

65 885

50376  
1991  
38

N° d'ordre : 697

50376  
1991  
38

# THESE

présentée à

UNIVERSITÉ DES SCIENCES & TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES- ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L' UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**LUC DUBOIS**



**CONTRIBUTION A L' ETUDE DES APPLICATEURS EN STRUCTURE  
PLAQUEE UTILISES EN HYPERTHERMIE MICROONDE :  
DETERMINATION DU DIAGRAMME DE RAYONNEMENT EN CHAMP  
PROCHE PAR L' APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL ET  
RECONSTRUCTION DES CARTES THERMIQUES.**

Soutenu le 8 Février 1991 devant la commission d' examen

Membres du Jury :	MM E. CONSTANT	Président
	M. CHIVE	Directeur de thèse
	P. PRIBETICH	Rapporteur
	S. TOUTAIN	Rapporteur
	J.L. VATERKOWSKI	Rapporteur
	Y. MOSCHETTO	Examineur
	B. PREVOST	Examineur
	B. LOEWENGUTH	Examineur

Ce travail a été réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER, auquel je tiens à témoigner ma considération pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux et les encouragements qu'il m'a prodigués en plusieurs circonstances.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui me fait l'honneur de présider le Jury d'examen.

Monsieur le Professeur M. CHIVE, responsable de l'équipe "Applicateurs et Circuits Intégrés", a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Je lui exprime ma profonde gratitude pour ses compétences et les conseils qu'il m'a prodigués tout au long de cette étude.

Je tiens à adresser mes très sincères remerciements à Monsieur le Professeur J.L VATERKOWSKI, Directeur de l'ENSMM de Besançon et Monsieur le Professeur S. TOUTAIN de l'ENST de Bretagne, pour l'honneur qu'ils me font de juger ce travail et d'en être rapporteurs.

Monsieur P. PRIBETICH, chargé de recherche au C.N.R.S., a toujours manifesté de l'intérêt pour mes recherches. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour ses nombreux conseils et sa participation à mon Jury en tant que rapporteur.

Je suis honoré de la présence de Monsieur Y. MOSCHETTO, Directeur de l'unité INSERM 279. Je le remercie de m'avoir permis de réaliser certaines expériences au sein de son Laboratoire.

Que Monsieur B. PREVOST, chef du service de radiothérapie au centre Oscar Lambret à Lille, et Monsieur B. LOEWENGUTH, chef du département recherche et développement de la société Sadis-Bruker, acceptent mes remerciements pour leur participation à ce jury.

Je tiens également à associer à mes remerciements M.RINGEISEN Directeur technique de la société Sadis-Bruker pour l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Monsieur J. PRIBETICH, Professeur à l'université de Lille I et Monsieur J.J. FABRE Maître de Conférences à l'Université de Lille I m'ont apporté, durant tout ce travail, une aide précieuse. Qu'ils en soient remerciés.

Mes remerciements vont également à tous les autres membres de l'équipe dans laquelle j'ai trouvé une ambiance propice à ce travail: Messieurs J. BERA, R. LEDEE, J.C. CAMART, P.Y. CRESSON, F. MORGANTI, D. VANLOOT, J.P. SOZANSKI. Je tiens à leur exprimer toute ma reconnaissance pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je tiens à remercier Monsieur E. PLAYEZ, Mesdames E. DELOS et S. LEPILLET de la centrale de caractérisation, pour leur aide et leur confiance.

J'associe également à mes remerciements tous les membres et amis du Laboratoire qui m'ont apporté leur aide et leur soutien tout au long de ce travail.

Que Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce manuscrit, Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN, MICHON des ateliers de mécanique, l'ensemble du personnel AITOS et, en particulier P. ARMAND trouvent ici l'expression de ma sympathie.

Je remercie également le personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'information (CITI) pour leur aimable collaboration et leur disponibilité.

## **SOMMAIRE**

# SOMMAIRE

## INTRODUCTION GENERALE

### PREMIER CHAPITRE

#### *PROBLEMES PHYSIQUES ET TECHNIQUES RENCONTRES POUR LA MISE EN OEUVRE D'UNE HYPERTHERMIE MICROONDE*

I.1 INTRODUCTION	I.1
I.2 PROBLEMES LIES A L'HYPERTHERMIE	I.2
I.3 PROBLEMES LIES A LA MESURE DE TEMPERATURE	I.4
I.4 HYPERTHERMIE LOCALISEE AVEC CONTROLE ATRAUMATIQUE PAR RADIOMETRIE MICROONDE	I.5
I.5 APPLICATEURS ET MULTIAPPLICATEURS UTILISES	I.7
I.5.1 Réalisation	I.7
I.5.1.1 Monoapplicateurs	I.8
I.5.1.2 Multiapplicateurs	I.8
I.5.2 Caractéristiques microondes et thermiques des applicateurs et multiapplicateurs	I.9
I.5.2.1 Coefficient de réflexion	I.9
I.5.2.2 Détermination de la configuration du dépôt de puissance	I.10
I.5.2.2.a Relevé du dépôt de puissance	I.10
I.5.2.2.b Taux d'absorption spécifique	I.11
I.5.2.2.c Profondeur de pénétration	I.12
I.5.2.2.d Caractérisation thermique	I.12
I.6 DESCRIPTION DES MILIEUX RENCONTRES	I.13
I.6.1 Propriétés diélectriques	I.14
I.6.2 Conductivité thermique	I.15
I.6.3 Vascularisation et chaleur générée par le métabolisme	I.15

I.6.4 Absorption des ondes électromagnétiques par un milieu dissipatif	I.16
I.7 CONCLUSION	I.18

## BIBLIOGRAPHIE DU PREMIER CHAPITRE

## DEUXIEME CHAPITRE

### *RECONSTRUCTION DES PROFILS THERMIQUES A PARTIR DES MESURES RADIOMETRIQUES*

II.1 INTRODUCTION	II.1
II.2 HYPOTHESE GENERALES	II.2
II.3 DIAGRAMME DE CHAMP ELECTRIQUE	II.3
II.4 CALCUL DE LA PUISSANCE ABSORBEE DANS UNE STRUCTURE DISSIPATIVE MULTICOUCHE	II.4
II.4.1 Détermination du coefficient $T_{p_{0i}}$ pour une structure multicouche	II.6
II.4.2 Discussions et résultats obtenus	II.7
II.4.2.1 Résolution de l'équation d'Helmholtz	II.7
II.4.2.2 Comparaison avec d'autres travaux	II.8
II.4.2.3 Exploitation du modèle	II.8
II.4.2.3.a Influence de la fréquence de chauffage	II.9
II.4.2.3.b Influence de la nature du substrat de l'applicateur	II.10
II.4.2.3.c Présence d'un bolus d'eau	II.10
II.4.2.3.d Influence d'une couche de graisse	II.11
II.4.2.3.e Présence de tissus osseux	II.11
II.5 DETERMINATION DE LA REPARTITION DE TEMPERATURE	II.11
II.5.1 Conditions aux limites	II.12
II.5.2 Détermination des gradients latéraux de température	II.13
II.5.3 Résolution bidimensionnelle de l'équation de la chaleur	II.14
II.5.4 Méthodes numériques utilisées	II.16
II.5.4.1 Méthode de relaxation S.O.R	II.16
II.5.4.2 Méthode de directions alternées	II.16

II.5.5 Résultats et discussions	II.18
II.5.5.1 Exploitation du modèle	II.19
II.5.5.1.a Influence des paramètres accessibles à l'utilisateur	II.19
II.5.5.1.b Influence des paramètres propres aux tissus	II.20
II.6 CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES	II.20
II.6.1 Principe de la radiométrie microonde	II.20
II.6.2 Choix de la fréquence	II.21
II.6.3 Calcul de la température radiométrique	II.22
II.6.3.1 Calcul de la puissance thermique captée	II.22
II.6.3.2 Calcul du coefficient $TP_{i0}$ pour une structure multicouche	II.23
II.6.3.3 Température radiométrique	II.24
II.6.4 Validation du calcul des signaux radiométriques	II.25
II.6.5 Exploitation et discussion	II.25
II.7 LOGICIEL DE DOSIMETRIE THERMIQUE	II.26
II.7.1 Validation de la méthode sur gel polyacrylamide	II.27
II.7.2 Validation sur patients	II.27
II.8 UTILISATION DE LA RADIOMETRIE MICROONDE EN CRYOTHERAPIE	II.28
II.8.1 Expérience réalisée	II.29
II.8.1.1 Refroidissement par bolus de glace	II.29
II.8.1.2 Refroidissement par flux d'azote gazeux	II.29
II.8.1.3 Observations	II.29
II.8.2 Reconstruction du profil de température	II.30
II.9 CONCLUSION	II.31

## BIBLIOGRAPHIE DU DEUXIEME CHAPITRE

## TROISIEME CHAPITRE

### *MODELISATION D'APPLICATEURS A OUVERTURE RECTANGULAIRE PAR L'APPROCHE UNI ET BIDIMENSIONNELLE DANS LE DOMAINE SPECTRAL*

III.1 INTRODUCTION	III.1
--------------------	-------

<b>III.2 OBJECTIFS DES ETUDES ENTREPRISES</b>	<b>III.2</b>
III.2.1 Présentation de la structure étudiée	III.3
<b>III.3 MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE</b>	<b>III.3</b>
III.3.1 Présentation du modèle	III.3
III.3.2 Formulation du problème	III.4
III.3.3 Expressions des champs dans les différents milieux	III.6
III.3.4 Application des conditions de continuité	III.8
III.3.5 Résolution du système matriciel	III.10
III.3.6 Choix des fonctions de base	III.11
III.3.7 Problèmes numériques	III.13
III.3.8 Détermination du diagramme de champ	III.14
III.3.8.1 Validation sur milieux équivalents au muscle	III.14
III.3.8.2 Etude de la profondeur de pénétration	III.15
III.3.8.3 Etude de la largeur à mi-hauteur du lobe de dépôt de puissance	III.16
III.3.8.4 Discussion	III.16
<b>III.4 MODELISATION BIDIMENSIONNELLE</b>	<b>III.17</b>
III.4.1 Présentation du modèle	III.17
III.4.2 Expressions des champs dans les différents milieux	III.17
III.4.3 Choix des fonctions de base	III.20
III.4.4 Problèmes numériques	III.21
III.4.5 Validation du calcul de la fréquence de résonance	III.22
<b>III.5 CONCLUSION</b>	<b>III.24</b>
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	
<b>ANNEXE I</b>	
<b>ANNEXE II</b>	
<b>ANNEXE III</b>	

## **INTRODUCTION GENERALE**

## INTRODUCTION GENERALE

L'action antitumorale d'une élévation modérée de température a été constatée depuis longtemps. L'utilisation de la chaleur à des fins thérapeutiques anticancéreuses apparaît à la fin du siècle dernier sur la base d'observations cliniques ou épidémiologiques, puisque des régressions de cancers avaient été observées à la suite de fièvre. Cette élévation modérée de la température de quelques degrés centigrades au dessus des conditions physiologiques normales, qui correspond à des températures de 41 à 45°C chez l'homme est caractérisée par le terme "hyperthermie".

Depuis 1960 l'hyperthermie, qui s'est développée grâce aux études biologiques expérimentales et aux progrès technologiques, est considérée comme une nouvelle possibilité thérapeutique pour le traitement du cancer, en association avec les méthodes classiques que sont la chirurgie, la radiothérapie, la chimiothérapie et la curiethérapie. De nombreux travaux ont été réalisés depuis, faisant apparaître deux grandes voies:

- 1) l'hyperthermie corporelle totale ou régionale, permettant de traiter de larges zones
- 2) l'hyperthermie locale, pour laquelle de nombreuses solutions techniques ont été expérimentées et que nous pouvons répertorier selon leur mode d'action, à savoir:
  - par circulation extra-corporelle locale, qui se rapproche de l'hyperthermie corporelle totale.
  - par circulation d'eau chaude, surtout utilisée dans le cadre de l'hyperthermie endocavitaire. Cette technique, basée sur les échanges de chaleur par conduction thermique, ne permet pas un chauffage efficace en profondeur.
  - par ultra-sons, qui sont absorbés par les tissus biologiques et convertis en chaleur.
  - par rayonnements électromagnétiques, pour lesquels on distingue l'hyperthermie:
    - interstitielle: basée sur le rayonnement d'antennes filaires coaxiales (monopôles) insérées dans les cathéters qui ont été implantés dans les tissus tumoraux pour les besoins de la curiethérapie.

- capacitive: utilisée dans la plage des radiofréquences (13 ou 27MHz). Deux électrodes forment un condensateur à pertes, puisque le diélectrique qui les sépare est constitué des tissus biologiques et de la tumeur à traiter.
- radiative: utilisée dans la gamme des microondes et qui repose sur le rayonnement de guides d'ondes, cornets ou structures plaquées dans un milieu dissipatif.

Nous nous intéressons ici au cas de l'hyperthermie locale par rayonnements électromagnétiques de type radiatif.

Pour une fréquence donnée, la puissance microonde absorbée qui va produire une élévation de température dépend exclusivement des propriétés diélectriques des tissus. La plage de fréquences qui présente le plus d'intérêt au niveau des interactions ondes électromagnétiques-tissus biologiques se situe entre 100MHz et 10GHz: les fréquences de chauffage les plus utilisées sont 434MHz, 915MHz et 2450MHz.

Le seuil létal des cellules cancéreuses se situe autour de 42°C et le maximum de température au sein de la zone traitée ne doit pas dépasser 45°C-46°C pour éviter des nécroses des tissus. Un strict contrôle des températures atteintes au sein des tissus normaux et cancéreux s'avère alors nécessaire au cours des séances d'hyperthermie.

La radiométrie microonde apporte une solution élégante à ce problème lors d'hyperthermies microondes, puisque les volumes chauffés n'excèdent pas 4 à 5 cm d'épaisseur [1,2,3,4,5].

Les systèmes d'hyperthermie microonde actuellement utilisés [2,4,6] emploient des antennes plaquées [7,8,9,10,11,12,13] qui ont remplacé les applicateurs de type guides d'ondes chargés de diélectrique [14]. En effet les nombreux applicateurs en structure plaquée qui ont été étudiés pour les applications biomédicales ont prouvé leurs avantages face aux guides d'ondes: faible poids, encombrement réduit, faible coût, possibilité de réaliser des applicateurs épousant la forme des zones à traiter [15], efficacité thermique supérieure... comme l'ont montré les travaux effectués ces dernières années par Plancot M [16], Delannoy J [17] et Ledee R [11].

Le travail de recherche qui m'a été confié s'inscrit dans la suite de leurs travaux.

Cette thèse se décompose en trois grandes parties:

- Dans le premier chapitre, nous décrivons les différents problèmes rencontrés en hyperthermie microonde et thermométrie, ainsi que les méthodes utilisées pour les résoudre. Après une description des applicateurs réalisés et des différentes méthodes de

caractérisation utilisées avant leur transfert technologique, nous présentons une vue d'ensemble des milieux complexes auxquels nous sommes confrontés.

- Le deuxième chapitre présente la description d'une méthode de dosimétrie thermique utilisant les mesures non "invasives" de température, relevées lors des séances d'hyperthermie. Cette méthode basée sur une modélisation bidimensionnelle simple, afin d'être directement utilisée en site clinique, a fait l'objet de nombreuses comparaisons théorie-expérience sur milieux équivalents aux tissus à forte teneur en eau, puis sur patients. Cette modélisation prend en compte la distribution expérimentale du champ électrique sous l'ouverture des applicateurs utilisés.

- Enfin le troisième chapitre aborde le calcul des champs électromagnétiques en zone proche, d'applicateurs rectangulaires de type fente excitée par une ligne microruban. Cette étude a été entreprise, afin de confirmer les relevés expérimentaux de la distribution d'énergie, effectués dans les milieux équivalents aux tissus biologiques et utilisés au chapitre II. Ce calcul a tout d'abord été mené dans le cadre d'une modélisation utilisant l'Approche unidimensionnelle dans le Domaine Spectral, pour laquelle nous nous sommes uniquement intéressés au problème des cartes de champs, puis à partir d'une approche bidimensionnelle dont nous présentons les premiers résultats obtenus.

## BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION GENERALE

- [1] PLANCOT M., PREVOST B., CHIVE M., FABRE JJ., LEDEE R., GIAUX G.  
"A new method for thermal dosimetry in microwave hyperthermia using microwave radiometry for temperature control."  
Int. Journ. of Hyperthermia, Vol.3, N°1., Mars 1987, pp 9-19
- [2] GIAUX G., DELANNOY J., CHIVE M., LEDEE R., PLANCOT M.  
"Microwave hyperthermia controlled by microwave radiometry in oncology".  
IEEE EMBS, 9th Ann. Conf. Boston, USA, Novembre 1987, pp 1620-1621
- [3] GIAUX G., DELANNOY J., PRESVOST B., DELVALLEE D., VERGIER J.F., CHIVE M., PLANCOT M., LEDEE R.  
"Oncologic microwave hyperthermia controlled by non invasive radiometry associated to radiotherapy: technical aspects and clinical results."  
Proceeding of the 5th Inter. Symp. on Hypert. Oncol., 29 August 1988, Kyoto, Japan, Vol.1, pp 529-530.
- [4] CHIVE M., MOSCHETTO Y., SOZANSKI J.P., ROHART J., DE CORDOUE ROHART., PLANCOT M.  
"915 Mhz hyperthermia treatments with temperature control by microwave radiometry: technical, software and clinical results(phase II)."  
10th ESHO Conference Oncologic Hyperthermia, Amsterdam (The Netherlands), Sept. 21-23 1989.
- [5] CHIVE M.  
"Use of Microwave Radiometry for Hyperthermia Monitoring and as a Basis for Thermal Dosimetry."  
Methods of Hyperthermia Control, Series on clinical Thermology, Subseries Thermo-therapy, 1990, Vol.3, p113-128 ed. by M.GAUTHERIE, SPRINGER-VERLAG (Heidelberg)
- [6] CHIVE M., PLANCOT M., GIAUX G., PREVOST B.  
"Microwave hyperthermia controlled by microwave radiometry: technical aspects and clinical results".  
Journal of Microwave Power, Vol.19, N°4, Decembre 1984, pp 233-241
- [7] PLANCOT M., CHIVE M.  
"Nouveaux applicateurs en structure plaquée pour hyperthermie microonde et radiometrie microonde".  
Innov. Tech. Biol. Med., Vol.5, N°2, 1984, pp 142-150.
- [8] LEDEE R., CHIVE M., PLANCOT M.  
"Microstrip microslot antennas for biomedical applications: frequency analysis of different parameters of this type of applicator".  
Electronics Letters, Vol.21, N°7, 28 March 1985, pp 304-305.

- [9] LEDEE R., PLAYEZ E., PLANCOT M., CHIVE M.  
"Microstrip microslot multiapplicator for microwave hyperthermia and radiometry".  
7th Meeting ESHO, 16-18 Sept. 1985, Paris.
- [10] LEDEE R., PLAYEZ E., CHIVE M., PLANCOT M., BEN NAOUM K.  
"Microstrip microslot multiapplicator for microwave hyperthermia and radiometry".  
Proceeding IEEE-EMBS, 8th An. Conf. Nov. 7-10-1986, Forth Worth, U.S.A., pp 1529
- [11] LEDEE R.  
"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée."  
Thèse de l'Université de Lille I, Décembre 1987.
- [12] LEDEE R., CHIVE M.  
"Les applicateurs en structures plaquée: conception performances et applications à l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde".  
Innov. Tech. Biol. Med., N° Special 2, Vol.9, Avril 1988, pp 63-68.
- [13] LEDEE R., CHIVE M.  
"Microwave and thermal performances of an optimised multiapplicator used in microwave hyperthermia and radiometry."  
Proceeding of the 5th Inter. Symp. on Hypert. Oncol., 29 August 1988, Kyoto, Japan, Vol.1, pp 741-742.
- [14] ROBILLARD H.  
"Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde."  
Thèse de 3ème cycle, Lille, Novembre 1981
- [15] NIKAWA Y., MORI S., OKADA F.  
"Flexible microstrip applicator for biomedical application."  
Proc. of the I.S.A.P 89, Tokyo, 22-25 August 1989, pp 265-268.
- [16] PLANCOT M.  
"Contribution à l'étude théorique expérimentale et clinique de l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde."  
Thèse 3ème cycle, Lille, Décembre 1983.
- [17] DELANNOY J.  
"Contribution à l'étude de l'hyperthermie clinique microonde: Application à la réalisation d'un système interactif de traitement par hyperthermie."  
Thèse de l'Université de Lille II, Avril 1987.

# CHAPITRE I

*PROBLEMES PHYSIQUES ET TECHNIQUES RENCONTRES POUR LA  
MISE EN OEUVRE D'UNE HYPERTHERMIE MICROONDE*

## I.1 INTRODUCTION

La conception d'applicateurs (en guide d'onde ou en structure plaquée) utilisés en hyperthermie microonde, exige la prise en compte de nombreux paramètres de nature technique, mais également physiologique (caractéristiques des tissus à chauffer), et implique de trouver des solutions aux problèmes cliniques tels que les brûlures cutanées. Le but est de réaliser des applicateurs qui répondent le plus efficacement possible au cahier des charges fixé qui tient compte du type de tissus à chauffer, de l'étendue large ou faible de la tumeur, de sa profondeur, etc.... Avant d'aborder une première modélisation simple de l'association applicateur-milieu biologique, permettant:

- l'étude de l'influence de différents paramètres (électromagnétiques, thermiques, géométriques ) sur l'efficacité d'un applicateur;
- la mise au point d'une technique originale de mesure non "invasive" de température

ce premier chapitre expose les problèmes rencontrés en hyperthermie microonde et thermométrie. Il présente les solutions adoptées, qui ont conduit en particulier à la réalisation de multiapplicateurs en structure plaquée associés à un système de refroidissement, utilisés à la fois pour le chauffage et pour le contrôle de température.

Les applicateurs réalisés sont d'abord testés du point de vue de leurs caractéristiques microondes (adaptation, diagramme de champ électrique), puis au niveau de leur efficacité thermique sur milieux équivalents aux tissus humains, ce qui impose une mesure des caractéristiques microondes et thermiques des tissus biologiques.

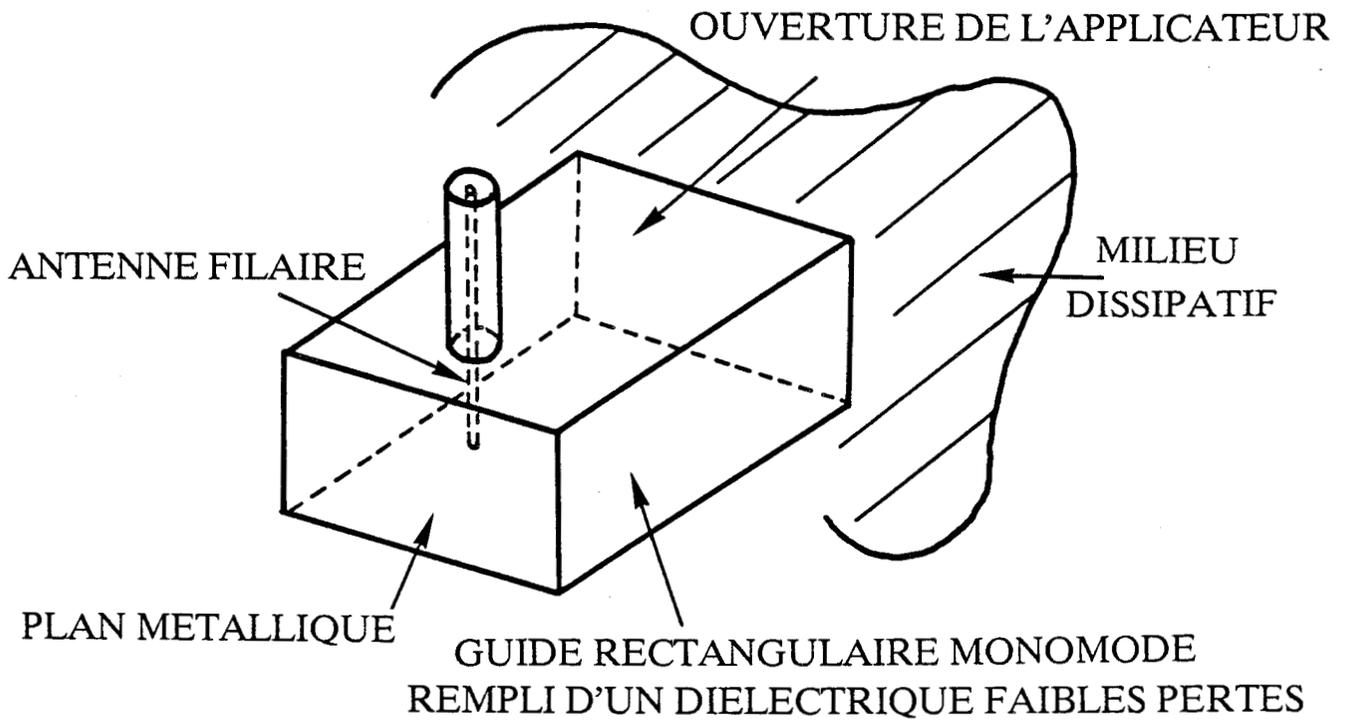


Figure I.1 : Applicateur de type guide d'onde chargé de diélectrique.

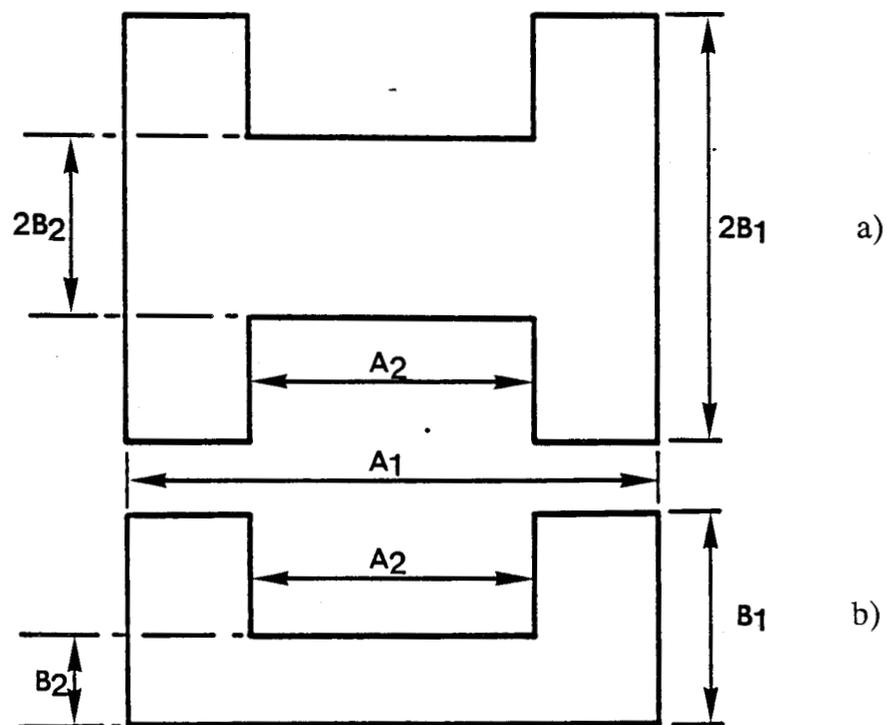


Figure I.2 : Appicateurs à arrêtes de section double (a) et simple (b).

## I.2 PROBLEMES LIES A L'HYPERTHERMIE

L'hyperthermie consiste à déposer dans un volume tumoral donné, l'énergie électromagnétique nécessaire pour provoquer au sein de la tumeur une élévation de température suffisante afin d'atteindre le seuil d'efficacité thérapeutique (42-45°C) permettant de détruire les cellules cancéreuses et ceci sans trop échauffer les tissus sains environnants.

L'un des éléments essentiels pour réaliser cet objectif est l'applicateur qui, par définition, est un dispositif conçu dans le but d'assurer, dans les meilleures conditions possibles, le transfert de l'énergie électromagnétique du générateur vers le milieu à traiter.

Les dimensions et la forme de ces applicateurs dépendent de la nature et de la géométrie de la zone à chauffer, ainsi que de la puissance électromagnétique qui devra être déposée dans les tissus.

Dans la gamme des microondes, les dimensions des applicateurs sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde guidée dans les tissus biologiques (rappelons à ce propos que pour les trois fréquences couramment utilisées en hyperthermie, les longueurs d'onde en mode TEM sont de 1.77cm à  $f=2450\text{MHz}$ , 4.6cm à  $f=915\text{MHz}$  et 9.1cm à  $f=434\text{MHz}$  pour des tissus musculaires).

Il est en outre indispensable d'adapter le matériel aux dimensions et à la configuration des tumeurs à traiter pour les chauffer dans les meilleures conditions.

C'est à partir des travaux de Shawn, Lehmann et Guy [1,2,3,4,5] que furent d'abord développés des applicateurs de contact de type guide d'onde, puis en structure plaquée.

Les applicateurs de type guide d'onde ont fait l'objet de nombreux travaux, notamment au C.H.S [6,7]. Ils sont constitués soit de guides classiques rectangulaires ou circulaires chargés d'un matériau diélectrique à faibles pertes et haute permittivité (figure I.1) ou de guides à arêtes simples ou doubles (figure I.2) plus spécialement utilisés en radiofréquences [8].

Ces structures nécessitent l'usinage des matériaux diélectriques, ainsi que l'optimisation de la transition entre le guide d'onde et la ligne coaxiale d'excitation reliée au générateur. Malgré leurs caractéristiques hyperfréquences intéressantes, en particulier au niveau de l'adaptation large bande ( $|S_{11}| < -10\text{db}$  entre 0.8 et 4GHz pour un guide d'onde rempli de diélectrique  $\epsilon_r=25$  de dimensions 2.5cm x 5cm), ces structures présentent un gros désavantage dû à l'augmentation de leur taille et de leur poids, lorsque la fréquence de travail diminue (vers 200MHz). Ils deviennent alors

rapidement des systèmes lourds et encombrants dont le prix de revient est élevé. Pour remédier à ces divers problèmes, l'étude, le développement et la caractérisation d'applicateurs de type antenne plaquée ont été entrepris à partir des études connues sur les lignes microrubans, microfentes et microrubans à plan de masse partiel [9,10,11,12,13,14].

L'un des problèmes cliniques majeurs concerne le chauffage des tumeurs profondes et de large étendue. L'utilisation de fréquences basses (<100MHz) permet d'obtenir une profondeur de pénétration plus importante de l'énergie électromagnétique dans les milieux dissipatifs, mais impose des dimensions relativement importantes des applicateurs.

L'une des solutions qui a permis de conserver des tailles raisonnables d'applicateurs a consisté en l'association en réseau de plusieurs applicateurs simples, ce qui a abouti à une nouvelle génération de structures planaires: les multiapplicateurs [15].

Ils sont constitués d'une ouverture unique dessinée dans le plan de masse et excitée par 4, 8 ou  $2n$  lignes microrubans d'alimentation. La composition des champs électriques dans l'ouverture produit une répartition de l'énergie plus homogène sous toute la surface de l'applicateur et surtout conduit à une profondeur de pénétration de l'énergie fortement accrue au centre de celui-ci, comparée à celle obtenue avec un applicateur simple. Ainsi un multiapplicateur à quatre voies excitées en phase permet d'obtenir une profondeur de pénétration double de celle du monoapplicateur (une seule voie).

Un tout autre problème est posé par le risque éventuel de brûlures au niveau de la peau lorsque l'applicateur est directement posé à son contact. Ce problème est résolu par l'utilisation d'un système de refroidissement, soit intégré à l'applicateur (photos 1 et 2), soit externe sous la forme d'un bolus à circulation d'eau thermostatée placé entre l'applicateur et la peau. Ce système de refroidissement permet à la fois d'éviter les brûlures cutanées, mais également de maintenir la température superficielle à un niveau thérapeutique suffisant par une circulation d'eau thermostatée à 42°C, éliminant ainsi les zones de sous-chauffage dans le cas de tumeurs cutanées superficielles ou débutant sous la peau.

Dans le cas de traitements de tumeurs semi-profondes (4 à 5cm de profondeur), l'utilisation d'un bolus, bien que nécessitant une augmentation de la puissance à l'entrée, permet un déplacement en profondeur de la zone de température thérapeutique tout en gardant une température superficielle acceptable ( $\approx 38^\circ\text{C}$ ).

Pour tous les types d'applicateurs, la présence d'un bolus d'eau permet de créer une hyperthermie beaucoup plus uniforme des tissus, et d'obtenir un bon contact malgré la non uniformité du corps humain tout en gardant un très bon couplage; celui-ci devient de plus insensible aux faibles mouvements du patient lors du traitement.

Ainsi, la présence d'un bolus d'eau apporte beaucoup d'avantages, bien qu'une partie de la puissance incidente soit dissipée dans l'eau de thermostatisation.

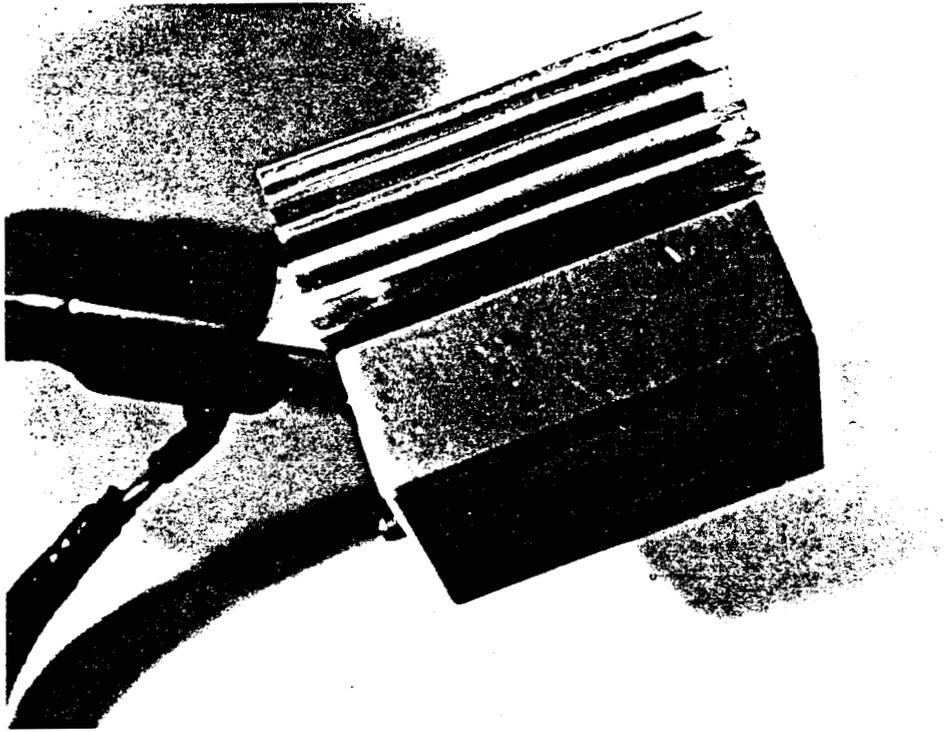


PHOTO 1: APPLICATEUR REFROIDI PAR MODULE PELTIER

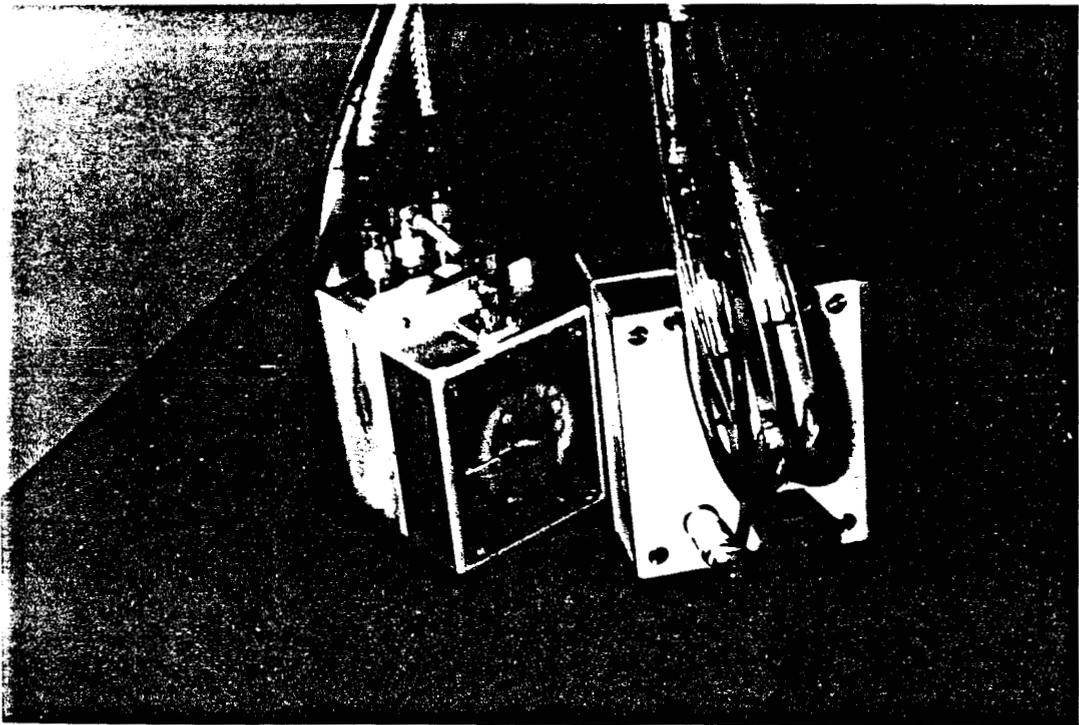


PHOTO 2: APPLICATEUR REFROIDI PAR CIRCULATION D'EAU

### **I.3 PROBLEMES LIES A LA MESURE DE TEMPERATURE**

Il est très important pour le clinicien de connaître l'étendue de la zone chauffée à la température thérapeutique(42°C) qui permet de détruire les cellules cancéreuses. De même il est indispensable de pouvoir contrôler l'existence éventuelle de points chauds internes ou superficiels qui risquent d'entraîner des brûlures profondes ou sous-cutanées. Enfin il est nécessaire de vérifier s'il n'y a pas surchauffe des tissus sains environnant le volume tumoral.

Ce contrôle s'effectue par une mesure de température dans les diverses zones concernées pour laquelle plusieurs techniques sont employées.

Pour le contrôle des températures de surface, la technique la plus utilisée consiste à placer un certain nombre de thermocouples sous l'ouverture de l'applicateur entre le bolus d'eau et la peau. Une autre méthode basée sur la mesure par caméra infrarouge a été développée[16] et testée en site clinique: elle utilise des applicateurs guide d'onde à air dans le fond desquels une caméra infrarouge a été intégrée afin de contrôler la température de surface. Ces applicateurs de chauffage à 2450MHz sont utilisés pour réaliser des hyperthermies superficielles sans contact.

Le problème le plus difficile reste néanmoins la mesure de température à l'intérieur des tissus. L'utilisation de thermocouples implantés, de part les éléments métalliques qu'ils comportent et même s'ils sont de dimensions relativement faibles, peut provoquer une altération du champ électromagnétique lors du chauffage microonde, ce qui conduit à l'apparition de points chauds.

Il est également très difficile de repérer l'endroit exact où les thermocouples sont implantés si ce n'est par une radiographie associée. La présence d'un champ électromagnétique risque de perturber l'électronique de mesure, ce qui rend impossible la mesure de température du fait des interférences avec le rayonnement. Il est alors indispensable de prendre certaines précautions telles que l'arrêt du générateur de chauffage pendant 2 à 3 secondes, le temps de la mesure. Une grande partie de ces problèmes peut être évitée ou atténuée par l'utilisation de fibres optiques dont le prix reste cependant relativement élevé.

Une autre méthode pour déterminer les températures internes consiste à utiliser des thermocouples aiguilles qui ne sont introduits dans le milieu qu'au moment de la mesure: il n'y a alors pas de risque de création de point chaud. Il est pourtant toujours nécessaire de couper le générateur pendant le temps de la mesure.

Néanmoins ce type de méthode reste toujours très délicat quant au positionnement précis du thermocouple, et l'implantation d'un élément extérieur va perturber la

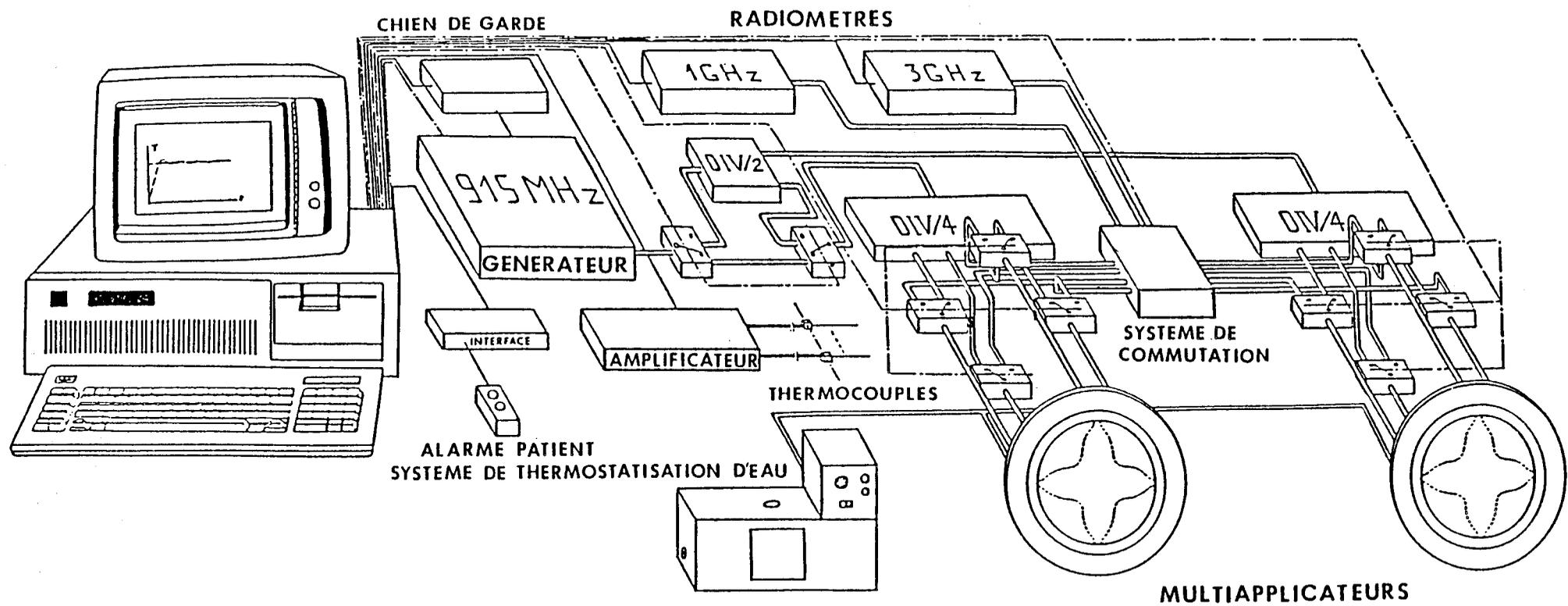


Figure I.3 : Schéma synoptique du système HYL CAR II.

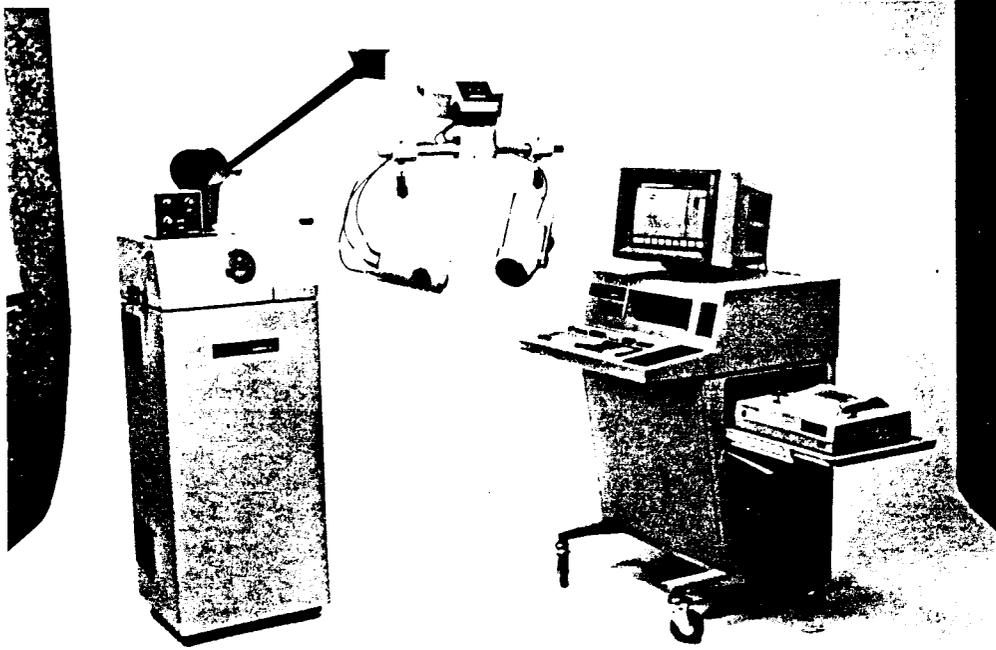


PHOTO 3 : LE SYSTEME HYL CAR II

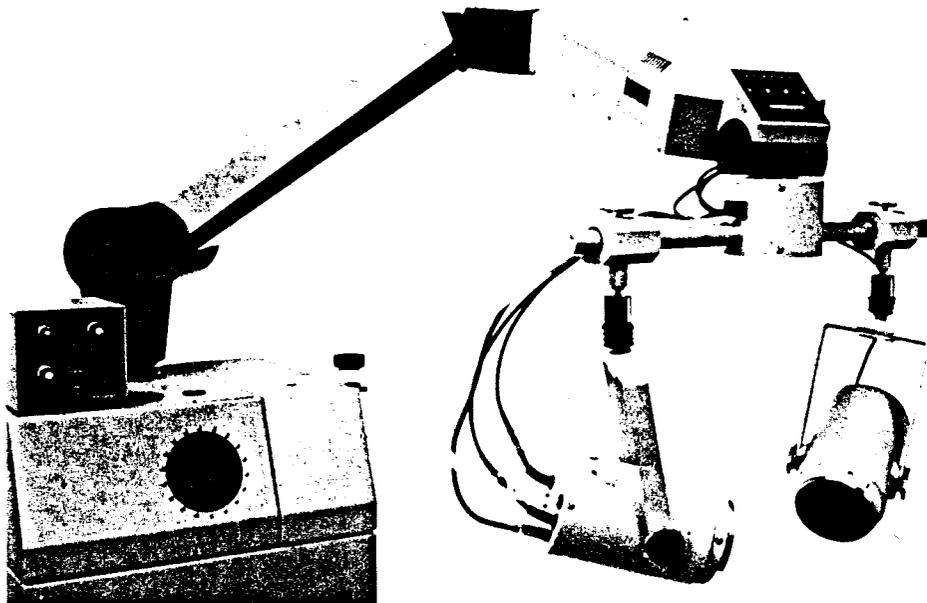


PHOTO 4 : LES DEUX MULTIAPPLICATEURS MONTES SUR  
BRAS ARTICULE

répartition locale de température(en effet la température propre de cette aiguille étant différente de celle des tissus, des échanges thermiques vont exister entre les tissus et le thermocouple aiguille). Signalons enfin, que l'un des gros risques de cette méthode est de piquer un vaisseau sanguin lors de l'implantation: le sang va alors refroidir considérablement la zone concernée et fausser toute mesure de température.

Afin de répondre aux besoins des cliniciens tout en évitant les divers problèmes évoqués ci-dessus, la méthode utilisée à Lille est la thermométrie par radiométrie microonde, méthode non destructive et non "invasive" permettant une mesure globale de la température régnant au sein des milieux. Elle est actuellement d'utilisation courante dans le domaine médical pour le contrôle de la température et l'asservissement des systèmes d'hyperthermie microonde, lors des traitements de tumeurs cancéreuses.

#### **I.4 HYPERTHERMIE LOCALISEE AVEC CONTROLE ATRAUMATIQUE PAR RADIOMETRIE MICROONDE**

Des systèmes radiatifs d'hyperthermie microonde, pilotés à partir des mesures de températures non "invasives" effectuées par radiométrie microonde multifréquence ont été mis au point, testés et utilisés en routine clinique depuis plusieurs années à Lille. C'est ainsi que plus de 2800 séances d'hyperthermie ont été réalisées depuis 1984, permettant de traiter plus de 250 patients. Ces systèmes d'hyperthermie microonde associent un ou plusieurs générateurs de chauffage(à 434MHz, 915MHz ou 2450MHz) à un ou plusieurs radiomètres (opérant entre 1GHz et 10GHz). Ils utilisent des applicateurs ou multiapplicateurs en structure plaquée, fonctionnant à la fois en chauffage et pour la mesure de température par radiométrie microonde.

Le pilotage automatique informatisé de ces systèmes d'hyperthermie est basé sur les mesures radiométriques de température et la puissance microonde de chauffage est ajustée en fonction du niveau de température souhaité, compte tenu des seuils de sécurité préalablement fixés au départ.

La figure I.3, ainsi que les photos 3 et 4 présentent la dernière version du système totalement informatisé. Ce système dénommé HYL CAR II associe un générateur de 100W (à 915MHz) à deux radiomètres (centrés sur 1GHz et 3GHz) et à deux multiapplicateurs montés chacun sur un bras articulé. Le pilotage de ce dispositif est effectué par un ensemble informatique permettant la gestion des systèmes de sécurité et des dossiers médicaux des patients. Il permet en outre de visualiser en temps réel au cours des séances de traitement les températures radiométriques, les températures de surface entre la peau et le bolus d'eau thermostatée, ainsi que les niveaux de puissance incidente et réfléchi (figure I.4). Ces différentes mesures sont également mémorisées par le système.

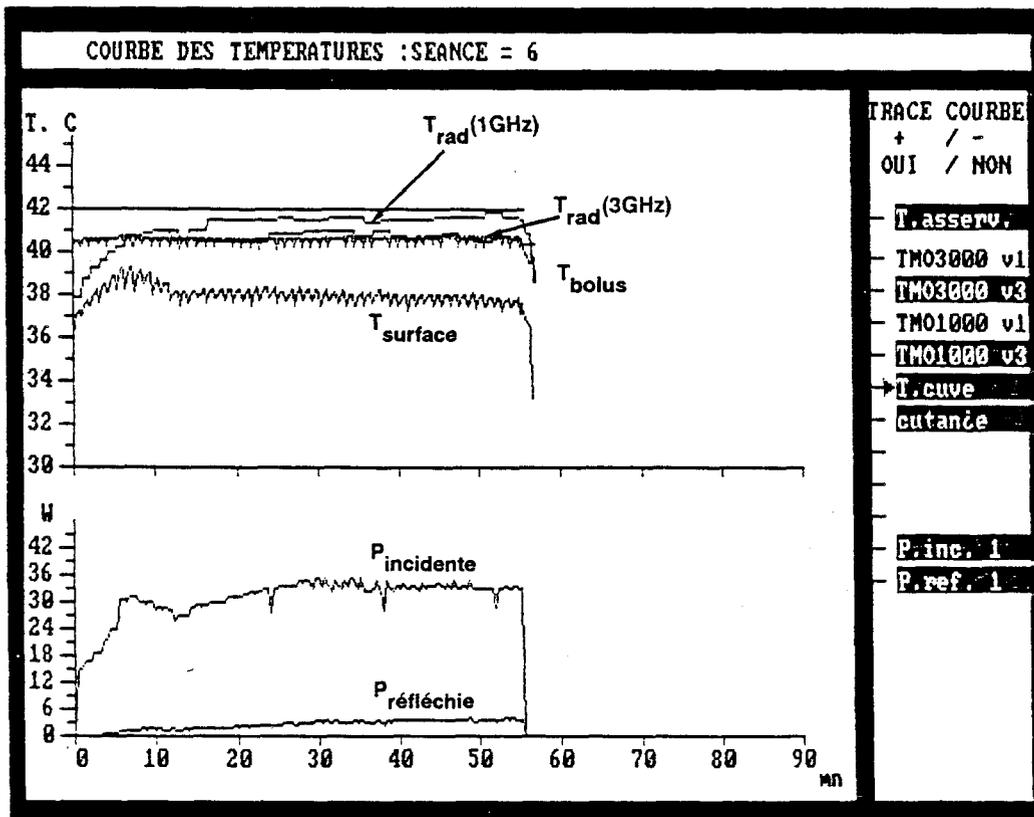


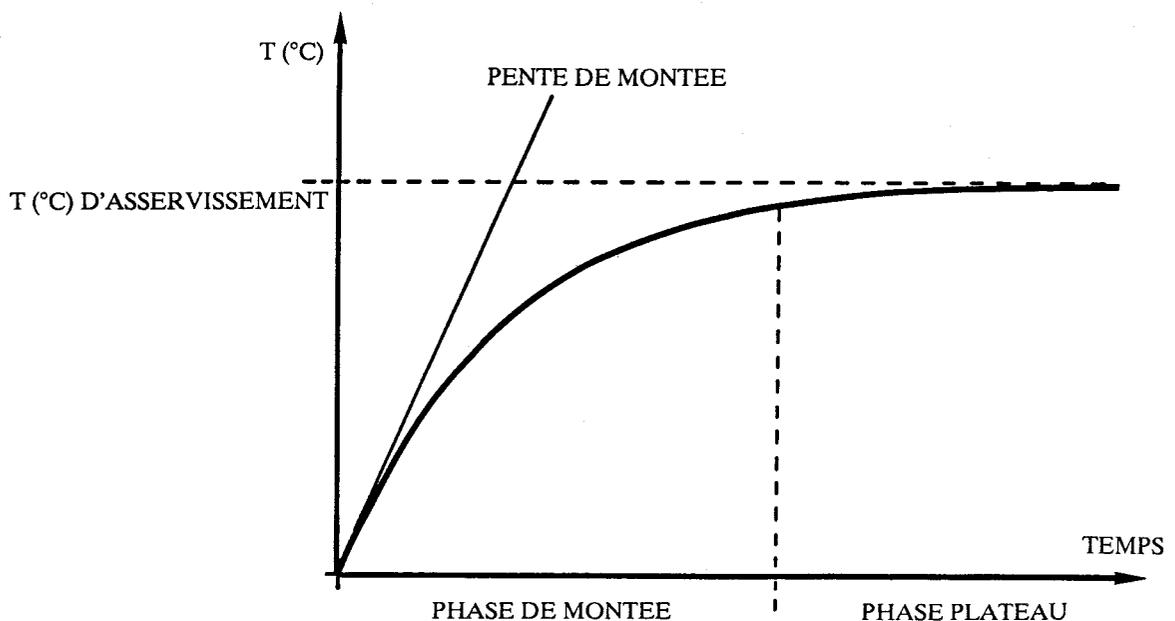
Figure I.4 : Visualisation des mesures effectuées pendant une séance d'hyperthermie microonde avec le système HYL CAR II.

L'applicateur utilisé pour le chauffage sert également d'antenne-capteur pour la radiométrie. Compte tenu des niveaux respectifs de puissance (plusieurs watts pour le chauffage alors qu'en radiométrie une variation de température de  $0.1^{\circ}\text{C}$  correspond à un écart de l'ordre de  $10^{-15}$  watts pour une bande passante de 1GHz du radiomètre), il faudrait une isolation supérieure à 160dB entre les voies. Une telle isolation ne peut être techniquement réalisée et impose donc de travailler en suivant la méthode alternée.

La puissance de chauffage est appliquée pendant la plupart du temps et les mesures de température ne s'effectuent que pendant de brefs intervalles de temps, durant lesquels le générateur est coupé. Ainsi il est possible de réaliser les différentes mesures de température pendant une dizaine de secondes toutes les 1 ou 2 minutes. Cette brève interruption du chauffage, compte tenu de l'inertie thermique des tissus, ne perturbe pas la répartition de température due au chauffage microonde. C'est également pendant la phase "générateur éteint" que sont effectuées les mesures de température de surface par thermocouples, puisqu'à ce moment ces dispositifs et leur électronique ne sont pas perturbés par le champ électromagnétique.

Un algorithme assurant le pilotage du système a été développé: il permet d'assurer la régulation de la puissance de chauffage nécessaire à l'obtention des seuils de température souhaités dans les tissus. Cette fonction est réalisée par une boucle d'asservissement pilotée par microordinateur à partir des mesures effectuées périodiquement au cours de la séance (thermocouples de surface, radiométrie,  $P_{\text{incidente}}$ ,  $P_{\text{réfléchie}}$ ).

La durée d'une séance d'hyperthermie est d'environ 60 minutes après une période d'initialisation de 10 minutes, durant laquelle la température respecte une pente de montée d'environ  $1^{\circ}\text{C}/\text{mn}$ . Cette valeur peut néanmoins être modifiée par le clinicien qui choisit alors sa pente de montée et la température de consigne, afin que le temps d'initialisation soit de l'ordre de 10 minutes.



Vient ensuite la phase dite "phase plateau" lorsque la température se stabilise (température radiométrique mesurée = température de consigne). L'asservissement va alors s'effectuer sur le niveau de puissance à délivrer: il consiste en une commande proportionnelle pondérée par un coefficient de proportionalité qui dépend du type d'appareil et des applicateurs de chauffage utilisés. Cet algorithme intervient également au niveau de l'asservissement en température de l'eau circulant dans le bolus.

Des alarmes sont également présentes pour avertir d'un dépassement du taux de puissance réfléchi, ou d'un dépassement de température de consigne trop important (sur la température de surface ou radiométrique): le niveau de puissance incidente est alors diminué d'un facteur qui dépend du matériel utilisé.

Dans le cas d'un arrêt du chauffage (en raison d'un mauvais fonctionnement de la thermométrie ou du calculateur), la durée de celui-ci est indiquée et la séance en est rallongée de 20 minutes.

Ainsi ce système limite l'intervention du clinicien et évite la surveillance constante du dispositif.

## **I.5 APPLICATEURS ET MULTIAPPLICATEURS UTILISES**

L'applicateur constitue l'un des éléments essentiels du système d'hyperthermie microonde piloté par radiométrie microonde. En effet il est conçu pour réaliser dans les meilleures conditions possibles le transfert de l'énergie électromagnétique du générateur vers le milieu à chauffer et pour fonctionner en tant que capteur afin de mesurer la température par radiométrie microonde.

Il doit donc répondre à un certain nombre de contraintes dues à la plage de fréquences utilisée, à la puissance qu'il devra délivrer mais aussi à la nature, la forme et les dimensions des milieux sur lesquels il sera utilisé pour le chauffage ou en tant que capteur.

### **I.5.1 REALISATION**

Les applicateurs que nous utilisons actuellement sont réalisés à partir de structures plaquées, dont les études et la réalisation ont débuté au C.H.S dès 1981 (partant des travaux de Bahl et Stuchly [9,10,11]) pour remplacer les applicateurs de type guide d'onde chargé de diélectrique.

Dès 1982 Toutain S. et Chive M. ont proposé un applicateur large bande doté d'un système de refroidissement intégré[17]. La Société ODAM de WISSEMBOURG le choisit alors pour remplacer les guides d'onde dans les systèmes d'hyperthermie

# OUVERTURE DANS LE PLAN DE MASSE

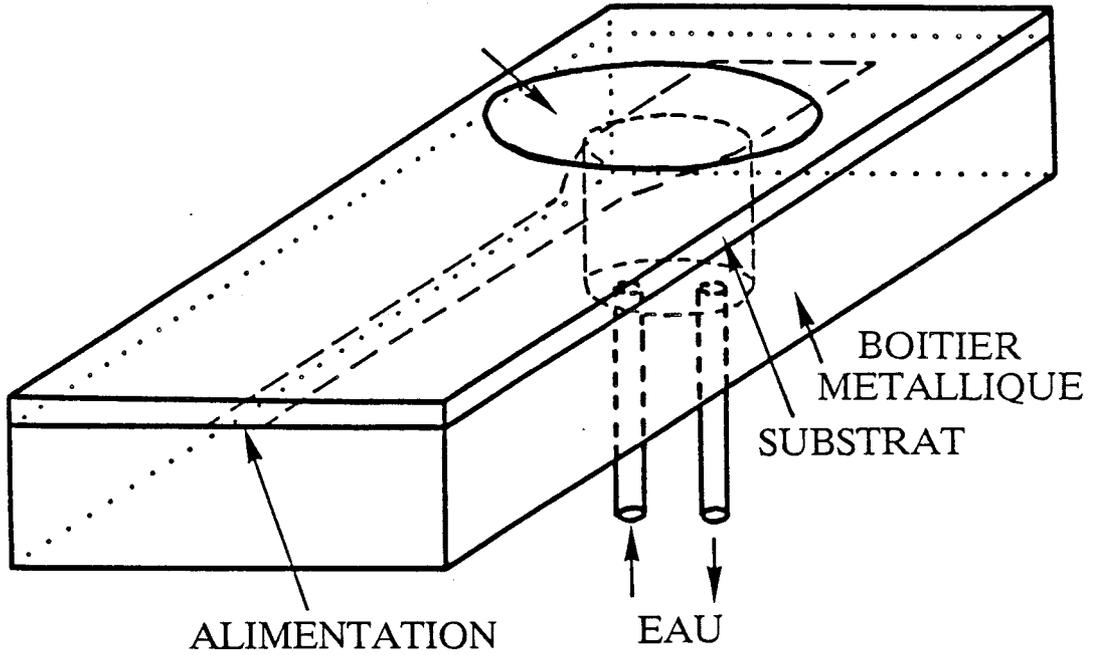


Figure I.5 : Monoapplicateur à ouverture circulaire, excitée par une ligne microruban à transition progressive, équipé d'un système de refroidissement à eau thermostatée.

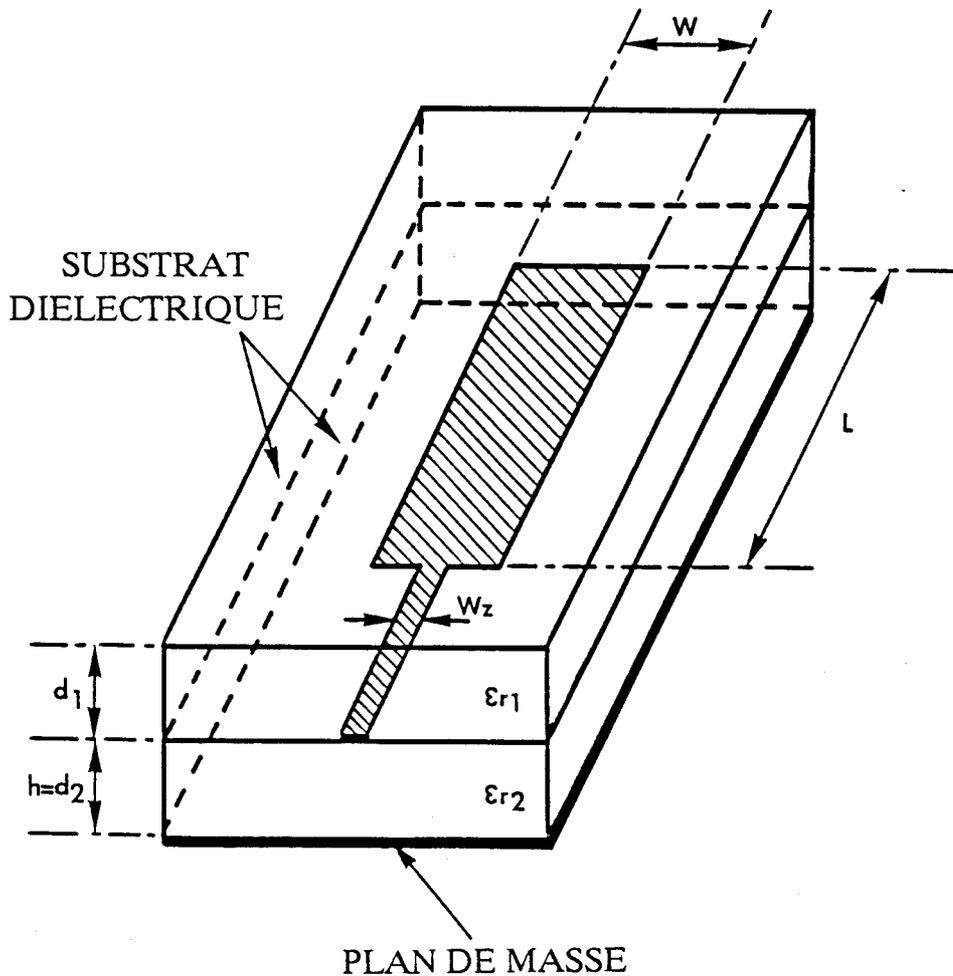


Figure I.6 : Applicateur de type Patch, avec surcouche diélectrique.

contrôlée par radiométrie aux vues de ses performances microondes et thermiques [18,19,20].

### *1.5.1.1 MONOAPPLICATEURS*

Ils sont réalisés selon la technique des circuits planaires imprimés et comportent une ouverture circulaire dessinée dans le plan de masse d'une ligne microruban élargie (figure I.5). Cette configuration permet d'obtenir une très bonne adaptation sur une large bande de fréquences, lorsqu'ils sont placés au contact des tissus vivants ou d'un bolus d'eau, ce qui permet de les utiliser à la fois pour le chauffage et pour la mesure de température par radiométrie.

La structure de cet applicateur conduit à le considérer comme un dipôle adapté: partant d'une ligne microruban d'impédance caractéristique 50 Ohms, celle-ci s'élargit graduellement dans l'ouverture du plan de masse afin d'obtenir une faible variation d'impédance dans le plan d'entrée de l'applicateur. C'est l'ouverture dans le plan de masse qui est placée au contact du milieu dissipatif et permet la propagation de l'onde électromagnétique dans celui-ci. Ces applicateurs sont généralement utilisés avec un système de refroidissement intégré ou avec un bolus d'eau thermostatée, qui évite les éventuelles brûlures cutanées tout en permettant une meilleure homogénéisation de la température dans le milieu traité.

Récemment, de nouveaux types d'applicateurs ont été étudiés par Béra J [21]: ils sont constitués d'une structure PATCH (élément rectangulaire de longueur L, de largeur W déposé sur un substrat diélectrique de permittivité relative  $\epsilon_r$  et de hauteur h) (figure I.6).

Etant donnée la possibilité de travailler à diverses fréquences en hyperthermie microonde (434MHz, 915MHz, 2450MHz), plusieurs applicateurs ont ainsi été réalisés et optimisés pour fonctionner à ces fréquences.

### *1.5.1.2 MULTIAPPLICATEURS*

L'un des problèmes auxquels sont confrontés les cliniciens concerne le chauffage des lésions étendues et semi-profondes. Le monoapplicateur ne permet pas de traiter efficacement ce type de cas, même si l'on considère une association côte à côte de plusieurs d'entre eux. La solution retenue pour chauffer efficacement de telles lésions a conduit à la conception de multiapplicateurs à ouverture unique [15].

Ceux-ci sont réalisés à partir de l'association dans l'ouverture circulaire d'un plan de masse unique de quatre lignes microrubans à transitions graduelles, disposées en croix

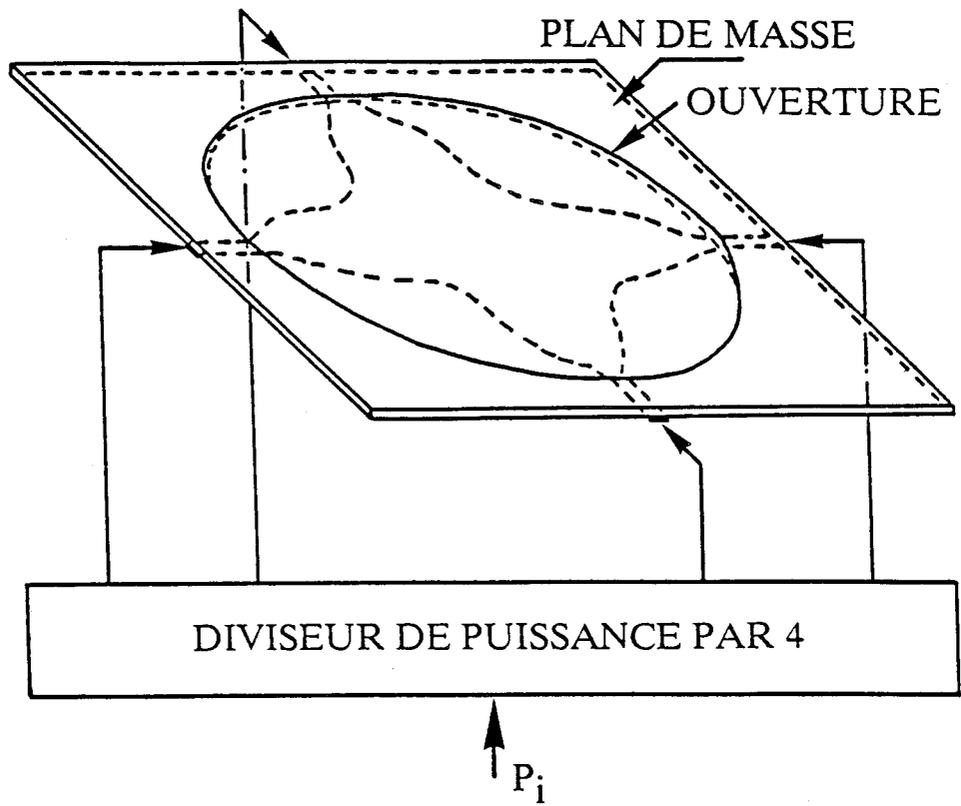


Figure I.7 : Multiapplicateur à ouverture circulaire excitée par 4 lignes microrubans à transition progressive alimentées en phase, au travers d'un diviseur de puissance par 4.

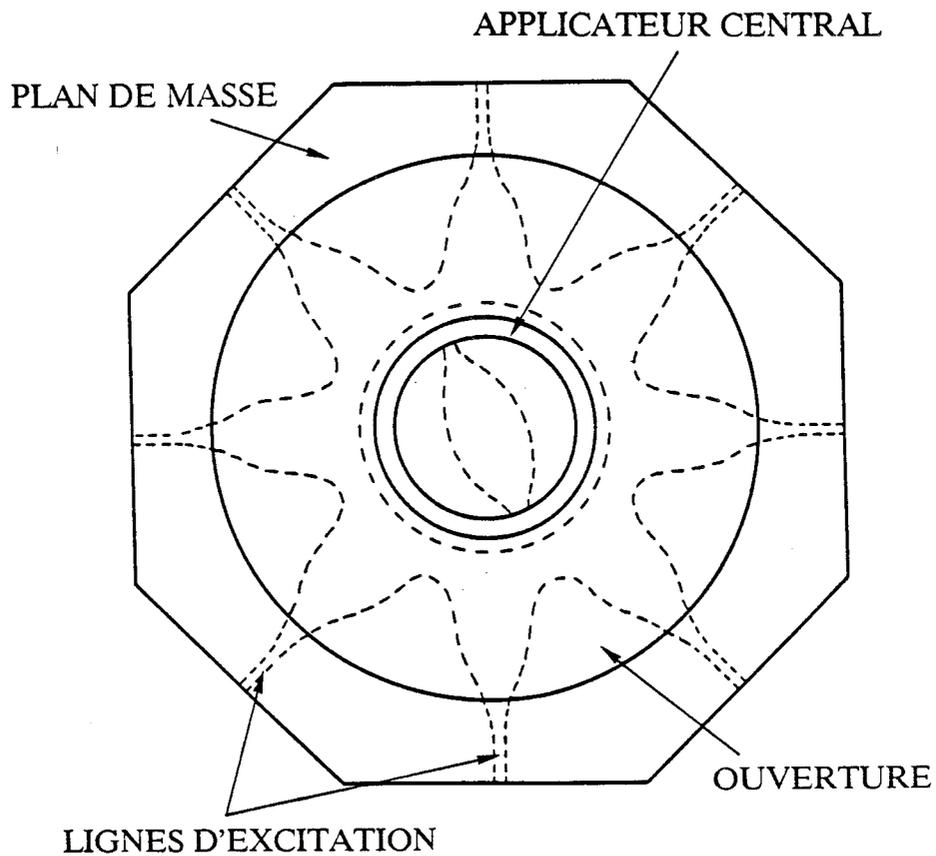


Figure I.8 : Multiapplicateur 8 voies à ouverture circulaire, excitée par 8 lignes microrubans à transition progressive, alimentées en phase et groupées autour d'un applicateur simple.

et se joignant au centre; elles sont alimentées en phase à travers un diviseur de puissance à quatre voies lors de la phase de chauffage (figure I.7).

Cette technologie permet ainsi d'élargir la zone utile de chauffage et d'obtenir une pénétration beaucoup plus importante des ondes électromagnétiques à l'intérieur des tissus, grâce à la composition des champs électromagnétiques dans l'ouverture du multiapplicateur.

Pour son fonctionnement en radiométrie, la mesure s'effectue à 2 fréquences différentes sur chaque voie utilisée alors séparément comme antenne-capteur du bruit thermique, ce qui permet d'obtenir un balayage radiométrique sous toute la surface de l'ouverture du multiapplicateur.

C'est cette technique qui a été retenue sur le système HYL CAR II de la Sté BRUKER.

D'autres multiapplicateurs à quatre voies fonctionnant à 434MHz ont également été réalisés pour le traitement de lésions très étendues (jusqu'à 100 à 150cm<sup>2</sup> de surface).

Un autre modèle fonctionnant à 915MHz et comportant huit lignes microrubans à transitions graduelles, alimentées en phase à travers un diviseur de puissance par huit et disposées en couronne autour d'un applicateur simple (figure I.8), a donné des résultats très prometteurs pour le traitement de ce type de lésions.

Actuellement un multiapplicateur basé sur une structure de type PATCH est également à l'étude.

## **I.5.2 CARACTERISTIQUES MICROONDES ET THERMIQUES DES APPLICATEURS ET MULTIAPPLICATEURS**

### *I.5.2.1 COEFFICIENT DE REFLEXION*

Les applicateurs et multiapplicateurs réalisés sont d'abord testés du point de vue de leurs caractéristiques microondes, à l'aide d'un analyseur de réseaux (HP 8510). Ceci permet de mesurer l'évolution du module du coefficient de réflexion en puissance  $|S_{11}|$  (en dB) en fonction de la fréquence, lorsque l'applicateur se trouve soit au contact de différents milieux dissipatifs présentant des caractéristiques proches des milieux biologiques à forte teneur en eau de type musculaire, soit au contact du muscle.

Cette mesure permet de déterminer la qualité de l'adaptation à la fréquence de chauffage, ainsi que dans les bandes de fréquences utilisées pour les mesures radiométriques. La figure I.9 présente l'évolution du module du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'un monoapplicateur: nous constatons une très bonne

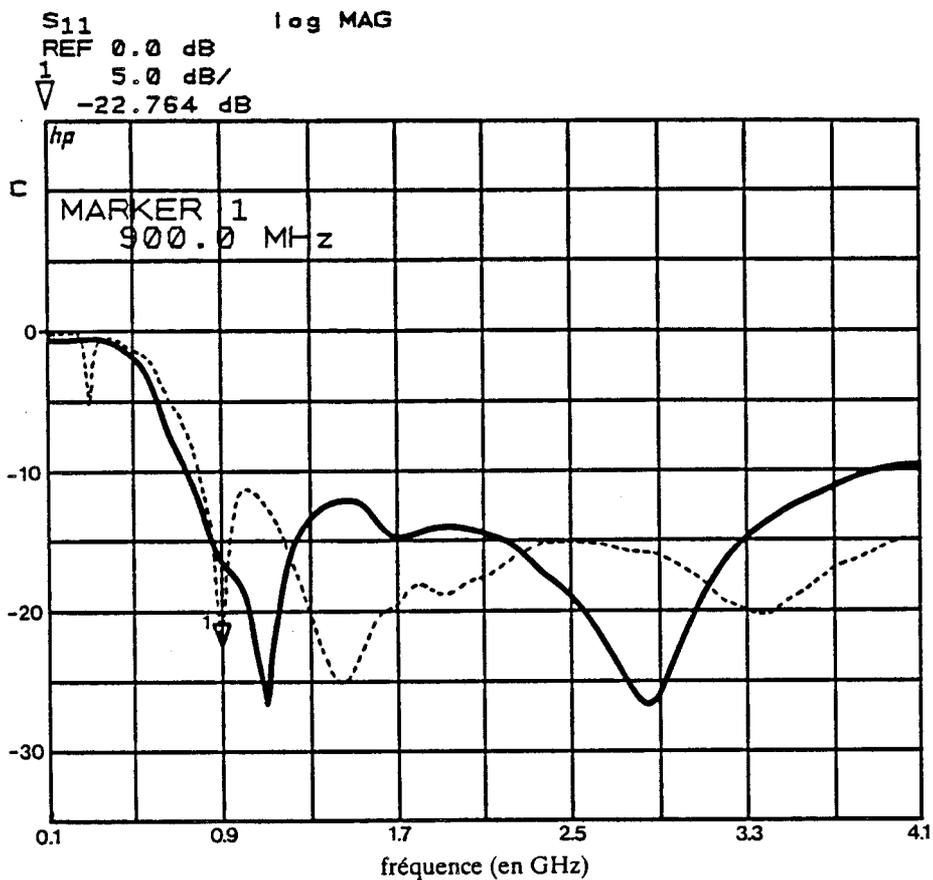


Figure I.9 : Evolution fréquentielle du module du coefficient de réflexion en puissance à l'entrée d'un monoapplicateur ( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ) au contact d'un gel polyacrylamide. — sans bolus ---- avec bolus(5mm)

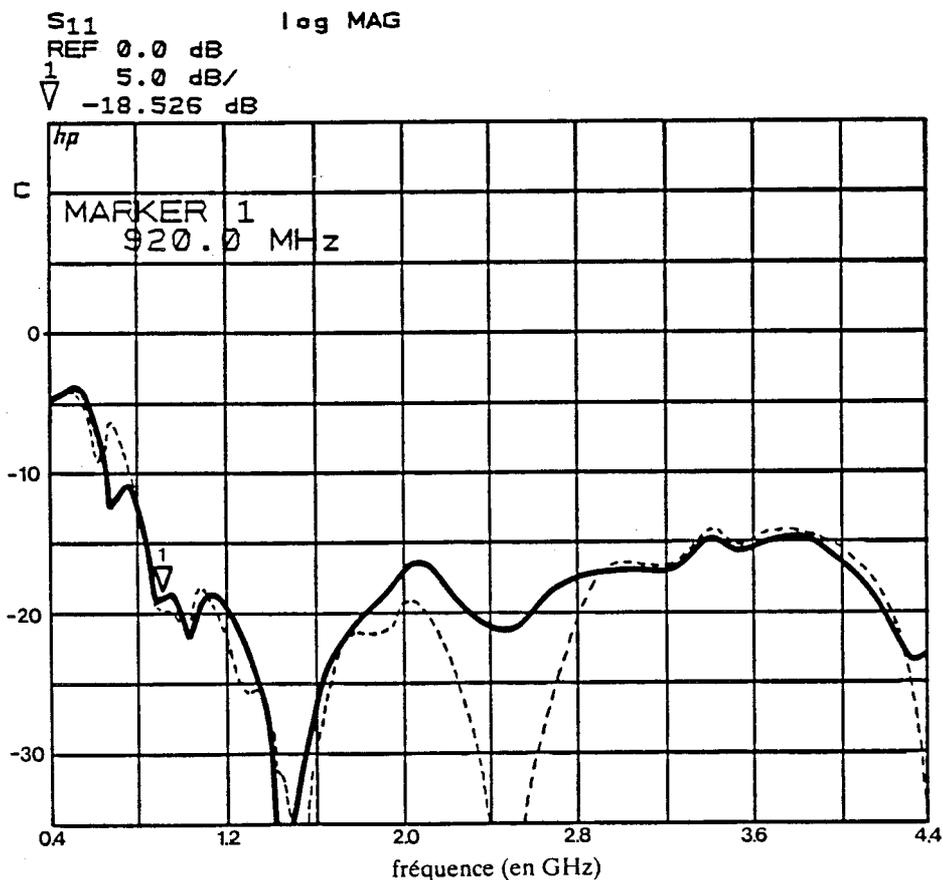


Figure I.10 : Evolution fréquentielle du module du coefficient de réflexion en puissance à l'entrée d'un multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ , 1 seule voie excitée) au contact d'un gel polyacrylamide. — sans bolus ---- avec bolus(5mm)

adaptation à la fréquence de chauffage de 915MHz, ainsi que dans la bande 2-4GHz utilisée pour les mesures radiométriques.

Pour le cas d'un multiapplicateur le niveau d'adaptation est d'abord mesuré pour chaque voie séparément, suivi d'une mesure globale de l'adaptation à la fréquence de chauffage à travers le diviseur de puissance (les voies étant alors excitées en phase). La figure I.10 présente le niveau d'adaptation obtenu pour une voie d'un multiapplicateur fonctionnant à 915MHz et utilisé sur l'HYLCAR II.

Pour ces tests, nous utilisons comme milieux dissipatifs de l'eau salée présentant une concentration en sel de 6g/l et un gel polyacrylamide de consistance solide. Ces deux types de milieux présentent des caractéristiques diélectriques proches de celles des tissus musculaires: leurs valeurs ont été mesurées au C.H.S par l'équipe de "Recherche sur les Nouveaux Matériaux" dirigée par le Professeur A.Chapoton. Les résultats de ces mesures sont présentés au paragraphe 1.6.1.

### *1.5.2.2 DETERMINATION DE LA CONFIGURATION DU DEPOT DE PUISSANCE*

#### *1.5.2.2.a Relevé du dépôt de puissance*

La deuxième étape de caractérisation, est la détermination de la distribution de la puissance déposée par l'applicateur dans le milieu dissipatif qui lui est couplé. Deux méthodes sont alors utilisées:

1 -la première consiste à obtenir dans un milieu liquide équivalent au muscle (de l'eau salée à 6g/l) une information liée au champ électrique. Pour cela nous utilisons un dispositif qui comprend un dipôle se déplaçant dans les trois directions au sein du liquide dissipatif, relié à un voltmètre via un détecteur fonctionnant en zone quadratique. La tension détectée est alors proportionnelle au carré du champ électrique existant au point considéré, donc proportionnelle à la puissance dissipée au sein du milieu. Le schéma représentatif de ce banc de mesure est donné figure I.11.

La figure I.12 présente le relevé de la puissance déposée par un monoapplicateur, tracé à partir des mesures effectuées à l'aide de ce dispositif.

Appliquée au cas du multiapplicateur dont les quatre voies sont alimentées en phase, cette méthode est plus délicate à mettre en oeuvre et le relevé que l'on effectue dans ces conditions ne traduit pas la distribution réelle du dépôt de puissance, l'orientation du dipôle de mesure étant en effet un paramètre important. Afin de mettre en évidence la composition des champs électromagnétiques dans l'ouverture lorsque les

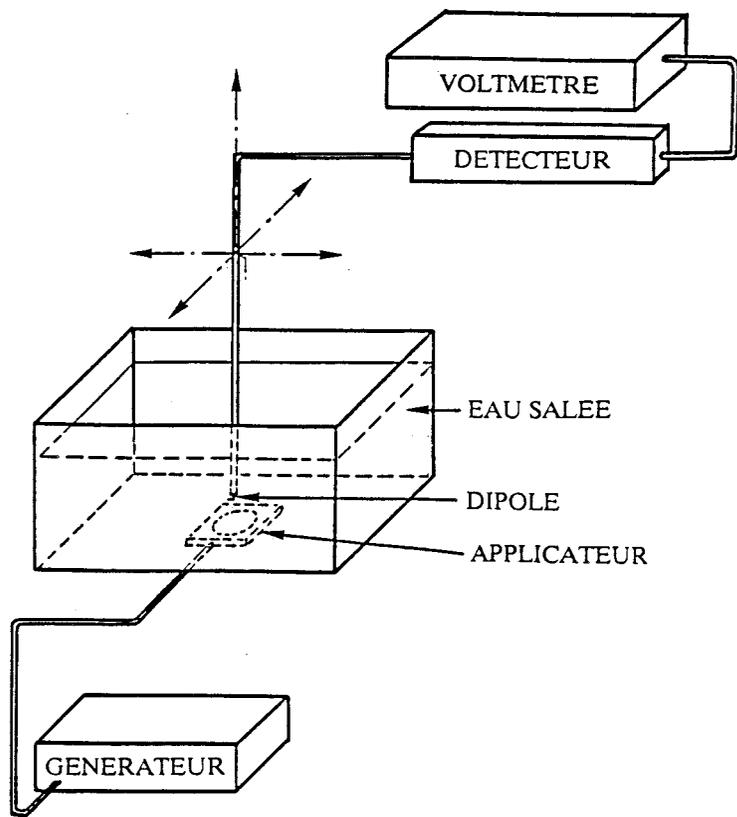
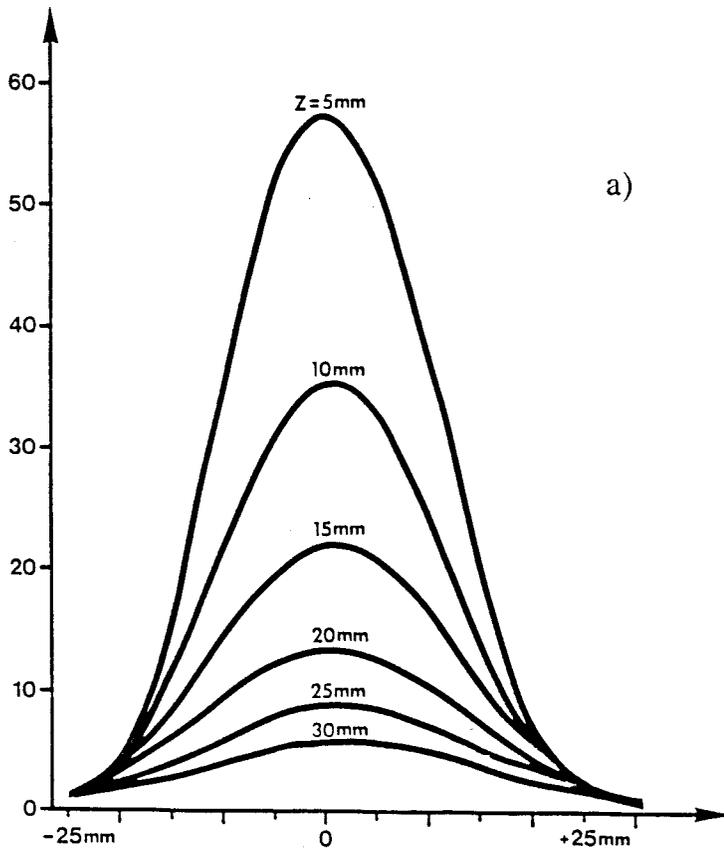


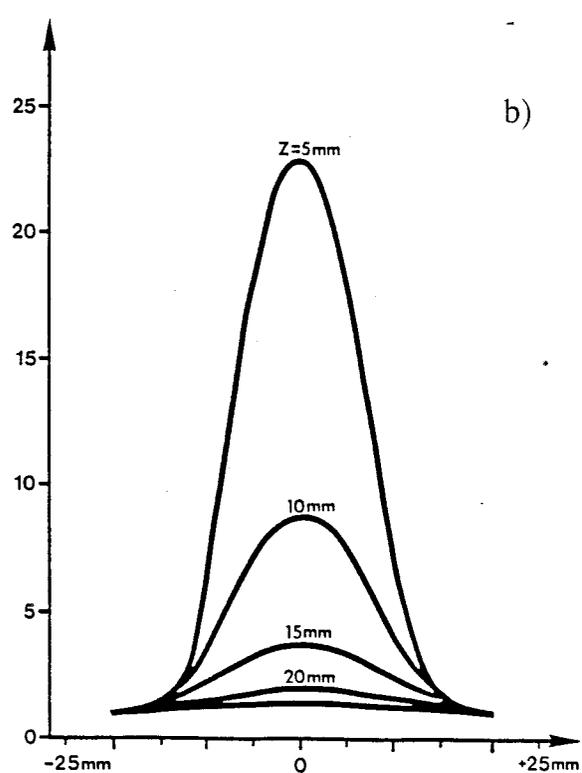
Figure I.11 : Synoptique du banc de mesure pour le relevé du diagramme de dépôt de puissance dans un milieu liquide (solution saline à 6g/l).

V DETECTEE (en mV)



a)

V DETECTEE (en mV)



b)

Figure I.12 : Relevé du dépôt de puissance à 915MHz (a) et 3GHz (b), obtenu avec un monoapplicateur ( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ) dans de l'eau salée à 6g/l, perpendiculairement à la ligne d'excitation.

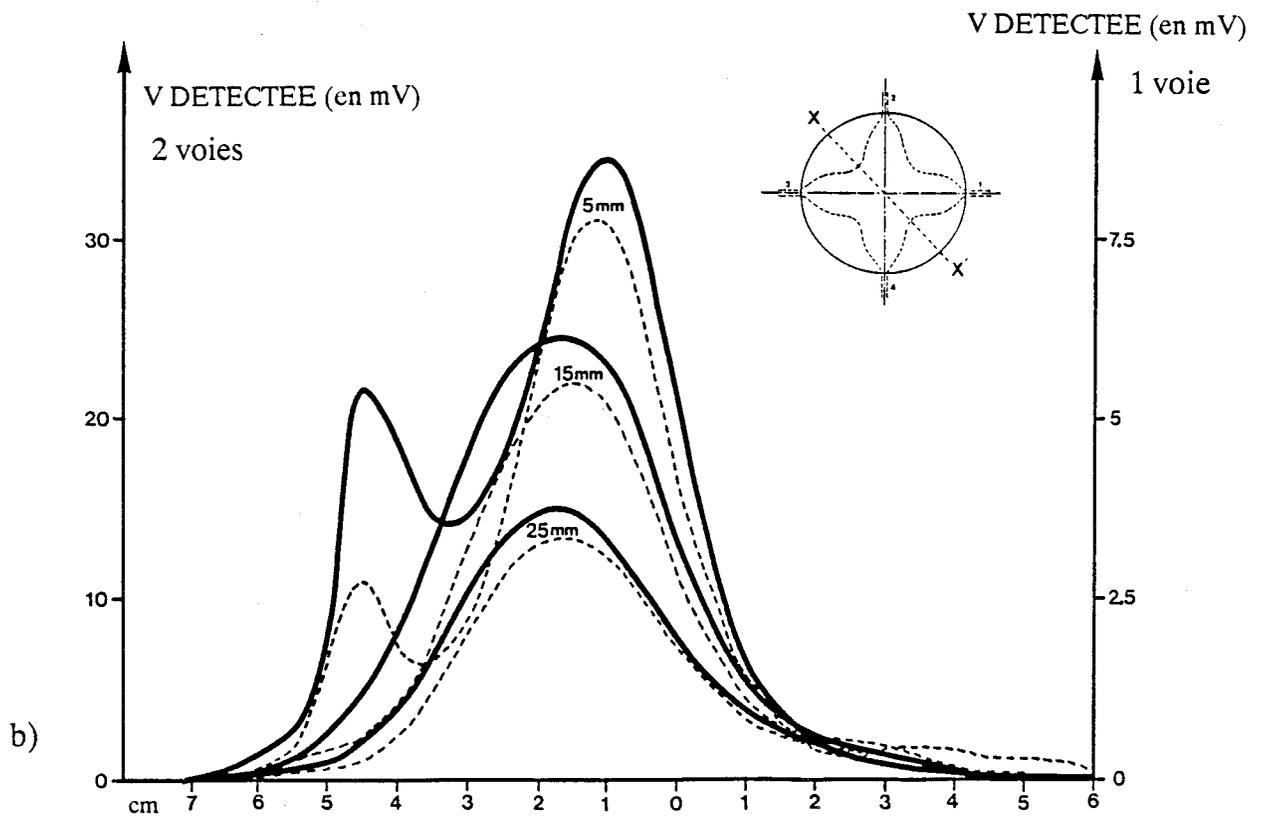
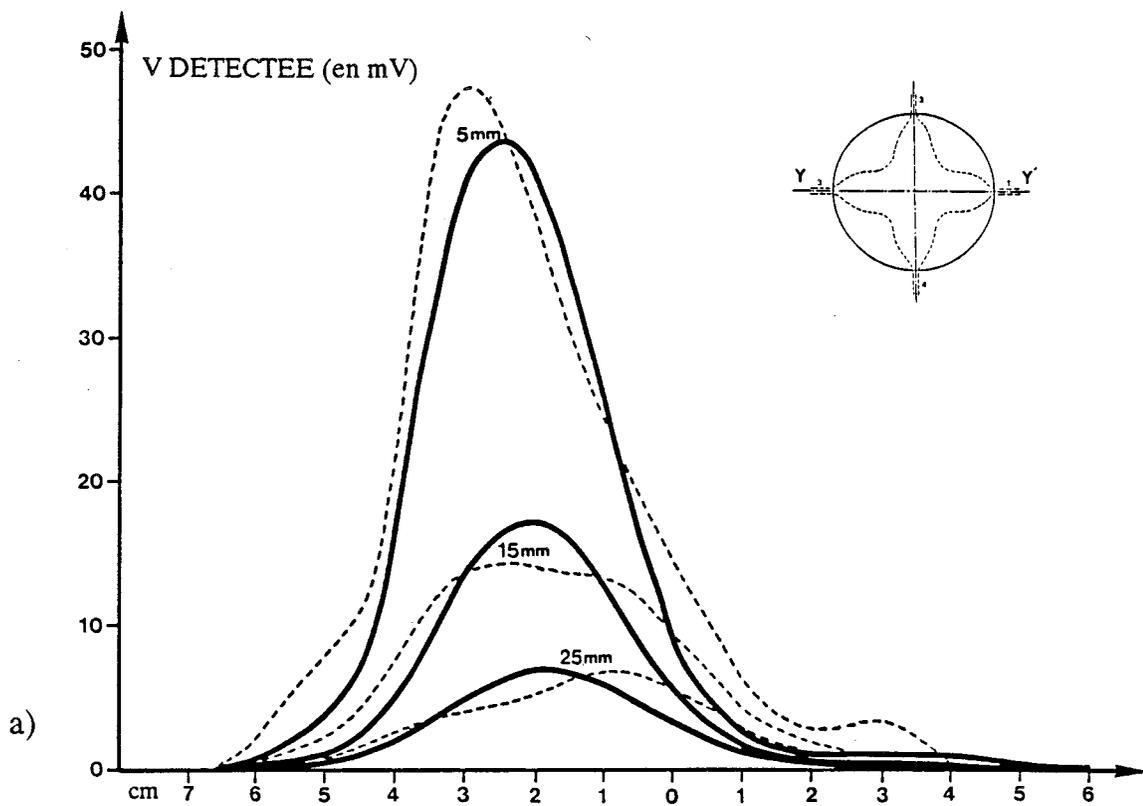


Figure I.13 : Mise en évidence de la composition de champs dans l'ouverture d'un multiapplicateur ( $D = 80\text{mm}$ ,  $\epsilon r = 6$ ) pour une fréquence d'utilisation de  $915\text{MHz}$ .

— 1 seule voie excitée,    ---- 2 voies excitées en phase.

a) relevé suivant la ligne d'excitation Y-Y'

b) relevé suivant la bissectrice X-X'

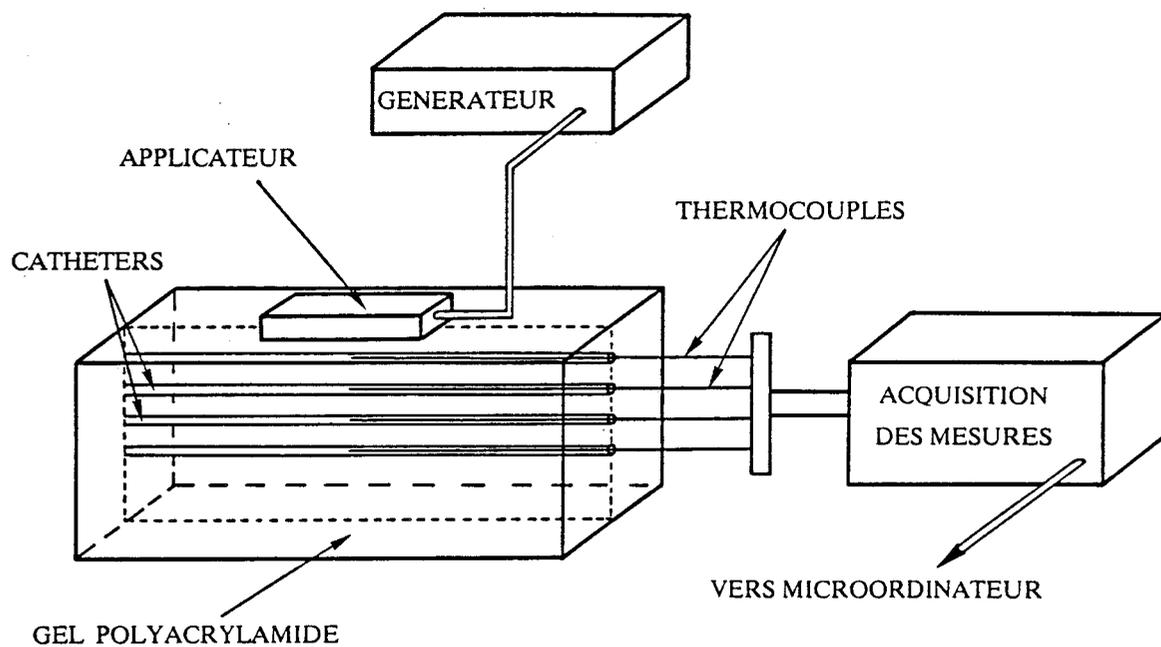


Figure I.14 : Synoptique du banc de mesure pour le relevé de températures dans un gel polyacrylamide.

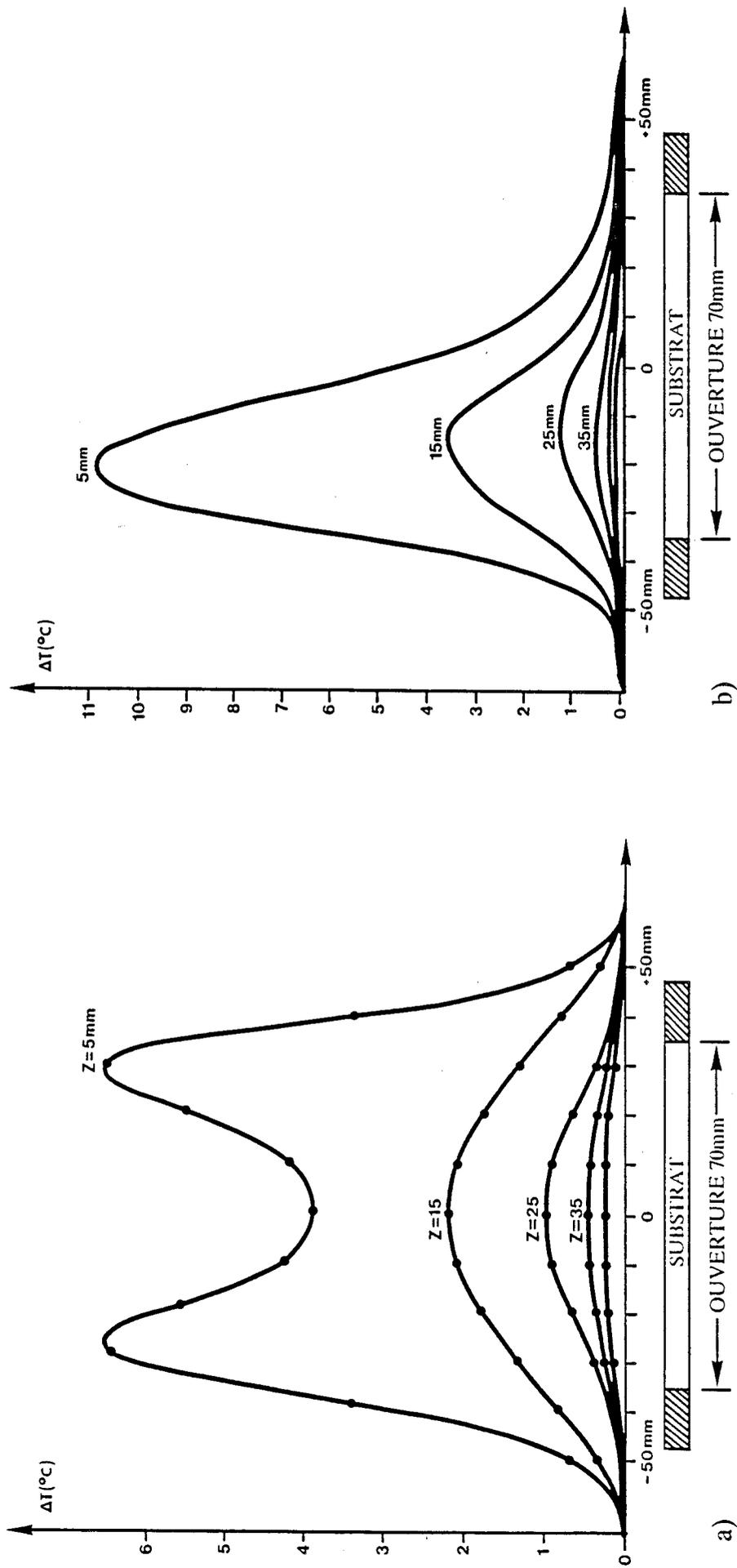


Figure 1.15 : Diagramme de dépôt de puissance à 915MHz, relevé dans le gel polyacrylamide, suivant la ligne d'alimentation d'un multiapplicateur. ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ).  $P=60\text{W}$ , tchauffage = 1 minute.  
a) 4 voies excitées en phase.  
b) 1 seule voie excitée.

voies d'alimentation sont excitées en phase, nous avons réalisé l'expérience suivante: seules deux voies consécutives (2 et 3 figure II.13) sont alimentées en phase, le relevé s'effectue le long des lignes excitées et suivant la bissectrice. Les relevés montrent bien la composition des champs dans l'ouverture, puisque l'on obtient sur la bissectrice un niveau en puissance quatre fois plus important que celui relevé suivant cette même bissectrice lors de l'excitation d'une seule voie. En effet une composition des champs électriques en phase permet d'obtenir un champ deux fois plus important, d'où une puissance  $P = |2E|^2 = 4|E|^2$ .

Nous constatons de plus que le niveau de puissance relevé le long de la bissectrice atteint le même ordre de grandeur que celui relevé le long de la ligne, ce qui permettra alors d'obtenir un chauffage beaucoup plus uniforme.

2 -Une deuxième méthode qui s'avère beaucoup plus efficace dans le cas du multiapplicateur, consiste à mesurer à l'aide de thermocouples l'accroissement de température dans un gel polyacrylamide (figure I.14). Celui-ci est induit par un rayonnement microonde de forte intensité (de l'ordre de 60 Watts) émis pendant un temps très bref (environ 1 minute), afin d'éviter les phénomènes de conduction thermique à l'intérieur du gel (les thermocouples sont déplacés par un système informatisé dans des cathéters implantés au sein du gel). La variation de température obtenue est en effet proportionnelle à la densité de puissance absorbée par le gel: elle est donc le reflet direct de la distribution du champ électrique sous l'ouverture du multiapplicateur.

Ces deux méthodes de mesures fournissent le relevé de la configuration du dépôt de puissance sous l'ouverture des applicateurs et multiapplicateurs. Ce qui permet d'en déduire la configuration du champ électrique à l'intérieur du milieu dissipatif équivalent aux tissus musculaires, aussi bien à la fréquence de chauffage qu'aux fréquences centrales des radiomètres utilisés.

La figure I.15 donne le diagramme de dépôt de puissance d'un multiapplicateur utilisé sur l'HYLCAR II en mode de chauffage à 915MHz, ainsi que son diagramme de contribution à la puissance captée lorsqu'il est utilisé en tant que capteur de température (fonctionnement d'une seule voie) à 1GHz.

#### *1.5.2.2.b Taux d'absorption spécifique*

A partir des mesures précédentes, nous pouvons tracer les courbes iso-puissances dans différents plans ce qui nous donne alors accès au T.A.S (Taux d'Absorption Spécifique) caractéristique du couplage entre l'applicateur et le milieu.

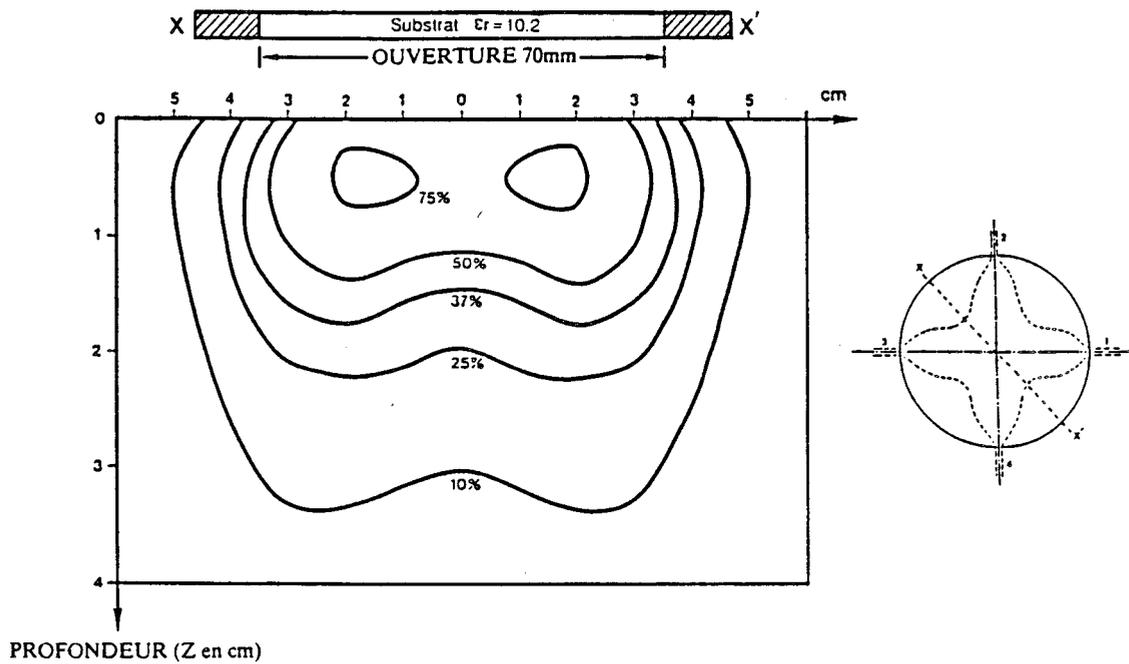


Figure I.16 : Relevé du T.A.S à 915MHz, suivant la bissectrice  $xx'$  du multiapplicateur ( $D = 70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 10.2$ ,  $h = 1.27\text{mm}$ ).

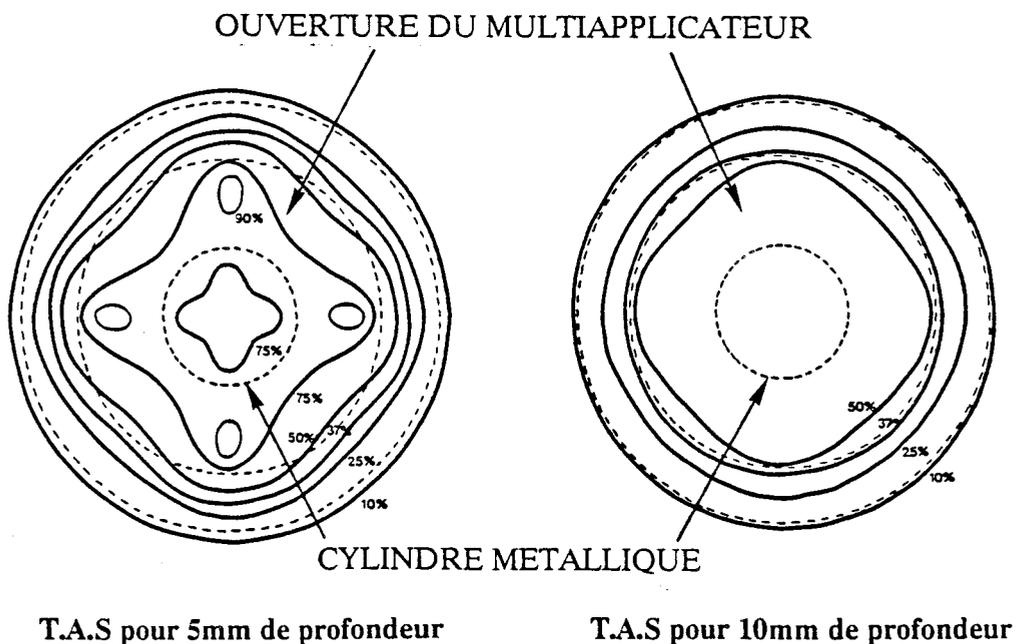


Figure I.17 : Relevé du T.A.S à 915MHz, dans un plan parallèle à la surface du multiapplicateur ( $D = 70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 10.2$ ,  $h = 1.27\text{mm}$ ) à 5 et 10mm de profondeur

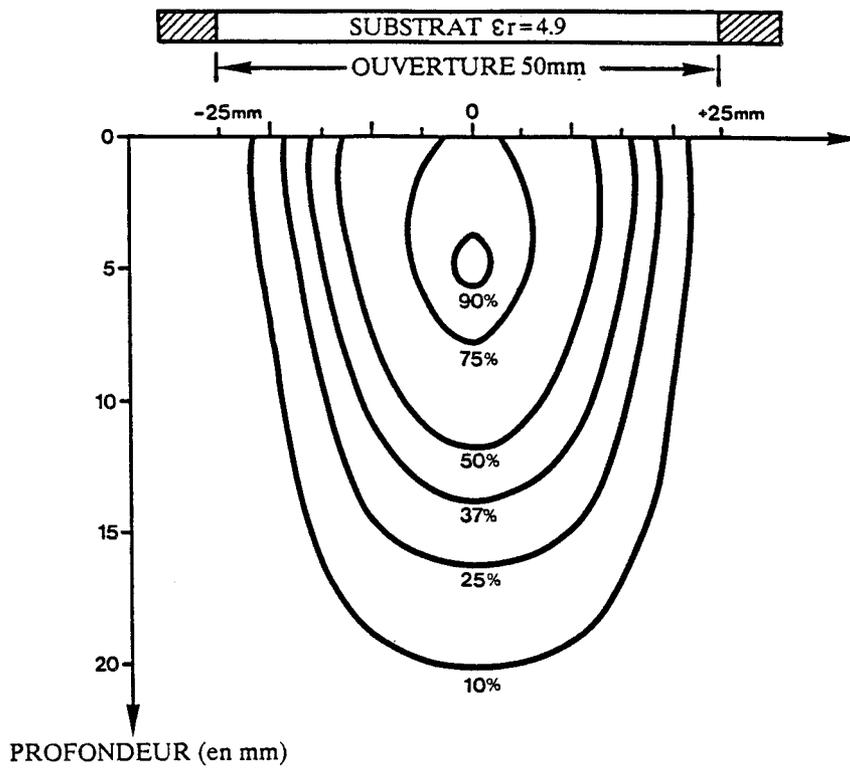


Figure I.18 : Relevé du T.A.S à 915MHz, perpendiculairement à la ligne d'excitation d'un monoapplicateur ( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ).

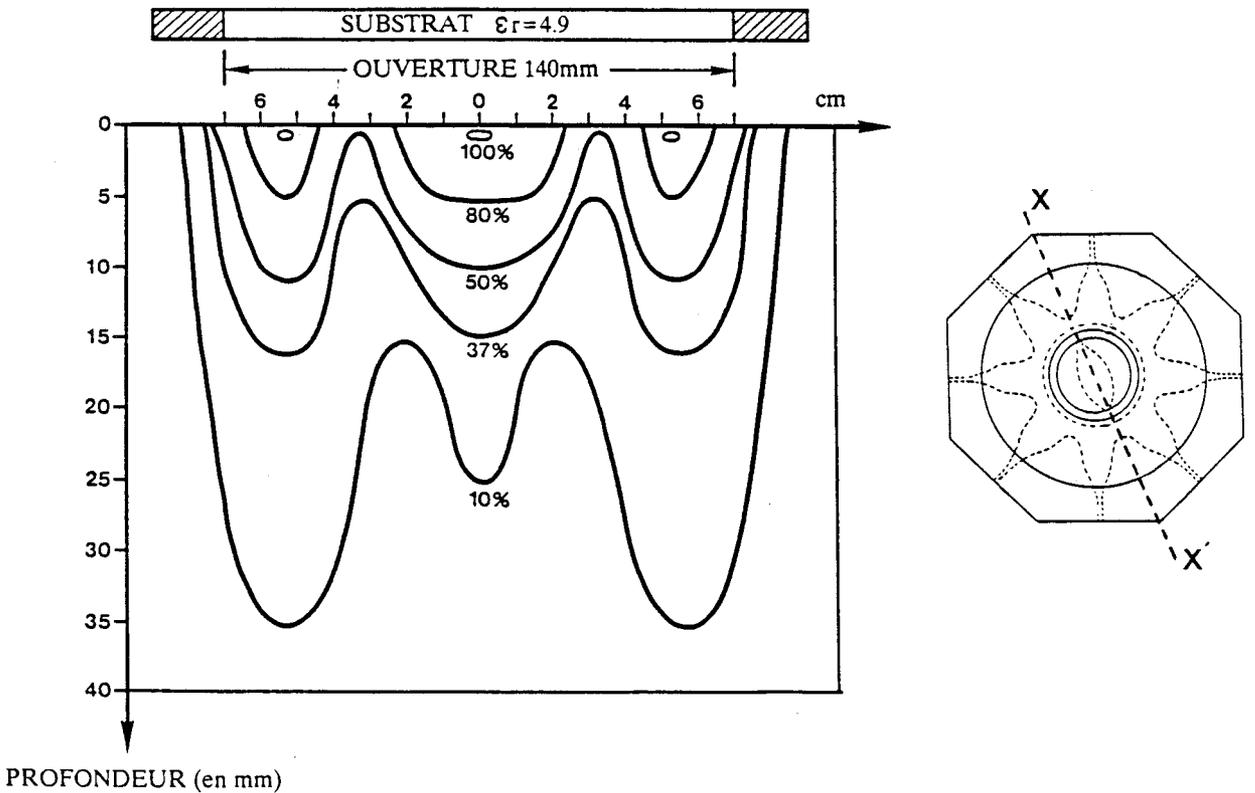


Figure I.19 : Relevé du T.A.S à 915MHz, suivant l'axe  $xx'$  du multiapplicateur 8 voies.

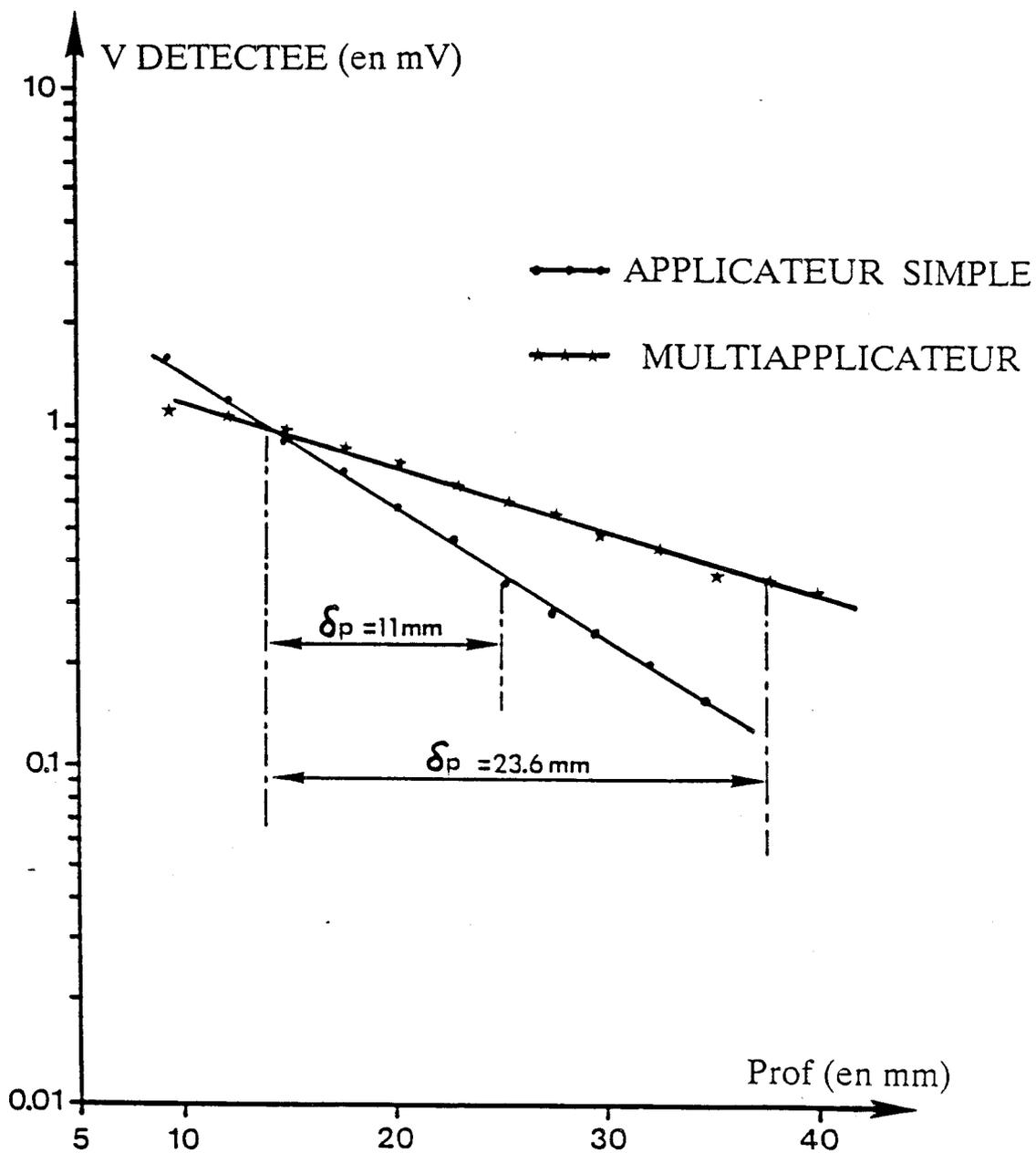


Figure I.20 : Profondeur de pénétration mesurée dans l'eau salée(6g/l) pour un applicateur simple( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ) et un multiapplicateur 4 voies( $D=80\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ).

$$T.A.S = \frac{P}{\rho} \text{ en W/Kg} \quad \text{avec } P: \text{ puissance thermique par unité de volume.}$$

$$\rho: \text{ densité du milieu en kg/m}^3$$

Les figures I.16 et I.17 donnent un exemple de relevé de T.A.S suivant deux plans orthogonaux dans le cas d'un multiapplicateur utilisé sur l'HYLCAR II (la normalisation a été effectué par rapport à la température maximale mesurée à l'intérieur du volume chauffé). Nous constatons que le dépôt de puissance est relativement uniforme en profondeur et qu'il y a une très forte réduction des risques de sous-chauffage sur les bords de l'ouverture, comparé à l'usage d'un monoapplicateur (figure I.18). Quant au cas des multiapplicateurs (  huit voies autour d'un applicateur simple) pour lésions très étendues, nous donnons un exemple de T.A.S (figure I.19) obtenu dans un plan passant par une bissectrice.

#### *1.5.2.2.c Profondeur de pénétration*

A partir du relevé du dépôt de puissance, nous pouvons également déterminer la profondeur de pénétration qui constitue un autre paramètre caractérisant l'efficacité d'un applicateur.

La profondeur de pénétration de l'énergie électromagnétique dans un milieu semi-infini homogène et isotrope, se définit comme étant la distance pour laquelle la puissance absorbée par le milieu dissipatif est réduite à 37% de la puissance déposée à l'interface applicateur-milieu. Si pour un monoapplicateur la profondeur de pénétration dans un milieu de type musculaire est de l'ordre de 10mm, celle-ci est doubl e sur l'axe central d'un multiapplicateur par composition des champs dans l'ouverture (figure I.20).

Ces notions de T.A.S et de profondeur de pénétration permettent également de déterminer le volume du milieu, dont la contribution au signal radiométrique est prépondérante lorsque l'applicateur fonctionne en tant que capteur de bruit thermique, comme nous le verrons au chapitre suivant lors du calcul des signaux radiométriques.

#### *1.5.2.2.d Caractérisation thermique*

Elle constitue la dernière phase d'évaluation des performances d'un applicateur en laboratoire avant son essai en site clinique sur animaux ou sur patients.

La méthode consiste à chauffer par rayonnement microonde un gel polyacrylamide à l'aide de l'applicateur étudié, pendant environ 1 heure, ceci afin de se placer dans les conditions voisines d'une séance d'hyperthermie sur patients (afin d'atteindre l'équilibre thermique: " phase plateau ").

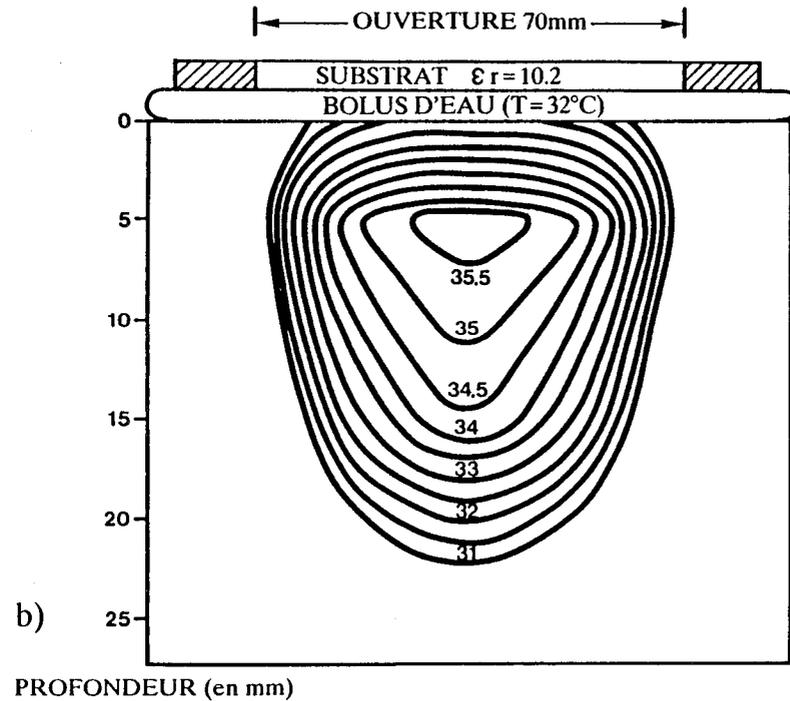
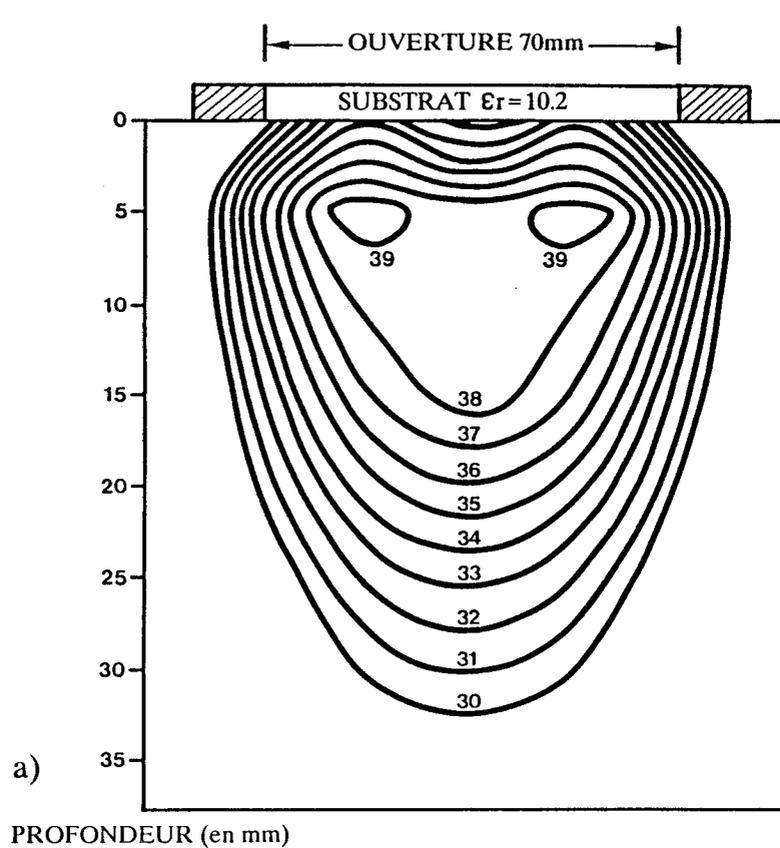


Figure I.21 : Isothermes relevées dans un gel polyacrylamide après 45min de chauffage microonde ( $f=915\text{MHz}$ ,  $P_i=10\text{W}$ ), à l'aide d'un multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ).

a) sans bolus. Température initiale  $T_i=23^\circ\text{C}$   
 b) avec bolus. Température initiale  $T_i=20^\circ\text{C}$

Ce gel présente des caractéristiques diélectriques, thermiques et mécaniques proches de celles du muscle: l'efficacité de l'applicateur est ainsi testée en prenant en compte les phénomènes de conduction thermique qui existent dans les tissus. Ceux-ci vont en effet améliorer l'efficacité du chauffage du fait de la diffusion de la chaleur des zones de hautes températures (résultant du chauffage microonde) vers les zones de niveau thermique plus faible. Il est également possible de tester l'efficacité du système de refroidissement en surface, qui permet en outre de déplacer en profondeur la zone de température thérapeutique.

Le chauffage est effectué en partant d'un gel à température uniforme constante, mais un gradient thermique initial des zones profondes vers la surface tel qu'il existe dans le corps humain peut également être réalisé.

Afin de déterminer l'élévation de température à l'intérieur du gel lors de la phase plateau, nous utilisons le système informatisé décrit précédemment (figure I.14) qui réalise à la fin de l'heure de chauffage, l'acquisition des mesures de température point par point et restitue en sortie le réseau d'isothermes sur écran ou sur papier.

Un exemple de relevé d'isothermes obtenues par cette méthode lors de l'utilisation d'un multiapplicateur est présenté figure I.21

## I.6 DESCRIPTION DES MILIEUX RENCONTRES

Les milieux rencontrés dans le domaine du vivant sont généralement de structure très complexe et de nature différente. Ce sont aussi des structures qui contrairement à la matière inerte ont la faculté de réagir à une excitation extérieure: ainsi, face à une élévation ou une diminution de température, le volume de tissu concerné voit sa circulation sanguine locale subir des fluctuations importantes afin de rétablir si possible l'équilibre physiologique normal.

Dans le domaine de l'hyperthermie et de la radiométrie microonde, nous pouvons caractériser ces différents types de tissus par:

- leurs propriétés électriques en présence d'ondes électromagnétiques ( $\epsilon r^*$ ). Chaque type de tissus présente en effet des caractéristiques diélectriques spécifiques.
- leurs propriétés thermiques à travers les termes de conductivité thermique  $k_t$  (en  $W.m^{-1}.^{\circ}C^{-1}$ ) et de chaleur spécifique  $c$  (en  $J.kg^{-1}.^{\circ}C^{-1}$ ).
- leur densité  $\rho$  (en  $kg.m^{-3}$ ).

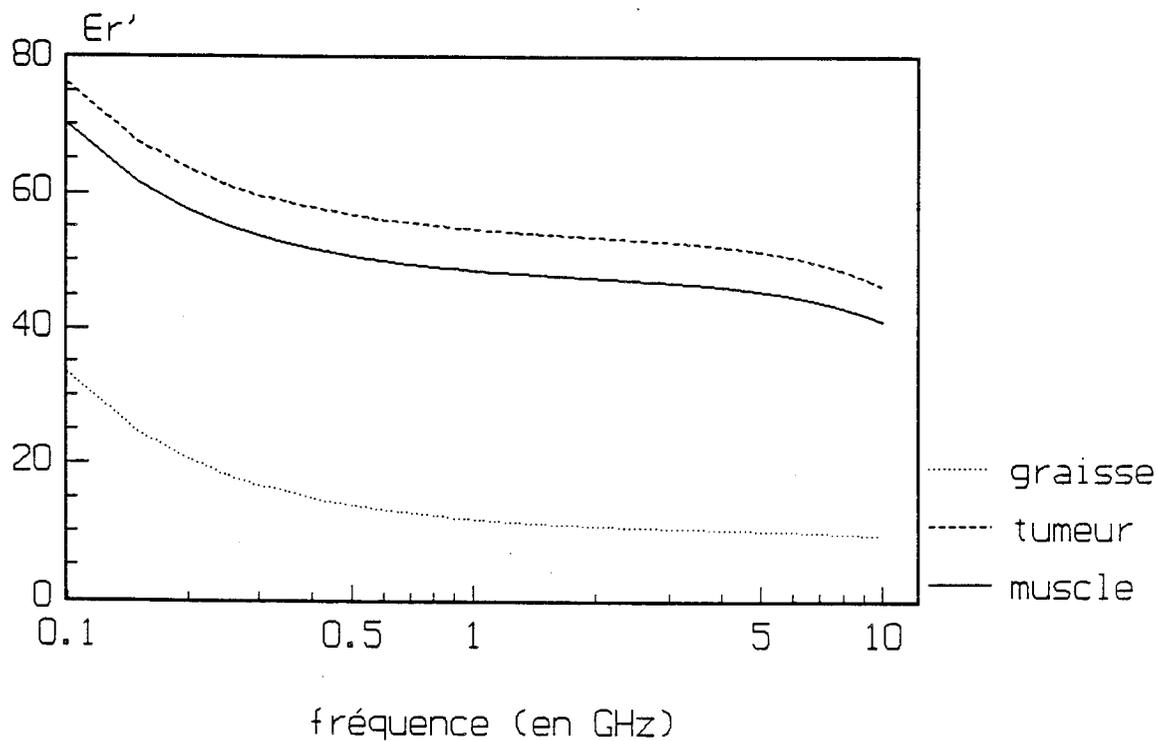


Figure I.22.a : Evolution de  $\epsilon_r'$  de différents tissus en fonction de la fréquence.

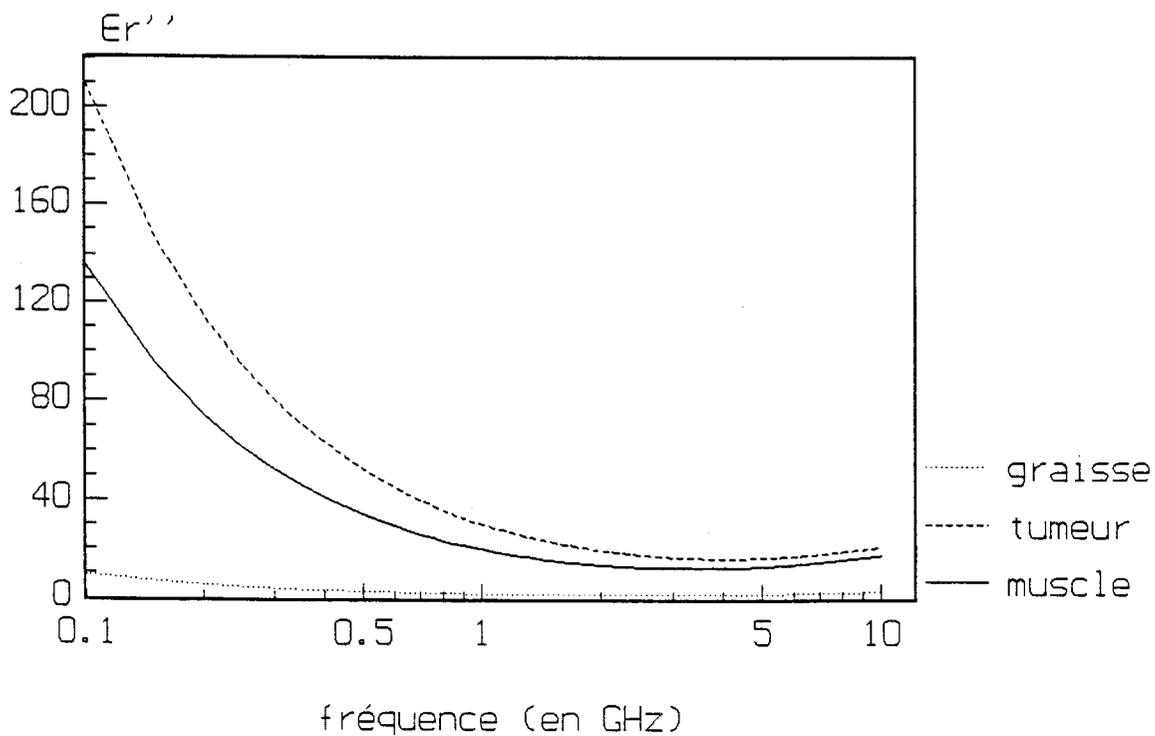


Figure I.22.b : Evolution de  $\epsilon_r''$  de différents tissus en fonction de la fréquence.

- et leur degré de vascularisation à travers le coefficient d'échange de chaleur avec le sang vs (en  $W.m^{-3}.^{\circ}C^{-1}$ ).

### I.6.1 PROPRIETES DIELECTRIQUES

Les tissus biologiques sont caractérisés du point de vue électrique par une permittivité relative complexe  $\epsilon r^* = \epsilon r' - j\epsilon r''$ , le terme  $\epsilon r''$  traduit les pertes à l'intérieur du milieu, il s'exprime par la relation:

$$\epsilon r'' = \frac{\sigma}{\epsilon_0 2\pi f} \quad \text{avec } \sigma: \text{conductivité du milieu.}$$

$$f: \text{fréquence de travail.}$$

Nous pouvons distinguer deux types principaux de tissus: d'une part, les tissus à faible teneur en eau tels que la graisse et les os, caractérisés par une permittivité diélectrique  $\epsilon r'$  et des pertes relativement faibles et d'autre part, des milieux à forte teneur en eau tels que le muscle, la peau, les organes internes, le cerveau... pour lesquels ces grandeurs présentent des valeurs beaucoup plus élevées.

Ces divers milieux ont des permittivités  $\epsilon r'$  et conductivités  $\sigma$  qui évoluent en fonction de la fréquence des ondes électromagnétiques auxquelles ils sont exposés. De même ces caractéristiques évoluent, à une fréquence donnée, en fonction de la température.

Dans le domaine des microondes des travaux [1] ont fait apparaître que les variations relatives par degré Celcius pour des tissus musculaires sont de l'ordre de:

$$\frac{\Delta \epsilon r'}{\epsilon r'} = -0.5\% / ^{\circ}C \quad \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = +2\% / ^{\circ}C$$

Ces valeurs moyennes indiquent, que ce sont surtout les pertes qui évoluent en fonction de la température.

Les propriétés diélectriques vont jouer un rôle très important quant à la quantité d'énergie électromagnétique absorbée dans les tissus, énergie qui sera transformée intégralement en chaleur, provoquant ainsi une élévation locale de la température. Si nous désirons modéliser l'échauffement des tissus biologiques induit par un rayonnement microonde, il est donc nécessaire de bien connaître les grandeurs et évolutions des paramètres que sont  $\epsilon r'$  et  $\sigma$  en fonction de la fréquence et de la température.

JL Shepps et KR Foster [22] ont effectué de nombreuses mesures de ces deux paramètres sur différents tissus tels que le muscle, des tumeurs, de la graisse, entre 10MHz et 17GHz pour une température de 37°C. La figure I.22 présente leurs évolutions dans la plage de fréquences que nous utilisons. Cependant les valeurs de  $\epsilon r'$  présentées ici pour la graisse sont assez élevées, probablement dû à une teneur en eau

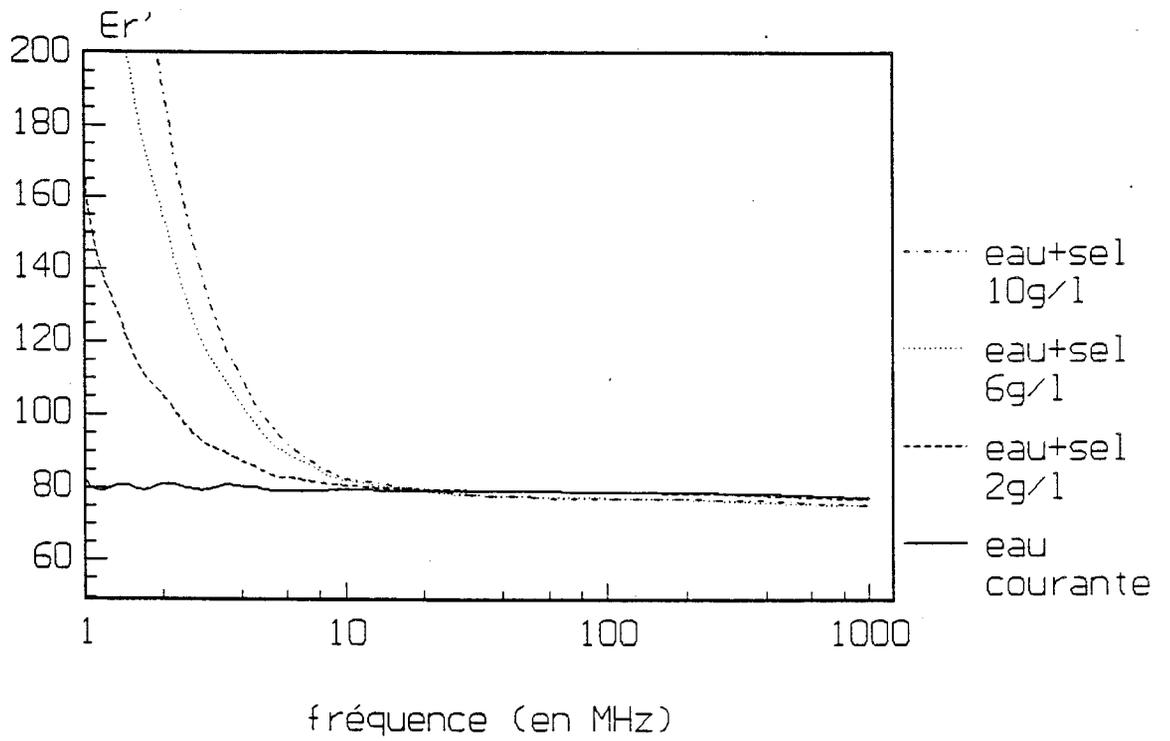


Figure I.23.a : Evolution de  $\epsilon_r'$  de l'eau salée (pour différentes concentrations) en fonction de la fréquence.

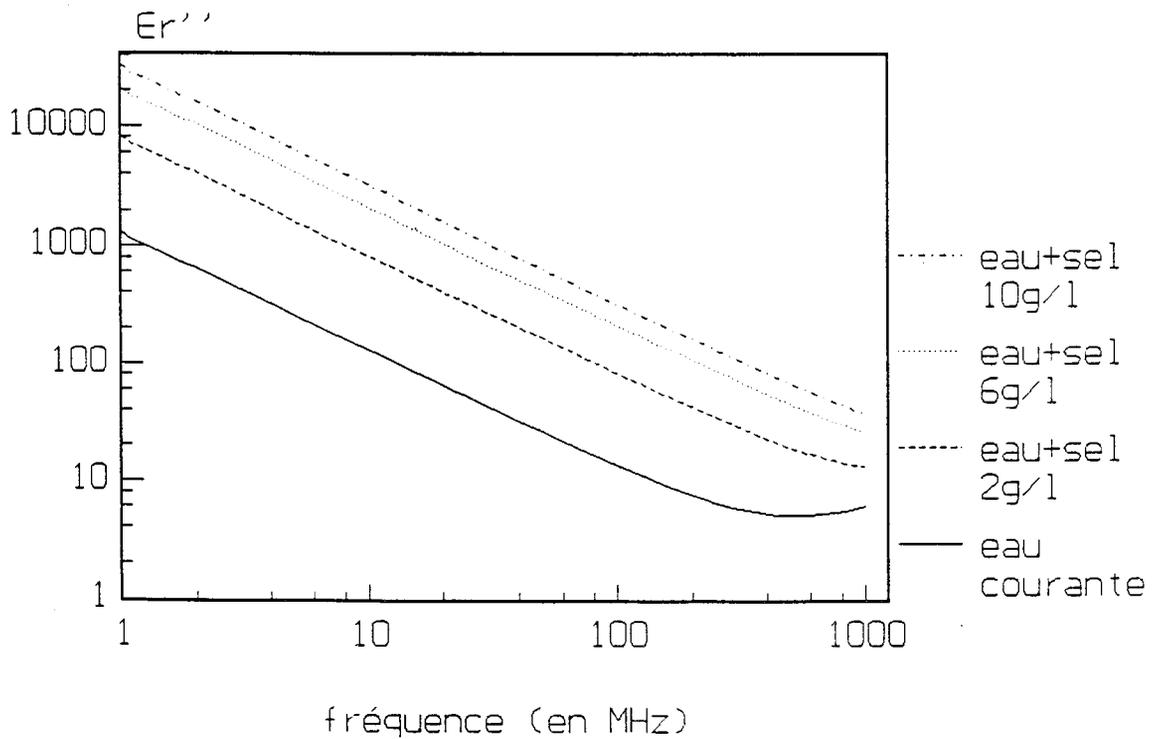


Figure I.23.b : Evolution de  $\epsilon_r''$  de l'eau salée (pour différentes concentrations) en fonction de la fréquence.

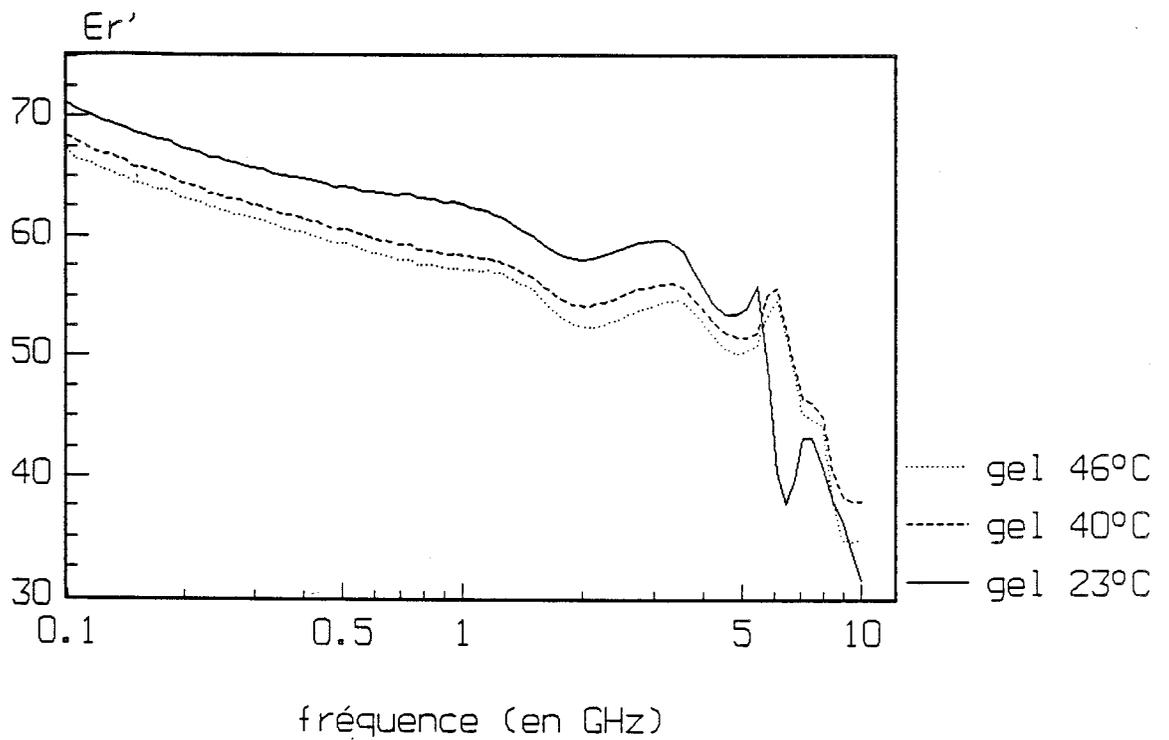


Figure I.24.a : Evolution de  $\epsilon_r'$  du gel polyacrylamide en fonction de la fréquence et de la température.

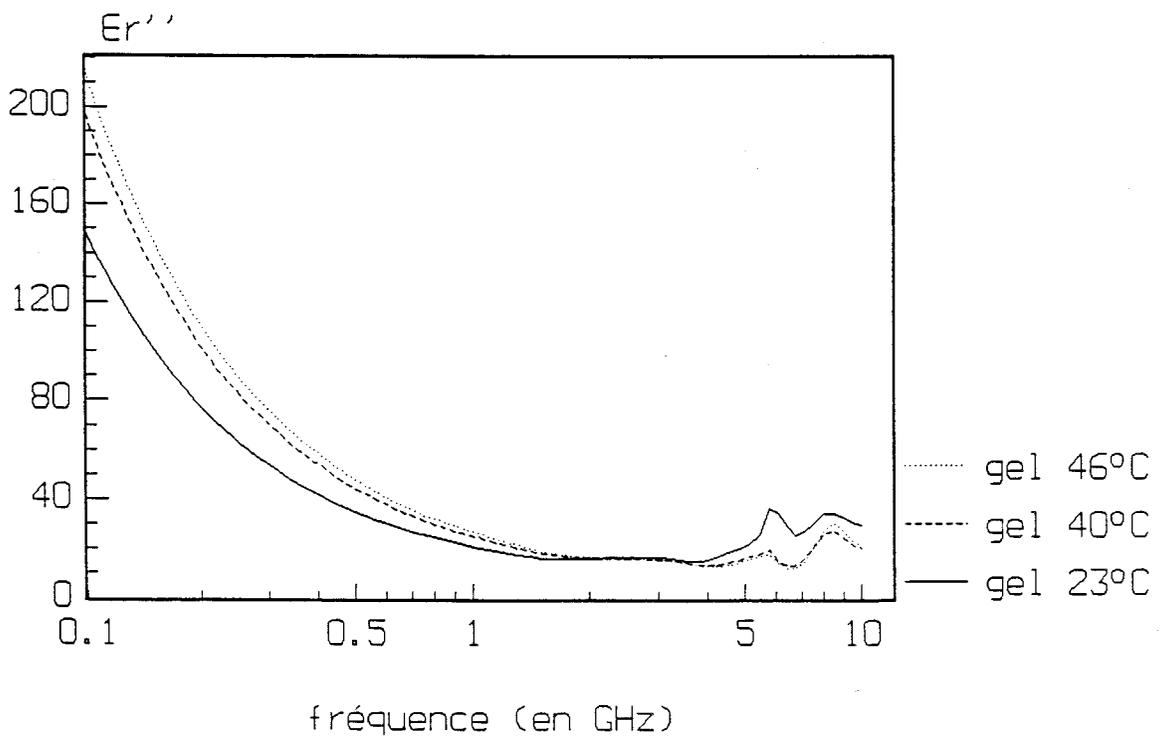


Figure I.24.b : Evolution de  $\epsilon_r''$  du gel polyacrylamide en fonction de la fréquence et de la température.

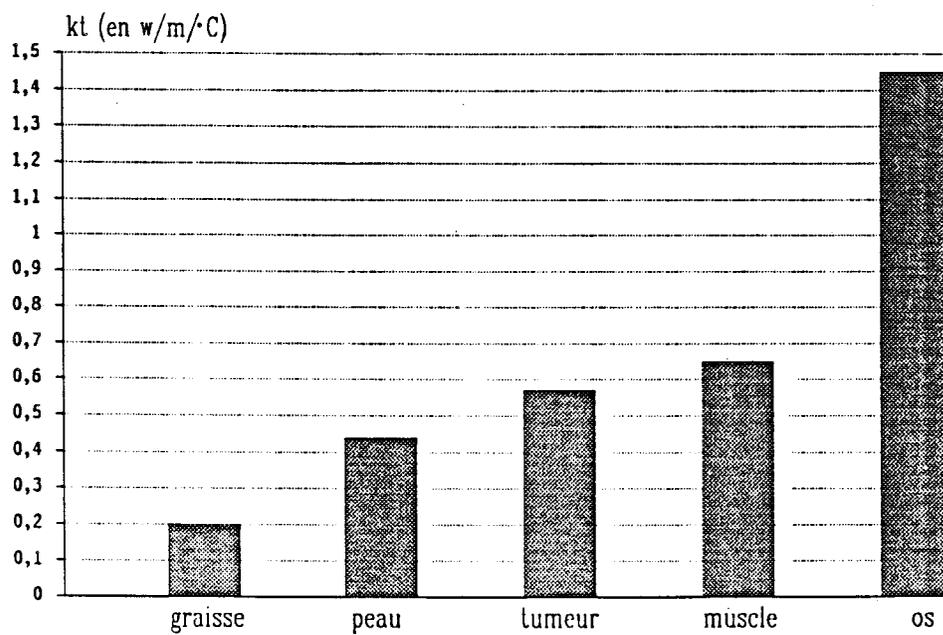


Figure I.25 : Conductivité thermique mesurée in vivo pour différents tissus humains.

plus grande comparée à la majorité des cas rencontrés dans la littérature, pour lesquels cette valeur est deux fois moins importante.

Les mêmes types de mesures ont également été réalisées par d'autres auteurs [23], ainsi qu'au C.H.S et font apparaître que la graisse est le tissu qui présente une diversité de structure et de composition la plus importante, ce qui se traduit par une variation non négligeable des caractéristiques diélectriques [1,23].

La connaissance de ces grandeurs s'avère également nécessaire pour la réalisation de milieux équivalents, afin de tester d'un point de vue pratique les applicateurs réalisés. Ces milieux équivalents constitués d'eau salée ou de gel polyacrylamide doivent présenter, autant que possible, des variations en fréquence et en température de leurs grandeurs diélectriques  $\epsilon'$  et  $\sigma$  proches de celles observées pour les tissus humains qu'ils simulent.

Les figures I.23 et I.24 présentent les évolutions fréquentielles de ces paramètres, mesurées au C.H.S (Equipe Nouveaux Matériaux), pour différents degrés de salinité (dans le cas de l'eau salée) et de températures (dans le cas du gel polyacrylamide).

## **I.6.2 CONDUCTIVITE THERMIQUE**

La conductivité thermique des tissus dépend comme pour leurs propriétés diélectriques de leur teneur en eau, sauf pour les os qui présentent néanmoins une conductivité thermique élevée due à la présence importante de sels minéraux.

La figure I.25 donne l'évolution de la conductivité thermique de différents tissus pour une température de 37°C, mesures réalisées in vivo. En effet apparaissent dans la littérature deux types de valeurs provenant de mesures réalisées in vivo ou in vitro.

Pour notre part, nous utiliserons de préférence les mesures effectuées in vivo qui présentent des valeurs un peu plus élevées, prenant en compte la conductivité additionnelle apportée par la présence du sang, qui va diffuser en partie l'excès de chaleur des zones chauffées vers les zones environnantes de température plus basse.

## **I.6.3 VASCULARISATION ET CHALEUR GENEREES PAR LE METABOLISME**

Les tissus biologiques sont pour la majorité parcourus par des microvaisseaux sanguins qui d'une part, jouent le rôle de régulateur de température et d'autre part, assurent le transport des gaz (oxygène, gaz carbonique), des sels minéraux, des acides aminés, du glucose etc... indispensables à la vie des cellules. Celles-ci vont transformer

	$d(\text{ml O}_2/100\text{ml})$	$W_b(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1})$	$Q_{mo}(\text{kW}\cdot\text{m}^{-3})$
coeur	11.0	13.6	27.7
foie	5.0	18.6	17.3
rein	1.5	60.0	16.7
cerveau	6.0	10.5	11.7
muscle	5.0	0.8	0.7
peau	2.0	1.6	0.6
graisse	5.0	0.2	0.2

Tableau I.1 : Perfusion sanguine et chaleur produite par différents types de tissus humains (sujet adulte au repos).

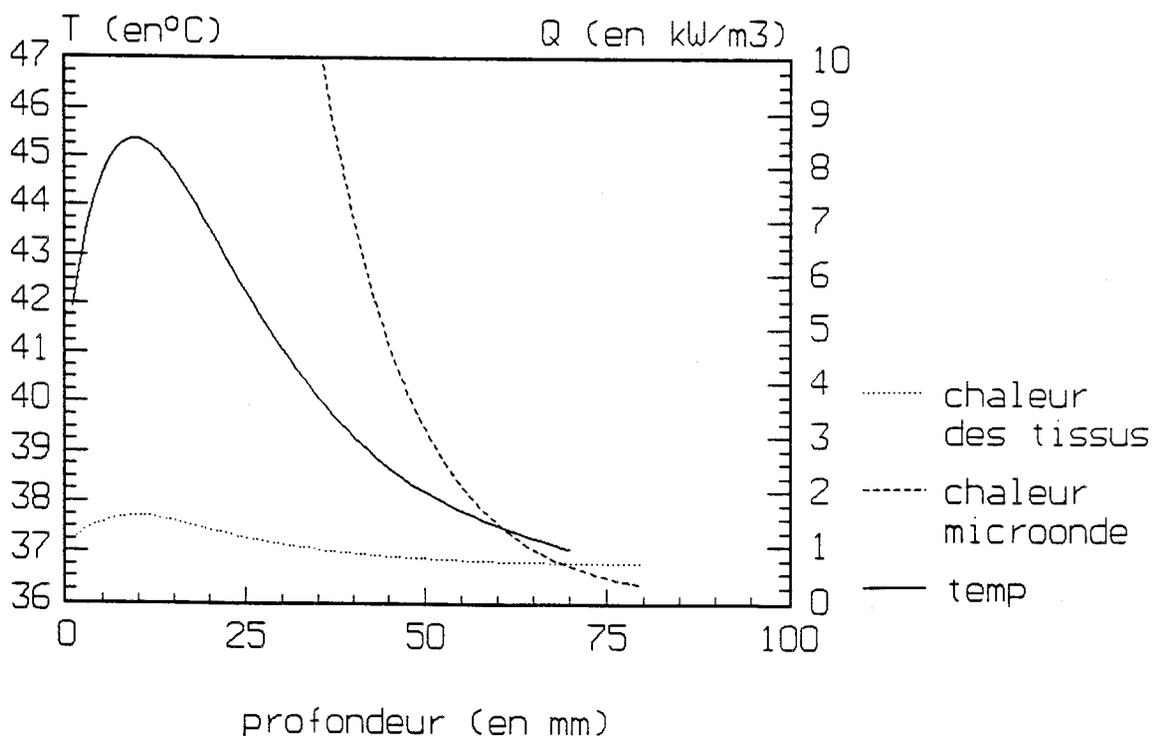


Figure I.26 : Comparaison entre la chaleur produite par chauffage microonde et la chaleur produite par le métabolisme lors de ce chauffage.

ces diverses substances avec libération d'énergie sous forme de chaleur. Cette chaleur naturelle due au métabolisme des cellules peut être déterminée en première approximation (pour une température de 37°C) par la relation:

$$Q_{mo} = 189.d.Wb \text{ en } W.m^{-3} \quad (1)$$

avec Wb: le degré de perfusion sanguine en  $kg.m^{-3}.s^{-1}$ .

d: la quantité d'oxygène extrait du sang en ml/100ml de sang.

Le tableau I.1 donne pour différents types de tissus, la chaleur produite par le métabolisme pour un sujet adulte au repos.

Cependant les valeurs de degré de perfusion sanguine données dans ce tableau peuvent subir de très fortes variations à une excitation extérieure (augmentation ou diminution de la température ambiante) ou intérieure (inflammation, hyperthermie microonde). La chaleur produite par le métabolisme lors d'une élévation de température peut être estimée par la relation:

$$Q_m = Q_{mo} \cdot (1.1) \cdot (T - T_o) \quad (2)$$

avec  $Q_{mo}$ : la chaleur produite par les tissus pour  $T = T_o = 37^\circ C$

T: la température des tissus

Des mesures visant à estimer le flux sanguin dans les tissus lors d'un chauffage par ondes électromagnétiques ont été menées notamment par Morten Knudsen [24]. Notons que ce terme  $Q_m$  peut être négligé comparé au niveau de puissance microonde utilisé pour réaliser l'hyperthermie souhaitée, comme le montre la figure I.26 qui présente l'évolution de la chaleur générée par chauffage microonde en fonction de la profondeur, comparée à celle produite par le métabolisme des tissus lors du chauffage (obtenue à partir des relations 1 et 2). Nous constatons que le terme  $Q_m$  peut être négligé jusqu'à une profondeur de 5cm, c'est à dire pour toute la zone de chauffage qui nous intéresse en hyperthermie microonde.

#### **I.6.4 ABSORPTION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES PAR UN MILIEU DISSIPATIF**

L'absorption des ondes électromagnétiques dans un milieu biologique n'est pas uniforme et dépend de ses paramètres diélectriques, ainsi que de la fréquence utilisée.

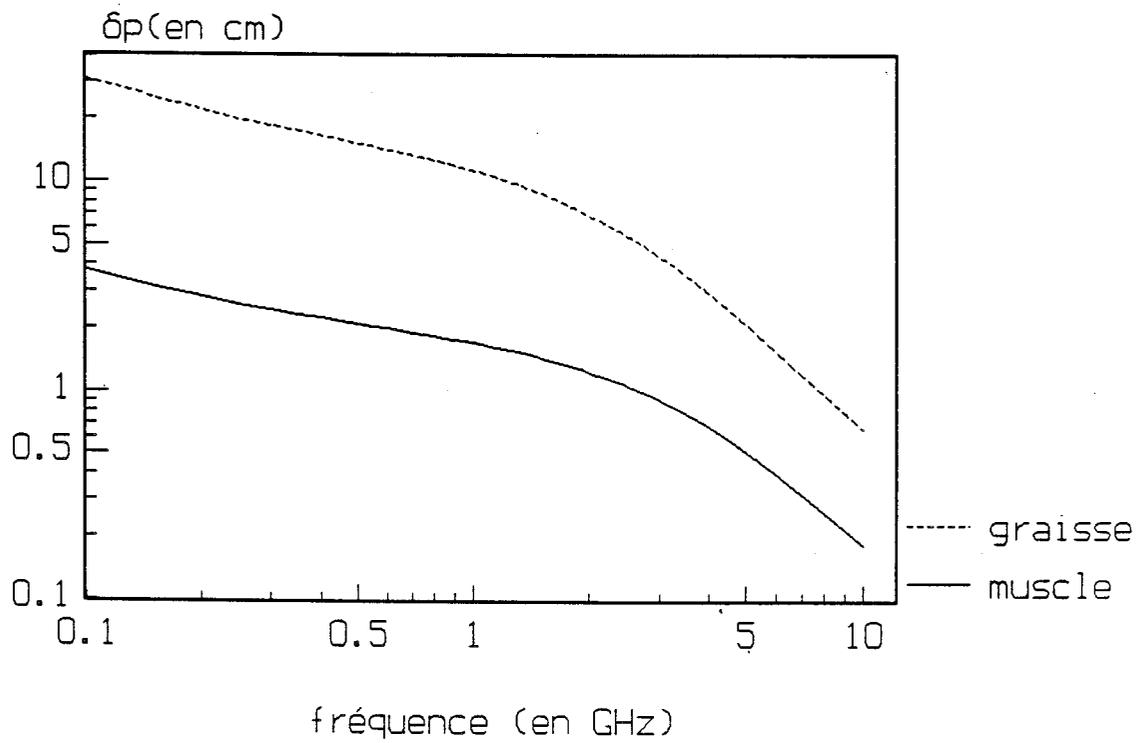


Figure I.27 : Evolution de la profondeur de pénétration en puissance des ondes électromagnétiques dans la graisse et le muscle, en fonction de la fréquence.

Dans le cas de tissus à forte teneur en eau, l'énergie électromagnétique est très vite absorbée, d'où une pénétration faible contrairement au cas des tissus à faible teneur en eau.

Si nous considérons le cas d'une onde plane(TEM) se propageant dans un milieu dissipatif, la constante de propagation  $\gamma$  s'exprime par la relation:

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

avec  $\alpha$ : l'atténuation de l'onde en Nepers/m

$\beta$ : la constante de phase en radians/m

A partir de ces deux paramètres, nous en déduisons la longueur d'onde guidée dans le milieu  $\lambda = 2\pi/\beta$  et la profondeur de pénétration en champ électrique  $\delta_e = 1/\alpha$ .

Pour une onde TEM pénétrant ce milieu, la puissance électromagnétique étant proportionnelle au carré du champ électrique ( $\propto |E|^2$ ), la profondeur de pénétration en puissance se définit alors comme  $\delta_p = 1/2\alpha$  qui est en fait la grandeur qui nous intéresse.

La figure I.27 présente l'évolution de la profondeur de pénétration  $\delta_p$  d'une onde plane dans des tissus à forte et faible teneur en eau, en fonction de la fréquence.

Les fréquences utilisées en hyperthermie microonde 434MHz et 915MHz conviennent donc relativement bien pour le traitement de tumeurs semi-profondes, alors qu'une fréquence de 2450MHz est plus efficace pour le traitement de tumeurs superficielles: en effet, l'étendue en profondeur de tissus chauffés peut être définie comme  $d = 3\delta_p$  environ.

Une autre grandeur dont la connaissance est indispensable, est la densité de puissance électromagnétique absorbée par les tissus, elle est proportionnelle au carré du champ électrique:

$$dPa = (1/2) \cdot \sigma \cdot |E|^2 \text{ en Watts/m}^3$$

Nous observons alors, que les milieux à faible teneur en eau tout en étant relativement transparents absorbent très peu d'énergie de part leur faible conductivité électrique  $\sigma$ , alors que les tissus à forte teneur en eau (tumeur, muscle) vont absorber suffisamment d'énergie pour subir un échauffement important.

Pour le cas d'une onde qui pénètre dans un milieu semi-infini, celle-ci voit sa puissance décroître suivant une loi exponentielle du type  $P(z) = P_0 \cdot \exp(-z/\delta_p)$ .

En réalité les milieux rencontrés sont pour la plupart formés d'une structure multicouche du type peau-graisse-muscle-os. Le dépôt de puissance (puissance absorbée) subit alors une évolution différente (dû à la présence d'interfaces) et bien que la graisse et l'os soient assez transparents et peu absorbants, leur présence aura une forte influence sur la puissance absorbée dans chacune des zones du milieu irradié, comme nous le verrons au Chapitre II.

## I.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre ont été abordés les problèmes rencontrés en hyperthermie microonde du point de vue clinique et technique. L'utilisation de basses fréquences (100MHz et 434MHz) permet d'augmenter l'étendue du chauffage à l'intérieur des tissus, mais avec cependant l'inconvénient d'une augmentation de taille de l'applicateur. L'une des solutions envisagées, a été la conception de multiapplicateurs fonctionnant à 915MHz couplés à un bolus d'eau évitant les brûlures cutanées, qui permet, tout en conservant une taille raisonnable, de traiter efficacement des tumeurs semi-profondes sous toute l'ouverture

Les problèmes liés à la mesure de température ont été résolus par utilisation de la radiométrie microonde. Un système piloté par radiométrie microonde à deux fréquences (1GHz et 3GHz) entièrement informatisé nommé HYLICAR II a ainsi été développé: il est actuellement commercialisé par la Sté BRUKER.

Une présentation des différents types d'applicateurs réalisés, ainsi que les méthodes et matériels utilisés pour les tester du point de vue microonde et thermique a été entreprise: la caractérisation complète d'un applicateur est toujours ainsi réalisée avant son transfert technologique.

Une bonne connaissance de la structure et de la composition des milieux biologiques est indispensable: ils présentent en effet des caractéristiques différentes suivant leur teneur en eau, caractéristiques qui interviennent sur l'adaptation entre l'applicateur et le milieu, ainsi que sur la pénétration et l'absorption des ondes électromagnétiques. D'autres effets tels que la conductivité thermique et la vascularisation sanguine sont à prendre en compte au niveau des caractérisations thermiques.

Ainsi, nous constatons que le système applicateur-tissus biologiques représente un ensemble très complexe faisant intervenir de nombreux paramètres, dont la connaissance s'avère nécessaire pour réaliser de façon optimum une séance d'hyperthermie microonde sur patient.

## BIBLIOGRAPHIE DU 1ER CHAPITRE

[1] JOHNSON C.C., GUY A.W.

"Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems"  
Proc.of IEEE, Vol.60, N°6, 1972, pp 692-718.

[2] LEHMAN J.F., GUY A.W., and al

"Evaluation of a therapeutic direct-contact 915 MHz microwave applicator for effective deep tissue heating in human"  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-26, N°8, August 1978,  
pp 556-563

[3] GUY A.W.

"Analysis of electromagnetic fields induced in biological tissues by thermographic studies on equivalent phantom models"  
IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-19, N°2, February 1971,  
pp 205-214.

[4] GUY A.W.

"Electromagnetic fields and relative heating patterns due to a rectangular aperture source in direct contact with bilayered biological tissue"  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-19, N°2, February 1971,  
pp 214-223.

[5] GUY A.W., LEHMAN J.F., STONEBRIDGE J.B.

"Therapeutic applications of electromagnetic power"  
Proc of the IEEE, Vol.62, N°1, January 1974, pp 55-75.

[6] ROBILLARD M.

"Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d' objet thermique par thermographie microonde"  
Thèse de 3ème cycle, Lille, Novembre 1981.

[7] AUDET J., BOLOMEY J.C., PICHOT C., N'GUYEN D.D., ROBILLARD M., CHIVE M., LEROY Y.

"Electrical characteristics of waveguides applicators for medical applications"  
J. Microwave Power N°15, 1980, pp 177-186.

[8] PAGLIONE R., STERZER F., MENDECKI J, FRIEDENTHAL F.,BOTSTEIN C.  
"27 MHz ridged waveguide applicators for localized hyperthermia treatment of deep-seated malignant tumors"

Microwave Journal, February 1981, pp 71-81.

[9] BAHL I.J.,STUCHLY S.S.,STUCHLY M.A.

"Microstrip slot radiator for local hyperthermia"

Microwave Power Sympos.(IMPI) Digest, Toronto, June 1981, pp74-75.

[10] BAHL I.J.,STUCHLY S.S.,STUCHLY M.A.

"A new microstrip slot radiator for medical applications"

Electronic Letters, Vol.16, N°19, September 1980,pp731-732.

[11] BAHL I.J.,STUCHLY S.S.,STUCHLY M.A.

"Microstrip loop radiators for local hyperthermia"

Proc. of IEEE MTT Symp., Los Angeles, June 1981,pp 465-467.

[12] JAMES J.R., HALL P.S., WOOD C.

"Microstrip theory and design"

Peter Peregrinus Ltd, Stevenage, UK.

[13] BAHL I.J., STUCHLY S.S.

"Analysis of a microstrip covered with a lossy dielectric"

IEEE Trans. on microwave theory and Techniques, Vol MTT-28, N°2, February 1980,  
pp 104-109.

[14] WANG Y.X.

"Slot line coupler for medical applications"

Electronic Letters, Vol.20, N°22, October 2nd 1984, pp 939-940.

[15] LEDEE R.

"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée"

Thèse de l' Université de Lille, Décembre 1987.

[16] DUBOIS J.B., HAY M., BORDURE G., DELAUZUN J.P.

"Application of Hyperthermia using 2450MHz microwaves and noninvasive monitoring of tissue temperature".

VII Meeting of the European Society for Hyperthermic Oncology, Paris, 16-18  
Septembre 1985.

[17] LEDEE R., CHIVE M., PLANCOT M.

"Microstrip microslot antennas for biomedical applications: frequency analysis of different parameters of this type of applicator".

Electronics Letters, Vol.21, N°7, 28 March 1985, pp 304-305.

[18] RINGEISEN V., CHIVE M., TOUTAIN S.

"Applicateur pour apporter de l'énergie à haute fréquence notamment à un tissu vivant ou pour l'évacuer".

Brevet France N°84.00363, 11 Janvier 1984.

[19] RINGEISEN V., CHIVE M., TOUTAIN S.

"Applikator zum Zu- und Abführen von Hochfrequenzenergie"

Brevet Stuttgart C.R.F.A., N°P 33 00677.6, 11 Janvier 1983.

[20] RINGEISEN V., CHIVE M., TOUTAIN S.

"Applicator for supplying radiofrequency energy to and from an object".

U.S. patent N°569 400, 9 Janvier 1984, U.S.A.

[21] BERA J.

"Contribution à la modélisation numérique et à la caractérisation expérimentale de structures plaquées rayonnantes de type patch par l'approche dans le domaine spectral: applications à l'hyperthermie microonde"

Thèse de l'Université de Lille, Novembre 1990.

[22] SCHEPPS J.L., FOSTER K.R.

"The UHF and microwave dielectric properties of normal and tumour tissues: variation in dielectric properties with tissue water content.

Phys. Med. Biol., 1980, Vol. 25, N° 6, pp 1149-1159.

[23] STUCHLY M.A., STUCHLY S.S.

"Dielectric properties of biological substances-Tabulated".

J. Microwave Power, 1980, pp 19-26

[24] KNUDSEN MORTEN.

"Estimation of tissue blood flow from hyperthermia treatment data".

INT.J.HYPERTHERMIA, 1989, Vol.5, N° 5, pp 653-661.

## **CHAPITRE II**

*RECONSTRUCTION DES PROFILS THERMIQUES A PARTIR DES  
MESURES RADIOMETRIQUES*

## II.1 INTRODUCTION

Afin de juger l'efficacité de l'hyperthermie réalisée, il est important pour les cliniciens de connaître les niveaux de température atteints en profondeur. Les thermocouples et les capteurs à fibre optique implantés dans les tissus ne fournissent que des informations ponctuelles, alors que nous souhaitons déterminer la répartition de température dans tout le volume chauffé et ceci de manière non "invasive".

La radiométrie microonde multifréquence apporte une solution élégante à ce problème. En effet, il est possible de calculer la puissance de bruit thermique (et donc la température radiométrique) émise par un milieu dissipatif dans lequel existe un gradient de température. Il est également possible de modéliser l'échauffement de ce même milieu dissipatif soumis à une source de rayonnement microonde.

Le couplage de ces deux modélisations au sein d'un même logiciel, associé aux différentes mesures (puissance, températures radiométriques et de surface) réalisées au cours d'une séance d'hyperthermie microonde, constitue la base de la reconstruction des profils thermiques existant dans les tissus pendant la phase plateau.

Un premier logiciel réalisé au C.H.S et basé sur une modélisation unidimensionnelle de l'hyperthermie microonde, associée au calcul des signaux radiométriques résultant du gradient thermique ainsi généré, a fait l'objet de la Thèse de Plancot M [1]. Ce travail avait pour objectif de montrer la faisabilité d'une dosimétrie thermique basée sur les mesures expérimentales des températures superficielles et radiométriques (autour de 1GHz et 3GHz), lors des séances d'hyperthermie microonde (à 915MHz) sur patients [2,3,4,5,6,7]. Les résultats obtenus se sont avérés très intéressants, puisqu'ils permettent aux cliniciens de connaître le profil thermique sur l'axe de l'applicateur (figure II.1) pendant la phase plateau des séances de chauffage. Un logiciel complet, d'utilisation simple, a été développé et intégré au système HYL CAR II commercialisé par la Sté BRUKER.

Cette modélisation unidimensionnelle a été améliorée depuis, sur deux points importants qui concernent:

- d'une part, le calcul du dépôt de puissance dans les différentes couches. Les précédentes formulations [8,9] n'étaient valables que pour des milieux à forte teneur en eau et présentant de faibles contrastes diélectriques d'une couche à l'autre. Le nouveau formalisme tient compte cette fois de l'influence de toutes les couches (peau, graisse, tumeur, muscle, os...) pour la détermination de la puissance absorbée en fonction de la profondeur.

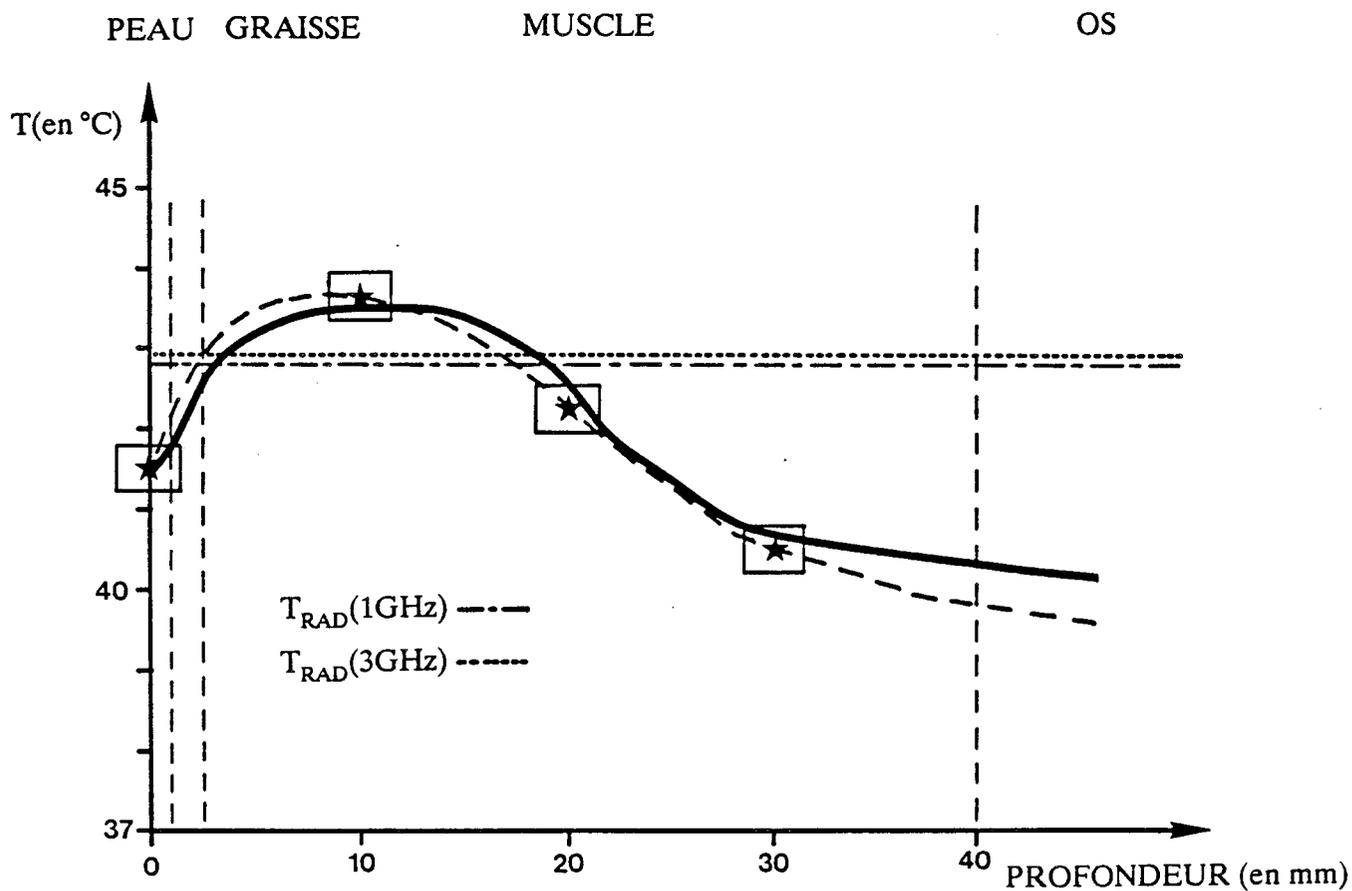


Figure II.1 : Reconstruction du profil thermique sur l'axe d'un applicateur, obtenu lors de la phase plateau d'une séance d'hyperthermie microonde.

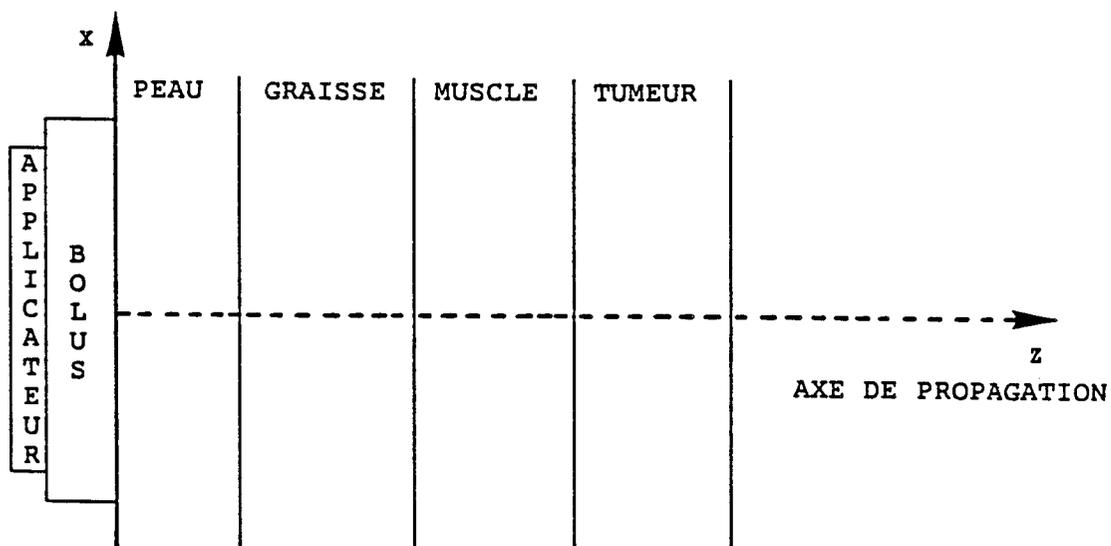


Figure II.2 : Structure des milieux biologiques considérés.

- d'autre part, l'écriture et la résolution numérique de l'équation de la chaleur, qui a permis une réduction d'un facteur de 150 environ sur le temps de calcul d'un profil thermique.

Jusqu'ici les calculs de dosimétrie étaient effectués à la fin de la séance d'hyperthermie. Les améliorations apportées rendent maintenant possible l'utilisation de ce calcul durant la séance et permettent de suivre ainsi l'évolution directe du chauffage en profondeur. La possibilité est donc donnée au clinicien de juger immédiatement de la qualité thérapeutique du chauffage et de réajuster rapidement les paramètres de la séance (puissance émise, température de l'eau du bolus) en cas de sous ou surchauffage.

L'une des informations qui manquait encore au clinicien concernait le volume chauffé à la température thérapeutique. Pour y remédier nous nous sommes orientés vers le développement d'un modèle bidimensionnel de dosimétrie thermique, en vue d'obtenir la carte thermique sous toute l'ouverture de l'applicateur ou multiapplicateur.

Ce chapitre est donc consacré à cette modélisation et présente les résultats obtenus.

## II.2 HYPOTHESES GENERALES

Notre intérêt s'est d'abord porté au cas de structures biologiques pouvant être assimilées à une structure plane multicouche (figure II.2). Chaque couche représente un type de milieu différent (peau, graisse, muscle, tumeur, os....) caractérisé par:

- ses propriétés diélectriques ( $\epsilon r'$ ,  $\epsilon r''$ ), grandeurs qui interviennent au niveau de la puissance absorbée dans le milieu et pour le calcul des signaux radiométriques. (dans tous les calculs effectués par la suite, mises à part les comparaisons avec d'autres travaux, nous utilisons pour les tissus biologiques les données de Schepps et Foster [10], présentées au chapitre I, avec cependant des valeurs deux fois plus faibles de  $\epsilon r'$  pour la graisse).
- ses propriétés thermiques, par les termes  $kt$ (conductivité thermique) et  $vs$ (flux sanguin), paramètres qui interviennent dans la propagation de la chaleur au sein du milieu.

Nous avons également pris en compte la présence éventuelle d'un bolus à circulation d'eau thermostatée, intercalé entre l'applicateur et la peau.

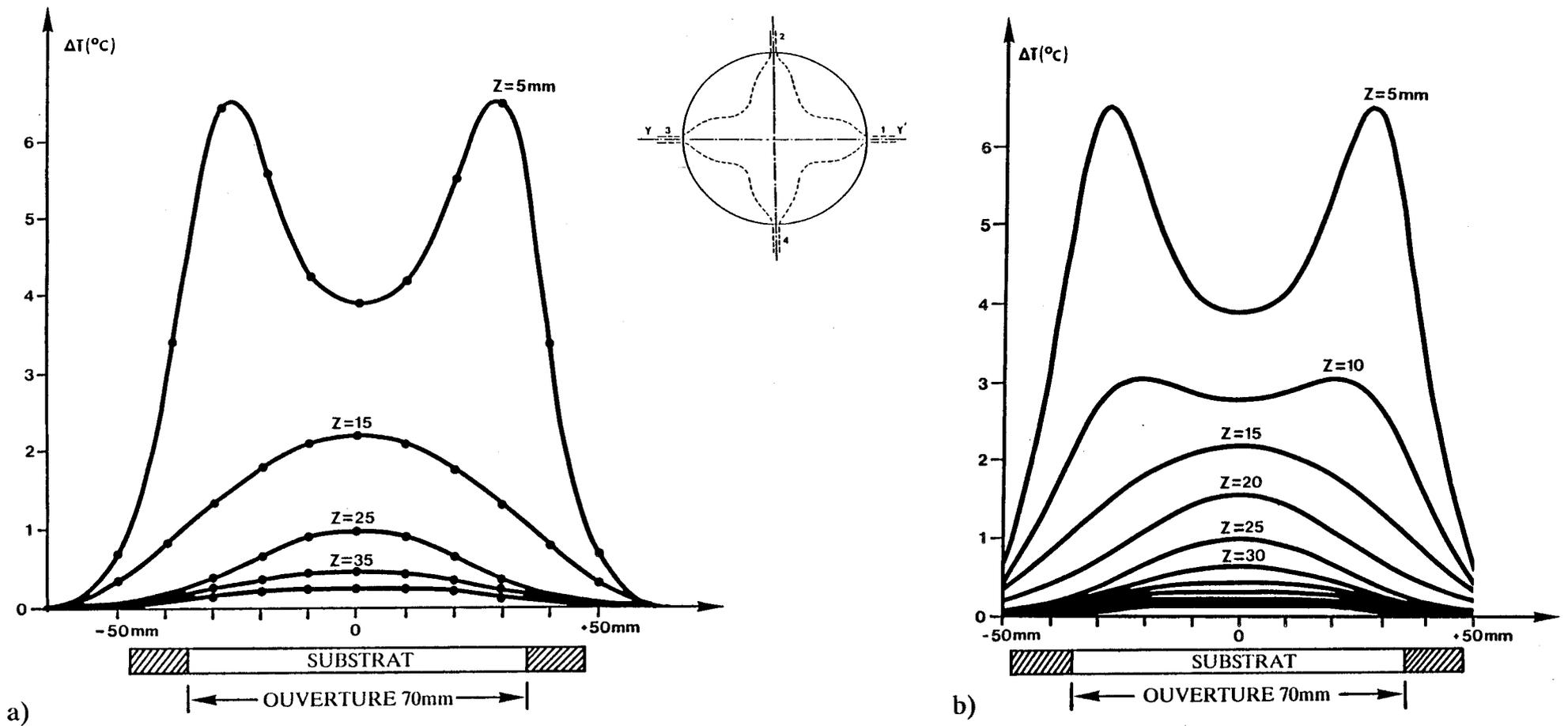


Figure II.3 : a) Diagramme de dépôt de puissance à 915MHz, relevé sur gel polyacrylamide suivant l'axe Y-Y' d'un multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ).

b) Reconstruction du diagramme en tous points.

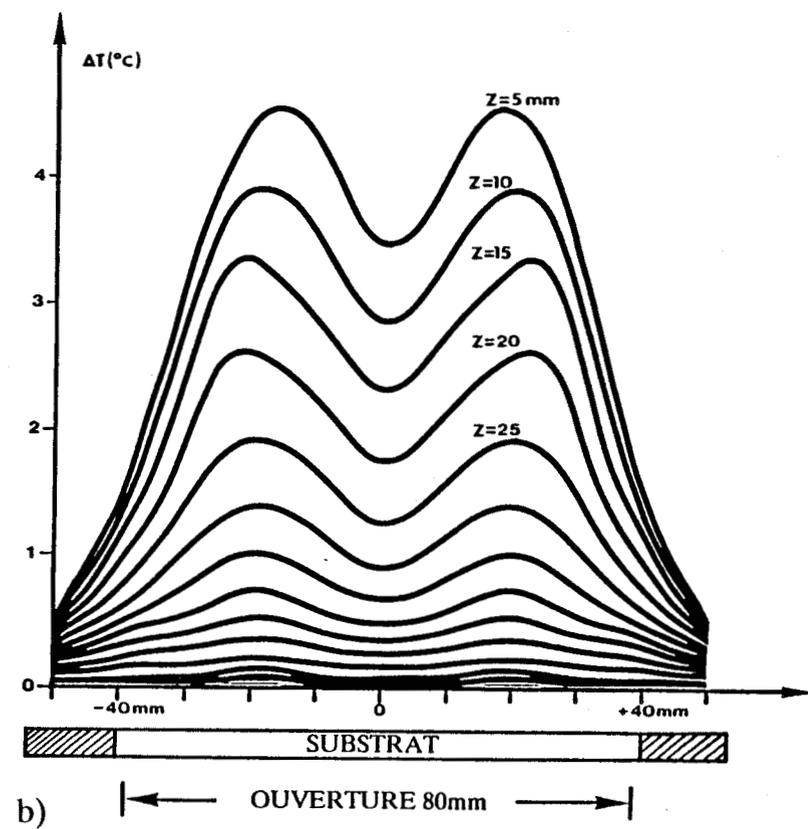
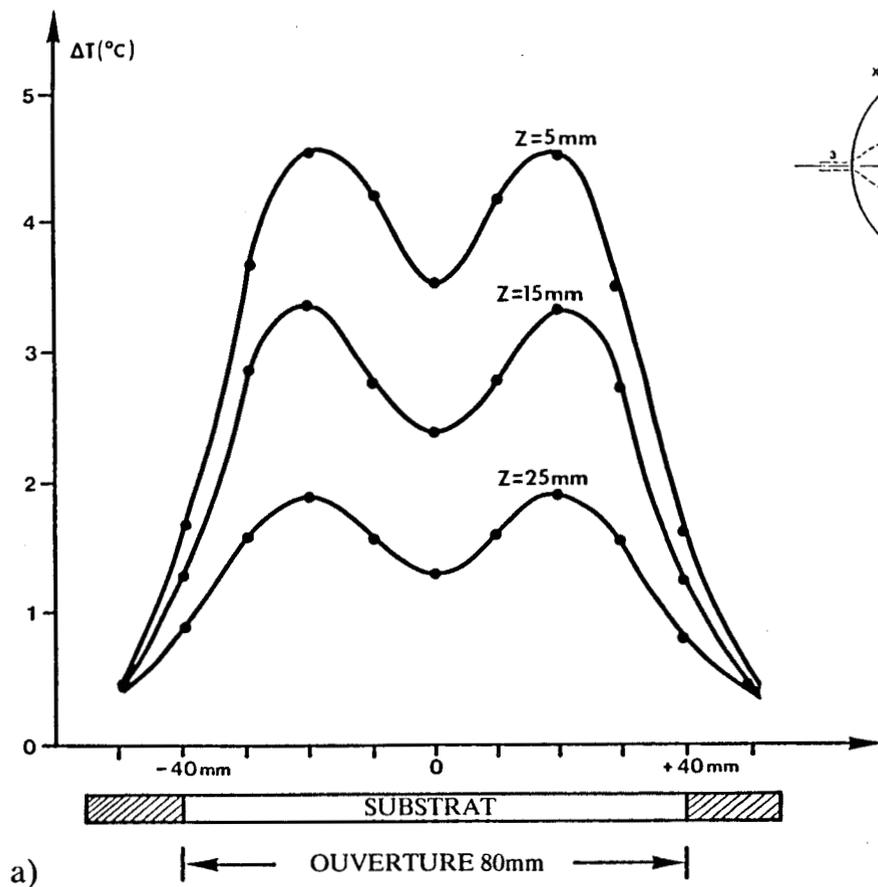


Figure II.4 : a) Diagramme de dépôt de puissance à 915MHz, relevé sur gel polyacrylamide suivant l'axe X-X' d'un multiapplicateur ( $D=80\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=6$ ,  $h=2.54\text{mm}$ ).

b) Reconstruction du diagramme en tous points.

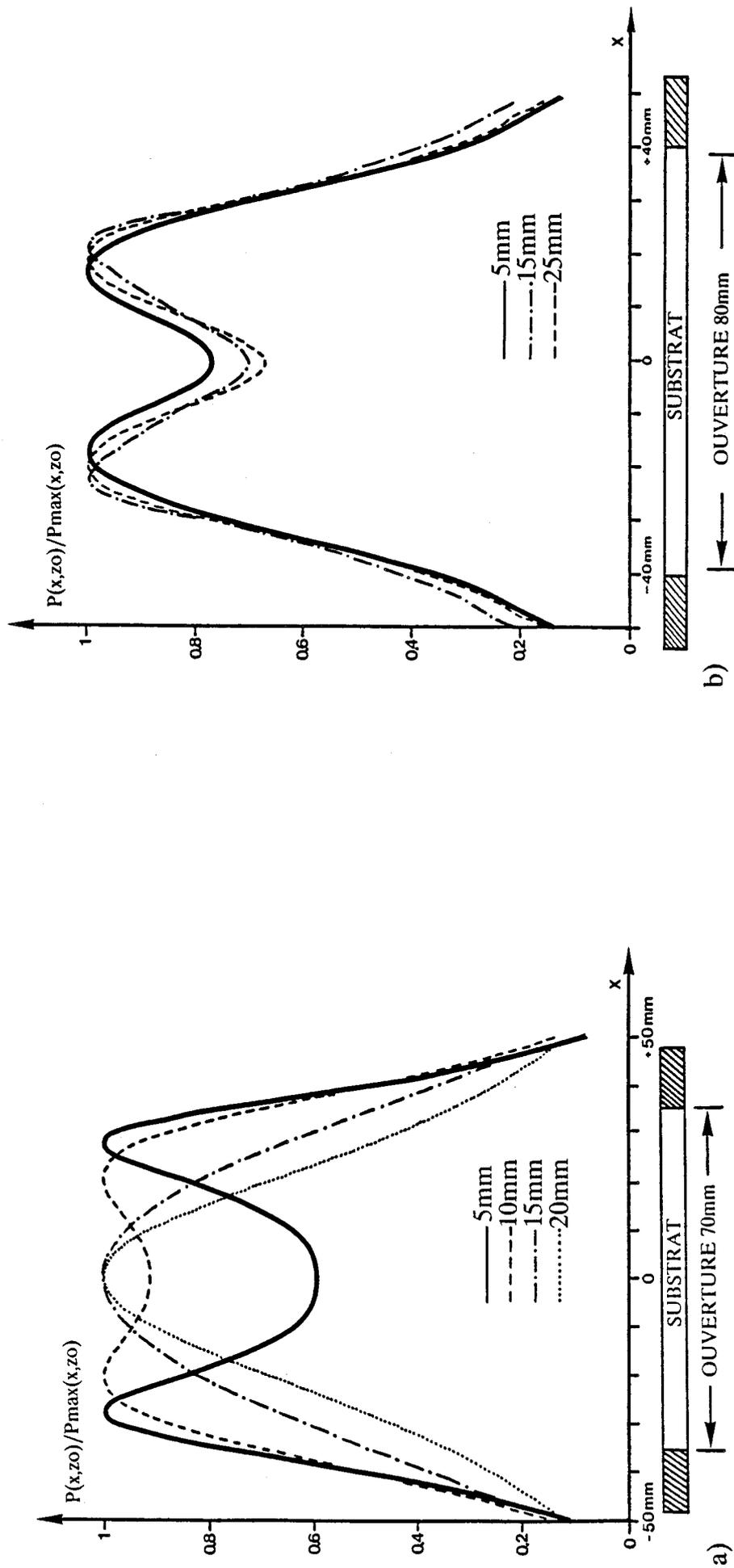


Figure II.5 : Fonction  $\text{Ant}(x, z)$  déterminée à partir de la reconstruction du diagramme de dépôt de puissance.

a) multiapplicateur ( $D = 70\text{mm}$ ,  $\epsilon r = 10.2$ ,  $h = 1.27\text{mm}$ ).

b) multiapplicateur ( $D = 80\text{mm}$ ,  $\epsilon r = 6$ ,  $h = 2.54\text{mm}$ ).

Cette modélisation bidimensionnelle a été effectuée en posant les hypothèses suivantes:

- les ondes électromagnétiques se propagent perpendiculairement aux interfaces.
- le mode de propagation est considéré de type quasi-TEM, auquel est associé l'allure de la distribution du champ électrique en zone proche sous l'ouverture de l'applicateur ou multiapplicateur.
- le calcul des températures à l'intérieur des différents milieux dissipatifs est effectué dans le cas du régime stationnaire (état de quasi-équilibre thermique), atteint au bout d'une vingtaine de minutes (phase plateau) lors de la séance d'hyperthermie.

### **IL.3 DIAGRAMME DE CHAMP ELECTRIQUE**

Dans le cas de la modélisation bidimensionnelle, l'intérêt principal a été la prise en compte du diagramme de champ électrique de l'applicateur, l'un des objectifs étant ainsi d'étudier et de comparer par simulation divers applicateurs quant à leur efficacité sur l'étendue de la zone chauffée( en volume).

Pour cela, il est donc nécessaire de connaître ce diagramme à la fréquence de chauffage (915MHz), mais aussi aux fréquences utilisées en radiométrie (1GHz et 3 GHz). La complexité des applicateurs et surtout des multiapplicateurs ne permettant pas à l'heure actuelle la mise en oeuvre d'une modélisation complète des structures (applicateur+ milieu biologique) rencontrées en situation clinique, la détermination a donc été entreprise expérimentalement à travers le relevé du dépôt de puissance effectué sur milieux équivalents aux tissus biologiques, selon les différentes techniques exposées au chapitre I. En effet la puissance déposée est proportionnelle au carré du module du champ électrique.

Cette détermination expérimentale s'avère satisfaisante pour un applicateur donné, utilisé en clinique pour chauffer des tissus pouvant être assimilés à des structures planes multicouches.

Un certain nombre de travaux ont été publiés sur le rayonnement des structures plaquées. Ils ne concernent que des éléments de géométrie simple (fentes rectangulaires [12] ou patch [13]) couplés à de l'air ou à des milieux dissipatifs de nature biologique,

mais en aucun cas des applicateurs de type ouverture excité par une ligne microruban à transition progressive.

Cependant, afin de confirmer les relevés expérimentaux des diagrammes de dépôt de puissance des applicateurs et multiapplicateurs utilisés, nous présentons au chapitre III, la modélisation par l'Approche dans le Domaine Spectral, d'applicateurs à ouverture rectangulaire excitée par une ligne microruban large. Ces études numériques nécessitent des temps de calcul très importants sur un microordinateur de type PC et ne peuvent être intégrés directement dans un logiciel à vocation clinique, pour laquelle le facteur temps est un paramètre très important.

Toutefois ces études s'avèrent indispensables, si nous désirons par la suite établir des formulations analytiques simples de la distribution du champ électrique en zone proche dans des milieux dissipatifs hétérogènes.

Pour notre application, le relevé du diagramme de dépôt de puissance est réalisé en des points bien précis du gel polyacrylamide (milieu équivalent aux tissus à forte teneur en eau), aux profondeurs 5mm, 15mm, 25mm etc... Pour reconstruire celui-ci en tous points de l'espace, nous avons conçu un logiciel utilisant une méthode d'interpolation bidimensionnelle basée sur l'utilisation des fonctions splines ou des polynômes de Tchebychev.

La normalisation de ce diagramme par rapport à la valeur maximale mesurée pour chaque profondeur  $z$ , nous permet de définir la fonction de pondération  $Ant(x,z)$  caractérisant ainsi le diagramme de dépôt de puissance de chaque applicateur.

La figure II.3 présente le diagramme expérimental de dépôt de puissance du multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ) utilisé sur l'HYLCAR II et sa reconstruction numérique. Nous donnons figure II.4, un deuxième exemple pour un multiapplicateur ( $D=80\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=6$ ,  $h=2.54\text{mm}$ ). Les fonctions  $Ant(x,z)$  correspondantes sont présentées sur la figure II.5.

## II.4 CALCUL DE LA PUISSANCE ABSORBÉE DANS UNE STRUCTURE DISSIPATIVE MULTICOUCHE

L'élévation de température dans les tissus biologiques, résultant du chauffage microonde, est directement liée à la puissance microonde absorbée par ceux-ci. Afin de déterminer la distribution de température dans le milieu chauffé, il est donc nécessaire dans un premier temps, de calculer le dépôt de puissance dans le milieu soumis au rayonnement électromagnétique de chauffage.

Considérons tout d'abord le cas d'un milieu dissipatif semi-infini (noté  $i$ ); celui-ci est caractérisé par sa permittivité relative complexe:  $\epsilon_{r_i}^* = (\epsilon'_{r_i} - j\epsilon''_{r_i})$  à partir de laquelle se calculent l'indice de réfraction complexe:

$$n_i^* = \sqrt{\epsilon_{r_i}^*} = n_i - jk_i$$

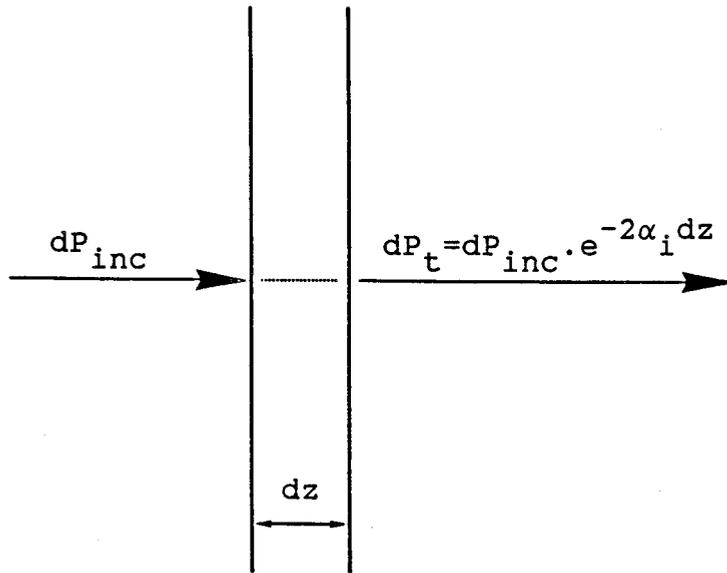


Figure II.6 : Densité de puissance absorbée par une lame élémentaire d'épaisseur dz.

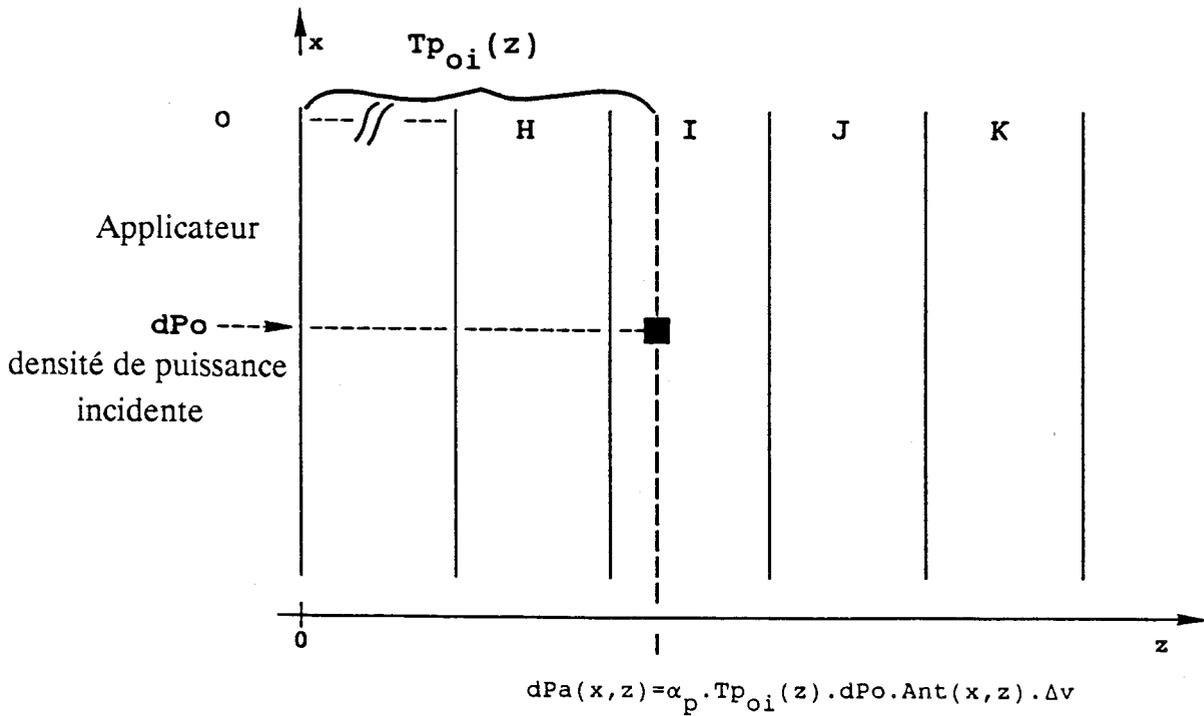


Figure II.7 : Densité de puissance absorbée par un volume élémentaire d'une structure multicouche.

et la constante de propagation:  $\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i$

$$\text{avec } \alpha_i = \frac{\varepsilon_r'' \omega}{2n_i c} \text{ en Nepers/m} \quad \text{et} \quad \beta_i = \frac{n_i \omega}{c} \text{ en Radians/m}$$

où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide  $c = 3.10^8 \text{ m/s}$  et  $\omega = 2\pi f$

Si au sein de ce milieu, nous considérons une lame élémentaire d'épaisseur  $dz$  (figure II.6), soumise à un rayonnement microonde de densité de puissance  $dP_{inc}$ , la densité de puissance transmise  $dP_t$  à la sortie de cette tranche, compte tenu de l'atténuation en puissance  $\alpha_p = 2\alpha_i$  dans le milieu, a pour expression:

$$dP_t = dP_{inc} \cdot \exp(-\alpha_p \cdot dz)$$

La densité de puissance absorbée par cette lame est donc:

$$dPa = [dP_{inc} - dP_t] = [1 - \exp(-\alpha_p \cdot dz)] dP_{inc}$$

La densité de puissance absorbée dans un volume élémentaire  $\Delta v$  du milieu s'exprime alors:

$$dPa = \alpha_p \cdot dP_{inc} \cdot \Delta v \text{ en W/m}^3$$

Si nous considérons maintenant un applicateur posé au contact d'un milieu semi-infini, il existe alors un coefficient de réflexion en puissance  $\rho_p \neq 0$  à l'interface séparant les deux milieux. De plus l'applicateur présente un diagramme de dépôt de puissance caractérisé par la fonction  $Ant(x,z)$  dont nous devons tenir compte. Ainsi pour une densité de puissance  $dPo$  à l'entrée d'un milieu semi-infini, la densité de puissance absorbée par un volume élémentaire situé à une profondeur  $z$  a pour expression:

$$dPa(x, z) = \alpha_p \cdot T_{p_{oi}}(z) \cdot dPo \cdot Ant(x, z) \cdot \Delta v$$

$$\text{le terme: } T_{p_{oi}}(z) = (1 - \rho_p) \cdot \exp(-\alpha_p \cdot z)$$

est homogène à un coefficient de transmission en puissance entre l'applicateur et le volume élémentaire considéré, situé à une profondeur  $z$ .

La présence de milieux dont les caractéristiques diélectriques sont différentes (structure multicouche), induit pour la propagation des ondes électromagnétiques un phénomène de réflexions multiples, dont il faut tenir compte pour exprimer ce coefficient de transmission en puissance (figure II.7).

Afin d'alléger les écritures, nous définissons des coefficients de réflexion et de transmission apparents en champ électrique au niveau de chaque interface, qui prennent en compte les réflexions multiples apparaissant dans chaque couche de la structure (l'expression de ces coefficients est donnée en annexe I).

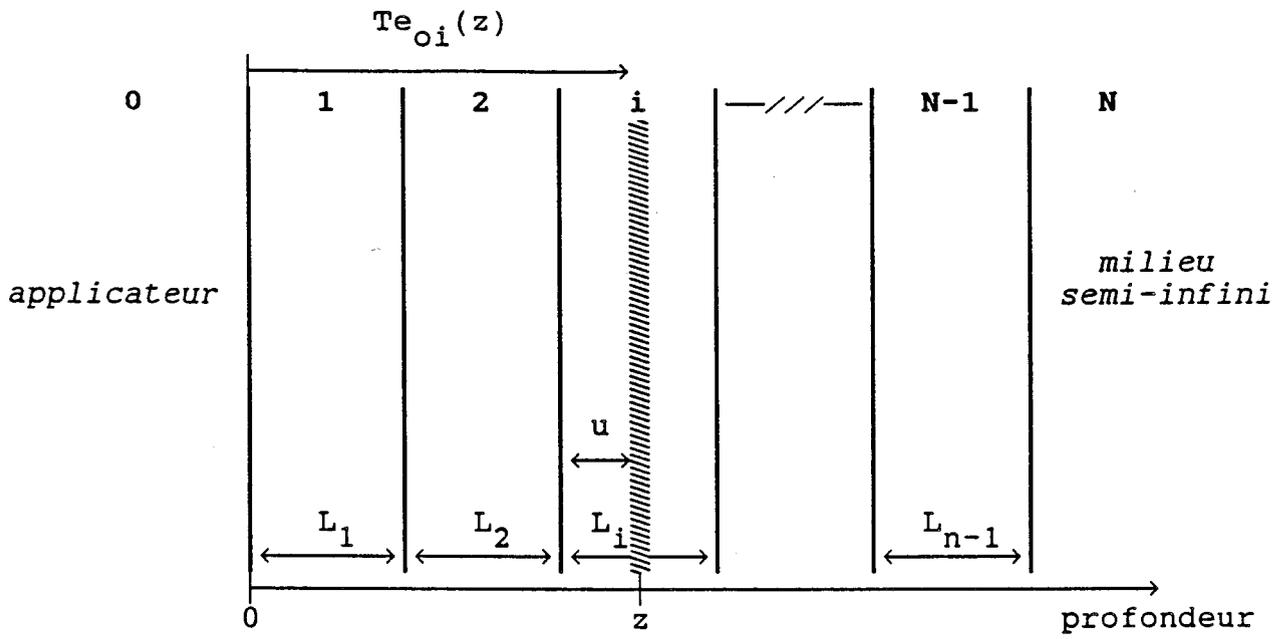


Figure II.8 : Structure considérée pour le calcul du coefficient  $Te_{oi}(z)$ .

### II.4.1 DETERMINATION DU COEFFICIENT $T_{p_{oi}}$ POUR UNE STRUCTURE MULTICOUCHE

Il s'exprime en fonction du coefficient de transmission en champ électrique (en considérant l'hypothèse d'une onde quasi-TEM).

$$T_{p_{oi}}(z) = \left| T_{e_{oi}}(z) \right|^2 \cdot \left| \frac{n_i^*}{n_o^*} \right|$$

quant au coefficient  $T_{e_{oi}}(z)$ , nous avons effectué son calcul dans le cas général d'une structure constituée de  $N$  couches (figure II.8), la  $N$ ème couche étant un milieu semi-infini.

Pour un milieu  $i \neq N$ , nous avons les expressions suivantes:

-milieu pair:

$$T_{e_{oi}}(z) = \left[ \frac{e^{-\gamma_1 u + (R_{1,1+2}) e^{-\gamma_1 (2L_1 - u)}}}{1 - (R_{1,1+2}) (R_{1,1-2}) e^{-2\gamma_1 L_1}} \right] T_{1-2,1} \cdot \prod_{k=1}^{(1/2)-1} \phi_1(k)$$

-milieu impair:

$$T_{e_{oi}}(z) = \left[ \frac{e^{-\gamma_1 u + (R_{1,1+2}) e^{-\gamma_1 (2L_1 - u)}}}{1 - (R_{1,1+2}) (R_{1,1-2}) e^{-2\gamma_1 L_1}} \right] T_{1-2,1} \cdot \prod_{k=0}^{(1-3)/2} \phi_2(k)$$

avec

$$\phi_1(k) = \left[ \frac{e^{-\gamma_{1-2k} L_{1-2k}} (T_{1-2k-2, 1-2k})}{1 - (\rho_{1-2k, 1-2k+1}) (R_{1-2k, 1-2k-2}) e^{-2\gamma_{1-2k} L_{1-2k}}} \right]$$

$$\phi_2(k) = \left[ \frac{e^{-\gamma_{1-2k-1} L_{1-2k-1}} (T_{1-2k-3, 1-2k-1})}{1 - (\rho_{1-2k-1, 1-2k}) (R_{1-2k-1, 1-2k-3}) e^{-2\gamma_{1-2k-1} L_{1-2k-1}}} \right]$$

Pour le dernier milieu  $i = N$ , nous avons:

-milieu pair:

$$T_{e_{oi}}(z) = \left[ e^{-\gamma_1 u} \right] T_{1-2,1} \cdot \prod_{k=1}^{(1/2)-1} \phi_1(k)$$

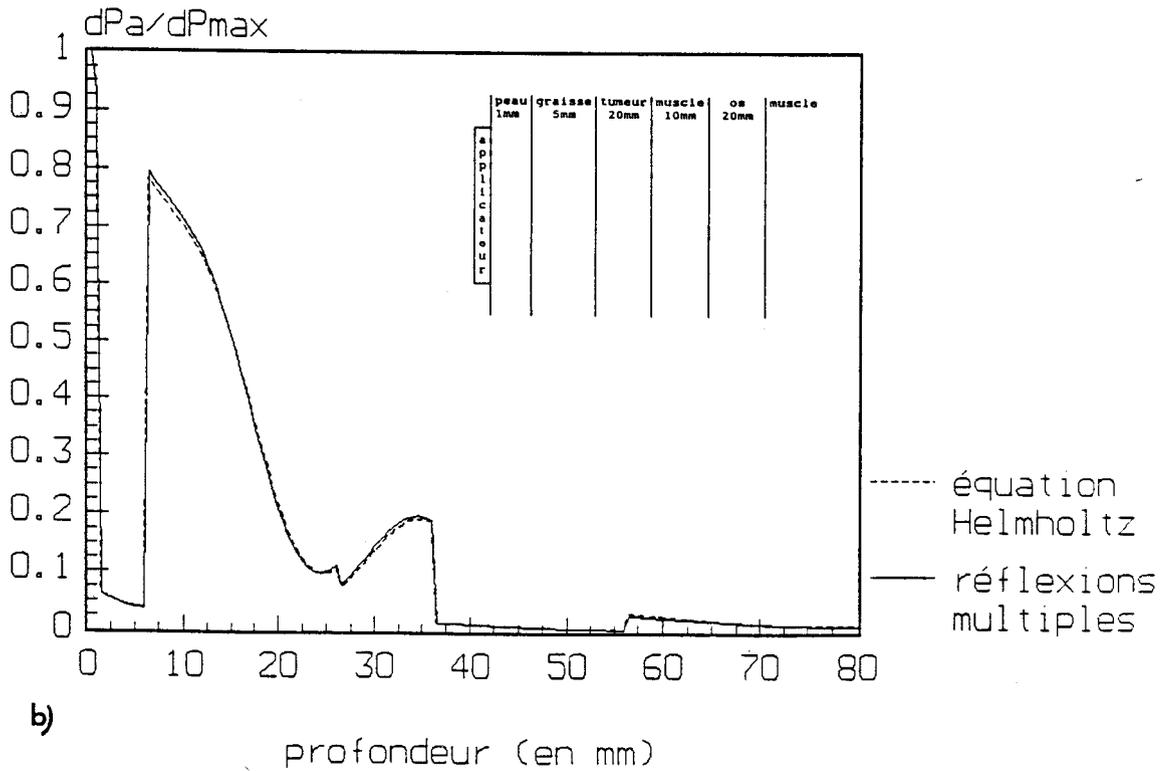
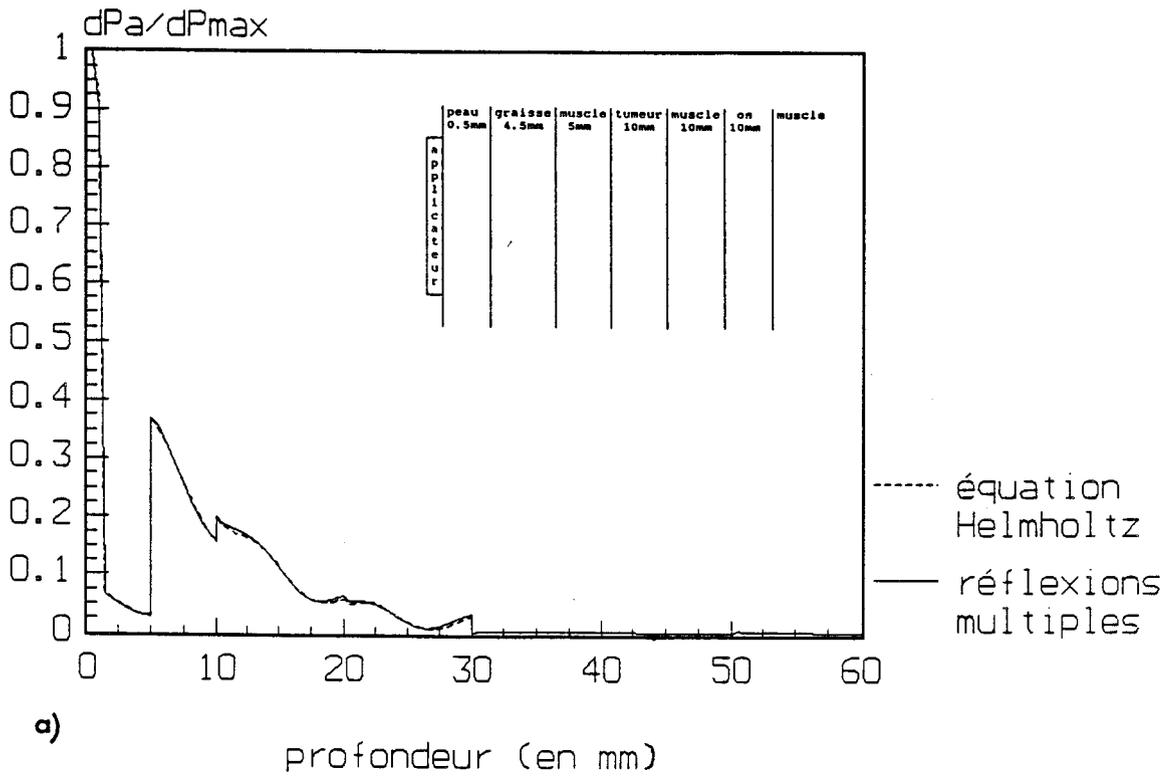


Figure II.9 : Dépôt de puissance dans 2 structures différentes à 2450MHz (a) et à 915MHz (b), obtenu à partir de notre modèle et à partir d'une résolution directe de l'équation d'Helmholtz.

-milieu impair:

$$T e_{o_i}(z) = \left[ e^{-\gamma_i u} \right] t_{i-1,1} \cdot \prod_{k=0}^{(i-3)/2} \phi_2(k)$$

(l'expression des coefficients  $\rho$ ,  $t$ ,  $R$  et  $T$  est donnée en annexe I).

## II.4.2 DISCUSSIONS ET RESULTATS OBTENUS

Avant d'aborder l'exploitation de ce modèle, nous avons comparé les résultats que celui-ci nous a fourni, à ceux obtenus à partir d'une résolution directe de l'équation d'Helmholtz, puis à ceux publiés dans la littérature, qui découlent d'autres modélisations.

Cette vérification a été effectuée dans le cadre d'une modélisation unidimensionnelle, afin de valider les formulations semi-analytiques obtenues pour le calcul du dépôt de puissance.

### II.4.2.1 RESOLUTION DE L'EQUATION D'HELMHOLTZ

Une résolution directe de l'équation d'Helmholtz:

$$\left[ \nabla^2 - \gamma^2 \right] \cdot \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad -\gamma^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_{r_i}^*$$

dans le cas d'un mode de propagation TEM pour un système multicouche plan, est plus facile à mettre en oeuvre. Le champ électrique dans chaque couche d'indice  $i$  s'écrit alors sous la forme:

$$E_i = A_i e^{-\gamma_i z} + B_i e^{+\gamma_i z}$$

L'écriture des conditions aux limites et de continuité aux différentes interfaces, nous amène à la résolution d'un système matriciel afin de déterminer les coefficients  $A_i$  et  $B_i$ .

Nous avons dans un premier temps vérifié que les calculs effectués à partir des réflexions multiples nous donnent les mêmes résultats qu'une résolution directe de l'équation d'Helmholtz (figure II.9). Néanmoins, la résolution basée sur les réflexions multiples permet d'obtenir une formulation semi-analytique pour un nombre  $N$  quelconque de couches et nous affranchit ainsi de la résolution d'un système matriciel, dont la taille augmente fortement avec le nombre de couches considérées, entraînant une augmentation importante du temps de calcul.

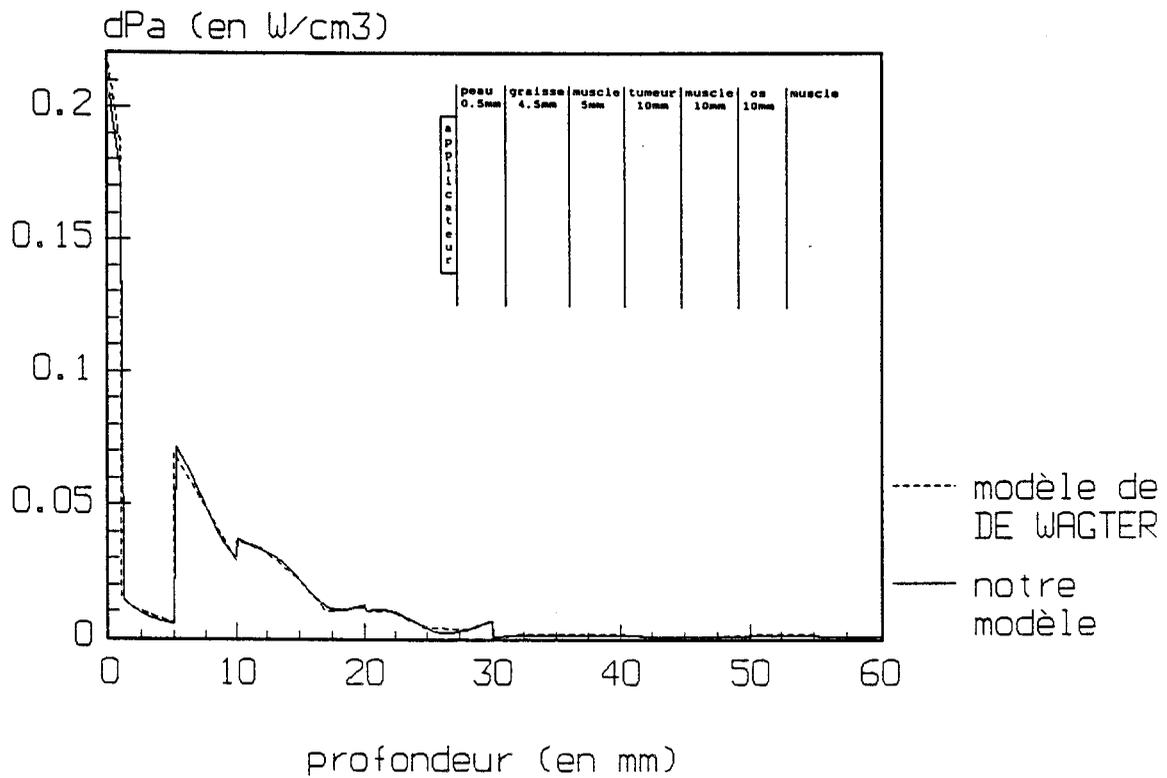


Figure II.10 : Comparaison des résultats obtenus à partir de notre modèle et à partir du modèle de De Wager.

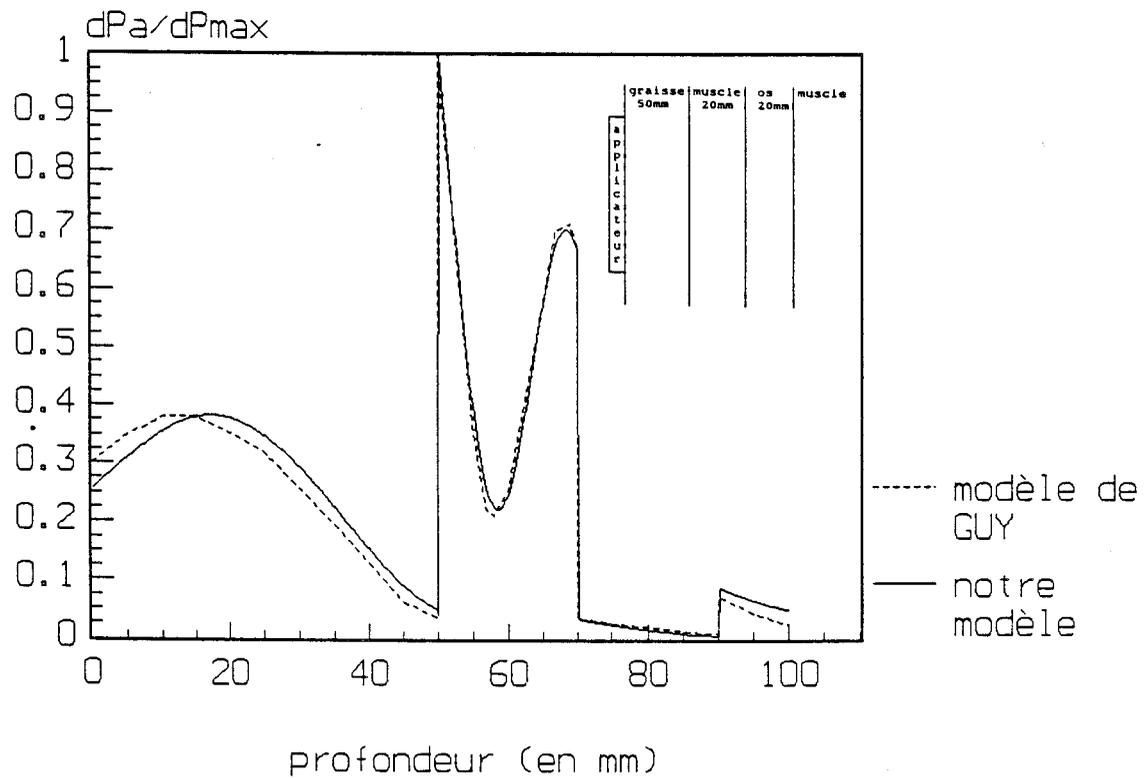


Figure II.11 : Comparaison des résultats obtenus à partir de notre modèle et à partir du modèle de Guy.

#### *II.4.2.2 COMPARAISON AVEC D'AUTRES TRAVAUX*

Nous avons dans un second temps, comparé les résultats obtenus avec notre méthode, à ceux présentés par d'autres auteurs, notamment De Wagter [14,15] et Guy [11,12,16,17,18].

Les calculs entrepris par De Wagter afin de calculer le dépôt de puissance dans une structure multicouche plane, reposent sur l'utilisation d'un modèle de type ligne de transmission où chaque couche est assimilée à une ligne de transmission à pertes.

La comparaison des résultats obtenus à partir de notre modèle avec ceux présentés par De Wagter [15] dans le cas d'un chauffage microonde à une fréquence de 2.45GHz d'un milieu biologique multicouche (figure II.10), fait apparaître un très bon accord entre ces deux modélisations.

Nous avons également effectué une comparaison avec les résultats publiés par W.A Guy. Celui-ci a calculé le dépôt de puissance dans des structures multicouches planes cylindriques et sphériques, lorsque la source est constituée d'une ouverture rayonnante au contact d'un milieu dissipatif. La figure II.11 présente une comparaison entre nos résultats et ceux publiés par Guy [17], dans le cas d'un chauffage microonde à 918MHz d'une structure multicouche plane. Nous constatons un bon accord entre les deux méthodes.

#### *II.4.2.3 EXPLOITATION DU MODELE*

Comparé au dépôt de puissance en fonction de la profondeur calculé pour un milieu semi-infini, la nature multicouche va perturber ce dépôt avec l'apparition de pics d'absorption importants à l'interface entre deux milieux de nature différente, notamment entre la graisse et le muscle.

De plus l'évolution de la puissance absorbée à l'intérieur d'une couche ne présente plus une allure monotone, mais peut présenter des minima et maxima d'absorption qui apparaissent lorsque les couches ont des dimensions proches de la longueur d'onde guidée.

Bien que cette modélisation soit relativement simple et ne prenne pas en compte tous les effets qui apparaissent dans de telles structures, celle-ci nous permet cependant d'obtenir comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, une description suffisamment correcte des phénomènes observés pour être utilisée en site clinique.

Nous présentons figures II.12,13,14,15, le calcul de la densité de puissance absorbée dans un milieu semi-infini de type musculaire, puis dans un milieu multicouche, obtenu

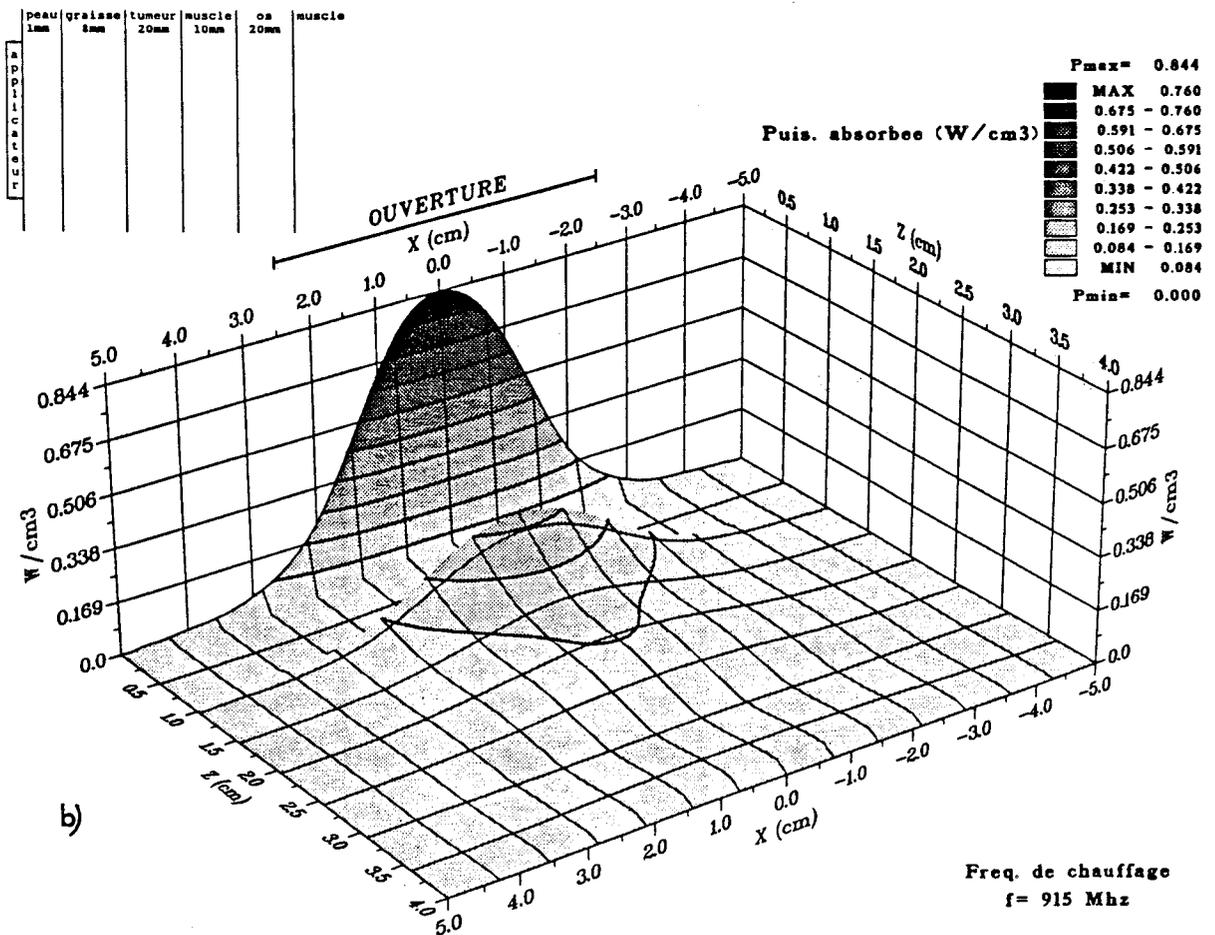
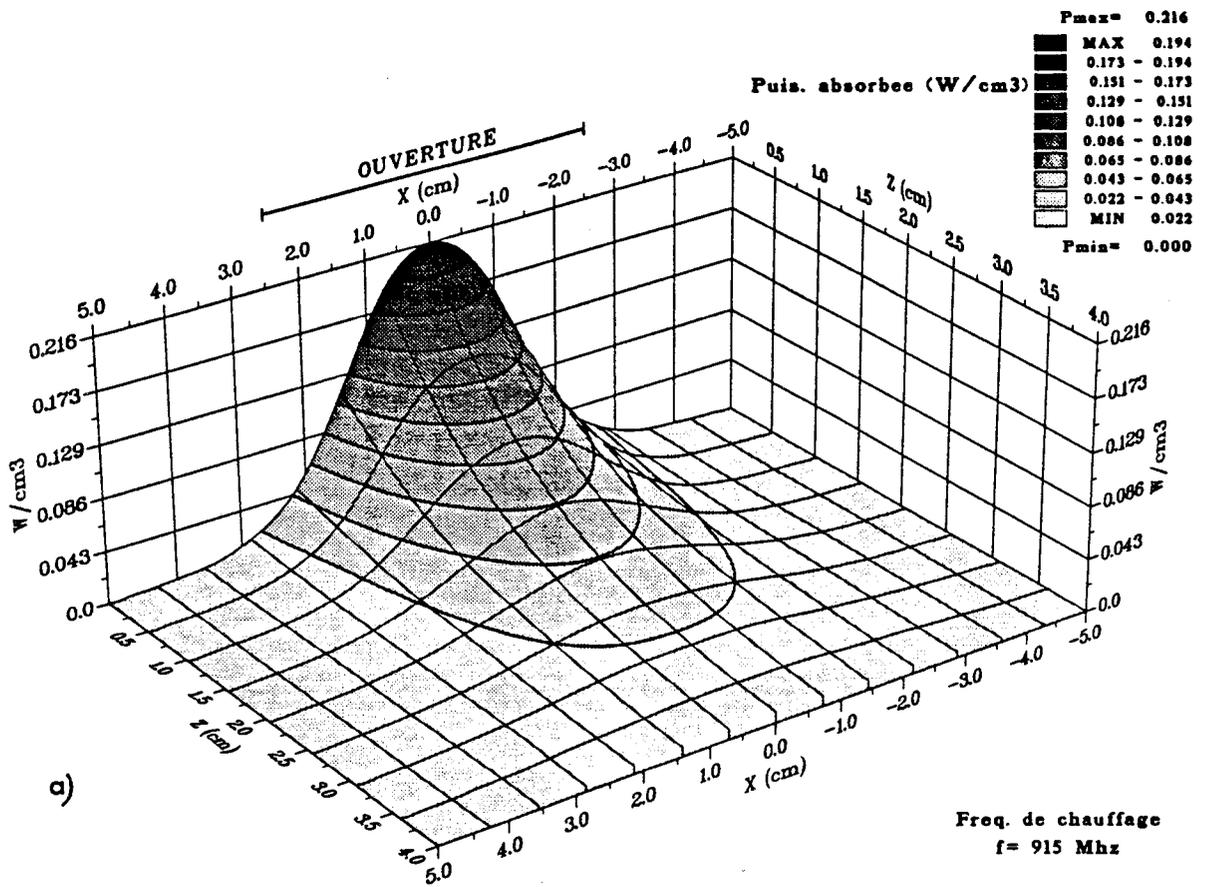


Figure II.12 : a) Densité de puissance absorbée dans du muscle, perpendiculairement à la ligne d'excitation d'un monoapplicateur ( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ), lors d'un chauffage microonde ( $dP_o=4000\text{W/m}^2$ ) à 915MHz.

b) Densité de puissance absorbée dans une structure multicouche, lors d'un chauffage microonde ( $dP_o=4000\text{W/m}^2$ ) à 915MHz, avec le même applicateur.

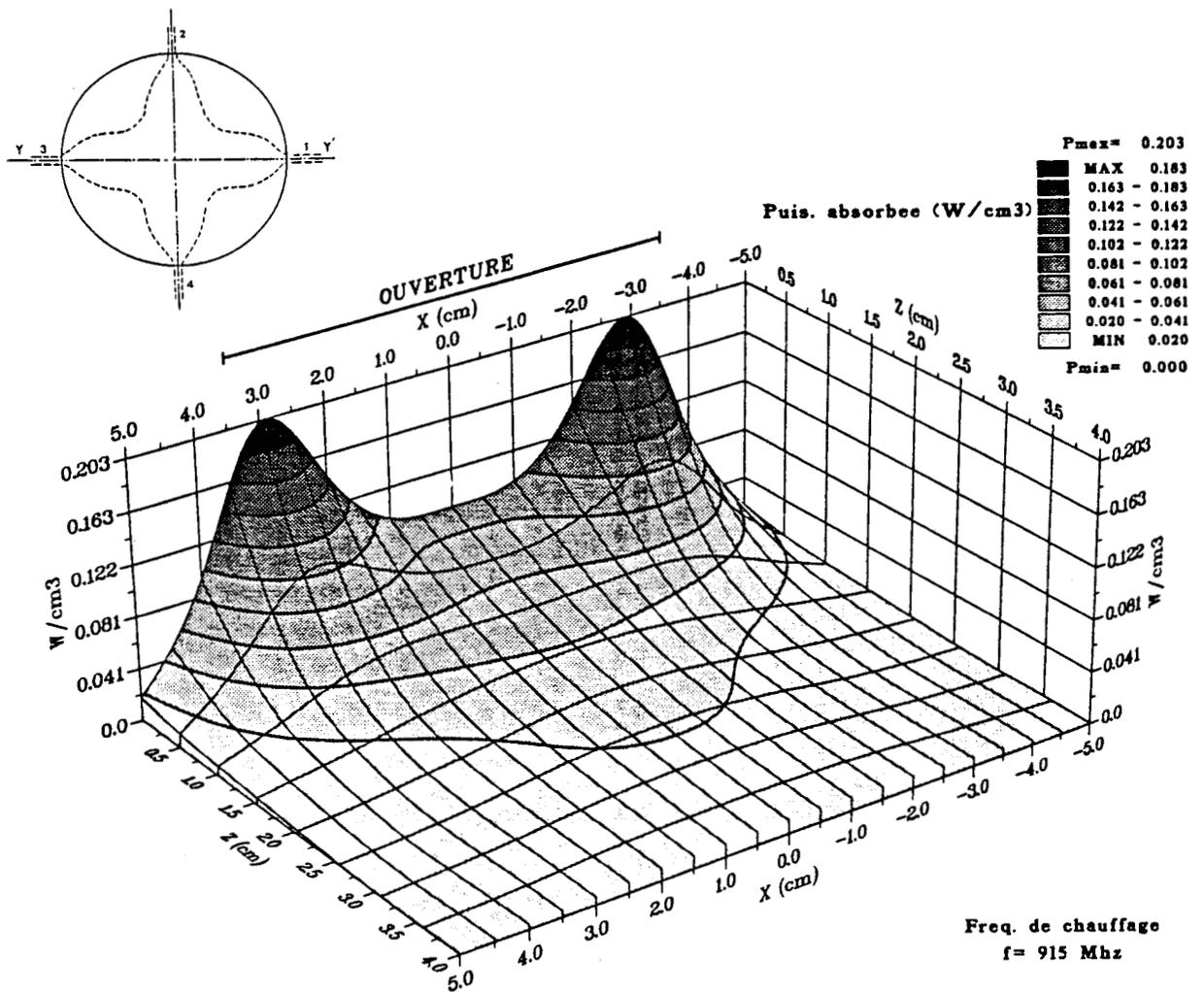


Figure II.13 : Densité de puissance absorbée dans du muscle, suivant l'axe Y-Y' d'un multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ), lors d'un chauffage microonde ( $dP_o=2000\text{W/m}^2$ ) à 915MHz.

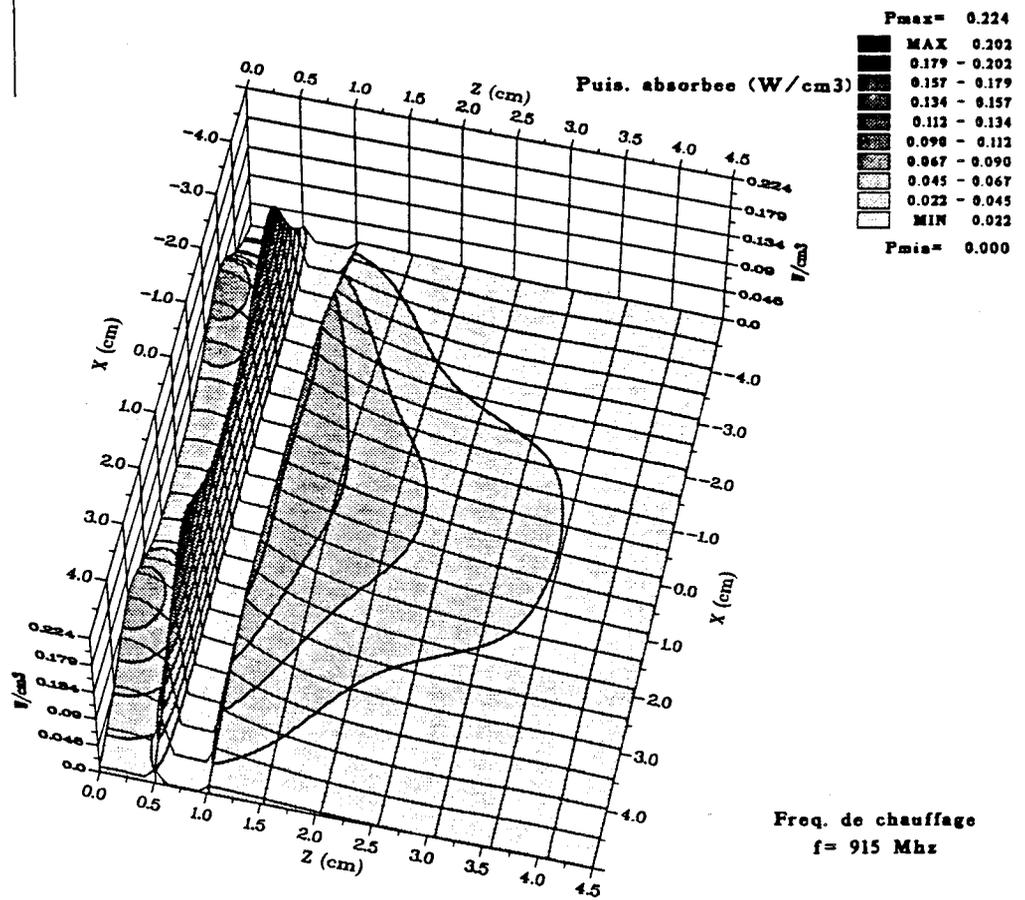
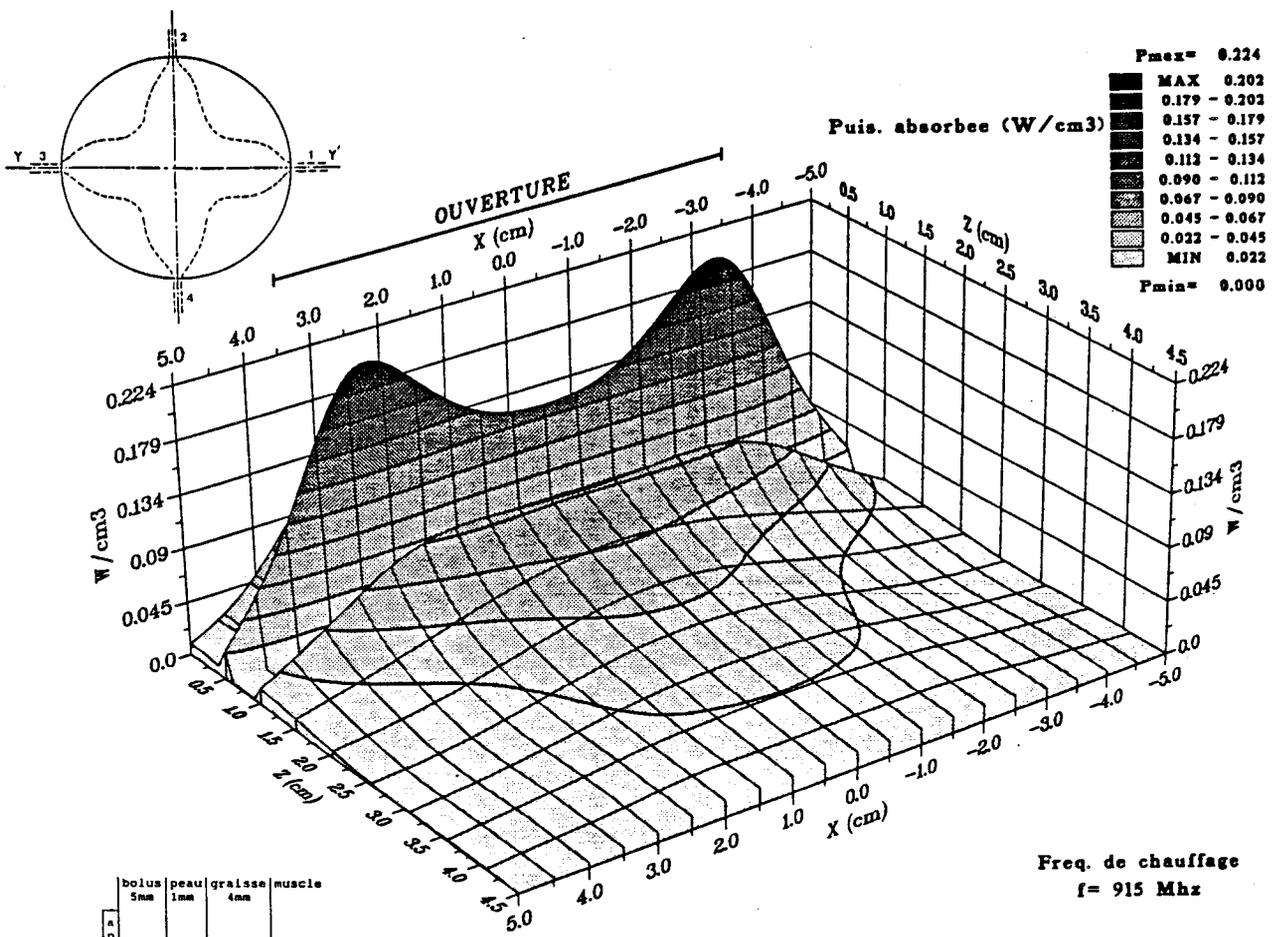


Figure II.14 : Densité de puissance absorbée dans une structure multicouche, suivant l'axe Y-Y' d'un multiapplicateur (D=70mm,  $\epsilon_r=10.2$ , h=1.27mm), lors d'un chauffage microonde ( $dP_0=2500W/m^2$ ) à 915MHz.

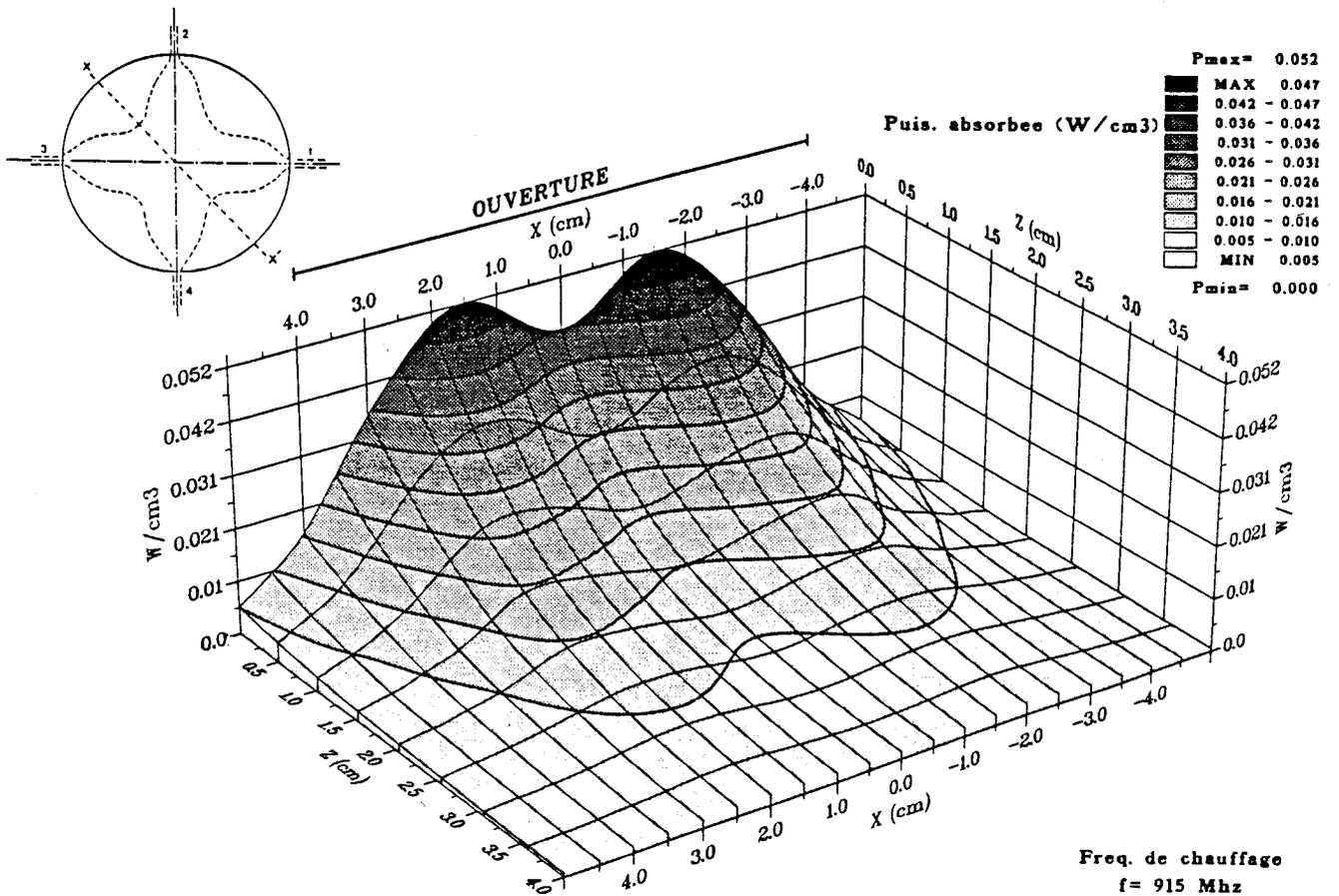
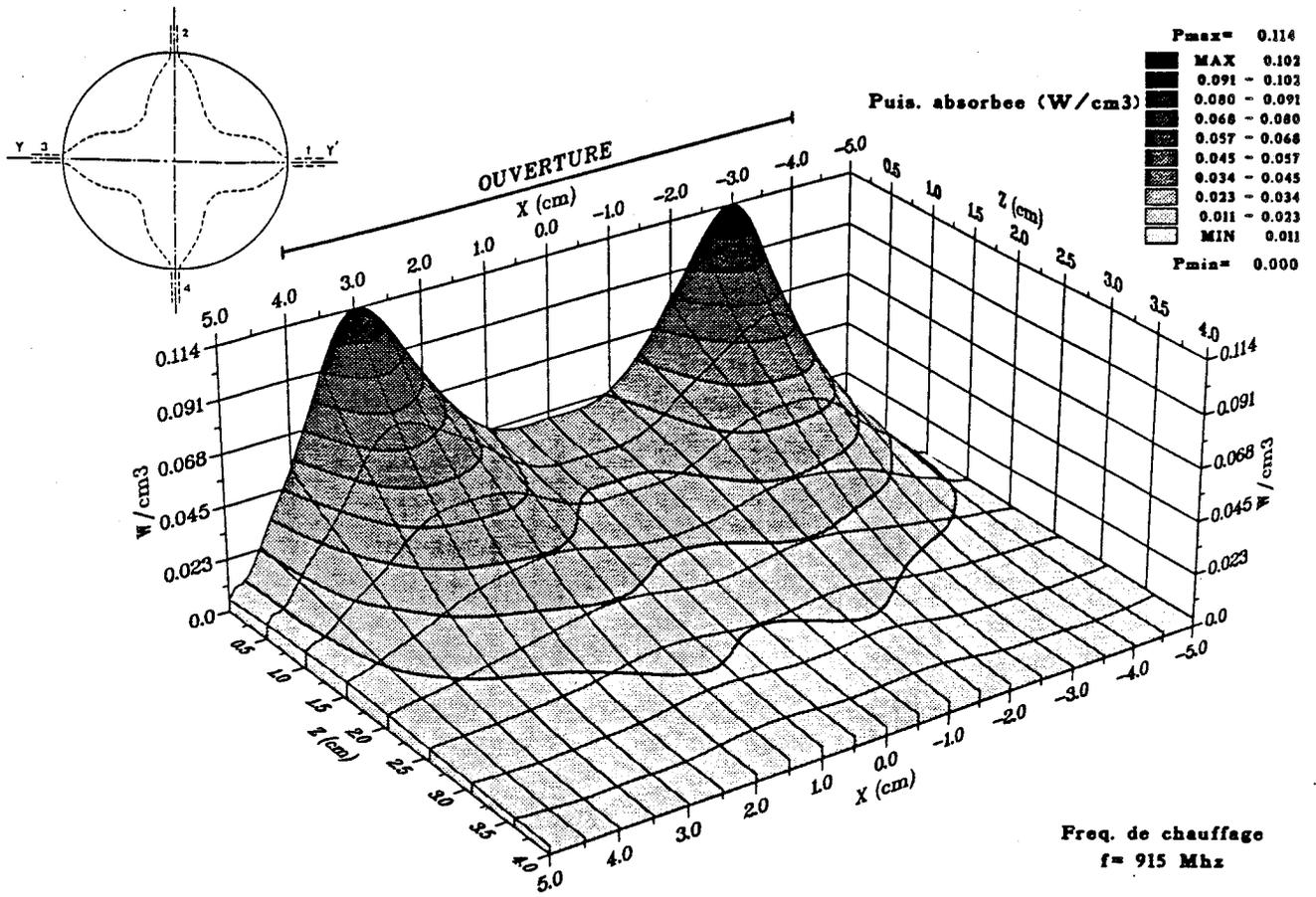


Figure II.15 : Densité de puissance absorbée dans du muscle, suivant l'axe Y-Y' (a), puis suivant l'axe X-X' (b) d'un multiapplicateur ( $D=80\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=6$ ,  $h=2.54\text{mm}$ ), lors d'un chauffage microonde ( $dP_o=2000\text{W/m}^2$ ) à 915MHz.

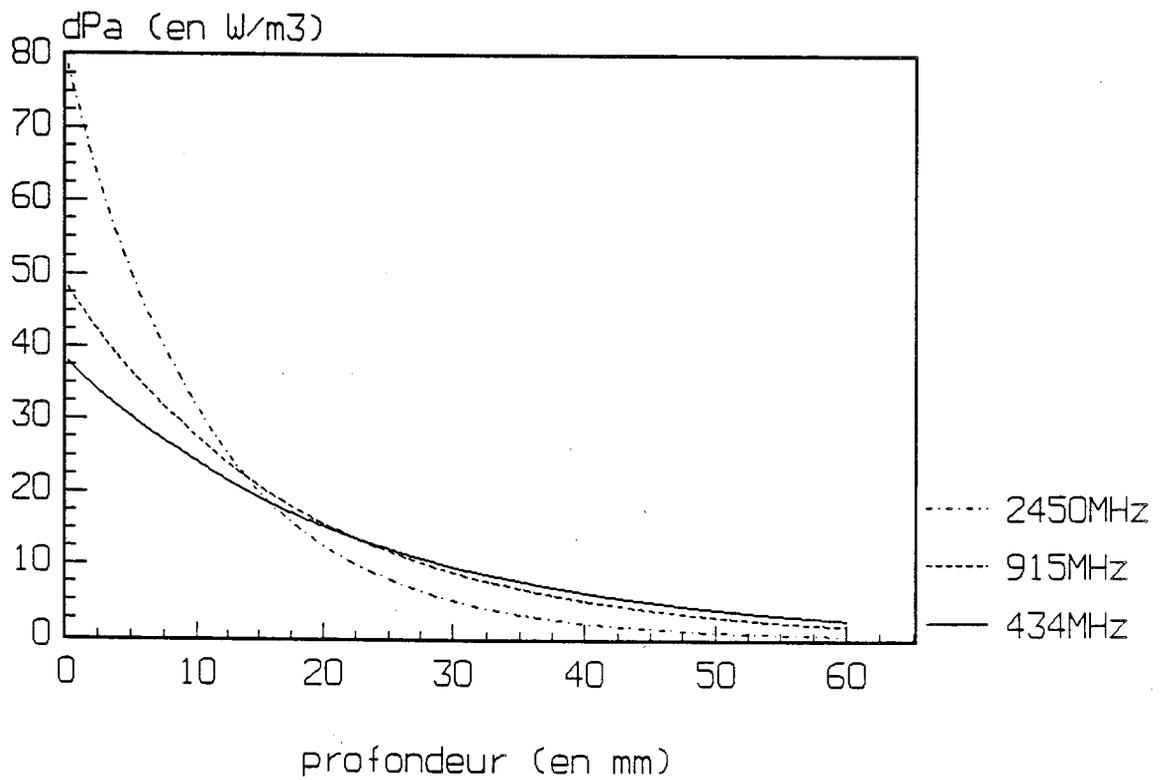


Figure II.16 : Influence de la fréquence de chauffage sur la densité de puissance absorbée dans un milieu musculaire (avec  $dPo = 1W/m^2$ ).

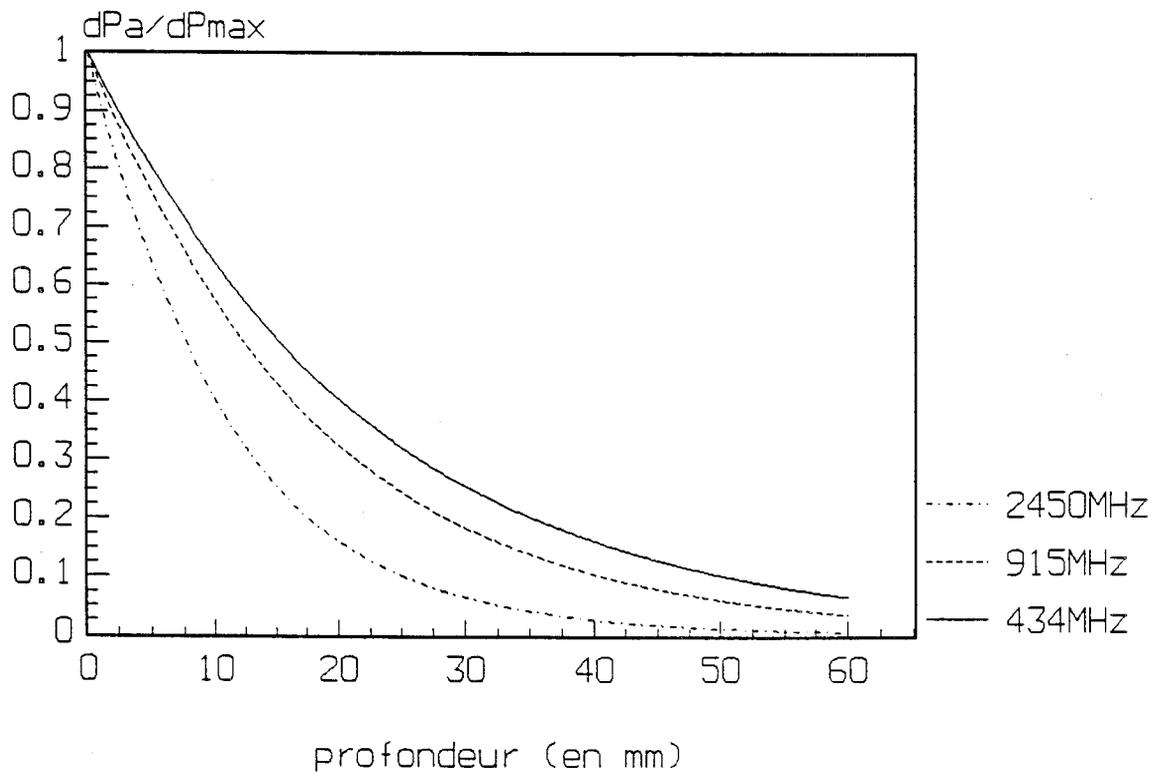


Figure II.17 : Densité de puissance absorbée (normalisée) dans un milieu musculaire, en fonction de la fréquence de chauffage.

pour plusieurs types d'applicateurs et multiapplicateurs. Ces représentations mettent en évidence la différence de répartition de la puissance absorbée dans le milieu suivant le type d'applicateur utilisé, ainsi que les phénomènes d'accumulation de puissance à l'interface entre deux milieux de nature différente.

Nous avons également étudié l'influence de paramètres tels que: la fréquence, la présence d'un bolus d'eau, l'épaisseur de graisse, la nature du substrat de l'applicateur et la présence de tissus osseux sur la répartition de la puissance absorbée par le milieu dissipatif. Cette étude a porté principalement sur une modélisation unidimensionnelle, mais nous aboutissons aux mêmes conclusions sur l'évolution de la puissance absorbée en fonction de ces paramètres, pour une modélisation bidimensionnelle et différents applicateurs.

#### *II.4.2.3.a Influence de la fréquence de chauffage*

Le calcul du dépôt de puissance dans un milieu semi-infini constitué de muscle montre, pour un chauffage microonde à 2450MHz, une absorption de la majorité de la puissance dans le premier centimètre (figure II.16). Cette densité de puissance absorbée décroît très rapidement du fait de la faible profondeur de pénétration, comparée à l'utilisation de fréquences plus basses 915MHz et 434MHz. Nous constatons que le niveau maximum de la densité de puissance absorbée (à l'interface applicateur-muscle) pour une même puissance d'entrée (de  $1\text{W}/\text{m}^2$ ) baisse avec la fréquence.

Le but de l'hyperthermie microonde est de chauffer la zone tumorale entre 42 et 45°C: il est donc nécessaire d'apporter un dépôt de puissance suffisant, sans toutefois dépasser un certain seuil maximum de puissance absorbée, au-delà duquel des nécroses peuvent apparaître.

Lors d'un chauffage microonde, le dépôt maximum de puissance est généralement situé à l'entrée du milieu dissipatif ou à l'interface graisse-muscle dans le cas d'une structure multicouche. Nous observons sur la figure II.16 que la densité de puissance absorbée maximale à ne pas dépasser est très vite atteinte à 2450MHz comparée à l'utilisation de fréquences plus basses, pour lesquelles il est possible d'obtenir un niveau de chauffage plus élevé en profondeur en augmentant la puissance d'entrée, avant d'atteindre le même maximum qu'à 2450MHz. Ainsi pour une densité de puissance d'entrée de  $1\text{W}/\text{m}^2$  à 2450MHz, la densité de puissance maximale absorbée dans le muscle est de  $78.5\text{W}/\text{m}^3$ , pour atteindre cette même valeur à 915MHz et 434MHz, il faut respectivement une densité de puissance à l'entrée de  $1.64\text{W}/\text{m}^2$  et  $2.10\text{W}/\text{m}^2$ . Nous obtenons alors une deuxième représentation possible de l'évolution du dépôt de puissance (figure II.17) qui traduit en fait, pour une fréquence donnée, la normalisation de la densité de puissance absorbée dans le milieu par rapport à la valeur

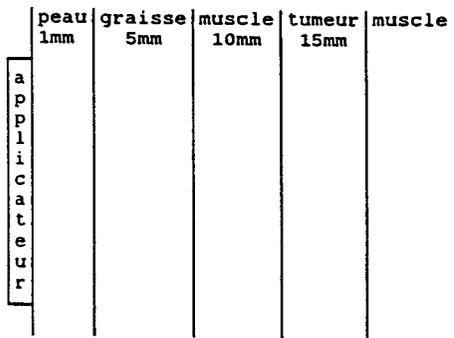
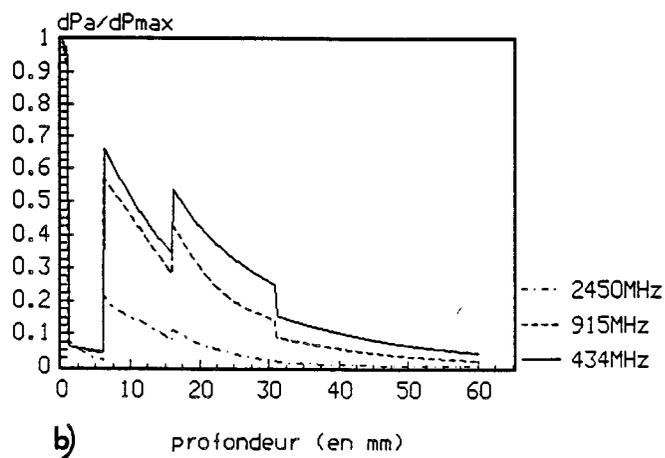
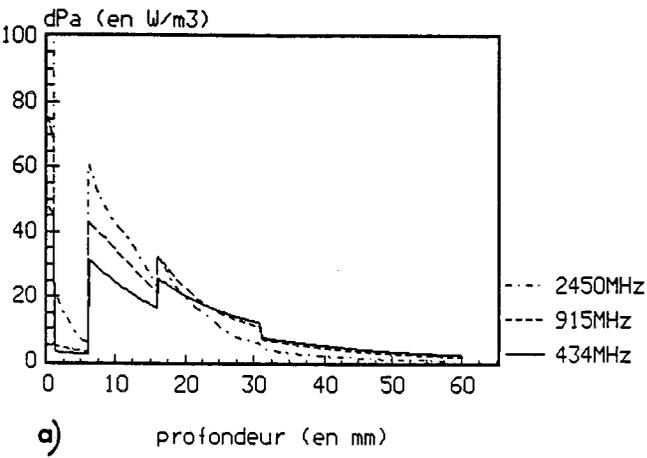


Figure II.18 : Influence de la fréquence de chauffage sur la densité de puissance absorbée dans une structure multicouche

a) avec  $dPo = 1W/m^2$ , quelque soit la fréquence.  
 b) densité de puissance absorbée normalisée.

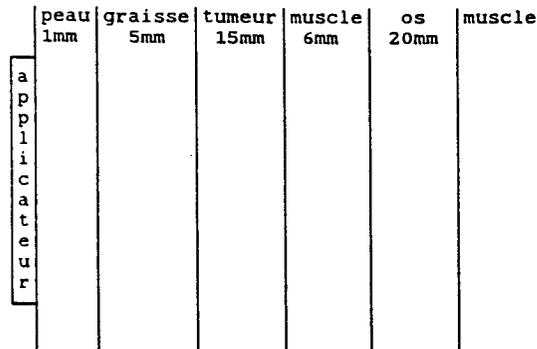
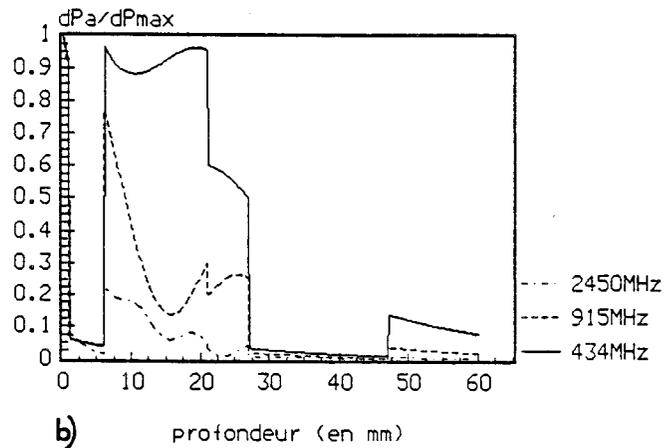
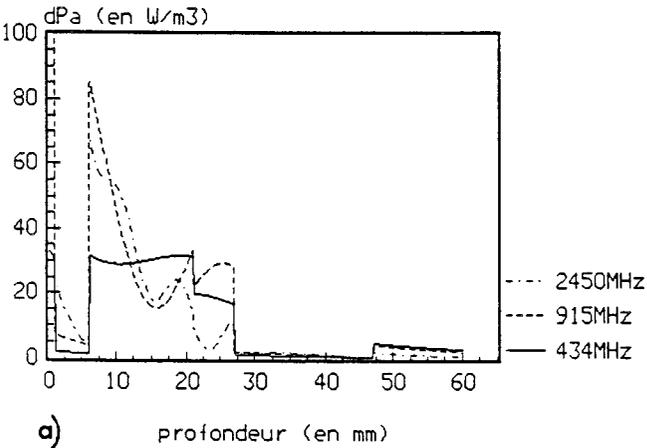


Figure II.19 : Influence de la fréquence de chauffage sur la densité de puissance absorbée dans une structure multicouche

a) avec  $dPo = 1W/m^2$ , quelque soit la fréquence.  
 b) densité de puissance absorbée normalisée.

maximale obtenue. Cette représentation met bien en évidence l'intérêt thérapeutique des basses fréquences pour obtenir un chauffage plus efficace en profondeur. Les figures II.18 et II.19 présentent un exemple de ces deux représentations du dépôt de puissance pour deux structures différentes.

Ainsi du point de vue thérapeutique, l'utilisation de basses fréquences permet d'obtenir pour tous les cas un chauffage plus efficace en profondeur, mais nécessite une puissance d'entrée plus élevée.

#### *II.4.2.3.b Influence de la nature du substrat de l'applicateur*

Le calcul de la densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur en fonction de la nature du diélectrique constituant l'applicateur (figure II.20), montre que la nature du substrat intervient fortement sur le dépôt de puissance (ces calculs ont été effectués pour une densité de puissance à l'entrée du milieu de  $1\text{W}/\text{m}^2$ ). Suivant la structure des milieux à chauffer, les niveaux de puissance absorbée vont varier. Par contre, pour une fréquence donnée, le maximum d'absorption est toujours obtenu pour un même ordre de grandeur de la permittivité du substrat. Le choix d'un substrat  $\epsilon_r = 10.2$  permet ainsi d'obtenir un dépôt de puissance proche du maximum à 915MHz et 2450MHz.

#### *II.4.2.3.c Présence d'un bolus d'eau*

L'interposition d'un bolus entre l'applicateur et la peau afin d'éviter les brûlures superficielles, nécessite du fait de l'absorption d'une partie de l'énergie dans l'eau du bolus, un niveau de puissance d'entrée plus élevé pour obtenir une efficacité de chauffage identique à celle obtenue en l'absence de bolus.

La figure II.21.a présente le dépôt de puissance à l'entrée d'une tumeur en fonction de l'épaisseur du bolus pour les 3 fréquences de chauffage microonde utilisées. Le dépôt maximum est atteint pour une épaisseur de bolus d'environ 3mm à la fréquence de 915MHz et 8mm à 434MHz.

Toutefois, du point de vue de l'efficacité thérapeutique, la figure II.21.b (qui présente le rapport entre la densité de puissance déposée à l'entrée de la tumeur et la densité de puissance maximum déposée dans le milieu, en fonction de l'épaisseur du bolus) fait apparaître que l'ajustement de la puissance d'entrée permet toujours d'obtenir la même efficacité qu'en l'absence de bolus.

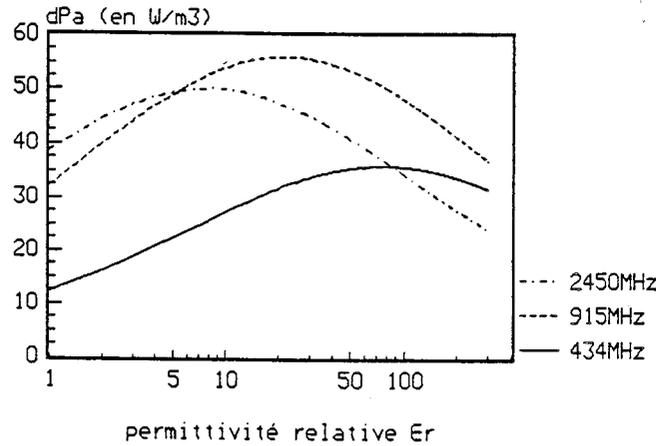
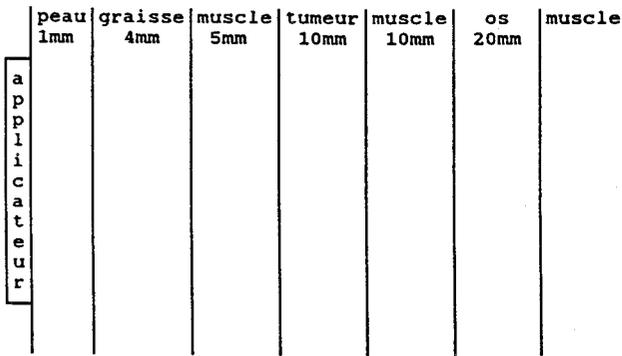
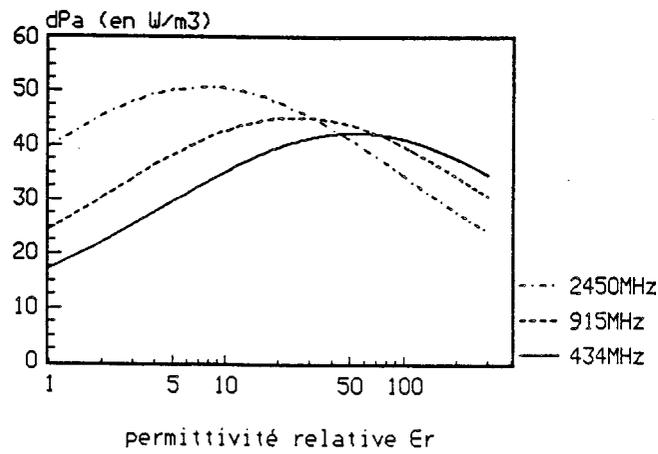
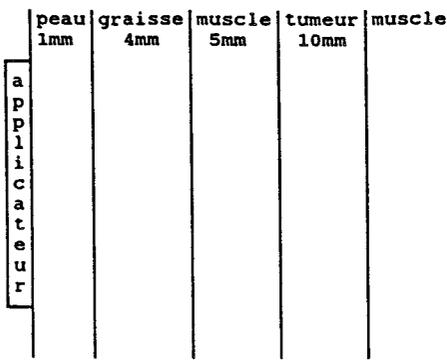
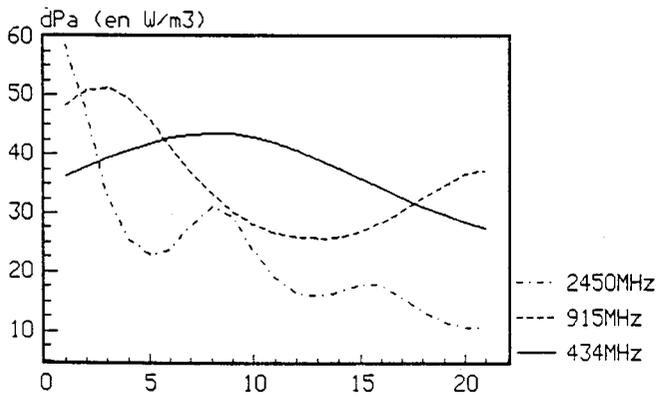
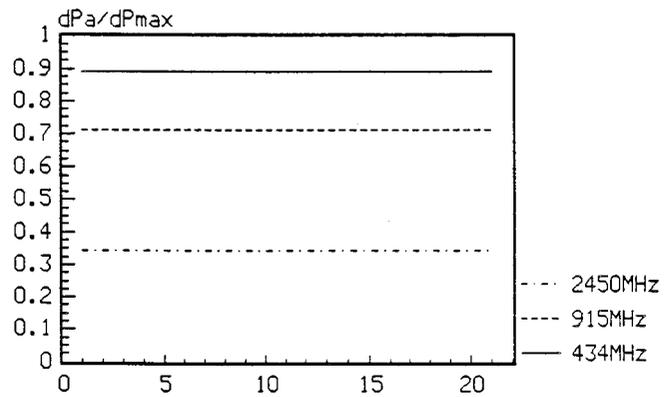


Figure II.20 : Influence de la nature du substrat de l'applicateur sur la densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur (avec  $dPo = 1W/m^2$ ).



a) épaisseur du bolus ( $d$  en mm)



b) épaisseur du bolus ( $d$  en mm)

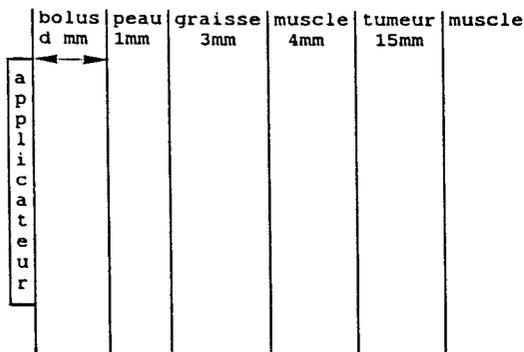
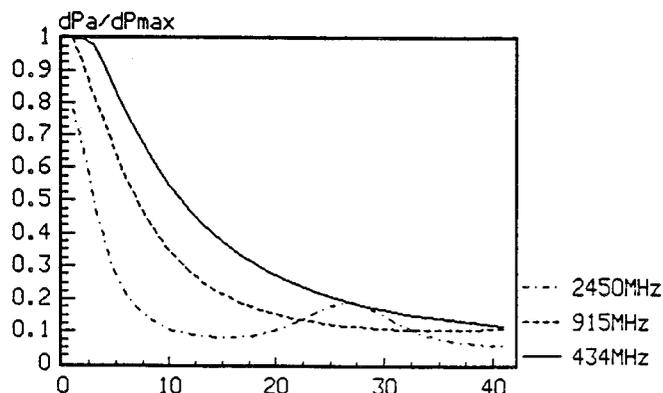
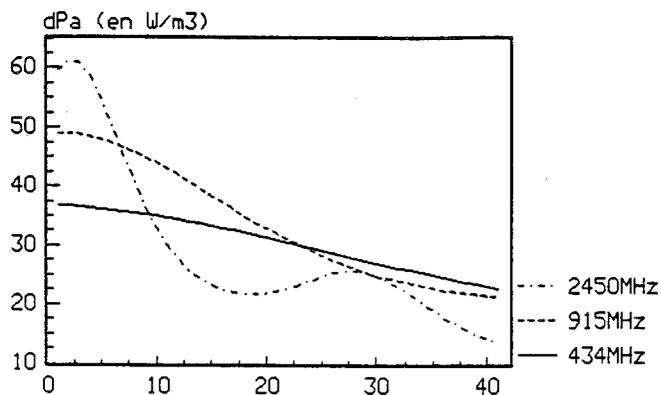


Figure II.21 : Influence de l'épaisseur d'un bolus d'eau sur la densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur.

- a) avec  $dPo = 1W/m^2$ , quelque soit la fréquence.
- b) densité de puissance absorbée normalisée.

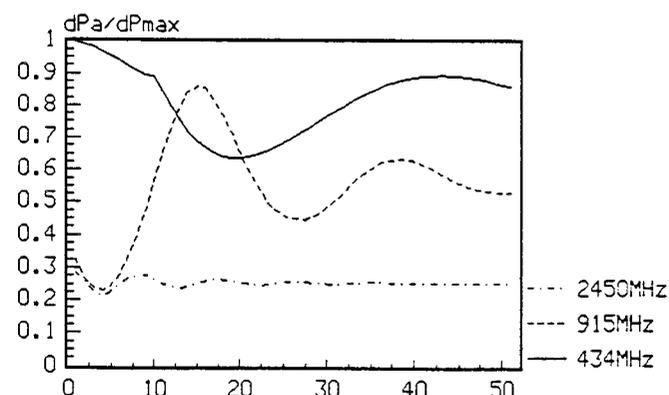
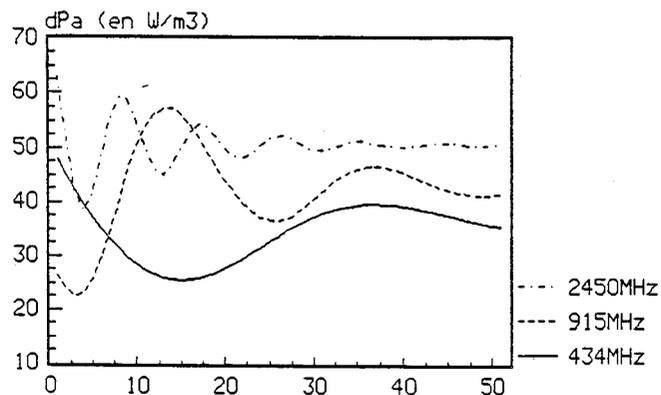
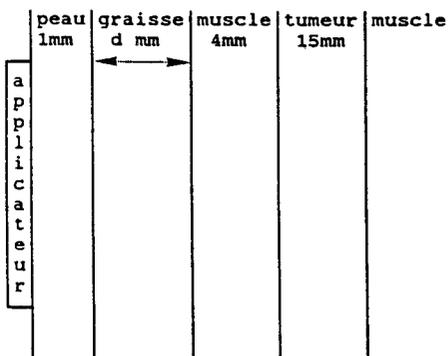


a) épaisseur de graisse (d en mm)

b) épaisseur de graisse (d en mm)

Figure II.22 : Influence de l'épaisseur de graisse sur la densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur.

- a) avec  $dPo = 1W/m^2$ , quelque soit la fréquence.
- b) densité de puissance absorbée normalisée.



a) distance de l'os à la tumeur (d en mm)

b) distance de l'os à la tumeur (d en mm)

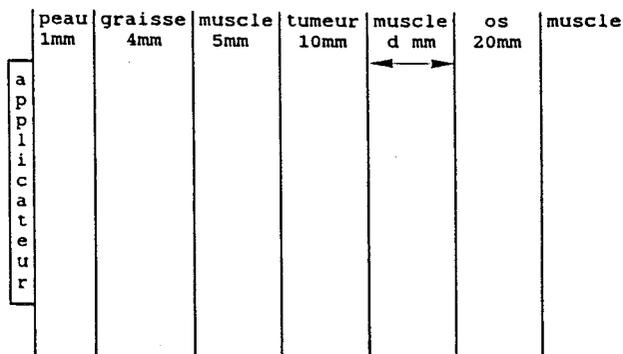


Figure II.23 : Influence de la présence d'un os sur la densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur.

- a) avec  $dPo = 1W/m^2$ , quelque soit la fréquence.
- b) densité de puissance absorbée normalisée.

#### II.4.2.3.d Influence d'une couche de graisse

La densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur décroît lorsque l'épaisseur de graisse augmente (figure II.22.a). Ce même calcul normalisé ( $dPa(\text{tumeur})/dPa(\text{max})$  en fonction de l'épaisseur de graisse, à une fréquence donnée) (figure II.22.b) montre que contrairement à l'influence d'un bolus d'eau, le fait d'augmenter la puissance d'entrée ne permet pas de récupérer le même dépôt de puissance qu'en l'absence de graisse, sans dépasser le maximum admissible de puissance absorbée et provoquer ainsi des brûlures à l'interface graisse-muscle. Ceci pourrait expliquer les difficultés rencontrées au niveau clinique, lors du chauffage par hyperthermie microonde en présence de fortes épaisseurs de graisse.

#### II.4.2.3.e Présence de tissus osseux

La présence d'un os situé derrière une zone tumorale, va également perturber le dépôt de puissance. La figure II.23 présente l'évolution de la densité de puissance absorbée à l'entrée d'une tumeur, en fonction de la distance séparant l'os de celle-ci. Ainsi, pour une fréquence de 915MHz, la présence très proche d'un os va diminuer l'efficacité de chauffage. Par contre pour certaines configurations (distance séparant l'os de la tumeur) ce chauffage sera plus efficace. Ce phénomène sera donc à prendre en compte, par exemple, lors de traitement localisé au niveau de la cage thoracique.

## II.5 DETERMINATION DE LA REPARTITION DE TEMPERATURE

La distribution spatiale et temporelle de la température dans les milieux biologiques, s'obtient en résolvant l'équation de la chaleur, qui traduit les effets macroscopiques des transferts de chaleur dans la structure dissipative considérée:

$$\rho c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{kt \cdot \nabla^2 T}_{(1)} + \underbrace{wb \cdot cb \cdot (T_a - T)}_{(2)} + Q_m + Q_a$$

$\rho$  : densité des tissus (en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )

$c$  : chaleur spécifique des tissus (en  $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )

$cb$  : chaleur spécifique du sang (en  $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )

$kt$  : conductivité thermique des tissus (en  $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )

$wb$  : degré de perfusion sanguine (en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ )

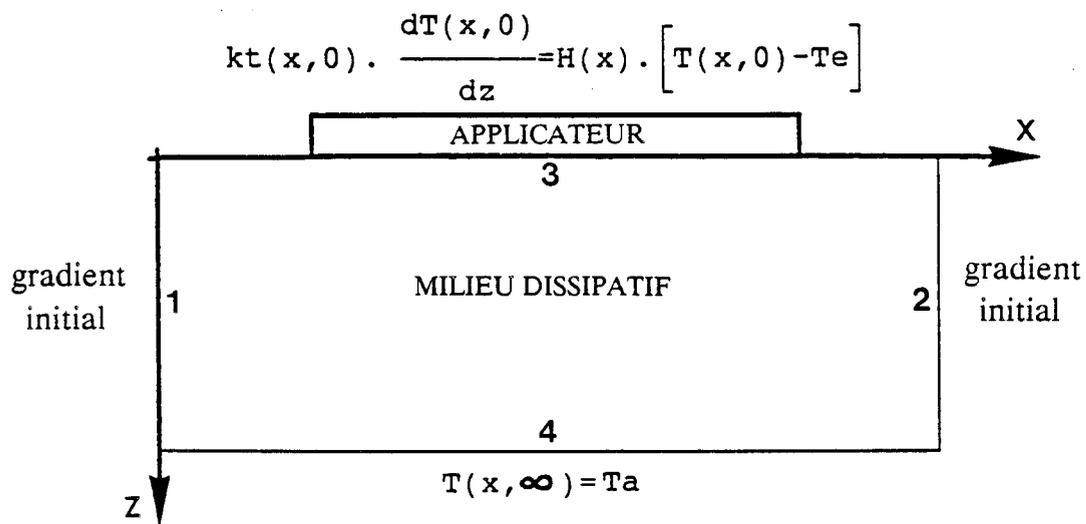


Figure II.24 : Conditions aux limites considérées, pour la résolution bidimensionnelle de l'équation de la chaleur en régime stationnaire.

- $vs$  : coefficient d'échange de chaleur avec le sang (en  $W.m^{-3}.^{\circ}C^{-1}$ )  
 $T$  : température des tissus (en  $^{\circ}C$ )  
 $Ta$  : température du sang artériel (en  $^{\circ}C$ )  
 $Qm$ : chaleur générée par le métabolisme (en  $W.m^{-3}$ )  
 $Qa$  : chaleur générée par le dépôt de puissance( $Qa = dPa$ ) lors du chauffage microonde (en  $W.m^{-3}$ )

le terme (1) de cette équation traduit les transferts de chaleur par conduction à travers les tissus. Quant au terme (2), il traduit les échanges de chaleur entre les tissus et le réseau de microvaisseaux sanguins qui les parcourt: ceux-ci assurent en effet un rôle de thermorégulation des milieux qu'ils traversent.

Bien que cette équation ne tienne pas compte de tous les phénomènes d'échanges thermiques existant dans les tissus de part la complexité du réseau vasculaire, elle reflète cependant assez bien la réalité thermique au niveau macroscopique, et en particulier pour traduire les effets qui résultent d'un chauffage microonde.

### II.5.1 CONDITIONS AUX LIMITES

L'équation de la chaleur ne peut être résolue sans prendre en compte les conditions aux limites du système. Pour la résolution de celle-ci, nous nous sommes placés dans les conditions particulières décrites par la figure II.24.

Nous considérons une structure suffisamment large et profonde de telle sorte que:

a) la répartition de température en fonction de la profondeur sur les côtés latéraux (1) et (2), suffisamment loin de l'applicateur (dépôt de puissance négligeable lors du chauffage microonde) soit semblable à celle qui existe en l'absence de chauffage (gradient de température naturel).

b) la température en profondeur (4) correspond à celle du sang artériel.

Il reste alors une dernière condition aux limites en surface (3) qui traduit les échanges de chaleur entre le milieu biologique et l'environnement(air, applicateur, bolus d'eau...). Ces pertes de chaleur à travers la peau sont dues à plusieurs phénomènes conjugués (conduction, convection, évaporation et pertes radiatives), l'ensemble de ces pertes en surface s'exprime par la relation:  $P=H. [Ts - Te]$

avec

$Ts$ : température de surface

$Te$ : température extérieure

Le terme H représente ici le coefficient de transfert de chaleur (en  $W.m^{-2}.^{\circ}C^{-1}$ ) qui regroupe l'ensemble de ces différents types de pertes.

Un équilibre naturel s'établit entre la chaleur générée par le métabolisme du corps et les pertes de chaleur à travers la peau dans l'environnement, ce qui se traduit par l'équation suivante:

$$kt(x, 0) \cdot \frac{\partial T(x, 0)}{\partial z} = H(x) \cdot [T(x, 0) - T_e]$$

## II.5.2 DETERMINATION DES GRADIENTS LATERAUX DE TEMPERATURE

Ceux-ci sont déterminés par une résolution unidimensionnelle de l'équation de la chaleur:

$$\rho c \cdot \frac{\partial T(z)}{\partial t} = kt(z) \cdot \frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} + vs(z) \cdot [T_a - T(z)] + Q_m(z) + Q_a(z)$$

La phase de chauffage qui nous intéresse ici, correspond à la phase plateau (quasi-équilibre thermique). Nous nous limitons alors au cas du régime stationnaire et cette équation se résume à l'expression suivante:

$$kt(z) \cdot \frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} + vs(z) \cdot [T_a - T(z)] + Q_m(z) + Q_a(z) = 0$$

avec les conditions aux limites:

-température profonde =  $T_a$  (température du sang artériel:  $37^{\circ}C$ )

-condition d'équilibre en surface:  $kt \cdot \frac{\partial T(z=0)}{\partial z} = H \cdot [T(z=0) - T_e]$

L'équation de la chaleur est discrétisée dans l'espace et les dérivées partielles sont exprimées à l'aide des différences finies. Nous obtenons alors un système de N équations à N inconnues qui s'écrit sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} a_1 & k_1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ k_2 & a_2 & k_2 & 0 & 0 & \dots & \cdot \\ 0 & k_3 & a_3 & k_3 & 0 & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & k_{n-1} & a_{n-1} & k_{n-1} \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & k_n & a_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ T_{n-1} \\ T_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ b_{n-1} \\ b_n \end{pmatrix}$$

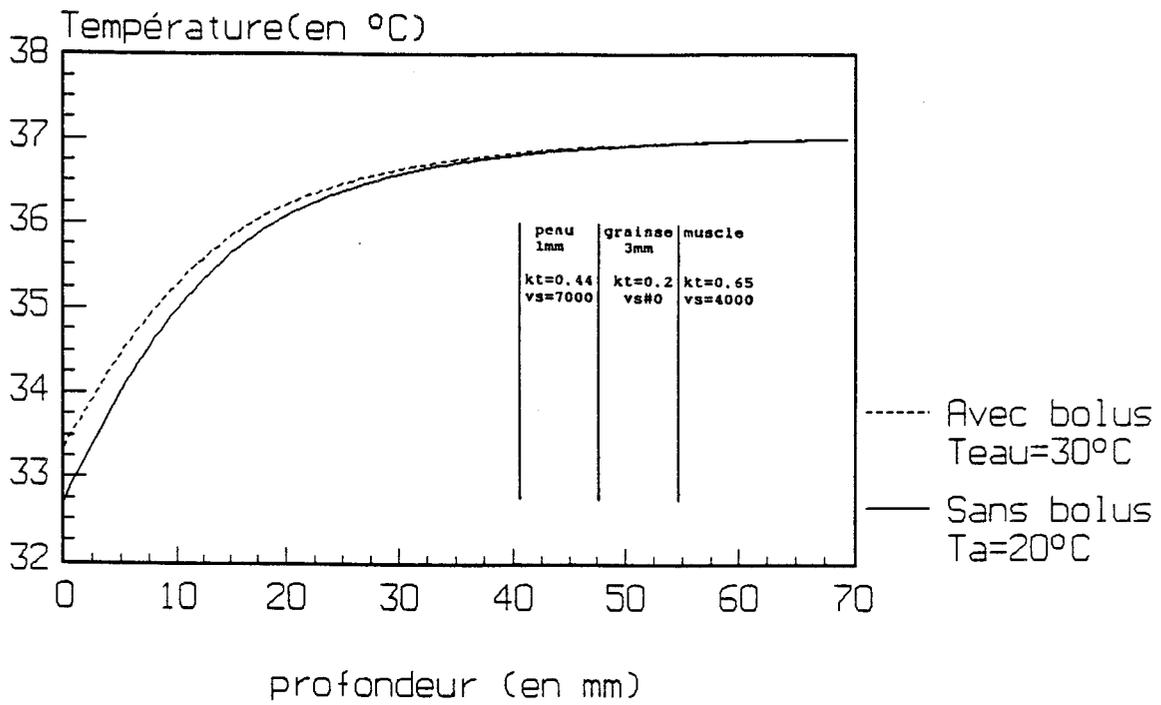


Figure II.25 : Profil de température calculé en l'absence de chauffage.  
 - sans bolus ( $H = 12 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$ )  
 - avec bolus ( $H = 40 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$ )

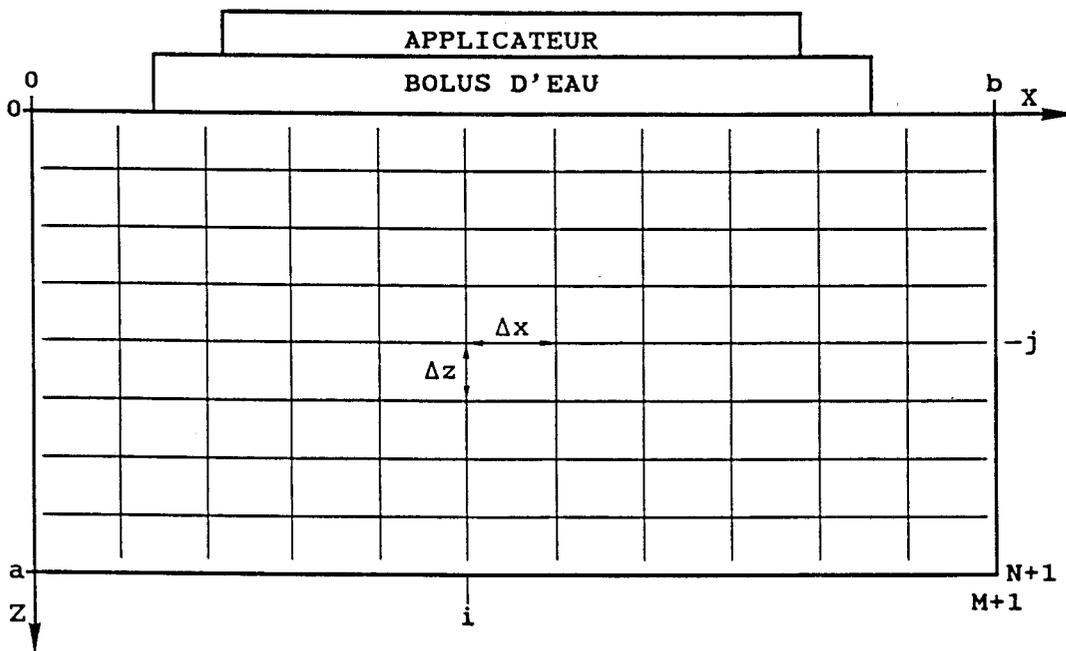


Figure II.26 : Maillage utilisé pour la résolution bidimensionnelle de l'équation de la chaleur à partir des différences finies.

Cette matrice présente la particularité d'être tridiagonale et peut être résolue de manière très aisée par la méthode du "double balayage de Cholesky" [19].

Sa résolution nous donne alors les températures  $T_i$  pour  $i=0$  à  $N$  à l'intérieur du milieu.

La figure II.25 présente un calcul de l'évolution de la température dans le corps humain, partant de la surface de la peau en fonction de la profondeur, en l'absence de chauffage.

### II.5.3 RESOLUTION BIDIMENSIONNELLE DE L'EQUATION DE LA CHALEUR

Dans le cas du régime stationnaire, l'équation bidimensionnelle de la chaleur s'écrit:

$$k_t(x, z) \cdot \left[ \frac{\partial^2 T(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, z)}{\partial z^2} \right] + v_s(x, z) \cdot [T_a - T(x, z)] + Q_m(x, z) + Q_a(x, z) = 0$$

avec la condition d'équilibre en surface:  $k_t(x, 0) \cdot \frac{\partial T(x, 0)}{\partial z} = H(x) \cdot [T(x, 0) - T_e]$

et en profondeur:  $T = T_a = 37^\circ\text{C}$

Le domaine chauffé est décomposé en un maillage suivant l'axe  $ox$  et l'axe  $oz$  (figure II.26). Nous choisissons:

- $(N+1)$  pas suivant l'axe  $oz$  ( $0 < j < N+1$ ), de valeur  $\Delta z = [a/(N+1)] = 1\text{mm}$
- $(M+1)$  pas suivant l'axe  $ox$  ( $0 < i < M+1$ ), de valeur  $\Delta x = [b/(M+1)] = 1\text{mm}$

et les dérivées partielles sont exprimées à l'aide des différences finies.

Nous obtenons pour chaque noeud  $(i, j)$  intérieur au domaine avec  $1 < i < M$  et  $2 < j < N$ , l'expression de la température :  $T(i, j) = T^*(i, j) + T_a$

$$\text{avec } T^*(i, j) = \left[ b(i, j) - k_t(i, j) \cdot [T^*(i+1, j) + T^*(i-1, j) + T^*(i, j+1) + T^*(i, j-1)] \right] / a(i, j)$$

$$b(i, j) = -\Delta^2 \cdot Q(i, j) \quad a(i, j) = -4k_t(i, j) + \Delta^2 \cdot v_s(i, j)$$

$$\Delta = \Delta x = \Delta z \quad Q(i, j) = Q_m(i, j) + Q_a(i, j)$$

en fonction de la température des points voisins et de la chaleur totale produite, due au métabolisme et à l'absorption de la puissance électromagnétique de chauffage. Toutefois la chaleur générée par le métabolisme est négligée lors de la phase de chauffage comparée au niveau de puissance microonde absorbée, comme cela a été démontré au chapitre I (I.6.3).

Par application des conditions aux limites latérales précédemment décrites (II.5.2), nous obtenons les températures:

$$\begin{aligned} T(0, j) &= T^*(0, j) + T_a \\ T(M+1, j) &= T^*(M+1, j) + T_a \end{aligned} \quad \text{pour } 0 < j < N+1$$

qui correspondent aux gradients de température existant en l'absence de chauffage.

Quant à la condition d'équilibre thermique en surface, elle nous permet de déterminer la température de surface :  $T(i, 0) = T^*(i, 0) + T_a$  pour  $1 < i < M$

avec

$$T^*(i, 0) = \left[ \frac{-\frac{2\Delta \cdot H(i)}{k\epsilon} [T_a - T_e] - T(i, 2) + 4T(i, 1)}{3 + \frac{2\Delta \cdot H(i)}{kt}} \right]$$

ainsi que celle des tissus sous-jacents:  $T(i, 1) = T^*(i, 1) + T_a$  pour  $1 < i < M$

avec

$$T^*(i, 1) = [b(i, 1) - a(i, 2)T(i, 2) - kt(i, 1)T(i+1, 1) - kt(i, 1)T(i-1, 1)] / a(i, 1)$$

$$b(i, 1) = \left[ -\Delta^2 \cdot Q(i, 1) + \frac{2\Delta \cdot H(i) \cdot kt(i, 1) (T_a - T_e)}{3kt(i, 1) + 2\Delta \cdot H(i)} \right]$$

$$a(i, 2) = \left[ kt(i, 1) - \frac{((kt(i, 1))^2)}{3kt(i, 1) + 2\Delta \cdot H(i)} \right]$$

$$a(i, 1) = \left[ -[4kt(i, 1) + vs(i, 1) \cdot \Delta^2] + \frac{4(kt(i, 1))^2}{3kt(i, 1) + 2\Delta \cdot H(i)} \right]$$

L'écriture de ces différentes équations aboutit à un système linéaire de  $(M \times N)$  équations à  $(M \times N)$  inconnues à résoudre. Mise sous une forme matricielle, nous obtenons une matrice de dimensions  $(M \times N) \times (M \times N)$  qui n'étant pas tridiagonale nécessite alors une place mémoire importante, même pour une résolution par blocs. De plus les méthodes directes de type Gauss deviennent sujettes à des erreurs d'arrondis et à des temps de calcul importants. Nous nous sommes donc orientés vers l'utilisation d'une méthode itérative, après avoir vérifié que chaque élément diagonal de la matrice était en module supérieur ou égal à la somme des modules des autres éléments de la ligne considérée, quelles que soient les conditions dans lesquelles nous nous plaçons. Cette propriété lorsqu'elle est satisfaite, nous assure de la convergence du système vers sa solution lors du processus d'itération et ceci quel que soit le choix des températures initiales au départ du calcul.

## II.5.4 METHODES NUMERIQUES UTILISEES

### II.5.4.1 METHODE DE RELAXATION S.O.R

C'est d'abord cette méthode [19,20] que nous avons utilisé du fait de sa simplicité de mise en oeuvre. Elle traduit en fait une généralisation de la méthode de Gauss-Seidel dans laquelle est introduit un paramètre  $\omega$  qui permet d'augmenter la rapidité de convergence lorsqu'il est choisit au mieux ( $\omega=\omega_{opt}$ ).

Les températures en un point (i,j) du domaine sont alors déterminées à partir de l'expression suivante:  $T(i, j)^{k+1}=T^*(i, j)^{k+1}+Ta$  pour  $1 < i < M$  et  $1 < j < N$

$$\text{avec } T^*(i, j)^{k+1}=T^*(i, j)^k+\frac{\omega}{a(i, j)} \cdot r(i, j)^k$$

La température estimée à l'itération (k+1) en un point (i,j) est exprimée à partir de la température et du résidu  $r(i,j)^k$  de la fonction, obtenus à l'itération k précédente avec la condition nécessaire de convergence  $0 < \omega < 2$ .

Le processus itératif est effectué tant que la condition:  $\left| \frac{r(i, j)^k}{|b(i, j)|} \right| \leq \varepsilon$

n'est pas vérifiée en chaque point du domaine, une autre méthode consiste à effectuer un test sur la convergence relative:  $\left| \frac{T^*(i, j)^{k+1}-T^*(i, j)^k}{|T^*(i, j)^{k+1}|} \right| \leq \varepsilon$

Dans tous nos calculs nous avons fixé une erreur relative  $\varepsilon$  comprise au maximum entre  $10^{-4}$  et  $10^{-5}$ .

Cette méthode de résolution numérique nous donne d'excellents résultats pour la détermination de la solution et ceci en des temps raisonnables (de 1 à 6 minutes). Néanmoins, en vue d'une utilisation ultérieure dans un logiciel de dosimétrie thermique (dans lequel un bouclage sur ce calcul sera effectué) directement exploitable en site clinique, nous avons étudié d'autres méthodes numériques [20] qui permettent d'augmenter la rapidité de convergence.

### II.5.4.2 METHODE DE DIRECTIONS ALTERNÉES

Si nous posons:

$$T^*(i, j)=T(i, j)-Ta$$

qui représente l'accroissement de température par rapport à celle du sang artériel, nous

avons alors l'équation suivante à résoudre:

$$kt \cdot \left[ \frac{\partial^2 T^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial z^2} \right] - vs \cdot T^* + Q = 0$$

nous pouvons définir 2 opérateurs:  $\bar{H}$  et  $\bar{V}$

tels que: 
$$\bar{H} = \left[ kt \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \quad \bar{V} = \left[ kt \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} - vs \right]$$

d'où l'équation: 
$$[\bar{H} + \bar{V}] T^* + Q = 0$$

nous aboutissons alors au système suivant:

$$\begin{cases} \bar{H}T^* = -Q - \bar{V}T^* \\ \bar{V}T^* = -Q - \bar{H}T^* \end{cases} \quad \text{ou encore} \quad \begin{cases} (\bar{H}-p)T_{n+1/2}^* = -Q - (\bar{V}+p)T_n^* & (1) \\ (\bar{V}-p)T_{n+1}^* = -Q - (\bar{H}+p)T_{n+1/2}^* & (2) \end{cases}$$

avec  $p$  réel

Ceci revient en fait à déterminer numériquement dans un premier temps, une estimation de la température en tous points  $(i,j)$  du domaine à partir de la température obtenue à l'itération précédente  $(n)$  en utilisant l'opérateur  $\bar{H}$ , puis d'estimer à nouveau la température en tous point  $(i,j)$  à partir de celle obtenue à l'itération  $(n+1/2)$  en utilisant cette fois l'opérateur  $\bar{V}$ .

Considérons l'équation (1) que l'on exprime à partir des différences finies, nous aboutissons en un point  $(i,j)$  à l'écriture suivante:

$$kt \cdot T_{n+1/2}^*(i+1/2, j) - (2kt+p) \cdot T_{n+1/2}^*(i, j) + kt \cdot T_{n+1/2}^*(i-1/2, j) = b_n(i, j)$$

avec

$$b_n(i, j) = -\Delta^2 \cdot Q(i, j) + vs \cdot \Delta^2 \cdot T_n^*(i, j) - p \cdot T_n^*(i, j) - kt \cdot [T_n^*(i, j+1) + T_n^*(i, j-1) - 2T_n^*(i, j)]$$

en exprimant cette équation pour une ligne  $j$  avec  $1 < i < M$ , nous parvenons à un système linéaire qui, écrit sous forme matricielle fait apparaître une matrice tridiagonale que l'on peut résoudre facilement par la méthode du "double balayage de Cholesky" [19].

Nous obtenons alors les températures  $T_{n+1/2}^*(i,j)$  pour une ligne d'indice  $j$ , cette résolution est effectuée pour toutes les lignes  $1 < j < N$  du domaine.

A partir de l'équation (2) nous aboutissons de même en chaque point  $(i,j)$  à l'écriture suivante:

$$kt \cdot T_{n+1}^*(i, j+1) - (2kt+vs \cdot \Delta^2 + p) \cdot T_{n+1}^*(i, j) + kt \cdot T_{n+1}^*(i, j-1) = b_{n+1/2}(i, j)$$

avec

$$b_{n+1/2}(i, j) = -\Delta^2 \cdot Q(i, j) - p \cdot T_{n+1/2}^*(i, j) - kt \cdot [T_{n+1/2}^*(i+1/2, j) + T_{n+1/2}^*(i-1/2, j) - 2T_{n+1/2}^*(i, j)]$$

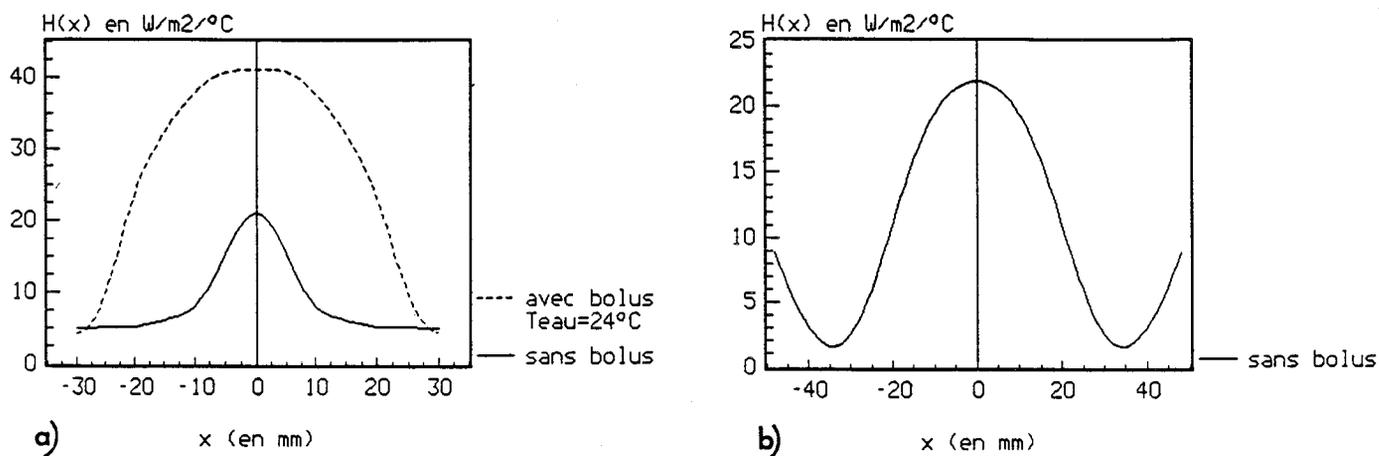


Figure II.27 : Evolution du paramètre  $H(x)$   
 a) sur l'ouverture d'un monoapplicateur ( $D=50mm$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58mm$ ).  
 b) sur l'ouverture d'un multiapplicateur ( $D=80mm$ ,  $\epsilon_r=6$ ,  $h=2.54mm$ ).

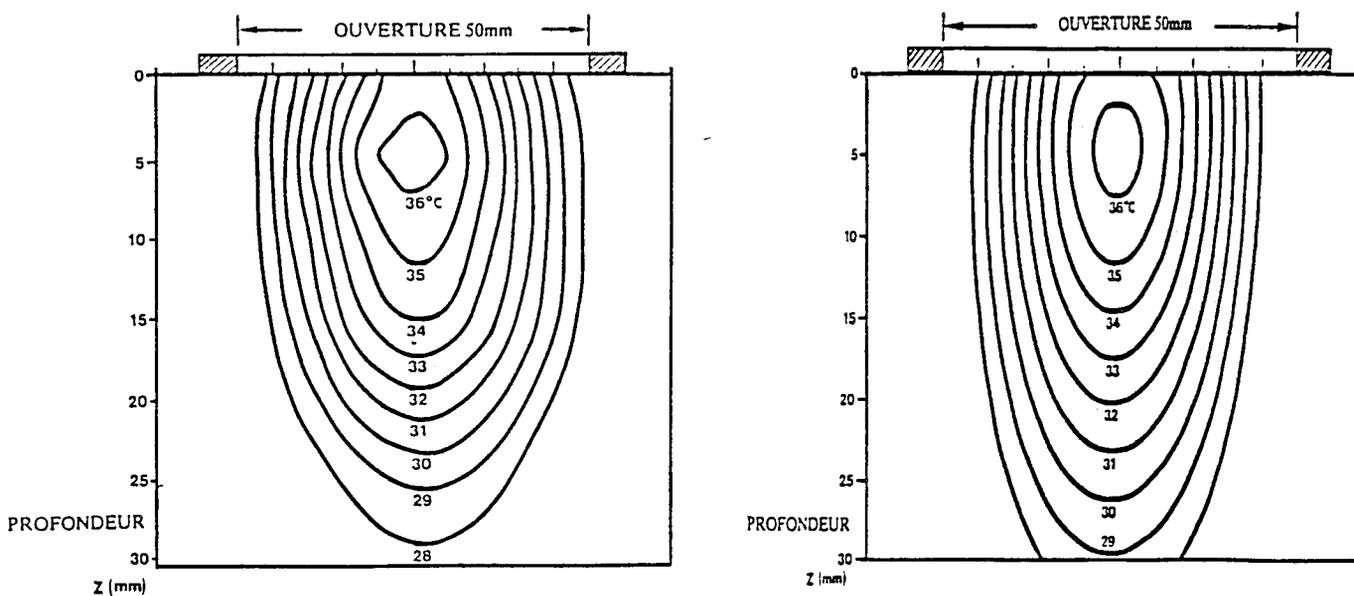


Figure II.28 : Comparaison entre les isothermes calculées en régime stationnaire et celles mesurées après 1 heure de chauffage ( $P_i=4W$ ,  $f=915MHz$ ) dans un gel polyacrylamide, perpendiculairement à la ligne d'excitation d'un monoapplicateur ( $D=50mm$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58mm$ ).  
 Température ambiante:  $22^\circ C$ .

nous obtenons pour une colonne d'indice  $i$  comme précédemment, un système d'équations dont la résolution nous donne les températures  $T_n(i,j)$  pour cette colonne. Cette résolution est à nouveau effectuée pour chaque colonne  $1 < i < M$  du domaine.

Nous traitons ainsi successivement chaque ligne puis chaque colonne du domaine: c'est tout cet ensemble qui constitue une itération. Il est effectué autant d'itérations qu'il est nécessaire pour obtenir la convergence souhaitée (convergence relative).

Quant au coefficient 'p' introduit dans les équations (1) et (2), il permet d'augmenter la vitesse de convergence lorsqu'il est choisi au mieux. Néanmoins l'utilisation d'un seul coefficient nous ramène à une vitesse de convergence proche de celle obtenue en utilisant une méthode de relaxation avec  $\omega = \omega_{opt}$ . Nous avons donc considéré un coefficient ' $p_n$ ' qui dépend de l'itération avec  $1 < n < 8$ , ce qui se traduit par une utilisation cyclique de huit coefficients 'p', cet ensemble étant choisit au mieux.[20]

Une itération dans le cas d'une méthode de directions alternées demande deux à trois fois plus de temps calcul, comparée à une méthode de relaxation avec coefficient accélérateur optimum. Cependant le nombre d'itérations est beaucoup moins important. Si nous considérons par exemple, un domaine constitué de 10000 points, le nombre d'itérations nécessaires pour obtenir une même précision est environ 20 fois moins important pour une méthode de directions alternées utilisant huit coefficients d'accélération, ce qui donne finalement une convergence six à dix fois plus rapide comparée à celle obtenue par relaxation optimum.

## II.5.5 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Tout d'abord des mesures ont été effectuées [21] afin de déterminer l'allure de la fonction  $H(x)$  qui intervient dans le calcul des échanges de chaleur en surface (entre l'applicateur et la peau). La figure II.27 présente l'évolution de  $H(x)$  sur toute l'ouverture d'un monoapplicateur et d'un multiapplicateur avec ou sans bolus d'eau, obtenue sur gel polyacrylamide.

A partir du calcul de dépôt de puissance et de la résolution de l'équation de la chaleur, nous avons vérifié sur gel polyacrylamide les résultats obtenus numériquement. Nous présentons figure II.28, une comparaison entre les isothermes calculées et mesurées, lors d'un chauffage microonde à 915MHz à l'aide d'un monoapplicateur ( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ) après une heure de chauffage: nous constatons un bon accord entre les calculs et l'expérience.

### *II.5.5.1 EXPLOITATION DU MODELE*

Cette modélisation permet:

- dans un premier temps, d'analyser l'influence de paramètres accessibles à l'utilisateur tels que: le type d'applicateur, le système de refroidissement (température de l'eau, épaisseur du bolus, débit de la circulation d'eau), la puissance délivrée par l'applicateur,
- mais également de déterminer l'influence de grandeurs telles que: le flux sanguin, la présence d'une couche de graisse importante, afin d'évaluer la zone de chauffage optimum que l'on pourra espérer obtenir en ajustant les paramètres accessibles au clinicien.

Dans la suite, nous présentons uniquement les résultats théoriques obtenus pour un chauffage à 915MHz à l'aide du multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ), actuellement utilisé sur l'HYLCAR II. Les conclusions obtenues sont également valables pour l'utilisation d'autres applicateurs.

#### *II.5.5.1.a Influence des paramètres accessibles à l'utilisateur*

Les cartographies bidimensionnelles de température calculées sous l'ouverture d'un multiapplicateur et présentées figure II.29, mettent en évidence l'influence de la densité de puissance transmise par l'applicateur au milieu à chauffer. Le réglage de cette puissance permettra d'ajuster la température à atteindre en profondeur.

Nous constatons l'intérêt du système de refroidissement qui peut être, soit intégré à l'intérieur de l'applicateur (figure II.30), ou externe en utilisant un bolus d'eau thermostatée (figures II.31 et II.32.). Un débit élevé de l'eau de circulation va permettre un déplacement des zones les plus chaudes vers l'intérieur des tissus, tout en évitant un excès d'élévation de température en surface (figure II.33).

De même, nous pouvons intervenir sur l'épaisseur du bolus (figure II.31) et sur la température de l'eau de circulation (figure II.32): par exemple, pour le traitement de tumeurs débutant sous la peau, le choix d'une température de circulation d'eau de l'ordre de la température thérapeutique, permettra d'abord de chauffer efficacement le début de la zone tumorale, puis les zones plus profondes en utilisant une température plus basse et une pression plus élevée de l'eau circulant dans le bolus.

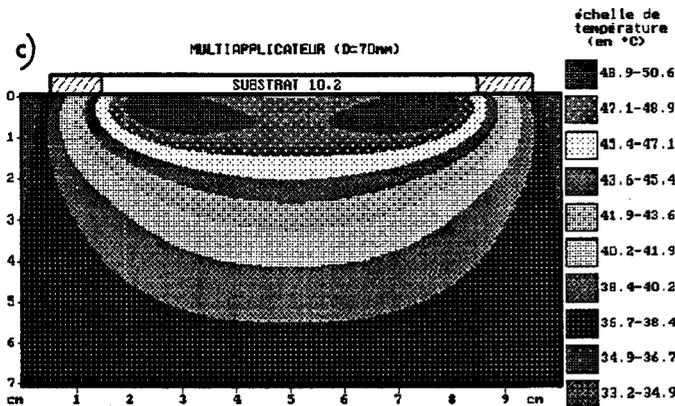
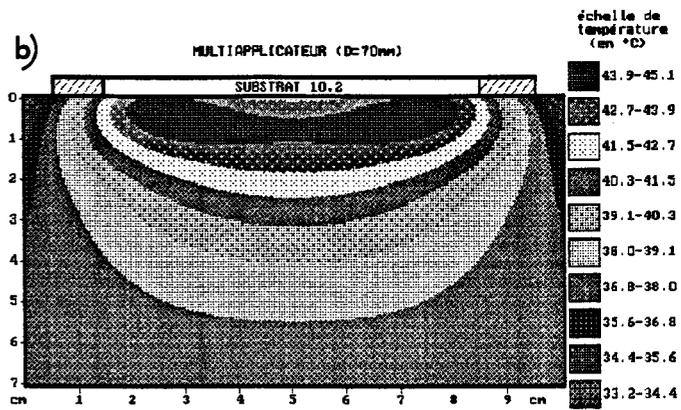
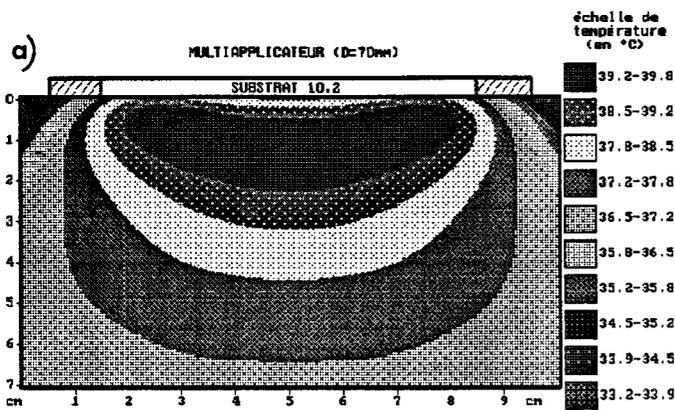


Figure II.29 : Influence de la puissance de chauffage sur les niveaux de température atteints dans un milieu musculaire ( $H=20 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$ ,  $vs=5000 \text{ W.m}^{-3}.\text{°C}^{-1}$ ,  $Te=21\text{°C}$ )

- a)  $dPo=1000 \text{ W/m}^2$
- b)  $dPo=2000 \text{ W/m}^2$
- c)  $dPo=3000 \text{ W/m}^2$

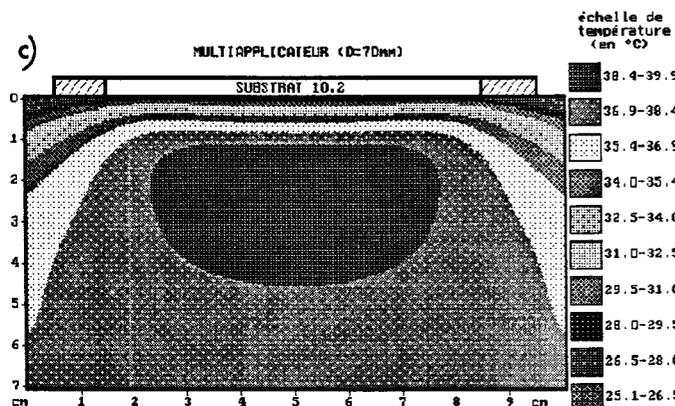
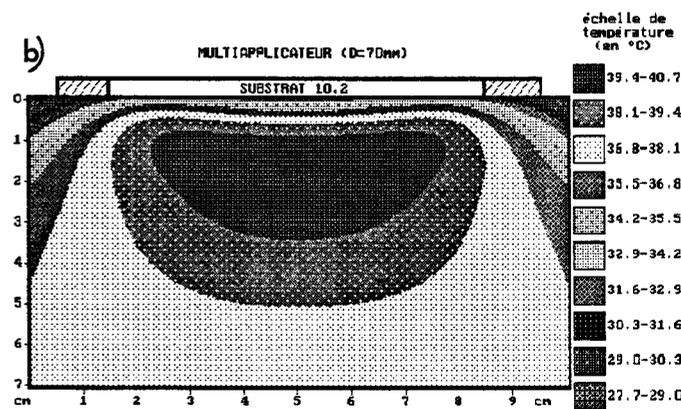
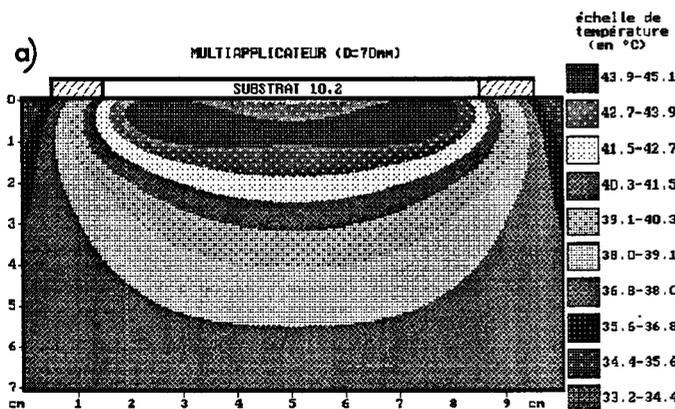


Figure II.30 : Influence d'un système de refroidissement intégré à l'intérieur de l'applicateur, lors du chauffage microonde d'un milieu musculaire ( $vs=5000 \text{ W.m}^{-3}.\text{°C}^{-1}$ ,  $dPo=2000 \text{ W/m}^2$ ,  $Te=21\text{°C}$ ).

- a)  $H=20 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$
- b)  $H=100 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$
- c)  $H=250 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$

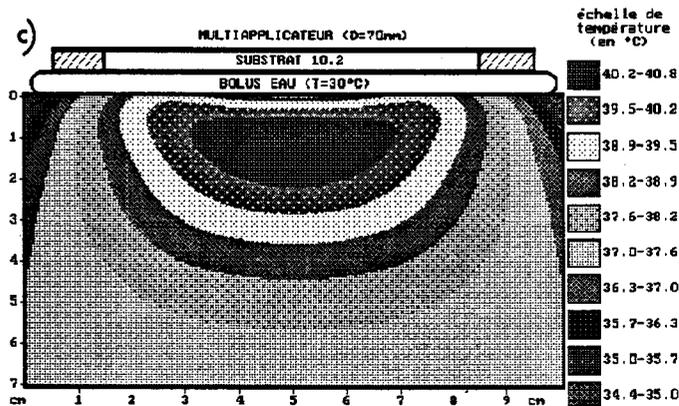
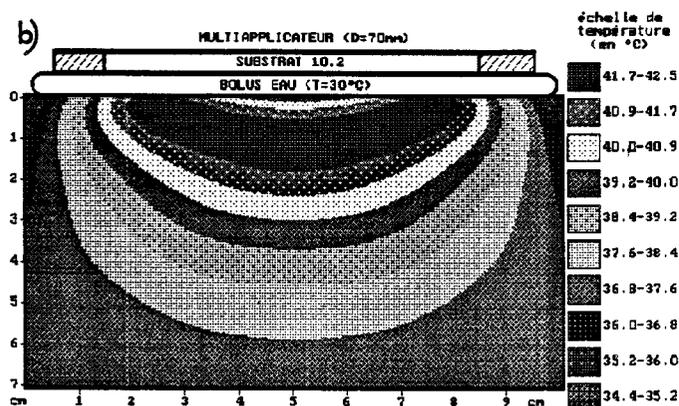
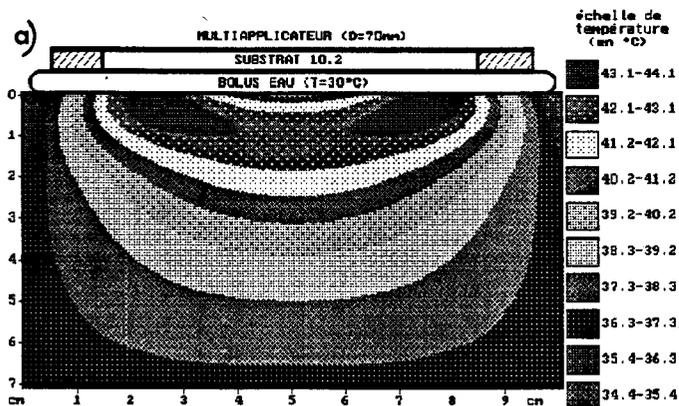


Figure II.31 : Influence de l'épaisseur du bolus sur les températures atteintes dans un milieu musculaire ( $T_{eau} = 30^{\circ}\text{C}$ ,  $dPo = 2000 \text{ W/m}^2$ ,  $vs = 5000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$ ,  $H$  variable de 20 à  $60 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$  au centre).

- a)  $h = 3\text{mm}$
- b)  $h = 5\text{mm}$
- c)  $h = 10\text{mm}$

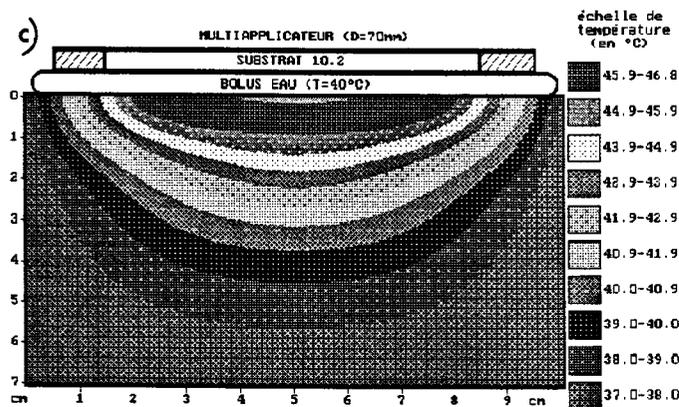
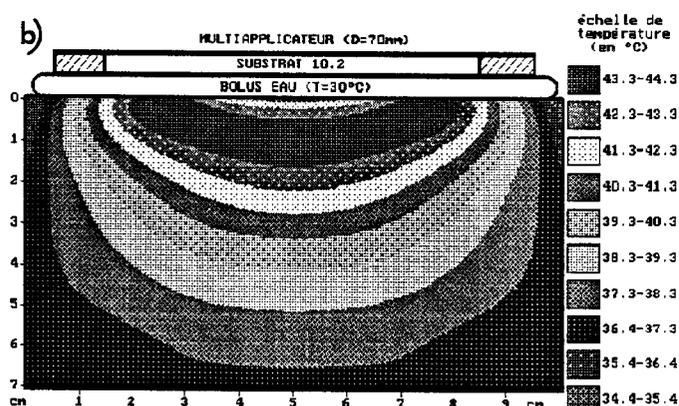
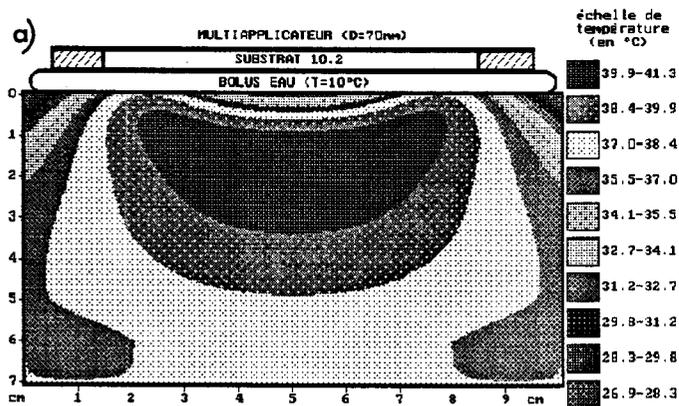


Figure II.32 : Influence de la température de l'eau du bolus sur les températures atteintes dans un milieu musculaire ( $dPo = 2500 \text{ W/m}^2$ ,  $h = 5\text{mm}$ ,  $vs = 5000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$ ,  $H$  variable de 20 à  $60 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$  au centre).

- a)  $T_{eau} = 10^{\circ}\text{C}$
- b)  $T_{eau} = 30^{\circ}\text{C}$
- c)  $T_{eau} = 40^{\circ}\text{C}$

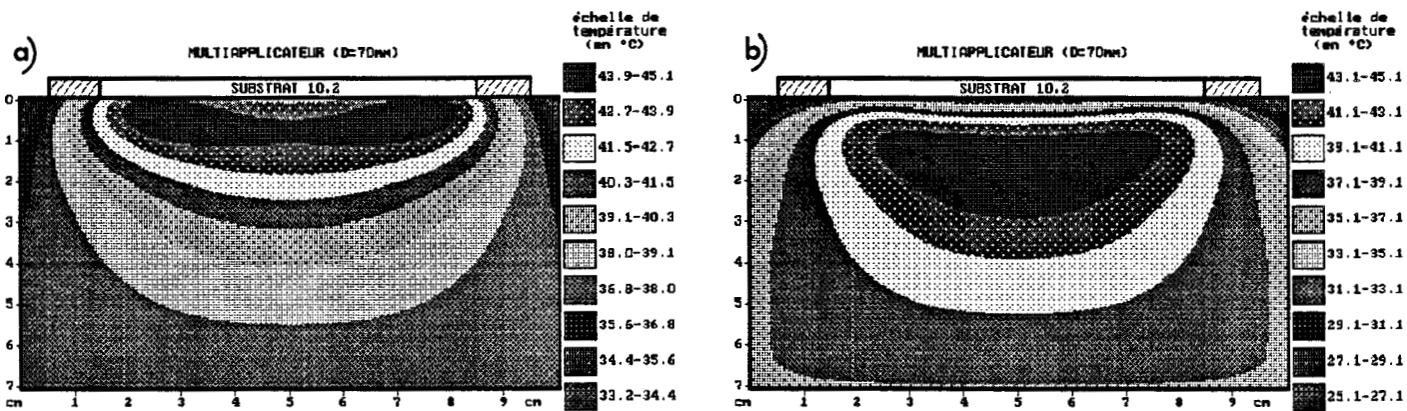


Figure II.33 : Mise en évidence de l'augmentation du volume chauffé à la température thérapeutique et de son déplacement vers l'intérieur des tissus (milieu musculaire avec  $vs = 5000 \text{ W.m}^{-3}.\text{°C}^{-1}$ ), lors de l'utilisation d'un débit élevé de l'eau circulant dans le système de refroidissement.

a) sans système de refroidissement  
 $(H = 20 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}, dPo = 2000 \text{ W/m}^2, Te = 21\text{°C})$

b) avec système de refroidissement intégré  
 $(H = 250 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}, dPo = 4000 \text{ W/m}^2, Teau = 21\text{°C}).$

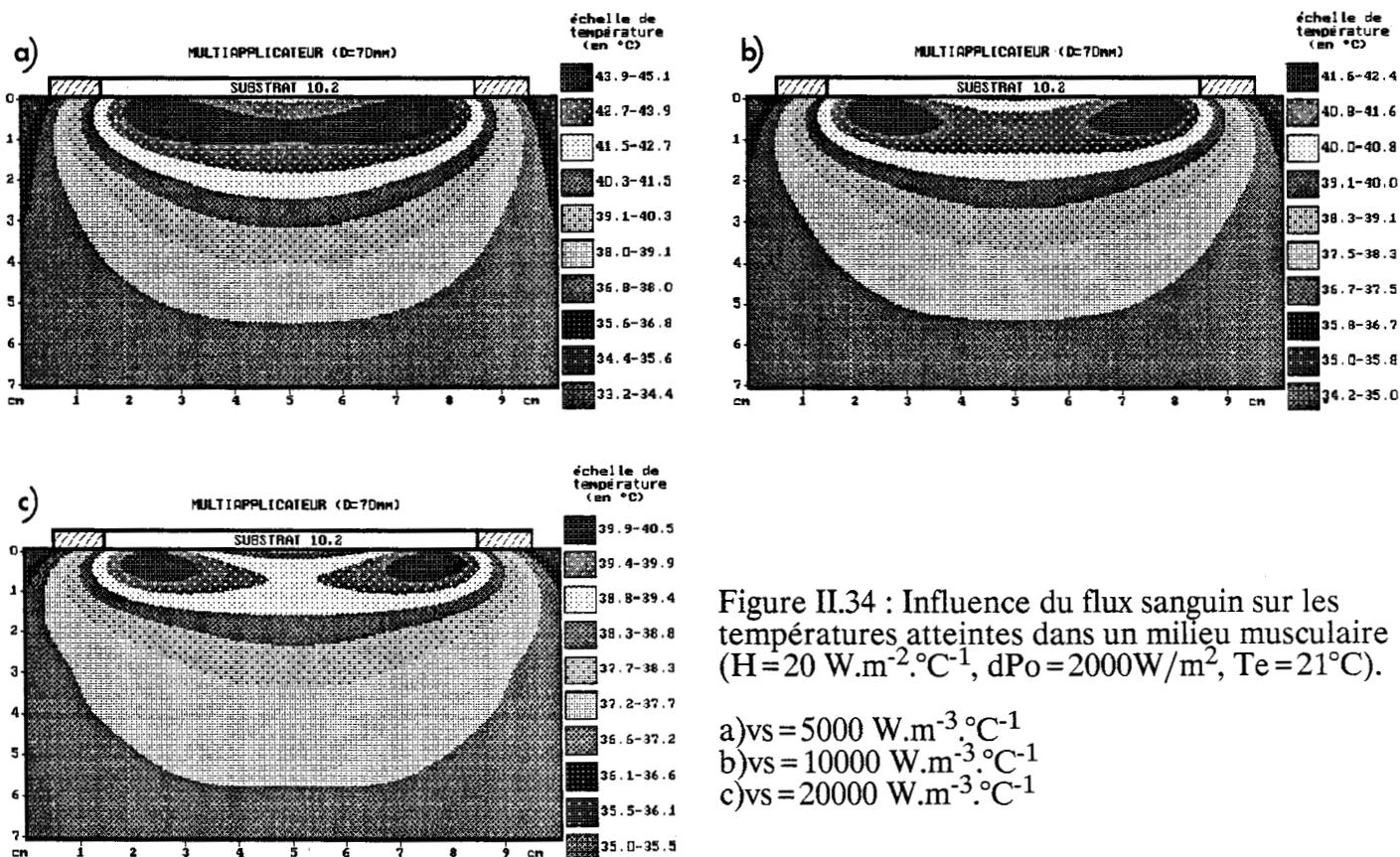
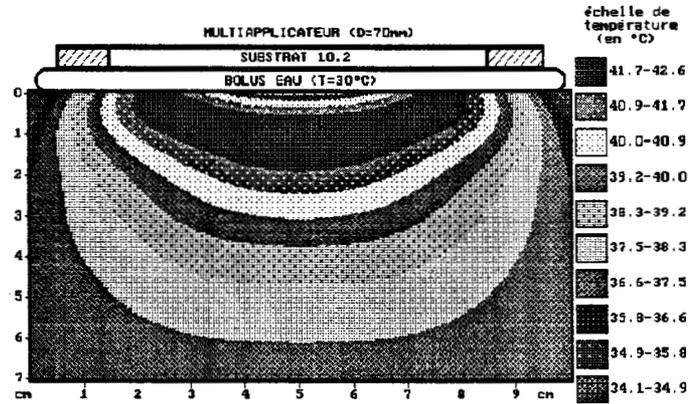


Figure II.34 : Influence du flux sanguin sur les températures atteintes dans un milieu musculaire ( $H = 20 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}, dPo = 2000 \text{ W/m}^2, Te = 21\text{°C}$ ).

a)  $vs = 5000 \text{ W.m}^{-3}.\text{°C}^{-1}$   
 b)  $vs = 10000 \text{ W.m}^{-3}.\text{°C}^{-1}$   
 c)  $vs = 20000 \text{ W.m}^{-3}.\text{°C}^{-1}$

a p p l i c a t e u r	bolus 5mm	peau 1mm	graisse 2mm	muscle
		kt=0.44 vs=10000	kt=0.2 vs#0	kt=0.65 vs=7000



a p p l i c a t e u r	bolus 5mm	peau 1mm	graisse 10mm	muscle
		kt=0.44 vs=10000	kt=0.2 vs#0	kt=0.65 vs=7000

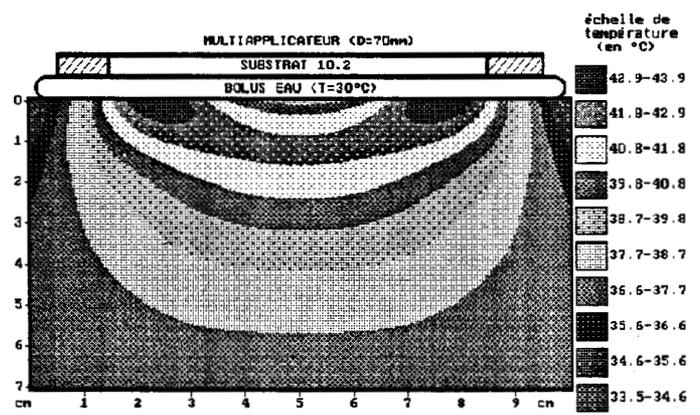


Figure II.35 : Influence de l'épaisseur de graisse sur le profil de température lors d'un chauffage microonde ( $dPo = 2500 \text{ W/m}^2$ ,  $f = 915 \text{ MHz}$ ),  $teau = 30^\circ\text{C}$ ,  $H$  variable de 20 à  $60 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$  au centre.

L'utilisation d'un système de refroidissement externe (bolus d'eau) nécessite une puissance de chauffage plus élevée, due à une absorption non négligeable de l'énergie dans l'eau du bolus. Cependant nous avons préféré ce système au refroidissement intégré dans l'applicateur, car il permet d'assurer un meilleur couplage avec le milieu à chauffer lorsque la surface de contact des tissus n'est pas plane sur toute l'ouverture de l'applicateur.

### *II.5.5.1.b Influence des paramètres propres aux tissus*

Le flux sanguin vs va s'opposer à l'élévation locale de température lors du chauffage microonde, nécessitant une augmentation de la puissance. Généralement les tumeurs cancéreuses sont entourées de tissus musculaires fortement vascularisés: il faudra alors vaincre cette barrière pour chauffer efficacement le centre de la tumeur. La figure II.34 montre l'influence du flux sanguin sur le niveau de chauffage atteint.

La nature hétérogène des milieux, principalement la présence d'une épaisseur de graisse importante (supérieure à 5mm) va également intervenir sur le profil et le niveau de température atteint (figure II.35). A l'interface graisse-muscle, la puissance absorbée est très élevée et la circulation sanguine dans la graisse très faible, ce qui risque de créer une forte élévation de température autour de cette zone.

## **II.6 CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES**

### **II.6.1 PRINCIPE DE LA RADIOMETRIE MICROONDE**

Tout milieu dissipatif (tel que les tissus biologiques) émet un rayonnement électromagnétique d'origine thermique lorsque sa température est supérieure à 0 Kelvin. Ce rayonnement couvre un domaine spectral étendu du proche infrarouge aux hyperfréquences, l'énergie rayonnée étant maximale pour une longueur d'onde voisine de 10 microns.

La loi de Planck exprime la brillance spectrale d'un corps parfaitement absorbant et non réfléchissant (corps noir):

$$B(f) = \frac{2hf^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(hf/kT) - 1}$$

avec

h : constante de Planck ( $6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}^{-1}$ )

k : constante de Boltzmann ( $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ )

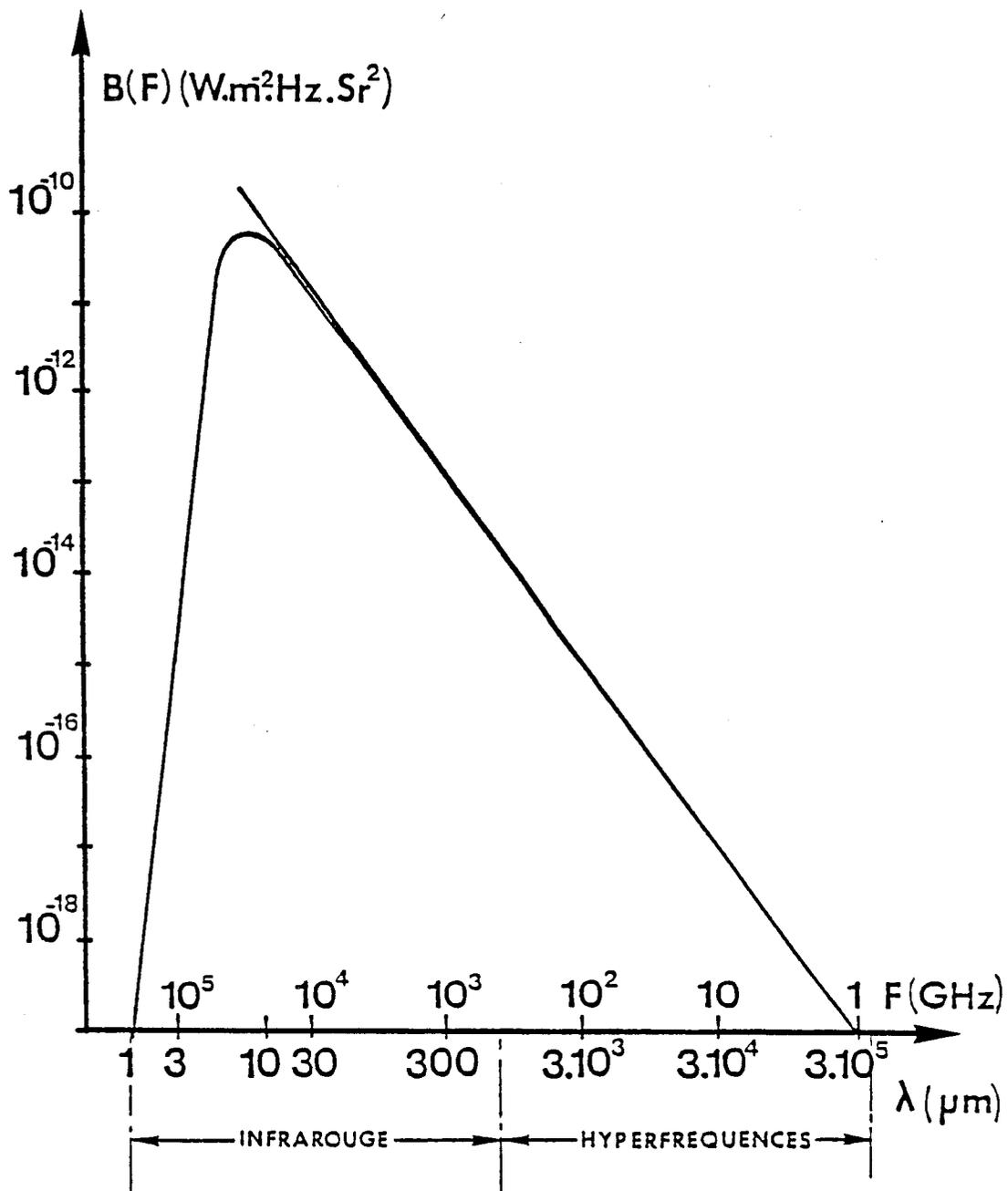


Figure II.36 : Brillance spectrale du corps noir porté à la température de 310K en fonction de la fréquence et de la longueur d'onde.

- $c$  : célérité de la lumière ( $3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ )  
 $T$  : température absolue du corps noir (en Kelvin)  
 $B$  : brillance spectrale (en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz.Sr}^2$ ) pour  
 une bande passante de 1Hz

La figure II.36 représente la brillance spectrale pour le corps noir porté à une température de  $37^\circ\text{C}$ . L'intégrale de cette grandeur dans une bande de fréquences définie, permet de quantifier la puissance de bruit thermique émise dans cette bande de fréquences, qui est l'information que l'on cherche à mesurer.

Dans le domaine des microondes ( $f < 300\text{GHz}$ ) et pour  $T > 10 \text{ K}$ , la loi de Planck est, pour une fréquence donnée, directement proportionnelle à la température:

$$B(f) = \frac{2\pi f^2 kT}{c^2} \# A \cdot T$$

Dans ces conditions, la mesure de puissance de bruit thermique réalisée à l'aide d'un radiomètre connecté à une antenne-capteur, fournit une mesure indirecte de la température. Lorsque l'antenne-capteur est parfaitement adaptée à un milieu constitué d'un corps noir porté à une température uniforme  $T$  (l'ensemble étant en équilibre thermodynamique avec le milieu environnant), la puissance recueillie par l'antenne est donnée par la loi de Nyquist:

$$P = k \cdot T \cdot \Delta f$$

avec

- $k$  : constante de Boltzmann ( $1.38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ )
- $\Delta f$  : bande passante considérée.
- $T$  : température en degré Kelvin.

Pour le cas des tissus biologiques, ceux-ci étant relativement transparents aux ondes électromagnétiques entre 1GHz et 10GHz, la mesure du bruit thermique qu'ils émettent dans cette bande de fréquences doit donc nous permettre d'accéder à leur température interne.

Pour effectuer ces mesures de puissance, plusieurs types de radiomètres ont été réalisés, notamment au C.H.S [22,23]. Ils sont couplés à une antenne-capteur dont la description a été faite au chapitre I. L'ensemble doit être capable de mesurer des variations de puissance de l'ordre de  $10^{-15}$  Watts, ce qui correspond à une variation de température de  $0.1^\circ\text{C}$  pour une bande passante  $\Delta f$  de 1GHz.

## II.6.2 CHOIX DE LA FREQUENCE

Pour la détermination des signaux radiométriques, comme nous allons le montrer, le paramètre le plus important est la permittivité diélectrique des milieux. Les

propriétés des différents tissus biologiques rencontrés ont été précédemment décrites au chapitre I (I.6) et nous avons constaté que celles-ci dépendent de leur teneur en eau, de la fréquence ainsi que de la température.

Dans le cas d'un milieu semi-infini, si nous considérons un volume élémentaire  $\Delta v$  porté à une température  $T=0K$ , celui-ci se comporte alors comme une source de rayonnement dans une large bande de fréquences. Les ondes électromagnétiques d'origine thermique émises vont se propager à l'intérieur du milieu, en subissant une atténuation du type  $\exp(-\alpha_e z)$ , avec  $\alpha_e$  l'atténuation en champ électrique.

Dans ce cas la puissance captée par une antenne idéale, parfaitement adaptée au milieu et située à une distance  $z$  de ce volume élémentaire s'exprime par:

$$dP_c = \alpha_p \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot \exp(-\alpha_p \cdot z) \cdot \Delta v \quad (3)$$

avec  $\alpha_p = 2\alpha_e$  l'atténuation en puissance.

Nous observons, comme dans le cas de l'hyperthermie microonde, que la profondeur de pénétration en puissance  $\delta_p = 1/\alpha_p$  est un paramètre très important pour le choix de la fréquence centrale du radiomètre de mesure.

Ainsi l'utilisation de fréquences basses ( $\neq 1GHz$ ) permettra de capter la puissance thermique émise par les zones profondes (environ de 3 à 4 cm pour le muscle), alors que l'emploi de fréquences plus élevées (3 ou 9GHz) nous donnera la puissance émise par les zones peu profondes (de 1 à 2cm pour le muscle) et les milieux sous-jacents à la peau.

## II.6.3 CALCUL DE LA TEMPERATURE RADIOMETRIQUE

### II.6.3.1 CALCUL DE LA PUISSANCE THERMIQUE CAPTEE

Le calcul des signaux radiométriques captés par l'applicateur à la fréquence centrale du radiomètre utilisé, est basé sur la théorie des transferts radiatifs [8,9,24].

Nous travaillons ici avec les mêmes hypothèses que celles faites pour le calcul de la puissance microonde absorbée par une structure multicouche, à savoir:

- les ondes électromagnétiques se propagent perpendiculairement aux interfaces séparant les différents milieux.
- le mode de propagation est considéré de type quasi-TEM, auquel est associé le diagramme de champ électrique en zone proche, correspondant à la fonction capteur de l'applicateur ou multiapplicateur.



La relation (3) n'est valable que pour une antenne-captteur idéale parfaitement adaptée au milieu. En réalité, il existe toujours un coefficient de réflexion en puissance  $\rho_p \neq 0$  à l'interface séparant l'applicateur du milieu. De plus, celui-ci présente un diagramme de contribution à la puissance captée, dont il faut tenir compte dans l'expression de la puissance élémentaire captée.

Dans ces conditions, la puissance de bruit thermique captée par l'applicateur résultant d'un gradient de température quelconque, est calculée en décomposant le milieu dissipatif en volumes élémentaires portés à une température  $T(x,z)$ .

La puissance captée provenant de l'un de ces volumes élémentaires (figure II.37) s'exprime alors par la relation suivante:

$$dP_c(x, z) = \alpha_p \cdot k \cdot T(x, z) \cdot \Delta f \cdot T_{p_{i0}}(z) \cdot \text{Ant}(x, z) \cdot \Delta v$$

dans laquelle  $\text{Ant}(x,z)$  représente la fonction de pondération du diagramme de contribution à la puissance captée de l'applicateur fonctionnant en mode capteur.

$T_{p_{i0}}(z)$  est homogène à un coefficient de transmission en puissance entre le volume élémentaire considéré, situé à la profondeur  $z$ , et l'applicateur.

La puissance totale recueillie est alors la somme des puissances captées provenant de chaque volume élémentaire:

$$P_c = \sum_{x, z} dP_c(x, z)$$

Pour le cas particulier d'un milieu semi-infini, le coefficient de transmission en puissance  $T_{p_{i0}}(z)$  s'exprime:  $T_{p_{i0}}(z) = (1 - \rho_p) \cdot \exp(-\alpha_p \cdot z)$

avec  $\rho_p$ : coefficient de réflexion en puissance entre le milieu et le capteur.

Mais nous avons la plupart du temps à faire à des structures multicouches et il est alors nécessaire de tenir compte du phénomène de réflexions multiples entre les différentes interfaces.

### II.6.3.2 CALCUL DU COEFFICIENT $T_{p_{i0}}$ POUR UNE STRUCTURE MULTICOUCHE

Il s'exprime en fonction du coefficient de transmission en champ électrique (en considérant l'hypothèse d'une propagation quasi-TEM).

$$T_{p_{i0}}(z) = \left| T_{e_{i0}}(z) \right|^2 \cdot \left| \frac{n_o^*}{n_i} \right|$$

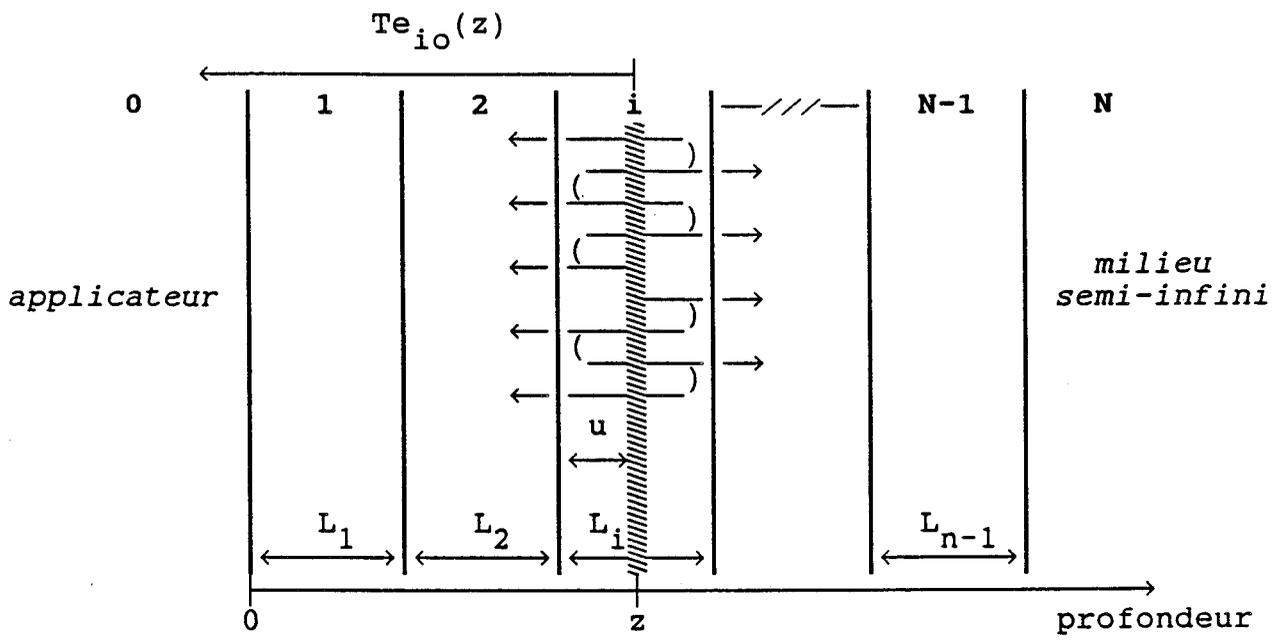


Figure II.38 : Structure considérée pour le calcul du coefficient  $Te_{i0}(z)$

le calcul du coefficient  $Te_{i0}(z)$  a été généralisé pour le cas d'une structure comportant N couches (figure II.38), la Nième étant un milieu semi-infini.

Pour un milieu d'indice  $i \neq N$ , nous avons alors les expressions suivantes:

-milieu pair:

$$Te_{i0}(z) = \left[ \frac{e^{-\gamma_1 u + (R_{1,1+2}) e^{-\gamma_1 (2L_1 - u)}}}{1 - (\rho_{1,1-1}) (R_{1,1+2}) e^{-2\gamma_1 L_1}} \right] T_{1,1-2} \cdot \prod_{k=1}^{(1/2)-1} \phi_3(k)$$

-milieu impair:

$$Te_{i0}(z) = \left[ \frac{e^{-\gamma_1 u + (R_{1,1+2}) e^{-\gamma_1 (2L_1 - u)}}}{1 - (\rho_{1,1-1}) (R_{1,1+2}) e^{-2\gamma_1 L_1}} \right] t_{1,1-1} \cdot \prod_{k=1}^{(1-1)/2} \phi_3(k)$$

avec

$$\phi_3(k) = \left[ \frac{e^{-\gamma_{2k} L_{2k}} (T_{2k,2k-2})}{1 - (\rho_{2k,2k-1}) (R_{2k,2k+2}) e^{-2\gamma_{2k} L_{2k}}} \right]$$

pour le dernier milieu  $i = N$ , nous avons:

-milieu pair:

$$Te_{i0}(z) = \left[ e^{-\gamma_1 u} \right] T_{1,1-2} \cdot \prod_{k=1}^{(1/2)-1} \phi_3(k)$$

-milieu impair:

$$Te_{i0}(z) = \left[ e^{-\gamma_1 u} \right] t_{1,1-1} \cdot \prod_{k=0}^{(1-1)/2} \phi_3(k)$$

(l'expression des coefficients:  $\rho$ ,  $t$ ,  $R$  et  $T$  est donnée en annexe I).

### II.6.3.3 TEMPERATURE RADIOMETRIQUE

Nous associons à cette puissance de bruit thermique captée, une température équivalente appelée "Température radiométrique".

Pour cela, tout comme dans la pratique, nous effectuons un étalonnage. La structure étudiée est d'abord portée à une température homogène  $T_1$ , puis  $T_2$  pour lesquelles sont calculées les puissances  $P_1$  et  $P_2$  captées par l'antenne.

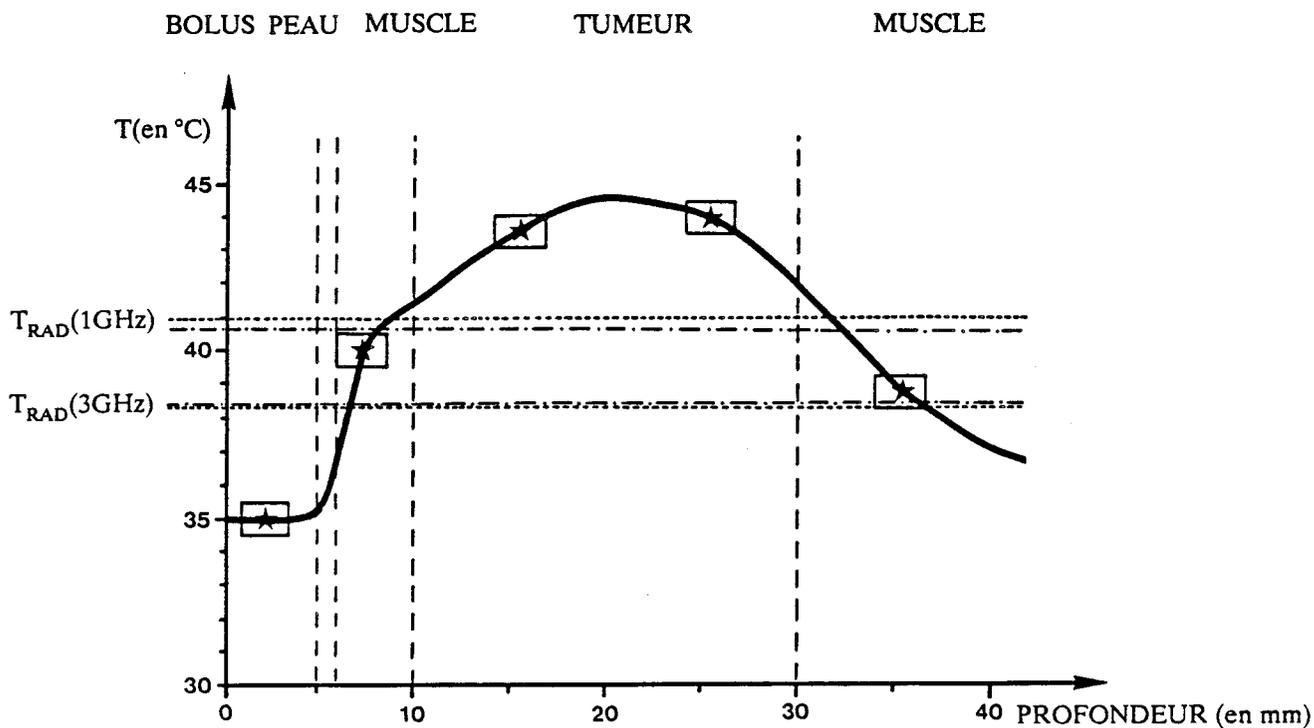


Figure II.39 : Comparaison entre les températures radiométriques mesurées à 1GHz et 3GHz, et celles calculées à partir du gradient de température relevé par thermocouples implantés, lors d'une séance d'hyperthermie microonde sur patient.

- - - - -  $T(1\text{GHz})$  et  $T(3\text{GHz})$  mesurées.  
 ······  $T(1\text{GHz})$  et  $T(3\text{GHz})$  calculées.

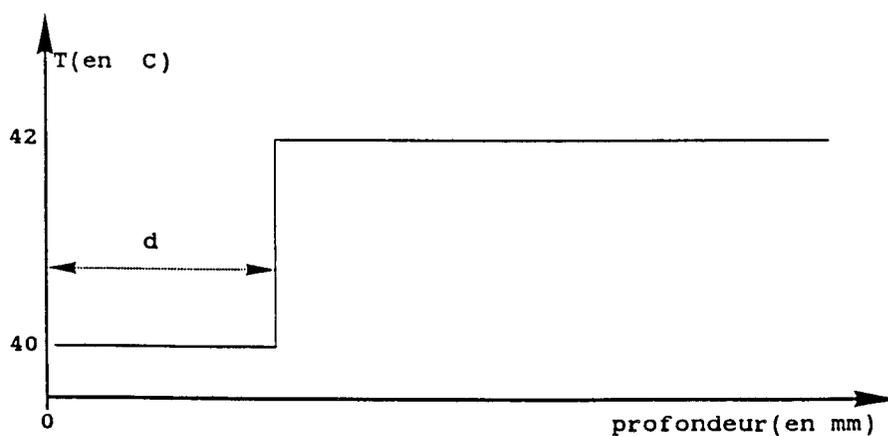


Figure II.40 : Echelon de température considéré, dont le front se déplace à l'intérieur des tissus.

Pour un milieu donné, l'évolution de la puissance captée en fonction de la température est linéaire. Lorsque la structure comporte un gradient de température interne quelconque, il est également possible de calculer la puissance d'origine thermique  $P_c$  issue de ce gradient et captée par l'antenne. L'étalonnage préalable permet d'associer à cette puissance une température radiométrique  $T_{rad}$ : celle-ci traduit le fait que nous aurions capté la même puissance si la structure avait été portée à une température uniforme  $T = T_{rad}$ .

Nous effectuons donc par calcul, la même démarche que celle suivie lors de l'utilisation pratique d'un radiomètre pour la mesure d'une température radiométrique.

#### II.6.4 VALIDATION DU CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES

La figure II.39 présente le profil thermique obtenu sur l'axe d'un monoapplicateur pendant la phase plateau d'une séance d'hyperthermie réalisée sur patient, ainsi que les températures radiométriques mesurées et calculées à 1GHz et 3GHz. Les températures internes ont été relevées à l'aide de thermocouples implantés. Nous constatons que la méthode de calcul exposée, appliquée à ce profil de température, donne des températures radiométriques très proches de celles mesurées.

#### II.6.5 EXPLOITATION ET DISCUSSION

Afin de déterminer le volume de tissus en profondeur qui contribue le plus au signal radiométrique, nous avons calculé la température radiométrique issue d'un échelon de température (entre 40 et 42°C), dont le front se déplace en profondeur (figure II.40).

Si nous considérons alors l'épaisseur de tissus  $dz$ , pour laquelle la température radiométrique correspond à  $T_{rad}(z=\infty) + 0.37[T_{rad}(z=0) - T_{rad}(z=\infty)]$ , l'épaisseur  $\delta_{T_{rad}}$  de tissus dont la contribution au signal radiométrique est prépondérante, est de l'ordre de  $3dz$ .

Nous représentons figures II.41,42,43 l'évolution de la température radiométrique pour quatre fréquences, en fonction de la profondeur de l'échelon de température dans le milieu. Ces calculs ont été effectués pour un multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ) fonctionnant en capteur (utilisation d'une seule voie): les valeurs  $\delta_{T_{rad}}$  pour un milieu semi-infini sont respectivement de 10mm, 5.3mm, 2.4mm, 1.4mm pour les fréquences 1, 3, 6 et 9GHz. Le calcul effectué pour une structure multicouche donne les mêmes ordres de grandeur.

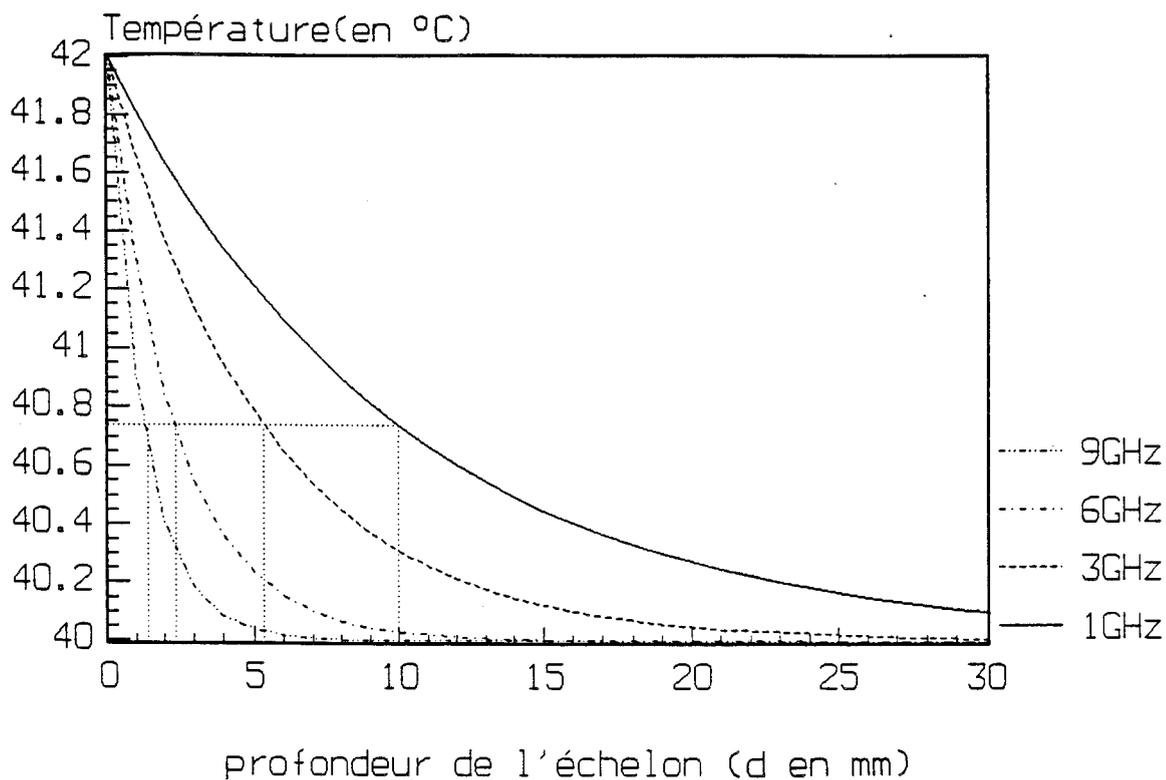


Figure II.41 : Evolution de la température radiométrique en fonction de la profondeur de l'échelon de température à l'intérieur d'un milieu musculaire.

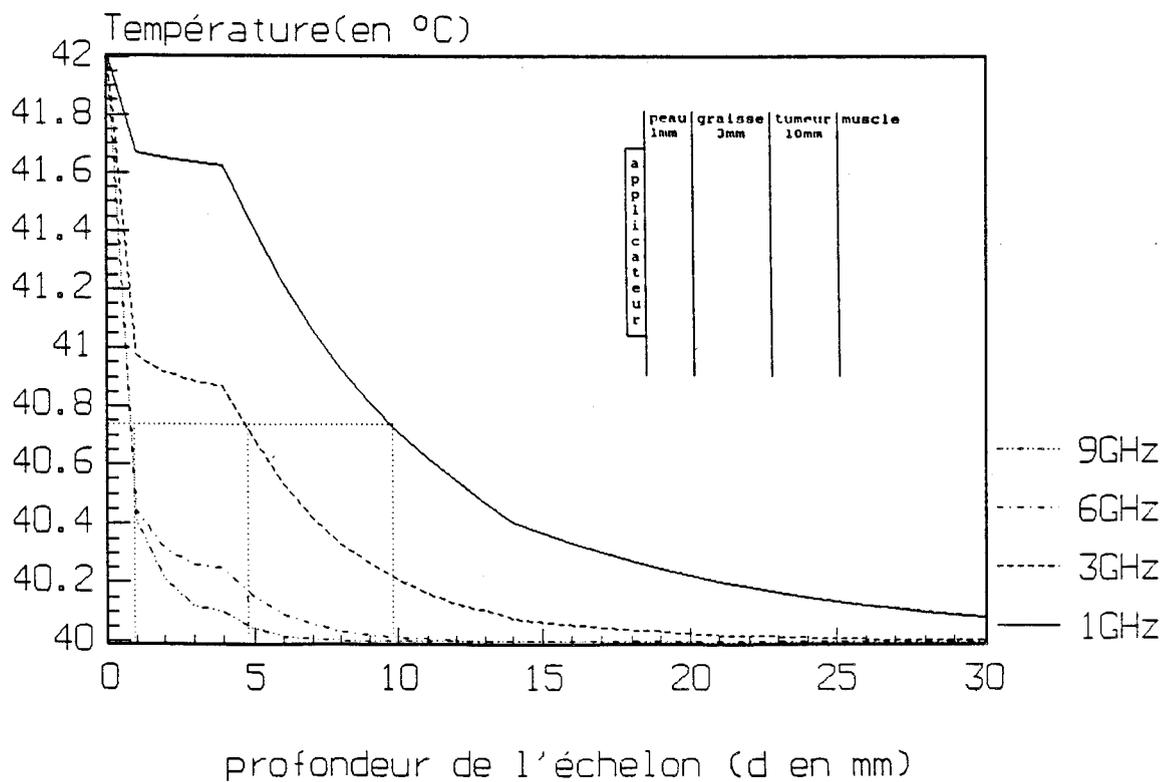


Figure II.42 : Evolution de la température radiométrique en fonction de la profondeur de l'échelon de température à l'intérieur d'une structure multicouche (peau, graisse, tumeur, muscle).

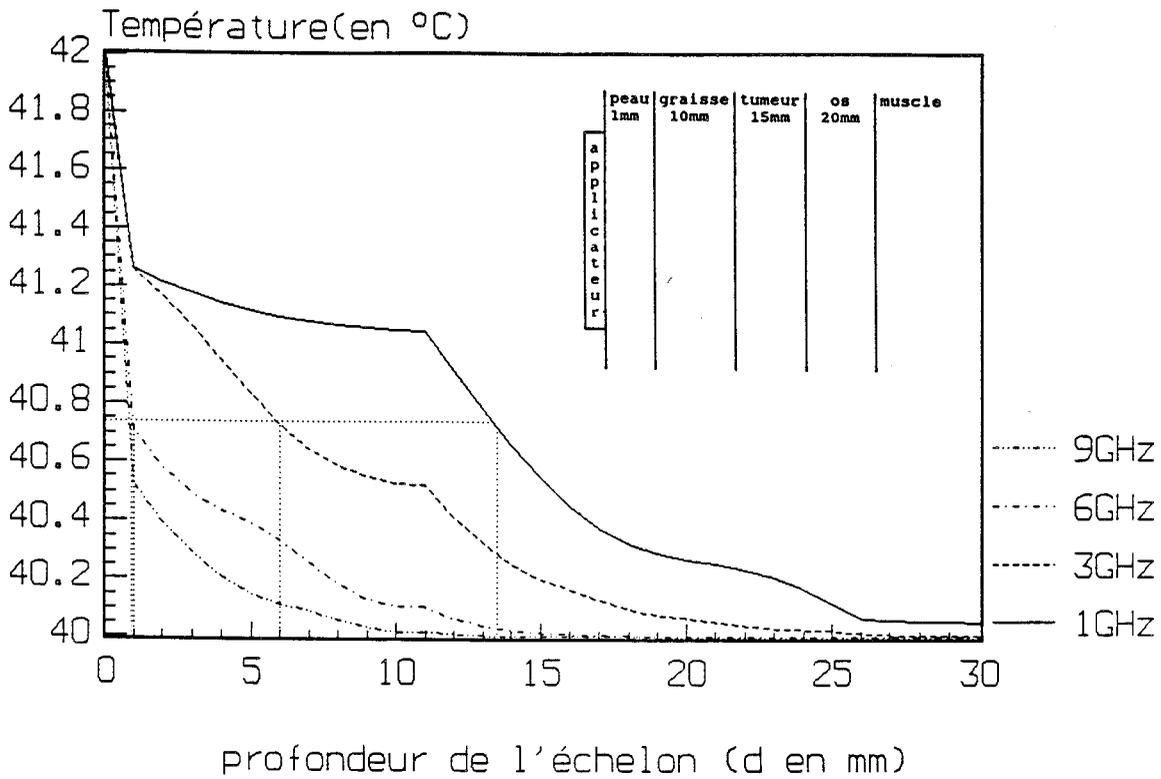


Figure II.43 : Evolution de la température radiométrique en fonction de la profondeur de l'échelon de température à l'intérieur d'une structure multicouche (peau, graisse, tumeur, os, muscle).

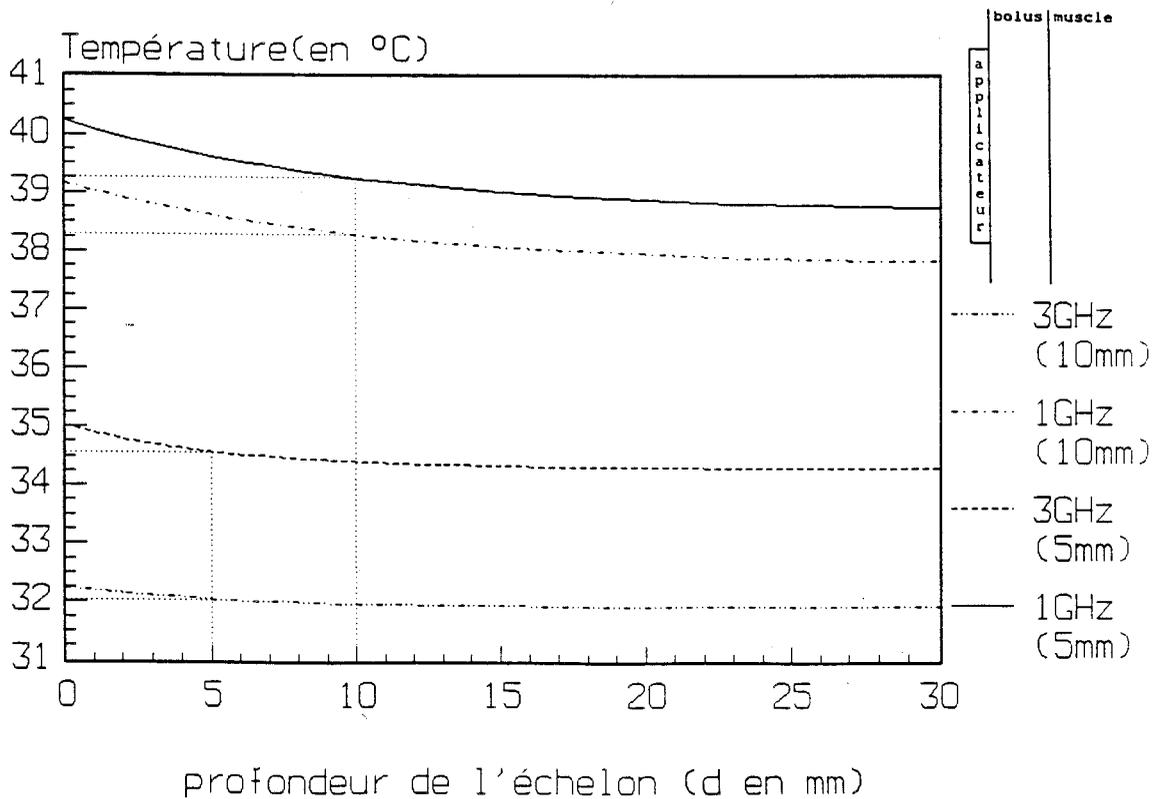


Figure II.44 : Mise en évidence de l'effet d'un bolus d'eau ( $T_{eau} = 30^{\circ}C$ ) sur la température radiométrique issue d'un échelon de température, dont le front se déplace vers l'intérieur d'un milieu musculaire.

## PARAMETRES INTRODUIITS

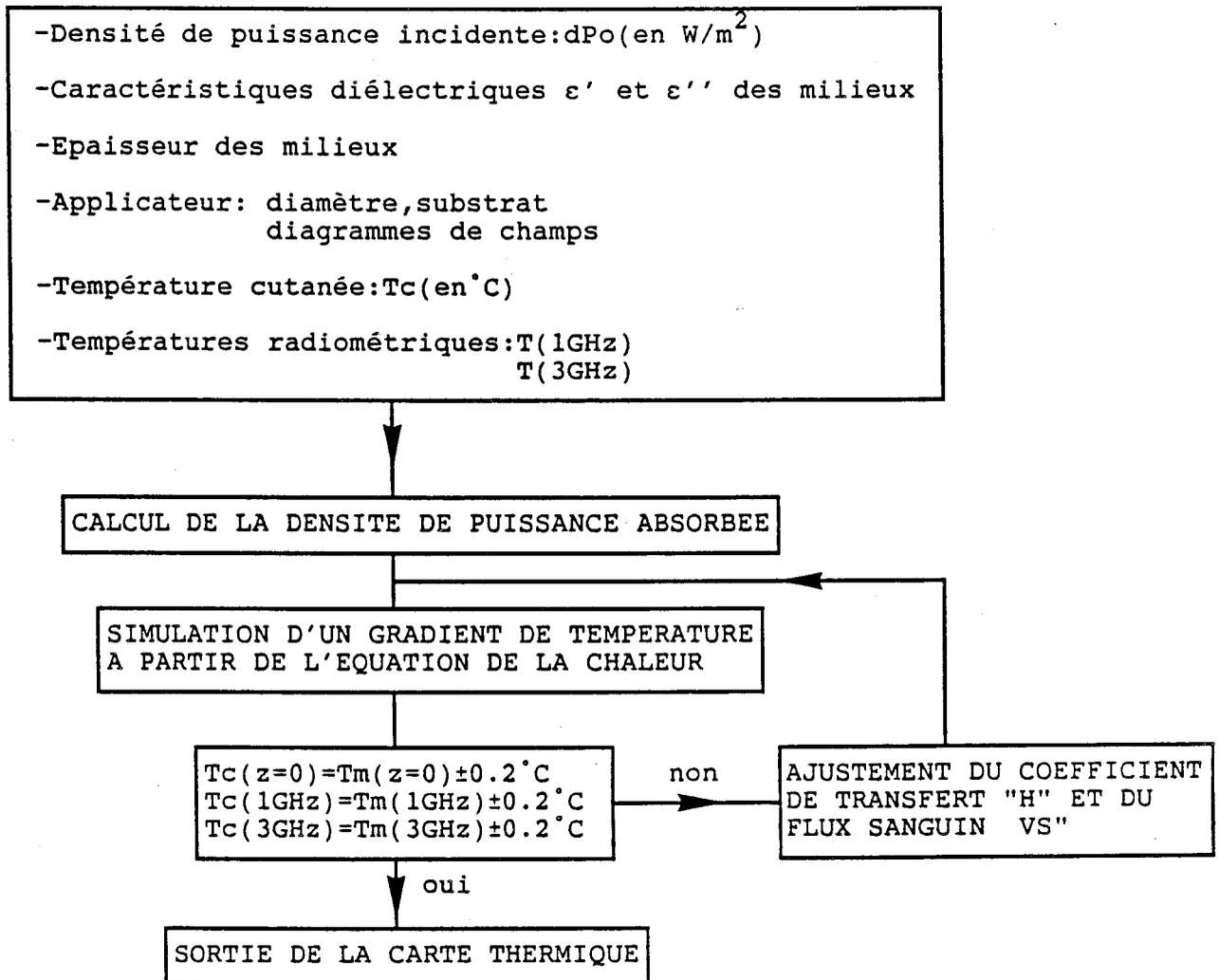


Figure II.45 : Organigramme du logiciel de dosimétrie thermique.

La figure II.44 met en évidence l'effet d'un bolus, dont l'épaisseur et la température de l'eau de circulation introduisent un décalage de la température radiométrique quelque soit la profondeur de l'échelon de température. Nous retrouvons néanmoins pour  $\delta_{\text{Trad}}$  les mêmes ordres de grandeur qu'en l'absence de bolus. Cependant, lorsque le bolus présente une épaisseur du même ordre de grandeur que la longueur d'onde guidée (par exemple à 3GHz, figure II.44), les écarts de températures radiométriques calculés en fonction de la profondeur de l'échelon deviennent plus faibles et nous atteignons très vite la sensibilité limite de 0.1°C du radiomètre.

## II.7 LOGICIEL DE DOSIMETRIE THERMIQUE

L'un des objectifs que nous nous sommes fixés dans ce travail, est la mise au point d'un logiciel de dosimétrie thermique utilisable en clinique, lors de traitements de tumeurs cancéreuses par hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde. Le but est de réaliser une cartographie thermique bidimensionnelle sous l'ouverture de l'applicateur ou multiapplicateur et ceci de manière non "invasive", afin de contrôler l'efficacité du chauffage. Ce logiciel est destiné à être implanté sur tout système du type HYL CAR II.

Lors du déroulement d'une séance d'hyperthermie les paramètres suivants:

- puissances incidentes et réfléchies.
- température de l'eau circulant dans le bolus.
- température en différents points, à l'interface bolus-peau.
- températures radiométriques à 1GHz et 3GHz.

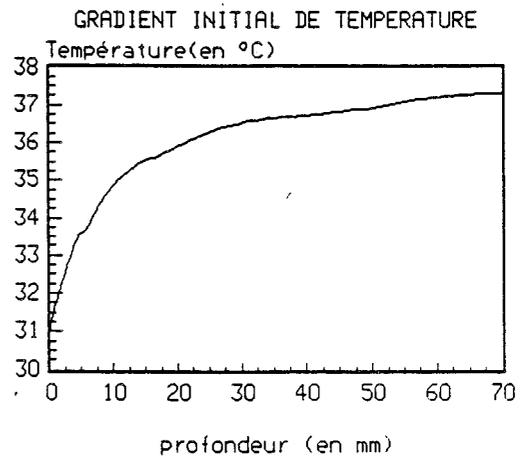
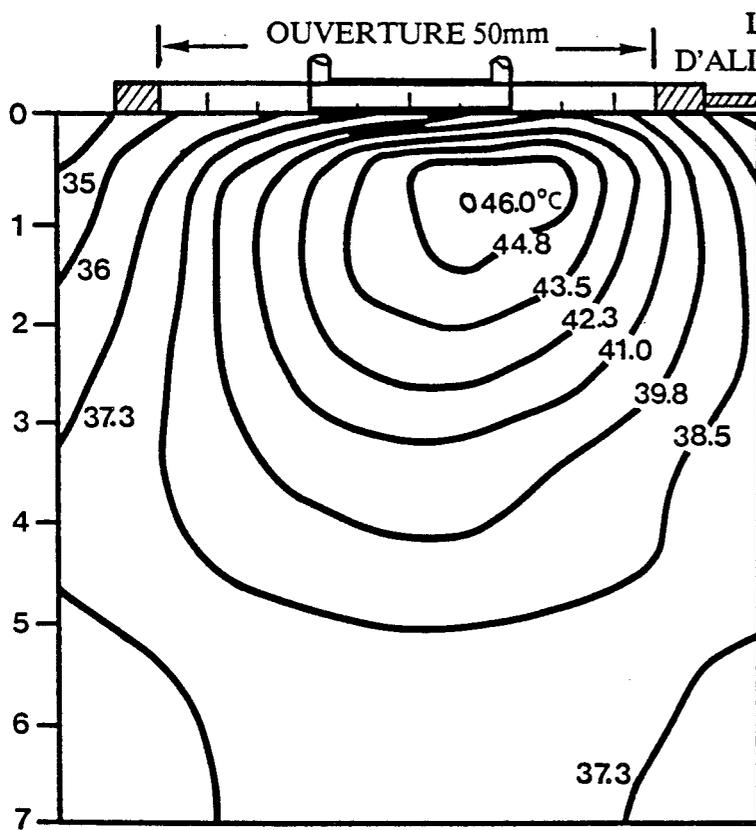
sont mesurés à intervalles réguliers et mémorisés.

Ce sont ces données expérimentales qui sont utilisées pour la reconstruction bidimensionnelle de la distribution de température à l'état stationnaire (phase plateau), résultant du chauffage du milieu couplé à l'applicateur.

L'organigramme du calcul numérique de cette reconstruction est présenté figure I.45

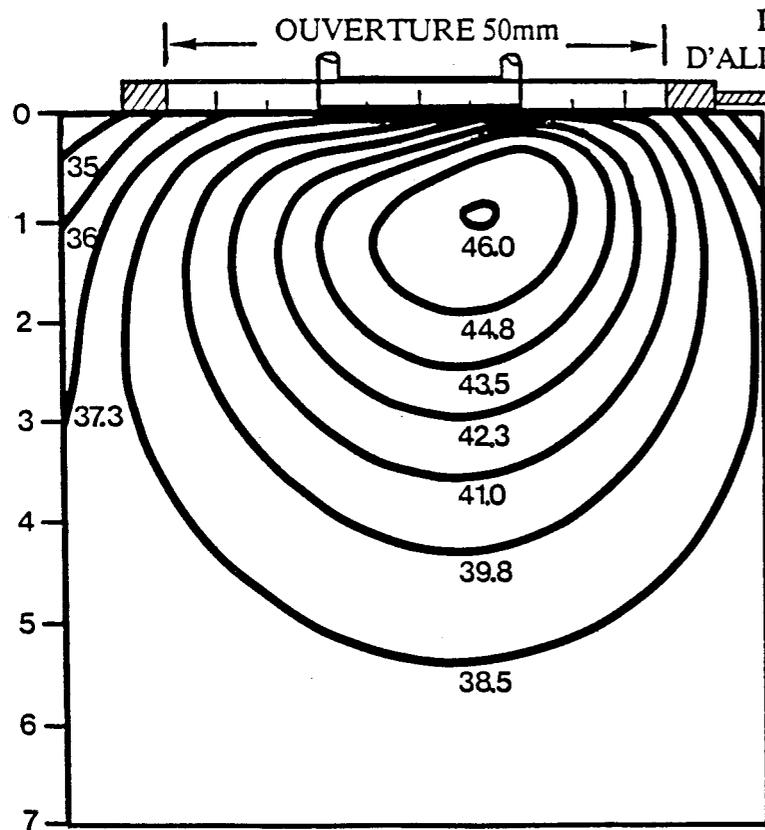
1- tout d'abord, la puissance microonde absorbée dans chaque couche est calculée compte tenu de la puissance incidente délivrée par l'applicateur et du diagramme de dépôt de puissance de celui-ci.

2- la résolution numérique de l'équation de la chaleur prenant en compte le calcul du dépôt de puissance dans le milieu, permet alors de déterminer une première carte thermique. Dans cette équation, deux paramètres thermiques sont mal connus: la vascularisation  $vs(x,z)$  dans chaque couche et le terme d'échange thermique en surface  $H(x)$ .



Températures radiométriques mesurées:  $T(1\text{GHz}) = 42.8^\circ\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 41.4^\circ\text{C}$

PROFONDEUR (en cm)



Températures radiométriques calculées:  $T(1\text{GHz}) = 42.3^\circ\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 41.3^\circ\text{C}$

PROFONDEUR (en cm)

Figure II.46 : Comparaison entre les isothermes mesurées et calculées suivant la ligne d'excitation d'un monoapplicateur ( $D = 50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ). Les relevés ont été effectués lors d'un chauffage microonde ( $f = 915\text{MHz}$ ,  $P_i = 4\text{W}$ ,  $t_{\text{chauffage}} = 1\text{ heure}$ ) d'un gel polyacrylamide présentant un gradient initial de température. Température ambiante =  $20^\circ\text{C}$ .

3- à partir de cette carte de température ainsi déterminée, sont calculées les températures radiométriques à 1GHz et 3GHz.

Ces températures radiométriques ainsi que celles de surface, calculées à partir de la résolution de l'équation de la chaleur sont alors comparées aux données expérimentales mémorisées pendant la phase plateau de la séance d'hyperthermie. Un ajustement des paramètres  $v_s(x,z)$  et  $H(x)$  est alors entrepris par plusieurs bouclages successifs entre les programmes de résolution de l'équation de la chaleur et de calcul des signaux radiométriques, afin de faire coïncider les grandeurs calculées avec celles mesurées. Lorsque cette condition est satisfaite, nous obtenons la carte thermique la plus probable dans le milieu chauffé.

### II.7.1 VALIDATION DE LA METHODE SUR GEL POLYACRYLAMIDE

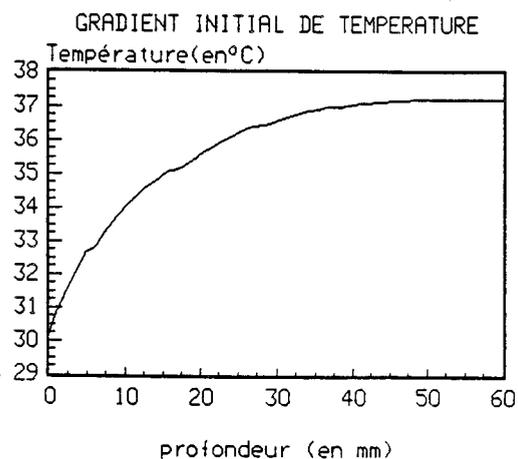
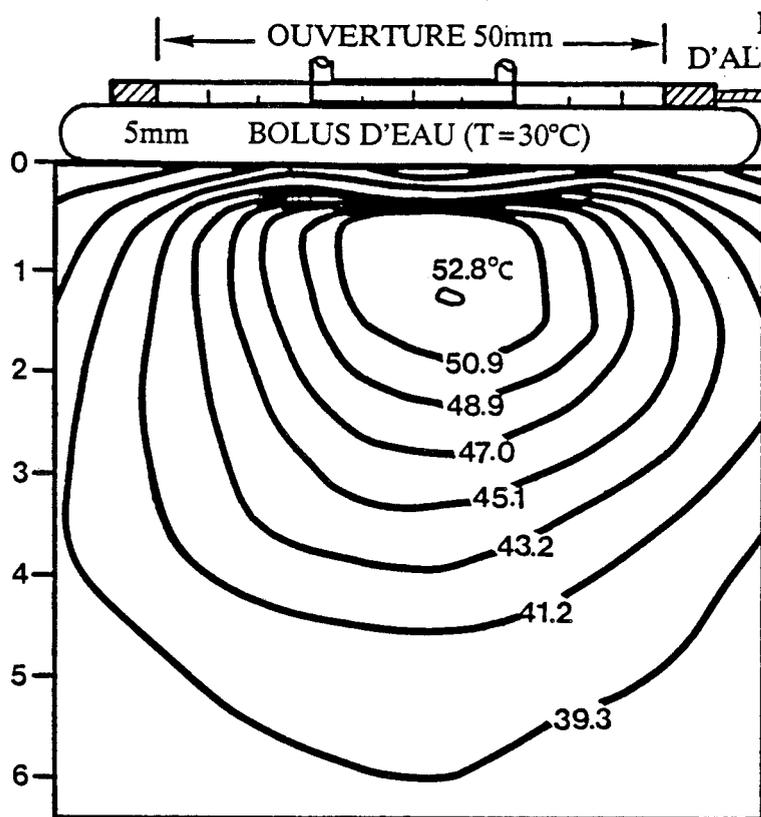
La validité de cette méthode de dosimétrie thermique a tout d'abord été vérifiée lors de séances d'hyperthermie réalisées sur gel polyacrylamide simulant le muscle, à l'aide de monoapplicateurs et multiapplicateurs utilisés avec ou sans bolus. Les figures II.46 et II.47 présentent une comparaison entre les isothermes calculées et mesurées en fin de séance, lors d'une hyperthermie microonde à l'aide d'un monoapplicateur ( $D=50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.59\text{mm}$ ) sur un gel polyacrylamide présentant un gradient initial de température (relevés expérimentaux tirés de la Thèse de Delannoy J [25]).

La comparaison théorie-expérience a également été réalisée lors de l'utilisation d'un multiapplicateur ( $D=70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=1.27\text{mm}$ ) (figure II.48).

Nous constatons dans tous les cas un bon accord entre les résultats de la simulation numérique et le réseau d'isothermes reconstruit à partir des mesures de températures effectuées à la fin de la séance de chauffage à l'aide du banc automatisé décrit au chapitre I (I.5.2.2).

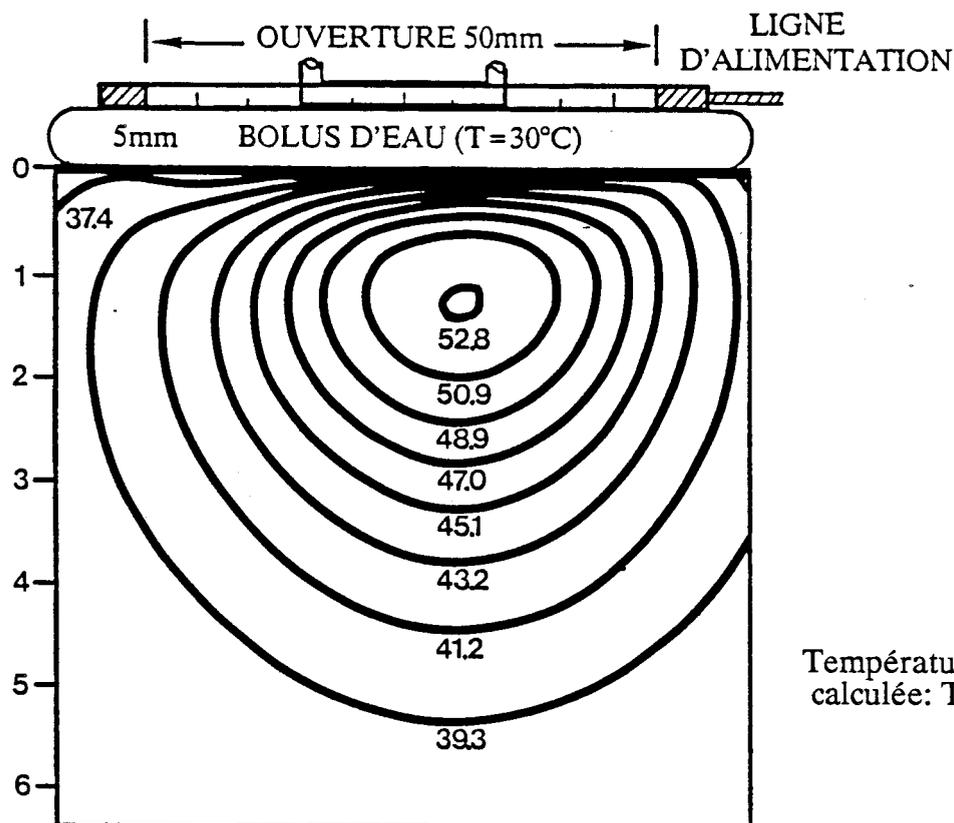
### II.7.2 VALIDATION SUR PATIENTS

Dans le cas d'hyperthermies sur patients, la carte thermique bidimensionnelle calculée suivant la ligne d'excitation d'un monoapplicateur, puis perpendiculairement à celle-ci, fait apparaître une bonne concordance entre les températures mesurées dans les tissus sur l'axe de l'applicateur et celles calculées, comme le montrent les résultats



Température radiométrique mesurée:  $T(3\text{GHz}) = 37.9^{\circ}\text{C}$

PROFONDEUR (en cm)



Température radiométrique calculée:  $T(3\text{GHz}) = 37.6^{\circ}\text{C}$

PROFONDEUR (en cm)

Figure II.47 : Comparaison entre les isothermes mesurées et calculées suivant la ligne d'excitation d'un monoapplicateur ( $D = 50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ) équipé d'un bolus d'eau. Les relevés ont été effectués lors d'un chauffage microonde ( $f = 915\text{MHz}$ ,  $P_i = 8.6\text{W}$ ,  $t_{\text{chauffage}} = 1$  heure) d'un gel polyacrylamide présentant un gradient initial de température. Température ambiante =  $20^{\circ}\text{C}$ .

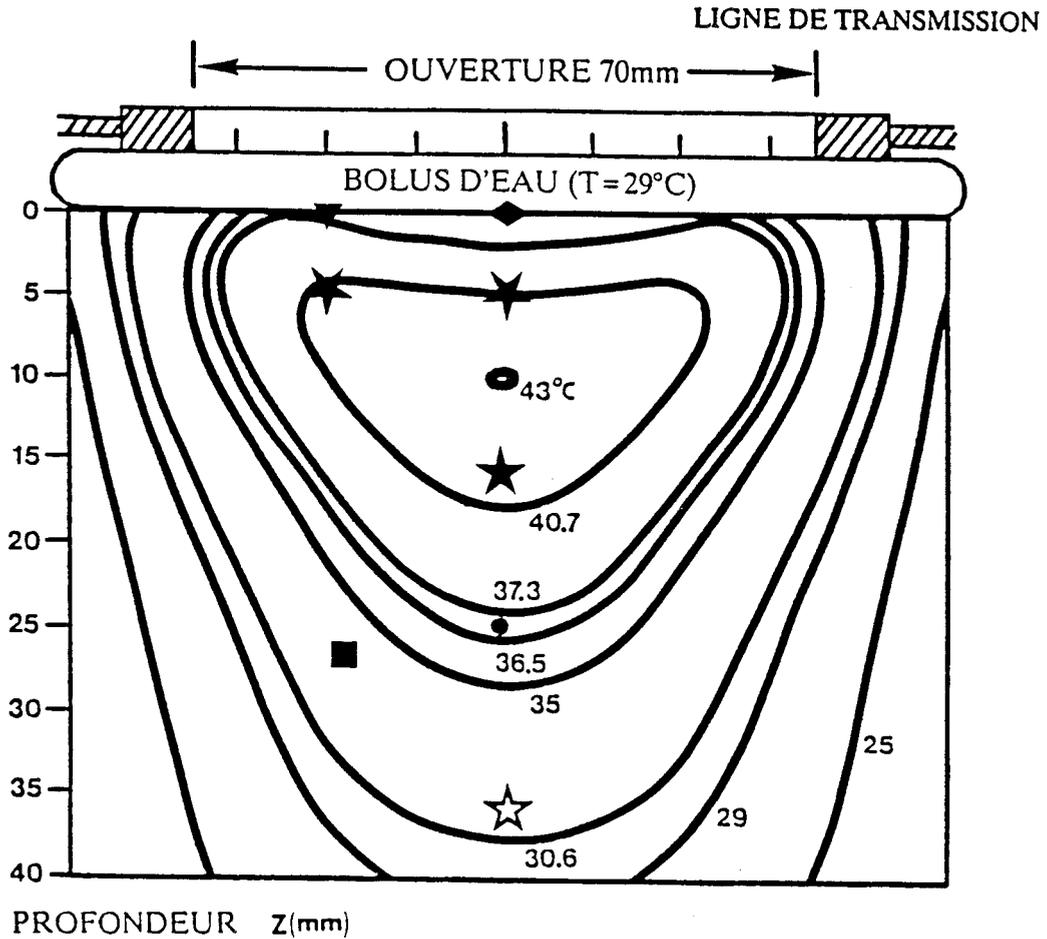


Figure II.48 : Comparaison entre les températures mesurées et les isothermes calculées le long de la ligne d'excitation d'un multiapplicateur ( $D = 70\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 10.2$ ,  $h = 1.27\text{mm}$ ) dans un gel polyacrylamide, après 1 heure de chauffage.

Données expérimentales:

$P_i = 22\text{W}$

-Températures radiométriques:

$T(1\text{GHz}) = 35.9^\circ\text{C}$

$T(3\text{GHz}) = 34.0^\circ\text{C}$

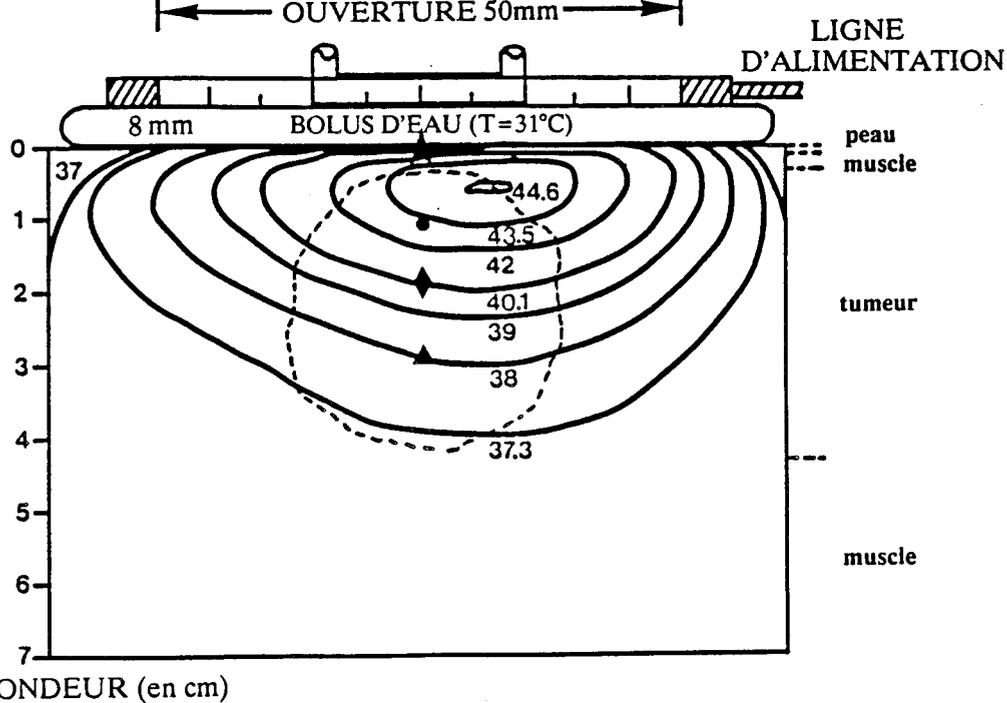
-Températures mesurées par thermocouples implantés:

★ 40.7°C	▼ 37.3°C
● 36.5°C	■ 35.0°C
◆ 34.2°C	☆ 30.6°C

Températures radiométriques calculées:

$T(1\text{GHz}) = 35.9^\circ\text{C}$

$T(3\text{GHz}) = 33.9^\circ\text{C}$

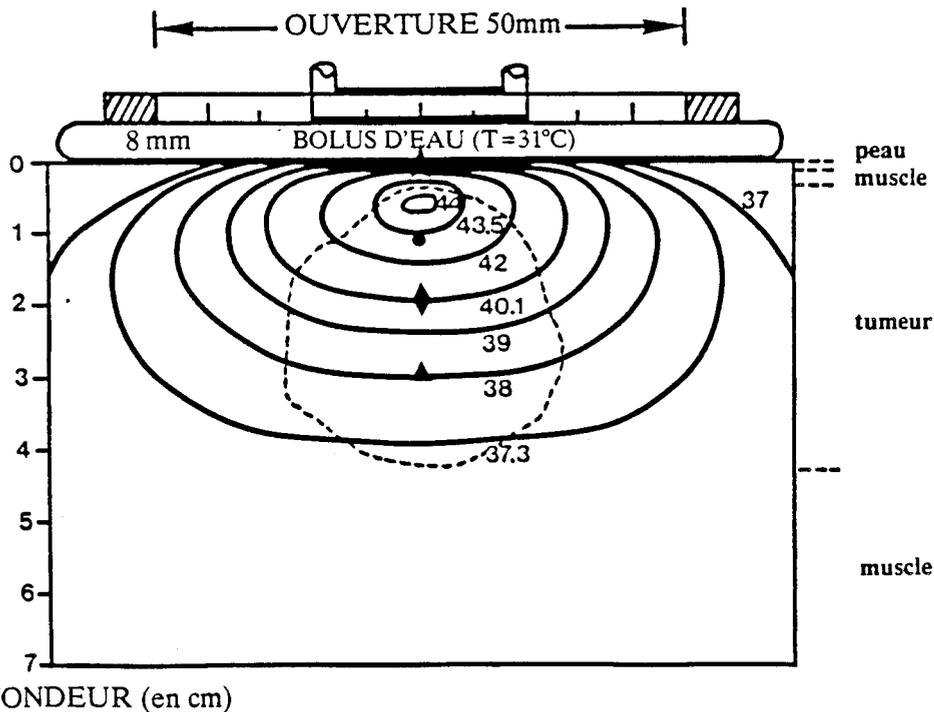


Isothermes calculées, suivant la ligne d'excitation.

Températures radiométriques calculées:  $T(1\text{GHz}) = 39.5^\circ\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 36.35^\circ\text{C}$

Températures mesurées par thermocouples implantés:

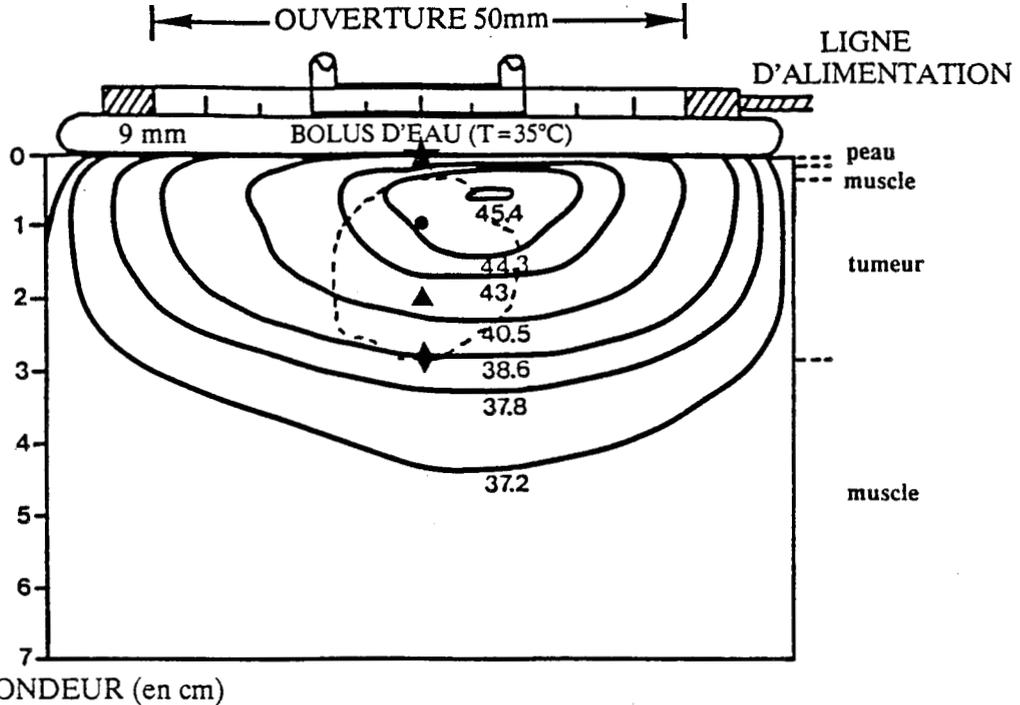
- $42.0^\circ\text{C}$
- ◆  $40.1^\circ\text{C}$
- ★  $38.5^\circ\text{C}$
- ▲  $38.0^\circ\text{C}$



Isothermes calculées, perpendiculairement à la ligne d'excitation.

Températures radiométriques calculées:  $T(1\text{GHz}) = 39.4^\circ\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 36.5^\circ\text{C}$

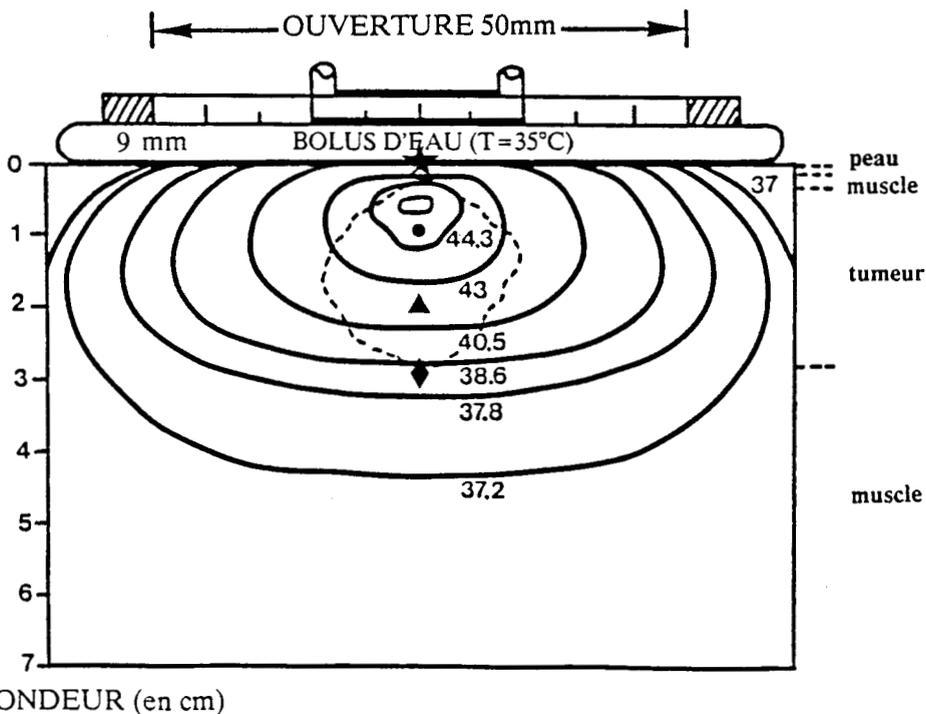
Figure II.49 : Comparaison entre les températures mesurées sur l'axe d'un monoapplicateur ( $D = 50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ) et les isothermes calculées à l'état stationnaire, lors d'une hyperthermie microonde sur patient ( $f = 915\text{MHz}$ ,  $P_i = 29\text{W}$ ). Température ambiante  $T_e = 21^\circ\text{C}$   
 Températures radiométriques mesurées:  $T(1\text{GHz}) = 40.1^\circ\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 36.4^\circ\text{C}$



Isothermes calculées, suivant la ligne d'excitation.  
 Températures radiométriques calculées:  $T(1\text{GHz}) = 40.5^{\circ}\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 38.1^{\circ}\text{C}$

Températures mesurées par thermocouples implantés:

- $44.3^{\circ}\text{C}$
- ▲  $43.0^{\circ}\text{C}$
- ★  $40.5^{\circ}\text{C}$
- ◆  $38.6^{\circ}\text{C}$



Isothermes calculées, perpendiculairement à la ligne d'excitation.  
 Températures radiométriques calculées:  $T(1\text{GHz}) = 40.4^{\circ}\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 38.2^{\circ}\text{C}$

Figure II.50 : Comparaison entre les températures mesurées sur l'axe d'un monoapplicateur ( $D = 50\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ) et les isothermes calculées à l'état stationnaire, lors d'une hyperthermie microonde sur patient ( $f = 915\text{MHz}$ ,  $P_i = 21\text{W}$ ). Température ambiante  $T_e = 21^{\circ}\text{C}$   
 Températures radiométriques mesurées:  $T(1\text{GHz}) = 40.1^{\circ}\text{C}$   
 $T(3\text{GHz}) = 38.6^{\circ}\text{C}$

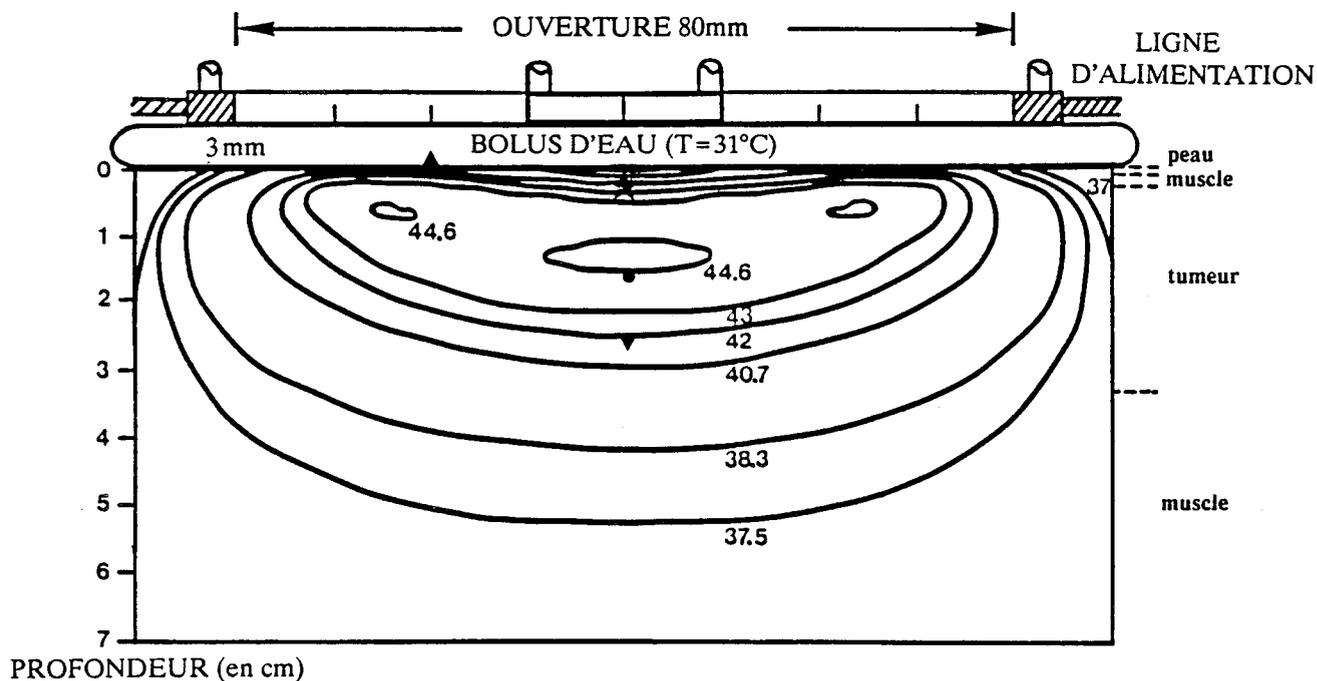


Figure II.51 : Comparaison entre les températures mesurées par thermocouples implantés, suivant la ligne d'excitation d'un multiapplicateur ( $D=80\text{mm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ) et les isothermes calculées à l'état stationnaire, lors d'une hyperthermie microonde sur patient ( $f=915\text{MHz}$ ,  $P_i=30\text{W}$ ).  
Température ambiante  $T_e=21^\circ\text{C}$

Températures mesurées par thermocouples implantés:

- $43.0^\circ\text{C}$
- ▼  $42.0^\circ\text{C}$
- ★  $40.7^\circ\text{C}$
- ◆  $38.3^\circ\text{C}$

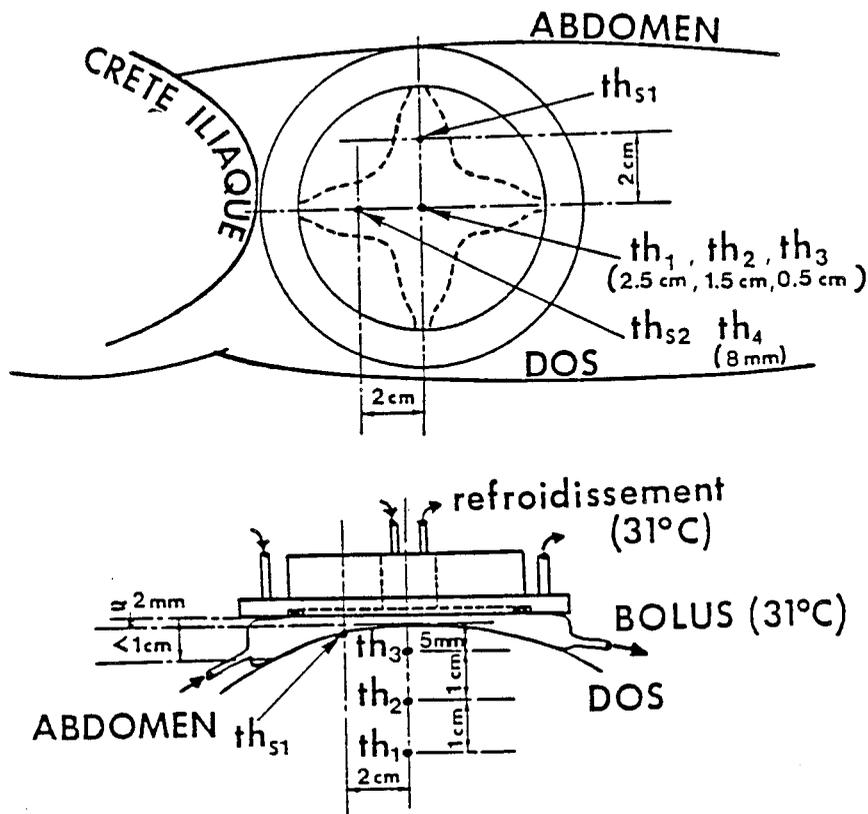


Figure II.52 a : Localisation et disposition du multiapplicateur et des thermocouples de contrôle.

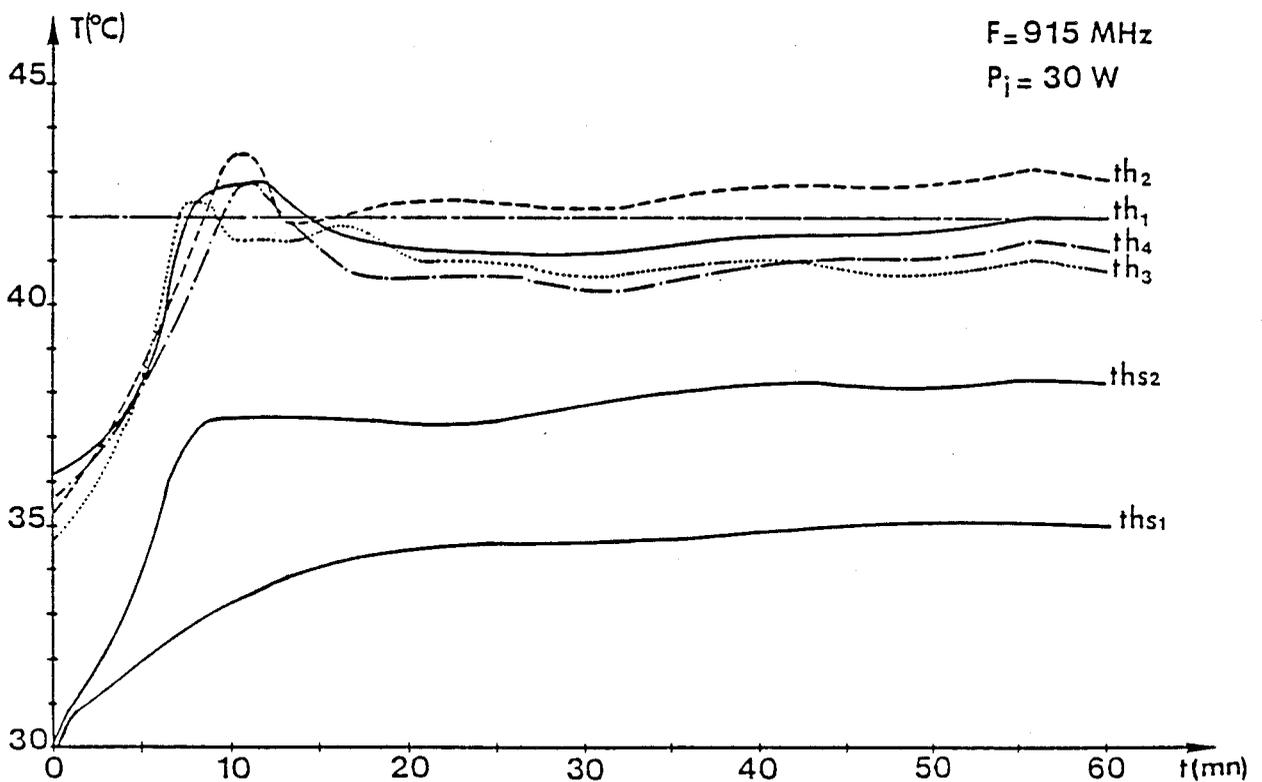


Figure II.52 b : Enregistrement des températures lors de la séance d'hyperthermie microonde.

présentés figures II.49 et II.50 (relevés expérimentaux tirés de la Thèse de Delannoy J [25]).

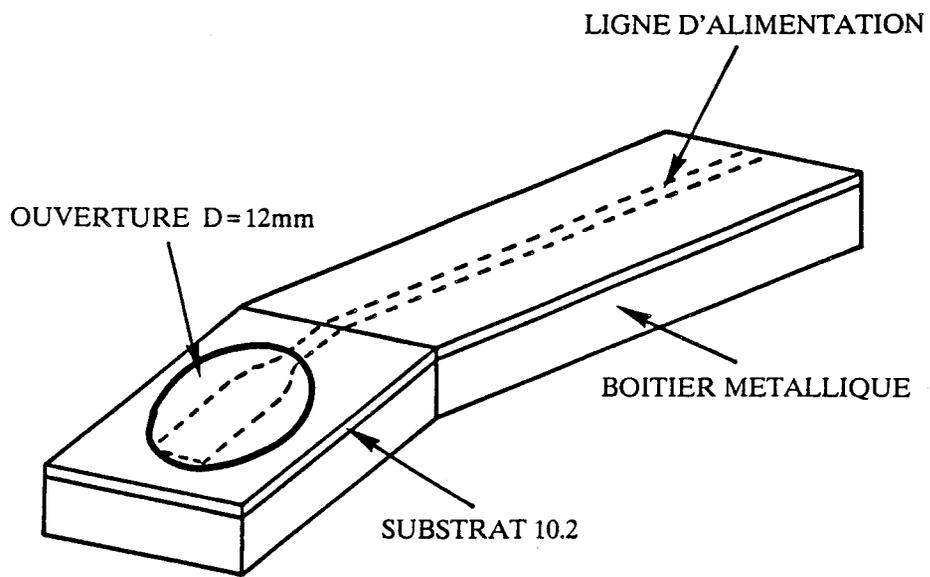
Cette bonne concordance entre les températures mesurées et calculées se retrouve également lors de séances d'hyperthermie effectuées avec un multiapplicateur [26]. Un exemple est présenté figure II.51: il concerne le traitement d'une tumeur inguinale relativement volumineuse. Les températures mesurées pendant la séance sont données figure II.52 avec la position des thermocouples implantés et de surface.

Cette méthode de reconstruction du profil thermique lors de séances d'hyperthermie microonde, basée sur les mesures non "invasives" de température (superficielles et radiométriques multifréquences), permet de fournir la carte thermique résultant du chauffage pendant la phase plateau et contribue ainsi à la dosimétrie thermique par la connaissance du volume de tissus porté à la température thérapeutique de 42°C [27,28,29,30,31]. Ces logiciels de simulation peuvent également être utilisés afin de planifier les séances ultérieures d'hyperthermie.

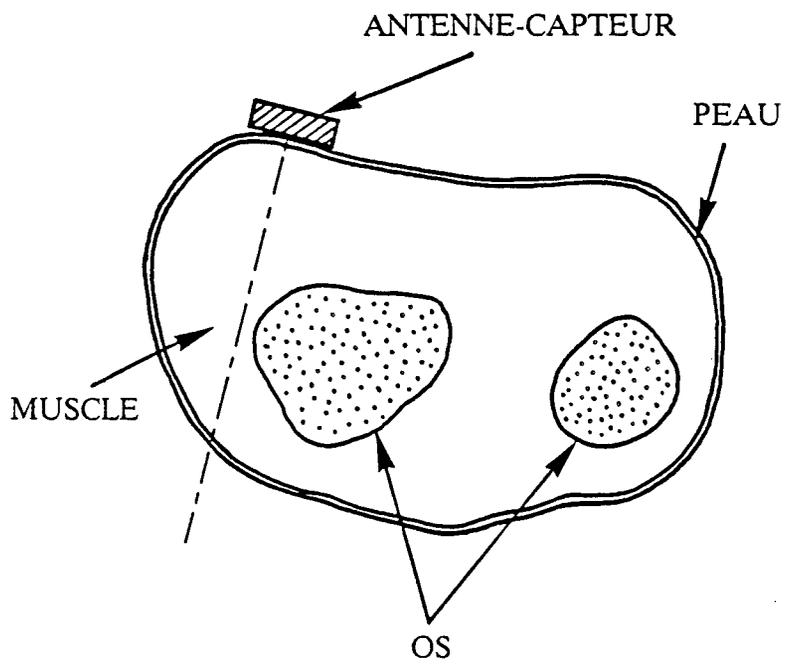
Cette méthode de détermination non "invasive" de température, a également été appliquée à une technique médicale de traitement d'affections musculaires par la cryothérapie.

## **II.8 UTILISATION DE LA RADIOMETRIE MICROONDE EN CRYOTHERAPIE**

La cryothérapie consiste à refroidir localement une zone lésée de tissus (fracture, arthrose, élongation,...): la technique utilisée a longtemps consisté en l'application d'un bolus contenant de la glace sur la zone à refroidir. Cependant elle demande un temps de traitement assez long pour atteindre la température souhaitée. Une technique beaucoup plus efficace et plus récente est l'utilisation d'un flux d'azote gazeux. Actuellement, il n'existe pour cette technique aucun contrôle des niveaux de températures atteints en profondeur et les temps de traitement sont évalués de façon empirique. L'utilisation de la radiométrie microonde adaptée à ce type de traitement, permet de réaliser un contrôle non "invasif" des températures internes et d'assurer une régulation thermique, basée sur la même démarche que celle adoptée pour l'hyperthermie microonde.



a)



b)

Figure II.53 : Antenne-captteur utilisée (a) et son positionnement sur le bras du sujet (b).

### **II.8.1 EXPERIENCE REALISEE**

L'expérience, qui a été menée sur plusieurs individus, a consisté à refroidir une portion d'un bras à l'aide d'un bolus contenant de la glace, puis par un flux d'azote gazeux.

Au cours de chaque séance, nous avons mesuré :

- les températures radiométriques à 3GHz et 9GHz,
- la température de la peau,
- la température entre la peau et l'antenne-capteur,
- le flux sanguin (par une technique ultrasonore basée sur l'effet Doppler).

Les températures de surface et radiométriques sont relevées toutes les 40 secondes.

Quant à la mesure du flux sanguin, elle est effectuée toutes les 5 minutes.

L'antenne-capteur utilisée pour la mesure des températures radiométriques est représentée figure II.53, ainsi que sont positionnement sur le bras du sujet.

#### *II.8.1.1 REFROIDISSEMENT PAR BOLUS DE GLACE*

Le bolus est appliqué sur le bras pendant une durée de 40 minutes, au bout de laquelle il est ôté, laissant le bras à température ambiante durant le reste de la séance.

La figure II.54.a présente les évolutions moyennes sur plusieurs sujets des différentes températures mesurées.

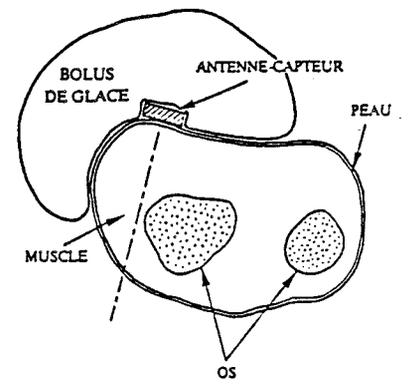
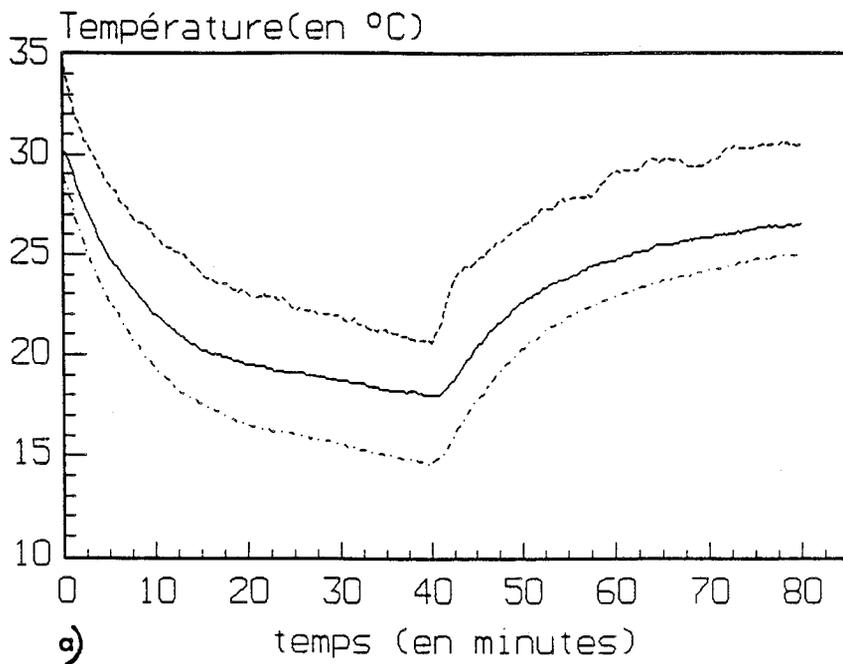
#### *II.8.1.2 REFROIDISSEMENT PAR FLUX D'AZOTE GAZEUX*

Le flux d'azote est émis à environ 20 cm du bras et réglé afin que la température au niveau de la peau reste constamment à 0°C, le refroidissement est réalisé pendant 10 minutes, au bout desquelles le bras est laissé à température ambiante.

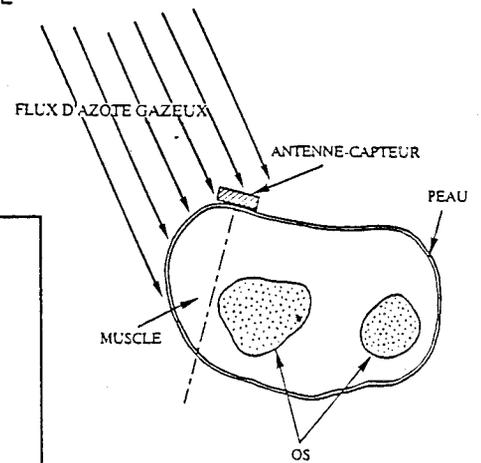
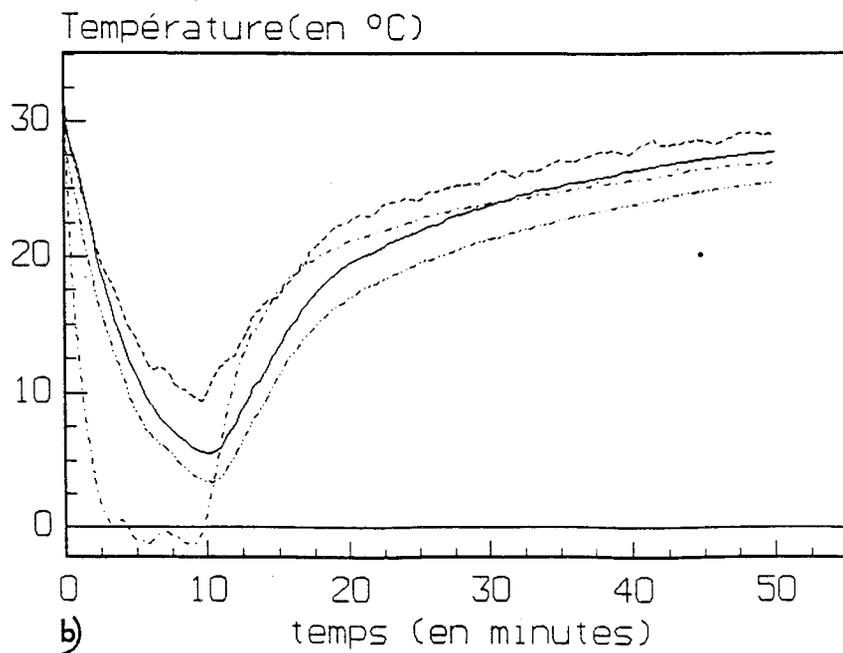
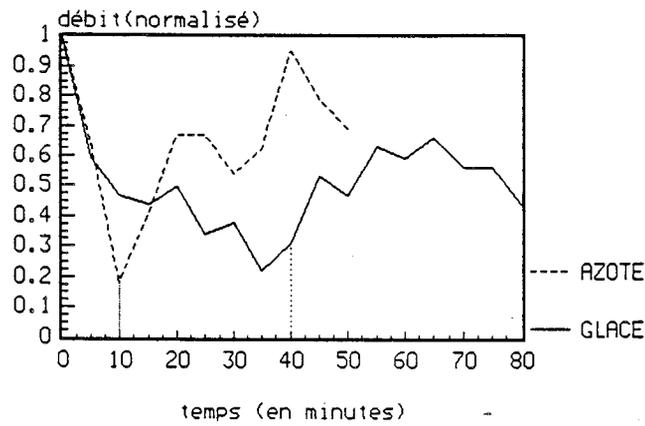
La figure II.54.b présente les évolutions des différentes températures mesurées.

#### *II.8.1.3 OBSERVATIONS*

Nous constatons sur la figure II.54 une baisse très importante du flux sanguin due à une vasoconstriction des vaisseaux. Les évolutions présentées ont été normalisées par rapport au flux mesuré au départ de l'expérience.



a)



b)

Figure II.54 : Evolutions moyennes sur plusieurs sujets, des différentes températures mesurées et du flux sanguin, lors d'un refroidissement  
a) par bolus de glace.  
b) par flux d'azote gazeux.

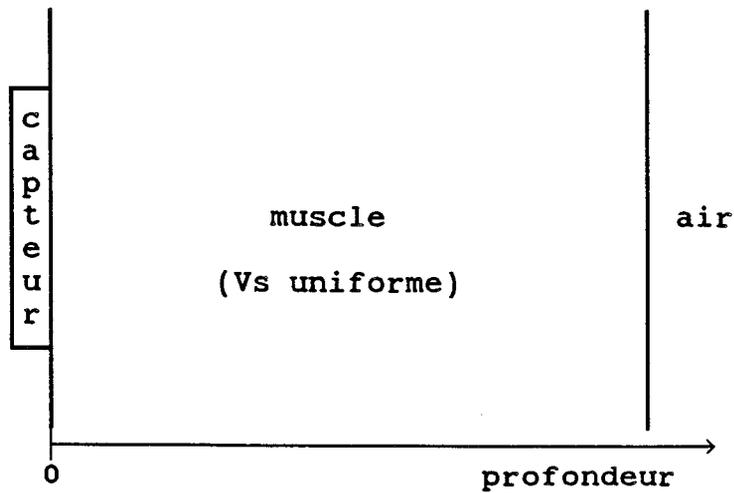


Figure II.55 : Structure considérée pour la reconstruction du profil thermique sur l'axe de l'antenne-capteur.

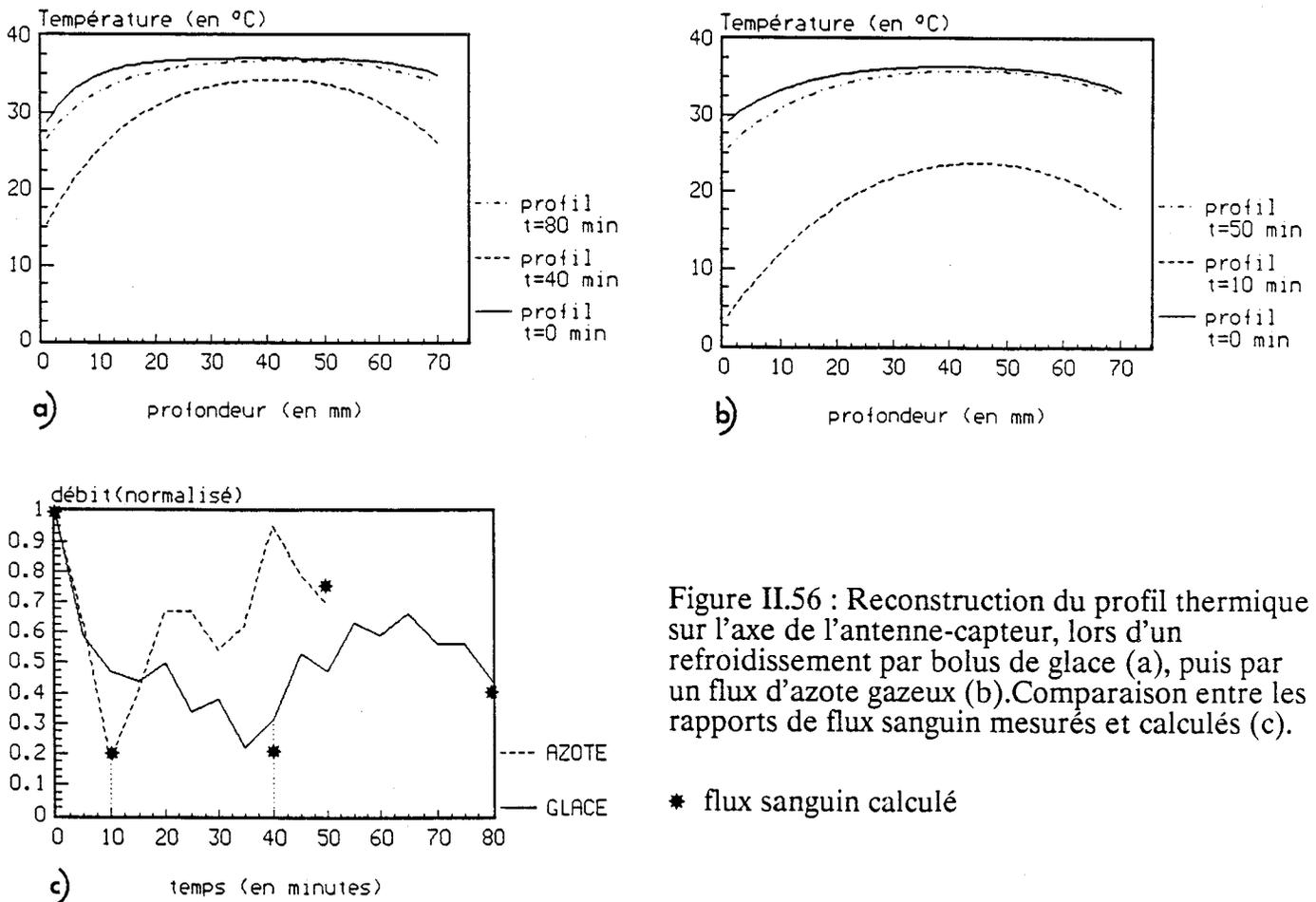


Figure II.56 : Reconstruction du profil thermique sur l'axe de l'antenne-capteur, lors d'un refroidissement par bolus de glace (a), puis par un flux d'azote gazeux (b). Comparaison entre les rapports de flux sanguin mesurés et calculés (c).

\* flux sanguin calculé

La température radiométrique à 9GHz nous renseigne sur les températures atteintes dans les tissus sous-jacents à la peau, alors que la mesure à 3 GHz nous donne la température moyenne atteinte dans les deux premiers centimètres de profondeur.

L'utilisation d'un flux d'azote permet d'atteindre une température plus basse à l'intérieur des tissus ( $T_{10GHz} \# 5^{\circ}C$  et  $T_{3GHz} \# 10^{\circ}C$ ), comparé à l'utilisation d'un bolus de glace ( $T_{10GHz} \# 17^{\circ}C$  et  $T_{3GHz} \# 21^{\circ}C$ ) et ceci en un temps beaucoup plus bref:

glace---> 40 minutes

azote---> 10 minutes

En vue d'obtenir un ordre de grandeur du gradient de température à l'intérieur des tissus, nous avons appliqué la méthode de reconstruction utilisée en hyperthermie contrôlée par radiométrie microonde.

## II.8.2 RECONSTRUCTION DU PROFIL DE TEMPERATURE

Nous nous sommes limités à une reconstruction simple unidimensionnelle. La structure considérée est présentée figure II.55 et nous avons posé l'hypothèse d'un flux sanguin uniforme dans la zone musculaire concernée.

Cette fois, les conditions aux limites en surface et en profondeur sont du même type (échange de chaleur avec le milieu extérieur).

Cette reconstruction du profil thermique a été réalisée, pour le début de l'expérience ( $t=0$ ), à l'instant  $t$  où la température minimale est atteinte, puis à  $t=40$  minutes après avoir mis fin au refroidissement. Les figures II.56.a et II.56.b présentent une estimation des températures atteintes en profondeur, lors d'un refroidissement par glace, puis par azote.

Nous avons observé lors de l'ajustement numérique du paramètre  $vs$  (afin que les températures radiométriques et de surface calculées, coïncident avec celles mesurées), une même évolution et ordre de grandeur entre les rapports de flux sanguin calculés et mesurés (figure II.56). Bien que cet essai de reconstruction de profil thermique ne prenne pas en compte tous les aspects physiques, notamment l'effet des basses températures sur les caractéristiques diélectriques, il montre la faisabilité d'une nouvelle méthode de contrôle de température en cryothérapie et confirme les potentialités de ce modèle de reconstruction uni ou bidimensionnelle.

## II.9 CONCLUSION

Afin de juger l'efficacité de l'hyperthermie réalisée, nous avons conçu un logiciel de dosimétrie thermique basé sur les mesures non "invasives" (superficielles et radiométriques multifréquences). Pour cela, nous avons entrepris une modélisation bidimensionnelle simple qui fait appel à une simulation numérique de l'hyperthermie microonde à partir de la résolution de l'équation de la chaleur et au calcul des signaux radiométriques.

Les comparaisons théorie-expérience réalisées sur gel polyacrylamide, puis sur patients, ont montré une bonne concordance entre les températures calculées et celles mesurées par thermocouples implantés dans les milieux chauffés. Ce logiciel est en outre d'une utilisation aisée et rapide en site clinique (temps de calcul de l'ordre de 15 minutes, implanté sur un microordinateur de type PC (20MHz)), permettant au clinicien d'obtenir à la fin de la séance une évaluation du volume chauffé à la température thérapeutique(42°C), puisqu'il fournit la carte thermique dans les tissus résultant du chauffage microonde pendant la phase plateau. Mais il peut également être utilisé en vue d'optimiser les paramètres des prochaines séances d'hyperthermie (puissance, refroidissement) à partir des données cliniques. Afin d'améliorer les performances de notre simulation, nous développons actuellement un logiciel qui intègre les formes exactes du bolus d'eau, de la tumeur, et des tissus environnants, à partir des clichés radiologiques et scanners. Signalons enfin qu'il est possible, lors de l'utilisation d'un multiapplicateur, d'effectuer un balayage radiométrique pour chaque voie et d'obtenir ainsi une description pseudo-tridimensionnelle de la distribution des températures internes après chauffage.

Cette simulation simple tient compte du diagramme de champ électrique en zone proche de l'applicateur ou multiapplicateur, qui est déduit des relevés expérimentaux effectués pour chaque type d'applicateur. Afin de confirmer cette approche expérimentale, il nous a paru intéressant de calculer et d'étudier ce diagramme de champ par l'Approche dans le Domaine Spectral, pour des applicateurs fente de géométrie simple. Ceci fait l'objet du 3ème chapitre.

## BIBLIOGRAPHIE DU 2EME CHAPITRE

[1] PLANCOT M.

"Contribution à l'étude théorique, expérimentale et clinique de l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde."  
Thèse 3ème cycle, Lille, Déc 1983.

[2] PLANCOT M., PREVOST B., CHIVE M., FABRE J.J., LEDEE R., GIAUX G.  
"A new method for thermal dosimetry in microwave hyperthermia using microwave radiometry for temperature control."

Int. Journ. of Hyperthermia, Vol.3, N°1, Mars 1987, pp 9-19 .

[3] GIAUX G., DELANNOY J., CHIVE M., LEDEE R., PLANCOT M.

"Microwave hyperthermia controlled by microwave radiometry in oncology".  
IEEE EMBS, 9th Ann. Conf. Boston, USA, Novembre 1987.

[4] PLANCOT M., PREVOST B., CHIVE M., LEDEE R.

"Dosimétrie thermique par radiométrie microonde."  
Rev. Innov.Tech.Biol.Med., Vol.9, N°Spéc.2, 1988, pp 69-78

[5] GIAUX G., DELANNOY J., PRESVOST B., DELVALLEE D., VERGIER J.F.,  
CHIVE M., PLANCOT M., LEDEE R.

"Oncologic microwave hyperthermia controlled by non invasive radiometry associated to radiotherapy: technical aspects and clinical results."

Proceeding of the 5th Inter. Symp. on Hypert. Oncol., 29 August 1988, Kyoto, Japan,  
Vol.1, pp 529-530.

[6] CHIVE M., MOSCHETTO Y., SOZANSKI J.P., ROHART J., DE CORDOUE  
ROHART., PLANCOT M.

"915 Mhz hyperthermia treatments with temperature control by microwave radiometry:  
technical, software and clinical results(phase II)."  
10th ESHO Conference Oncologic Hyperthermia, Amsterdam (The Netherlands), Sept.  
21-23 1989.

[7] CHIVE M.

"Use of Microwave Radiometry for Hyperthermia Monitoring and as a Basis for  
Thermal Dosimetry."

Methods of Hyperthermia Control, Series on clinical Thermology, Subseries  
Thermotherapy, 1990, Vol.3,p113-128 ed. by M.GAUTHERIE, SPRINGER-VERLAG  
(Heidelberg)

[8] FABRE J.J., LEROY Y.

"Thermal noise emission of a lossy material for a TEM propagation."  
Electronic Letters, 1981, Vol.17, pp 376-377.

[9] FABRE J.J.

"Méthode de calcul de signaux thermiques et possibilité de nouvelles utilisations de la thermographie microonde."  
Thèse 3ème cycle, Lille, Sept 1982.

[10] SCHEPPS J.L., FOSTER K.R.

"The UHF and microwave dielectric properties of normal and tumour tissues: variation in dielectric properties with tissue water content."  
Phys. Med.Biol.,1980, Vol.25. N°6, pp 1149-1159.

[11] GUY A.W.

"Electromagnetic fields and relative heating patterns due to a rectangular aperture source in direct contact with bilayered biological tissue."  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-19, N°2, February 1971, pp 214-223.

[12] HO H.S., GUY A.W., SIGELMANN R.A., LEHMANN J.F.

"Microwave heating of simulated human limbs by aperture sources."  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-19, N°2, February 1971, pp 224-231.

[13] BEYNE L., DE ZUTTER D.

"Power deposition of a microstrip applicator radiating into a layered biological structure."  
IEEE Trans. on Microwave and Techniques, Vol. MTT-36, N°1, Jan. 1988, pp 126-131

[14] DE WAGTER C.

"Computer simulation predicting temperature distribution generated by microwave absorption in multilayered media."  
J. Microwave Power 1984, Vol.19, N°2, pp 97-105

[15] DE WAGTER C.

"Computer simulation for local temperature control during microwave induced hyperthermia."  
J. Microwave Power 1985, Vol.20, N°1, pp 31-42.

[16] GUY A.W.

"Analyses of electromagnetic fields induced in biological tissues by thermographic studies on equivalent phantom models."  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-19, N°2, February 1971, pp 205-214.

[17] JOHNSON C.C., GUY A.W.

"Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems."  
Proc. of the IEEE, Vol.60, N°6, June 1972, pp 692-718.

[18] GUY A.W., LEHMANN J.F., STONEBRIDGE J.B.  
"Therapeutic applications of electromagnetic power"  
Proc. of the IEEE, Vol.62, N°1, Jan 1974, pp 55-75.

[19] NOUGIER J.P.  
"Méthodes de calcul numérique"  
Ed. MASSON, 1983.

[20] LASCAUX P., THEODOR R.  
"Analyse numérique matricielle appliquée à l'art de l'ingénieur"  
Ed. MASSON, T2, 1987.

[21] BEN-NAOUM K.  
"Automatisation d'un banc de mesure d'hyperthermie: application à l'étude des caractéristiques thermiques des applicateurs microondes en structure plaquée."  
Thèse de l'Université de Lille II, Juil 1988.

[22] MAMOUNI A.  
"Radiométrie hyperfréquence: Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants (thermographie microonde)."  
Thèse de 3ème cycle, Lille, Novembre 1978.

[23] VANLOOT D.  
"Contribution à l'étude et à la réalisation d'un dispositif de traitement du signal optimum pour des systèmes radiométriques: Application au radiomètre de zéro automatique."  
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Mai 1987.

[24] CHANDRASEKHAR S.  
"Radiative Transfer."  
Oxford University Press, Oxford, 1950.

[25] DELANNOY J.  
"Contribution à l'étude de l'hyperthermie clinique microonde application à la réalisation d'un système interactif de traitement par hyperthermie."  
Thèse de l'Université de Lille II, Avril 1987.

[26] LEDEE R.  
"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée."  
Thèse de l'Université de Lille, Décembre 1987.

[27] DUBOIS L., CHIVE M., FABRE J.J., PLANCOT M.  
"Bioheat transfer equation and radiometric signal calculations for thermal modeling of microwave hyperthermia: bidimensional aspects".  
XIIe Int. Symp. on Clinical Hyperthermia, Rome, Avril 1989.

[28] DUBOIS L., CHIVE M., FABRE J.J.

"Reconstruction bi et tridimensionnelle des profils thermiques en hyperthermie microonde basée sur les mesures de température par radiométrie microonde multifréquence et l'équation de la chaleur."

Proc. des 6èmes Journées Nat. Microondes, Montpellier, Juin 1989, pp 50-51

[29] DUBOIS L., FABRE J.J., CHIVE M.

"Thermal profile reconstruction in the steady state during microwave hyperthermia based on microwave radiometry measurements: bidimensional aspects."

Proceeding of the 11th, Ann. Conf. IEEE EMBS Seattle (USA), Nov. 1989.

[30] DUBOIS L., FABRE J.J., CHIVE M.

"Bidimensional thermal modeling of microwave hyperthermia based on the bioheat transfer equation and radiometric signal calculations."

Proc. of the 3rd Asia-Pacific Microwave Conf., TOKYO, Sept 1990, pp 837-840

[31] DUBOIS L., FABRE J.J., LEDEE R., CHIVE M., MOSCHETTO Y.

"Reconstruction bidimensionnelle des champs de température résultant d'une hyperthermie microonde, à partir de mesures non invasives par radiométrie microonde multifréquence: application à la dosimétrie thermique."

Rev. Innov. Techn. Biol. Med., à paraître, Fev.91.

## **CHAPITRE III**

*MODELISATION D'APPLICATEURS A OUVERTURE  
RECTANGULAIRE PAR L'APPROCHE UNI ET BIDIMENSIONNELLE  
DANS LE DOMAINE SPECTRAL*

### III.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre II, nous avons décrit un modèle bidimensionnel de reconstruction de profils thermiques basée sur les mesures non "invasives" de température. Ce modèle nécessite la connaissance du diagramme de champ proche, à la fréquence de chauffage, mais également aux fréquences centrales des radiomètres utilisés. Cette détermination du diagramme de champ a été effectuée expérimentalement sur des milieux équivalents aux tissus à forte teneur en eau.

Bien que nous n'ayons qu'une description approchée de celui-ci, cette méthode nous a permis de réaliser un logiciel de dosimétrie thermique, directement exploitable en site clinique et dont la validité a été confirmée lors d'expérimentations sur milieux équivalents aux tissus musculaires, puis sur patients.

Afin d'améliorer cette modélisation, nous avons entrepris le calcul du champ électromagnétique généré par la structure simple constituée d'une ligne microruban à plan de masse partiel et comparé la description théorique des cartes de champ obtenues à celles déterminées expérimentalement. L'objectif à long terme est de déterminer des formulations analytiques des diagrammes de champs électromagnétiques sous l'ouverture de l'applicateur, en tenant compte des paramètres géométriques de la structure, ainsi que du milieu dissipatif qui lui est couplé. Ces formulations pourront alors être implantées dans le logiciel de dosimétrie thermique, afin de mieux décrire la répartition des champs électromagnétiques lors du chauffage microonde et lors du calcul des signaux radiométriques.

Pour atteindre cet objectif, nous avons, dans un premier temps, repris et adapté une modélisation basée sur l'Approche unidimensionnelle dans le Domaine Spectral élaborée au sein de l'équipe "Electromagnétisme des Circuits"[1,2] et utilisée par Ledée R [3] pour l'étude des paramètres de propagation d'une ligne microruban à plan de masse partiel placée au contact d'un milieu semi-infini de permittivité complexe (tissus biologiques). Cette modélisation de type ligne de transmission[4,5] a permis d'étudier l'influence des grandeurs physiques et géométriques de la structure sur les paramètres de propagation (en particulier de calculer la longueur de résonance à la fréquence d'utilisation souhaitée), ainsi que l'évolution fréquentielle de l'impédance caractéristique[6,7,8,9,10,11,12,13]. A partir de ce modèle simplifié, l'optimisation géométrique des applicateurs a pu être réalisée en fonction du cahier des charges à respecter.

Le travail présenté dans ce chapitre, concerne l'extension de cette modélisation unidimensionnelle au cas d'une ligne microruban à plan de masse partiel posée au contact d'une structure multicouche, pour laquelle nous nous intéressons uniquement au

calcul du diagramme de champ. Nous présentons les comparaisons théorie-expérience réalisées qui ont permis de valider ce modèle.

Dans une seconde partie, nous avons abordé une modélisation utilisant l'Approche bidimensionnelle dans le Domaine Spectral, afin de décrire le champ électromagnétique dans tout le volume couplé à l'applicateur. Nous présentons une description de ce modèle, ainsi que les premiers résultats obtenus pour le calcul de la fréquence de résonance de la structure, posée au contact d'un milieu dissipatif multicouche.

La conclusion de ce chapitre est consacrée aux aspects prospectifs de ce type de modélisation basé sur l'Approche uni et bidimensionnelle dans le Domaine Spectral.

## III.2 OBJECTIFS DES ETUDES ENTREPRISES

L'étude présentée dans ce chapitre fait partie d'un travail beaucoup plus vaste qui porte sur la modélisation d'applicateurs en structure plaquée de géométrie simple ou plus complexe tels que les multiapplicateurs.

Jusqu'ici le travail a porté sur une modélisation d'applicateurs de géométrie rectangulaire ("Patch" et ligne microruban à plan de masse partiel), utilisant l'Approche dans le Domaine Spectral.

Les informations que l'on cherche à obtenir sont d'une part:

- de déterminer la longueur ou la fréquence de résonance de la structure.
  
- de quantifier l'influence des grandeurs géométriques des applicateurs sur les paramètres de propagation, afin de réaliser une adaptation des applicateurs aux dimensions des tumeurs cancéreuses à traiter, tout en ayant au moins 90% de l'énergie qui pénètre dans les milieux à chauffer.

d'autre part:

- de déterminer le diagramme de champ à la fréquence de chauffage et aux fréquences utilisées en radiométrie microonde, en vue d'en déduire des formulations analytiques pour une implantation dans les logiciels de dosimétrie thermique.
  
- d'étudier l'influence des grandeurs géométriques sur la profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques dans les milieux dissipatifs, ainsi que sur l'étendue du volume couplé à l'applicateur.

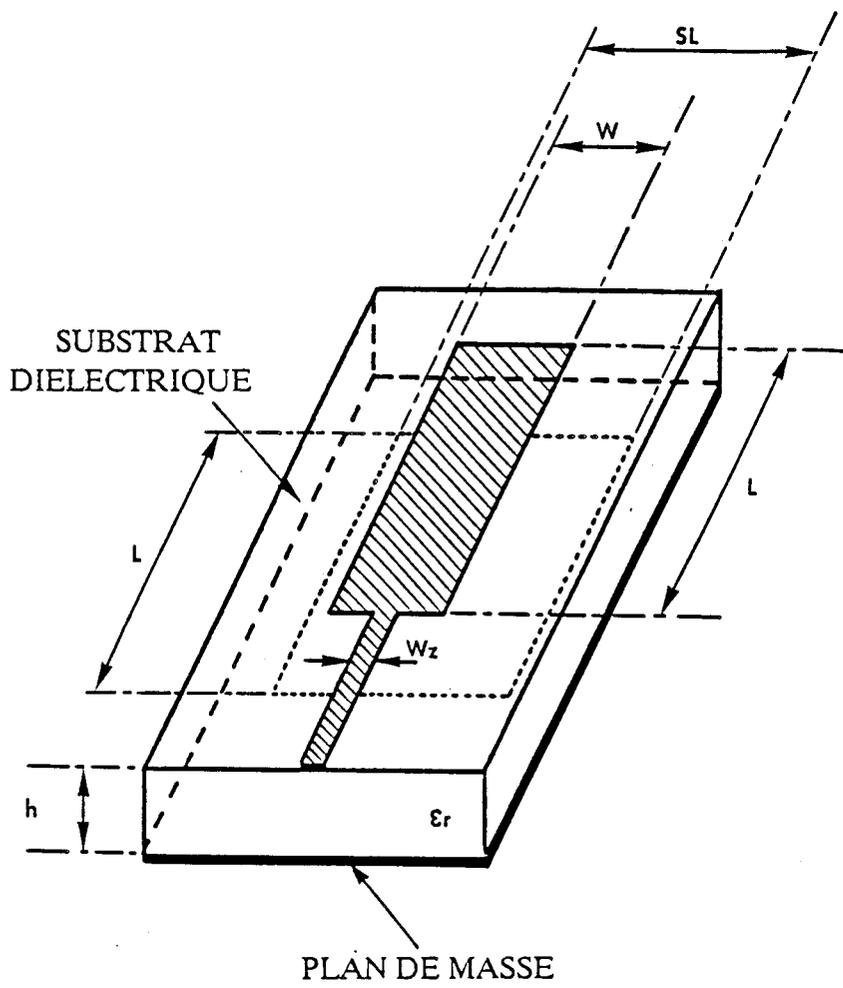


Figure III.1 : Structure étudiée.

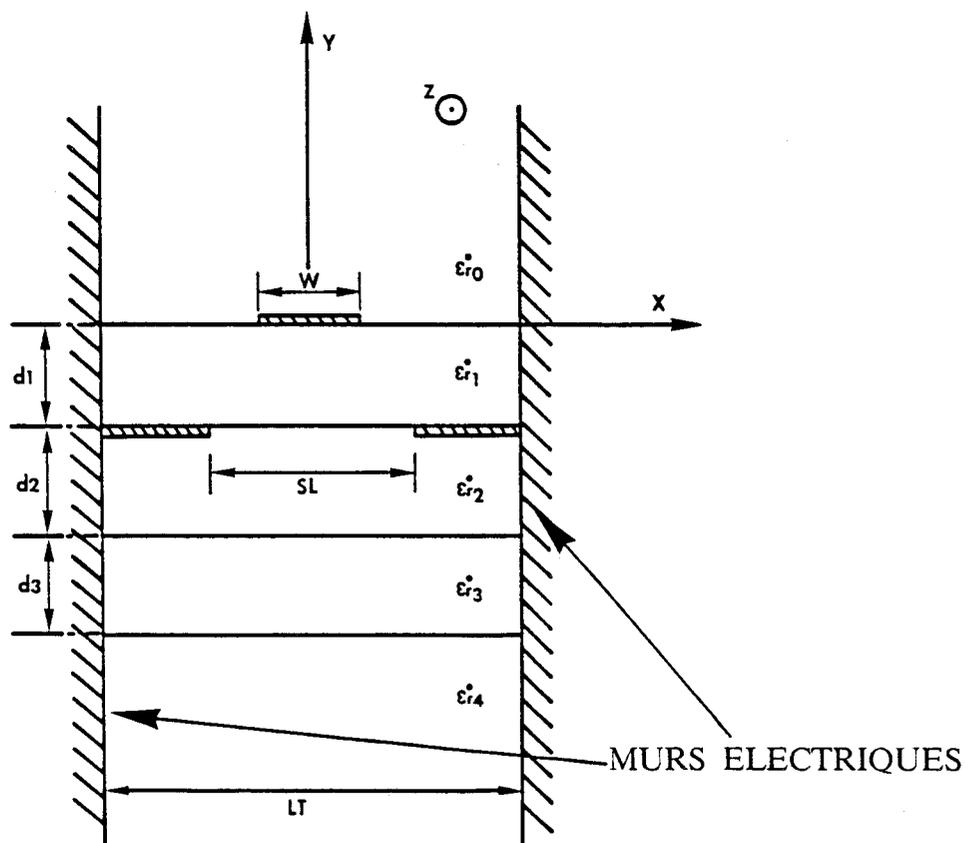


Figure III.2 : Modèle d'étude.

L'objectif final est d'obtenir des modèles permettant, pour un cahier des charges donné, de trouver le meilleur compromis possible entre les dimensions géométriques de l'applicateur, le niveau d'adaptation en puissance (à la fois en chauffage et pour la mesure des signaux radiométriques) et le diagramme de champ le mieux adapté pour l'application souhaitée.

Dans ce chapitre, nous ne présentons que la modélisation d'applicateurs de type fente excitée par une ligne microruban.

### III.2.1 PRESENTATION DE LA STRUCTURE ETUDIEE

Nous avons entrepris la modélisation d'une structure de géométrie simple: il s'agit d'un applicateur rectangulaire de type fente excitée par une ligne microruban.

La figure III.1 présente la structure étudiée: elle comporte une ligne microruban de largeur  $W$  et de longueur  $L$  déposée sur un substrat de permittivité relative  $\epsilon_r$  et de hauteur  $h$ , alimentée par une ligne microruban de largeur  $W_z$ . Quant au plan de masse, il comporte une ouverture de largeur  $SL$  et de longueur  $L$ , placée au contact d'un milieu dissipatif semi-infini ou multicouche.

### III.3 MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE

#### III.3.1 PRESENTATION DU MODELE

Nous considérons le cas d'un applicateur non inséré dans un boîtier. La structure étudiée est schématisée en coupe (figure III.2). Chaque milieu  $i$  est caractérisé par sa permittivité relative complexe:  $\epsilon_{r_i}^* = \epsilon_{r_i}' - j\epsilon_{r_i}''$

avec  $\epsilon_{r_i}'' = \frac{\sigma_i}{2\pi f \epsilon_0}$        $\epsilon_{r_i}'$  : permittivité relative du milieu  $i$   
 $\sigma_i$  : conductivité du milieu  $i$

Afin de faciliter le développement analytique du problème, nous plaçons des murs électriques de part et d'autre de la structure, suffisamment loin pour ne pas perturber les phénomènes de propagation. Dans cette modélisation, des hypothèses simplificatrices ont été posées, afin de minimiser la taille des systèmes matriciels et pour ne pas alourdir la mise au point du programme:

- les pertes en volume sont importantes du fait de la présence de matériaux fortement dissipatifs, ce qui nous autorise à négliger les pertes métalliques.

- l'épaisseur de métallisation et la présence de la ligne d'alimentation ne sont pas prise en compte.

### III.3.2 FORMULATION DU PROBLEME

La structure est supposée invariante le long de l'axe de propagation oz d'un repère cartésien (o,x,y,z): celle-ci peut donc être qualifiée par le terme guide d'onde.

Il est alors possible de décrire la variation spatiale des champs suivant l'axe oz par des expressions du type:  $e^{\pm j\beta^* z}$  avec  $\beta^* = (\beta - j\alpha)$

$\beta^*$  : est appelée constante de propagation

$\beta$  : constante de phase en radians/m

$\alpha$  : affaiblissement par unité de longueur en Nepers/m

avec  $\alpha > 0$  et  $\beta > 0$

La description des composantes du champ électrique et magnétique en chaque point, ainsi que le diagramme de dispersion  $(\omega, \beta)$  permet de caractériser l'état électromagnétique du système.

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  caractérisant une onde qui se propage suivant l'axe Oz, s'écrivent:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0(x, y) e^{-j\beta^* z} e^{j\omega t}$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_0(x, y) e^{-\beta^* z} e^{j\omega t}$$

$\omega$  est la pulsation ( $\omega = 2\pi f$ )

Pour la structure étudiée, les différents milieux constitués de couches parallèles sont supposés isotropes, homogènes et linéaires.

La résolution des équations de Maxwell se ramène, en l'absence de charges et de phénomènes de polarisation, à celle de l'équation de Helmholtz traduisant le phénomène de propagation:

$$[\nabla^2 + k^2] \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0$$

où  $\nabla$  est le laplacien et k le vecteur d'onde égal à  $\omega\sqrt{\epsilon\mu}$

Les champs sont exprimés en une composante longitudinale (suivant l'axe Oz) et une composante transversale. ( $\perp$  à l'axe Oz de propagation).

$$\vec{E}_0(x, y) = \vec{E}_T(x, y) + E_z(x, y) \cdot \vec{Oz}$$

$$\vec{H}_0(x, y) = \vec{H}_T(x, y) + H_z(x, y) \cdot \vec{Oz}$$

Les composantes transversales  $\vec{E}_T$  et  $\vec{H}_T$  peuvent, à partir des équations de Maxwell, s'exprimer en fonction des composantes longitudinales  $\vec{E}_z$  et  $\vec{H}_z$  (Annexe II). Il suffit donc de résoudre l'équation (1) appliquée aux composantes longitudinales pour obtenir l'ensemble des champs qui se propagent dans la structure.

$$[\Delta_T + k^2 - (\beta^*)^2] \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0 \quad (1)$$

$\Delta_T$  : laplacien transversal

$k$  : vecteur d'onde

$\beta^*$  : constante de propagation

Nous aboutissons alors à un problème aux valeurs propres de l'opérateur linéaire  $\Delta_T$  dont le domaine de définition est lié à certaines conditions physiques telles que:

- les conditions aux limites.
- les conditions de symétrie.
- les conditions de continuité aux différentes interfaces.

Par convention, nous n'étudierons que les modes se propageant dans le sens des z croissants. Pour une configuration donnée des champs électriques et magnétiques dans la structure, l'ensemble des couples  $(\omega, \beta)$  relatifs à cette configuration constitue le diagramme de dispersion du mode.

Nous pouvons alors déterminer pour chaque mode:

- La relation liant la fréquence et la constante de propagation  $\beta^*$  (diagramme de dispersion  $\omega = f(\beta)$ , et affaiblissement  $\alpha = g(\omega)$  en fonction de la fréquence )
- La configuration des champs électriques et magnétiques associés à ce couple  $(\omega, \beta)$

Notre structure n'est pas homogène dans un plan de section droite, ce qui implique la propagation de modes hybrides (présence d'une composante longitudinale, à la fois pour le champ électrique et magnétique)

La méthode de résolution retenue utilise l'Approche dans le Domaine Spectral [1,2,14,15]: méthode numérique associée à une approche analytique, où les conditions de continuité sont écrites dans l'espace transformé de Fourier ( $\alpha_m, y, z$ ) de l'espace réel. La résolution du problème se ramène alors à celle d'un système d'équations algébriques de dimensions relativement faibles, comparées à d'autres méthodes de résolution telles que les différences finies ou les éléments finis.

### III.3.3 EXPRESSIONS DES CHAMPS DANS LES DIFFERENTS MILIEUX

La détermination de l'ensemble des champs électromagnétiques se propageant dans cette structure passe par la résolution du système suivant:

$$\left[ \begin{array}{c} \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} - (\beta^*)^2 + \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \end{array} \right] \begin{Bmatrix} E_{z_i} \\ H_{z_i} \end{Bmatrix} = 0 \quad (2)$$

$\beta^*$ : constante de propagation

De part la présence de murs électriques en  $x = \pm \frac{L_T}{2}$ , nous pouvons décomposer les champs électromagnétiques en série de Fourier.

Les composantes longitudinales de champs s'écrivent alors:

$$E_{z_i}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{E}_{z_{is}}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) + \tilde{E}_{z_{ic}}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \quad (3)$$

$$H_{z_i}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{H}_{z_{is}}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) + \tilde{H}_{z_{ic}}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \quad (4)$$

où  $\tilde{E}_{z_{is}}, \tilde{E}_{z_{ic}}, \tilde{H}_{z_{is}}, \tilde{H}_{z_{ic}}$  sont les coefficients de Fourier des composantes de champs  $E_{zi}$  et  $H_{zi}$ .

L'étude entreprise s'est limitée au cas du mode fondamental de type pair appelé "mode ruban":

$$E_z(-x) = E_z(x)$$

$$H_z(-x) = -H_z(x)$$

ce qui permet alors de simplifier les équations (3) et (4).

$$E_{z_1}(x, Y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{E}_{z_{1c}}(\alpha_m, Y) \cos(\alpha_m x)$$

$$H_{z_1}(x, Y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{H}_{z_{1s}}(\alpha_m, Y) \sin(\alpha_m x)$$

Nous posons:  $\alpha_m = \frac{2\pi}{L_T}(m-1/2)$

afin de respecter la nullité des champs électriques tangentiels au niveau des murs électriques.

Dans ces conditions, les coefficients de Fourier s'expriment par les relations suivantes:

$$\tilde{E}_{z_{1c}}(\alpha_m, Y) = \frac{2}{L_T} \int_{-\frac{L_T}{2}}^{\frac{L_T}{2}} E_{z_1}(x, Y) \cos(\alpha_m x) dx \quad \tilde{H}_{z_{1s}}(\alpha_m, Y) = \frac{2}{L_T} \int_{-\frac{L_T}{2}}^{\frac{L_T}{2}} H_{z_1}(x, Y) \sin(\alpha_m x) dx$$

Le système (2) s'écrit alors:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial^2 Y} & -\gamma_i^2 \\ \frac{\partial^2}{\partial^2 Y} & -\gamma_i^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{E}_{z_{1c}} \\ \tilde{H}_{z_{1s}} \end{Bmatrix} = 0$$

avec le vecteur d'onde selon oy:  $\gamma_i^2 = \alpha_m^2 + (\beta^*)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{r_i}^* \mu_0$

Pour le mode étudié, les composantes longitudinales dans les différents milieux, obtenues à partir de la résolution du système (2) ont pour expressions:

région 0  $y > 0$

$$E_{z_0}(x, Y) = \sum_{m=0}^{\infty} M(m) e^{-\gamma_{m0} Y} \cos(\alpha_m x)$$

$$H_{z_0}(x, Y) = \sum_{m=0}^{\infty} N(m) e^{-\gamma_{m0} Y} \sin(\alpha_m x)$$

$$\text{avec} \quad \gamma_{m0}^2 = \alpha_m^2 + (\beta^*)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{r_0}^* \mu_0$$

région 1  $-d_1 < y < 0$

$$E_{z_1}(x, Y) = \sum_{m=0}^{\infty} [O_1(m) \text{sh}(\gamma_{m1} Y) + P_1(m) \text{ch}(\gamma_{m1} Y)] \cos(\alpha_m x)$$

$$H_{z_1}(x, Y) = \sum_{m=0}^{\infty} [Q_1(m) \text{sh}(\gamma_{m1} Y) + R_1(m) \text{ch}(\gamma_{m1} Y)] \sin(\alpha_m x)$$

$$\text{avec} \quad \gamma_{m1}^2 = \alpha_m^2 + (\beta^*)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{r_1}^* \mu_0$$

région 2  $(-d1-d2) < y < -d1$

$$Ez_2(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} [O_2(m) \operatorname{sh}[\gamma_{m2}(y+d1)] + P_2(m) \operatorname{ch}[\gamma_{m2}(y+d1)]] \cos(\alpha_m x)$$

$$Hz_2(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} [Q_2(m) \operatorname{sh}[\gamma_{m2}(y+d1)] + R_2(m) \operatorname{ch}[\gamma_{m2}(y+d1)]] \sin(\alpha_m x)$$

avec  $\gamma_{m2}^2 = \alpha_m^2 + (\beta^*)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$

région 3  $(-d1-d2-d3) < y < (-d1-d2)$

$$Ez_3(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} [O_3(m) \operatorname{sh}[\gamma_{m3}(y+d1+d2)] + P_3(m) \operatorname{ch}[\gamma_{m3}(y+d1+d2)]] \cos(\alpha_m x)$$

$$Hz_3(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} [Q_3(m) \operatorname{sh}[\gamma_{m3}(y+d1+d2)] + R_3(m) \operatorname{ch}[\gamma_{m3}(y+d1+d2)]] \sin(\alpha_m x)$$

avec  $\gamma_{m3}^2 = \alpha_m^2 + (\beta^*)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$

région 4  $y < (-d1-d2-d3)$

$$Ez_4(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} S(m) e^{\gamma_{m4}(y+d1+d2+d3)} \cos(\alpha_m x)$$

$$Hz_4(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} T(m) e^{\gamma_{m4}(y+d1+d2+d3)} \sin(\alpha_m x)$$

avec  $\gamma_{m4}^2 = \alpha_m^2 + (\beta^*)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$

Les composantes transversales sont déduites des composantes longitudinales (annexe II). Ainsi, nous obtenons la description complète du champ électromagnétique, où les variables complexes  $M(m), N(m), O_1(m), \dots, T(m)$  constituent les inconnues du problème.

Elles sont déterminées à partir de l'écriture des équations de continuité aux différentes interfaces de la structure.

### III.3.4 APPLICATION DES CONDITIONS DE CONTINUITÉ

Les composantes tangentielles du champ électrique sont continues à l'interface entre deux milieux  $i$  et  $j$ :

$$\begin{aligned} E_{x_i} &= E_{x_j} \\ E_{z_i} &= E_{z_j} \end{aligned} \quad \forall x$$

de même à l'interface entre les milieux (2) et (3), (3) et (4), nous avons continuité des composantes tangentielles du champ magnétique:

plan y=-(d1+d2):

$$Hx_2(x, -d1-d2) = Hx_3(x, -d1-d2) \quad \forall x$$

$$Hz_2(x, -d1-d2) = Hz_3(x, -d1-d2)$$

plan y=-(d1+d2+d3):

$$Hx_3(x, -d1-d2-d3) = Hx_4(x, -d1-d2-d3) \quad \forall x$$

$$Hz_3(x, -d1-d2-d3) = Hz_4(x, -d1-d2-d3)$$

Par contre, la présence d'une densité superficielle de courant sur les interfaces entre les milieux (0) et (1), (1) et (2) est traduite par une discontinuité des composantes tangentielles du champ magnétique.

plan y=0:  $Hx_0(x, 0) - Hx_1(x, 0) = Jz(x, 0) \quad \forall x$

$$Hz_0(x, 0) - Hz_1(x, 0) = Jx(x, 0)$$

plan y=-d1:  $Hx_1(x, -d1) - Hx_2(x, -d1) = Jz(x, -d1) \quad \forall x$

$$Hz_1(x, -d1) - Hz_2(x, -d1) = Jx(x, -d1)$$

La présence de murs électriques en  $x = \pm \frac{L_T}{2}$  permet de décomposer en séries de Fourier les densités de courants sur le ruban métallique  $Jx$  et  $Jz$  ainsi que les champs  $Ex$  et  $Ez$  dans la fente.

Densités de courant sur le ruban

$$Jx(x, 0) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{J}x(\alpha_m, 0) \sin(\alpha_m x) \quad \forall x$$

$$Jz(x, 0) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{J}z(\alpha_m, 0) \cos(\alpha_m x)$$

Champs électriques dans le plan de la fente

$$Ex(x, -d1) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{E}x(\alpha_m, -d1) \sin(\alpha_m x) \quad \forall x$$

$$Ez(x, -d1) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{E}z(\alpha_m, -d1) \cos(\alpha_m x)$$

avec  $\tilde{J}_x(\alpha_m, 0)$ ,  $\tilde{J}_z(\alpha_m, 0)$ ,  $\tilde{E}_x(\alpha_m, -d1)$ ,  $\tilde{E}_z(\alpha_m, -d1)$ : les coefficients de Fourier des densités courants  $J_x$ ,  $J_z$  sur le ruban métallique et des champs  $E_x$ ,  $E_z$  dans le plan de la fente.

La prise en compte des relations d'orthogonalité:

$$\int_{-\frac{L_T}{2}}^{\frac{L_T}{2}} \cos(\alpha_m x) \cos(\alpha_n x) dx = \frac{L_T}{2} \delta_{mn}$$

$$\int_{-\frac{L_T}{2}}^{\frac{L_T}{2}} \sin(\alpha_m x) \sin(\alpha_n x) dx = \frac{L_T}{2} \delta_{mn}$$

avec  $\delta_{mn} = 1$  si  $\alpha_m = \alpha_n \neq 0$   
 $\delta_{mn} = 0$  si  $\alpha_m \neq \alpha_n$

$$\int_{-\frac{L_T}{2}}^{\frac{L_T}{2}} \sin(\alpha_m x) \cos(\alpha_n x) dx = 0$$

nous permet d'aboutir à une écriture matricielle des équations de continuité dans l'espace transformé:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_m, 0) \\ \tilde{E}_z(\alpha_m, 0) \\ \tilde{J}_x(\alpha_m, -d1) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, -d1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11}(\alpha_m) & B_{12}(\alpha_m) & B_{13}(\alpha_m) & B_{14}(\alpha_m) \\ B_{21}(\alpha_m) & B_{22}(\alpha_m) & B_{23}(\alpha_m) & B_{24}(\alpha_m) \\ B_{31}(\alpha_m) & B_{32}(\alpha_m) & B_{33}(\alpha_m) & B_{34}(\alpha_m) \\ B_{41}(\alpha_m) & B_{42}(\alpha_m) & B_{43}(\alpha_m) & B_{44}(\alpha_m) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_m, 0) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, 0) \\ \tilde{E}_x(\alpha_m, -d1) \\ \tilde{E}_z(\alpha_m, -d1) \end{pmatrix}$$

Les termes  $B_{IJ}(\alpha_m)$  dépendent de  $\alpha_m$ , de la pulsation  $\omega$ , des caractéristiques des différents milieux de la structure, et de la constante de propagation  $\beta^*$ .

### III.3 5 RESOLUTION DU SYSTEME MATRICIEL

La résolution de ce système matriciel passe par l'utilisation d'une méthode de moments connue sous le nom de méthode de Galerkin[2]

Les densités de courant sur le ruban et les champs dans l'ouverture sont décomposés sur une base complète de fonctions.

$$J_x(x, 0) = \sum_{i=1}^{M_t} e_i \cdot J_{x_i}(x, 0)$$

$$J_z(x, 0) = \sum_{j=1}^N f_j \cdot J_{z_j}(x, 0)$$

$$E_x(x, -d1) = \sum_{k=1}^0 K_k \cdot E_{x_k}(x, -d1)$$

$$E_z(x, -d1) = \sum_{l=1}^0 L_l \cdot E_{z_l}(x, -d1)$$

où les termes  $e_i, f_j, K_k$  et  $L_l$  représentent les pondérations sur les différentes fonctions de base  $J_{x_i}, J_{z_j}, E_{x_k}$  et  $E_{z_l}$ .

Un produit scalaire dans l'espace direct entre les deux grandeurs  $E$  et  $J$  est défini de la manière suivante:

$$\langle EJ^* \rangle = \int_{-\frac{L_T}{2}}^{\frac{L_T}{2}} E \cdot J^* dx = 0$$

L'application du théorème de Parseval associé aux propriétés de ce produit scalaire, permet de transformer le système en un système homogène:

$$\begin{pmatrix} M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_i \\ f_j \\ K_k \\ L_l \end{pmatrix} = 0$$

Les valeurs propres  $\beta^*$ , solutions du problème, nous fournissant la solution guidée pour le mode considéré, sont alors obtenues en annulant le déterminant de cette matrice  $M$ .

Le calcul du vecteur propre correspondant, constitué par l'ensemble des coefficients ( $e_i, f_j, K_k$  et  $L_l$ ) permet alors le calcul des densités de courant sur le ruban métallique et des champs dans l'ouverture. L'application des équations de continuité conduit à la détermination de l'ensemble des champs électromagnétiques dans toute la structure.

La recherche des solutions guidées nécessite l'exploration de zones étendues dans le plan complexe (ceci étant dû à la nature dissipative des milieux). Cette recherche des solutions dans le plan complexe est réalisée à partir d'une procédure proposée par Lampariello et Sorrentino[16], qui est basée sur le calcul de résidus de fonctions de variables complexes.

### III.3.6 CHOIX DES FONCTIONS DE BASE

La résolution du problème nécessite un choix judicieux des fonctions de base dont dépend l'efficacité de l'Approche dans le Domaine Spectral.

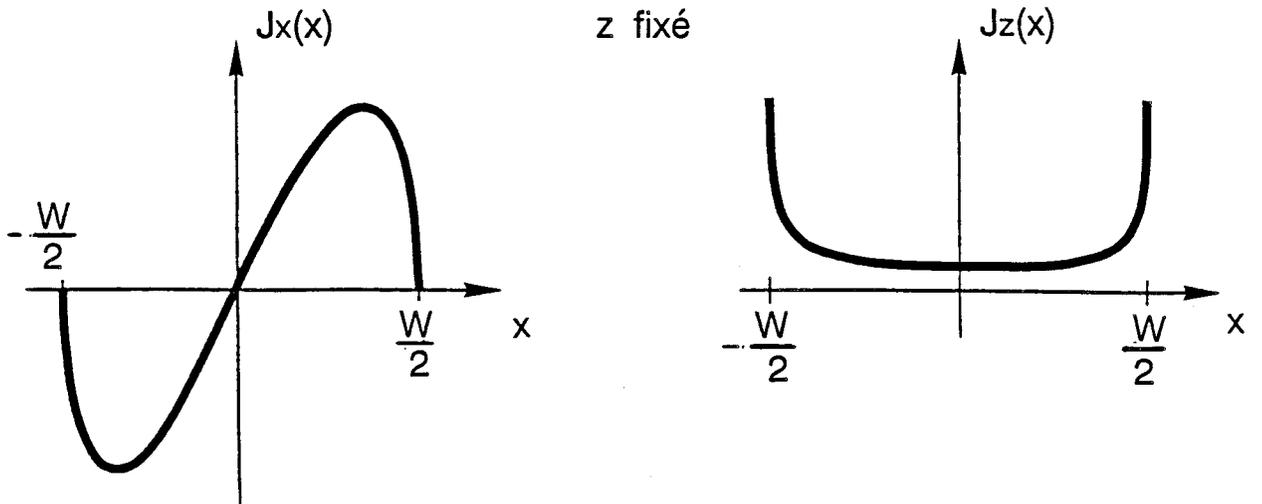


Figure III.3.a: Fonctions de base  $J_x(x)$  et  $J_z(x)$ .

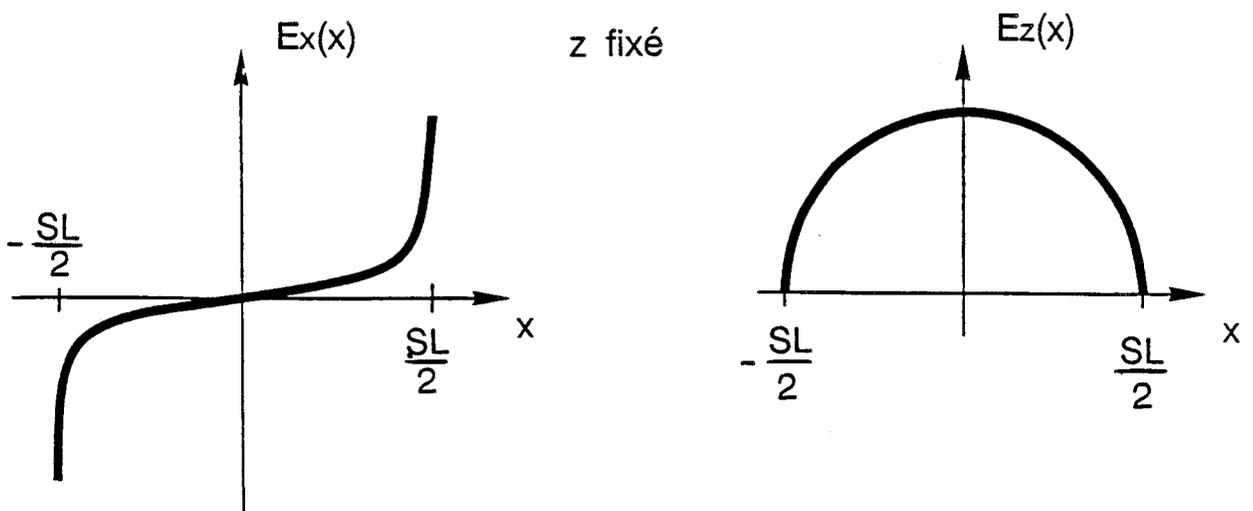


Figure III.3.b: Fonctions de base  $E_x(x)$  et  $E_z(x)$ .

Les fonctions choisies sont construites à partir des polynômes de Tchebychev  $U_n$  et  $T_n$  (polynômes de première et deuxième espèce d'ordre  $n$ ). Ce choix permet en effet des développements peu étendus pour obtenir la solution physique du problème. De plus les transformées de Fourier de ces fonctions sont liées aux fonctions de Bessel de première espèce.

Nous avons ici à choisir quatre bases à savoir: les densités de courant  $J_x$  et  $J_z$  sur le ruban et les champs  $E_x$  et  $E_z$  dans la fente.

Pour le mode considéré ("mode ruban"), les densités de courant sur le ruban et les champs dans l'ouverture sont définis de la manière suivante:

Densités de courant sur le ruban:

$$J_x(x, 0) = \sum_{i=1}^{M_t} e_i \cdot U_{2i}(\omega) \quad \text{si } |x| < \frac{W}{2}$$

$$J_x(x, 0) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{W}{2}$$

$$\text{avec } \omega = \frac{2x}{W}$$

$$J_z(x, 0) = \sum_{j=1}^N f_j \cdot \frac{T_{2(j-1)}(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} \quad \text{si } |x| < \frac{W}{2}$$

$$J_z(x, 0) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{W}{2}$$

Champs électriques dans le plan de la fente:

$$E_x(x, -d_1) = \sum_{k=1}^O K_k \cdot \frac{T_{2k-1}(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} \quad \text{si } |x| < \frac{SL}{2}$$

$$E_x(x, -d_1) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{SL}{2}$$

$$E_z(x, -d_1) = \sum_{l=1}^O L_l \cdot U_{2l-1}(\omega) \quad \text{si } |x| < \frac{SL}{2}$$

$$E_z(x, -d_1) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{SL}{2}$$

où  $M_t$ ,  $N$ ,  $O$ , et  $Q$  représentent l'ordre de troncature sur le nombre de fonctions de base.

Quant au terme:  $(\sqrt{1-\omega^2})^{-1/2}$

il permet de traduire la présence d'effets de bord. L'allure des densités de courant et des champs dans le cas d'un développement qui est limité à une seule fonction de base suivant chaque direction, est donnée figure III.3.

### III.3.7 PROBLEMES NUMERIQUES

Avant d'exploiter pleinement cette modélisation, il est nécessaire d'étudier les problèmes numériques qui sont essentiellement dûs à des problèmes de convergence [2,17], ou à de mauvais conditionnements des matrices. Les systèmes matriciels étant résolus numériquement, une solution possible à certains problèmes est le passage des calculs en double précision.

Les problèmes de convergence interviennent du fait de la troncature des développements en séries de Fourier: nous obtenons en effet une description approchée du problème réel. Il est donc nécessaire dans un premier temps d'étudier la convergence relative des différentes grandeurs calculées (caractéristiques de propagation et champs électromagnétiques) en fonction du nombre de raies utilisées pour les développements en séries de Fourier, mais également de positionner les murs électriques à une distance suffisante, afin de ne pas perturber les phénomènes de propagation dans la structure.

Ainsi, il est apparu lors de ces différentes études qu'une distance entre les murs électriques de l'ordre de 10 fois la largeur de la fente, ne perturbe plus le comportement de la structure.

L'utilisation d'une seule fonction de base dans chaque direction et d'un nombre de termes des séries de Fourier satisfaisant le critère empirique de convergence permet de décrire correctement les paramètres de propagation de la structure, comme l'ont montré les travaux antérieurs [2,3].

$$\frac{N}{M} = \frac{SL}{K \cdot LT}$$

N : nombre de fonctions de base

M : nombre de termes des séries de Fourier

SL : largeur de la fente

LT : largeur entre les murs électriques

K : coefficient dont la valeur dépend du nombre de fonctions de base

(K=1.5 pour N=1, K=1 pour N=5)

Cependant la convergence est très lente pour la description des cartes de champs et il est nécessaire de choisir au moins 5 fonctions de base dans chaque direction pour obtenir une description suffisante en terme de convergence relative, ce qui demande alors un temps de calcul relativement important.

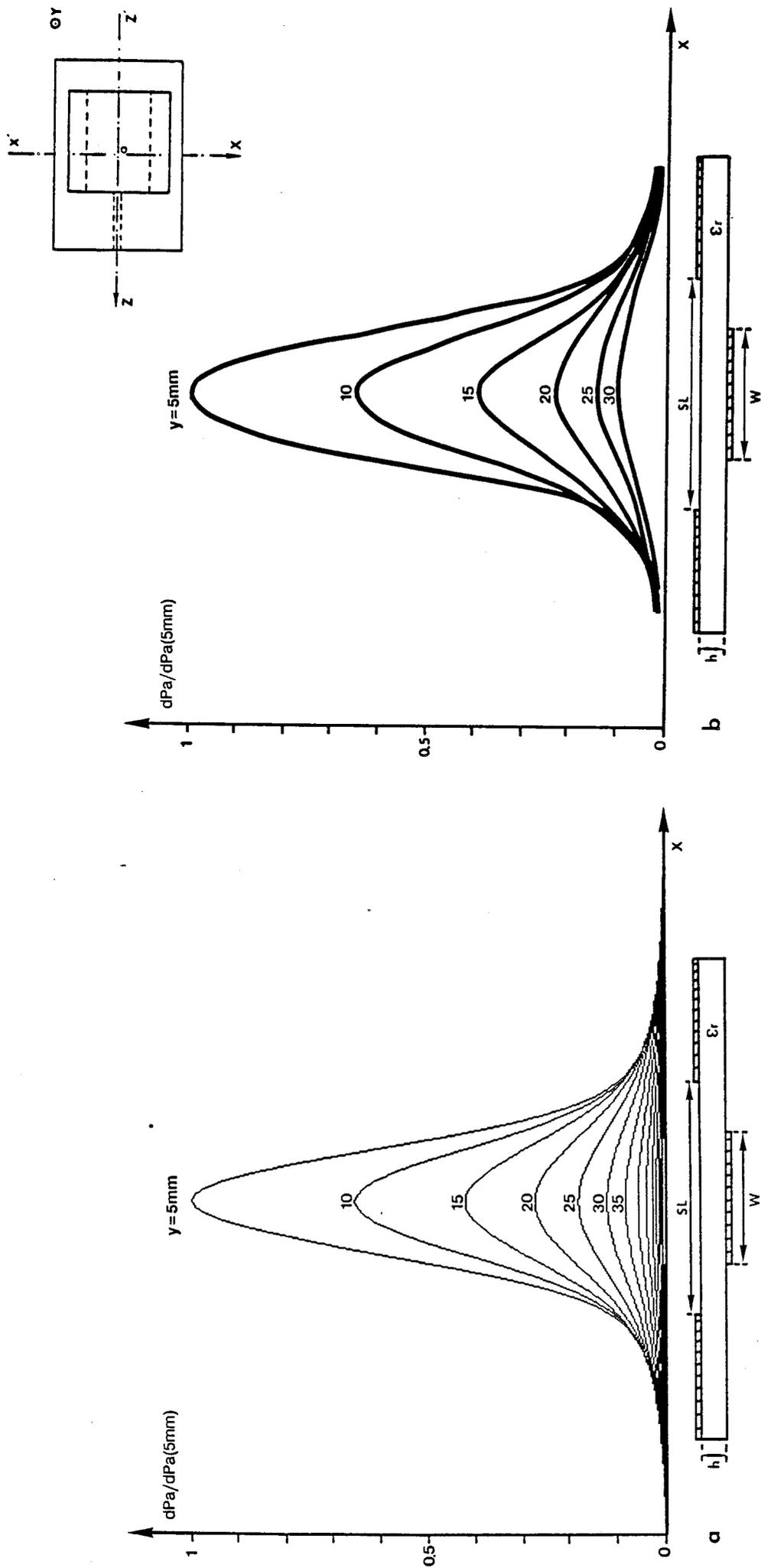


Figure III.4 : Dépôt de puissance dans l'eau salée (6g/l), obtenu à l'aide d'un applicateur rectangulaire ( $W = 2\text{cm}$ ,  $SL = 3.5\text{cm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ).  
 Normalisation effectuée par rapport à la valeur maximale relevée à 5mm de profondeur  
 a) calculé.  
 b) mesuré.

### III.3.8 DETERMINATION DU DIAGRAMME DE CHAMP

Nous cherchons à déterminer le diagramme de champ des applicateurs à la fréquence de chauffage et aux fréquences utilisées en radiométrie (diagramme de contribution à la puissance captée). Le principe de réciprocité des antennes nous permet de poser que le diagramme des champs électromagnétiques en mode passif est analogue à celui obtenu en mode actif (lors du chauffage). Ces diagrammes sont alors déterminés en calculant la densité de puissance absorbée dans le milieu dissipatif. Celle-ci ne dépend que du champ électrique  $\vec{E}$ : la densité de puissance absorbée par unité de volume est en effet exprimée par la relation suivante:

$$dPa(x, y, z) = \frac{1}{2} \sigma |\vec{E}(x, y, z)|^2 \quad \text{avec} \quad |\vec{E}(x, y, z)|^2 = E_x E_x^* + E_y E_y^* + E_z E_z^*$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du milieu.

#### III.3.8.1 VALIDATION SUR MILIEUX EQUIVALENTS AU MUSCLE

Afin de vérifier les résultats obtenus à partir de ce modèle, nous avons effectué des relevés expérimentaux du diagramme de champ dans des milieux équivalents aux tissus musculaires, en utilisant les méthodes de mesure précédemment exposées au chapitre I (I.5.2.2).

Pour les deux techniques employées (qui utilisent soit un milieu liquide constitué d'eau salée à 6g/l, soit un milieu solide formé d'un gel polyacrylamide) nous avons effectué les mesures dans un plan de section droite en nous plaçant d'abord sur le maximum de l'information mesurée suivant z'oz; puis nous avons effectué les relevés de la tension détectée suivant la direction x'ox tous les 5mm de profondeur à l'intérieur du milieu dissipatif.

Les figures III.4, 5 et 6 présentent les diagrammes de répartition de la densité de puissance absorbée calculés et mesurés, lorsque l'applicateur fonctionnant à 915MHz est placé au contact de ces deux types de milieux. Nous avons pris en compte la présence du "mylar" de 0.1mm d'épaisseur qui est intercalé entre le milieu dissipatif et l'applicateur, dont la présence modifie la fréquence de résonance comme nous le verrons dans la suite(III.4.5).

Nous constatons que ces diagrammes présentent une allure gaussienne et que les largeurs à mi-hauteur des lobes de dépôt de puissance sont proportionnels aux dimensions géométriques de l'applicateur.

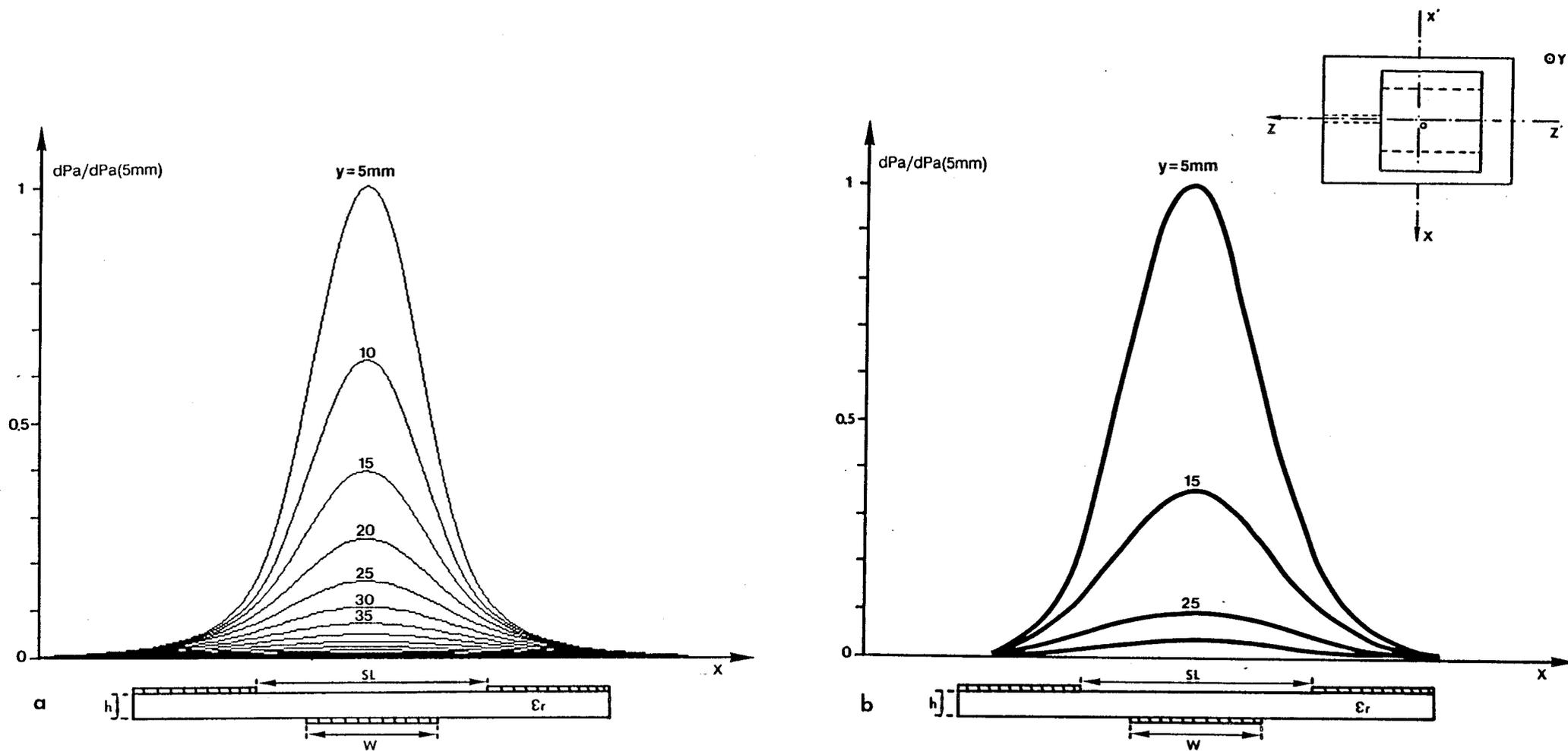


Figure III.5 : Dépôt de puissance dans un gel polyacrylamide, obtenu à l'aide d'un applicateur rectangulaire ( $W=2\text{cm}$ ,  $SL=3.5\text{cm}$ ,  $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ )  
 Normalisation effectuée par rapport à la valeur maximale relevée à 5mm de profondeur

- a) calculé.
- b) mesuré.

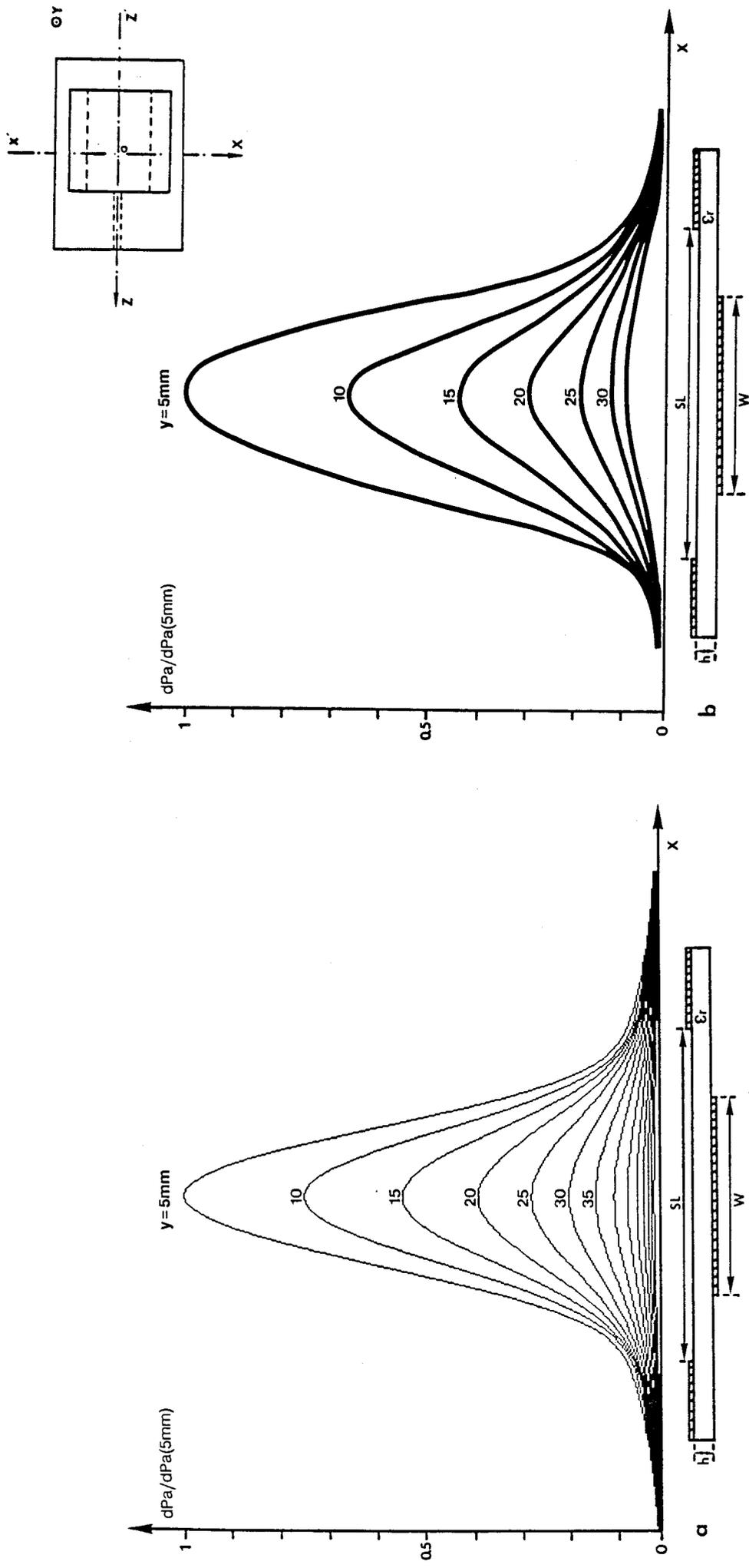


Figure III.6 : Dépôt de puissance dans l'eau salée (6g/l), obtenu à l'aide d'un applicateur rectangulaire ( $W = 3\text{cm}$ ,  $SL = 5\text{cm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ )  
 Normalisation effectuée par rapport à la valeur maximale relevée à 5mm de profondeur  
 a) calculé.  
 b) mesuré.

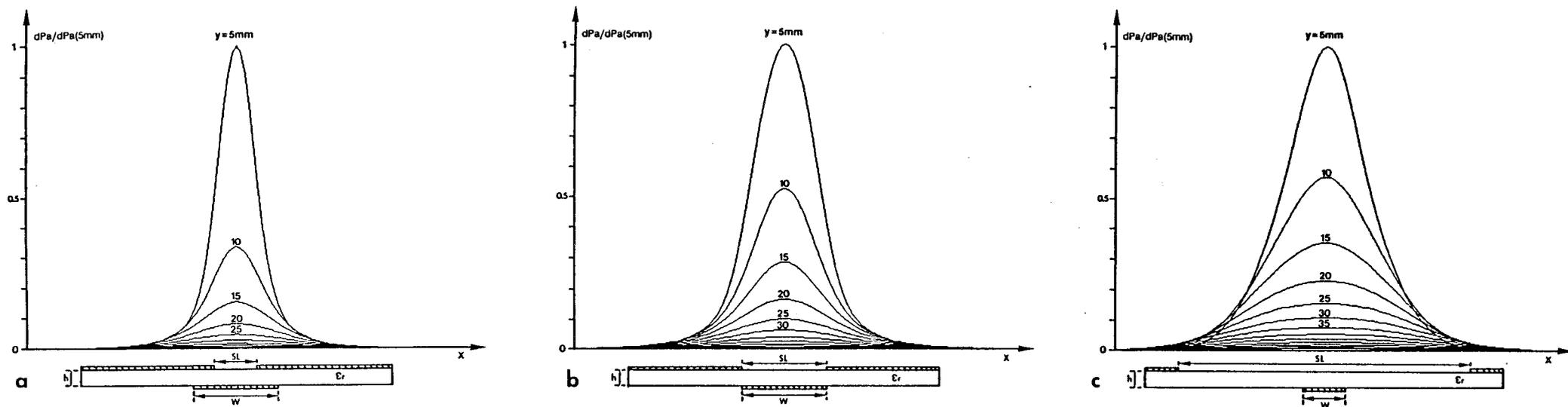


Figure III.7 : Influence des paramètres géométriques de l'applicateur sur la répartition du dépôt de puissance dans l'eau salée à 6g/l.

- a)  $W=2\text{cm}$ ,  $SL=1\text{cm}$ ,  $\epsilon r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$
- b)  $W=2\text{cm}$ ,  $SL=2\text{cm}$ ,  $\epsilon r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$
- c)  $W=1\text{cm}$ ,  $SL=7\text{cm}$ ,  $\epsilon r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$

La figure III.4 montre un bon accord entre le calcul et l'expérience. Par contre, les relevés effectués dans un gel polyacrylamide (figure III.5) indiquent un élargissement du lobe mesuré à 5mm de profondeur par rapport à celui calculé: l'écart constaté peut s'expliquer par le phénomène de diffusion thermique qui apparaît malgré la rapidité de la mesure.

Pour des structures plus larges (figure III.6), nous observons un écart plus important entre la théorie et l'expérience, ce qui peut être dû à une convergence très lente des grandeurs calculées ou à une description incomplète des densités de courant sur le ruban métallique et des champs dans l'ouverture. Les résultats sont cependant du même ordre de grandeur que ceux déduits de l'expérience.

Lors de ces comparaisons théorie-expérience, nous avons remarqué une variation de la largeur à mi-hauteur du lobe de dépôt de puissance et de la profondeur de pénétration de l'énergie dans le milieu en fonction des dimensions géométriques de l'applicateur (figure III.7). Ces mêmes phénomènes sont observés pour des structures de type "PATCH" [18,19,20,21,22,23].

Nous avons donc entrepris l'étude de ces deux grandeurs en fonction de la largeur du ruban métallique  $W$  et de la largeur de l'ouverture  $SL$ .

### III.3.8.2 ETUDE DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION

A partir du calcul de la densité de puissance absorbée, nous pouvons déterminer la profondeur de pénétration de l'énergie dans le milieu dissipatif. Nous avons tracé sur la figure III.8 l'évolution de la profondeur de pénétration en fonction des paramètres géométriques  $W$  et  $SL$  d'applicateurs fonctionnant à 915MHz. Les calculs ont été effectués pour des applicateurs réalisés sur un substrat de permittivité  $\epsilon_r=4.9$ , protégés par un "mylar" de 0.1mm d'épaisseur et placés au contact d'un milieu dissipatif constitué d'eau salée à 6g/l.

Nous constatons une augmentation de la profondeur de pénétration en puissance ( $\delta_p$ ) lorsque les largeurs du ruban ( $W$ ) et de la fente ( $SL$ ) augmentent. Cette profondeur de pénétration  $\delta_p$  tend vers celle de l'onde TEM ( $\delta_{p_{TEM}}=17\text{mm}$ ) pour de grandes dimensions ( $W>4\text{cm}$  et  $SL>7\text{cm}$ ).

Expérimentalement, nous avons observé les mêmes évolutions comme le montre les points de mesure placés sur la figure III.8. Cependant les écarts entre la théorie et l'expérience deviennent importants pour les larges structures, en effet les écarts relatifs sont de:

- 5.3% pour  $W = 1\text{cm}$  et  $SL = 1\text{cm}$
- 7.0% pour  $W = 2\text{cm}$  et  $SL = 3.5\text{cm}$
- 13.4% pour  $W = 3\text{cm}$  et  $SL = 5\text{cm}$

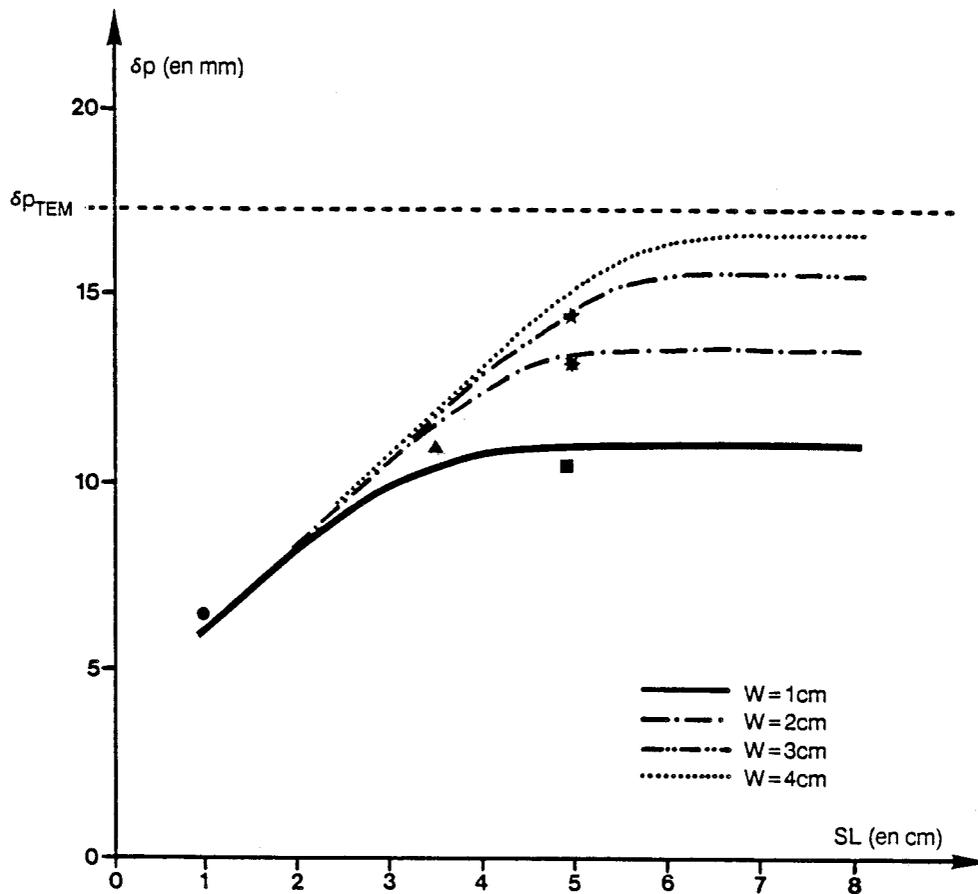


Figure III.8 : Evolution de la profondeur de pénétration en puissance dans l'eau salée (6g/l), en fonction des paramètres géométriques W et SL de l'applicateur ( $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ), fonctionnant à 915MHz

Points expérimentaux:

- W = 1cm et SL = 1cm
- ▲ W = 2cm et SL = 3.5cm
- ★ W = 4cm et SL = 5cm
- ★ W = 3cm et SL = 5cm
- W = 1cm et SL = 5cm

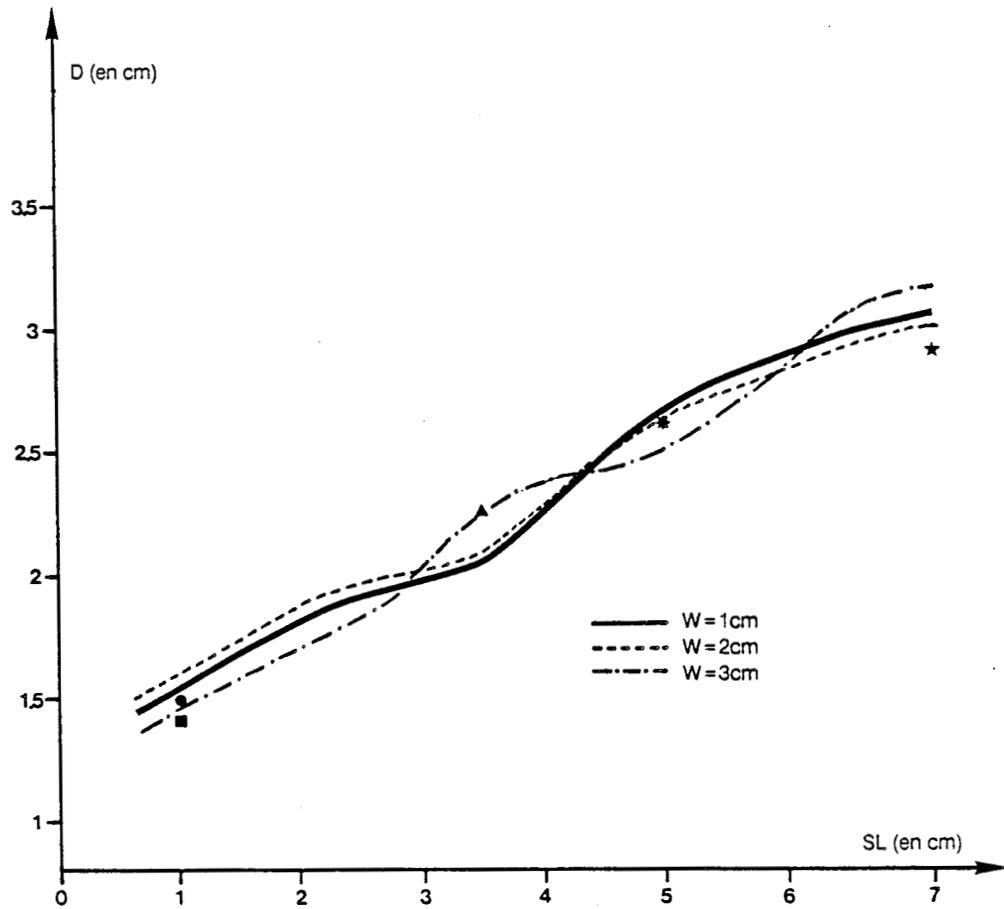


Figure III.9 : Evolution de la largeur à mi-hauteur du lobe de dépôt de puissance dans l'eau salée (6g/l), en fonction des paramètres géométriques W et SL de l'applicateur ( $\epsilon_r=4.9$ ,  $h=1.58\text{mm}$ ), fonctionnant à 915MHz

Points expérimentaux:

- |                         |                       |
|-------------------------|-----------------------|
| ■ W = 1cm et SL = 1cm   | ★ W = 3cm et SL = 5cm |
| ● W = 2cm et SL = 1cm   | ★ W = 1cm et SL = 7cm |
| ▲ W = 2cm et SL = 3.5cm |                       |

Ainsi, l'atténuation de l'énergie ne dépend pas seulement des caractéristiques diélectriques du milieu dissipatif, mais aussi des paramètres géométriques des applicateurs. Il sera donc nécessaire de tenir compte de ce phénomène lors de leur conception.

### *III.3.8.3 ETUDE DE LA LARGEUR A MI-HAUTEUR DU LOBE DE DEPOT DE PUISSANCE*

La largeur à mi-hauteur du lobe de dépôt de puissance permet d'estimer l'étendue latérale de la zone utile de chauffage, ainsi que l'étendue de la zone qui contribue le plus aux signaux radiométriques mesurés.

Nous avons tracé figure III.9 l'évolution de la largeur à mi-hauteur du lobe de dépôt de puissance d'applicateurs (réalisés sur un substrat  $\epsilon_r=4.9$ ), fonctionnant à 915MHz et protégés d'un mylar de 0.1mm d'épaisseur, lorsqu'ils sont placés au contact d'un milieu constitué d'eau salée à 6g/l.

Nous constatons une augmentation de la largeur du lobe, qui dépend essentiellement de l'ouverture SL de l'applicateur.

### *III.3.8.4 DISCUSSION*

La détermination de la profondeur de pénétration et de la largeur à mi-hauteur du lobe de dépôt de puissance permet donc de définir le volume couplé à l'applicateur: il correspond en première approximation à l'isopuissance 10% (définie par rapport au maximum de puissance déposée dans le milieu), comme l'ont montré les différentes expérimentations sur gel puis sur patients. Nous nous sommes ici limités à la fréquence de 915MHz, mais cette étude pourra par la suite être menée pour les fréquences utilisées en radiométrie.

Nous avons également abordé l'influence de la nature du milieu sur le dépôt de puissance. La figure III.10 présente un calcul du diagramme de dépôt de puissance pour un applicateur posé au contact d'un tissu adipeux (graisse): nous constatons un très fort élargissement du lobe, ainsi qu'une très forte atténuation de l'énergie, alors que la conductivité est beaucoup moins importante que celle des milieux à forte teneur en eau. Le phénomène observé semble analogue à un effet de diffraction des ondes électromagnétiques dans l'ouverture de l'applicateur. Les calculs effectués dans le cas d'un bolus d'eau intercalé entre l'applicateur et le milieu dissipatif (figure III.11) font apparaître un élargissement du lobe de dépôt de puissance et une légère augmentation

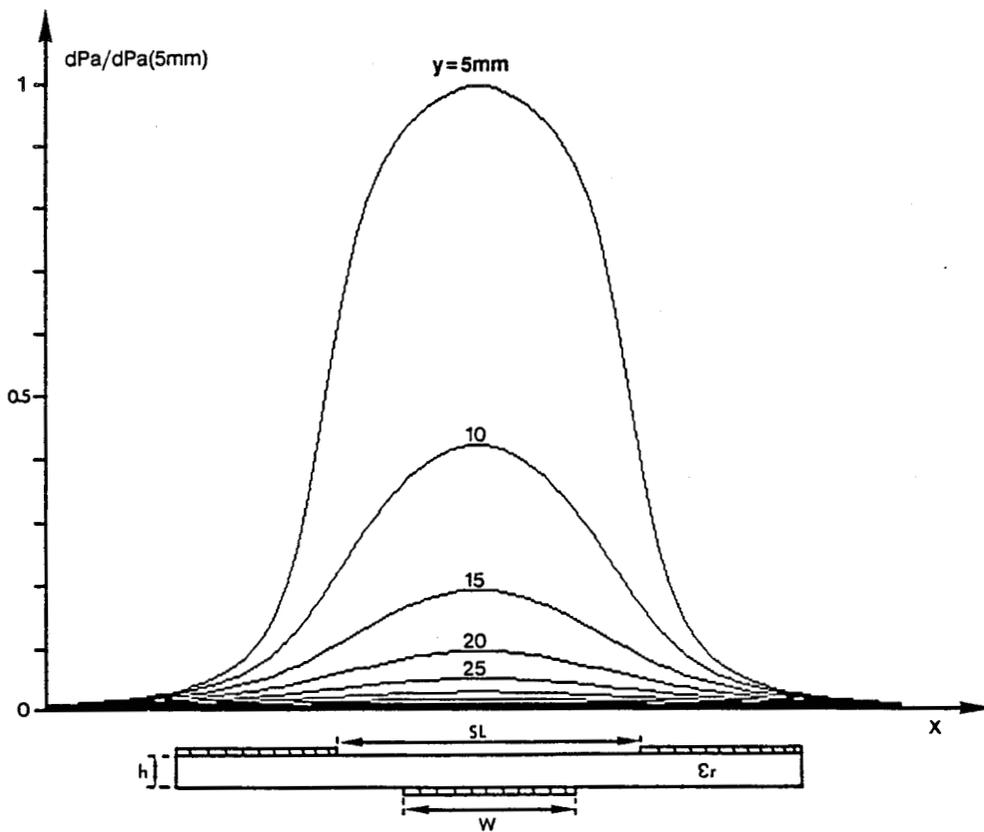


Figure III.10 : Dépôt de puissance calculé dans de la graisse, obtenu à l'aide d'un applicateur ( $W = 2\text{cm}$ ,  $SL = 3.5\text{cm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ) fonctionnant à  $915\text{MHz}$ .

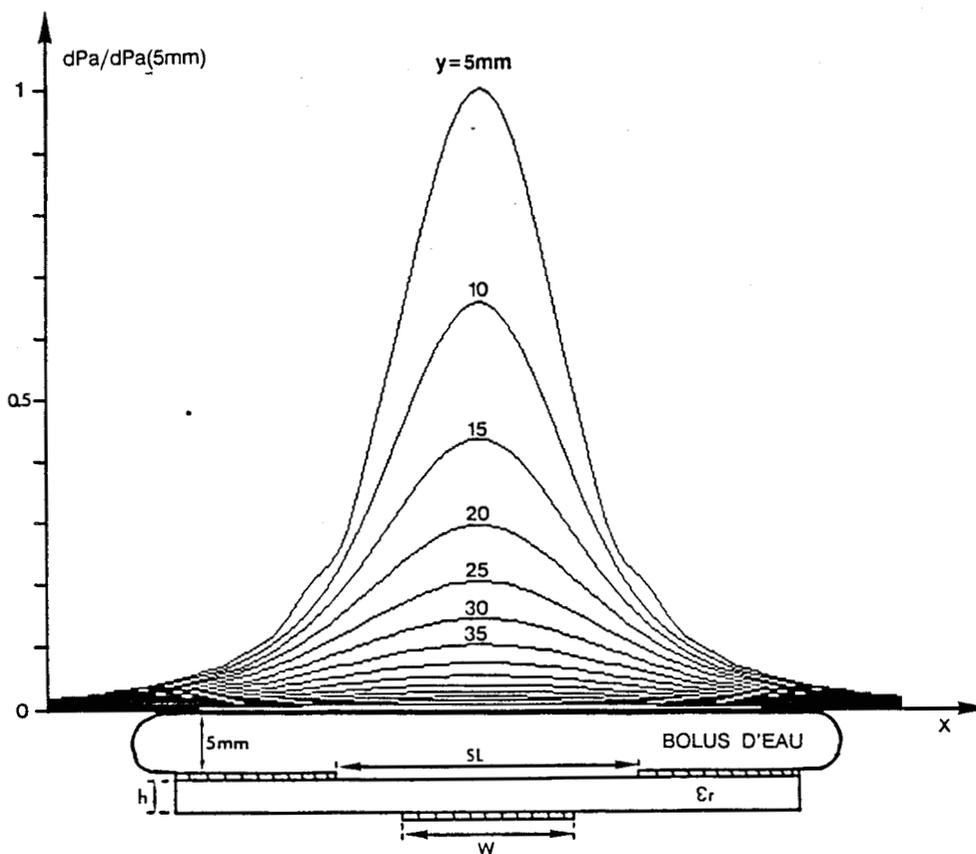


Figure III.11 : Dépôt de puissance calculé dans un gel polyacrylamide, obtenu à l'aide d'un applicateur ( $W = 2\text{cm}$ ,  $SL = 3.5\text{cm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ) fonctionnant à  $915\text{MHz}$ , équipé d'un bolus d'eau.

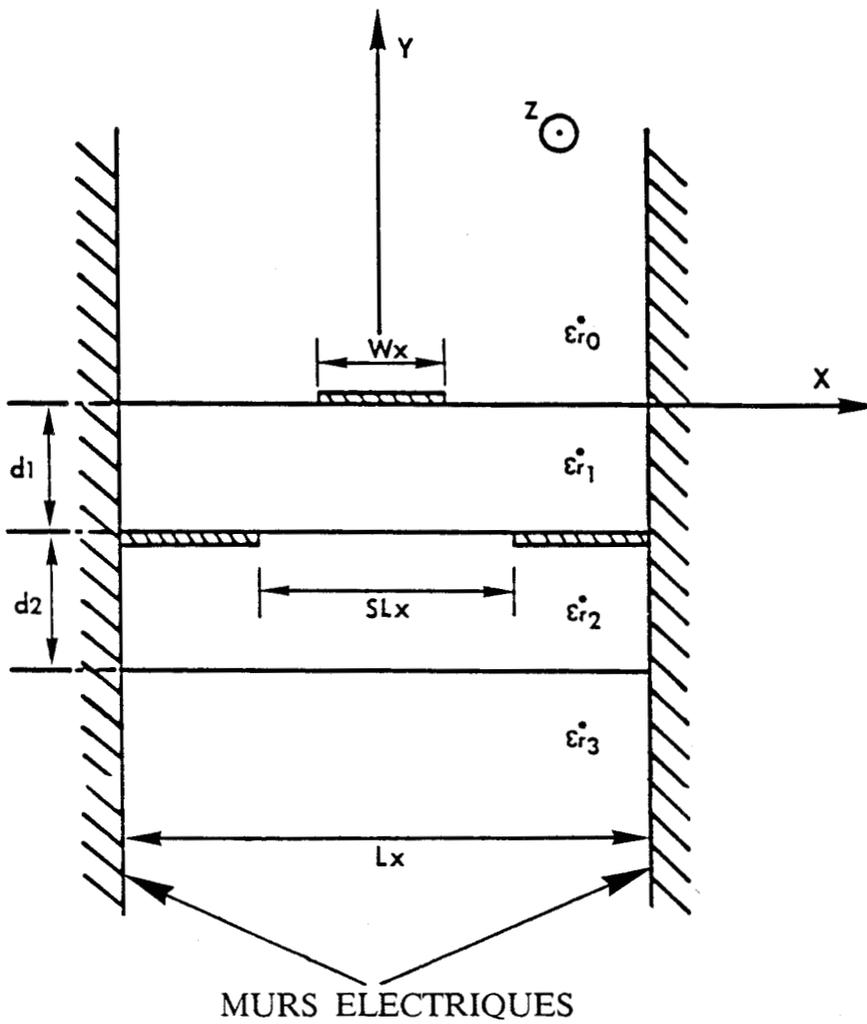
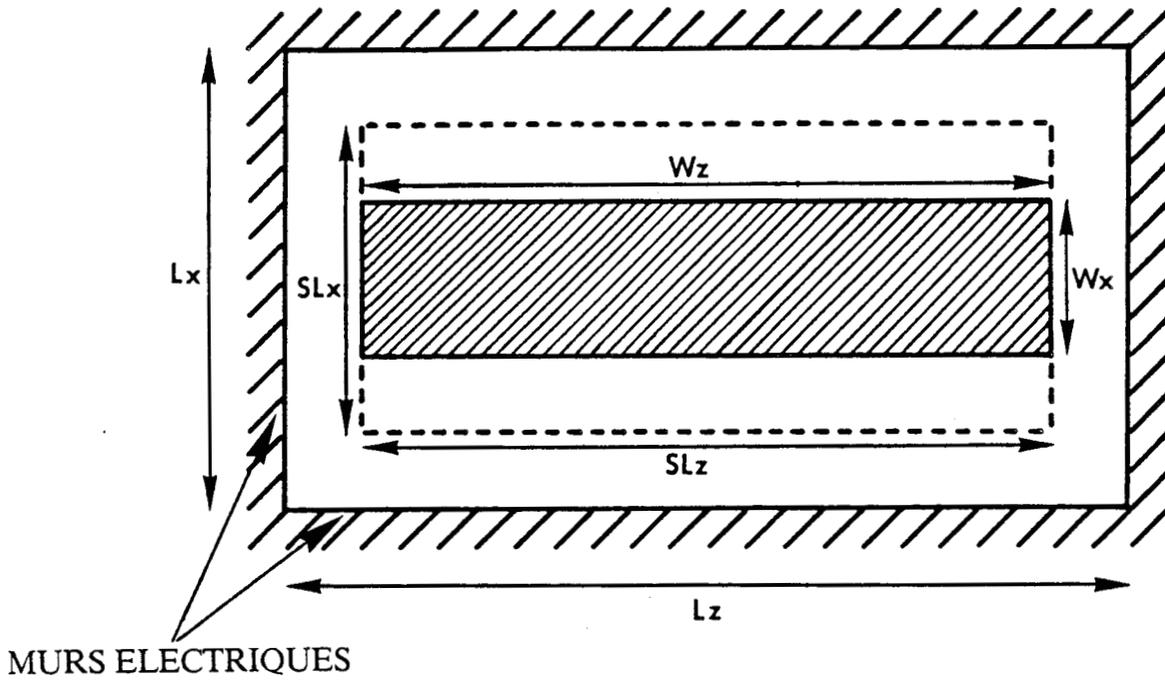


Figure III.12 : Modèle d'étude.

de la profondeur de pénétration dans le milieu. Ces résultats demandent toutefois à être vérifiés ultérieurement par l'expérience avant d'entreprendre une étude plus complète. Afin de mieux décrire la structure étudiée et les champs électromagnétiques dans le milieu dissipatif (notamment pour le cas d'applicateurs de grandes dimensions), nous avons entrepris une modélisation par l'Approche bidimensionnelle dans le Domaine Spectral.

### III.4 MODELISATION BIDIMENSIONNELLE

#### III.4.1 PRESENTATION DU MODELE

Nous sommes partis des travaux réalisés par Itoh sur les résonateurs microruban [24] et des travaux de Kawano sur les résonateurs microfente-microruban [25] pour lesquels l'Approche bidimensionnelle dans le Domaine Spectral a été utilisée afin de déterminer leurs fréquences de résonance.

Dans la démarche suivie, nous assimilons la structure à une cavité résonnante fonctionnant en régime libre et posée au contact d'un milieu dissipatif.

- nous négligeons les pertes métalliques.
- l'épaisseur de métallisation et la présence physique de la ligne d'alimentation ne sont pas prises en compte. Toutefois, nous considérons l'influence de la ligne d'alimentation sur la parité des distributions de courant sur le ruban et des champs électriques dans la fente.

La structure étudiée est représentée figure III.12: nous prenons maintenant en compte la longueur du ruban métallique et celle de l'ouverture. Des murs électriques ont été placés perpendiculairement aux directions  $ox$  et  $oz$  en  $x = \pm \frac{Lx}{2}$  et  $z = \pm \frac{Lz}{2}$ , ce qui permet d'écrire les composantes de champs sous la forme de séries de Fourier.

#### III.4.2 EXPRESSIONS DES CHAMPS DANS LES DIFFERENTS MILIEUX

Les composantes longitudinales des champs s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 E_{z_1}(x, y, z) = & \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [\tilde{E}_{z_a}(\alpha_m, y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \\
 & + \tilde{E}_{z_b}(\alpha_m, y, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{E}_{z_c}(\alpha_m, y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{E}_{z_d}(\alpha_m, y, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)]
 \end{aligned} \tag{5}$$

Direction Composante	X	Z
Ex	Impair	Impair
Ez	Pair	Pair
Jx	Impair	Impair
Jz	Pair	Pair

Tableau III.1 : Parités considérées pour les distributions des courants sur le ruban métallique et des champs électriques dans la fente.

$$\begin{aligned}
 H_{z_1}(x, y, z) = & \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [\tilde{H}_{z_a}(\alpha_m, \gamma, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \cos(\beta_n z) \\
 & + \tilde{H}_{z_b}(\alpha_m, \gamma, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{H}_{z_c}(\alpha_m, \gamma, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \sin(\beta_n z) \\
 & + \tilde{H}_{z_d}(\alpha_m, \gamma, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)] \quad (6)
 \end{aligned}$$

où  $\tilde{E}_{z_a}, \tilde{E}_{z_b}, \tilde{E}_{z_c}, \tilde{E}_{z_d}, \tilde{H}_{z_a}, \tilde{H}_{z_b}, \tilde{H}_{z_c}, \tilde{H}_{z_d}$  sont les coefficients de Fourier des composantes des champs électriques  $E_{zi}$  et magnétiques  $H_{zi}$ .

Nous avons d'abord considéré plusieurs symétries possibles de la distribution de courant sur le ruban et des champs dans l'ouverture suivant les directions  $ox$  et  $oz$ . Au vu des résultats obtenus, il est apparu que les symétries présentées dans le tableau III.1 permettent d'obtenir des fréquences de résonance très proches de celles mesurées en pratique. De plus, ce choix respecte les parités imposées par la présence de la ligne d'alimentation.

Les autres symétries adoptées ont montré un désaccord très important avec la pratique: elles ne traduisent pas l'effet sur la fréquence de résonance, d'une surcouche diélectrique placée entre l'applicateur et le milieu dissipatif.

Nous présentons uniquement dans la suite, l'étude qui a été réalisée en considérant les symétries adoptées ci-dessus.

Dans ce cas, les équations (5) et (6) se simplifient et s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 E_{z_1}(x, y, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [\tilde{E}_{z_d}(\alpha_m, \gamma, \beta_n) \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)] \\
 H_{z_1}(x, y, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [\tilde{H}_{z_b}(\alpha_m, \gamma, \beta_n) \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)]
 \end{aligned}$$

Afin de respecter la nullité des composantes tangentielles du champ électrique sur les murs électriques nous posons:

$$\alpha_m = \frac{2\pi}{L_x}(m-1/2) \quad \text{et} \quad \beta_n = \frac{2\pi}{L_z}(n)$$

$n, m$  : nombres entiers

$L_x$  : distance entre les murs électriques dans la direction  $ox$

$L_z$  : distance entre les murs électriques dans la direction  $oz$

$\tilde{E}_{z_d}$  et  $\tilde{H}_{z_b}$  : coefficients de Fourier des champs  $E_z$  et  $H_z$

Pour les différents milieux de la structure, nous obtenons les composantes longitudinales suivantes:

région 0  $y > 0$

$$Ez_0(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} M(m, n) e^{-\gamma_{m0} y} \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$Hz_0(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} N(m, n) e^{-\gamma_{m0} y} \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$\text{avec } \gamma_{m0}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$$

région 1  $-d_1 < y < 0$

$$Ez_1(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [O_1(m, n) \text{sh}(\gamma_{m1} y) + P_1(m, n) \text{ch}(\gamma_{m1} y)] \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$Hz_1(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [Q_1(m, n) \text{sh}(\gamma_{m1} y) + R_1(m, n) \text{ch}(\gamma_{m1} y)] \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$\text{avec } \gamma_{m1}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$$

région 2  $(-d_1 - d_2) < y < -d_1$

$$Ez_2(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [O_2(m, n) \text{sh}[\gamma_{m2}(y+d_1)] + P_2(m, n) \text{ch}[\gamma_{m2}(y+d_1)]] \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$Hz_2(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [Q_2(m, n) \text{sh}[\gamma_{m2}(y+d_1)] + R_2(m, n) \text{ch}[\gamma_{m2}(y+d_1)]] \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$\text{avec } \gamma_{m2}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$$

région 3  $(-d_1 - d_2 - d_3) < y < (-d_1 - d_2)$

$$Ez_3(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} S(m, n) e^{\gamma_{m3}(y+d_1+d_2)} \cos(\alpha_m x) \cos(\beta_n z)$$

$$Hz_3(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} T(m, n) e^{\gamma_{m3}(y+d_1+d_2)} \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n z)$$

$$\text{avec } \gamma_{m3}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r^* \mu_0$$

Nous en déduisons alors les composantes transversales (annexe III), ce qui nous amène à la connaissance de l'ensemble des composantes du champ électromagnétique dans la structure étudiée.

L'écriture des conditions de continuité des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques au niveau de chaque interface, nous conduit à la résolution du système matriciel suivant:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_m, 0, \beta_n) \\ \tilde{E}_z(\alpha_m, 0, \beta_n) \\ \tilde{J}_x(\alpha_m, -d_1, \beta_n) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, -d_1, \beta_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} & B_{14} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} & B_{24} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} & B_{34} \\ B_{41} & B_{42} & B_{43} & B_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_m, 0, \beta_n) \\ \tilde{J}_z(\alpha_m, 0, \beta_n) \\ \tilde{E}_x(\alpha_m, -d_1, \beta_n) \\ \tilde{E}_z(\alpha_m, -d_1, \beta_n) \end{pmatrix}$$

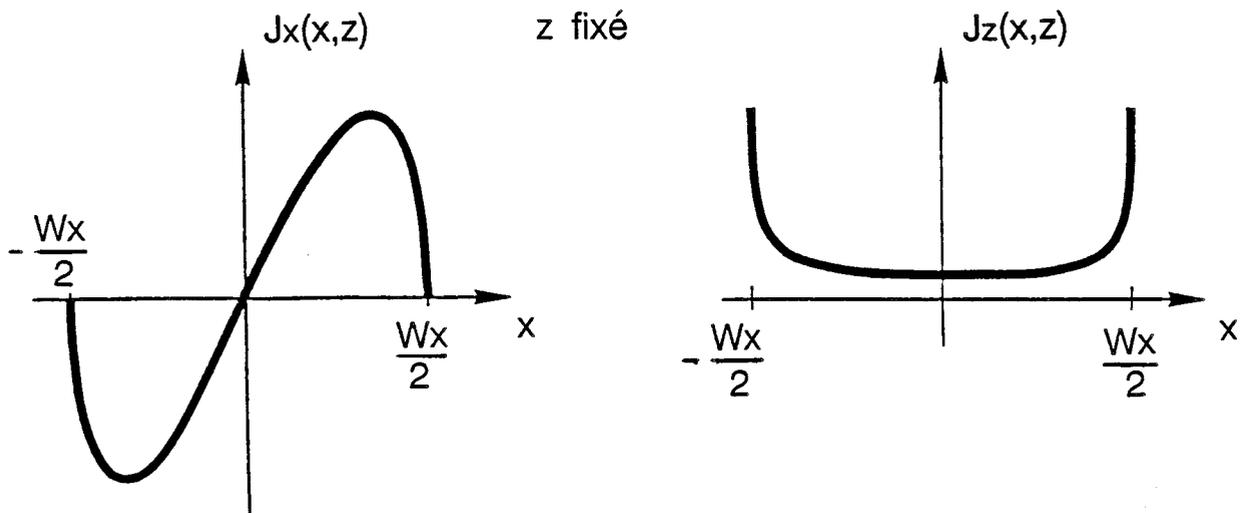


Figure III.13.a: Fonctions de base  $J_x(x,z)$  et  $J_z(x,z)$ .

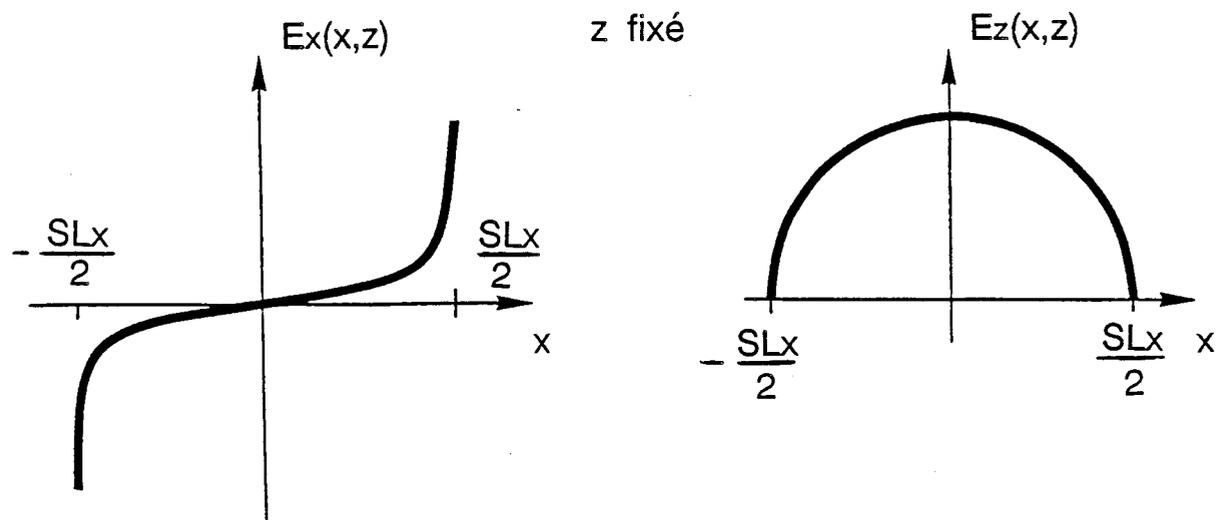


Figure III.13.b: Fonctions de base  $E_x(x,z)$  et  $E_z(x,z)$ .

où  $\tilde{J}_x, \tilde{J}_z, \tilde{E}_x, \tilde{E}_z$  sont respectivement les densités de courant sur le ruban métallique (en  $y=0$ ) et dans l'ouverture (en  $y=-d_1$ ) dans l'espace transformé.

Les termes  $B_{IJ}(\alpha_m, \beta_m)$  dépendent des variables de Fourier  $\alpha_m$  et  $\beta_m$ , des caractéristiques des différents milieux de la structure, de la pulsation  $\omega$  et de la constante de propagation  $\beta^*$ .

La résolution de ce système matriciel passe à nouveau par l'utilisation de la méthode de Galerkin qui nous permet d'obtenir un système homogène:

$$\begin{pmatrix} M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ f_j \\ K_k \\ L_l \end{pmatrix} = 0$$

dont les valeurs propres  $f$ , solutions du problème, sont obtenues en annulant le déterminant de la matrice  $[M]$ . Nous obtenons alors les fréquences de résonance complexes de cette structure sous la forme:

$$f = f_r + j f_i$$

$f_r$  : partie réelle de la fréquence de résonance.

$f_i$  : partie imaginaire de la fréquence de résonance.

### III.4.3 CHOIX DES FONCTIONS DE BASE

Cette fois la distribution des densités de courant sur le ruban et des champs dans l'ouverture est bidimensionnelle. Les fonctions de base choisies sont construites à partir des polynômes de Tchebychev  $T_n$  et  $U_n$  de première et deuxième espèce d'ordre  $n$ . Elles ont été choisies d'après les études antérieures menées sur les antennes fentes et à partir des comparaisons théorie-expérience sur la fréquence de résonance.

Densités de courant sur le ruban:

$$J_x(x, 0, z) = \sum_{i=1}^{M_t} e_i \cdot U_{2i}(\omega_x) \cdot \frac{T_{3+2i}(\omega_z)}{\sqrt{1-\omega_z^2}} \quad \text{si } |x| < \frac{W_x}{2} \text{ et } |z| < \frac{W_z}{2}$$

$$J_x(x, 0, z) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{W_x}{2} \text{ et } |z| > \frac{W_z}{2}$$

$$\text{avec } \omega_x = \frac{2x}{W_x} \quad \text{et } \omega_z = \frac{2z}{W_z}$$

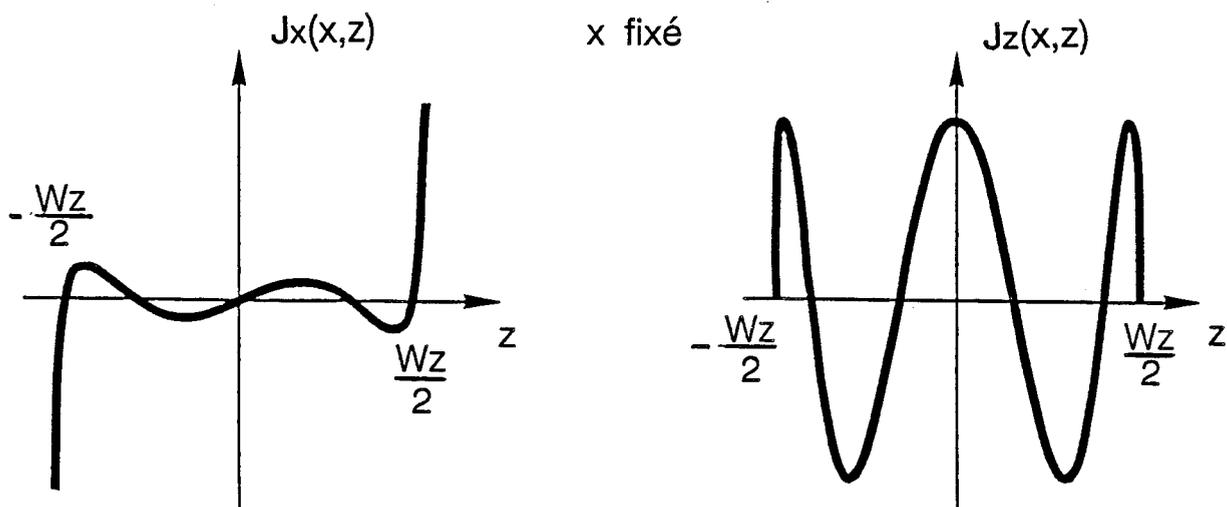


Figure III.13.c: Fonctions de base  $J_x(x,z)$  et  $J_z(x,z)$ .

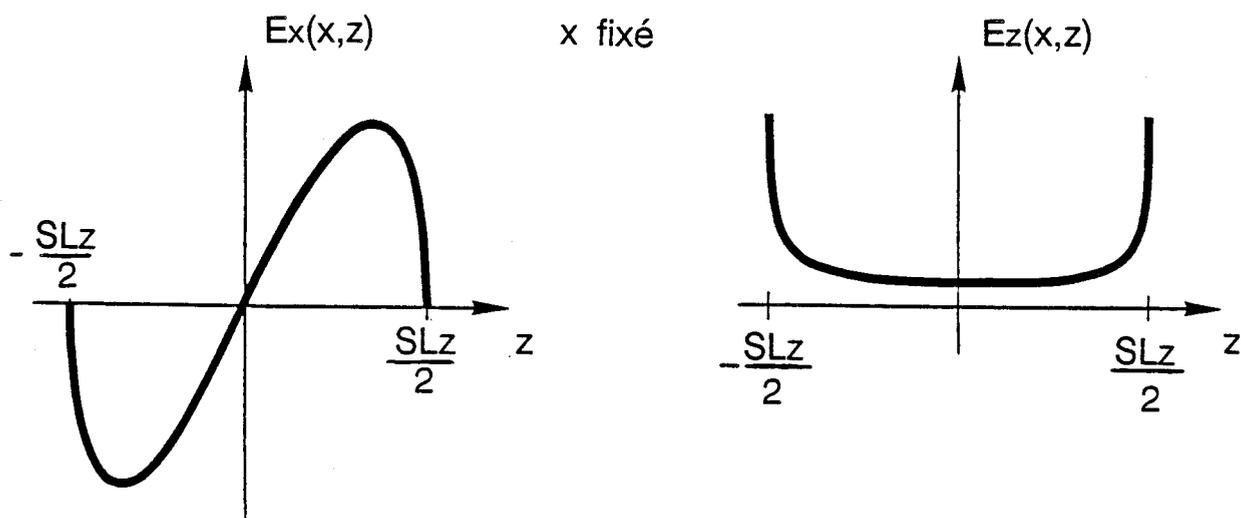


Figure III.13.d: Fonctions de base  $E_x(x,z)$  et  $E_z(x,z)$ .

$$J_z(x, 0, z) = \sum_{j=1}^N f_j \cdot \frac{T_{2(j-1)}(\omega x)}{\sqrt{1-\omega_x^2}} \cdot U_{3+2j}(\omega z) \quad \text{si } |x| < \frac{Wx}{2} \text{ et } |z| < \frac{Wz}{2}$$

$$J_z(x, 0, z) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{Wx}{2} \text{ et } |z| > \frac{Wz}{2}$$

Champs électriques dans l'ouverture:

$$E_x(x, -d1, z) = \sum_{k=1}^0 K_k \cdot \frac{T_{2k-1}(\omega x)}{\sqrt{1-\omega_x^2}} \cdot U_{2k}(\omega z) \quad \text{si } |x| < \frac{SLx}{2} \text{ et } |z| < \frac{SLz}{2}$$

$$E_x(x, -d1, z) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{SLx}{2} \text{ et } |z| > \frac{SLz}{2}$$

$$E_z(x, -d1, z) = \sum_{l=1}^0 L_l \cdot U_{2l-1}(\omega x) \cdot \frac{T_{2(l-1)}(\omega z)}{\sqrt{1-\omega_z^2}} \quad \text{si } |x| < \frac{SLx}{2} \text{ et } |z| < \frac{SLz}{2}$$

$$E_z(x, -d1, z) = 0 \quad \text{si } |x| > \frac{SLx}{2} \text{ et } |z| > \frac{SLz}{2}$$

Les termes Mt, N, O et Q représentent l'ordre de troncature sur le nombre de fonctions de base.

L'allure des densités de courant sur le ruban et des champs dans l'ouverture, pour le cas d'un développement limité à une seule fonction de base suivant chaque direction, est donnée figure III.13.

### III.4.4 PROBLEMES NUMERIQUES

Nous sommes à nouveau confrontés aux problèmes numériques déjà rencontrés dans le cadre de l'approche unidimensionnelle, à savoir:

- les risques de mauvais conditionnement des matrices
- les problèmes de convergence, qui sont d'autant plus délicats du fait de la double sommation sur les variables de Fourier  $\alpha_m$  et  $\beta_m$ .

Nous avons donc entrepris l'étude de convergence pour la fréquence de résonance, mais également pour les éléments intermédiaires tels que les termes de la matrice [M] et les coefficients de pondération des fonctions de base, en fonction de la distance entre les

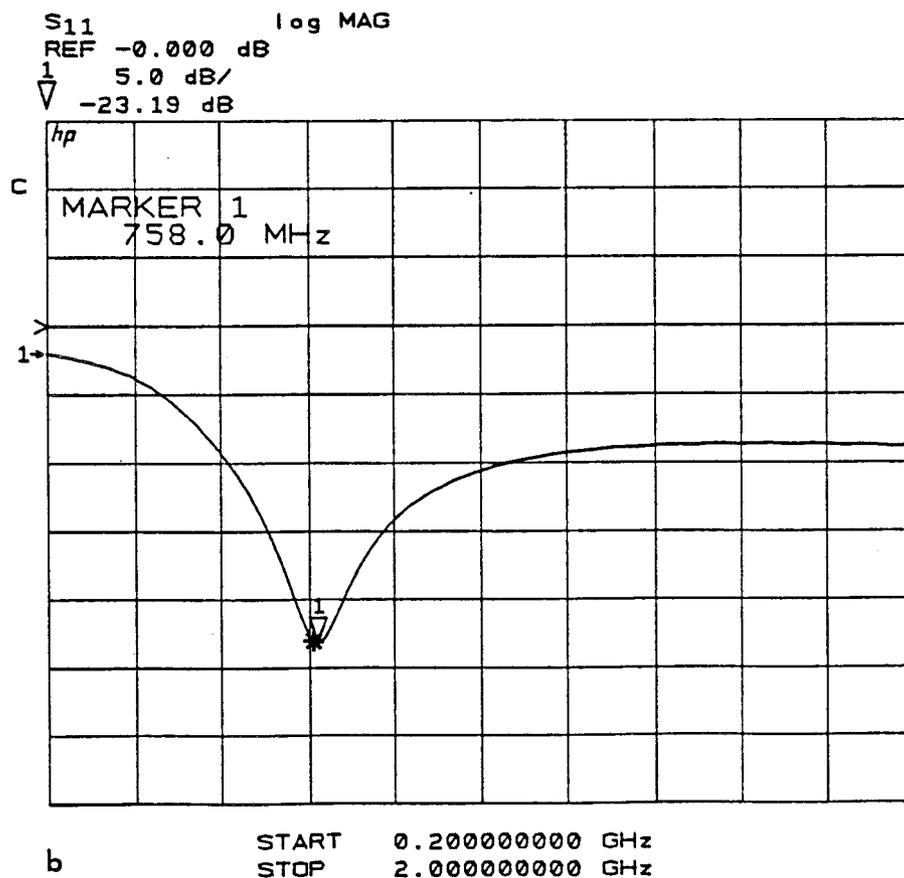
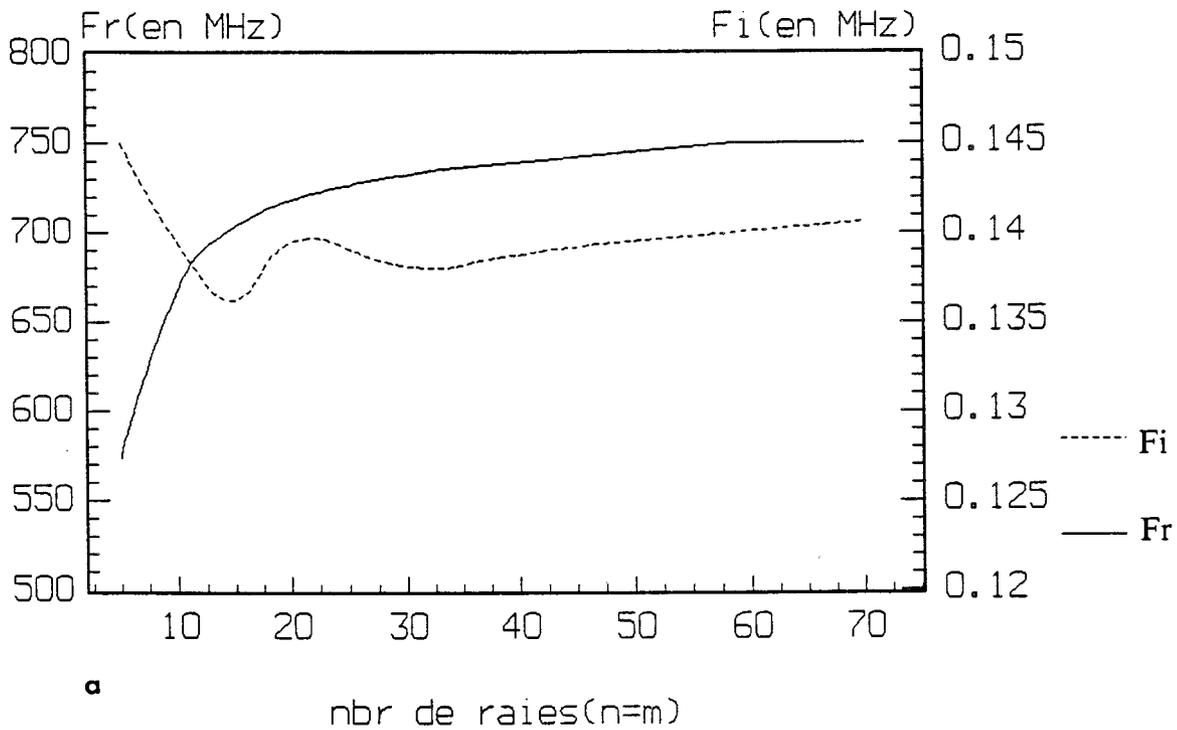


Figure III.14 : a) Evolution de la partie réelle de la fréquence de résonance en fonction du nombre de raies ( $n = m$ ), lorsqu'un applicateur ( $W = 2\text{cm}$ ,  $SL = 3.5\text{cm}$ ,  $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ) est posé au contact d'un gel polyacrylamide protégé d'une feuille de mylar de  $0.1\text{mm}$  d'épaisseur.  
 b) comparaison entre la théorie (\*,  $f_r = 750\text{MHz}$ ) et l'expérience.

murs électriques et du nombre de raies utilisées ( $m$  et  $n$ ) pour les développements en doubles séries de Fourier.

Ces études ont montré qu'une distance entre les murs électriques égale à 10 fois la largeur du ruban ou de la fente est suffisante pour ne pas perturber la structure étudiée. Quant au nombre de raies, le choix de  $m=n=50$  (pour  $L_x = 10.SL_x$  et  $L_z = 10.SL_z$ ) permet d'atteindre une convergence relative suffisante sur le calcul de la fréquence de résonance ( $< 1\%$ ) (figure III.14).

Ce modèle fonctionne actuellement sur un microordinateur Compaq 386/33 et il n'a pas été possible de tester la convergence relative au delà de 100 raies, pour une fonction de base dans chaque direction, étant données les limitations du système. De plus le temps de calcul devient relativement important au delà de 50 raies (pour  $m=n=80$  le temps de calcul est de l'ordre de 1H 30min).

Cependant, nous avons utilisé 2 et 3 fonctions de base avec respectivement 60 et 40 raies. Nous constatons alors, que la fréquence de résonance calculée varie très peu ( $< 3\%$ ) par rapport à l'utilisation d'une seule fonction de base.

Le calcul des diagrammes de champ dans tout le volume situé sous l'applicateur, correspondant aux fréquences de résonance calculées, nécessite le passage sur un système informatique plus performant. Ce travail est actuellement en cours.

Dans la suite, nous présentons uniquement les résultats concernant le calcul de la fréquence de résonance (partie réelle  $fr$ ).

### III.4.5 VALIDATION DU CALCUL DE LA FREQUENCE DE RESONANCE

Afin de valider ce modèle, nous avons effectué des mesures de la fréquence de résonance de plusieurs structures à l'aide d'un analyseur de réseaux HP8510. L'applicateur est posé au contact d'un gel polyacrylamide protégé d'une feuille de "mylar" de 0.1mm d'épaisseur dont la présence a été prise en compte dans le modèle. Le tableau III.2 donne la comparaison entre les fréquences de résonance calculées et mesurées: nous constatons un bon accord entre la théorie et l'expérience puisque l'écart relatif reste inférieur à 8%.

Expérimentalement, nous avons observé que la présence de la feuille de "mylar" provoque une augmentation de la fréquence de résonance comparée à celle mesurée en plaçant directement l'applicateur au contact du gel polyacrylamide. Le tableau III.3 montre à nouveau un bon accord entre la théorie et l'expérience ( $\Delta fr < 10\%$ ).

Le décalage de la fréquence de résonance a ensuite été étudié en fonction du type de protection placé sur l'ouverture en contact avec le gel. La figure III.15 présente l'évolution fréquentielle du paramètre  $|S_{11}|$  mesuré à l'analyseur de réseaux, ainsi que

Dimensions de l'applicateur	$f_{r_{théorique}}$ (en MHz)	$f_{r_{expérience}}$ (en MHz)	écart relatif
W=2cm SL=3.5cm L=4.25cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	819	820	0.1%
W=2cm SL=3.5cm L=4.6cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	790	780	1.3%
W=2cm SL=3.5cm L=5cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	750	758	1.1%
W=2cm SL=3.5cm L=7cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	594	560	6.0%
W=3cm SL=5cm L=4.8cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	623	660	5.9%
W=3cm SL=5cm L=10cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	380	356	6.7%
W=1.5cm SL=2.5cm L=4.9cm $\epsilon_r=2.17$ h=0.05mm	884	820	7.8%

Tableau III.2 : Comparaison entre les fréquences de résonance calculées et mesurées pour différents applicateurs posés au contact d'un gel polyacrylamide protégé d'une feuille de mylar de 0.1mm d'épaisseur.

Dimensions de l'applicateur	$f_{r_{théorique}}$ (en MHz)	$f_{r_{expérience}}$ (en MHz)	écart relatif
W=2cm SL=3.5cm L=4.25cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	724	700	3.4%
W=2cm SL=3.5cm L=4.6cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	696	690	0.8%
W=2cm SL=3.5cm L=5cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	660	640	3.1%
W=2cm SL=3.5cm L=7cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	530	500	6.0%
W=3cm SL=5cm L=4.8cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	556	540	3.0%
W=3cm SL=5cm L=10cm $\epsilon_r=4.9$ h=1.58mm	350	319	9.7%
W=1.5cm SL=2.5cm L=4.9cm $\epsilon_r=2.17$ h=0.05mm	764	760	0.5%

Tableau III.3 : Comparaison entre les fréquences de résonance calculées et mesurées pour différents applicateurs posés au contact d'un gel polyacrylamide.

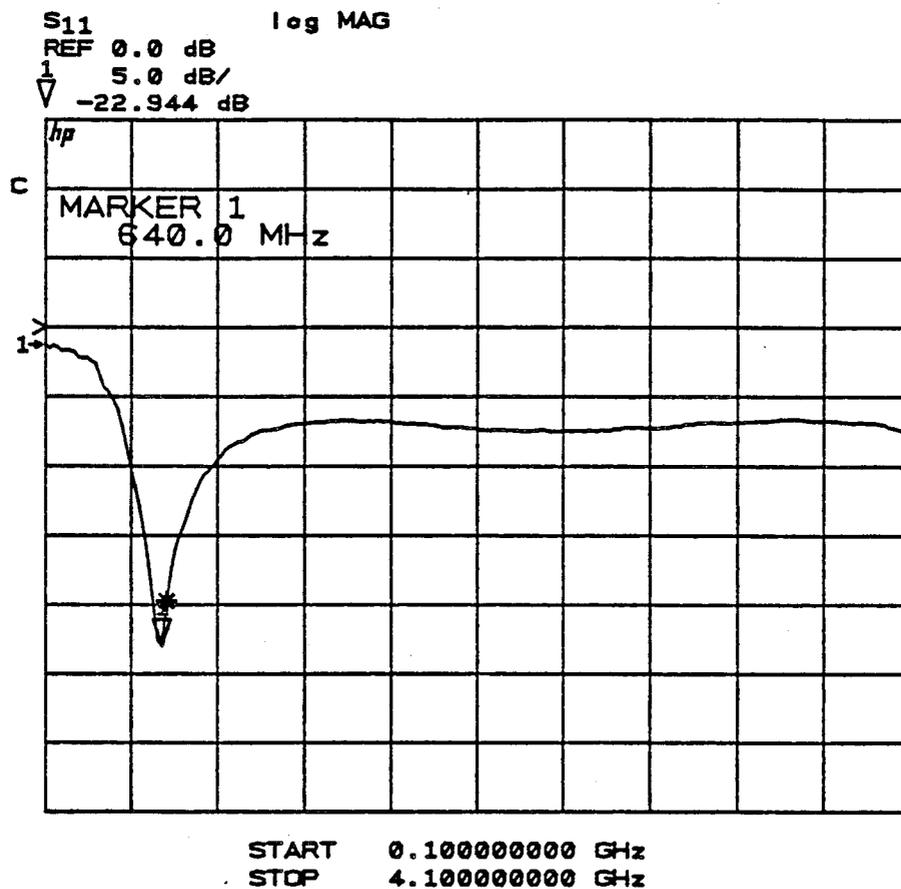


Figure III.15.a : Evolution fréquentielle du paramètre  $|S_{11}|$  mesuré à l'analyseur de réseaux et fréquence de résonance calculée (\*,  $f_r = 660\text{MHz}$ ) pour un applicateur posé au contact d'un gel polyacrylamide.

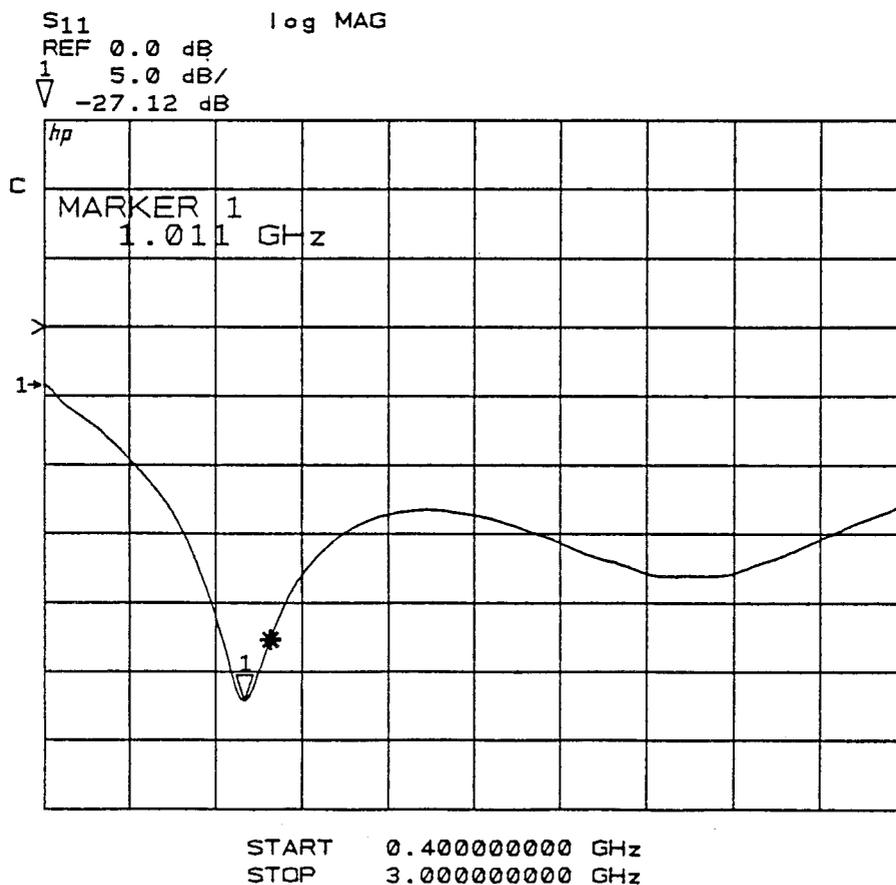


Figure III.15.b : Evolution fréquentielle du paramètre  $|S_{11}|$  mesuré à l'analyseur de réseaux et fréquence de résonance calculée (\*,  $f_r = 1.092\text{GHz}$ ) pour un applicateur protégé d'une surcouche diélectrique ( $\epsilon_r = 4.9$ ,  $h = 1.58\text{mm}$ ), posé au contact d'un gel polyacrylamide.

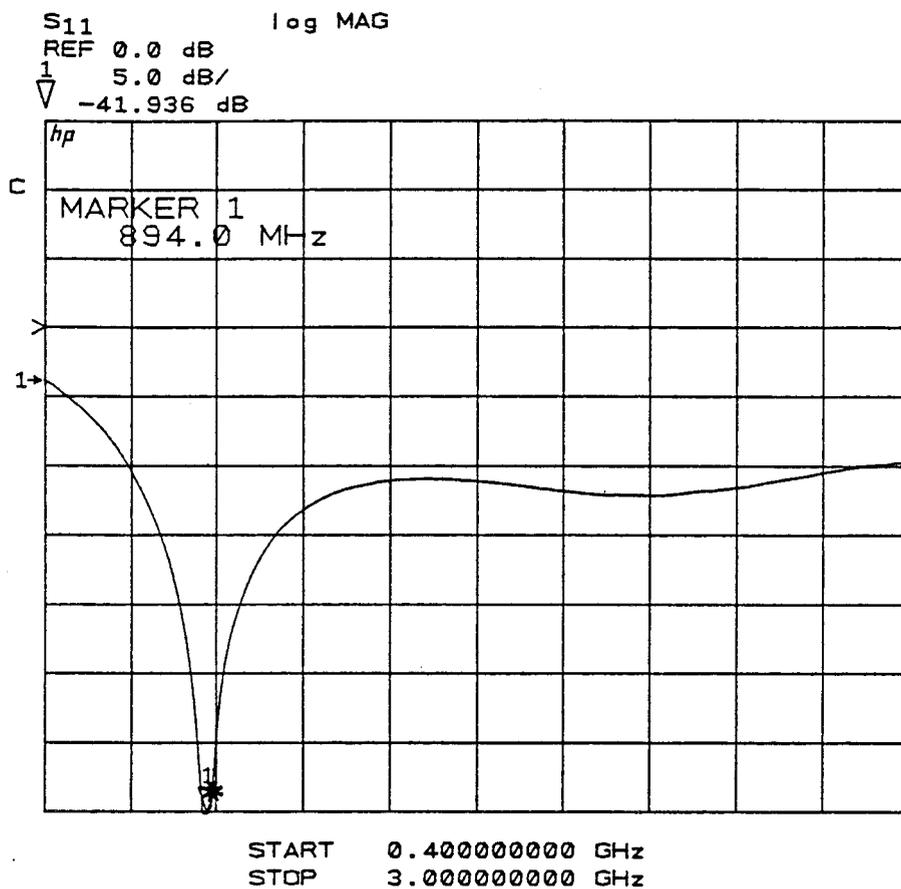


Figure III.15.c : Evolution fréquentielle du paramètre  $|S_{11}|$  mesuré à l'analyseur de réseaux et fréquence de résonance calculée (\*,  $f_r = 910\text{MHz}$ ) pour un applicateur protégé d'une surcouche diélectrique ( $\epsilon_r = 10.2$ ,  $h = 1.27\text{mm}$ ), posé au contact d'un gel polyacrylamide.

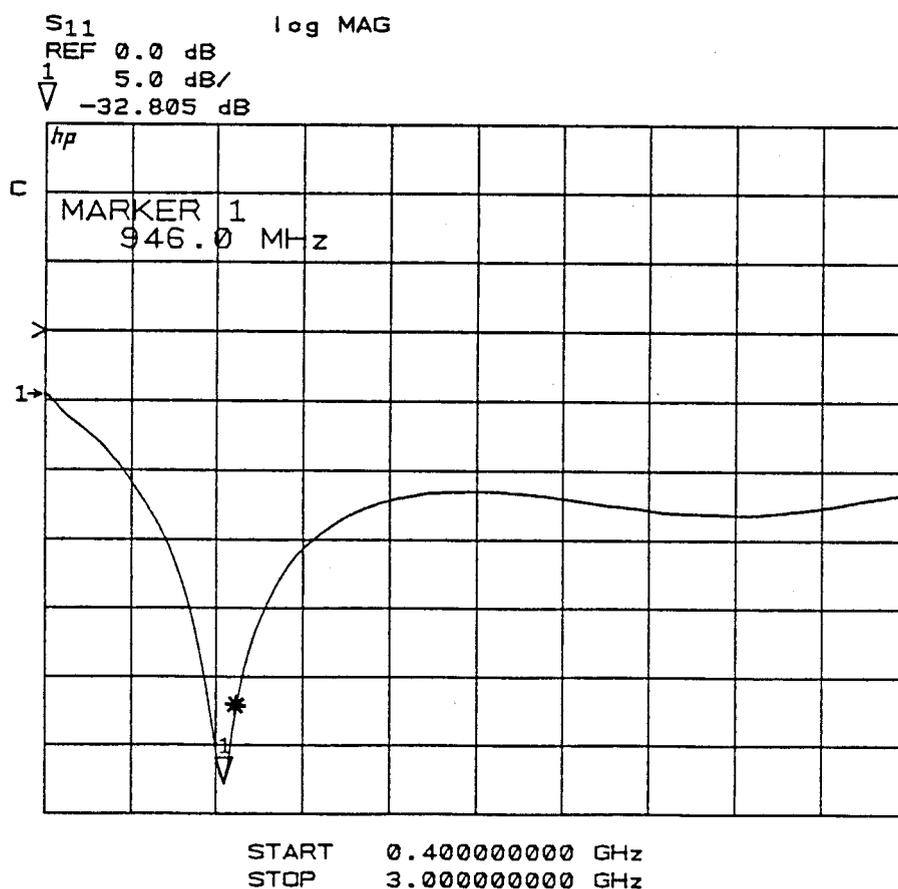


Figure III.15.d : Evolution fréquentielle du paramètre  $|S_{11}|$  mesuré à l'analyseur de réseaux et fréquence de résonance calculée (\*,  $f_r = 983\text{MHz}$ ) pour un applicateur protégé d'une surcouche diélectrique ( $\epsilon_r = 2.17$ ,  $h = 0.635\text{mm}$ ), posé au contact d'un gel polyacrylamide.

la fréquence de résonance calculée à partir du modèle, pour 3 types de surcouches: "époxy", "épsilon 10", "épsilon 2.2", matériaux utilisés pour réaliser les applicateurs.

L'applicateur testé avec ces surcouches(réalisé sur un substrat époxy  $\epsilon_r=4.9, h=1.58\text{mm}$ ) présente une largeur de ligne  $W=2\text{cm}$ , une ouverture  $SL=3.5\text{cm}$  et une longueur  $L=5\text{cm}$ . Nous constatons que ce modèle bidimensionnel traduit correctement l'effet d'une surcouche diélectrique sur la fréquence de résonance.

### III.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté essentiellement l'étude théorique, basée sur l'Approche dans le Domaine Spectral, entreprise pour déterminer la densité de puissance absorbée par le milieu dissipatif couplé à l'applicateur [23,26]. Les résultats obtenus à partir de l'approche unidimensionnelle ont donné satisfaction comparés aux relevés expérimentaux réalisés pour les structures de faibles dimensions ( $<5\text{cm}$ ). Des écarts plus importants étant cependant apparus pour les structures plus larges, nous avons alors développé une modélisation basée sur une approche bidimensionnelle afin de mieux décrire la répartition de la puissance absorbée par le milieu. Les résultats exposés ne concernent que la partie réelle de la fréquence de résonance: ils s'avèrent très satisfaisants et le travail se poursuit actuellement en vue de déterminer le dépôt de puissance sous toute l'ouverture de l'applicateur.

En ce qui concerne le calcul, à partir de l'approche unidimensionnelle, de la puissance absorbée par le milieu à la fréquence de 915MHz, l'analyse des résultats fait apparaître une influence notable des paramètres géométriques de l'applicateur sur le volume qui lui est couplé. Cette étude complète ainsi celle de Ledée R [3] sur les caractéristiques de propagation et permet donc d'optimiser entièrement ce type de structure simple [19,20].

Cependant, la méthode de calcul basée sur l'Approche dans le Domaine Spectral ne s'appliquant qu'aux modèles constitués de couches planes, il sera nécessaire pour déterminer les dépôts de puissance dans les milieux de nature et de formes complexes, d'utiliser d'autres méthodes de résolution numériques telles que les différences finies ou les éléments finis. Ce type de formalisme doit nous permettre d'étudier également les applicateurs à ouverture circulaire et à transition progressive, ainsi que les multiapplicateurs qui sont utilisés en site clinique.

Cet aspect est important si l'on souhaite développer une dosimétrie thermique prenant en compte les formes exactes des tissus, indispensable pour juger l'efficacité thérapeutique des séances d'hyperthermie sur patients.

## BIBLIOGRAPHIE DU 3EME CHAPITRE

[1] FAUCON L.

"L'approche spectrale des guides planaires: paramètres électromagnétiques des lignes microfente et coplanaire"

Thèse de 3ème cycle, Lille, Septembre 1978.

[2] PRIBETICH P.

"Contribution à l'étude d'un applicateur microonde de type fente, excité par une ligne microruban".

Thèse de 3ème cycle, Lille, Juin 1984.

[3] LEDEE R.

"Etude, réalisation et essai de modélisation de capteurs et d'applicateurs microondes en structure plaquée".

Thèse de 3ème cycle, LILLE, Décembre.1987.

[4] LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.

"Applicateurs et multiapplicateurs en structure plaquée: essai de modélisation. Applications au Génie Biologique et Médical".

5èmes Journées Nationales Microondes, Nice, 22-24 Juin 1987, pp 402-404.

[5] LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.

"Approach to modelling of microstrip microslot applicator".

Electronics Letters, Vol.23, N°16, Juillet 1987, pp 829-831.

[6] LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.

"Improvement of transmission line model for structures laid on lossy medium. Applications to biomedical engineering".

Colloque M.I.O.P, Wiesbaden (R.F.A), Mars 1988.

[7] LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.

"Improvement of the modelisation of microstrip-microslot applicator".

IEEE AP-S Symposium, New York (U.S.A), Juin 1988.

[8] LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.

"An extension of the transmission line model for the characterization of microstrip-microslot applicator".

18ème EuMC, Stockholm, 12-16 Septembre 1988.

[9] PRIBETICH J., LEDEE R., KENNIS P., PRIBETICH P., CHIVE M.

"Approche de la modélisation des antennes plaquées rectangulaires au contact des milieux dissipatifs".

Journées Internationales de Nice sur les Antennes, 8-10 Novembre 1988, pp 237-239

- [10] PRIBETICH J., LEDEE R., KENNIS P., PRIBETICH P., CHIVE M.  
"Modelling of microstrip antenna with dielectric protective layer for lossy medium".  
Electronics Letters, Vol.24, N°23, November 1988, pp 1464-1465.
- [11] LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.  
"Modélisation de microstrip-microslot applicator by extension of the transmission line model".  
M.T.T. Symposium, New York (U.S.A), June 1988.
- [12] PRIBETICH J., PRIBETICH P., BERA J., KENNIS P., CHIVE M., LEDEE R.  
"Modélisation unidimensionnelle et bidimensionnelle d'applicateurs en structure plaquée pour applications industrielles".  
Journées Nationales Microondes, Montpellier, 21-23 Juin 1989, pp 46-47.
- [13] PRIBETICH J., LEDEE R., CHIVE M., PRIBETICH P.  
"Analysis of microstrip antenna with a dielectric protective layer radiating in a lossy medium".  
M.I.O.P 1989, Sindelfinger (R.F.A), 28 February-2 March 1989.
- [14] ITOH T., MITTRA R.  
"Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines".  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-21, 1973, pp 496-499.
- [15] ITOH T.  
"Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines".  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-28, 1980, pp 733-736.
- [16] LAMPARIELLO P., SORRENTINO R.  
"The ZELPS program for solving characteristic equations of electromagnetic structures".  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-23, 1975, pp 457-458.
- [17] MITTRA R., ITOH T., LI T.S.  
"Analytical and numerical studies of the relative convergence phenomenon arising in the solution of an integral equation by the moment method".  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-20, 1972, pp 96-104.
- [18] BERA J.  
"Contribution à la modélisation numérique et à la caractérisation expérimentale de structures plaquées rayonnantes de type patch par l'approche dans le domaine spectral: Applications à l'hyperthermie microonde".  
Thèse de l'Université de Lille, Novembre 1990.
- [19] BERA J., PRIBETICH J., CHIVE M.  
"Modélisation basée sur l'approche dans le domaine spectral, d'applicateurs en structure plaquée (microfente, microruban)".  
G.R.E.C.O. Microantennes, Mars 1990, Rennes.

[20] CHIVE M., DUBOIS L., BERA J., PRIBETICH J.  
"Modelling of printed applicators based on the spectral domain approach".  
COMAC-BME Workshop on Superficial Heating Devices, 22-24 Mars 1990,  
London (G.B.).

[21] BERA J., DUBOIS L., PRIBETICH J., CHIVE M.  
"Modelling printed circuit applicators for biomedical applications".  
Symp.on Antenna Technology and applied Electromagnetics (ANTEM 90),  
Winnipeg (Canada), August 1990, pp 117-122

[22] DUBOIS L., BERA J., PRIBETICH J., CHIVE M.  
"Modelisation by spectral domain approach of printed circuit applicators for biomedical applications".  
Int.Conf.IASTED, Honolulu (U.S.A.), August.1990, pp 17-20

[23] BERA J., DUBOIS L., PRIBETICH J., CHIVE M.  
"Etude théorique et expérimentale d'applicateurs en structure plaquée pour applications biomédicales".  
Journées Internationales de Nice sur les Antennes, Novembre.1990, pp 626-629

[24] ITOH T.  
"Analysis of microstrip resonators".  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-22, N°11,  
November.1974, pp 946 952.

[25] KAWANO K.  
"Hybrid-mode analysis of coupled microstrip-slot resonators".  
IEEE Trans.on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-33, N°1,  
January 1985, pp 38-43.

[26] DUBOIS L., BERA J., PRIBETICH J., CHIVE M.  
"Theoretical and experimental determination of power deposition on a microstrip-microslot applicator for biomedical applications".  
à paraître dans M.O.L.T, mars 1991

## **CONCLUSION GENERALE**

## CONCLUSION GENERALE

Les systèmes commercialisés d'hyperthermie microonde pilotés par radiométrie microonde opérant dans les bandes de fréquences autour de 1GHz et 3GHz, utilisent actuellement les multiapplicateurs en structure plaquée, à la fois pour le chauffage et la mesure radiométrique de température. Ils donnent entière satisfaction et sont utilisés en routine clinique depuis plusieurs années à Lille. L'emploi de ce type de structure couplée à un bolus d'eau thermostatée placé entre l'applicateur et la peau, évite les brûlures cutanées et permet de solutionner de nombreux problèmes rencontrés en hyperthermie microonde. Diverses techniques de mesures sont utilisées pour connaître d'une part, la qualité de l'adaptation applicateur-milieu dissipatif et d'autre part la répartition des champs. Cette dernière a été étudiée à la fréquence de chauffage permettant de déterminer le dépôt de puissance et dans les bandes de fréquences des radiomètres. Ces techniques permettent de caractériser entièrement tout applicateur avant son transfert technologique. Elles ont nécessité l'utilisation de milieux dissipatifs liquides ou solides équivalents aux tissus à forte teneur en eau, pour lesquels il a été indispensable de mesurer les constantes diélectriques, afin de procéder aux comparaisons théorie-expérience. Par ailleurs, pour répondre aux besoins des cliniciens, il est nécessaire d'optimiser les applicateurs et dans ce but, de connaître la nature des tissus biologiques auxquels ils sont couplés.

Le problème délicat en hyperthermie clinique est de juger l'efficacité thérapeutique, qui repose en tout premier lieu sur les niveaux thermiques atteints dans les divers tissus chauffés. A cet effet, nous avons développé un logiciel de dosimétrie thermique permettant, à partir des mesures non traumatiques de température effectuées pendant la séance d'hyperthermie, de reconstruire la carte thermique bidimensionnelle dans les tissus chauffés.

Les comparaisons théorie-expérience menées à partir des hyperthermies réalisées sur gel équivalent aux tissus à forte teneur en eau, puis sur patients ont montré non seulement la faisabilité de la méthode, mais aussi un très bon accord entre les températures calculées et celles mesurées par thermocouples implantés dans les milieux chauffés. Les cliniciens possèdent donc maintenant un outil performant qui leur permet d'une part, de connaître le réseau d'isothermes le plus probable résultant du chauffage, et d'autre part, d'optimiser les séances d'hyperthermie ultérieures. Notons enfin que ce logiciel a été utilisé pour d'autres applications telle que la reconstruction des profils thermiques lors de séances de cryothérapie. Ce logiciel de dosimétrie basé sur la radiométrie microonde et sur la résolution de l'équation de la chaleur, tient compte du diagramme de champ de l'applicateur à la fréquence de chauffage, ainsi qu'aux fréquences centrales des deux radiomètres utilisés. Ces diagrammes, déterminés

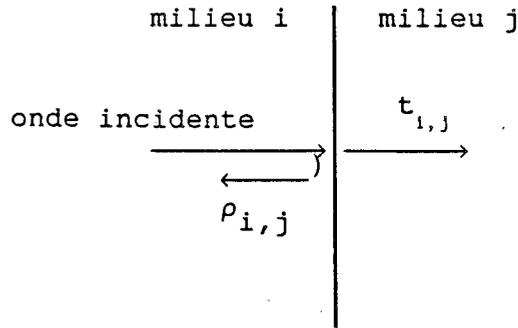
expérimentalement pour chaque type d'applicateur ou de multiapplicateur, nous ont permis d'obtenir des résultats très satisfaisants pour la reconstruction des cartes thermiques. Du point de vue clinique, l'emploi de ce logiciel est simple et le temps de calcul nécessaire à l'obtention des cartes thermiques bidimensionnelles permettant de juger l'efficacité de la séance d'hyperthermie, ne dépasse pas 15 minutes.

Cependant afin de mieux décrire l'évolution du champ électromagnétique dans les différents milieux, nous avons entrepris une modélisation par l'Approche dans le Domaine Spectral d'applicateurs de géométrie simple (ouverture rectangulaire). Dans un premier temps, la structure applicateur-milieu biologique est traitée par un modèle basé sur une approche unidimensionnelle, ce qui permet de déterminer la longueur de résonance de l'applicateur à la fréquence de chauffage et le dépôt de puissance dans le milieu dissipatif. La comparaison entre les résultats numériques et les valeurs expérimentales s'avère satisfaisante. Les formes des diagrammes ainsi que les profondeurs de pénétration de l'énergie, obtenues pour ces structures simples, sont en accord avec celles déterminées par les méthodes expérimentales exposées dans la première partie de ce travail. La modélisation basée sur une approche bidimensionnelle est actuellement en cours. Les premiers résultats portant sur le calcul de la fréquence de résonance sont en bon accord avec l'expérience. Cette modélisation doit permettre une détermination du dépôt de puissance dans les milieux multicouches sous toute l'ouverture de l'applicateur et pourra, nous l'espérons, contribuer à mieux décrire les cartes de champ proche utilisées dans le logiciel de dosimétrie thermique.

## **ANNEXES**

# ANNEXE I

## EXPRESSIONS DES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION APPARENTS

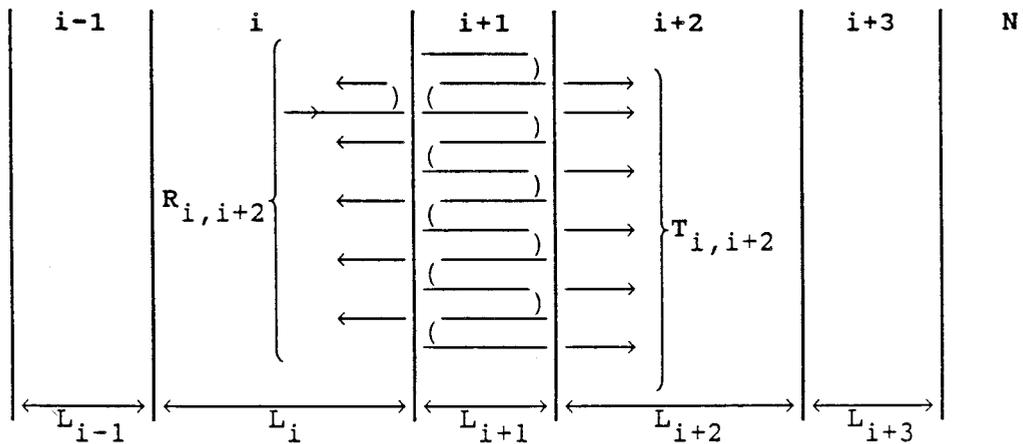


$\epsilon_{r_i}^* = (\epsilon_{r_i}^* - j\epsilon_{r_i}^*)$  : permittivité relative complexe du milieu i

avec  $\rho_{i,j} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r_i}^*} - \sqrt{\epsilon_{r_j}^*}}{\sqrt{\epsilon_{r_i}^*} + \sqrt{\epsilon_{r_j}^*}}$  : coefficient de réflexion entre 2 milieux i et j

$t_{i,j} = (1 + \rho_{i,j})$  : coefficient de transmission entre 2 milieux i et j

### Coefficients de réflexion et de transmission apparents:



$$R_{1,1+2} = \rho_{1,1+1} + \frac{t_{1,1+1} t_{1+1,1} R_{1+1,1+3} e^{-2\gamma_{1+1} L_{1+1}}}{1 - \rho_{1+1,1} R_{1+1,1+3} e^{-2\gamma_{1+1} L_{1+1}}}$$

$$R_{1,1-2} = \rho_{1,1-1} + \frac{t_{1,1-1} t_{1-1,1} R_{1-1,1-3} e^{-2\gamma_{1-1} L_{1-1}}}{1 - R_{1-1,1-3} \rho_{1-1,1} e^{-2\gamma_{1+1} L_{1+1}}}$$

$$T_{1,1-2} = \frac{t_{1,1-1} t_{1-1,1-2} e^{-\gamma_{1-1} L_{1-1}}}{1 - \rho_{1-1,1-2} R_{1-1,1+1} e^{-2\gamma_{1-1} L_{1-1}}}$$

$$T_{1,1+2} = \frac{t_{1,1+1} t_{1+1,1+2} e^{-\gamma_{1+1} L_{1+1}}}{1 - \rho_{1+1,1+2} R_{1+1,1-1} e^{-2\gamma_{1+1} L_{1+1}}}$$

## ANNEXE II

### Expressions des composantes transversales des champs électromagnétiques en fonction des composantes longitudinales.

Si nous considérons les expressions des champs sous la forme suivante:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y) e^{-j\beta^* z} e^{j\omega t}$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y) e^{-j\beta^* z} e^{j\omega t}$$

A partir des équations de Maxwell, nous obtenons les composantes transversales:

$$\vec{E}_T = \frac{1}{k^2} \left( j\omega\mu_0 (\vec{n} \wedge \vec{\nabla}_T H_z) - j\beta^* \vec{\nabla}_T E_z \right)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{1}{k^2} \left( j\omega\epsilon^* (\vec{n} \wedge \vec{\nabla}_T E_z) + j\beta^* \vec{\nabla}_T H_z \right)$$

$$\text{avec } k^2 = -(\beta^*)^2 + \omega^2 \mu_0 \epsilon^*$$

$$\epsilon^* = \epsilon_0 \epsilon_r^*$$

$\vec{n}$ : vecteur unitaire suivant l'axe  $\vec{oz}$

En coordonnées cartésiennes ces expressions s'écrivent:

$$E_x = \frac{1}{k^2} \left( -j\omega\mu_0 \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) - j\beta^* \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \right)$$

$$E_y = \frac{1}{k^2} \left( j\omega\mu_0 \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) - j\beta^* \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \right)$$

$$H_x = -\frac{1}{k^2} \left( -j\omega\epsilon^* \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) + j\beta^* \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \right)$$

$$H_y = -\frac{1}{k^2} \left( j\omega\epsilon^* \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + j\beta^* \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \right)$$

### ANNEXE III

#### Expressions des composantes transversales des champs électromagnétiques en fonction des composantes longitudinales.

Si nous considérons les expressions des champs sous la forme suivante:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) e^{j\omega t}$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, z) e^{j\omega t}$$

A partir des équations de Maxwell, nous obtenons les composantes transversales:

$$\vec{E}_T = \frac{1}{k^2} \left( j\omega^* \mu_0 (\vec{n} \wedge \vec{\nabla}_T H_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\vec{\nabla}_T E_z) \right)$$

$$\vec{H}_T = \frac{1}{k^2} \left( -j\omega^* \varepsilon^* (\vec{n} \wedge \vec{\nabla}_T E_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\vec{\nabla}_T H_z) \right)$$

avec  $k^2 = -\beta_n^2 + (\omega^*)^2 \mu_0 \varepsilon^*$

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0 \varepsilon_r^*$$

$\omega^* = 2\pi f^*$ : pulsation complexe

$\vec{n}$ : vecteur unitaire suivant l'axe  $\vec{Oz}$

En coordonnées cartésiennes ces expressions s'écrivent:

$$E_x = \frac{1}{k^2} \left( -j\omega^* \mu_0 \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \right)$$

$$E_y = \frac{1}{k^2} \left( j\omega^* \mu_0 \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \right)$$

$$H_x = \frac{1}{k^2} \left( j\omega^* \varepsilon^* \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \right)$$

$$H_y = \frac{1}{k^2} \left( -j\omega^* \varepsilon^* \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \right)$$



## **ABSTRACT**

The microwave hyperthermia systems monitored by multifrequency radiometry (around 1 and 3 GHz) now use microstrip multiapplicators for heating and radiometry temperature measurements. A desktop computer pilots these systems and allows a permanent real time view all the heating session parameters. One of the important problems during these treatments is to know the temperature distribution in the tissues due to the heating.

The first purpose of this work has been to make a thermal dosimetry software based on a simple bidimensionnal modelisation, in order to be directly usable in clinical situation.

In the first part we describe the methods used to get solutions for the thermometry and hyperthermia problems, the different type of applicators and their characterisation technique before the technology transfert.

In the second part we detail the thermal dosimetry method based on the non invasive temperature measurements achieved during the hyperthermia session. This method uses a bidimensionnal modelisation which takes into account the experimental electromagnetic field diagram of the applicator. A comparison between theory and experiment achieved for equivalent tissue medium and patients has shown a good correlation.

In the last part, we detail theoretical calculations of the near field for rectangular strip-slot applicators coupled with lossy medium. First a one dimensionnal model based on the Spectral Domain Approach has been used and experimentally verified. A bidimensionnal modelisation is now developping and the first results concerning the resonant frequency of the structure are given.

## **KEY WORDS**

Microwave - Hyperthermia - Radiometry - Dosimetry - Printed circuit applicators - Sensors

## RESUME

Les systèmes d'hyperthermie microonde pilotés par radiométrie microonde à 2 fréquences (1GHz et 3GHz) utilisent actuellement des multiapplicateurs en structure plaquée, à la fois pour le chauffage et pour la mesure radiométrique de température. Ils sont entièrement informatisés et permettent une visualisation en temps réel des paramètres de la séance d'hyperthermie.

L'un des problèmes importants au cours de ces traitements est de connaître la carte thermique dans les tissus, résultant du chauffage. L'objectif principal du travail a donc été la mise au point d'un logiciel de dosimétrie thermique basée sur une modélisation bidimensionnelle simple, afin d'être directement exploitable en site clinique

Dans une première partie, nous décrivons d'une part les méthodes utilisées pour résoudre les problèmes rencontrés en hyperthermie et thermométrie, et d'autre part les divers applicateurs réalisés ainsi que les méthodes de caractérisation utilisées avant leur transfert technologique.

Dans la seconde partie, nous détaillons la méthode de dosimétrie thermique utilisant les mesures non "invasives" de température relevées durant les séances d'hyperthermie. Cette méthode, basée sur une modélisation bidimensionnelle qui prend en compte le diagramme de champ électromagnétique expérimental des applicateurs en structure plaquée utilisés, a été validée par de nombreuses comparaisons théorie-expérience sur milieux équivalents aux tissus à forte teneur en eau, puis sur patients.

Dans la dernière partie de ce travail, nous abordons le calcul du champ électromagnétique en zone proche, d'applicateurs rectangulaires de type fente excitée par une ligne microruban, placés au contact d'un milieu dissipatif. Ce calcul a tout d'abord été réalisé à partir d'une Approche unidimensionnelle dans le Domaine Spectral et a été validé par l'expérience.

Actuellement, une approche bidimensionnelle est en cours et nous présentons les premiers résultats qui portent sur le calcul de la fréquence de résonance de la structure.



## MOTS CLES

Microondes - Hyperthermie - Radiométrie - Dosimétrie - Applicateurs en structure plaquée - Capteurs