants [2].

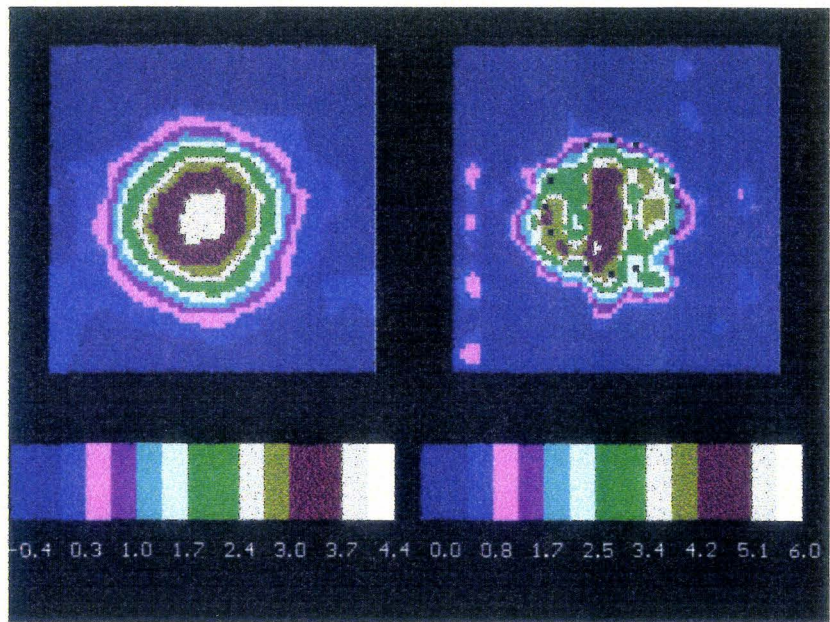
Cette technique a été appliquée avec succès aux cas de tissus mammaires. R. Ait-Abdelmalek a montré dans sa thèse [2] [17] [18] qu'il est possible de localiser des structures thermiques (tumeurs) bien que la permittivité de ces tissus varie d'une personne à une autre.



(a)

(b)

Théorie



(c)

(d)

Expérience

Figure 4.9 : Images radiométriques d'un objet thermique dans l'eau $D=25\text{cm}$, $z=0$, $\Delta T=5^\circ\text{C}$,
bruit du radiomètre $\pm 0.15^\circ\text{C}$
a et c : images brutes ; b et d : images déconvoluées.

4.3.2.2. Déconvolution d'une image expérimentale

Afin d'illustrer les performances de la technique de la déconvolution appliquée à des données radiométriques mesurées expérimentalement nous donnons un exemple réalisé sur l'eau porté à une température de 35°C contenant un objet cylindrique en verre de diamètre $D=25\text{mm}$ contenant de l'eau porté à une température de 40°C, soit un excès de température de 5° par rapport au milieu environnant. L'objet est placé à la surface du milieu sous test (profondeur $z=0$). Le système utilisé est un radiomètre multisonde de fréquence centrale 3GHz, bande passante 1GHz et sensibilité $\pm 0.15^\circ\text{C}$.

Le principe d'acquisition est le même que celui décrit précédemment. Chaque mesure radiométrique correspond à un déplacement de 5mm de la multisonde sur une surface d'exploitation de $64 \times 64 \text{mm}^2$. Il en résulte une acquisition de 144 mesures qui permettent la synthèse de l'image brute.

Nous comparons les résultats des images expérimentales à celles obtenues par simulation (Fig. 4.9). Ces résultats montrent une bonne concordance entre la théorie et l'expérience. Nous constatons aussi une bonne reconstitution de la température de l'objet et de sa taille (indiquée en pointillée) dans l'image expérimentale déconvoluée. Notons aussi que les images expérimentales sont plus bruitées que les images théoriques. Ceci peut-être lié aux erreurs de positionnement de la multisonde ainsi qu'à l'erreur liée à la sensibilité du radiomètre.

En résumé les performances de la technique de déconvolution dépendent de la taille et de la profondeur de l'objet. Il est plus facile de détecter l'objet quand sa taille est importante et quand il est placé à une profondeur qui ne dépasse pas le seuil de visibilité dans le milieu considéré. En effet la technique de déconvolution est basée sur la connaissance des paramètres de couplage. Or nous avons vu que ces paramètres sont d'autant plus faibles que la profondeur à laquelle ils sont calculés est grande. Notons aussi l'importance de l'adaptation de la sonde au milieu dissipatif caractérisée par l'émissivité $(1-|\rho|^2)$. Celle-ci figure implicitement dans l'expression des paramètres de couplage.

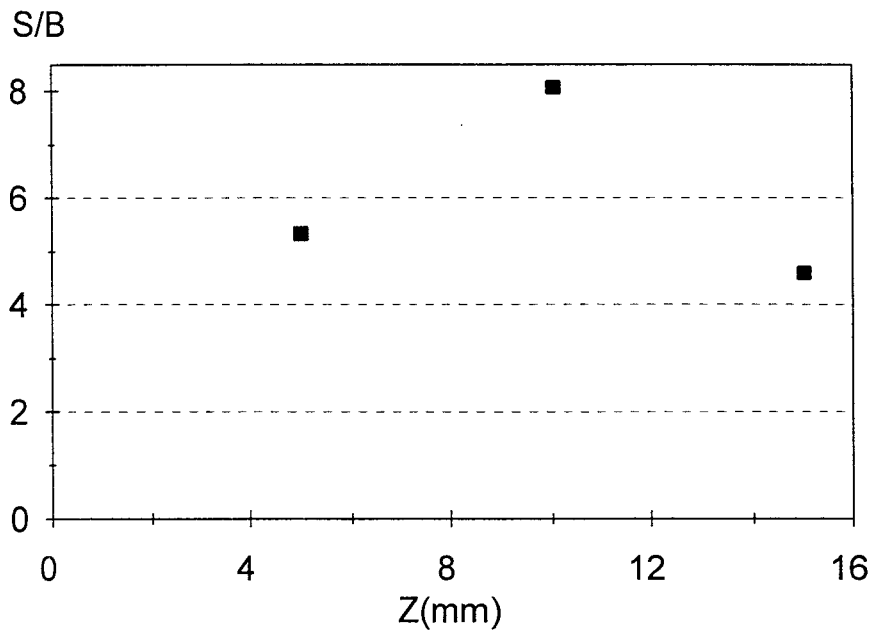


Figure 4.10 : Evolution du rapport S/B dans l'objet de l'image en fonction de sa profondeur (diamètre $D=2\text{cm}$, profondeur $z=1\text{cm}$, $\Delta T=5^\circ\text{C}$)

4.3.2.3. Détermination des caractéristiques de l'objet par déconvolution itérative

Un autre exemple met en évidence l'intérêt de l'exploitation des calculs des paramètres de couplage. Il consiste en la détermination de la profondeur de l'objet. Or, le procédé d'imagerie développé, nécessite une connaissance à priori de la profondeur de l'objet car les coefficients de couplage C_z sont ramenés à cette profondeur (relation 4.7).

Une méthode itérative est donc proposée [6]. Elle consiste à effectuer l'inversion des données radiométriques pour les coefficients de couplage ramenés à différentes profondeurs z . Nous calculons à chaque itération le rapport signal sur bruit (S/B) dans l'image. Ce rapport est défini comme étant le rapport de la moyenne de l'écart de température dans l'objet et de son écart type.

Nous donnons un exemple de ce procédé itératif dans le cas d'un objet situé à une profondeur réelle de 1cm. La figure 4.10 donne le rapport S/B pour différentes profondeurs de l'objet. Nous constatons qu'on retrouve bien la profondeur réelle de l'objet qui correspond à un rapport S/B maximal.

4.4. Conclusion

L'exploitation des paramètres de couplage pour la modélisation des signaux radiométriques peut donner des informations suffisantes sur le profil de température d'un objet chaud situé en profondeur dans un milieu dissipatif homogène ou stratifié. Ceci nécessite une connaissance précise de ces paramètres.

La modélisation des signaux radiométriques, utilisant les paramètres de couplage obtenus par la méthode modale, dans le cas des milieux homogènes ou stratifiés et par la méthode des éléments finis pour les milieux hétérogènes, montre que le comportement de ces signaux radiométriques dépend à la fois des dimensions de l'objet, de sa profondeur ainsi que de ses caractéristiques diélectriques par rapport au milieu environnant.

L'imagerie radiométrique microonde fait aussi appel aux calculs des paramètres de couplage. La technique de déconvolution associée au filtrage de Wiener, introduite récemment, a permis d'améliorer la précision de résolution et d'inversion des données radiométriques.

L'utilisation d'un nouveau système radiométrique plus sensible que le précédent permet d'améliorer le temps d'acquisition d'une image radiométrique. Aussi une nouvelle évaluation clinique des techniques de l'imagerie radiométrique microonde a débuté dernièrement.

Bibliographie chapitre 4

- [1] B. Bocquet, R. Ait-Abdelmalek, Y. Leroy, "Deconvolution and Wiener filtering of short range radiometric images", *Electronics letters*, vol. 29, no18, pp. 1628-1629, 1993.
- [2] R. Ait-Abdelmalek "Contribution à l'imagerie radiométrique microonde, Etude de l'influence de la permittivité, Inversion des images par déconvolution", *Thèse de l'université*, Lille, Mars 1996.
- [3] A. Mamouni, B. Bocquet, J. C. Van de Velde, M. Hochedez, Ph. Gelin, Y. Leroy, "Modeling of radiometric signals for multilayered tissues", *Progress in electromagnetics research symposium-MTT-and NSF workshop*, Boston, USA, July 25-27, 1989.
- [4] Y. Leroy, A. Mamouni, J. C. Van de Velde, B. Bocquet, G. Giaux, J. Delannoy, "Non invasive measurement of subcutaneous tissue temperature by microwave radiometry", *I.T.B.M.*, vol. 12, no. special 1, pp. 154-162, 1991.
- [5] B. Bocquet, A. Mamouni, M. Hochedez, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Thermométrie quantitative en volume par radiométrie microonde (T. M. O.)", *I.T.B.M.*, vol. 8, no. 3, pp. 343-349, 1987.
- [6] B. Bocquet, A. Mamouni, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Imagerie thermique par radiométrie microonde", *Revue Phys. Appl.*, no. 23, pp. 1273-1279, Juillet 1988.
- [7] Y. Leroy, A. Mamouni, J. C. Van de Velde, B. Bocquet, B. Dujardin, "Microwave radiometry for non-invasive thermometry", *Automedica*, vol. 8, pp. 181-202, 1987.
- [8] A. Mamouni, Y. Leroy, B. Bocquet, J. C. Van de Velde, Ph. Gelin, "Computation of near field microwave radiometric signals : definition and experimental verification", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, no. 1, pp. 124-132, January 1991.
- [9] B. Bocquet, R. Ait-Abdelmalek, J. C. Van de Velde, A. Mamouni, Y. Leroy, "Microwave radiometric signals transmitted by breasts tissues", *IEEE-URSI Microwave in Medicine*, pp. 55.1-55.4, Rome, October 1993.
- [10] B. Bocquet, "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde. Imagerie thermique; application en cancérologie. Thermométrie en volume", *Thèse de l'Université*, Lille, Janvier 1989.
- [11] P. Dehour, "Modélisation et étude expérimentale de signaux radiométriques microondes: couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié", *Thèse de l'Université*, Lille, Octobre 1992.

- [12] A. Mamouni, J. C. Van de Velde, B. Bocquet, Y. Leroy, J. C. Sainson "Radiométrie microonde, Imagerie et capteurs", *l'Onde Electrique*, vol. 70, no. 4, pp. 24-28, Juillet-Août 1990.
- [13] R. Ait Abdelmalek, B. Bocquet, A. Mamouni, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Résolution de l'imagerie microonde passive", *J. N. M.*, Brest, 1993.
- [14] R. Ait Abdelmalek, K. Ridaoui, B. Bocquet, A. Mamouni, Y. Leroy, "Progrès de l'imagerie radiométrique microonde", *I^{ères} JFMMA*, 28-30 Mai 1996, Rabat-Maroc.
- [15] B. Bocquet, R. Ait Abdelmalek, K. Ridaoui, A. Mamouni, J. C. Van de Velde, Y. Leroy, "Thermométrie sous cutanée non invasive par imagerie radiométrique microonde (I.M.O.)", *SFT 95*, Avril 1995, Poitiers-France.
- [16] K. Ridaoui, R. Ait Abdelmalek, B. Bocquet, A. Mamouni, Y. Leroy, "Imagerie thermique par radiométrie microonde en champ proche", *ANTEM 96*, 6-9 Août 1996, Montréal-Canada.
- [17] B. Bocquet, R. Ait Abdelmalek, A. Mamouni, K. Ridaoui, Y. Leroy, "Influence of the permittivity of breast tissues on the robustness of microwave radiometric imaging", *Colloque IEE 95*, London.
- [18] Bocquet, J. C. Van de Velde, A. Mamouni, Y. Leroy, G. Giaux, J. Delannoy, D. Delvallee, "Microwave radiometric imaging at 3 GHz for the exploration of breast tumors", *IEEE M.T.T.*, vol. 38, no. 6, pp. 791-793, June 1990.

Conclusion générale

Nous avons montré par ce travail les performances de résolution par la méthode modale du problème de rayonnement en champ proche d'un guide d'onde dans un milieu dissipatif homogène ou stratifié fortement dissipatif.

Cette étude a porté pratiquement sur tous les cas de milieux intéressant nos applications dans le domaine médical ainsi que dans le domaine industriel.

Toutefois la méthode modale présente des limitations de résolution dans le cas de milieux à faibles pertes et des milieux hétérogènes. Nous avons pu faire l'étude de ces cas par l'utilisation d'un logiciel basé sur la méthode des éléments finis. Bien que ce nouvel outil n'ait pas pu réaliser une résolution complète du problème, il nous a permis de faire une approche physique du modèle réel.

Les vérifications expérimentales effectuées sur des modèles simulant les cas pratiques de milieux dissipatifs ont validées les calculs théoriques.

Enfin, nous avons réalisé des applications en mode passif des calculs et études précédentes pour la modélisation des signaux radiométriques et en imagerie radiométrique microonde.

Les perspectives de ce travail peuvent se résumer comme suit :

- ◆ élaboration d'une méthode de calcul des champs utilisant une complémentarité du calcul modale et du calcul par les éléments finis,
- ◆ une étude approfondie sur les milieux à très faibles pertes,
- ◆ extension à des milieux plus complexe (milieu présentant un gradient de permittivité diélectrique).

ANNEXE A

Calculs à l'ordre 1 des fonctions de couplage, du coefficient de réflexion et de la puissance rayonnée dans le milieu dissipatif.

Equations de continuité

Nous rappelons les expressions des équations de continuité dans le cas d'un couplage multisonde-milieu dissipatif semi infini :

$$0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \{ qte_2^{(1)}(p, q) E_{x2}^{te} + qtm_2^{(1)}(p, q) E_{x2}^{tm} \} dpdq \quad (\text{A.1})$$

$$(1 + \rho_1^{00}) E_{y1}^{te00} + \sum_{MN \neq 00} \rho_1^{MN} E_{y1}^{teMN} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \{ qte_2^{(1)}(p, q) E_{y2}^{te} + qtm_2^{(1)}(p, q) E_{y2}^{tm} \} dpdq \quad (\text{A.2})$$

$$(1 - \rho_1^{00}) H_{x1}^{te00} - \sum_{MN \neq 00} \rho_1^{teMN} H_{x1}^{teMN} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \{ qte_2^{(1)}(p, q) H_{x2}^{te} + qtm_2^{(1)}(p, q) H_{x2}^{tm} \} dpdq \quad (\text{A.3})$$

$$0 = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \{ qte_2^{(1)}(p, q) H_{y2}^{te} + qtm_2^{(1)}(p, q) H_{y2}^{tm} \} dpdq \quad (\text{A.4})$$

Calcul des fonctions qte et qtm

Nous disposons donc d'un système d'équations intégrales dont les inconnues sont : $qte_2^{(1)}$, $qtm_2^{(1)}$, ρ_1^{00} et ρ_1^{MN} où M et N désignent les sondes latérales ($MN \neq 00$).

En utilisant les relations d'orthogonalité des modes et en intégrant sur la surface du plan de la discontinuité les expressions suivantes :

$$(\text{A.1}) \times H_{y2}^{te*} - (\text{A.2}) \times H_{x2}^{te*} \quad (\text{A.5})$$

$$(\text{A.3}) \times E_{y2}^{te*} - (\text{A.4}) \times E_{x2}^{te*} \quad (\text{A.6})$$

on obtient la relation donnant l'expression de la fonction $qte_2^{(1)}$ à l'ordre 1 :

$$qte_2^{(1)} = \frac{|\gamma_2|}{2\gamma_2^*} \left((1 + \rho_1^{00}) \langle H_2^{te} | E_1^{te00} \rangle + \sum_{\substack{MN \\ \neq 00}} \rho_1^{MN} \langle H_2^{te} | E_{00}^{teMN} \rangle_{MN} \right) \quad (\text{A.7})$$

Par la même procédure nous déterminons l'expression de la fonction $qtm_2^{(1)}$ après intégration des relation suivantes :

$$(\text{A.1}) \times H_{y2}^{tm*} - (\text{A.2}) \times H_{x2}^{tm*} \quad (\text{A.8})$$

$$(A.3) \times E_{y2}^{tm*} - (A.4) \times E_{x2}^{tm*} \quad (A.9)$$

on obtient alors :

$$qtm_2^{(1)} = \frac{|\varepsilon_2| |\gamma_2|}{2\varepsilon_2 \gamma_2} \left((1 + \rho_1^{00}) \langle H_2^{tm} | E_1^{te00} \rangle + \sum_{MN \neq 00} \rho_1^{teMN} \langle H_2^{tm} | E_1^{teMN} \rangle_{MN} \right) \quad (A.10)$$

En résumé les expressions des fonctions de couplage à l'ordre 1 s'écrivent de la façon suivante :

$$qt^{(1)}(p, q) = qt^{(0)}(p, q) + F(p, q, \rho_1^{MNte}) \quad (A.11)$$

où $qt^{(0)}(p, q)$ est la solution des fonctions de couplage à l'ordre 0 (où on néglige les modes rétrogrades) et $F(p, q, \rho_1^{MNte})$ est un terme introduit par les calculs à l'ordre 1.

Nous procédons donc par une méthode itérative en initialisant le système par les fonctions de couplage $qte^{(0)}$ et $qtm^{(0)}$ calculées à l'ordre zéro c'est à dire en négligeant les modes rétrogrades dans l'air. Une fois que ces fonctions sont calculées, nous déterminons les coefficients de réflexion dans les différentes sondes à l'ordre zéro. Ces solutions sont ensuite injectées dans les expressions (A.7) et (A.8) qui nous permettent de déterminer les fonctions de couplage $qte^{(1)}$ et $qtm^{(1)}$ à l'ordre 1.

Calcul du coefficient de réflexion et de la puissance

Les expressions des coefficients de réflexion ρ_1^{MN} sont déterminées par intégration, sur la surface S du plan de la discontinuité de l'expression suivante :

$$(A.2) \times H_{x2}^{te*} - (A.3) \times E_{y2}^{te*} \quad (A.12)$$

On obtient l'expression du coefficient de réflexion dans le guide central et dans les guides latéraux :

$$\rho_1^{MNte} = \iint_S qte \cdot \omega \mu_0 \frac{p}{q} H_{00} H_2 (\beta_{00} - \gamma_2) + qtm H_{00} E_2 (\beta_{00} \gamma_2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2^*) R_2 dp \cdot dq \quad (A.13)$$

où

$$R_2 = \frac{\cos(\frac{pa}{2}) \sin(\frac{qb}{2})}{(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2)(p^2 + q^2)} \cos(Mpa) \cos(Nbq)$$

Le calcul du flux de puissance à travers la surface S de l'ouverture de la sonde est donné par l'intégration sur S de l'expression suivante :

$$(A.1) \times (A.4)^* - (A.2) \times (A.3)^*$$

où $(A.3)^*$ et $(A.4)^*$ sont les expressions conjuguées des équation de continuité (A.3) et (A.4).

On obtient donc l'équation de conservation de la puissance :

$$2(1 - |\rho_{00}^{00te}|^2 + 2j \text{Im}(\rho_{00}^{00te})) - \sum_{MN \neq 00} 2|\rho_{00}^{MNte}|^2 = \iint_S |qte|_1^2 \langle H_2^{te} | E_2^{te} \rangle + |qtm|_1^2 \langle H_2^{tm} | E_2^{tm} \rangle dpdq \quad (\text{A.14})$$

Et par projection sur l'axe des réels on obtient l'équation de conservation de la puissance active :

$$1 - |\rho_{00}^{00te}|^2 - \sum_{MN \neq 00} |\rho_{00}^{MNte}|^2 = \iint_S |qte|_1^2 \text{Re}(p_2^{te}) + |qtm|_1^2 \text{Re}(p_2^{tm}) dpdq \quad (\text{A.15})$$

$$\text{où } \text{Re}(p_2^{te}) = \frac{\beta_2}{|\gamma_2|} \text{ et } \text{Re}(p_2^{tm}) = \frac{\varepsilon_2 \alpha_2 + \beta_2 \varepsilon_2'}{|\varepsilon_2| |\gamma_2|}.$$

Dans ce bilan de puissance on retrouve :

- ◆ le terme $|\rho_{00}^{te}|^2$ qui représente la puissance réfléchiée dans le guide d'onde central et qui est transportée par le mode fondamental réfléchi.
- ◆ le terme $\sum_{MN \neq 00} |\rho_{00}^{teMN}|^2$ représentant la puissance réfléchiée transportée par le mode fondamental dans les différents guides d'onde entourant le guide central.
- ◆ le terme $\iint_S |qte|_1^2 \text{Re}(p_2^{te}) + |qtm|_1^2 \text{Re}(p_2^{tm}) dpdq$, que nous notons P_2 , représente la puissance rayonnée dans le milieu 2 à travers l'ouverture de la sonde.

Nous remarquons que les expressions des coefficients de réflexion et de la puissance P_2 sont identiques à celles du modèle à l'ordre 0 sans tenir compte des modes rétrogrades. La différence réside implicitement dans les expressions analytiques des fonctions de couplage qte et qtm .

**Contribution to the study of the electromagnetic coupling
between a waveguide and a dissipative medium. Extension to heterogeneous mediums.
(application to microwave radiometric imaging)**

Summary

The general framework of this work is the study of the electromagnetic near-field coupling between a probe and a dissipative medium for example for applications interesting microwave radiometry.

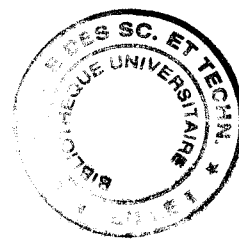
The knowledge of the thermal noise electromagnetic signals, emitted spontaneously by a dissipative material, requires the determination of the weighting functions, a physical parameter which describes the coupling between the material and the probe.

The study of the radiation, in near field, of a waveguide aperture toward a medium with a given complex permittivity is treated by a semi-analytical calculation based on a modal method in the case of homogeneous or stratified mediums. In the case of heterogeneous materials, a software (HFSS of Hewlett Packard) based on calculation by the finite elements is exploited. The various examples of structure presented allow to evaluate the potentialities and the limits of these two tools, which have in particular permit to put in obviousness the retrograde modes in the case low-loss materials.

An experimental study carried out in active mode, at frequencies close to 3 GHz, allows to check the validity of established models by the examination of the reflection coefficient and the energy conservation of test mediums, and to consider applications in non destructive control.

Part of this work is devoted to the exploitation of the weighting functions for microwave radiometric imaging (M.W.I.).

Key words: microwave radiometry, weighting functions, near field electromagnetic radiation, modal method, finite elements method, dissipative mediums, microwave radiometric imaging, non destructive control.



RESUME

Le cadre général de ce travail est l'étude du couplage électromagnétique entre une sonde et un milieu dissipatif pour des applications intéressant notamment la radiométrie microonde.

La connaissance des signaux électromagnétiques d'origine thermique, émis spontanément par un matériau dissipatif, nécessite la détermination des paramètres de couplage le liant à la sonde.

L'étude du rayonnement en champ proche d'un guide d'onde dans un milieu de permittivité complexe est traitée par un calcul semi-analytique basé sur une méthode modale dans le cas de milieux homogènes ou stratifiés. Dans le cas de milieux hétérogènes, un logiciel (HFSS de Hewlett Packard) basé sur le calcul par les éléments finis est exploité.

Les différents exemples de structures présentés permettent d'évaluer les potentialités et les limites de ces deux outils de traitement électromagnétique qui ont notamment permis de mettre en évidence les modes rétrogrades dans le cas de milieux à "faibles pertes".

Une partie expérimentale réalisée en mode actif à des fréquences voisines de 3 GHz permet, d'une part de vérifier la validité des modèles établis par l'examen du coefficient de réflexion et du bilan de puissance présentés par des milieux tests, et d'autre part d'envisager des applications en contrôle non destructif de matériaux.

Une partie de ce travail est consacrée à l'exploitation des paramètres de couplage pour l'application à l'imagerie radiométrique microonde (I.M.O.).

DISCIPLINE: ELECTRONIQUE

MOTS-CLES: radiométrie microonde, paramètres de couplage, rayonnement électromagnétique en champ proche, méthode modale, méthode des éléments finis, milieux dissipatifs, imagerie radiométrique microonde, contrôle non destructif.

ADRESSE : Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, Département Hyperfréquence et Semiconducteurs, Avenue Poincaré, B.P. 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cédex, FRANCE.