

**UNIVERSITE DE LIMOGES**  
**ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé**  
**FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES**

**XLIM – Département « O.S.A. »**

**Thèse N° 66-2007**

**Thèse**  
pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

**Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Optoélectronique**  
**Spécialité : Télécommunications**

présentée et soutenue par

**Marylène CUEILLE**

**le 26 novembre 2007**

Contribution à la modélisation multiphysique, électromagnétique, thermique et hydrodynamique, appliquée à la dosimétrie des systèmes d'exposition aux rayonnements électromagnétiques non ionisants.

**Thèse dirigée par Monsieur Bernard JECKO & Monsieur Philippe LEVEQUE**

**JURY :**

**Président :**

**Jean-Marie BARONNET**

**Professeur**

Université de Limoges, Laboratoire de Chimie des Plasmas, Limoges

**Rapporteurs :**

**Jean-Christophe CAMART**

**Professeur**

Université des Sciences et Technologies de Lille, IEMN, Villeneuve d'Ascq

**Raphaël GILLARD**

**Professeur**

Université de Rennes I, IETR - INSA, Rennes

**Examineurs :**

**Bernard JECKO**

**Professeur**

Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

**Philippe LEVEQUE**

**Chargé de Recherche CNRS**

Xlim, Dépt. « O.S.A. », Limoges

**David SANCHEZ HERMANDEZ**

**Professeur**

Ecole Technique Supérieure d'Ingénieur de Télécommunication,  
Dépt. TIC, Cartagène - Espagne

**Joe WIART**

**Ingénieur**

France Télécom R&D, Issy Les Moulineaux

**Invité :**

**Pierre MARTIN**

**Ingénieur**

DGA, Unité de Management Nucléaire Biologie Chimie, Bagnoux





*« On est obligé d'avoir des sortes d'étoiles,  
des choses qui brillent un peu plus loin,  
parce que s'il n'y a pas de plus loin,  
il n'y a pas de chemin pour aller vers... »*

*B.C.*



*A mon grand père*



*A mes parents*

*A Céline*

*A mes grands parents*

*A mon étoile*





## Remerciements

*Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques de l'Université de Limoges, au sein du laboratoire Xlim.*

*J'adresse mes remerciements à Messieurs A. BARTHELEMY, Directeur de Recherche au CNRS, P.Y GUILLON, et D CROS, Professeur des Universités, pour m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire, ainsi que Monsieur B. JECKO, Professeur des Universités, pour m'avoir accueillie au sein du département Ondes et Systèmes Associés (OSA) et pour avoir bien voulu assurer la direction de cette thèse.*

*J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Jean-Christophe CAMART, Professeur à l'IEMN à l'université de Lille, et Monsieur Raphaël GILLARD, Professeur à l'IETR à l'université de Rennes I, pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit. Merci pour leurs disponibilités et leurs conseils.*

*Merci également à Jean-Marie BARONNET, Professeur à l'université de Limoges, qui m'a fait l'honneur et le plaisir de présider le jury de soutenance.*

*J'exprime mes sincères remerciements à Messieurs David SANCHEZ HERNANDEZ, Joe WIART et Pierre MARTIN pour avoir examiné et jugé mon travail.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement Philippe LEVEQUE, Chargé de Recherche au CNRS, pour avoir encadré mes travaux de thèse. Philippe, malgré le petit mensonge, je n'ai jamais regretté mon choix. J'ai beaucoup appris grâce à vous. J'aimerais avoir des chefs comme vous tout au long de ma carrière.*

*Un grand merci à Nadine AYMARD, qui par son aide précieuse m'a soulagée de nombreuses fois! Merci pour ta disponibilité et ton dévouement, mais surtout pour ton amitié !*

*De manière générale, je remercie tous ceux qui m'ont accompagnée jusqu'ici, et tout ceux qui m'accompagneront un peu plus loin.*

*Merci à Michaël S., que tout le monde reconnaîtra !*

*Merci à tous ceux que j'ai pu croiser au hasard du chemin au cours de cette thèse.*

*Plus particulièrement, merci à Toto, Hervé et Laure pour m'avoir accueillie pendant les traditionnelles pauses. Merci à Claire et Laeti, ça vous dit un petit rugby !*

*Merci, à FIX et Sylvain, la réunion à la DGA était plus sympa avec vous. Merci à Claudine pour ses traductions et à Momo pour m'avoir prêté son PC ! Merci à Nicolas, pour m'avoir encouragée dans la dernière ligne droite. Merci à Cédric, courage ce sera bientôt ton tour.*

*Un merci tout spécial à mon premier collègue de bureau, le grand Nico. Comment oublier que sans toi je n'aurais jamais connu ce délicieux gâteau aux noix... J'aimerais placer un des mots que nous avons appris ensemble mais ce sont plutôt nos batailles de boulettes qui me viennent à l'esprit. Merci pour tes conseils avisés et tes coquinerie qui ont égaillé les journées de boulot.*

*En parlant de coquinerie, merci à Mika, Julien, Mimi, Manu et Alice. Le simple fait de vous avoir rencontrés justifie ces années de labeur ! Et je signerai pour pire encore, juste pour rester auprès de vous !*

*Dans le monde du cinéma, il est de coutume de commencer par remercier le réalisateur... Mika, être la vedette de ton film fut un honneur, c'est quand tu veux pour le prochain, tu peux compter sur moi (pour tout le reste aussi d'ailleurs)... Je ne vais pas m'étendre il y aurait trop à dire, juste que je connais une petite fille qui ne sait pas encore la chance qu'elle a.*

*J'associe à ces remerciements, le metteur en scène. Julien, sache que quand tous me disaient que les mécanismes thermiques n'existaient pas, tu m'as été d'un grand réconfort. Non, cette thèse ne serait pas ce qu'elle est, si tu ne l'avais pas illustrée par tant d'exemples concrets et pertinents.*

*Merci à tous les deux, le souvenir d'un soir d'été où la guitare était de sortie n'est pas près de s'effacer.*

*Et comment oublier mon trompettiste préféré, impossible, ceux qui le connaissent le savent bien... Mimi, merci pour tes canelés, tes petites citations d'Arthur Rubinstein « il faut faire des fausses notes, ça fait plaisir au public » (tu vois, je t'avais bien dit que je la placerais)... et surtout merci pour ta présence cet été. Ça aurait été plus dur sans toi. Je le nierai toujours, mais sache que ton quota de croix est inépuisable.*

*Hop, hop, hop, merci à Manu, l'expert en citations, pour tous les fous rires que nous avons en commun avec d'autres loustics, et comment dire... « je suis hyper contente » d'avoir pu goûter ton gâteau chocolat-carotte. Ce sera ta spécialité, désormais!*

*Et puis, un ENORME merci à ma partenaire à l'écran, au bureau et surtout à ma complice dans ces petits moments de la vie qui restent gravés à jamais. Une fois n'est pas coutume, je n'espère pas, je sais que nous allons écrire beaucoup d'autres pages (et faire tout plein de photos). Un soir sur les quais de la Corrèze, je t'ai dit que ce n'était pas l'endroit où l'on se trouvait qui importait mais les personnes avec qui on était. Alice, merci d'être là et j'espère que tu ne seras jamais très loin. Je lève mon verre (de rhum !) à ta santé... Campai !*

*Merci à ma famille, à mon grand père qui est présent dans chacun de mes pas, nul doute que tu aies assisté à ma soutenance. A mes grands parents qui comptent énormément pour moi. A Bernadette et Jean Jacques, à Mickey, pour m'avoir suivie dans toutes ces aventures, de la plate à un soir de concert mémorable à Angoulême. Et dire que nous aurions pu rester coincés à jamais quelque part entre la France et la Suisse...*

*Enfin, je dédie ce manuscrit à mes parents, une vie de recherche ne suffirait pas à comprendre comment ils ont fait pour atteindre la perfection. Maman, Papa : ça y est le boulet est enfin Docteur et c'est beaucoup grâce à vous, merci infiniment pour votre présence, votre extrême patience et votre immense soutien.*

*Ma dernière pensée sera pour celle qui m'a supportée, dans tous les sens du terme, tout au long de ma vie, Céline je souhaite à tout le monde d'avoir une sœur comme toi.*

*Un guitariste, un trompettiste, deux danseurs hors pair, ce qui se fait de mieux en matière de « meilleure amie » et une famille extraordinaire : avec vous, j'ai souvent l'impression d'être la personne la plus chanceuse au monde... Merci !*



# TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE .....	3
-----------------------------	---

CHAPITRE 1 : CONTEXTE DE L'ETUDE .....	9
--	---

I. Introduction .....	9
II. Bio-électromagnétisme .....	10
II.1. Les méthodes d'évaluation.....	10
II.1.a. : L'épidémiologie .....	10
II.1.b. : L'expérimentation in vitro .....	11
II.1.c. : L'expérimentation in vivo .....	12
II.2. : Bref état des lieux sur les éventuels risques sanitaires.....	12
II.3. : Le débit d'absorption spécifique : le DAS.....	14
II.4. : La dosimétrie.....	16
II.5. Normes et recommandations.....	17
III. Bilan des systèmes d'exposition in vitro .....	19
IV. La température .....	21
IV.1. Effets thermiques, Effets non thermique .....	21
IV.2. Etudes biologiques.....	22
IV.3. Etudes dosimétriques.....	26
V. Aspect théorique et méthodes de résolution .....	27
V.1. Les équations utilisées .....	28
V.1.a. Electromagnétisme .....	28
V.1.a.i. La puissance dissipée dans les diélectriques.....	29
V.1.a.ii. La puissance dissipée dans les métaux .....	30
V.1.b. Thermique .....	30
V.1.b.i. Généralités .....	31
V.1.b.ii. Les paramètres thermiques .....	32
✓ La conductivité thermique $K_t$ .....	32
✓ La chaleur spécifique $C_m$ .....	33
✓ La masse volumique $\rho_m$ .....	34
✓ La diffusivité thermique $D_t$ .....	35
✓ La viscosité cinématique $\nu$ .....	36
✓ Valeurs de paramètres thermiques de quelques matériaux .....	37
V.1.b.iii. Conduction thermique seule .....	38
V.1.b.iv. Hydrodynamique : Convection thermique.....	40
✓ Un peu de physique.....	40
✓ La conservation de la masse .....	42
✓ Equation de conservation de la quantité de mouvement.....	43
✓ Equation de transport de la chaleur.....	46
V.1.b.v. Equation de la chaleur in vivo .....	46
V.1.b.vi. Le rayonnement .....	47
V.1.b.vii. Conclusion .....	48
V.2. Les différentes méthodes de résolution.....	48
V.2.a. les méthodes explicites.....	48

V.2.b. Les méthodes implicites.....	50
V.3. Méthodes utilisées dans la littérature.....	53
VI. Conclusion.....	57

## **CHAPITRE 2 : ASPECT NUMERIQUE ..... 61**

I. Introduction.....	61
II. La méthode FDTD.....	62
II.1. Introduction.....	62
II.2. La méthode.....	63
II.3. La discrétisation.....	63
II.3.a. Généralités.....	63
II.3.b. Différentiation des équations de Maxwell.....	64
II.4. Calcul du DAS.....	65
II.5. Calcul des pertes métalliques.....	67
II.6. Le ménisque.....	68
II.7. Remarque sur les conditions aux bords du maillage.....	68
III. La conduction thermique.....	69
III.1. La méthode générale.....	70
III.2. Conditions aux limites.....	72
III.2.a.i. Condition de Dirichlet.....	72
III.2.a.ii. Condition de Neuman.....	74
III.3. En coordonnées cylindriques.....	76
III.4. Traitement de la température aux interfaces.....	78
III.4.a. La loi de Newton.....	78
III.4.b. La loi de Fourier.....	79
III.4.b.i. Cas d'un modèle 1D.....	80
✓ Comparaison de différentes discrétisations.....	83
✓ Comparaison 1D cartésien – 2D cartésien.....	84
III.4.b.ii. Cas d'un modèle 3D.....	85
✓ Comparaison de différentes discrétisations.....	87
✓ Comparaison 3D cartésien – 2D cylindrique.....	88
III.4.b.iii. Conclusion.....	90
III.5. Définition de sous domaines.....	91
III.5.a.i. Modèle 1D.....	91
III.5.a.ii. Modèle 2D.....	96
✓ Principe : méthode n°1.....	96
✓ Comparaison 1D – 2D, sans coins.....	98
✓ Source gaussienne, sans coins.....	100
✓ Modèle avec coins.....	101
✓ Autre principe : méthode n°2.....	106
III.6. Conclusion.....	110
IV. La convection thermique.....	111
IV.1. La méthode générale.....	112
IV.1.a. Les paramètres thermiques dépendant de la température.....	112
IV.1.a.i. La masse volumique.....	112
IV.1.a.ii. La viscosité cinématique.....	113
IV.1.b. L'algorithme.....	114

IV.2. Conditions aux limites .....	120
IV.2.a. Pour la vitesse .....	120
IV.2.b. Pour le terme correcteur $\Psi$ .....	120
IV.2.c. Pour La température .....	121
IV.3. En coordonnées cylindriques .....	121
IV.4. Traitement des interfaces : cas particulier de la masse volumique .....	123
IV.5. Influence de la distribution de la puissance calorifique .....	125
IV.6. Mise en évidence du phénomène convectif .....	130
IV.6.a. Comparaison conduction - convection .....	131
IV.6.b. Influence de la discrétisation spatiale .....	135
IV.6.c. Influence de la discrétisation temporelle .....	137
IV.7. Conclusion .....	140
V. Conclusion .....	140

### **CHAPITRE 3 : APPLICATION A LA CELLULE FIL-PLAQUE... 145**

I. Introduction .....	145
II. Présentation du dispositif .....	146
III. Dosimétrie électromagnétique .....	148
IV. Dosimétrie thermique .....	153
IV.1. La modélisation .....	153
IV.1.a. La boîte de Pétri .....	153
IV.1.a.i. Cas 1D .....	155
IV.1.b. La cellule fil-plaque .....	157
IV.1.b.i. Passage au cas 3D .....	160
IV.2. Etude thermique .....	161
IV.2.a. dosimétrie .....	161
IV.2.b. Résultats expérimentaux .....	165
IV.2.c. Conclusion .....	167
V. Conclusion .....	168

### **CHAPITRE 4 : APPLICATION A UN DISPOSITIF PRESENTANT UN FORT GRADIENT DE TEMPERATURE ..... 171**

I. Introduction .....	171
II. Présentation du dispositif .....	172
II.1. Présentation du système .....	172
II.2. Protocole d'exposition .....	174
II.3. Caractérisation thermique .....	175
III. Dosimétrie électromagnétique .....	178
III.1. Généralités .....	178
III.2. Les champs électriques et magnétiques .....	179
III.3. Le débit d'absorption spécifique : le DAS .....	181
III.3.a. Estimation théorique du DAS .....	181
III.3.b. Calcul numérique du DAS, en 3D cartésien .....	181
III.3.c. Calcul numérique du DAS, en 2D cylindrique .....	182



IV. Dosimétrie thermique .....	185
IV.1. Etude pour une exposition à 400 W.....	185
IV.1.a. Conduction seule.....	185
IV.1.a.i. Paramètres thermiques.....	186
IV.1.a.ii. Etude du phénomène de conduction thermique.....	186
IV.1.b. Etude du phénomène de convection thermique.....	189
IV.2. Pour une exposition à 70 W.....	190
IV.2.a. Conduction thermique seule.....	190
IV.2.b. Convection thermique.....	192
IV.2.c. Comparaison Conduction & Convection thermiques.....	195
IV.2.d. Analyse de l'exposition.....	196
IV.3. Pour une exposition à 35 W.....	198
V. Conclusion .....	201

**CONCLUSION GENERALE ..... 205**

**ANNEXE 1 : Le spectre électromagnétique ..... 211**

**ANNEXE 2 : Principe des dérivées centrées ..... 213**

- ◆ approximation de la dérivée..... 213
- ◆ Approximation linéaire..... 214

**ANNEXE 3 : Discrétisation des équations de Maxwell dans la maille (i,j,k) pour une conductivité électrique nulle..... 215**

- ◆ En coordonnées cartésiennes..... 215
  - Le champ magnétique :..... 215
  - Le champ électrique :..... 216
- ◆ En coordonnées cylindriques..... 216
  - Le champ magnétique :..... 216
  - Le champ électrique :..... 217

**ANNEXE 4 : Traitement des interfaces avec prise en compte de la puissance calorifique en ces points particuliers ..... 219**

**ANNEXE 5 : Traitement des interfaces avec prise en compte de la puissance calorifique en ces points particuliers ..... 223**

**ANNEXE 6 : Discrétisation des équations de Navier-Stokes, de Laplace et de transfert de la chaleur dans la maille (i,k) en deux dimensions 225**

◆ Calcul des vitesses estimées .....	225
➤ En coordonnées cartésiennes, 2D : .....	225
➤ En coordonnées cylindriques, 2D : .....	226
◆ Calcul du terme correcteur $\Psi$ .....	227
➤ En coordonnées cartésiennes, 2D : .....	227
➤ En coordonnées cylindriques, 2D : .....	228
◆ Calcul des vitesses corrigées.....	228
➤ En coordonnées cartésiennes, 2D : .....	228
➤ En coordonnées cylindriques, 2D : .....	228
◆ Calcul de la température .....	229
➤ En coordonnées cartésiennes, 2D : .....	229
➤ En coordonnées cylindriques, 2D : .....	229

<b>Bibliographie .....</b>	<b>233</b>
----------------------------	------------



## **Abréviations**

**ABC** : Absorbing Boundary Condition

**ADI** : Alternating-Direction-Implicit method

**AFOM** : Association Française des Opérateurs Mobiles.

**BHE** : Barrière Hémato-Encéphalique.

**BIOEM** : BIO ElectroMagnétisme.

**CENELEC** : Comité Européen de Normalisation ELECtrotechnique

**CIRC** : Centre International de Recherche sur le Cancer

**COMOBIO** : COmmunications MObiles et BIOlogiques.

**CRSSA** : Centre de Recherche du Service de Santé des Armées.

**DAS** : débit d'absorption massique

**EEG** : ElectroEncéphaloGramme.

**EM** : ElectroMagnétisme

**FDTD** : Finite Difference Time Domain.

**ICNIRP** ou **CIPRNI** : Commission Internationale de Protection pour les Rayonnements Non Ionisants.

**IEEE** : Institute of Electrical and Electronics Engineers

**INERIS** : Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques.

**INTERPHONE** : étude épidémiologique sur le risque de cancer consécutif à une exposition au rayonnement des téléphones portables.

**IRCOM** : Institut de Recherche en Communication Optiques et Micro-ondes.

**IT'IS** : foundation for research on Information Technology In Society

**OMS** : Organisation Mondiale de la Santé

**OSA** : Ondes et Systèmes Associés

**PIOM** : laboratoire CNRS de Physique des Interactions Ondes-Matière ( Bordeaux).

**PML** : Perfectly Matched Layer

**RF** : Radio Fréquence

**SAM** : Specific Anthropomorphic Mannequin (SAM) phantom

**SAR** : specific absorption rate

**SER** : Surface Equivalent Radar.

**SIMPLE** : Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations.

**SIMPLER** : Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations Revised (= SIMPLE revised).

**TE** : Transverse Electric

**TM** : Transverse Magnetic.

## Sigles

- $\Delta t$  = Pas temporel, s ( $\sim dt$ ).
- $\Delta$  = Pas spatial, m.
- $v$  = Vitesse, m / s.
- $v_p$  = Vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, m/s.
- $g$  = Pesanteur : 9.81 m / s<sup>2</sup>.
- $T$  = Température, K.
- $\Delta T$  = Différence de température, °C.
- $\rho_m$  = Densité, kg / m<sup>3</sup>.
- $C_m$  = Chaleur spécifique, J.K<sup>-1</sup>.kg<sup>-1</sup>.
- $K_t$  = Conductivité thermique, W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.
- $h$  = Coeff. d'échange par convection, W/(m<sup>2</sup>.K).
- $\nu$  = Viscosité cinématique, m<sup>2</sup> / s.
- $\mu_d$  = Viscosité dynamique, Pa.s.
- $D_t$  =  $\frac{k_t}{\rho_m C_m}$  = Diffusivité thermique, m<sup>2</sup> / s.
- $\Phi$  = Flux, W/m<sup>2</sup>.
- $\phi$  = Flux, W.
- $\Psi$  = Terme correcteur.
- $E$  = Champ électrique, V / m.
- $H$  = Champ magnétique, A / m.
- $B$  = Vecteur induction magnétique, V.s/m<sup>2</sup> ou T.
- $D$  = Vecteur induction électrique, C/m.
- $j_c$  = Densité de courant de conduction, A/m<sup>2</sup>.
- $\varepsilon$  = Permittivité, As / Vm.
- $\varepsilon_r$  = Permittivité relative.
- $\varepsilon_0$  = Permittivité du vide, 8.854.10<sup>-12</sup> As / Vm.
- $\mu$  = Perméabilité, Vs / Am.
- $\mu_r$  = Perméabilité relative.
- $\mu_0$  = Perméabilité du vide, 4 $\pi$ .10<sup>-7</sup> Vs / Am.
- $\mu_d$  = Viscosité dynamique, Pa/s.
- $\sigma$  = Conductivité électrique, S / m.
- $\rho_c$  = Densité de charge volumique, C/m<sup>3</sup> ou A.s/m<sup>3</sup>.

- P = Pression, Pa.
- DAS = Débit d'absorption spécifique, W / kg.
- Pd = Puissance dissipée, W/m<sup>3</sup>.
- Pc = Puissance calorifique volumique, W/m<sup>3</sup>.
- TS = Terme source thermique, W/m<sup>3</sup>.
- R<sub>s</sub> = Résistance superficielle, Ω.
- I = Courant dans le milieu conducteur, A.
- j<sub>s</sub> = Densité de courant surfacique, en A / m.
- Q = quantité de chaleur, en J.
- φ<sub>R</sub> = Flux de chaleur transmis par rayonnement, en W.
- σ<sub>S</sub> = Constante de Stephan, 5.67.10<sup>-8</sup> W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-4</sup>.
- ε<sub>p</sub> = Facteur d'émission de la surface.
- T<sub>p</sub> = Température de la surface, en K.
- T<sub>∞</sub> = Température du milieu environnant, en K.
- S = Surface, en m<sup>2</sup>.
- V = Volume, en m<sup>3</sup>.







**INTRODUCTION**

**GENERALE**



# INTRODUCTION GENERALE

C'est en 1904 que le terme télécommunication a fait son apparition. En France tout avait commencé avec le télégraphe aérien de Claude Chappe. Cependant, ce n'est qu'à partir de 1980 que ce secteur a connu une forte croissance du fait de technologies toujours plus avancées. Les dernières années ont vu l'essor d'un nouveau mode de communication : la téléphonie mobile et, avec elle un certain nombre de questions ont été soulevées.

Cette technologie fonctionne grâce aux micro-ondes qui sont des ondes électromagnétiques dont le spectre de fréquence est défini sur la plage de fréquence de 0,3 à 300 GHz (ANNEXE 1).

Les recherches sur les conséquences que pourraient avoir les ondes électromagnétiques sur la santé sont plus que jamais d'actualité. Il est donc nécessaire de les mener plus avant afin de pouvoir confirmer ou infirmer les nombreuses hypothèses déjà émises, d'obtenir des éléments de réponses aux multiples questions soulevées par les recherches déjà effectuées, en cours ou en prévision et de réactualiser les normes en vigueur au vu des dernières études (projet international EMF de l'organisation mondiale de la santé [0.1]).

L'étude des interactions des ondes électromagnétiques avec le vivant regroupe bien évidemment plusieurs domaines comme la physique ou la biologie et doit même composer avec des enjeux économiques et politiques (les télécommunications représentent, en effet, un marché important). Des études épidémiologiques, in vitro et in vivo s'avèrent donc nécessaires. Dans ce cadre, la simulation numérique devient un outil très performant et très utile pour les analyses dosimétriques qui doivent être les plus complètes possibles.

L'institut de recherche Xlim (UMR CNRS n°6172) dans lequel j'ai effectué ma thèse, est décliné en cinq départements, et c'est dans l'un des projets intitulé « Ondes et

Santé » du département « Ondes et Systèmes Associés » (OSA) que s'inscrivent mes travaux de recherche. Au sein de ce projet, des études sont menées sur l'interaction des ondes électromagnétiques avec le vivant aux fréquences décimétriques et centimétriques ( $\sim$ GHz). L'expertise du groupe, en particulier sur le développement et la caractérisation des systèmes d'exposition, est mise à profit dans le cadre de nombreuses collaborations et études dans le domaine du bio-électromagnétisme. Dans ce dernier, on distingue généralement trois aspects : l'aspect sanitaire, l'aspect thérapeutique et les mécanismes pour la compréhension des phénomènes biophysiques à l'échelle cellulaire.

Dans ce contexte, un point important pour toutes ces études est la connaissance des niveaux d'exposition aux champs électromagnétiques et de la température ; notamment pour définir les normes de sécurité mises en place afin de se prémunir des éventuels effets thermiques induits par les ondes.

Un premier problème réside dans les dimensions à considérer vis à vis des longueurs d'onde ( $\sim$ cm), des tissus ( $\sim$ cm), des cellules ( $\sim\mu$ m) et des membranes cellulaires ( $\sim$ 10 nm). Un deuxième aspect réside dans la maîtrise des effets thermiques, conduisant à la définition multi-physique du problème. C'est sur ce dernier point que mes travaux se sont portés. Ils contribuent à la caractérisation des systèmes d'exposition et des milieux biologiques exposés aux ondes électromagnétiques dans le cadre d'études portant sur les éventuels effets sanitaires des ondes émises par les systèmes de télécommunications sans fil, les effets des signaux de type RADAR et les effets des champs électriques ou électromagnétiques de très courtes durées et de très fortes amplitudes.

Les travaux de cette thèse avaient pour objectif l'analyse de systèmes d'exposition, en particulier sous l'aspect thermique. Pour cela le développement et la mise au point d'outils de simulation intégrant les phénomènes électromagnétiques, thermiques et hydrodynamiques, adaptés à nos applications spécifiques, se sont avérés nécessaires.

Ainsi, dans le premier chapitre, le contexte de l'étude sera présenté, avec un résumé des connaissances sur les éventuels effets sanitaires imputés aux ondes électromagnétiques et un bref rappel des paramètres généraux de quantification de

l'interaction de ces ondes électromagnétiques avec le vivant. S'inscrivant dans le cadre d'études sur les effets non thermiques, un état de l'art des études bioélectromagnétiques permettra de mettre en évidence l'importance de la considération des phénomènes liés aux variations de chaleur. Une seconde partie sera donc consacrée à leur présentation et à la description des « éléments » nécessaires à la détermination de la température, les équations régissant les phénomènes thermiques seront détaillées, ainsi que les différentes méthodes de résolution exposées dans la littérature.

La connaissance, le contrôle et la maîtrise parfaite des conditions d'exposition sont indispensables. Pour expérimenter, comprendre et modéliser les interactions des ondes électromagnétiques avec des cellules et des tissus biologiques, une dosimétrie appropriée et complète est donc nécessaire. La majeure partie de ces travaux de thèse a été consacrée à la mise au point d'un code numérique permettant la détermination de la température et devant être compatible avec les outils de simulation électromagnétiques déjà existants.

Aussi, le second chapitre sera consacré à l'aspect numérique : la méthode FDTD y sera présentée et un accent particulier sera mis sur la technique et l'algorithme utilisés pour la détermination de la température. Deux cas seront exposés selon que la conduction thermique est considérée comme le seul phénomène existant ou que les phénomènes convectifs sont pris en compte. Les points particuliers tels que les frontières du domaine et les interfaces feront l'objet d'une attention particulière, ainsi que la détermination du domaine de validité des outils développés.

Une fois l'étude placée dans son contexte et les outils utilisés détaillés, les deux chapitres suivants présenteront des applications directes du travail de développement effectué.

Ainsi dans le troisième chapitre, une première étude d'un système d'exposition *in vitro*, la cellule fil-plaque, sera présentée. Les niveaux de DAS induits dans les boîtes de Pétri permettront la seule considération du phénomène conducteur. La méthode de la détermination de la température liée à ce système particulier sera discutée, puis une analyse thermique mettra en relief l'influence des éléments métalliques de la cellule fil-plaque.

Le quatrième et dernier chapitre concernera l'étude dosimétrique d'un système d'exposition à 2,45 GHz consistant en un tube à essai contenant une solution

biologique, placé dans une cavité résonante. L'analyse de ce dispositif mettant en jeu de fortes puissances et donc de forts gradients de température amènera à discuter sur l'influence des phénomènes de conduction et de convection thermiques.

# CHAPITRE 1

## *Contexte de l'étude*





# CHAPITRE 1 : CONTEXTE DE L'ETUDE

## I.Introduction

Ces travaux de recherche s'inscrivent dans le cadre des études portant sur l'effet des ondes électromagnétiques avec le vivant aux fréquences micro-ondes. Nombres d'études sont actuellement menées sur le sujet. Le caractère pluridisciplinaire, physique et biologique, de cette activité conduit à des collaborations multiples, notamment avec des biologistes.

Les progrès considérables effectués dans le domaine des télécommunications se traduisent par l'utilisation croissante des ondes électromagnétiques. Elles sont induites par la combinaison de deux perturbations, l'une électrique et l'autre magnétique et caractérisées par leur fréquence. Notre étude se situe dans la gamme des radiofréquences qui sont des ondes électromagnétiques dont la fréquence est comprise entre 30 kHz et 300 GHz [I.1].

Du fait de la prolifération rapide de nouvelles technologies utilisant ces fréquences, notamment la téléphonie (dont la gamme de fréquence exploitée se situe, selon les opérateurs et les technologies, entre 850 et 1900 MHz, et s'étend jusqu'à 2200 MHz, avec le développement de la technologie UMTS [I.2]), des études ont été menées sur d'éventuels effets sanitaires qui leur seraient imputés. Certaines de ces recherches ont soulevé l'existence potentielle de risques, nécessitant la mise en place de consignes de sécurité et de recommandations. Ces mesures ont pour objectif de fixer des niveaux limites d'exposition et de prévenir les risques en établissant des règles en ce qui concerne l'exposition des personnes au quotidien et au travail.

Les radiofréquences sont des rayonnements non ionisants. Cependant, elles peuvent produire différents effets sur les systèmes biologiques, dont l'effet thermique [I.1]. Pour établir le rapport entre les effets thermiques et l'exposition à un environnement électromagnétique, un paramètre est défini : le débit d'absorption spécifique (DAS ou SAR en anglais) qui représente la puissance absorbée par unité de masse.

Le DAS peut être calculé grâce au champ électrique ou par le biais de la température, or les mesures expérimentales avec des sondes restent difficiles. Aussi, une approche numérique est envisagée pour compléter l'expérimentation [I.3].

Nos travaux s'inscrivent dans le cadre d'études sur d'éventuels effets bénéfiques ou délétères des ondes électromagnétiques sur la santé dans des conditions athermiques, c'est-à-dire que si un effet est constaté, il n'est pas dû à une élévation de température. Aussi, le contrôle thermique des systèmes d'exposition est nécessaire.

Les applications à venir s'intéresseront aux signaux impulsionnels (type RADAR, sans porteuse...)

## **II. Bio-électromagnétisme**

### **II.1. Les méthodes d'évaluation**

Ce paragraphe fait un bref résumé de l'état des connaissances sur les effets sanitaires.

#### **II.1.a. L'épidémiologie**

« L'épidémiologie étudie les caractéristiques des pathologies au sein d'une population, et leurs déterminants. À ce titre, toute étude qui s'intéresse à un trouble de

l'état de santé d'un groupe de personnes, et qui cherche à le caractériser en fonction de critères démographiques ou de tout autre facteur est une étude épidémiologique » [I.4].

Les études épidémiologiques consistent à déterminer sur une partie de la population concernée, s'il existe une corrélation entre un facteur de risque et une maladie.

Ces études sont très coûteuses et une méthodologie rigoureuse doit être suivie cependant les résultats obtenus rendent bien compte des éventuels risques suscités par les micro-ondes.

L'essor, encore récent, de la téléphonie mobile ne permet pas de conclure définitivement. Dans le cadre de sa mission de coordination et de recherche sur les causes du cancer, le CIRC, Centre International de Recherche sur le Cancer (CIRC), rattaché à l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS), a lancé une étude épidémiologique à l'échelle européenne afin de déterminer si l'origine des cancers pouvait avoir un lien avec l'exposition aux radiofréquences. Nommée INTERPHONE, cette étude sera la plus importante étude épidémiologique jamais réalisée sur ce sujet.

En ce qui concerne les stations de bases, Neubauer et al. ont étudié la faisabilité de futures études épidémiologiques sur les possibles effets des ondes émises [I.5].

### II.1.b.L'expérimentation in vitro

Les études in vitro utilisent des cultures (de cellules animales & humaines) pour évaluer les interactions particulières, observables à l'échelle des cellules et des tissus [I.6].

Ce type d'étude présente des avantages non négligeables. Tout d'abord, un système in vitro est « peu complexe » si on le compare à un organisme entier. Ensuite, les paramètres influents peuvent être modifiés facilement, de ce fait, le contrôle des expériences est meilleur. Enfin, ces études permettent de mettre en évidence les effets des ondes électromagnétiques à petite échelle c'est-à-dire sur des 'systèmes' cellulaires.

Cependant, ces études ne suffisent pas. En effet, le vivant est un domaine extrêmement complexe, les cellules ne sont pas isolées les unes des autres, elles sont hiérarchisées et donc en lien direct avec des organes plus importants, plus complexes. Il est donc nécessaire de mener des études sur des organismes vivants.

### II.1.c.L'expérimentation in vivo

Grâce à ces études, les effets qu'engendrent les expositions aux radiofréquences sont plus complets et s'approchent plus de la réalité que l'expérimentation in vitro. Menées en laboratoire, elles permettent des recherches qui ne sont pas envisageables au niveau de l'Homme.

Afin de se rapprocher le plus possible des conditions d'exposition par un téléphone mobile, différents types d'exposition sont envisagés (exposition corps entier, exposition dite 'tête seule', exposition dite 'localisée').

Pour les études menées sur les humains, elles relèvent de la médecine. Les professionnels testent sur des volontaires l'existence d'éventuels effets (étude de l'électroencéphalogramme, par exemple) [I.7], [I.8].

## **II.2. Bref état des lieux sur les éventuels risques sanitaires**

Afin de montrer que les recherches actuelles ne permettent pas de conclure sur d'éventuels risques sanitaires dus aux ondes électromagnétiques, nous allons rappeler brièvement les conclusions, des études déjà menées, selon différents types d'affections, données par des experts dans différents rapports [I.2], [I.3].

En ce qui concerne le cancer, les enquêtes déjà menées n'apportent pas, en l'état actuel, de preuves sérieuses concluant à la prolifération des cellules cancéreuses sous exposition à des champs radiofréquences.

Pour ce qui est du système nerveux, les recherches portent sur le comportement, la mémoire, les troubles du sommeil, ainsi que sur l'étude de l'électroencéphalogramme (EEG) et de la barrière hémato-encéphalique (BHE : c'est un filtre physique entre la circulation sanguine et le tissu cérébral). Des études expérimentales effectuées, en laboratoire, sur l'homme et sur l'animal, montrent que l'exposition aux téléphones mobiles entraînerait une modification de certaines fonctions

cérébrales. Il n'est, cependant pas établi que ces effets seraient nocifs pour la santé. Les études conduites en laboratoire sur des animaux ont montré des altérations de leur comportement, et cela pour des niveaux de puissances élevés. Aux bas niveaux, dans le cadre du projet COMOBIO, les études n'ont pas montré d'effets sur la mémoire. En ce qui concerne les troubles du sommeil, l'état actuel des recherches ne permet pas de conclure à des effets sanitaires. Les conséquences que pourraient avoir les ondes électromagnétiques sur la barrière hémato-encéphalique font également l'objet d'investigations [I.9]. Les études menées sur ce thème sont contradictoires, Finnie et al ne concluent pas à d'éventuels effets des radiofréquences sur la perméabilité de la BHE [I.10], par contre Salford et al ont montré une augmentation de la perméabilité de celle-ci lors d'une exposition aux radiofréquences continue et pulsée [I.11].

Les experts de [I.2] stipulent qu'une attention plus particulière devrait être portée aux interférences électromagnétiques entre les ondes et les implants (stimulateurs, défibrillateurs cardiaques, ...).

En ce qui concerne la reproduction et le développement, l'œil, le système cardio-vasculaire et le système immunitaire, les études n'ont pas montré, là non plus, la présence de risques pour la santé. Certains symptômes rapportés par le public (symptômes subjectifs), comme la fatigue ou les maux de tête, font également l'objet d'études sans qu'aujourd'hui leurs liens avec les micro-ondes ne soient prouvés.

Finalement, en l'état actuel, rien ne permet d'infirmer ou de conclure à d'éventuels risques sanitaires dus aux ondes électromagnétiques. Aussi, les études doivent être poursuivies.

Toutes ces études s'appuient sur la détermination d'une grandeur caractéristique, paramètre de référence, le débit d'absorption spécifique noté DAS.

### II.3. Le débit d'absorption spécifique : le DAS

Lorsqu'une onde est émise, elle se propage. Au cours de son trajet, elle rencontre des obstacles, une partie de l'onde incidente est réfléchiée, l'autre est transmise.

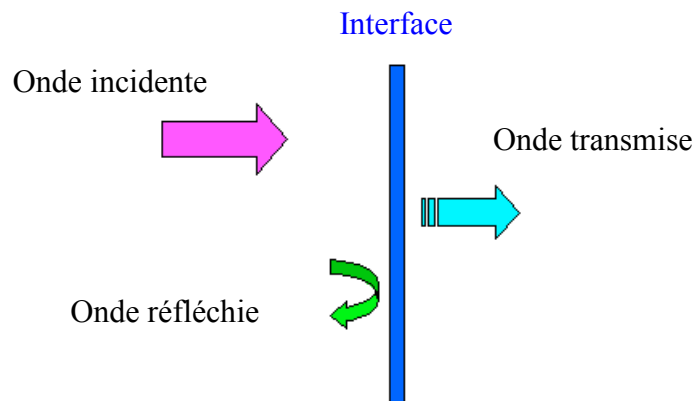


Fig.1 : Décomposition de l'onde incidente

Il en va de même pour une interface biologique. Ainsi cette onde transmise ou absorbée semble être le paramètre le plus significatif pour quantifier la dissipation de l'énergie dans la matière. Le débit d'absorption spécifique : le DAS ou SAR (terme en anglais) devient donc, en 1981, le paramètre dosimétrique de référence.

Les champs radiofréquences pénètrent à l'intérieur des tissus exposés et y provoquent un échauffement dû à l'absorption d'énergie. L'absorption tissulaire des champs radiofréquences au sein d'une masse donnée de tissus est mesurée par le DAS. Ce taux d'absorption spécifique est la grandeur qui sert à mesurer la « dose » absorbée de champs RF [I.12].

Le DAS se définit comme suit, c'est la quantité de puissance absorbée par unité de masse, son unité est le watt par kilogramme :

$$(Eq.1) \quad DAS = \frac{dW}{dm}$$

- DAS : Débit d'absorption spécifique, en W/kg .

- $W$  : Puissance absorbée, en W.
- $m$  : Masse, en kg.

Il peut être calculé par l'intermédiaire [I.3] :

- du champ électrique E.

$$(Eq.2) \quad DAS = \frac{\sigma E^2}{2 \rho_m}$$

- $\rho_m$  : Densité volumique du milieu, en  $kg / m^3$ .
- $\sigma$  : Conductivité du milieu, en  $S / m$ .
- $E$  : Valeur crête du champ électrique, en  $V / m$ .

- de la température.

$$(Eq.3) \quad DAS = C_m \frac{\partial T}{\partial t}$$

- $C_m$  : Chaleur spécifique, en  $J.K^{-1}.kg^{-1}$ .
- $T$  : Température, en K.
- $t$  : Temps, en s.

C'est un paramètre significatif en ce qui concerne :

- les comparaisons entre les niveaux d'exposition et des effets biologiques.
- la détermination des normes d'exposition.

Deux types de DAS sont à considérer :

- le DAS corps entier, moyenné sur la totalité du corps.
- le DAS localisé, moyenné sur 10 grammes.

Les études réalisées ont donc pour but de déterminer les éventuels risques selon les niveaux de DAS.



## **II.4. La dosimétrie**

La dosimétrie est la quantification des champs et puissances induites dans les tissus.

La quantification de la puissance absorbée dans les tissus repose sur le DAS qui permet de définir les normes et recommandations. Or celles-ci étant basées sur les effets liés à la température, des informations de plus en plus complètes sont nécessaires pour bien contrôler et maîtriser les niveaux de température dans les systèmes d'exposition.

La mesure des champs électromagnétiques ou de la température de façon expérimentale nécessite l'utilisation de matériel spécifique, ce qui rend la mesure difficile du fait de l'hétérogénéité des tissus biologiques et du placement complexe des sondes. Aussi, l'approche numérique qui consiste à modéliser les différents tissus est nécessaire pour compléter l'expérimentation. On distingue donc la dosimétrie expérimentale et la dosimétrie numérique.

La dosimétrie représente un aspect essentiel dans les études sur les interactions ondes – vivant parce qu'elle permet, tout d'abord, de vérifier la conformité des systèmes, d'étudier l'exposition réelle et de contrôler les normes et recommandations internationales. Ensuite, elle contribue à bien maîtriser les niveaux de champs et les puissances induites dans les tissus de façon à concevoir des systèmes d'exposition adéquats. Enfin, elle permet d'avoir accès aux valeurs de champs, de puissance, de température dans le corps humain où l'éthique ne permet pas d'implanter des sondes [I.13], [I.14]. L'influence de la morphologie entre l'adulte et l'enfant peut alors être également étudiée [I.15], [I.16].

Dans le cadre de nos recherches, la nécessité d'avoir des outils numériques performants et adaptés à nos besoins est réelle. Ainsi à l'institut Xlim, la dosimétrie numérique de nombreux systèmes d'exposition est déterminée et doit être la plus complète possible. Des analyses expérimentales sont, par ailleurs indispensables pour compléter les études numériques et pour valider les résultats de simulation.

L'analyse des différents effets biologiques découle de l'étude des champs et des puissances induites dans les tissus. Grâce aux études dosimétriques, nous pouvons avoir accès à tous les paramètres, ce qui n'est pas le cas pour les expériences in vitro ou in vivo. Elles constituent donc un outil très important.

C'est avec l'aide de ces études qu'est déterminée la conformité aux normes et recommandations internationales, qui correspondent à un niveau de DAS limite et qui sont fixées pour se prémunir des éventuels effets thermiques.

La dosimétrie permet donc la détermination des niveaux de champs, des distributions de DAS et de température des systèmes étudiés [I.17], [I.18], [I.19].

## **II.5. Normes et recommandations**

A ce jour, deux effets des ondes électromagnétiques sur l'organisme sont reconnus et forment la base des seuils d'exposition recommandés [I.20] :

- les courants induits circulant dans l'organisme (émission basse fréquence).
- l'échauffement thermique (émission haute fréquence au-dessus de 1 MHz).

Deux types de considération sont alors émis. En effet, le public et les travailleurs sont traités séparément. Les seuils applicables au public, en ce qui concerne le DAS, mesuré selon une norme européenne en faisant fonctionner les mobiles à leur puissance maximale, ont été évalués en considérant le niveau à partir duquel un effet nocif est constaté et en lui appliquant un facteur 50 de sécurité contre un facteur 10 pour les travailleurs. Le débit d'absorption spécifique doit atteindre au moins 4 W/kg pour avoir des effets nocifs sur la santé des personnes exposées à des champs radiofréquences [I.12] (pour cette valeur, la température du corps peut augmenter de plus de 1°C [I.21]). Donc, la restriction de base pour l'exposition du public aux rayonnements électromagnétiques correspond à un DAS moyen de 0,08 W/kg (Tab.I).

Pour les gammes de fréquence utilisées par les équipements de téléphonie mobile, les restrictions de base suivantes doivent être respectées [I.3], (Tab.I) :

- DAS corps entier égal à 0,08 W/kg.
- DAS local égal à 2 W/kg sur 10 grammes de tissus.

**Tab.I : Restrictions de base pour l'exposition du public aux rayonnements électromagnétiques dans le domaine des radiofréquences moyennées sur 10 g de tissus**

	ICNIRP [I.21]	Conseil de l'Union Européenne [I.22]
Secteur géographique	Monde	Europe
DAS moyen (corps entier)	0.08 W/kg	0.08 W/kg
DAS local	2 W/kg	2 W/kg

Afin de s'assurer du respect des restrictions de base, des niveaux de référence ont été calculés sous la forme de seuil de champ électrique et de champ magnétique (Tab.II).

Les champs radiofréquences de fréquence inférieure à 10 GHz (jusqu'à 1 MHz) pénètrent à l'intérieur des tissus exposés. La profondeur de pénétration dépend de la fréquence du champ et elle est d'autant plus grande que la fréquence est plus basse [I.12]. Ainsi les niveaux de référence aux champs radiofréquences pour le public sont donnés dans le tableau Tab.II.

Les champs radiofréquences de fréquence supérieure à 10 GHz sont absorbés à la surface de la peau mais la quantité d'énergie qui pénètre dans les tissus sous-jacents est très faible. D'un point de vue dosimétrique, les champs radiofréquences de plus de 10 GHz sont caractérisés par leur intensité ou densité de puissance exprimée en  $W/m^2$ . L'exposition à des champs radiofréquences de plus de 10 GHz, dont la densité de puissance dépasse  $1000 W/m^2$ , a des effets nocifs notoires sur la santé consistant, par exemple, en cataractes ou brûlures cutanées [I.12].

**Tab.II : Niveaux de référence pour le public [I.3], [I.22]**

Fréquence (f)		Champ E (V/m)	Champ H (A/m)	Densité de puissance (W/m <sup>2</sup> )
1-10 MHz		$87 / f^{1/2}$	$0,73 / f$	-
10-400 MHz		28	0,073	2
400-2000 MHz		$1,375 f^{1/2}$	$0,0037 f^{1/2}$	$f / 200$
2-300 GHz		61	0,16	10
GSM 900	925-960 MHz	41	0,11	4,6
GSM 1800	1805-1880 MHz	58	0,15	9
UMTS	2110-2170 MHz	61	0,16	10

### **III. Bilan des systèmes d'exposition in vitro**

Les systèmes d'exposition sont la base des études bioélectromagnétiques, il est donc indispensable de bien les maîtriser. Ainsi, les conditions d'exposition sont contrôlées et permettent la validation et la duplication des études.

Alice COLLIN a exposé dans ses travaux de thèse une synthèse des systèmes d'exposition existants [I.19]. Aussi, ce paragraphe en présente un bref bilan axé sur les dispositifs pour les études in vitro.

Les systèmes d'exposition in vitro, qui font l'objet de nos travaux, ont pour objectif d'illuminer des supports biologiques tels que les boîtes de Pétri par des ondes électromagnétiques. Les cellules constituant la solution biologique peuvent être suspendues ou collées au fond du support [I.23]. Pour ces systèmes d'exposition, la distribution de champs doit être la plus homogène possible et les effets thermiques doivent être contrôlés [I.24], [I.25].

Selon le dispositif, le DAS et la température varient. En effet, certains paramètres ont une influence sur ces grandeurs : les propriétés électriques et thermiques des milieux, la géométrie et la position des supports biologiques, les matériaux constituant le système, le volume de solution, le ménisque [I.26].

Il existe de nombreux systèmes d'exposition [I.24] qui sont sans cesse optimisés. Schönborn et al. présentent dans [I.26] différents systèmes utilisés pour l'exposition de boîtes de Pétri ou de flasques, selon le dispositif et les paramètres du système considéré (Tab.III) : la chambre HF, le guide d'onde, la cellule TEM (Transverse ElectroMagnetic), la cellule fil-plaque et la ligne à transmission radiale.

**Tab.III : Performances des 5 systèmes d'expositions in vitro présentés par Schönborn et al. [I.26]**

	<b>Chambre HF</b>	<b>Guide d'onde</b>	<b>Cellule TEM</b>	<b>Cellule fil-plaque</b>	<b>Ligne à transmission radiale</b>
<b>Bande de fréquence</b>	plusieurs GHz	0.7-2 GHz	< 1 GHz	0.7-2 GHz	< 3 GHz
<b>Nombre de boîte</b>	> 20	4 - 10	2	8	20
<b>Polarisation conseillée</b>	K	E	E	E	E
<b>Rendement</b>	moyen	élevé	faible	élevé	moyen
<b>Besoin de puissance</b>	élevé	faible	élevé	faible	moyen
<b>Homogénéité</b>	faible	moyen	élevée	moyen	moyen
<b>Complexité</b>	élevé	faible	faible	faible	moyen
<b>Taille</b>	grande	moyenne	petite	petite	moyenne
<b>Coût du système</b>	élevé	modéré	élevé	modéré	modéré
<b>Contrôle environnemental</b>	intégré dans le dispositif	incubateur	incubateur	incubateur	intégré dans le dispositif
<b>Protection électro-magnétique</b>	intégré dans le dispositif	indépendant	indépendant	intégré dans le dispositif	intégré dans le dispositif
<b>Contrôle de l'exposition</b>	wattmètre	wattmètre	wattmètre	sonde	wattmètre
<b>Références</b>	[I.27]	[I.28], [I.29]	[I.30], [I.31], [I.32]	[I.17], [I.33]	[I.34]

## **IV. La température**

Mes travaux de thèse se sont principalement axés sur l'aspect thermique des études bioélectromagnétiques, aussi ce paragraphe y est-il consacré.

### **IV.1. Effets thermiques, Effets non thermique**

Ces dernières années, de nombreux résultats sur les interactions ondes – vivant ont été publiés. L'étude des phénomènes physiques et biologiques est très complexe et impose donc une extrême rigueur dans la mise au point de procédures d'expérimentation, de mesure et d'observation [I.3].

Sur l'aspect électromagnétique, de nombreuses études ont déjà été menées, en particulier au sein même de l'équipe [I.35], [I.17], [I.18], [I.19]. Ainsi, la particularité de mes travaux repose principalement sur l'aspect thermique. En effet, les tissus biologiques absorbent les ondes électromagnétiques et les dissipent en chaleur. Aussi, avant d'orienter notre exposé bibliographique sur les diverses études disponibles concernant l'influence de la température sur les recherches onde–matière, nous allons définir les effets thermiques et les effets non thermiques.

Pour cela, nous citons le rapport sur « l'incidence éventuelle de la téléphonie mobile sur la santé » par Jean-Louis LORRAIN et Daniel RAOUL [I.3].

- Un effet de type thermique « est causé par un échauffement local ou systémique des tissus biologiques. Il provient de la forte teneur en eau du corps humain. Les micro-ondes provoquent une agitation des molécules d'eau contenues dans les tissus (qui sont polarisées et donc tendent à s'orienter suivant le champ électrique) et entraînent une augmentation de la température si le niveau de puissance est suffisant et si la thermorégulation qui implique la circulation sanguine ne se déclenche pas ou ne parvient pas à rétablir l'homéostasie ».

- Un effet non thermique ou spécifique « n'est pas dû à un échauffement » et n'entraîne pas le déclenchement de la thermorégulation.
- Des effets à niveau intermédiaire (athermique) « peuvent exister si l'échauffement est empêché par la mise en route de la thermorégulation et si celle-ci crée un stress additionnel ».

Un seuil thermique a été défini par le biais d'études expérimentales. Il traduit un DAS de 4 W/kg et correspond à une hausse de 1 °C de la température corporelle chez l'homme [I.21]. Pour une valeur inférieure, le système de thermorégulation peut maintenir la température corporelle autour de sa valeur nominale en permettant l'évacuation de la chaleur.

En résumé, un échauffement des tissus correspond à un effet thermique. S'il n'y a pas d'élévation de température mais mise en œuvre de la thermorégulation, l'effet est dit non thermique. Il est dit athermique s'il n'y a pas d'échauffement des tissus et si la thermorégulation n'est pas déclenchée [I.13]. Notons que souvent, les effets non thermiques et athermiques sont assimilables.

## **IV.2. Etudes biologiques**

Le nombre d'études menées sur l'éventualité d'effets induits par les champs radiofréquences sur des systèmes cellulaires est en perpétuelle augmentation. Jusqu'ici aucun mécanisme satisfaisant ne s'est imposé pour expliquer les effets biologiques de ces champs. Une des théories courantes stipule que la cause de ces éventuels effets serait la génération de chaleur due aux micro-ondes [I.36]. Cependant, la supposition que l'effet thermique est l'unique facteur qui devrait être considéré lors d'une exposition micro-onde est souvent discutée. En effet, l'existence d'effets non-thermiques ou athermiques est plus que jamais d'actualité [I.37]. De tels effets sont examinés dans un certain nombre de systèmes, et c'est dans ce cadre que se placent nos travaux.

Ainsi, Velizarov et al. [I.36] ont étudié l'effet que ces champs, en combinaison avec une variation de température, pourraient avoir sur la prolifération cellulaire. Les cellules sont exposées dans une cellule TEM à la fréquence GSM (960 MHz). De plus, dans cette étude, les cellules ont été exposées à une température plus élevée (39°C) et plus basse (35 °C) que la température dans l'incubateur (37 °C). Les résultats ont prouvé qu'il y avait une modification notable de la prolifération cellulaire dans les cellules exposées comparativement aux cellules non-exposées aux deux températures. Par ailleurs, aucun changement crucial du taux de prolifération n'a été trouvé dans les cellules de référence, aux deux températures. Selon Velizarov et al. [I.36], des effets biologiques dus aux radiofréquences ne peuvent donc pas être seulement attribués à une élévation de température.

Pour examiner les effets biologiques des champs électromagnétiques radiofréquences, Takashima et al. [I.38] ont examiné les réponses cellulaires fondamentales après exposition à diverses valeurs de DAS. Ils se sont également penchés sur les effets d'une exposition continue et intermittente pour de hautes valeurs de DAS, dans le but d'examiner les différences entre les effets thermiques et non-thermiques. Le dispositif utilisé est un guide d'onde rectangulaire le long duquel les ondes électromagnétiques se propagent selon le mode TE<sub>10</sub>. Une boîte de Pétri est placée sur le guide d'onde où deux fentes ont été faites pour permettre l'exposition des cellules aux radiofréquences et, pour augmenter l'uniformité du champ électrique dans le milieu et la distribution de DAS dans la boîte de Pétri. Les résultats indiquent que la plupart des cellules dans chaque cycle cellulaire sont altérées par une haute exposition aux rayonnements RF. De plus, l'exposition aux champs radiofréquences a pour résultat une élévation en température du milieu, et l'effet thermique dépend du DAS moyen. Les résultats obtenus par Takashima et al. [I.38] suggèrent que le désordre de prolifération est provoqué par l'effet thermique et que l'effet non-thermique des rayonnements radiofréquences n'a pas compromis la prolifération cellulaire.

Bons nombres d'études sont menées sur les protéines HSP (Heat shock protein) [I.39], [I.40], [I.41], [I.42], [I.43], [I.44], [I.45]. « Les protéines de choc thermique ou protéines de stress (HSP en anglais) ont un rôle de protection sur les autres protéines de l'organisme. Elles sont fabriquées lorsque l'organisme est soumis à des agressions telles que la chaleur ou des substances toxiques. En cas de stress (agression), ces protéines peuvent maintenir ou restaurer la structure des autres protéines. L'hypothèse



actuellement soulevée serait que les radiofréquences émises par les téléphones mobiles constitueraient une agression pour les cellules qui réagiraient en fabriquant des protéines de choc thermique. Elles seraient donc un indicateur du stress imposé aux cellules. Les résultats des études fondamentales et essentiellement cellulaires, menées à ce jour sont contradictoires : certaines ne retrouvent pas d'augmentation de ces protéines, d'autres, en revanche, retrouvent une induction des HSP lors de l'exposition à des radiofréquences similaires à ceux de la téléphonie mobile » (extrait de [I.46]).

Le but de l'étude menée par Lim et al. dans [I.43] est de déterminer si l'exposition aux rayonnements d'un téléphone mobile induit une réponse (stress) non thermique dans les leucocytes humains. Des cellules sanguines sont exposées à des champs de 900 MHz selon trois valeurs moyennes de DAS (0,4, 2,0 et 3,6 W/kg) pendant différentes durées (20 minutes, 1 heure et 4 heures) dans une cellule TEM placée dans un incubateur. Des groupes de contrôle soumis à une contrainte de température de 42 °C et des groupes gardés à 37 °C ont été placés simultanément dans le même incubateur. La chaleur engendre une augmentation du nombre de cellules exprimant les protéines de stress en fonction du temps. Par ailleurs, aucune différence significative n'a été détectée dans le nombre de cellules exprimant des protéines HSP après exposition aux ondes électromagnétiques. Ces résultats suggèrent que le rayonnement des téléphones mobiles n'est pas un facteur de « stress » des lymphocytes et des monocytes humains normaux, contrairement au chauffage.

Dans [I.40], l'induction des protéines de stress a été étudiée après une exposition in vitro de 2 heures aux radiofréquences, sous des conditions isothermes. Les résultats publiés par Cleary et al. ne montrent aucun effet des radiofréquences sur l'induction de protéines de stress.

Par ailleurs, dans [I.41], Bohr et al. montrent qu'une exposition micro-onde peut affecter la cinétique du « processus de pliage » des protéines globulaires. Les résultats suggèrent que les effets des micro-ondes sont non thermiques. De même, dans [I.42], Mashevich et al. ont exposé in vitro des lymphocytes humains (PBL) à 830 MHz afin de déterminer si les éventuelles conséquences de l'irradiation pouvaient amener au cancer. Les lymphocytes ont été irradiés selon différents DAS dans la gamme de 1,6-8,8 W/kg pendant 72 heures à des températures comprises entre 34,5 °C et 37,5 °C. Mashevich et al. ont mis en évidence un effet géno-toxique du rayonnement dont l'origine serait non-thermique. De Pomerai et al. concluent également à un effet non thermique des ondes électromagnétiques [I.44].

Par ailleurs, dans [I.45], une étude est menée concernant d'éventuels effets, thermiques ou non, sur l'expression des gènes HSP dus à une exposition micro-onde. Les cellules sont exposées dans une cellule TEM faite de cuivre. Une modeste induction de l'expression de ces gènes est alors observée (20 % après 2 heures et demi à 26 °C), ce qui tend à prouver qu'une exposition micro-onde de faible intensité peut induire une réponse non thermique dans les vers « *Caenorhabditis Elegans* ». Or la cellule TEM induit des pertes de puissance de l'ordre de 8,5 % à 1 GHz qui s'accompagnent d'une légère augmentation de température d'environ 0,3 °C pour 1 W. Aussi, les échantillons exposés sont légèrement plus chauffés que les échantillons témoins (de référence). Afin de palier à ce problème et de réduire les pertes ainsi que l'élévation de température, une cellule TEM modifiée est proposée. Le changement principal réside dans le fait que les surfaces en cuivre sont plaquées d'argent. Avec cette nouvelle cellule, les pertes sont réduites à 1,5 % à 1 GHz et l'échauffement de l'échantillon est d'environ 0,15 °C à 1 W. Pour les échantillons de référence, aucune différence n'est à noter entre les deux cellules. En outre, l'exposition des vers exposés dans la cellule plaquée argent n'engendre pas de différence remarquable par rapport aux échantillons témoins de la cellule en cuivre. Dawe et al. concluent donc que l'interprétation initiale d'effets non thermiques ne peut être soutenue et qu'une partie de l'explication de ces résultats semble être d'origine thermique.

Aujourd'hui, en l'état actuel des connaissances, il est difficile de conclure sur la qualité des mécanismes susceptibles d'engendrer des effets dus aux rayonnements électromagnétiques. Comme nous l'avons dit, l'existence d'effets non-thermiques est plus que jamais d'actualité. Aussi, s'inscrivant dans le cadre d'études sur les effets non thermiques des ondes avec le vivant, mes travaux ont consisté en le développement d'un outil de simulation multiphysique pour caractériser les systèmes d'exposition bioélectromagnétiques. En effet, une étude complète, appropriée et approfondie des systèmes, incluant la partie thermique, est nécessaire.

### **IV.3. Etudes dosimétriques**

Les études menées sur la dosimétrie des systèmes d'exposition prennent logiquement toutes en compte la partie électromagnétique.

Plusieurs études présentent des résultats dosimétriques alliant l'électromagnétisme et la thermique. En effet, le phénomène de variation thermique a déjà fait l'objet d'études au sein même d'Xlim par Torres et al [I.47]. Ils présentent un algorithme permettant de combiner l'électromagnétisme et la thermique (conduction thermique uniquement) dans le but de prendre en compte l'influence de la température dans le calcul des paramètres diélectriques des matériaux.

Schuderer et al. [I.48], [I.49] ont également considéré ce phénomène thermique en plus de l'aspect électromagnétique. Ainsi les champs, le DAS et la température sont calculés dans une boîte de Pétri isolée. Leurs résultats tendent à prouver que la présence de points chauds au sein de la solution biologique peut être exclue.

Clemens et al. [I.50] ont présenté un modèle numérique pour prévoir les distributions de champs électromagnétiques, de la puissance dissipée et de la température dans les guides d'onde micro-onde et les cavités afin de discuter l'influence de la température sur les propriétés diélectriques.

Cependant, peu d'études prennent en compte le phénomène de convection thermique.

Zhang *et al.* [I.51] ont développé un modèle numérique pour déterminer les distributions de champs électromagnétiques, de vitesses et de température, tout en considérant les variations des propriétés diélectriques avec la température. Leur système d'exposition consiste en un container rectangulaire rempli d'un liquide et disposé dans une cavité micro-onde. Leurs résultats montrent l'importance de la prise en considération de la convection thermique.

Dans un même temps, Ratanadecho et al. [I.52] proposent un modèle mathématique complet pour décrire l'aspect électromagnétique, thermique et hydrodynamique. Leurs travaux montrent que la prise en compte de la dépendance des propriétés diélectriques avec la température influence les résultats.

Dans [I.53], l'étude porte sur les effets de la chaleur et des transferts de masses dans un four micro-onde.

Par ailleurs, nous avons vu dans le paragraphe précédent [I.45] que les pertes de puissance dans un dispositif tel que la cellule TEM pouvaient engendrer une augmentation de température. La prise en compte correcte de la source de température devient alors primordiale.

Ainsi, plus que le développement d'un code thermique, nos travaux ont en fait consisté en une étude du phénomène thermique. La mise en place du modèle numérique a ainsi nécessité l'étude de la conduction thermique et de la convection thermique (le rayonnement ayant été négligé), mais aussi des phénomènes susceptibles de générer une variation de température. La phase initiale de mes travaux a donc consisté en une analyse théorique afin de déterminer les différentes équations nécessaires au calcul de la température.

## **V.Aspect théorique et méthodes de résolution**

Nous avons vu que pour avoir une bonne maîtrise des systèmes d'exposition, une dosimétrie complète incluant l'électromagnétisme, la thermique et l'hydrodynamique était nécessaire. Nous allons à présent présenter les équations permettant la détermination des champs électromagnétiques, de la température et de la vitesse. Nous rappellerons brièvement la partie électromagnétique, qui a fait l'objet de nombreuses études au sein du laboratoire [I.54], [I.55], [I.56], [I.19]..., ensuite nous nous attarderons un peu plus sur l'aspect théorique de la partie thermique et de la mécanique des fluides.

## V.1. Les équations utilisées

### V.1.a. Electromagnétisme

La partie électromagnétique est une partie essentielle, elle implique la résolution des équations de Maxwell qui « spécifient que toute variation spatiale d'un champ (électrique ou magnétique) en un point de l'espace entraîne (ou est due à) l'existence, ou la variation temporelle, d'un autre champ au même point de l'espace » [I.58].

Les quatre equations de Maxwell sont, sous leur forme locale ou différentielle :

$$(Eq.4) \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$(Eq.5) \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(Eq.6) \quad \text{div} \vec{D} = \rho_c$$

$$(Eq.7) \quad \text{div} \vec{B} = 0$$

- E : Vecteur champ électrique, en V/m.
- B : Vecteur induction magnétique, en V.s/m<sup>2</sup> ou T,  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ .
- H : Vecteur champ magnétique, en A/m.
- j<sub>c</sub> : Densité de courant de conduction, en A/m<sup>2</sup>,  $\vec{j}_c = \sigma \vec{E}$ .
- D : Vecteur induction électrique, en C/m,  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ .
- ρ<sub>c</sub> : Densité de charge volumique, en C/m<sup>3</sup> ou A.s/m<sup>3</sup>.
- μ : Perméabilité, en H/m.
- ε : Permittivité, en F/m.
- σ : Conductivité électrique, en S/m.

Après résolution de ces équations soumises à des conditions initiales et aux limites, les champs électriques et magnétiques sont déterminés.

Les ondes électromagnétiques peuvent induire une variation de la température au sein du dispositif. Un terme source correspondant à une puissance calorifique, nous permet alors d'intégrer dans les équations thermiques les sources électromagnétiques qui induisent une variation de température.

Nous avons référencé deux types de sources.

### V.1.a.i. La puissance dissipée dans les diélectriques

Les milieux biologiques sont des milieux diélectriques. La puissance dissipée par effet Joule ( $W/m^3$ ), due aux pertes diélectriques, induit une variation de température et provoque le chauffage du milieu.

$$(Eq.8) \quad P_d = \frac{\sigma |E|^2}{2}$$

- $|E|$  : Module du champ électrique, en V/m.
- $\sigma$  : Conductivité électrique, en S/m.

Elle peut être exprimée via le DAS :

$$(Eq.9) \quad P_d = DAS \cdot \rho_m$$

- $\rho_m$  : Masse volumique, en  $kg/m^3$ .

### V.1.a.ii. La puissance dissipée dans les métaux

Certains dispositifs sont constitués de parties métalliques. Or celles ci, sous l'effet de champs électromagnétiques, peuvent induire des pertes métalliques, elles même susceptibles de provoquer une variation de température. Elle s'exprime, en Watt, de la façon suivante :

$$(Eq. 10) \quad P_{met} = \frac{1}{2} R_s \iint_{S_{met}} \mathbf{j}_s \cdot \mathbf{j}_s^* dS$$

- $\mathbf{j}_s$  : Densité de courant surfacique, en A / m.
- $dS$  : Elément de surface,  $m^2$ .
- $R_s$  : Résistance superficielle,  $R_s = \sqrt{\frac{\mu\pi f}{\sigma}}$ , en  $\Omega$ .
  - $\mu$  : Perméabilité, en Vs / Am.
  - $\sigma$  : Conductivité électrique, en S / m.
  - $f$  : Fréquence, en Hz.

Ainsi, dans les équations régissant le phénomène thermique, ces sources seront considérées comme des puissances calorifiques volumiques.

Voyons maintenant les équations permettant le calcul de la température selon les types de transfert d'énergie.

### V.1.b.Thermique

Sous l'action d'une onde électromagnétique, un milieu diélectrique est le lieu d'une dissipation en chaleur d'une partie de l'énergie du champ électromagnétique.

### V.1.b.i. Généralités

La thermique est un domaine de la Physique qui permet de décrire quantitativement l'évolution de la température (dans l'espace et le temps).

Chaque variation de température est caractérisée par un gradient de température, la chaleur s'écoule sous l'influence de ce gradient des zones chaudes vers les zones froides.

La quantité de chaleur  $Q$  transmise par unité de temps et de surface est appelée densité de flux de chaleur, notée  $\Phi$  et exprimé en  $W/m^2$  :

$$(Eq.11) \quad \phi = \frac{1}{S} \frac{dQ}{dt}$$

- $S$  : Surface, en  $m^2$ .
- $Q$  : Quantité de chaleur, en J.
- $t$  : Temps, en s.

Le flux de chaleur  $\phi$  est défini comme la quantité de chaleur transmise sur la surface  $S$  par unité de temps. Il est noté  $\phi$  et est exprimé en  $W$  :

$$(Eq.12) \quad \phi = \frac{dQ}{dt}$$

L'évolution de la température dans l'espace et le temps permet l'étude des différents transferts d'énergie [I.58] :

- Le phénomène de conduction thermique qui consiste en un échange de chaleur de proche en proche par contact direct entre les molécules des zones chaudes vers les zones froides. Cet échange se fait sans déplacement de matière.
- Le phénomène de convection thermique où la chaleur se propage par le mouvement induit dans le fluide. Une différence de température au sein du fluide crée une fluctuation de masse volumique : les masses chaudes plus légères s'élèvent repoussant les masses froides vers le bas. Le phénomène de convection thermique se traduit donc par un déplacement de matière.



- Le phénomène de rayonnement qui est un transfert d'énergie électromagnétique entre deux surfaces.

### V.1.b.ii. Les paramètres thermiques

Chaque matériau est caractérisé par des paramètres qui lui sont propres : les paramètres thermiques. Ils traduisent leur comportement face à une variation de température.

#### ✓ La conductivité thermique $K_t$

La conductivité thermique représente la chaleur transférée par unité de surface, dans une unité de temps sous un gradient de température. Elle caractérise l'aptitude du matériau à transmettre la chaleur et s'exprime en  $W/(m.K)$ .

Dans le cadre de nos études, elle est considérée comme étant indépendante de la température. Elle ne dépendra que du milieu. En effet, pour un intervalle de température compris entre 0 °C et 100 °C, la conductivité thermique de l'eau, qui reste le principal milieu dans nos applications, varie peu : de 0,56  $W/(m.K)$  à 0,68  $W/(m.K)$  (Fig.2).

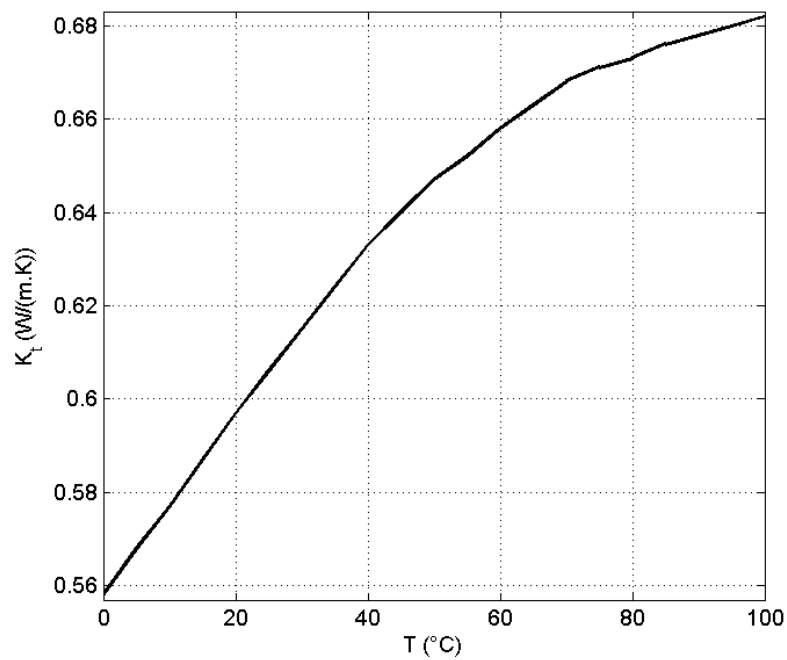


Fig.2 : Evolution de la conductivité thermique de l'eau en fonction de la température.

✓ La chaleur spécifique  $C_m$

La chaleur spécifique ou capacité thermique massique, exprimée en J/(kg.K), est la quantité de chaleur qu'il faut fournir à un corps pour augmenter sa température de 1 °C. Elle caractérise l'aptitude du matériau à emmagasiner de la chaleur. Pour une chaleur spécifique élevée, l'énergie nécessaire pour élever la température sera plus importante. L'élévation de température sera alors moindre.

Pour ce paramètre également, la variation en fonction de la température sera négligée et la chaleur spécifique ne dépendra que du milieu (Fig.3).

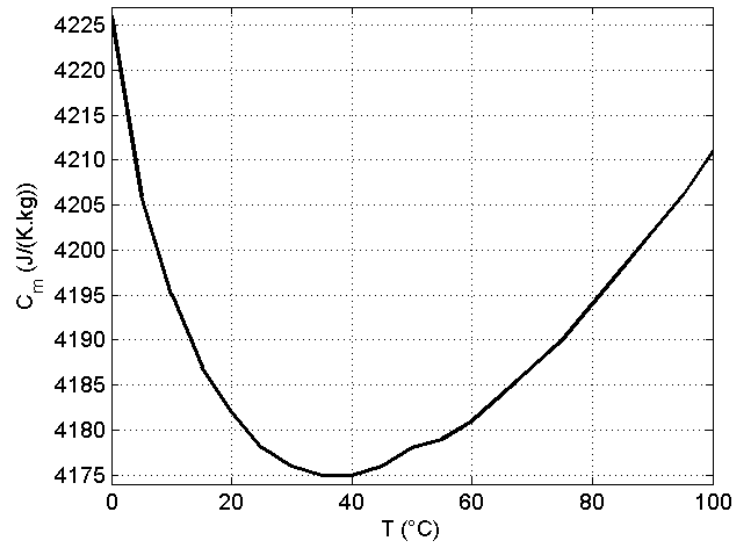


Fig.3 : Evolution de la chaleur spécifique de l'eau en fonction de la température.

✓ La masse volumique  $\rho_m$

La variation de masse volumique (exprimée en  $\text{kg}/\text{m}^3$ ) en fonction de la température va induire le mouvement des masses de chaleur. Quand le fluide chauffe, sa masse volumique diminue, les masses chaudes deviennent plus légères que les masses froides et elles vont avoir tendance à s'élever. C'est la variation de masse volumique qui initie le mouvement au sein du fluide.

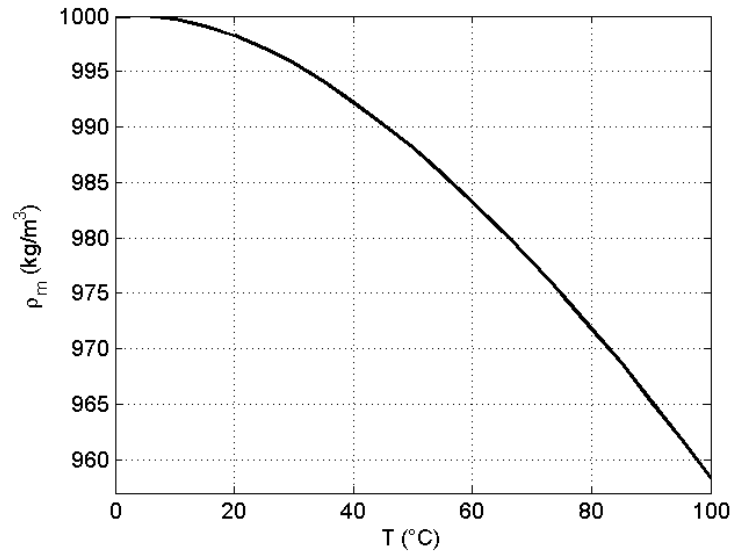


Fig.4 : Evolution de la masse volumique de l'eau en fonction de la température.

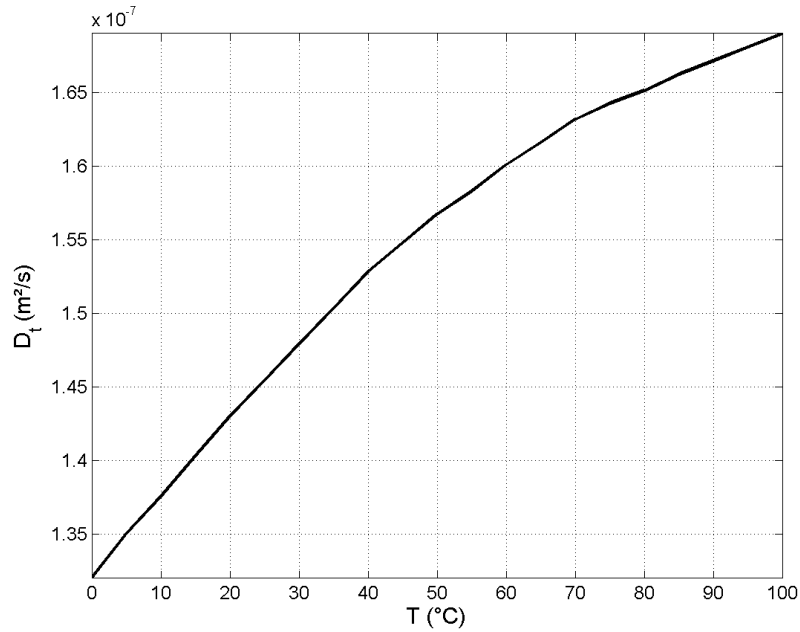
Nous observons que  $\rho_m$  diminue quand la température augmente, les particules se repoussant sous l'effet du chauffage (Fig.4).

✓ La diffusivité thermique  $D_t$

En fait, le paramètre le plus important est la diffusivité thermique ( $m^2/s$ ) qui traduit la capacité qu'a le matériau à diffuser la chaleur. C'est ce paramètre qui intervient directement dans l'équation de la chaleur et l'équation de transfert de la chaleur. En effet, il dépend des trois autres paramètres (la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la masse volumique). On le définit par la formule suivante :

$$(Eq.13) \quad D_t = \frac{\kappa_t}{\rho_m \cdot C_m}$$

La diffusivité thermique représente la vitesse de pénétration et d'atténuation de la « chaleur » dans un milieu. Pour une forte diffusivité, les transferts de température s'effectuent plus rapidement.



**Fig.5 : Evolution de la diffusivité thermique de l'eau en fonction de la température.**

En accord avec l'approximation de Boussinesq, la diffusivité thermique, malgré sa dépendance avec la masse volumique et donc avec la température (Fig.5), sera considérée comme constante en fonction de la température.

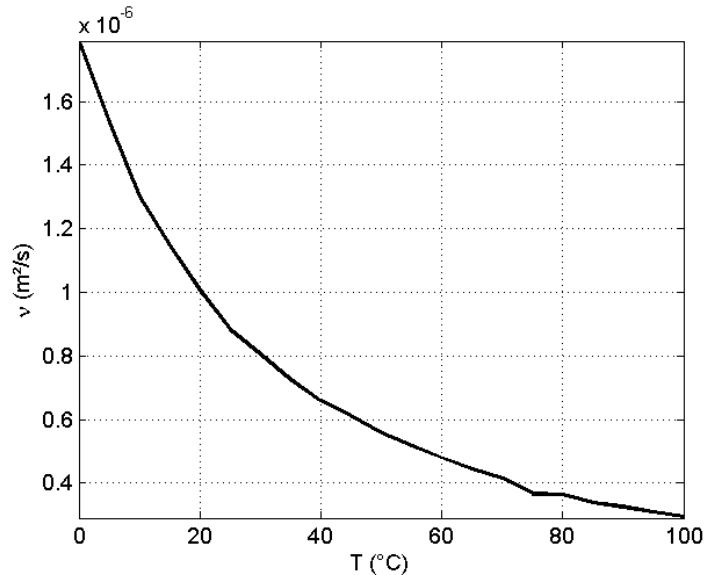
✓ La viscosité cinématique  $\nu$ .

Elle s'explique par le fait que le mouvement du fluide peut être considéré comme résultant du glissement des couches de fluide les unes sur les autres. La force de frottement (opposée à la vitesse) qui s'exerce à la surface de séparation de ces deux couches, s'oppose au glissement d'une couche sur l'autre. La viscosité traduit donc un frein à l'écoulement. Elle stabilise et régularise les écoulements.

On distingue deux types de viscosité :

- la viscosité dynamique ( $\mu_d$  en Pa/s).
- la viscosité cinématique ( $\nu$  en m<sup>2</sup>/s,  $\nu = \frac{\mu_d}{\rho_m}$ ) (c'est elle qui nous intéresse).

La dépendance de la viscosité cinématique avec la température est représentée sur la figure Fig.6, et sera prise en considération lors de nos simulations.



**Fig.6 : Evolution de la viscosité cinématique de l'eau en fonction de la température.**

En l'absence de convection thermique, la viscosité cinématique n'est pas utile à la détermination de la température.

✓ Valeurs de paramètres thermiques de quelques matériaux

Le tableau Tab.IV présente les valeurs de paramètres thermiques de quelques matériaux les plus couramment utilisés dans les systèmes d'expositions utilisés dans le cadre des études bioelectromagnétiques.

Tab.IV : Valeurs des paramètres thermiques des matériaux constitutifs des systèmes d'exposition autour de 20 °C.

	Air	Eau	Plexiglas	Inox	Verre
$K_t$ [W/(m.K)]	0.0251	0.606	0.120	16.3	0.78
$C_m$ [J/(K.kg)]	1012	4178	1200	460	840
$\rho_m$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1.164	1000	1100	7816	2700
$D_t$ [10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s]	213.08	1.45	0.91	45.34	3.44
$\nu$ [10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s]	-	8.840	-	-	-

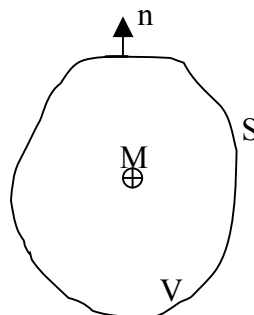
### V.1.b.iii. Conduction thermique seule

Considérons un milieu matériel isotrope. Entre deux instants successifs  $t$  et  $t+dt$ , le premier principe de la thermodynamique s'écrit [I.59] :

$$(Eq.14) \quad dE + dU = \partial\phi + \partial W$$

- $dE$  : correspond à l'effet Joule, c'est la transformation en énergie calorifique. Elle intervient lorsqu'une forme d'énergie (électromagnétique...) est convertie en énergie thermique [I.58].
- $dU$  : correspond à la variation d'énergie interne.
- $\partial\phi$  : représente les échanges de chaleur aux frontières du système.
- $\partial W$  : représente les échanges de travail aux frontières du système.

Considérons un élément de volume  $V$ , limité par une surface  $S$ .



$$- dE = \iiint_V -P_c(M, t) dV$$

-  $P_c$  : Puissance calorifique volumique, en  $W/m^3$ .

$$- dU - \partial W = \iiint_V -C_m \rho_m \frac{\partial T}{\partial t} dV$$

$$- \partial \Phi = \oiint -\vec{\phi} \cdot \vec{n} dS = \iiint_V \text{div}(-\vec{\phi}) dV = \iiint_V \text{div}(K_t \cdot \text{grad}(T)) dV$$

-  $\Phi$  : Densité de flux de chaleur, en  $W/m^2$ .

-  $n$  : Normale à la surface S

-  $\vec{\phi} = -K_t \cdot \text{grad}(T)$  correspond à la loi de Fourier qui traduit le phénomène de conduction et qui exprime le fait que l'effet (densité de flux) produit est proportionnel à la cause (gradient de température).

L'évolution temporelle de la température d'un milieu est donnée par l'équation de la chaleur (Eq.15) qui s'écrit donc :

$$\text{(Eq.15)} \quad \rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(K_t \cdot \text{grad}(T)) + P_c + \dots$$

Des termes peuvent être rajoutés à cette équation selon les phénomènes pris en compte, comme l'évaporation par exemple ou selon que l'on étudie un milieu vivant des termes comme le métabolisme, la thermorégulation, etc. (§ *équation de la chaleur in vivo*).

Dans notre étude, nos travaux ont porté sur des études in vitro et nous avons émis un certain nombre d'hypothèses afin de simplifier l'équation précédente. En effet, nous supposons que les milieux sont homogènes. De plus, nous négligeons les variations de la conductivité thermique  $K_t$  avec la température.



L'équation de la chaleur devient donc :

(Eq.16) 
$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_t \cdot \Delta T + \frac{P_c}{\rho_m C_m}$$

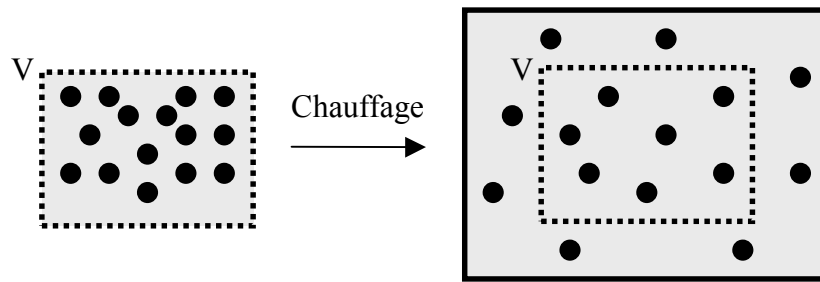
Cette équation ne prend cependant pas en compte le fait que sous l'effet de la chaleur le fluide bouge. Pour cela, il va falloir déterminer la vitesse du fluide, et considérer ce mouvement dans l'évaluation de la distribution de température.

### V.1.b.iv. Hydrodynamique : Convection thermique

#### ✓ Un peu de physique

L'hydrodynamique est un domaine très complexe de la physique. Lors de nos études théoriques sur le phénomène de convection thermique, nous avons pu constater qu'au sein d'un fluide, nombre de paramètres entraînent en jeu. Considérant que nos applications bioélectromagnétiques n'induisaient pas de phénomènes « extrêmes », nous nous sommes placés dans le cas le plus « simple ».

Quand un fluide chauffe, les particules accélèrent et se repoussent les unes les autres, c'est-à-dire que si un même volume  $V$  est considéré, des particules sont « expulsées » hors de celui-ci (Fig.7). Il y a donc variation de masse volumique : pour une unité de volume donnée, la masse est moindre.



**Fig.7 : Variation de la masse volumique sous l'effet d'une variation de température.**

Cette variation de masse induit alors un mouvement dans le fluide. Au contact d'un corps chaud, le fluide va voir sa température augmenter et donc sa masse volumique diminuer. Le fluide plus frais et donc plus lourd exerce une poussée d'Archimède vers le haut et la masse chauffée, plus légère, s'élève remplacée par une masse froide : ce phénomène est appelé convection thermique. Il en existe deux types. Lorsque les mouvements de fluide qui entraînent les masses chaudes vers le haut et les masses froides vers le bas, ne sont dus qu'à la différence de température, on parle de convection naturelle ou convection libre. Si le mouvement est déclenché par la mécanique des fluides c'est-à-dire s'il est provoqué par une dégradation d'énergie mécanique, on parle de convection forcée [I.58].

Dans notre cas, nous nous sommes restreints à la convection naturelle. Il s'agit de l'échange convectif le plus couramment observé.

Par ailleurs, le régime de l'écoulement peut différer selon les cas. Les expériences réalisées par Reynolds en 1883 sur l'écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique rectiligne, ont montré l'existence de deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent.

La turbulence est un phénomène en apparence complètement aléatoire et désordonné qui est extrêmement difficile à traiter. En l'absence de turbulence, l'écoulement est dit laminaire, c'est-à-dire qu'il est régulier, il ne présente pas trop de variations spatiales ou temporelles. C'est dans ce cas que nous nous sommes placés.

Les équations qui gouvernent la mécanique des fluides sont les équations de Navier Stokes. Elles permettent la description du mouvement du fluide.

✓ La conservation de la masse

Considérons un volume  $V$  fixe par rapport au référentiel utilisé pour décrire l'écoulement du fluide, et limité par une surface fermée  $S$ .

Soit  $\rho_m$  sa masse volumique.

A chaque instant, une « masse » de fluide entre et sort de ce volume. La variation de la masse totale  $m$  est égale et opposée au flux sortant à travers la surface  $S$  [I.60].

$$(Eq.17) \quad \frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint_V \rho_m dV = - \iint_S \rho_m \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS$$

- $m$  : Masse totale, en kg.
- $v$  : Vitesse, en m/s.
- $V$  : Volume, en  $m^3$ .
- $n$  : Vecteur unitaire normal à la surface  $S$  et orienté vers l'extérieur de volume  $V$ .
- $\rho_m \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS$  : Flux de masse sortant par unité de temps, en kg/s.

Le volume  $V$  étant fixe, l'équation (Eq.17) s'écrit :

$$(Eq.18) \quad \iiint_V \frac{\partial \rho_m}{\partial t} dV + \iint_S \rho_m \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS = 0$$

Après application du théorème d'Ostrogradski, on obtient alors :

$$(Eq.19) \quad \iiint_V \left( \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \text{div}(\rho_m \vec{v}) \right) dV = 0$$

Cette égalité étant vraie quel que soit le volume  $V$ , on obtient en faisant tendre ce dernier vers zéro, l'expression locale de la conservation de la masse, dite équation de continuité [I.60] :

$$(Eq.20) \quad \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \text{div}(\rho_m \vec{v}) = 0$$

Pour un fluide considéré comme incompressible, la densité de chaque élément est constante au cours du temps [I.60]. La condition d'incompressibilité s'écrit donc :

$$(Eq.21) \quad \boxed{\text{div}(\vec{v}) = 0}$$

✓ Equation de conservation de la quantité de mouvement

Lorsque le fluide est soumis à une différence de température, les masses de chaleur acquièrent une vitesse qui peut être évaluée par la résolution des équations de Navier Stokes.

Dans un souci de simplicité, nous émettons les hypothèses suivantes :

- Le fluide est un fluide newtonien c'est-à-dire que le fluide présente une viscosité constante à une température donnée.
- Le fluide est incompressible : la densité de chaque élément est constante et la divergence de la vitesse est nulle.
- On se place dans l'approximation de Boussinesq. Elle consiste à négliger les variations de la masse volumique  $\rho_m$  en fonction de la température sauf dans le

terme de gravité :  $-\frac{1}{\rho_m} \text{grad}(P)$ .

L'équation de conservation de la quantité de mouvement ou équation de Navier Stokes pour un fluide newtonien incompressible s'écrit alors :

$$(Eq.22) \quad \rho_m \cdot \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) + \nabla P - \mu_d \Delta \vec{v} = \rho_m \vec{f}$$

- P : Pression, en Pascal = kg.m<sup>-1</sup>.s<sup>-2</sup>.
- μ<sub>d</sub> : Viscosité dynamique, en Pa/s.
- f : Représente les forces de volume.

Si on considère que la force de volume s'appliquant au fluide est la pesanteur, alors les équations décrivant la vitesse dans un fluide incompressible sont :

$$(Eq.23) \quad \begin{cases} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(\vec{v}) = -\frac{1}{\rho_m} \text{grad}(P) + \nu \Delta \vec{v} + \vec{g} \\ \text{div}(\vec{v}) = 0 \end{cases}$$

- ν : Viscosité cinématique, en m<sup>2</sup>/s.
- g : Accélération de la pesanteur en m.s<sup>-2</sup>.
- ν.Δv : Forces de viscosité.
- grad(P) : Force de pression.

**Remarque** : La pression est prise telle que :

$$(Eq.24) \quad P(x, y, z) = P_0 + \rho_m(x, y, z) \cdot g \cdot h(z)$$

- P<sub>0</sub> : Pression atmosphérique, en Pa (détaillée Fig.8).
- h(z) : Hauteur de fluide au-dessus du niveau où la pression est calculée,  
h(z) = d - z, en m.

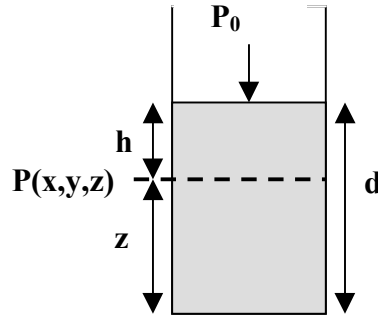


Fig.8 : Calcul de la pression

En 3D cartésien, le gradient de pression  $P(x, y, z)$  s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \text{(Eq.25)} \quad \text{grad}P &= \frac{\partial P}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial P}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial P}{\partial z} \vec{e}_z \\
 \text{grad}P(x, y, z) &= \begin{cases} \frac{\partial P(x, y, z)}{\partial x} = g \cdot h(z) \cdot \frac{\partial \rho_m(x, y, z)}{\partial x} \\ \frac{\partial P(x, y, z)}{\partial y} = g \cdot h(z) \cdot \frac{\partial \rho_m(x, y, z)}{\partial y} \\ \frac{\partial P(x, y, z)}{\partial z} = g \cdot h(z) \cdot \frac{\partial \rho_m(x, y, z)}{\partial z} + g \cdot \rho_m(x, y, z) \cdot \frac{\partial h(z)}{\partial z} \end{cases} \\
 \text{grad}P(x, y, z) &= \begin{cases} g \cdot (d - z) \cdot \frac{\partial \rho_m(x, y, z)}{\partial x} \\ g \cdot (d - z) \cdot \frac{\partial \rho_m(x, y, z)}{\partial y} \\ g \cdot (d - z) \cdot \frac{\partial \rho_m(x, y, z)}{\partial z} - g \cdot \rho_m(x, y, z) \end{cases}
 \end{aligned}$$

$$\text{(Eq.26)} \quad \text{grad}P(x, y, z) = g \cdot (d - z) \cdot \text{grad}(\rho_m) + \rho_m \cdot \vec{g}$$

Les équations de Navier Stokes, après simplification, sont :

$$\text{(Eq.27)} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(\vec{v}) = -g(d - z) \frac{\text{grad}(\rho_m)}{\rho_m} + \nu \Delta \vec{v} \\ \text{div}(\vec{v}) = 0 \end{array} \right.$$

- $d$  : Hauteur de fluide, en m.
- $\frac{grad(\rho_m)}{\rho_m}$  : Terme « source » de l'équation.

L'équation (Eq.27) permet donc le calcul de la vitesse des masses au sein d'un fluide.

#### ✓ Equation de transport de la chaleur

De façon à considérer le mouvement du fluide dans le calcul de la température, un terme convectif est ajouté dans l'équation de la chaleur qui se nomme alors équation de transfert de chaleur :

$$(Eq.28) \quad \boxed{\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \cdot grad).T = D_t \cdot \Delta T + \frac{P_c}{\rho_m C_m}}$$

- $(\vec{v} \cdot grad).T$  : Terme convectif.
- $D_t \cdot \Delta T$  : Terme conductif.

#### V.1.b.v. Equation de la chaleur in vivo

Dans le cas d'un modèle in vivo, l'équation de la chaleur est modifiée. En effet, la détermination de la distribution de température dans les tissus « vivants » est difficile en raison de la variabilité et de l'incertitude des paramètres biologiques. Bien qu'une grande variété de modèles théoriques et expérimentaux soit apparue dans la littérature pour la description du transfert thermique in vivo, l'équation de transfert de Pennes (BHTE) (Pennes 1948) est la plus couramment employée [I.61], [I.62], [I.63], [I.64], [I.65], [I.66]. Les mécanismes pris en compte par cette équation, sont la respiration, le rayonnement, l'évaporation, la production métabolique de la chaleur...

Le dégagement de la chaleur par le sang est parfaitement efficace ; c'est-à-dire que le sang atteint les tissus à la température du corps  $T_b$  et reste là assez longtemps pour atteindre l'équilibre à la température  $T$ , de sorte que le maximum de chaleur possible soit absorbé et emporté loin de la zone de chauffage [I.63]. Ce qui permet la simplification de ce modèle. Aussi, l'équation de transfert (bioheat equation) de Pennes [I.64], [I.63] s'écrit (b indiquant les paramètres se référant au sang) :

$$(Eq.29) \quad \rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k_t \cdot \nabla T) - \rho_b C_b \rho \omega \cdot (T - T_b) + P_{EM} + P_{met}$$

- $P_{EM}$  : Puissance volumique générée par les processus électromagnétiques, en  $W/m^3$ .
- $P_{met}$  : Puissance volumique générée par les processus métaboliques, en  $W/m^3$ .
- $T_b$  : Température du corps, en K.
- $\omega$  : Taux de perfusion de sang c'est-à-dire, le volume de sang traversant une unité de masse par seconde, en  $m^3/(kg.s)$ .

Nos travaux ne se concentrent, cependant, que sur des modèles in vitro.

### V.1.b.vi. Le rayonnement

Tout corps émet un rayonnement de nature électromagnétique.

C'est un transfert d'énergie électromagnétique entre deux surfaces. Dans les problèmes de conduction, le rayonnement entre un solide et le milieu environnant de température  $T_\infty$  est donné par la relation :

$$(eq.30) \quad \varphi_R = \sigma_S \cdot \varepsilon_P \cdot S \cdot (T_p^4 - T_\infty^4)$$

- $\varphi_R$  : Flux de chaleur transmis par rayonnement, en W.
- $\sigma_S$  : Constante de Stephan,  $5.67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ .
- $\varepsilon_P$  : Facteur d'émission de la surface.



- $T_p$  : Température de la surface, en K.
- $T_\infty$  : Température du milieu environnant, en K.
- $S$  : Surface, en  $m^2$ .

Notons que le rayonnement thermique émis par les corps se situe entre 0.1 et 100  $\mu m$ .

### V.1.b.vii. Conclusion

Le comportement dynamique des systèmes est un sujet très important en physique. Un phénomène thermique se traduit par des températures, des gradients de température, des coefficients d'échange thermique... En général, les équations utilisées pour décrire de tels comportements dynamiques sont des équations différentielles.

Afin de résoudre ce type d'équation, une résolution numérique est souvent envisagée.

## **V.2. Les différentes méthodes de résolution**

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent les équations mises en jeu sont assez complexes. Une résolution analytique serait fastidieuse, aussi ces équations sont résolues par des méthodes numériques.

Il en existe un éventail assez large qui peut être divisé en deux catégories.

### V.2.a.les méthodes explicites

On dit qu'une méthode est explicite lorsque toute l'information nécessaire pour le calcul est entièrement contenue dans les calculs effectués aux instants précédents (Fig.9).

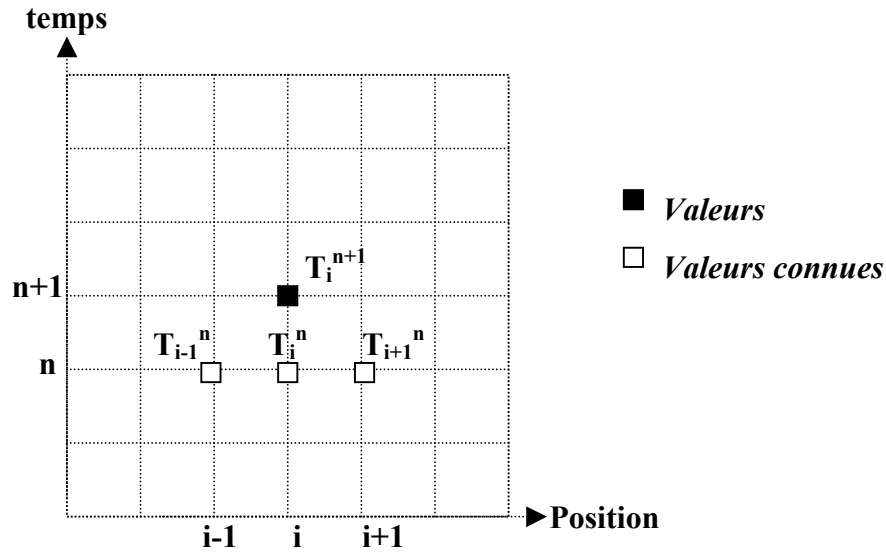


Fig.9 : Schéma explicite

En fait, on appelle schéma numérique explicite, un schéma pour lequel une seule inconnue apparaît dans l'équation aux différences finies, d'une manière telle qu'il permet son évaluation en fonction des grandeurs connues au pas de temps précédent [I.67].

Pour une meilleure compréhension, prenons le cas de l'équation de la chaleur sans source interne :

$$(Eq.31) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = D_t \cdot \Delta T$$

En discrétisant « explicitement » et temporellement, on a :

$$(Eq.32) \quad \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = D_t \cdot \Delta T^n \Rightarrow T^{n+1} = T^n + \Delta t \cdot (D_t \cdot \Delta T^n)$$

En ne considérant qu'une seule direction, l'équation (Eq.31) se discrétise de la façon suivante :

$$(Eq.33) \quad T_i^{n+1} = T_i^n + \Delta t \cdot \left( D_t \cdot \frac{T_{i+1}^n - 2 \cdot T_i^n + T_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right)$$

On constate que la température peut être calculée en n'importe quel nœud  $i$  à l'instant  $(n+1)\Delta t$  à partir des valeurs des températures des nœuds voisins déterminées à l'instant précédent  $n\Delta t$ .

Notons que plus l'ordre de la méthode sera élevé plus la solution sera précise. L'augmentation du nombre de pas constitue cependant un inconvénient pour la stabilité numérique. Par exemple, la méthode d'Adams Bashforth est une méthode explicite couramment citée dans la littérature, dont l'ordre est fonction du nombre de pas antérieurs que l'on utilise. Le calcul se fait à partir des instants précédents. Le terme de droite est recentré en  $(n+1/2)$ , et on a :

$$\text{(Eq.34)} \quad \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = D_i \cdot \left[ \frac{3}{2} \Delta T^n - \frac{1}{2} \Delta T^{n-1} \right] \Rightarrow T^{n+1} = T^n + \Delta t \cdot \left( D_i \cdot \left[ \frac{3}{2} \Delta T^n - \frac{1}{2} \Delta T^{n-1} \right] \right)$$

Une méthode de type explicite est relativement facile à élaborer et à programmer. Cependant, les temps de calcul sont longs à cause du pas de temps qui doit être pris suffisamment faible pour satisfaire les conditions de stabilité auxquelles le pas temporel est astreint, on dit que le schéma est conditionnellement stable.

### V.2.b. Les méthodes implicites

Pour les méthodes dites implicites, il est nécessaire de connaître les valeurs calculées aux pas précédents mais aussi d'avoir accès à des informations venant de l'itération en cours (Fig.10). La nouvelle solution au temps  $n+1$  dépend implicitement de données au même niveau  $n+1$ . Cela implique un très grand nombre d'équations algébriques linéaires ; ces méthodes conduisent donc à la manipulation de matrices importantes [I.67].

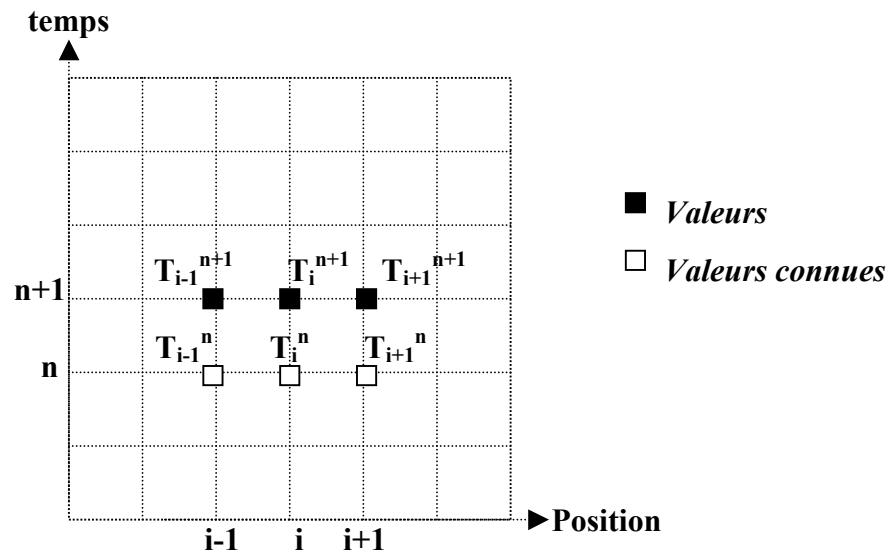


Fig.10 : Schéma implicite

Considérons encore le cas de l'équation de la chaleur sans source interne (Eq.31).

L'évolution de la distribution de température est induite par une différence de température initiale entre deux points donnés.

En discrétisant « implicitement », on a :

$$(Eq.35) \quad \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = D_t \cdot \frac{\Delta T^{n+1} + \Delta T^n}{2}.$$

Ce qui donne une forme matricielle telle que  $A.T^{n+1} = B^n \Rightarrow T^{n+1} = A^{-1}.B^n$  impliquant une inversion de matrice.

En ne considérant qu'une seule direction , l'équation (Eq.35) se discrétise de la façon suivante :

$$(Eq.36) \quad \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = D_t \cdot \frac{(T_{i+1}^{n+1} - 2.T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}) + (T_{i+1}^n - 2.T_i^n + T_{i-1}^n)}{2.\Delta x^2}$$

$$(Eq.37) \Rightarrow -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_{i-1}^{n+1} + \left(1 + \frac{\Delta t.D_t}{\Delta x^2}\right)T_i^{n+1} - \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_{i+1}^{n+1} = \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_{i+1}^n + \left(1 - \frac{\Delta t.D_t}{\Delta x^2}\right)T_i^n + \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_{i-1}^n$$

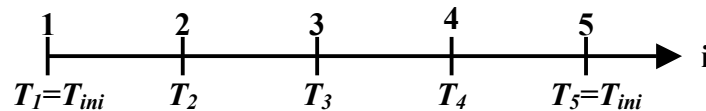
On constate qu'en plus de connaître la température à l'instant  $n\Delta t$ , on a besoin des valeurs de celle ci aux nœuds voisins à l'instant  $(n+1)\Delta t$ .

Cette méthode est complexe à mettre en place et devient coûteuse en temps de calcul et en place mémoire lorsque le volume à discrétiser augmente.

Par exemple, si nous considérons un système à une dimension composé de  $i$  éléments, nous aurons, en considérant les conditions initiales, un système matriciel de  $i$  équations et  $i$  inconnues ; la matrice  $A$  sera donc une matrice carrée de taille  $[i,i]$ .

Prenons un exemple à une dimension :

- Soit  $i = 5$  ;
- Considérons que la température est constante et égale à  $T_{ini}$  aux frontières du domaine, c'est-à-dire :
  - pour  $i = 1$ ,  $T_1 = T_{ini}$ .
  - pour  $i = 5$ ,  $T_5 = T_{ini}$ .



Nous avons donc un système de 5 équations et 5 inconnues.

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 \times T_1 = T_{ini} \\ -\frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_1^{n+1} + \left(1 + \frac{\Delta t \cdot D_t}{\Delta x^2}\right) T_2^{n+1} - \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_3^{n+1} = \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_3^n + \left(1 - \frac{\Delta t \cdot D_t}{\Delta x^2}\right) T_2^n + \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_1^n \\ -\frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_2^{n+1} + \left(1 + \frac{\Delta t \cdot D_t}{\Delta x^2}\right) T_3^{n+1} - \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_4^{n+1} = \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_4^n + \left(1 - \frac{\Delta t \cdot D_t}{\Delta x^2}\right) T_3^n + \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_2^n \\ -\frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_3^{n+1} + \left(1 + \frac{\Delta t \cdot D_t}{\Delta x^2}\right) T_4^{n+1} - \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_5^{n+1} = \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_5^n + \left(1 - \frac{\Delta t \cdot D_t}{\Delta x^2}\right) T_4^n + \frac{\Delta t \cdot D_t}{2\Delta x^2} \cdot T_3^n \\ 1 \times T_5 = T_{ini} \end{array} \right.$$

On a donc  $A.T^{n+1} = B^n$  :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & 1+\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & 1+\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & 1+\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} & -\frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}_A \begin{bmatrix} T_1^{n+1} \\ T_2^{n+1} \\ T_3^{n+1} \\ T_4^{n+1} \\ T_5^{n+1} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} T_{ini} \\ \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_3^n + \left(1-\frac{\Delta t.D_t}{\Delta x^2}\right)T_2^n + \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_1^n \\ \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_4^n + \left(1-\frac{\Delta t.D_t}{\Delta x^2}\right)T_3^n + \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_2^n \\ \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_5^n + \left(1-\frac{\Delta t.D_t}{\Delta x^2}\right)T_4^n + \frac{\Delta t.D_t}{2\Delta x^2}.T_3^n \\ T_{ini} \end{bmatrix}}_B$$

Nous sommes donc conduit à résoudre, dans le cas de systèmes « réels », un très grand nombre d'équations du fait de matrices très importantes.

L'avantage de l'utilisation de cette méthode est qu'elle permet l'utilisation de pas beaucoup plus grands tout en maintenant la stabilité, ce qui permet de réduire le temps de calcul. C'est une méthode inconditionnellement stable. Nous citerons à titre d'exemple la méthode de Crank Nicolson, couramment utilisée.

Par ailleurs, cette méthode est plus complexe et du fait des pas de temps utilisés, qui sont plus grands, son utilisation pour traiter les problèmes transitoires est moins précise que les méthodes explicites [I.67].

### **V.3. Méthodes utilisées dans la littérature**

Dans le problème qui nous occupe, le but est de résoudre les diverses équations régissant les phénomènes mis en jeu, à savoir :

- les équations de Maxwell pour l'électromagnétisme.
- les équations de Navier Stokes et du transport de la chaleur pour la thermique.

Pour la résolution des équations de Maxwell, la méthode FDTD, décrite dans le chapitre 2, est couramment et usuellement employée, particulièrement au sein du

laboratoire. Aussi c'est cette méthode que nous avons choisie pour la modélisation électromagnétique.

L'équation de la chaleur, c'est-à-dire celle traduisant le phénomène de conduction thermique, ne présente pas de problème majeur quant à sa résolution. La méthode des différences finies est adéquate. Ainsi, Torres et al [I.47], utilisent la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) pour résoudre les équations de Maxwell et de la chaleur.

Dans [I.48], les champs, le DAS et la température, dans une boîte de Pétri isolée, ont été caractérisés grâce à l'utilisation d'une plate-forme de simulation (SEMCAD) avec une analyse 3D-FDTD incluant l'aspect thermique avec un flux ( $W/m^2$ ) imposé pour traiter les interfaces.

Clemens et al. [I.50] ont présenté un modèle numérique, où est discuté une implémentation du schéma des différences finies explicites, pour prévoir les distributions des champs électromagnétiques dans les guides d'onde micro-onde et les cavités, ainsi que les distributions de la puissance dissipée et de la température.

L'utilisation de la méthode ADI « Alternating Direction Implicit method » pour résoudre l'équation de la chaleur fait-elle aussi l'objet de publications [I.68], [I.69], [I.70], [I.71], [I.72]. Elle fut introduite par Peaceman et Rachford en 1955. C'est un procédé qui vise à réduire les problèmes à deux ou trois dimensions en une succession de problèmes à une dimension. L'équation différentielle est partagée en deux ou trois parties selon le nombre de dimensions étudiées, de cette manière la méthode ADI traite implicitement une dimension à chaque pas et donne deux (2D) ou trois (3D) systèmes tridiagonaux qui peuvent être résolus. Cette méthode n'impose pas de critère de stabilité sur le temps et, les temps de calcul et de mémoire utilisés sont moindres.

La résolution des équations de Navier Stokes et du transport de la chaleur s'avère plus complexe du fait de la non-linéarité des termes convectifs.

Ainsi, peu d'études ([I.73],[I.74]) utilisent des méthodes explicites pour résoudre les équations de Navier Stokes et de transfert de chaleur comme Choi et al. qui ont choisi une méthode explicite de projection (différences finies) pour la résolution des équations. La procédure consiste à « projeter » des valeurs intermédiaires de la vitesse dans un pas de « convection - diffusion » puis de corriger ces vitesses en résolvant l'équation de Poisson appliquée à la pression [I.73].

Ce qui diffère le plus dans la littérature est la façon de traiter les termes de convection thermique et de diffusion thermique, c'est-à-dire employer une méthode explicite ou implicite et comment obtenir une bonne approximation du gradient de pression.

La méthode de projection est assez utilisée pour résoudre ce type d'équation [I.75], [I.76], [I.77]. Elle consiste à prédire la solution de l'équation de Navier Stokes et à appliquer la condition d'incompressibilité dans des pas séparés.

Lopez et al. [I.78] présentent un schéma numérique pour une géométrie cylindrique, basé sur une approximation « spectral – Galerkin » pour les variables spatiales et une méthode de projection du second ordre pour le temps.

Dans [I.79], l'équation de Navier Stokes est discrétisée en utilisant une méthode explicite (Adams Bashforth) pour le terme de convection thermique et une méthode implicite (Crank Nicolson) pour le terme de diffusion thermique. L'équation de Navier Stokes discrétisée se présente alors ainsi :

$$(Eq.38) \quad \frac{v^{n+1} - v^n}{\Delta t} + \underbrace{\left[ \frac{3}{2} \cdot (v^n \cdot \text{grad}(v^n)) - \frac{1}{2} \cdot (v^{n-1} \cdot \text{grad}(v^{n-1})) \right]}_{\text{Adams-Bashforth}} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p^{n+1}) + \underbrace{\frac{\nu}{2} [\Delta v^{n+1} + \Delta v^n]}_{\text{Crank-Nicolson}} + g.$$

Shishkina et al. développent un schéma « volume fini » basé sur des différences centrées d'ordre 4 et sur une implémentation temporelle hybride explicite / implicite pour la simulation de l'instabilité de Rayleigh – Bénard [I.80]. (*Remarque* : « Un mouvement de fluide n'apparaît que lorsque la différence de température excède une certaine valeur, appelée seuil de l'instabilité. Pour un fluide limité entre deux plaques horizontales parallèles, ce problème est appelé instabilité de Rayleigh – Bénard » [I.60]).

Yuan et al. utilisent une méthode implicite pour résoudre les équations de Navier Stokes en trois dimensions, l'algorithme est basé sur un schéma de Crank Nicolson aux différences finies [I.81].

Par ailleurs, nous remarquons que l'algorithme SIMPLE ou sa variante SIMPLER est couramment utilisé pour résoudre les équations de la thermique. Il s'agit d'un des algorithmes fondamentaux dans la résolution des équations de Navier Stokes.



L'acronyme SIMPLE signifie « Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations » (SIMPLER = SIMPLE revised).

L'algorithme SIMPLE est un processus itératif. L'initialisation du procédé consiste en l'estimation de la pression  $P^*$ . Puis, en résolvant l'équation de Navier Stokes, les vitesses intermédiaires  $u^*$ ,  $v^*$ ,  $w^*$  sont calculées. L'équation de continuité est utilisée pour obtenir un terme de correction de pression. La pression et la vitesse peuvent alors être corrigées [I.82].

De manière succincte, l'algorithme SIMPLE se présente ainsi :

- 1 - Estimation d'un champ de pression  $P^*$ .*
- 2 – Résolution des équations de Navier Stokes pour obtenir  $u^*$ ,  $v^*$ ,  $w^*$  qui sont les composantes de la vitesse « estimée ».*
- 3 - Résolution des équations de correction de pression.*
- 4 - Correction des pressions.*
- 5 - Correction des vitesses.*
- 6 – Résolution de l'équation de transfert de chaleur.*
- 7 - Retour à l'étape 2 avec la nouvelle estimation du champ de pression  $P^*$  jusqu'à convergence.*

Zhang et al. [I.51] ont développé un modèle numérique où la résolution des équations de Maxwell se fait par la méthode FDTD et, la vitesse et la température requièrent l'utilisation de l'algorithme SIMPLER. Il en est de même dans [I.52] où la méthode FDTD et l'algorithme SIMPLE sont utilisés pour résoudre, respectivement, la partie électromagnétique et la partie thermique.

Par ailleurs, des logiciels commerciaux permettant la résolution de ce type d'équation sont présents sur le marché. Nous pouvons citer entre autres, COMSOL Multiphysics, un programme basé sur les éléments finis pour la simulation de phénomènes physiques décrits avec des équations partielles (PDEs). Barletta et al. ont étudié le transfert thermique entre les canalisations enterrées en mer pour le transport des hydrocarbures. Le problème bidimensionnel de conduction thermique est résolu numériquement au moyen de Comsol Multiphysics [I.83].

Bien entendu, il ne s'agit pas là d'une liste exhaustive. D'autres méthodes sont employées pour résoudre les équations de Navier Stokes et du transport de la chaleur.

## **VI. Conclusion**

Depuis les premières technologies utilisant les ondes électromagnétiques, de multiples études sont menées. L'essor récent des dispositifs utilisant les radiofréquences a suscité de nombreuses questions sur l'éventuelle nocivité de ces ondes. Afin d'y répondre, des études épidémiologiques, *in vitro* et *in vivo* ont été réalisées, d'autres sont en cours. Se basant sur le DAS, paramètre dosimétrique de référence, des normes et recommandations ont été émises pour se prémunir d'éventuels effets thermiques.

Nous avons vu que de nombreuses études examinaient le caractère thermique ou non d'une exposition aux ondes électromagnétiques.

Travaillant depuis plusieurs années sur la dosimétrie, principalement électromagnétique des systèmes d'exposition, un modèle permettant de traiter l'aspect thermique, pour des études *in vitro*, a été développé dans le cadre de mes travaux. L'utilité de sa conception se justifie par la nécessité de l'adapter à nos problèmes bien spécifiques afin d'en maîtriser tous les paramètres. Par ailleurs, une contrainte de compatibilité avec le code «FDTD» existant pour la partie électromagnétique fut imposée en vue du couplage thermique – électromagnétisme permettant la prise en compte des variations de permittivité en fonction de la température ( $\epsilon = f(T)$ ) ...

L'approche numérique a donc consisté à développer un algorithme compatible pour coupler électromagnétisme et thermique. Aussi, la mise en place de ce modèle permet le calcul de la température (Equation de transfert de la chaleur), mais aussi des vitesses des masses de chaleur (Navier-Stokes) dans les systèmes d'exposition *in vitro* étudiés. En effet, dans certains cas, en présence d'un gradient de température, la prise en compte de la conduction thermique seule n'est pas suffisante et le phénomène de convection thermique doit être étudié. Une attention particulière a été portée à des points comme la résolution spatiale, le terme source, les conditions aux limites et aux interfaces ...



# CHAPITRE 2

*Aspect numérique*



# CHAPITRE 2 : ASPECT NUMERIQUE

## I.Introduction

Dans le cas des études bioélectromagnétiques, les milieux à caractériser sont les différents tissus biologiques et présentent une grande complexité car ils sont non homogènes.

Pour les études in vitro, les systèmes d'exposition sont composés de divers milieux. L'espace à considérer contient donc des objets, des obstacles, des limites, des interfaces...

Chaque milieu est caractérisé par des grandeurs physiques qui lui sont propres comme la permittivité ( $\epsilon$ , A.s.V<sup>-1</sup>.m<sup>-1</sup>), la conductivité électrique ( $\sigma$ , S/m), la perméabilité ( $\mu$ , V.s.A<sup>-1</sup>.m<sup>-1</sup>), la densité volumique ( $\rho$ , kg/m<sup>3</sup>), la conductivité thermique ( $K_t$ , W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>), la chaleur spécifique ( $C_m$ , J.K<sup>-1</sup>.kg<sup>-1</sup>)...

Une dosimétrie complète de ces systèmes consiste à prédire les distributions de plusieurs grandeurs telles que les champs électromagnétiques (E, V/m et H, A/m), le débit d'absorption spécifique (DAS, W/kg), la température (T, K) et les vitesses (v, m/s). Pour cela, une résolution numérique des équations vues au chapitre précédent est développée afin d'en déterminer les solutions.

Dans ce chapitre, nous ferons tout d'abord un bref exposé de la méthode FDTD employée pour la résolution des équations de Maxwell.

Une deuxième partie sera consacrée à la méthode employée pour la résolution des équations régissant les phénomènes thermiques. L'algorithme utilisé sera présenté ainsi que le traitement des points particuliers tels que les frontières du domaine de

simulation, les interfaces séparant les différents milieux, les coins... Pour cela nous avons choisi de différencier le cas où seule la conduction thermique est prise en compte de celui où la convection thermique est incluse.

Nous avons, en effet, cherché dans un premier temps à développer un code numérique permettant le calcul de la température sans considération du mouvement des masses de chaleur. Dans ce paragraphe, l'accent sera mis sur le traitement des points particuliers tels que les conditions aux limites et plus particulièrement les interfaces.

Dans une dernière partie, nous présenterons l'algorithme de calcul qui permet la prise en compte de la convection thermique, l'influence des dimensions de la géométrie des supports biologiques sera étudiée comme celle de la distribution de la puissance calorifique. Enfin, les discrétisations spatiale et temporelle seront discutées.

## **II. La méthode FDTD**

### **II.1. Introduction**

Une onde électromagnétique est comme son nom l'indique, caractérisée par un champ électrique  $E$  et un champ magnétique  $H$ . Aussi, leur détermination se fait par la résolution des équations de Maxwell.

C'est la méthode FDTD qui est choisie ; elle fut initiée en 1966 par Ks. YEE [II.1]. C'est une méthode numérique qui est aujourd'hui très utilisée car très performante du fait de la continuelle progression du matériel informatique. Elle est basée sur la méthode des différences finies à la fois dans le domaine spatial et temporel. L'algorithme FDTD est itératif, il permet, en tout point de l'espace discrétisé, de calculer les composantes de champ électromagnétique à un instant  $t$  à partir de celles calculées au pas précédent aux points voisins [II.2].

Sa formulation simple, la robustesse de son algorithme et la possibilité d'effectuer des études sur une large bande de fréquence en font la méthode la plus adéquate pour nos études dosimétriques.

Nous allons donc rappeler en quoi elle consiste.

## **II.2. La méthode**

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) repose sur le principe de dérivées centrées. La structure à étudier est discrétisée en mailles parallélépipédiques dans lesquelles sont calculées les différentes composantes de champs électriques et magnétiques et, les dérivées spatiales et temporelles à partir des équations de Maxwell par approximation du premier ordre. Chacune de ces mailles est caractérisée par les propriétés électromagnétiques de l'objet qu'elle discrétise [II.3].

L'avantage de cette méthode est qu'elle est applicable à des structures non homogènes, ce qui est le cas pour les tissus biologiques ; elle fournit, de plus, une haute résolution spatiale et permet d'appréhender une complète répartition en trois dimensions. On retiendra aussi la « simplicité » de la programmation, la facilité de développer de nouveaux algorithmes expérimentaux et l'accessibilité à la solution dans tout l'espace. Son inconvénient majeur réside dans le fait que la discrétisation se fait avec un maillage rectiligne ; or tous les systèmes ne le sont pas.

## **II.3. La discrétisation**

### **II.3.a. Généralités**

La méthode FDTD est donc la méthode choisie pour résoudre les équations de Maxwell :

$$(Eq.39) \quad \text{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$



$$(Eq.40) \quad r\vec{\partial}t\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E}$$

Le champ va être discrétisé dans l'espace et le temps.

La discrétisation spatiale consiste à évaluer les composantes des champs électromagnétiques ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ). Celles-ci sont « contenues » dans des cellules parallélépipédiques découpant le volume à étudier.

La discrétisation temporelle est effectuée avec un pas d'échantillonnage  $\Delta t$  [II.4]. Celui-ci doit satisfaire un critère de stabilité numérique dépendant des pas spatiaux :

$$(Eq.41) \quad \Delta t \leq \frac{1}{v_p \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$

- $\Delta t$  : Pas d'échantillonnage temporel, en s.
- $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  : Dimensions d'une cellule élémentaire, en m.
- $v_p$  : Vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, en m/s.

$\Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z$  sont fixés, or le maillage propage toutes les fréquences. Cette condition sur  $\Delta t$  assure la stabilité du maillage.

### II.3.b. Différentiation des équations de Maxwell

Les différences finies centrées (ANNEXE 2) sont utilisées pour évaluer les dérivées partielles ponctuelles du premier ordre qui apparaissent dans les équations de Maxwell vues au paragraphe précédent (Eq.39) & (Eq.40).

Un schéma 'leap frog' est utilisé afin d'obtenir « une précision de second ordre sur le temps avec l'utilisation d'un décalage d'un demi pas temporel » entre le champ électrique et le champ magnétique : décomposition de Taylor.

L'espace est divisé en segments de largeur  $\Delta$  et le temps avec un pas d'échantillonnage  $\Delta t$ . Les composantes de champs E et H sont décalées de  $\Delta/2$  et les instants de calculs de  $\Delta t/2$  : les dérivées spatiales et temporelles sont centrées (Fig.11).

Les composantes de champs électrique et magnétique sont calculées de façon entrelacée dans l'espace mais aussi dans le temps (ANNEXE 3).

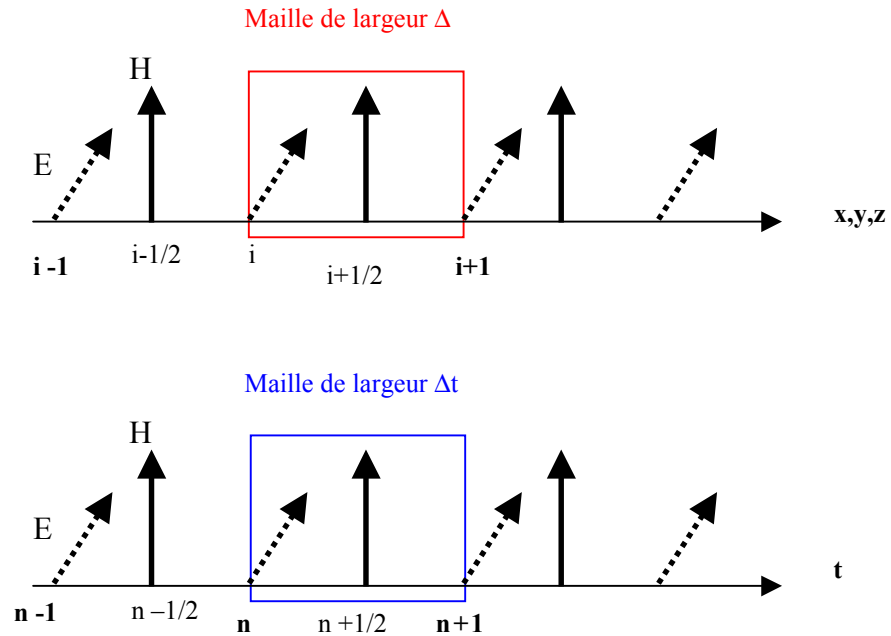


Fig.11 : Schéma de discrétisation.

Le stockage en mémoire d'un minimum d'informations est nécessaire, les nouvelles valeurs de champ électrique et de champ magnétique étant obtenues à partir des précédentes.

#### **II.4. Calcul du DAS**

Les composantes de champ électrique sont déterminées au centre de chaque arête alors que les composantes de champ magnétique sont calculées au centre des faces.

La formule permettant le calcul du DAS est :

$$(Eq.42) \quad DAS(i, j, k) = \frac{\sigma \cdot |E(i, j, k)|^2}{2 \cdot \rho_m}$$

- $\rho$  : Densité volumique du milieu, en  $kg / m^3$ .
- $\sigma$  : Conductivité du milieu, en  $S / m$ .
- $E(i, j, k)$  : Valeur crête du champ électrique, en  $V / m$  ;

Après avoir transposé les résultats temporels en résultats fréquentiels par une simple transformée de Fourier appliquée à la fréquence de fonctionnement, le module du champ électrique total peut alors être calculé (Fig.12) :

- aux nœuds des mailles, les six composantes de champ adjacentes sont ramenées au nœud.
- au centre des mailles, les douze composantes de champ adjacentes à la maille sont ramenées au centre :

$$\left| E\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \right|^2 = \dots$$

$$\left( \frac{E_x\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + E_x\left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1\right) + E_x\left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k\right) + E_x\left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k + 1\right)}{4} \right)^2$$

$$+ \left( \frac{E_y\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) + E_y\left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k\right) + E_y\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) + E_y\left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k + 1\right)}{4} \right)^2$$

$$+ \left( \frac{E_z\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) + E_z\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) + E_z\left(i + 1, j, k + \frac{1}{2}\right) + E_z\left(i + 1, j + 1, k + \frac{1}{2}\right)}{4} \right)^2$$

Lorsque le DAS est calculé aux nœuds des mailles, un problème survient lors du traitement des interfaces. Aussi, pour s'affranchir de cette difficulté, l'évaluation du DAS se fera au centre de la maille.

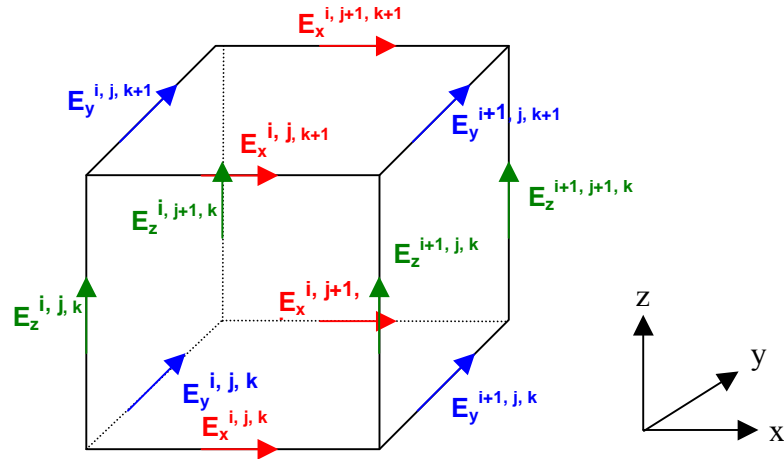


Fig.12 : Maille FDTD

## II.5. Calcul des pertes métalliques

Tout matériau métallique est susceptible d'engendrer des pertes qui à leur tour peuvent être source de chaleur.

Rappelons la formule permettant leur détermination :

$$(eq.43) \quad P_{met} = \frac{1}{2} R_s \iint_{S_{met}} j_s \cdot j_s^* dS$$

- $R_s$  : Résistance superficielle, en  $\Omega$ .
- $j_s$  : Densité de courant surfacique,  $j_s = \vec{n} \otimes \vec{H}$ , en A / m.
- $dS$  : Élément de surface,  $m^2$ .

Les pertes métalliques seront estimées via la densité surfacique de courant  $j_s$  qui se calcule à partir du champ magnétique H :

$$(eq.44) \quad \vec{j}_s = \vec{n} \wedge \vec{H}$$

- $j_s$  : Densité de courant surfacique, en A / m.
- $H$  : Champ magnétique, en A / m.
- $n$  : Vecteur unitaire normal à la surface.

## **II.6. Le ménisque**

Lors d'une interface triple (solide, gaz, liquide), le liquide va remonter le long de la paroi en se courbant, cette zone est appelée ménisque.

Plusieurs auteurs ont rapporté que le ménisque présent aux parois des supports biologiques (interface solide-liquide) peut de manière significative affecter la distribution de DAS, alors que d'autres ont ignoré cet effet. Dans [II.5], cet effet est analysé. La conclusion de cette étude est que le ménisque et sa taille ont un effet non négligeable sur la valeur et l'homogénéité de la distribution de DAS. Par conséquent, le ménisque doit être considéré dans la détermination du DAS [II.6], [II.7].

## **II.7. Remarque sur les conditions aux bords du maillage**

Nous venons d'expliquer brièvement la méthode FDTD, dans laquelle la discrétisation spatiale de l'espace considéré est nécessaire. Cela implique une étude sur un volume fini et pose le problème de la réflexion sur les bords du maillage. Afin de le résoudre, il nous faut simuler l'espace ouvert aux frontières du volume, l'onde ne doit pas être réfléchie et venir perturber le calcul : il doit y avoir une condition de non-réflexion. Ces problèmes sont résolus en plaçant sur les bords du volume des conditions

absorbantes qui simulent l'espace libre pour les ondes rayonnées vers l'espace extérieur (PML) [II.8], [II.9].

Basée sur le principe des différences finies, la méthode FDTD appliquée aux équations de Maxwell est choisie pour étudier les effets des ondes électromagnétiques sur le vivant. Cependant, ces ondes engendrent d'autres effets physiques qui doivent être pris en compte afin de compléter les résultats.

### **III. La conduction thermique**

Depuis plusieurs années, à l'institut Xlim, la méthode FDTD est utilisée pour la dosimétrie électromagnétique des systèmes d'exposition. Avec l'essor des téléphones mobiles, beaucoup d'études bioélectromagnétiques sont menées et la question thermique est de plus en plus d'actualité. Aussi, afin de compléter la dosimétrie des systèmes d'exposition, l'aspect thermique devait être pris en compte.

Mes travaux contribuant à l'analyse des systèmes d'exposition, en particulier sous l'aspect thermique, nous ont conduit à développer un outil numérique permettant la détermination de la température. Bien que bon nombre de logiciels sur le marché permettent son calcul, un code thermique a été développé dans le cadre de ma thèse afin de contrôler chaque étape des études, de la source en passant par les systèmes et ce jusqu'à la modélisation de la cellule. Nous avons donc fait le choix de développer notre propre code dans le but de maîtriser chacun des paramètres et éléments du programme, de pouvoir l'adapter à nos systèmes particuliers mais aussi dans un souci de compatibilité des méthodes de résolution électromagnétique et thermique en vue d'un couplage via la dépendance des paramètres diélectriques avec la température.

Dans ce paragraphe, nous présentons l'outil numérique développé afin de déterminer la température dans le cas où seule la conduction est prise en compte.

### **III.1. La méthode générale**

Dans le cas de nos études, nous considérons chaque milieu comme homogène et le fluide incompressible.

La méthode pour la résolution des équations permettant le calcul de la température a été choisie en fonction des connaissances déjà acquises sur les méthodes aux différences finies mais surtout pour être compatible avec la méthode FDTD afin de prendre en compte la dépendance des paramètres diélectriques avec la température :  $\varepsilon = f(f,T)$  où  $f$  est la fréquence (Hz) et  $T$  la température (K ou °C).

Aussi, pour l'algorithme représentant la partie thermique nous avons fait le choix d'une méthode explicite basée sur les différences finies (proche de la méthode FDTD) que nous allons développer. Celui-ci doit permettre, dans le cas où seule la conduction thermique est prise en compte de déterminer l'élévation de température.

Comme dans le cas de la FDTD, la discrétisation spatiale consiste à évaluer les composantes de température. Celles-ci sont 'contenues' dans des cellules parallélépipédiques découpant le volume à étudier. La température est calculée aux nœuds. De ce fait, la puissance calorifique l'est aussi, ce qui impose de ramener le DAS, calculé au centre de la maille, aux points de calcul de la température (Fig.13).

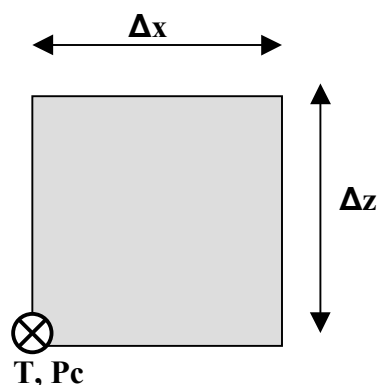


Fig.13 : La maille 'thermique', en 2D

La discrétisation temporelle est effectuée avec un pas d'échantillonnage  $\Delta t$ , ceci afin d'assurer la stabilité du maillage.

Pour la conduction, le pas de temps doit répondre au critère suivant :

$$\Delta t_{CD} \leq \frac{1}{2 \cdot D_{t_{\max}} \cdot \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)}$$

- $\Delta t_{CD}$  : Pas d'échantillonnage temporel pour la conduction, en s.
- $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  : Dimensions d'une cellule élémentaire, en m.
- $D_{t_{\max}}$  : Diffusivité thermique maximale, en  $m^2/s$ .

De façon générale, l'algorithme, permettant de résoudre l'équation de la chaleur,  $\frac{\partial T}{\partial t} = D_t \cdot \Delta T + \frac{P_c}{\rho_m C_m} + \dots$  se décompose comme suit :

- Le premier pas consiste à initialiser certains paramètres, comme :
  - La température : la valeur initiale de la température du fluide est fixée.
  - La puissance calorifique, c'est-à-dire tout phénomène pouvant induire une variation de température dans le milieu biologique, en particulier le DAS...
- Enfin, la température est calculée par le biais de l'équation de la chaleur dans le volume, puis aux points particuliers tels que les interfaces et les coins.

Dans le volume, l'équation de la chaleur se discrétise comme suit :

- En coordonnées cartésiennes, 3D :

$$\begin{aligned} T^{n+1}(i, j, k) &= T^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\rho_m \cdot C_m} \cdot P_c(i, j, k) \\ &+ \Delta t \cdot D_t \cdot \frac{T^n(i+1, j, k) - 2 \cdot T^n(i, j, k) + T^n(i-1, j, k)}{\Delta x^2} \\ &+ \Delta t \cdot D_t \cdot \frac{T^n(i, j+1, k) - 2 \cdot T^n(i, j, k) + T^n(i, j-1, k)}{\Delta y^2} \\ &+ \Delta t \cdot D_t \cdot \frac{T^n(i, j, k+1) - 2 \cdot T^n(i, j, k) + T^n(i, j, k-1)}{\Delta z^2} \end{aligned}$$

- En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\begin{aligned} T^{n+1}(i, k) &= T^n(i, k) + \frac{\Delta t}{\rho_m \cdot C_m} \cdot P_c(i, k) \\ &+ \Delta t \cdot D_t \cdot \frac{T^n(i+1, k) - T^n(i-1, k)}{2 \cdot r(i, k) \cdot \Delta r} + \Delta t \cdot D_t \cdot \frac{T^n(i+1, k) - 2 \cdot T^n(i, k) + T^n(i-1, k)}{\Delta r^2} \\ &+ \Delta t \cdot D_t \cdot \frac{T^n(i, k+1) - 2 \cdot T^n(i, k) + T^n(i, k-1)}{\Delta z^2} \end{aligned}$$



Dans l'algorithme, il va de soi que lorsqu'une grandeur est calculée, les conditions aux limites, aux coins, aux interfaces font partie intégrante de la détermination de cette grandeur. Ce sont des points importants que nous allons détailler dans les paragraphes suivants.

### **III.2. Conditions aux limites**

Nous considérons deux types de conditions aux limites :

- Condition de Dirichlet où la grandeur  $G$  considérée est imposée aux frontières :  
 $G = cste$  .
- Conditions de Neumann où le flux est imposé à la frontière :  $\frac{\partial G}{\partial n} = 0$  .

#### **III.2.a.i. Condition de Dirichlet**

La température est imposée à la frontière du domaine considéré :  $T = cste$  .

La position de cette condition est un paramètre qui peut induire des variations sur l'élévation de température dans le milieu.

Considérons un modèle à une dimension composé de deux milieux : l'air et l'eau (d'une épaisseur de 10 mm). Cinq dimensions de domaine (nombre de mailles =  $n_x = 301, 201, 101, 51$  &  $31$  mailles) sont testées avec une discrétisation de  $500 \mu\text{m}$ . La puissance calorifique appliquée dans le liquide, situé au centre du domaine, correspond à un DAS homogène de  $100 \text{ W/kg}$  (Fig.14).

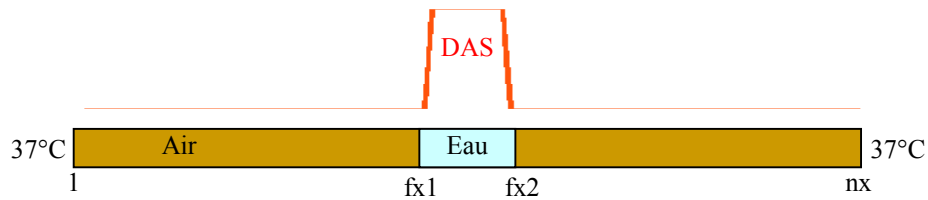


Fig.14 : Modèle 1D utilisé pour l'étude des conditions aux limites type Dirichlet.

L'exposition est maintenue pendant environ 218 secondes et le temps de simulation avoisine les 290 secondes.

La condition  $T_{\text{limite}} = 37\text{ °C}$  est appliquée aux deux extrémités du domaine.

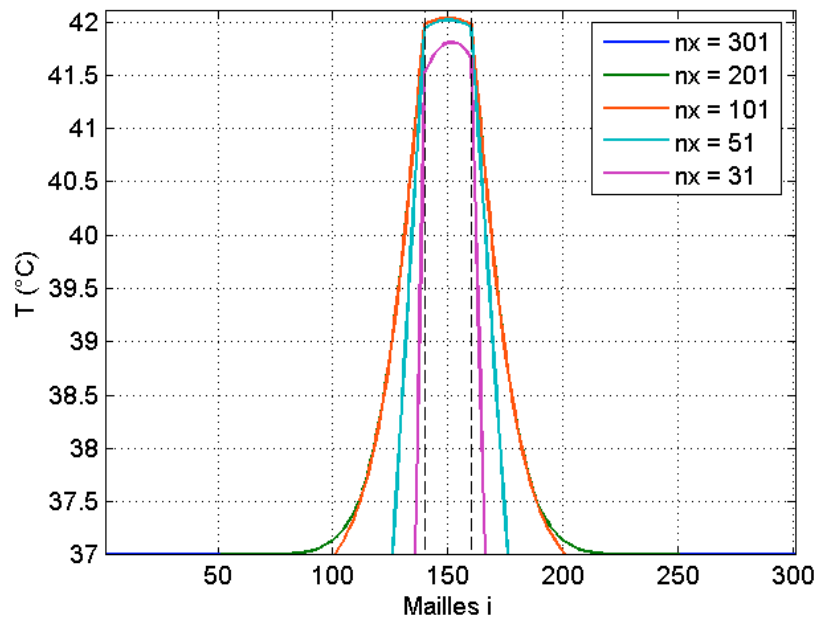
Le tableau Tab.V montre que la température converge au-delà d'une certaine position limite comme le confirme la figure Fig.15. A une certaine distance de la source de chaleur, le chauffage appliqué n'a plus d'influence.

Tab.V : Etude de l'influence de la position des conditions aux limites par un traitement type Dirichlet

Nombres de mailles nx	31	51	101	201	301
Température maximale	41.81 °C	42.02 °C	42.03 °C	42.03 °C	42.03 °C
Température à l'interface 1	41.53 °C	41.94 °C	41.98 °C	41.98 °C	41.98 °C
Température à l'interface 2	41.66 °C	41.95 °C	41.98 °C	41.98 °C	41.98 °C
Température moyenne	41.73 °C	41.99 °C	42.01 °C	42.01 °C	42.01 °C

On note que les profils de température pour les nombres de mailles  $n_x = 301$ ,  $n_x = 201$  et  $n_x = 101$ , sont identiques.

Au-delà d'une certaine position, la condition de Dirichlet  $T_{\text{limite}} = 37\text{ °C}$  n'a plus d'influence sur le milieu « eau ». En effet, la diffusivité de l'air est telle que la température a pu décroître jusqu'à  $37\text{ °C}$  bien avant d'atteindre la condition aux limites.



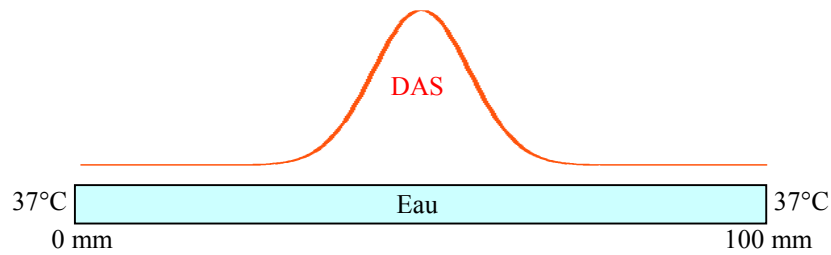
**Fig.15 : Profils de température selon différentes grandeurs du domaine permettant d'illustrer l'influence de la position des conditions aux limites par un traitement type Dirichlet (appliqué aux frontières de dernières mailles nx)**

### III.2.a.ii. Condition de Neumann

Le flux de chaleur est imposé à la frontière :  $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ . Cette condition est utilisée pour traiter les symétries ou pour les modèles avec des dimensions infinies.

Afin d'illustrer ce type de condition, nous avons étudié deux modèles semblables, l'un à une dimension puis l'autre à deux dimensions.

Un milieu, caractérisé par les paramètres thermiques de l'eau, de longueur 100 mm ( $\Delta = 500 \mu\text{m}$ ) est considéré (Fig.16). Aux extrémités du domaine, la température est fixée à 37 °C (Dirichlet). La puissance calorifique est appliquée via un DAS de profil gaussien ayant pour valeur maximale 100 W/kg.

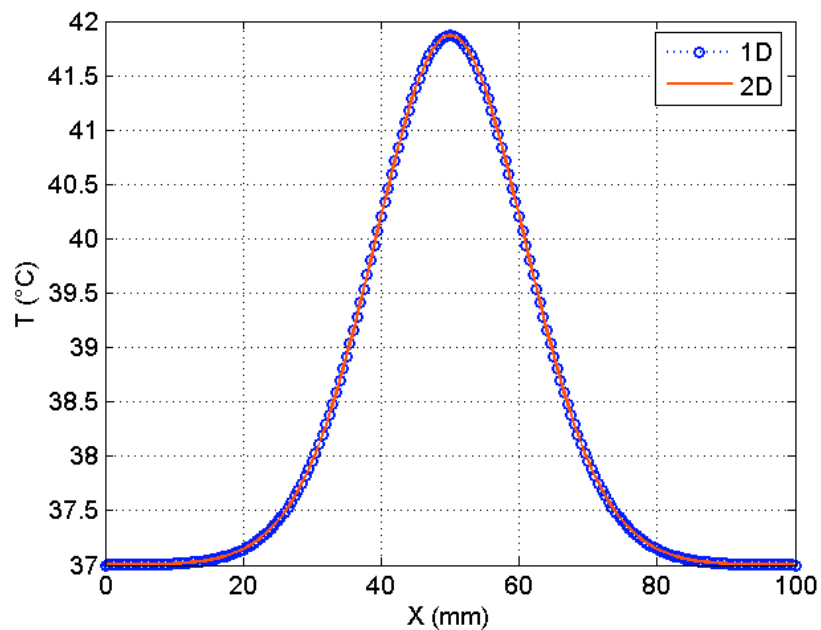


**Fig.16 : Modèle 1D utilisé pour l'étude des conditions aux limites type Neumann**

Afin de comparer cette configuration à une dimension avec un modèle à deux dimensions, la condition de Neumann est utilisée pour simuler la dimension infinie selon la hauteur dans le cas 2D. Nous considérons un domaine de dimension 100 mm x 2 mm, aux frontières du domaine, les conditions suivantes sont appliquées :

- $T_{\text{limite}} = 37 \text{ }^\circ\text{C}$  en  $x = 0 \text{ mm}$  et  $x = 100 \text{ mm}$ .
- $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{\text{lim}} = 0$  en  $z = 0 \text{ mm}$  et  $z = 2 \text{ mm}$  (condition de type « Neumann »).

Comme le montre la figure Fig.17, il y a une excellente concordance entre les valeurs obtenues en 1D et en 2D.



**Fig.17 : Profils de température selon les configurations 1D et 2D.**

Les conditions aux limites utilisées ainsi que leurs positions doivent faire l'objet d'une attention particulière selon les systèmes d'exposition étudiés.

### III.3. En coordonnées cylindriques

En coordonnées cylindriques, en plus des problèmes de conditions aux limites, se pose le problème de l'axe. En effet, il s'agit là d'un point particulier à traiter.

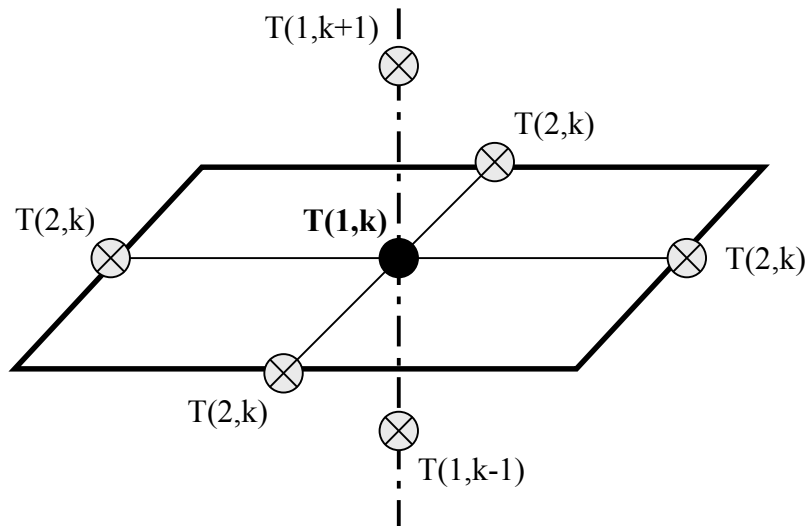


Fig.18 : Traitement de l'axe

Nous faisons le choix de traiter l'axe comme si nous étions en trois dimensions et en coordonnées cartésiennes (Fig.18). Sur l'axe, l'équation de la chaleur se discrétise alors :

$$\begin{aligned}
 T^{n+1}(1,k) &= T^n(1,k) \\
 &+ 2.\Delta t.Dt.\frac{T^n(2,k) - 2.T^n(1,k) + T^n(2,k)}{\Delta r^2} \\
 &+ \Delta t.Dt.\frac{T^n(1,k+1) - 2.T^n(1,k) + T^n(1,k-1)}{\Delta z^2} \\
 &+ \frac{\Delta t}{\rho_m.C_m}.P_c(1,k)
 \end{aligned}$$

Toujours dans un souci de validation, on étudie selon deux discrétisations ( $\Delta = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta = 250 \mu\text{m}$ ), un modèle à une dimension, de rayon  $r = 200 \text{ mm}$ , en coordonnées cylindriques où seul un milieu est considéré (Fig.19).

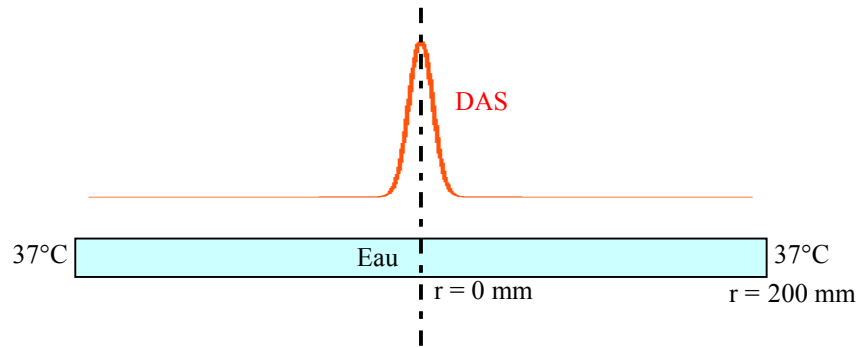


Fig.19 : Modèle pour l'étude du traitement de l'axe en 2D cylindrique.

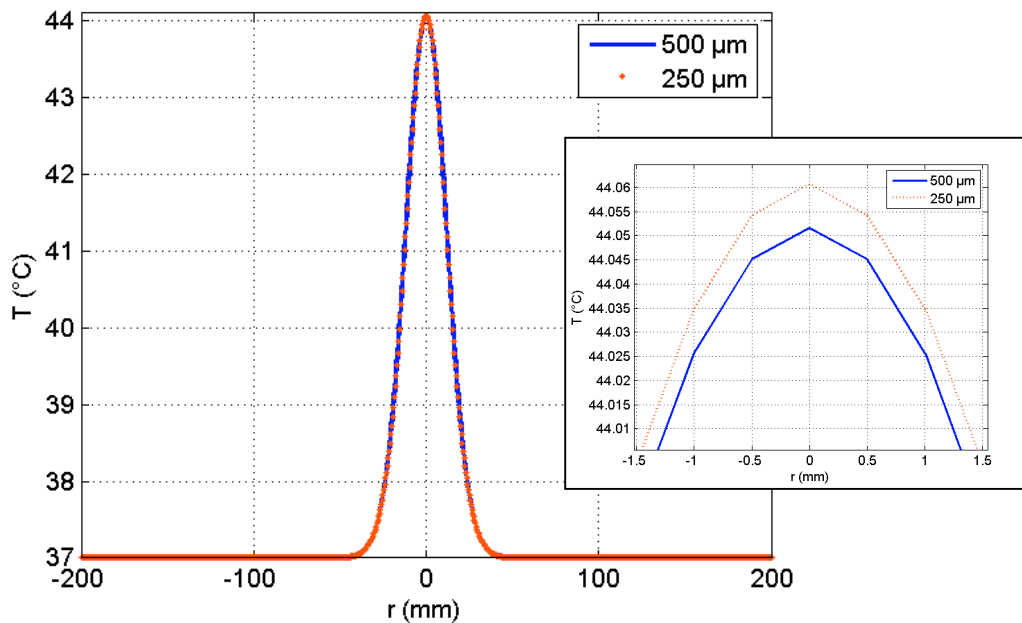


Fig.20 : Profil de température en coordonnées cylindriques selon deux discrétisations

La figure Fig.20 montre d'une part que la méthode utilisée n'altère pas la continuité de la température sur l'axe et d'autre part, qu'il y a un bon accord entre les valeurs obtenues pour les deux discrétisations, en effet l'erreur  $((\Delta T_{250 \mu\text{m}} - \Delta T_{500 \mu\text{m}}) / \Delta T_{250 \mu\text{m}})$  est inférieure à 0,2 % .

### III.4. Traitement de la température aux interfaces

Un aspect essentiel de l'algorithme est le traitement des interfaces.

La température est déterminée en chaque point du volume par la résolution de l'équation de la chaleur comme nous l'avons vu précédemment. Lorsque le domaine à modéliser comporte plusieurs milieux, il devient indispensable de traiter les interfaces.

#### III.4.a. La loi de Newton

La loi de Newton traduit le transfert de chaleur entre un fluide et un solide :

(eq. 45) 
$$\phi = h.(T_{surface} - T_{exterieure})$$

- $\Phi$  : Densité de flux de chaleur, en  $W/m^2$  .
- $h$  : Coefficient d'échange par convection, en  $W.m^{-2}.K^{-1}$  .
- $T_{surface}$  : Température à l'interface considérée, en K.
- $T_{extérieure}$  : Température loin de l'interface considérée, en K.

Cette méthode consiste à imposer une condition de flux à l'interface (Fig.21).

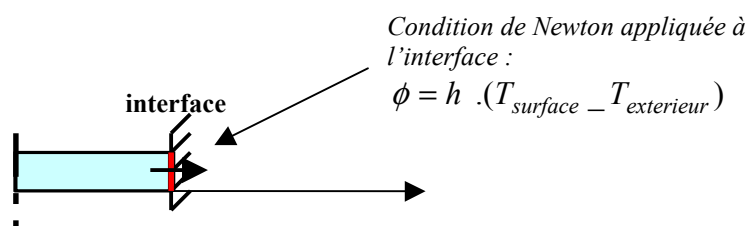


Fig.21 : Loi de Newton

L'utilisation de la loi de Newton présente certains avantages, en particulier celui de réduire considérablement le temps de calcul et de s'affranchir d'un milieu, l'air particulièrement pénalisant pour les temps de calcul. En effet, sa plus forte diffusivité engendre un pas de temps plus petit.

Cependant, la loi de Newton nécessite la connaissance du coefficient d'échange par convection  $h$  difficile à déterminer. Les valeurs empiriques utilisées dans la littérature servent à estimer la température seulement après sa stabilisation. L'information au cours du temps n'est alors pas accessible.

### III.4.b.La loi de Fourier

Nous avons envisagé un traitement aux interfaces par application de la loi de Fourier.

La loi de Fourier traduit le fait que le flux qui s'écoule des zones chaudes vers les zones froides est proportionnel au gradient de température dans la direction de propagation de la chaleur. La conductivité thermique  $K_t$  est le coefficient de proportionnalité, il dépend du matériau et de la température (Dans nos applications, la plage de température considérée étant relativement étroite,  $K_t$  est considéré comme indépendant de la température).

La loi de Fourier s'écrit :

$$(Eq.46) \quad \phi = -k_t \cdot grad(T)$$

- $\Phi$  : la densité de flux de chaleur, en  $W/m^2$ .
- $K_t$  : la conductivité thermique, en  $W/(m.K)$ .
- $T$  : la température, en  $K$ .



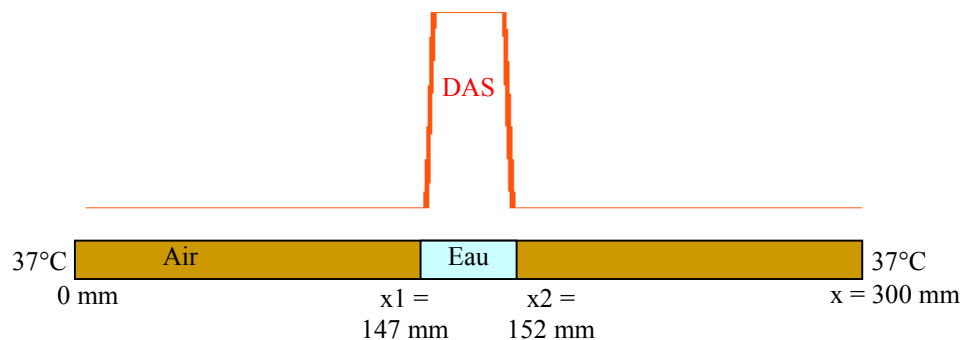
### III.4.b.i. Cas d'un modèle 1D

Dans ce paragraphe, afin d'étudier l'influence de la méthode choisie pour calculer la température en ces points particuliers, nous considérons, un domaine à une dimension (afin de s'affranchir, pour une première étape, des coins et arrêtes) de longueur 300 mm avec une discrétisation de  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  (Fig.22). Les interfaces, délimitant les milieux (eau + air) qui seront définis par les paramètres thermiques de l'eau (entre les interfaces) et de l'air (Tab.VI), sont localisées à 147 mm (fx1) et 152 mm (fx2), et les conditions aux limites sont fixées à 37 °C en  $x = 0 \text{ mm}$  et  $x = 300 \text{ mm}$  et n'influent pas sur les valeurs des températures mesurées à savoir la température moyenne du milieu, la température maximale et les températures aux deux interfaces.

**Tab.VI : Paramètres thermiques utilisés**

	$K_t$ W/(m.K)	$C_m$ J/(kg.K)	$\rho_m$ Kg/m <sup>3</sup>	$D_t$ m <sup>2</sup> /s
Eau	0.606	4178	1000	$1.45 \cdot 10^{-7}$
Air	0.0251	1012	1.164	$213 \cdot 10^{-7}$

La puissance calorifique appliquée dans le liquide correspond à un DAS de 20 W/kg. L'exposition est maintenue pendant environ 218 secondes et le temps de simulation avoisine les 290 secondes.



**Fig.22 : Modèle 1D utilisé pour l'étude du traitement des interfaces**

Les interfaces sont des points délicats, aussi doivent-elles être traitées de façon particulière.

Etudions un traitement des interfaces par la loi de Fourier (Fig.23) :

$$\phi = -k_t \cdot \text{grad}(T)$$

Effectuons un bilan thermique (Fig.23), à travers l'interface séparant deux milieux en  $x_{\text{int}}$  :

$$\begin{aligned} \phi_A &= \phi_B \\ -k_t \cdot \text{grad}(T)]_A &= -k_t \cdot \text{grad}(T)]_B \\ -K_{tA} \cdot \frac{T_A - T_{\text{int}}}{\Delta x} &= -K_{tB} \cdot \frac{T_{\text{int}} - T_B}{\Delta x} \\ \Rightarrow T_{\text{int}} &= \frac{K_{tA} \cdot T_A + K_{tB} \cdot T_B}{K_{tA} + K_{tB}} \end{aligned} \quad (\text{eq.47})$$

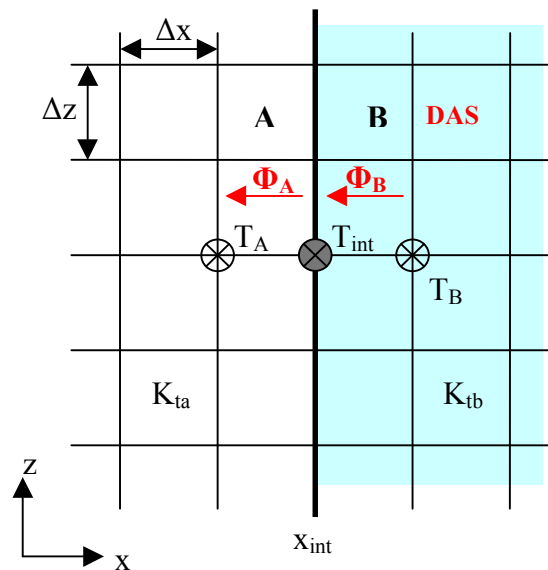


Fig.23 : Traitement des interfaces avec la loi de Fourier

Plaçons-nous dans le cas du modèle à une dimension précédemment décrit. Le milieu A est l'air, le milieu B l'eau (Fig.24).

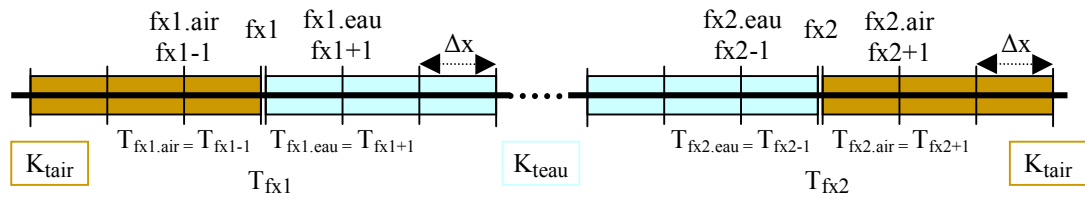


Fig.24 : Traitement numérique des interfaces fx (1 & 2) par la loi de Fourier

Aux interfaces, notées fx, on applique la formule (eq.47) :

$$\Rightarrow T_{fx} = \frac{K_{tair} \cdot T_{fx.air} + K_{teau} \cdot T_{fx.eau}}{K_{tair} + K_{teau}}$$

Les autres points du domaine sont calculés à partir de l'équation de la chaleur.

Le tableau Tab.VII présente une comparaison des températures obtenues sans traitement aux interfaces (c'est-à-dire que la température est calculée dans tout le volume par résolution de l'équation de la chaleur) et avec l'utilisation de la loi de Fourier. On observe une erreur conséquente de l'ordre de 20 % qui prouve que les interfaces doivent être traitées séparément.

Tab.VII : Comparaison entre les valeurs obtenues en calculant la température dans le volume en chaque point par l'équation de la chaleur, sans traitement particulier aux interfaces et avec l'utilisation de la loi de Fourier aux interfaces.

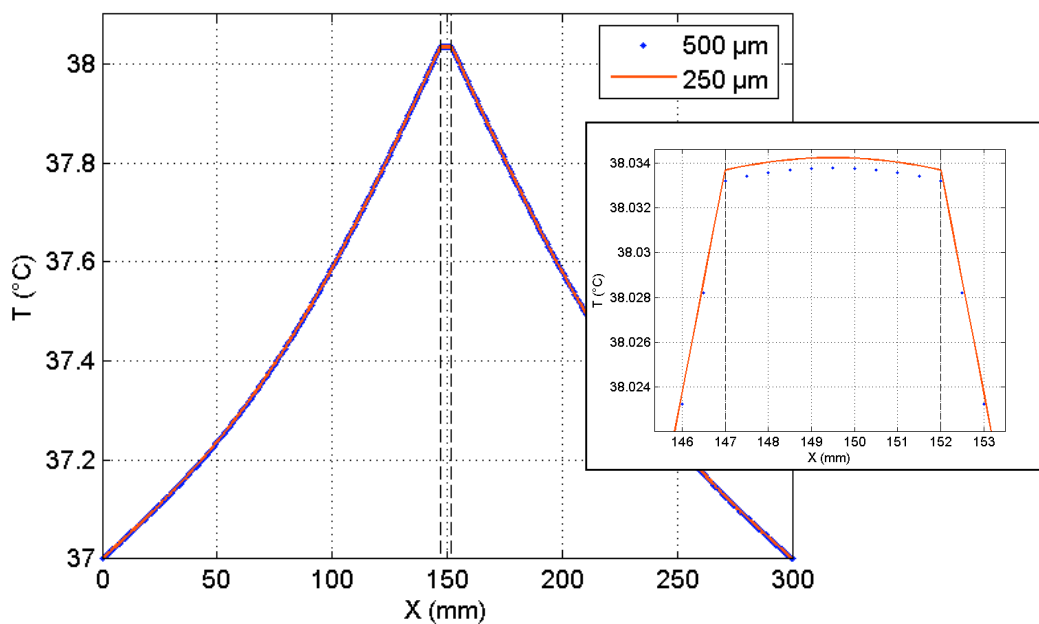
	Sans traitement aux interfaces T & ΔT/37°C		Avec un traitement aux interfaces avec la loi de Fourier T & ΔT/37°C		Erreur
					$\frac{(\Delta T_{Fourier} - \Delta T_{ssint})}{\Delta T_{Fourier}}$
Température maximale	37.8342 °C	0.8342 °C	38.0338 °C	1.0338 °C	23.93%
Température à l'interface 1	37.8263 °C	0.8263 °C	38.0332 °C	1.0332 °C	25.04%
Température à l'interface 2	37.8234 °C	0.8234 °C	38.0332 °C	1.0332 °C	25.48%
Température moyenne	37.8304 °C	0.8304 °C	38.0335 °C	1.0335 °C	24.46%

### ✓ Comparaison de différentes discrétisations

Afin de justifier l'emploi de la loi de Fourier pour le traitement des interfaces, nous avons testé le modèle précédent selon plusieurs discrétisations.

Dans un premier temps, deux discrétisations sont testées :  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  (celle précédemment effectuée) et  $\Delta = 250 \mu\text{m}$ .

Le tableau Tab.VIII donne les valeurs des températures maximale, aux deux interfaces et moyenne pour ces deux discrétisations. Nous relevons une différence de température d'environ  $5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$  entre les deux configurations. L'erreur entre les deux pas spatiaux utilisés est inférieure à 0,1 %. Le profil de température pour une discrétisation de 500  $\mu\text{m}$  est similaire à celui obtenu pour une discrétisation de 250  $\mu\text{m}$  (Fig.25).



**Fig.25 : Tracé des profils de température (zoomé sur le milieu compris entre les deux interfaces) selon deux discrétisations  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  &  $\Delta = 250 \mu\text{m}$ . Interfaces traitées avec la loi de Fourier.**

Afin de confirmer la bonne concordance des résultats une troisième discrétisation a été testée :  $\Delta = 125 \mu\text{m}$ . Le tableau Tab.VIII rappelle les valeurs de température maximale, aux deux interfaces et moyenne pour  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta = 250 \mu\text{m}$  et donne les résultats obtenus pour  $\Delta = 125 \mu\text{m}$ .

**Tab.VIII : Comparaison entre les valeurs obtenues en calculant la température avec un traitement aux interfaces type loi de Fourier selon trois discrétisations : 500  $\mu\text{m}$ , 250  $\mu\text{m}$  et 125  $\mu\text{m}$ .**

	$\Delta = 500 \mu\text{m}$ T & $\Delta T/37^\circ\text{C}$		$\Delta = 250 \mu\text{m}$ T & $\Delta T/37^\circ\text{C}$		$\Delta = 125 \mu\text{m}$ T & $\Delta T/37^\circ\text{C}$	
Température maximale	38.0338 °C	1.0338 °C	38.0342 °C	1.0342 °C	38.0344 °C	1.0344 °C
Température à l'interface 1	38.0332 °C	1.0332 °C	38.0337 °C	1.0337 °C	38.0339 °C	1.0339 °C
Température à l'interface 2	38.0332 °C	1.0332 °C	38.0337 °C	1.0337 °C	38.0339 °C	1.0339 °C
Température moyenne	38.0335 °C	1.0335 °C	38.0340 °C	1.0340 °C	38.0343 °C	1.0343 °C

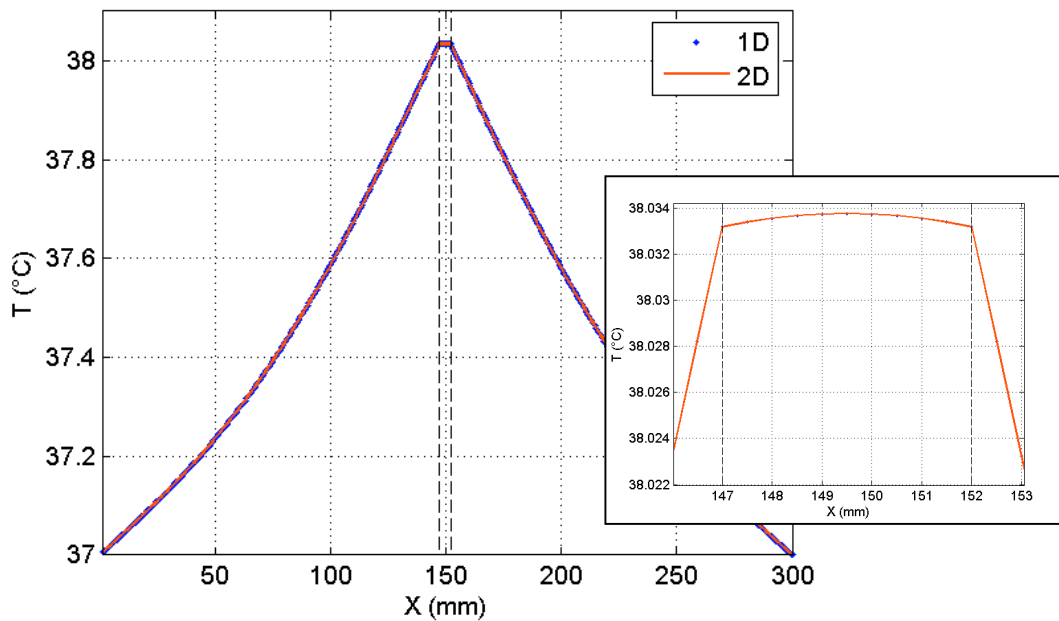
On remarque que plus la discrétisation est fine plus les résultats convergent vers la même valeur.

L'erreur ( $(\Delta T_{250 \mu\text{m}} - \Delta T_{500 \mu\text{m}}) / \Delta T_{250 \mu\text{m}}$ ) entre les deux pas spatiaux  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  &  $\Delta = 125 \mu\text{m}$  (respectivement entre  $\Delta = 250 \mu\text{m}$  &  $\Delta = 125 \mu\text{m}$ ) est très faible (<0,1 %, resp <0,05 %).

#### ✓ Comparaison 1D cartésien – 2D cartésien

Afin de confirmer le choix de la loi de Fourier pour le traitement des interfaces, nous testons un modèle à deux dimensions, infini selon z, comparable au cas à une dimension précédent pour une discrétisation de 500  $\mu\text{m}$ .

Il y a une excellente concordance entre les valeurs obtenues avec le modèle à une dimension et celles obtenues avec le modèle à deux dimensions (Fig.26).



**Fig.26 : Comparaison des profils de température pour des modèles 1D et 2D  
Interfaces traitées avec la loi de Fourier.**

Un traitement des interfaces par la loi de Fourier semble donc être une bonne approche.

### III.4.b.ii. Cas d'un modèle 3D

Dans le cas d'un modèle à plusieurs dimensions, le traitement de l'interface ne suffit pas, d'autres points particuliers apparaissent à la jonction des divers milieux en présence.

Le traitement des interfaces est donc étendu en trois dimensions. Les arrêtes et les coins étant des interfaces particulières, nous avons choisi de généraliser leur traitement à celui des interfaces. Ces points particuliers seront traités de la même manière, par la loi de Fourier appliquée à chaque dimension. Après le passage par une étape « deux dimensions », nous avons généralisé la méthode en trois dimensions.

Le calcul pour déterminer  $T_i$ , la température à l'intersection de deux ou plusieurs milieux, fait appel aux valeurs des températures, qui entourent le nœud,

pondérées par la conductivité thermique moyenne des milieux auxquels elles appartiennent. (Fig.27). Ce calcul est détaillé en ANNEXE 4.

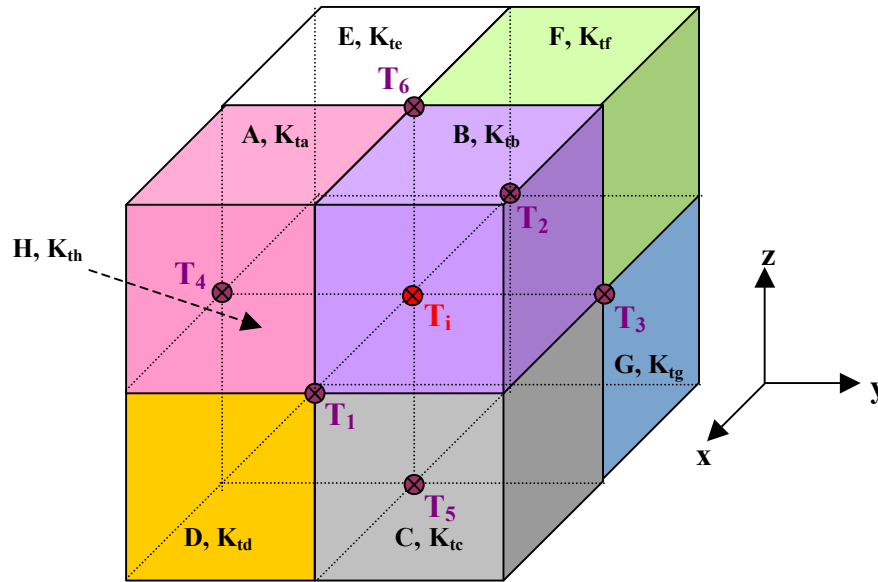


Fig.27 : Traitement des coins.

En appliquant la loi de Fourier  $\vec{\phi} = -K_i \cdot \text{grad}(T)$  aux interfaces, la température  $T_i$  est calculée selon les trois dimensions, ce qui nous donne trois valeurs que nous moyennons pour obtenir la température d'« intersection »  $T_i$  :

$$\Rightarrow T_i = \frac{1}{3} \cdot \left( \frac{\begin{aligned} & (K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td}) \cdot T_1 + (K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}) \cdot T_2 + \dots \\ & (K_{tb} + K_{tc} + K_{tf} + K_{tg}) \cdot T_3 + (K_{ta} + K_{td} + K_{te} + K_{th}) \cdot T_4 + \dots \\ & (K_{tc} + K_{td} + K_{tg} + K_{th}) \cdot T_5 + (K_{ta} + K_{tb} + K_{te} + K_{tf}) \cdot T_6 \end{aligned}}{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td} + K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}} \right)$$

Cette méthode a pour avantage de traiter de façon transparente interfaces, arêtes et coins. En effet la même méthode sera utilisée pour tous ces points particuliers.

✓ Comparaison de différentes discrétisations

Afin de valider ce choix, un modèle de sphère en coordonnées cartésiennes et en trois dimensions est testé pour trois discrétisations :  $\Delta = 1 \text{ mm}$ ,  $\Delta = 500 \text{ }\mu\text{m}$  et  $\Delta = 250 \text{ }\mu\text{m}$  (Fig.28). La sphère représente le milieu (eau) auquel un DAS de  $278 \text{ W/kg}$  est appliqué.

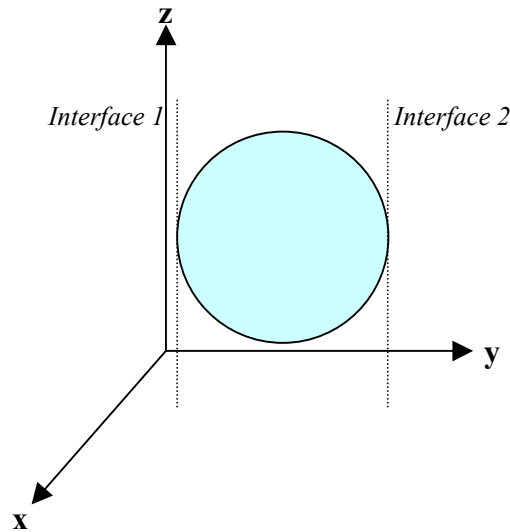


Fig.28 : Modèle étudié : sphère 3D

Le tableau Tab.IX donne les valeurs de température maximale, pour deux interfaces et moyenne pour ces trois discrétisations afin de les comparer.

**Tab.IX : Comparaison entre les valeurs obtenues en calculant la température avec un traitement aux interfaces type loi de Fourier selon trois discrétisations : 1 mm, 500  $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$ .**

	$\Delta = 1 \text{ mm}$ T & $\Delta T/37^\circ\text{C}$		$\Delta = 500 \text{ }\mu\text{m}$ T & $\Delta T/37^\circ\text{C}$		$\Delta = 250 \mu\text{m}$ T & $\Delta T/37^\circ\text{C}$	
Pas de temps	7.8261 ms		1.9565 ms		0.4891 ms	
Température maximale	37.266 °C	0.266 °C	37.266 °C	0.266 °C	37.266 °C	0.266 °C
Température à l'interface 1	37.256 °C	0.256 °C	37.261 °C	0.261 °C	37.263 °C	0.263 °C
Température à l'interface 2	37.256 °C	0.256 °C	37.261 °C	0.261 °C	37.263 °C	0.263 °C
Température moyenne	37.262 °C	0.262 °C	37.265 °C	0.265 °C	37.265 °C	0.265 °C



Les valeurs convergent avec la discrétisation.

Les erreurs maximales sont observées aux intersections de plusieurs milieux (Fig.29), cependant elles restent faibles et diminuent avec la discrétisation.

L'erreur, bien que limitée, est plus importante entre les résultats obtenus avec les discrétisations de 1 mm et 500  $\mu\text{m}$  ( $\sim 2\%$ ). Par contre, l'erreur entre les cas « 500  $\mu\text{m}$  » et le cas « 250  $\mu\text{m}$  » reste inférieure à 1% ( $\sim 0,7\%$ ).

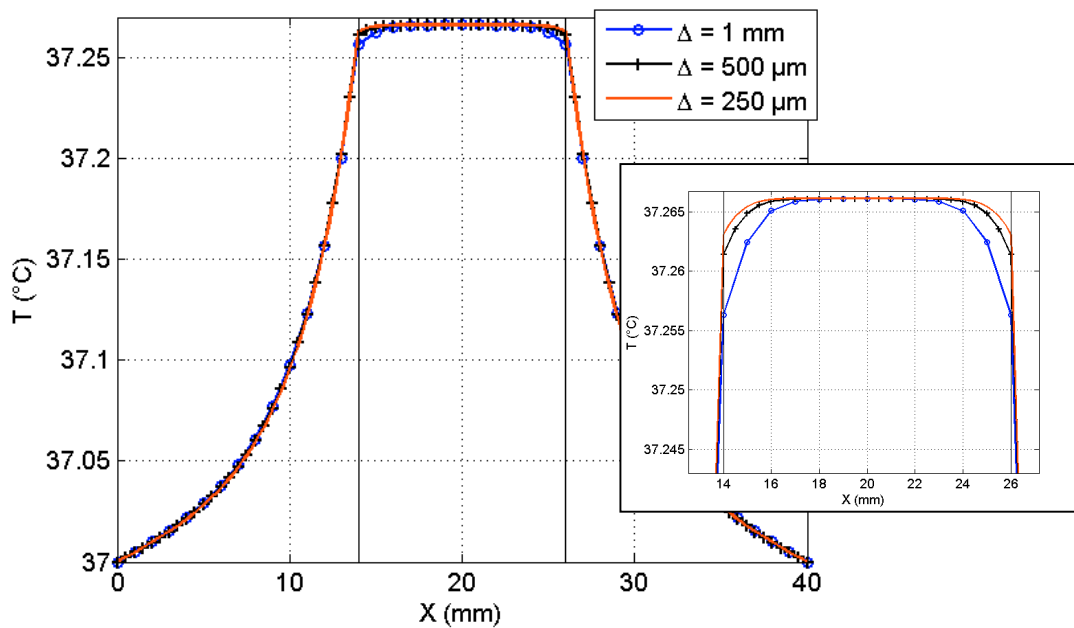


Fig.29 : Tracé des profils de température selon trois discrétisations  $\Delta = 1\text{ mm}$ ,  $\Delta = 500\ \mu\text{m}$  &  $\Delta = 250\ \mu\text{m}$  pour le modèle de sphère.

#### ✓ Comparaison 3D cartésien – 2D cylindrique

Afin de confirmer la validité de notre code thermique en trois dimensions, nous avons effectué une comparaison entre deux modèles équivalents, l'un traité en trois dimensions avec les coordonnées cartésiennes et l'autre en deux dimensions à symétrie de révolution avec les coordonnées cylindriques. En effet, l'utilisation des coordonnées cylindriques permet de s'affranchir de l'aspect « marche d'escalier » mis en place en cartésien pour les structures arrondies (Fig.30).

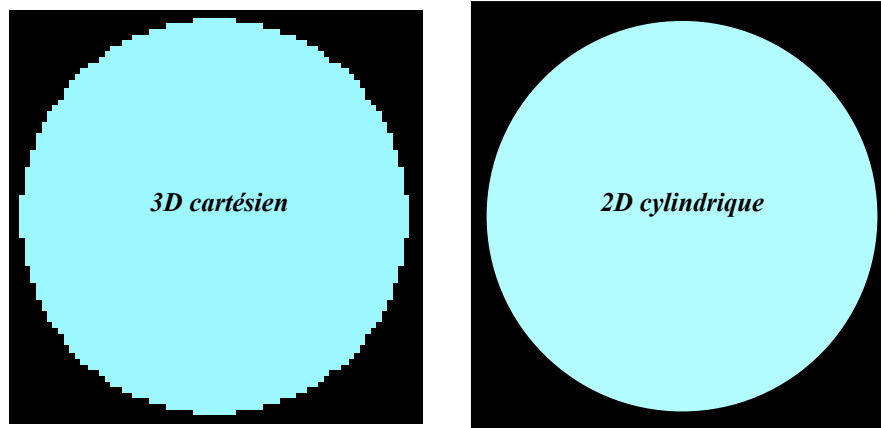


Fig.30 : Plan  $xOy$  &  $rO\theta$  des modèles étudiés en coordonnées cartésiennes et cylindriques à symétrie de révolution

Le modèle comporte deux milieux, l'eau et l'air. Le milieu aqueux a une géométrie cylindrique proche de celle des boîtes de Pétri utilisées dans nos études (Fig.31). La surface de base du cylindre est un disque de rayon  $r = 17$  mm, sa hauteur est de 3 mm.

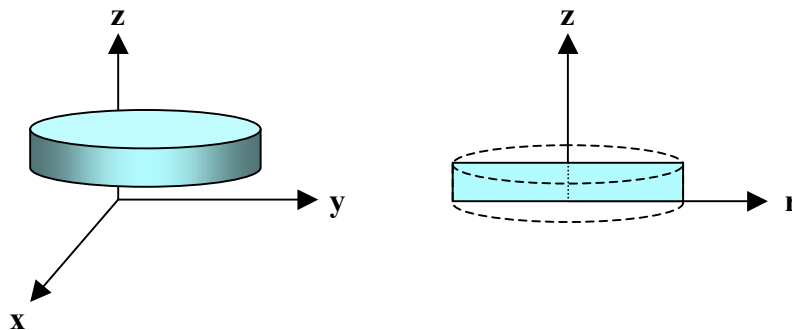


Fig.31 : Modèles étudiés en coordonnées cartésiennes 3D et cylindriques à symétrie de révolution 2D.

La discrétisation est égale à  $500 \mu\text{m}$  et le volume de calcul est tel que le rayon  $R$  soit égal à  $50$  mm et la hauteur  $H$  à  $70$  mm.

Le temps de simulation est de 4 secondes et les pas temporels sont sensiblement les mêmes ( $\Delta t = 1,9565$  ms (3D cartésien),  $\Delta t = 1,9370$  ms (2D, cylindrique)).

Les profils de température (Fig.32) révèlent une bonne concordance que l'on traite la température en utilisant les coordonnées cartésiennes en trois dimensions ou les coordonnées cylindriques en deux dimensions (Erreur < 0,2 %).

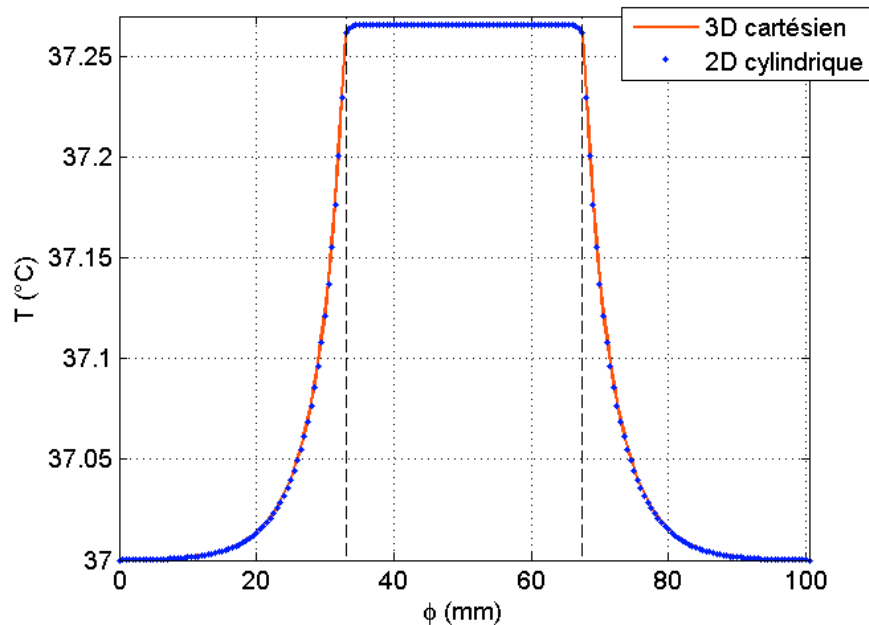


Fig.32 : Tracé des profils de température selon  $x$  – comparaison 3D cartésien & 2D cylindrique.

### III.4.b.iii. Conclusion

La bonne concordance des résultats obtenus permet de conclure que l'utilisation de la méthode développée pour la détermination de la température donne une bonne estimation de la température et que le choix de la technique de traitement des « discontinuités » n'altère pas les résultats.

Notons qu'en utilisant la loi de Fourier, la puissance calorifique  $P_c$  n'est pas considérée à l'interface. Dans notre étude du traitement des discontinuités, l'ajout d'un terme prenant en compte la source de chaleur en ces points particuliers a été testé (ANNEXE 5). Cependant les résultats obtenus avec un traitement par la loi de Fourier présentent de meilleurs résultats.

Les dispositifs étudiés sont composés de divers matériaux qu'il est nécessaire de prendre en compte.

### III.5. Définition de sous domaines

Dans le cadre des études bioélectromagnétiques, la boîte de Pétri est le support biologique le plus couramment utilisé. Composée de plexiglas, c'est ce milieu que nous avons choisi de rajouter, lors de notre étape de validation.

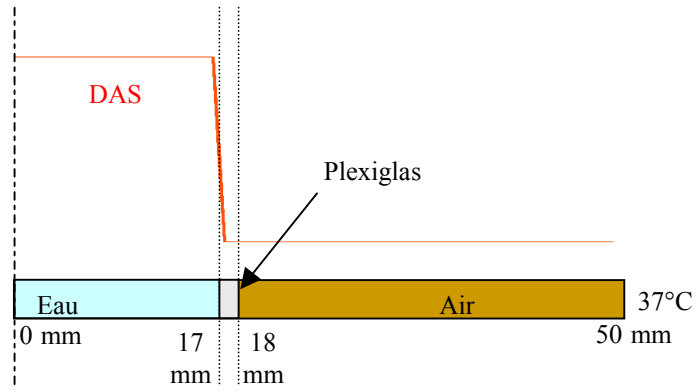
#### III.5.a.i. Modèle 1D

Dans ce paragraphe, nous considérons, un domaine de 50 mm à une dimension (afin de s'affranchir des coins et arrêtes). Les interfaces, délimitant les milieux (eau + plexiglas et plexiglas + air (Tab.X)) sont localisées à 17 mm et 18 mm, une condition de symétrie est appliquée à une extrémité du domaine ( $x = 0$  mm), une condition aux limites est fixée à 37 °C au niveau de la seconde (Fig.33).

**Tab.X : Paramètres thermiques utilisés**

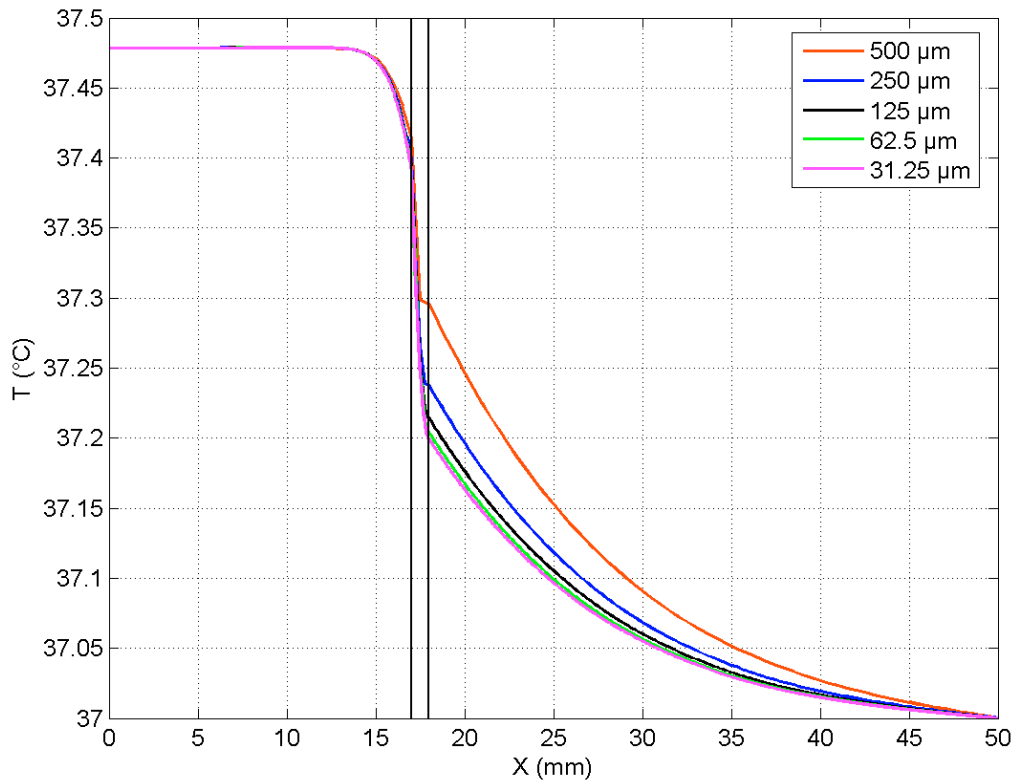
	$K_t$ W/(m.K)	$C_m$ J/(kg.K)	$\rho_m$ Kg/m <sup>3</sup>	$D_t$ m <sup>2</sup> /s
Eau	0.606	4178	1000	$1.45.10^{-7}$
Air	0.0251	1012	1.164	$213.10^{-7}$
Plexiglas	0.12	1200	1012	$0.91.10^{-7}$

La puissance calorifique appliquée dans le liquide correspond à un DAS de 200 W/kg (pour avoir des élévations de température significatives). L'exposition est maintenue pendant 10 secondes.



**Fig.33 : Modèle 1D utilisé pour l'étude du cas 1D**

Cinq discrétisations sont testées :  $\Delta = 500 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 250 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 125 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 62,50 \mu\text{m}$  et  $\Delta = 31,25 \mu\text{m}$ , les résultats sont montrés sur la figure Fig.34.



**Fig.34 : Profil de température selon 5 discrétisations au bout de 10 secondes**

Dans le milieu biologique, l'erreur commise reste faible quelle que soit la discrétisation utilisée. Par contre, l'ajout d'une « lame » de plexiglas d'un millimètre d'épaisseur induit une erreur de l'ordre de 20 % au niveau de la seconde interface entre la discrétisation à 500  $\mu\text{m}$  et la discrétisation à 250  $\mu\text{m}$ . Cela provient de la faible diffusivité du plexiglas et des faibles dimensions de ce milieu, en effet la discrétisation de l'épaisseur de plexiglas doit être suffisante afin de « voir » la forte décroissance de la température dans la lame de plexiglas.

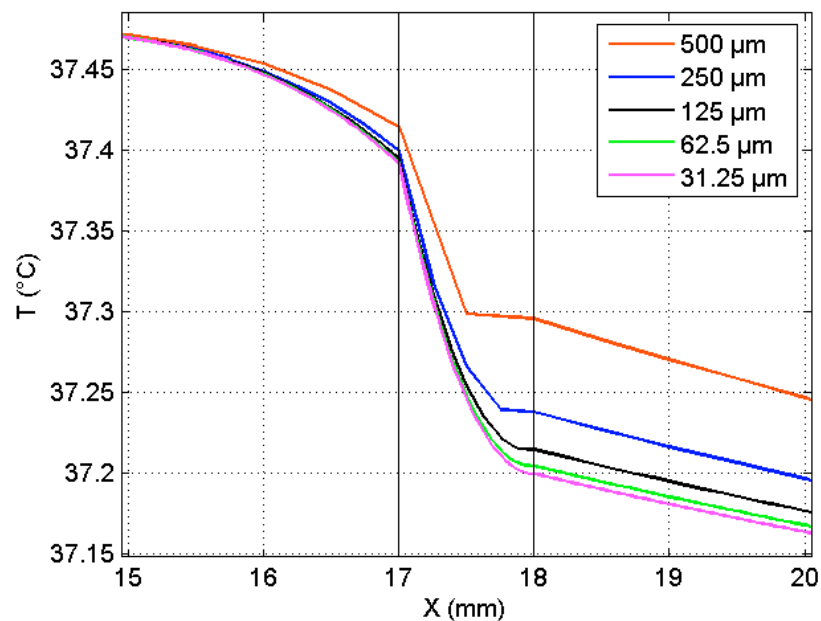


Fig.35 : Profil de température selon 5 discrétisations, zoomés au niveau des interfaces

Comme le montre la figure Fig.35, la discrétisation  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  ne permet pas une bonne prise en compte de la température à l'interface, la diffusion de la température étant réduite dans ce matériau, une discrétisation « grossière » n'est pas adéquate. Aussi, afin de prendre en compte les fortes variations de température dans cette zone, un sous-maillage est envisagé. Pour un cas à une dimension, il suffit d'attribuer un maillage plus fin au milieu « pénalisant » (Fig.36).

L'avantage du sous-maillage est qu'il permet de garder un pas de temps raisonnable. Comme nous l'avons vu, la discrétisation temporelle dépend du couple pas

spatial – diffusivité :  $D_{t_{\max}} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)$ , qui doit être maximum pour un pas de

temps minimum et assurer la stabilité. Pour une discrétisation uniforme, c'est l'air qui impose le pas temporel, du fait de sa forte diffusivité. Celle-ci est telle qu'en divisant de façon adéquate la discrétisation spatiale au niveau du plexiglas (de diffusivité plus faible), le pas temporel n'est pas modifié :

$$D_{plexi} \cdot \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) < D_{air} \cdot \left( \frac{1}{\Delta X^2} + \frac{1}{\Delta Y^2} + \frac{1}{\Delta Z^2} \right)$$

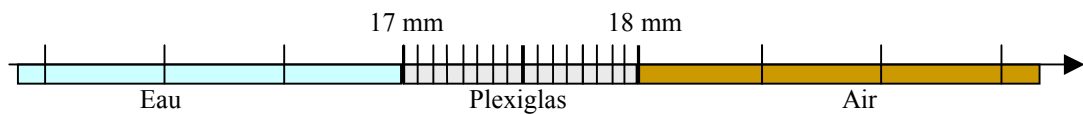
où  $\Delta x = \Delta y = \Delta z < 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 500 \mu\text{m}$ .

Nous avons testé différentes valeurs de discrétisation du petit maillage. On note que pour un pas spatial inférieur ou égal à  $62,5 \mu\text{m}$ , il y a bonne convergence des valeurs de température.

L'erreur au niveau de la seconde interface est de l'ordre de 6 % entre un pas spatial de  $250 \mu\text{m}$  et un de  $62,5 \mu\text{m}$ . Elle est inférieure à 0,3 % entre une discrétisation à  $41,67 \mu\text{m}$  et une à  $62,5 \mu\text{m}$ .

Pour une discrétisation uniforme de  $500 \mu\text{m}$ , le pas temporel est égal à 5,81 ms. Celui ci est conservé pour un pas spatial de  $500 \mu\text{m}$  pour le maillage de l'air et de l'eau et une discrétisation de  $62,5 \mu\text{m}$  prise pour le plexiglas.

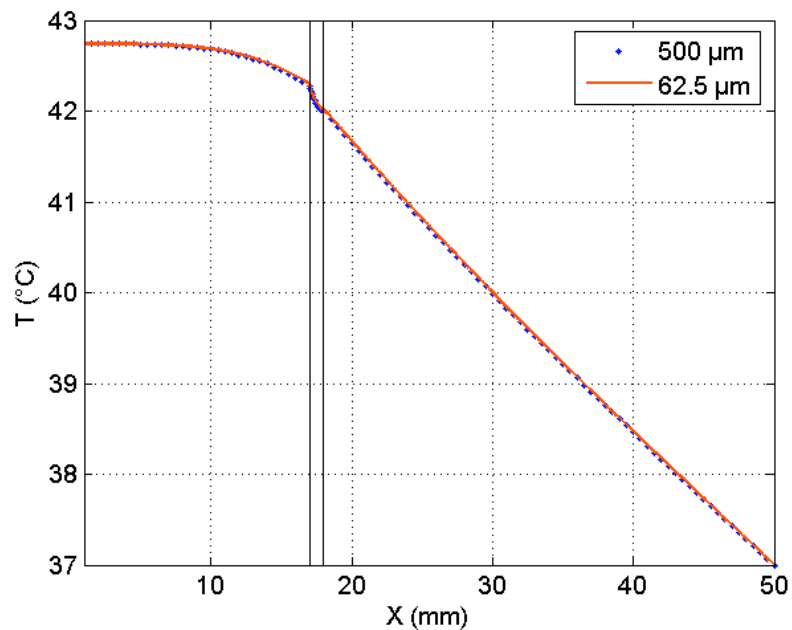
Le domaine précédent est donc discrétisé avec un pas spatial de  $500 \mu\text{m}$ , excepté dans le milieu caractérisé par les paramètres du plexiglas où le pas est divisé par huit (Fig.36).



**Fig.36 : Modèle 1 D de sous maillage**

La figure Fig.37 présente une comparaison entre ce modèle avec utilisation du sous maillage et le même modèle avec une discrétisation uniforme de  $62,5 \mu\text{m}$ . L'erreur est inférieure à 0,5 %. Dans le premier cas, le pas de temps est de 5,81 ms et de 0,091 ms dans le second cas, cette méthode de sous maillage permet de réduire

considérablement le temps de calcul tout en gardant une bonne estimation de la température.



**Fig.37 : Profils de température avec utilisation du sous maillage (500 µm, 62,5 µm) et avec une discrétisation uniforme de 62,5 µm**

Par ailleurs, le tableau Tab.XI donne les valeurs de température dans le milieu et aux interfaces pour deux discrétisations : 500 µm et 250 µm en conservant un pas spatial de 62,5 µm pour le plexiglas. L'erreur entre les deux discrétisations est inférieure à 0,3 %.

**Tab.XI : Comparaison des valeurs de température dans le milieu et aux interfaces, avec une technique de sous maillage pour le milieu caractérisé par les paramètres thermiques du plexiglas**

$\Delta_{plexi} = 62,5 \mu\text{m}$	Dans le milieu	Interface 1	Interface 2
500 µm	42.7392 °C	42.2740 °C	42.0025 °C
250 µm	42.7395 °C	42.2862 °C	42.0145 °C
Erreur	$\sim 5 \cdot 10^{-3} \%$	0.23 %	0.24 %

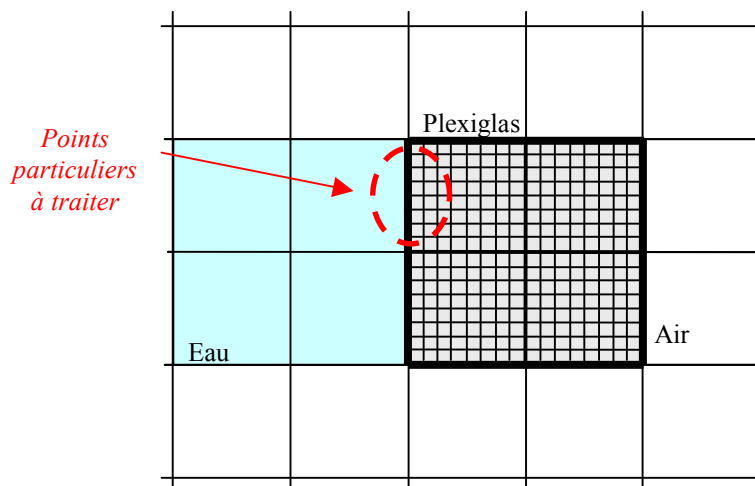


L'utilisation d'une grille de maillage plus fine pour les milieux « pénalisants » semble donc une bonne alternative. Aussi, étudions cette méthode pour une structure à deux dimensions.

### III.5.a.ii. Modèle 2D

#### ✓ Principe : méthode n°1

Nous avons vu que pour le cas à une dimension, l'introduction d'un sous-maillage ne posait pas de problème particulier. Cela devient plus complexe lorsqu'on rajoute une dimension, principalement au niveau des interfaces Fig.38.



**Fig.38 : Domaine de calcul avec un sous maillage pour le milieu caractérisé par le plexiglas**

Le calcul de la température se fait donc en plusieurs étapes.

Deux matrices de températures sont considérées. La première (matrice n°1) correspond à tout le volume (Volume 1) avec des mailles de dimensions  $(\Delta X, \Delta Z)$ . La seconde (matrice n°2) correspond au milieu à sous-mailler (Volume 2) de maille  $(\Delta x, \Delta z)$  (Fig.39).

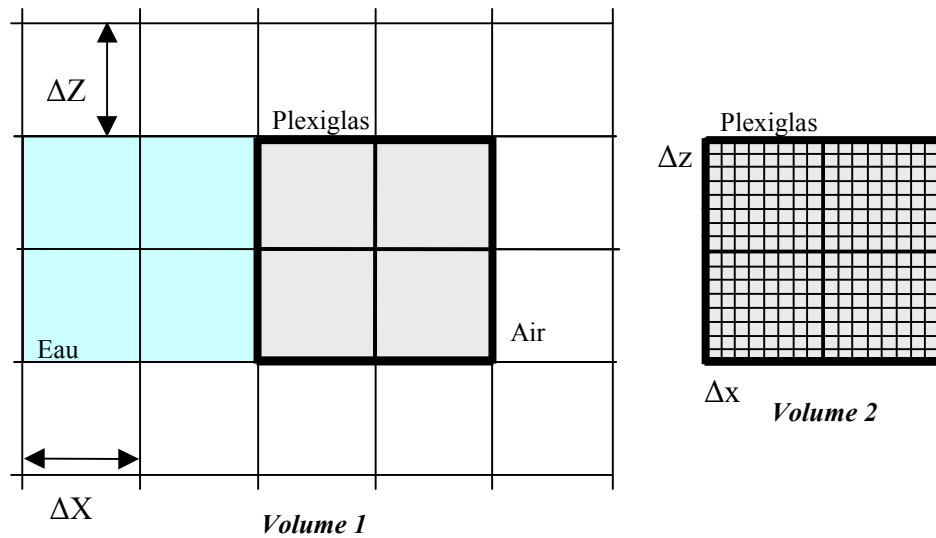


Fig.39 : Deux matrices de température considérées pour la méthode de sous maillage.

Dans un premier temps, les valeurs de température de chacune des matrices sont calculées via l'équation de la chaleur.

Puis la température aux interfaces est traitée avec la loi de Fourier (remplaçant ainsi la valeur précédente) en allant chercher les points voisins calculés appartenant à la matrice n°2 dans le plexiglas et à la matrice n°1 dans les deux autres milieux (Fig.40).

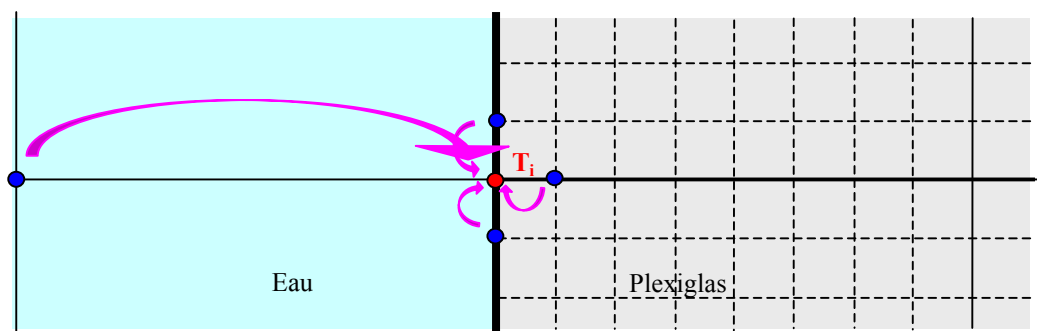


Fig.40 : Calcul de la température aux interfaces

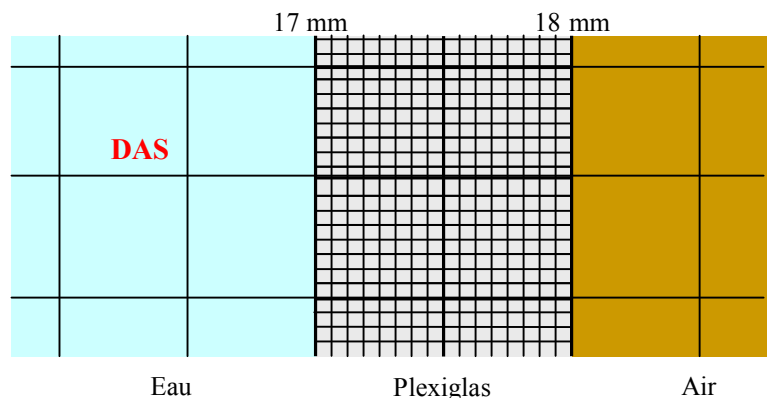
Les températures aux limites de la matrice n°2 sont alors extrapolées à partir des valeurs obtenues pour la matrice n°1 (cf. paragraphes suivants).

La technique de sous-maillage consiste donc à calculer la matrice n°1 de température avec un pas spatial de 500  $\mu\text{m}$  puis de calculer une seconde matrice (n°2) correspondant au milieu discrétisé plus finement, ici le plexiglas. Les points d'interface sont alors calculés avec les points voisins. Ainsi, la discrétisation plus fine permet une meilleure estimation de la température à l'interface puisque les points utilisés pour son évaluation voient correctement les variations de température.

✓ Comparaison 1D – 2D, sans coins

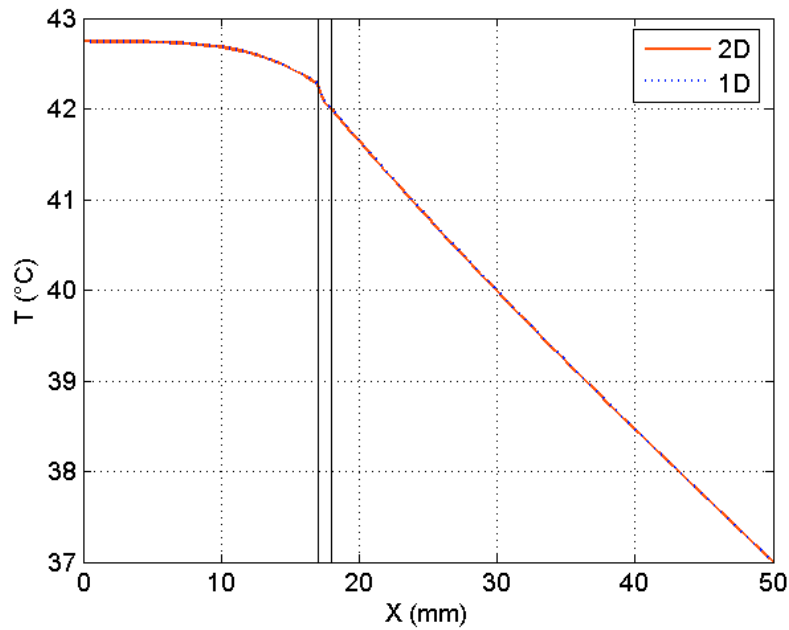
Dans ce paragraphe, nous considérons la dimension selon z comme infinie de manière à pouvoir comparer le cas à deux dimensions au cas à une seule dimension. Comme précédemment,  $\Delta X = \Delta Z = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta x = \Delta z = 500/8 = 62,5 \mu\text{m}$  (Fig.41).

Lors du passage à deux dimensions le point délicat réside dans l'interpolation des points du petit maillage au niveau des interfaces. Dans ce cas précis, le problème est contourné par le fait que la température est constante selon z, du fait que la puissance calorifique est appliquée sur toute la hauteur du domaine. En chaque point de l'interface, la température selon z est la même.



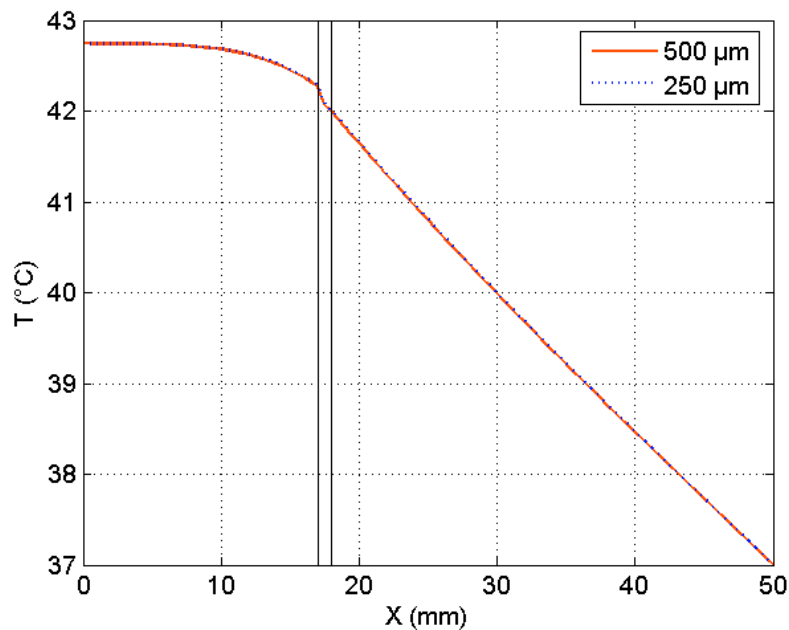
**Fig.41 : Modèle 2D utilisé pour l'étude**

Les deux configurations : 1D et 2D ont donc été comparées. L'erreur entre les deux est inférieure à 0,3 %. La figure Fig.42 confirme la similitude des résultats.



**Fig.42 : Profil de température selon deux configurations 1D et 2D avec mise en place de la technique de sous maillage.**

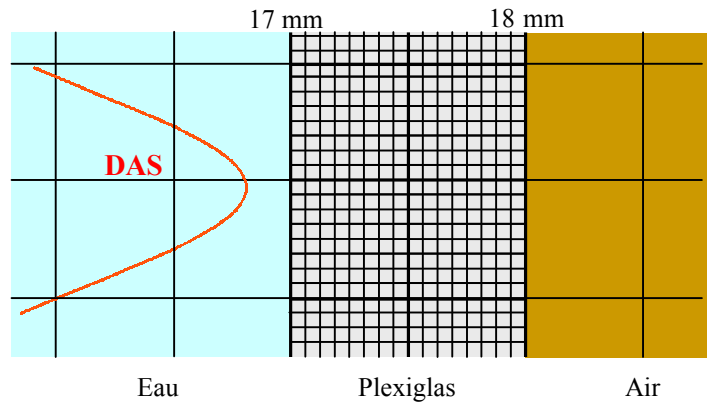
Par ailleurs, deux discrétisations sont testées pour le volume 1 ( $\Delta = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta = 250 \mu\text{m}$ , le pas spatial de la petite grille reste égal à  $62,5 \mu\text{m}$ ). L'erreur entre les deux cas est inférieure à 0,4 %. La figure (Fig.43) confirme la bonne concordance des résultats.



**Fig.43 : Profil de température selon deux discrétisations  $500 \mu\text{m}$  et  $250 \mu\text{m}$  avec mise en place de la technique de sous maillage, modèle 2D**

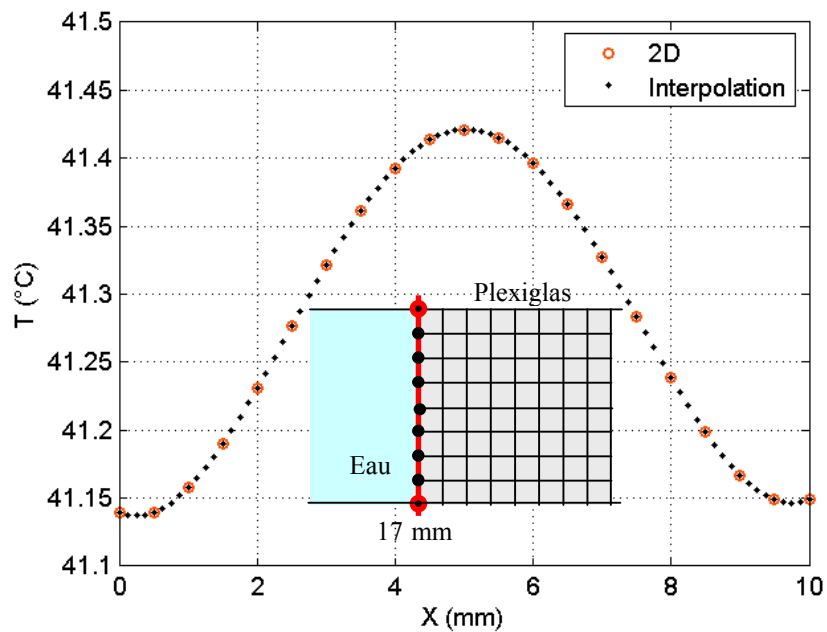
✓ Source gaussienne, sans coins

Afin d'expliciter la méthode utilisée pour le calcul des points du petit maillage au niveau des interfaces, nous considérons une distribution gaussienne (DAS maximum = 400 W/kg) selon  $z$ , pour la puissance calorifique (Fig.44).



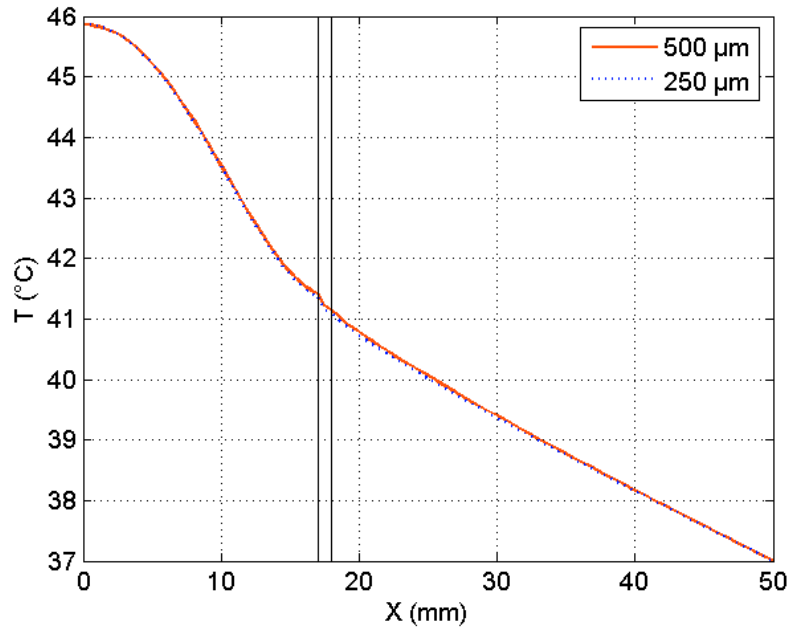
**Fig.44 : Modèle 2D utilisé pour l'étude**

Les valeurs de température du petit maillage, aux interfaces, sont extrapolées à partir des valeurs obtenues avec le grand maillage (Fig.45).



**Fig.45 : Interpolation de la température selon  $z$  à l'interface eau / plexiglas (17 mm).**

Là encore, deux discrétisations sont testées : 500  $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$ . Comme le montre la figure Fig.46, les profils de température sont en accord. L'erreur est de l'ordre de 0,2 % dans le milieu et augmente légèrement aux niveaux des deux interfaces, restant inférieure à 1,5 %.



**Fig.46 : Profil de température selon 2 discrétisations avec mise en place de la technique de sous maillage.**

#### ✓ Modèle avec coins

Afin d'analyser le traitement des coins, nous testons le modèle à deux dimensions de la figure Fig.47, comportant quatre interfaces et quatre coins. Le plexiglas est maillé avec un pas spatial tel que  $\Delta x = \Delta z = 62,5 \mu\text{m}$ , deux discrétisations sont testées pour l'air et l'eau :  $\Delta X = \Delta Z = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta X = \Delta Z = 250 \mu\text{m}$ .

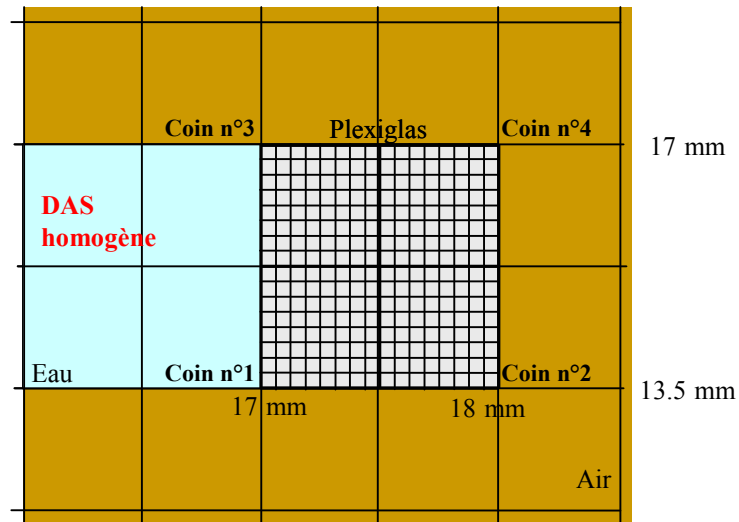


Fig.47 : Modèle 2D utilisé pour l'étude

Comme précédemment deux discrétisations du volume 1 ont été testées, l'erreur obtenue entre les deux est inférieure à 0,7 %. Les figures Fig.48 et Fig.49 montrent les profils de température au milieu de la solution et aux quatre interfaces selon les deux discrétisations étudiées. Il y a bien similitude entre les deux cas testés.

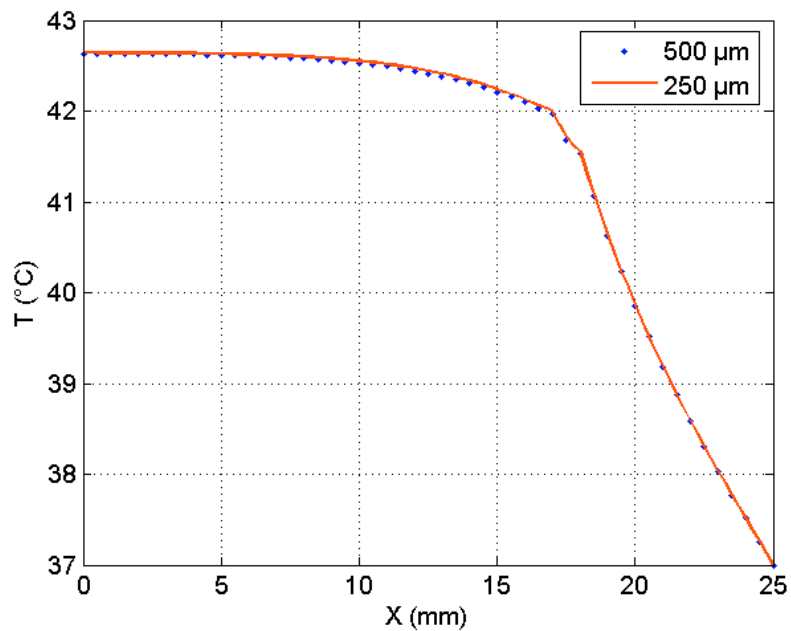
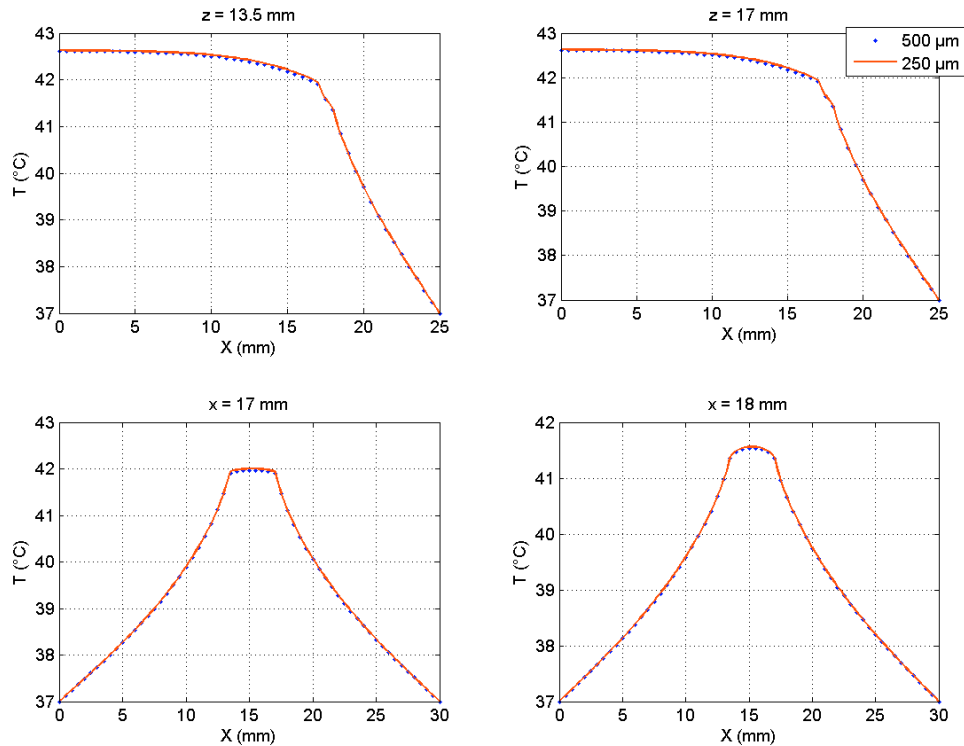


Fig.48 : Profil de température selon 2 discrétisations avec mise en place de la technique de sous maillage, selon x au milieu de la solution.



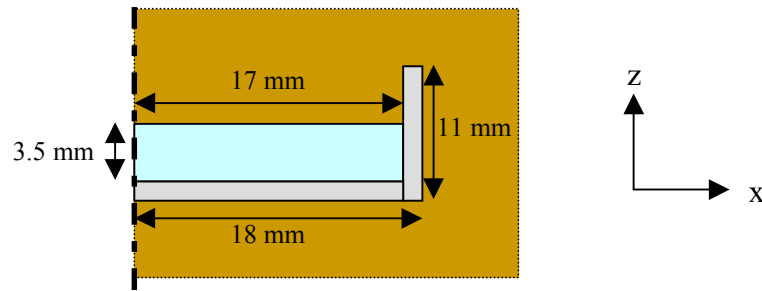
**Fig.49 : Profil de température selon 2 discrétisations selon les quatre interfaces.**

Le choix de l'utilisation d'un maillage plus fin dans les zones du domaine où la variation de température est brutale est donc adopté.

Afin de le valider, nous testons à présent le modèle schématisé figure Fig.50, plus proche de la géométrie des supports biologiques utilisés pour les études bioélectromagnétiques.

Pour ce cas précis, trois matrices sont considérées, l'une correspondant au volume total maillé à 500  $\mu\text{m}$ , les deux autres correspondant aux deux blocs de plexiglas représentant le dessous et le côté de la boîte discrétisés avec un pas de 62,5  $\mu\text{m}$ .



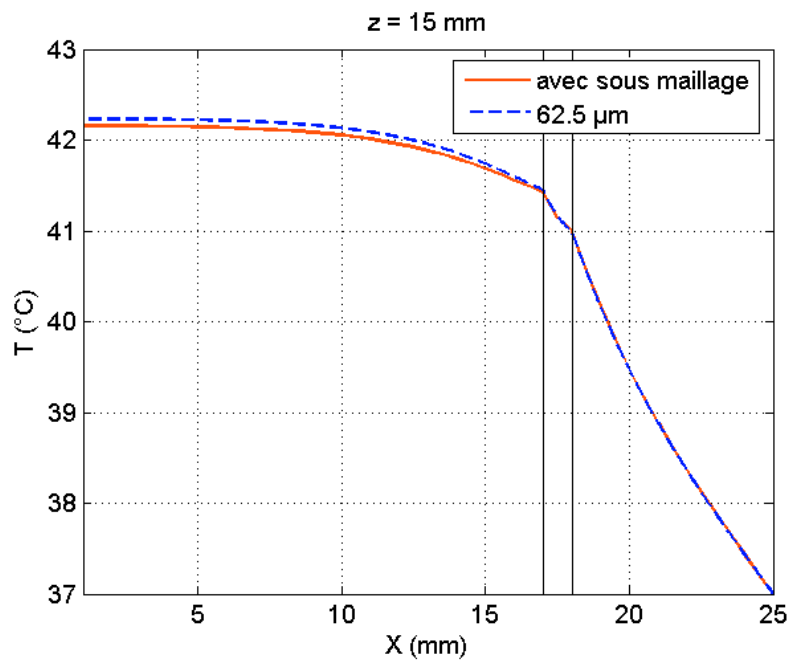


**Fig.50 : Modèle cartésien 2D de boîte de Pétri utilisé pour la validation de la technique de sous maillage.**

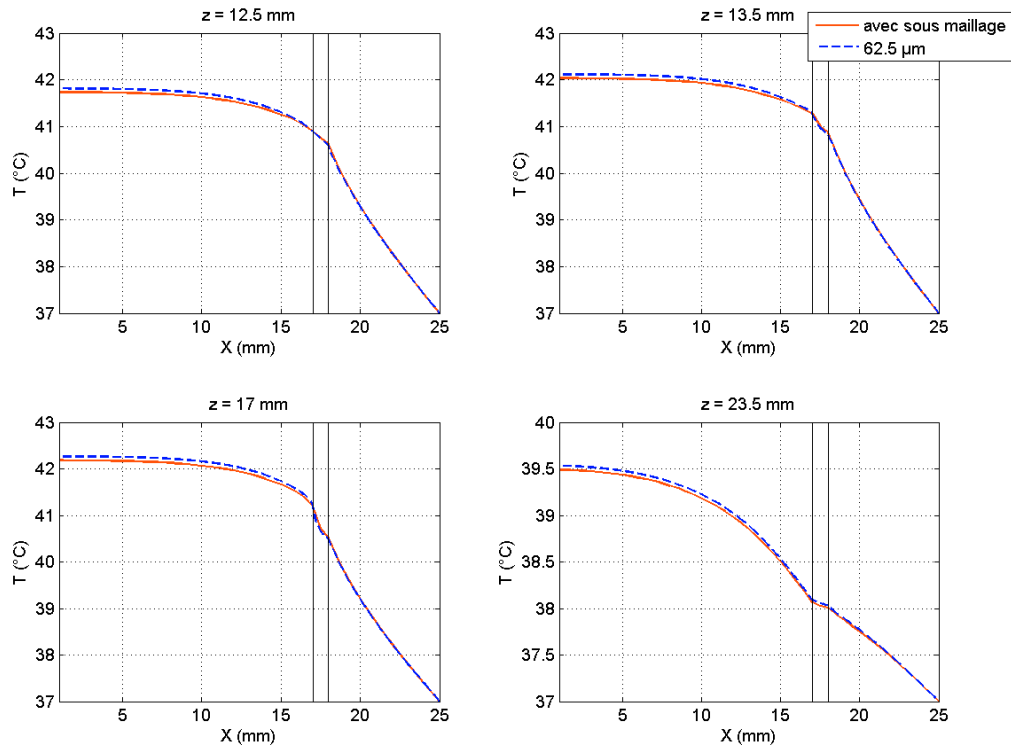
Les résultats obtenus sont comparés au même cas maillé avec un pas spatial uniforme de  $62,5 \mu\text{m}$ .

Les figures Fig.51, Fig.52 & Fig.53 présentent cette comparaison pour des profils de température pris au milieu de la solution et selon les différentes interfaces.

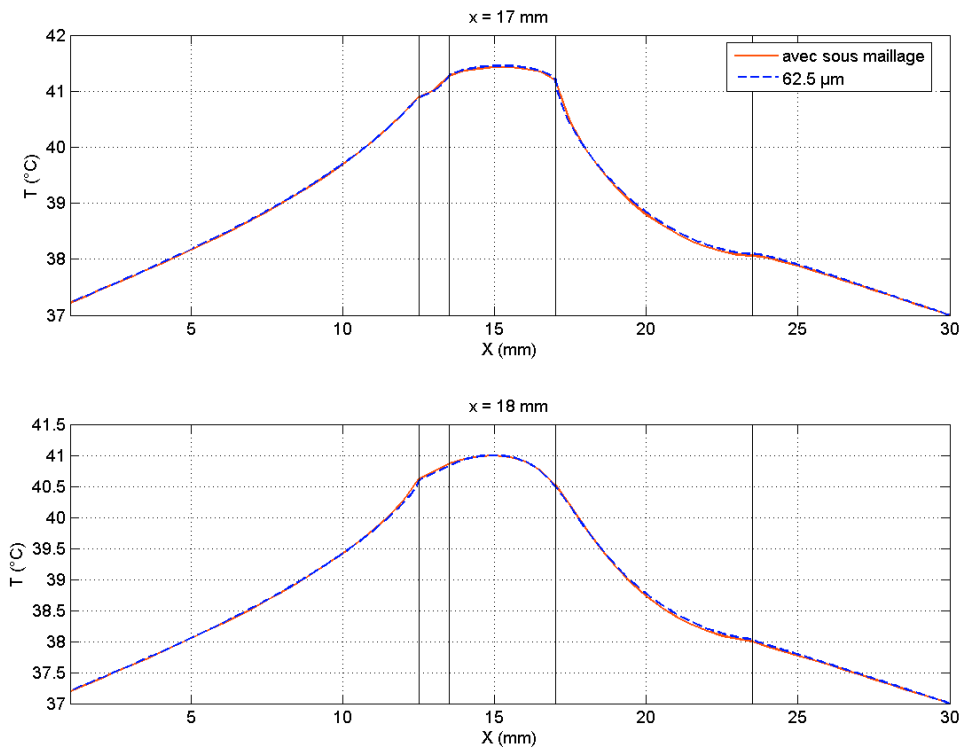
L'erreur au niveau du milieu est inférieure à 1,5 %, elle double au niveau de la seconde interface, mais reste raisonnable. On observe une bonne concordance de valeurs de température, ce qui valide la méthode utilisée.



**Fig.51 : Comparaison des profils de température au milieu de la solution pour une discrétisation uniforme de  $62,5 \mu\text{m}$  et une discrétisation de  $500 \mu\text{m}$  avec un sous domaine correspondant au plexiglas maillé avec un pas spatial de  $62,5 \mu\text{m}$ .**



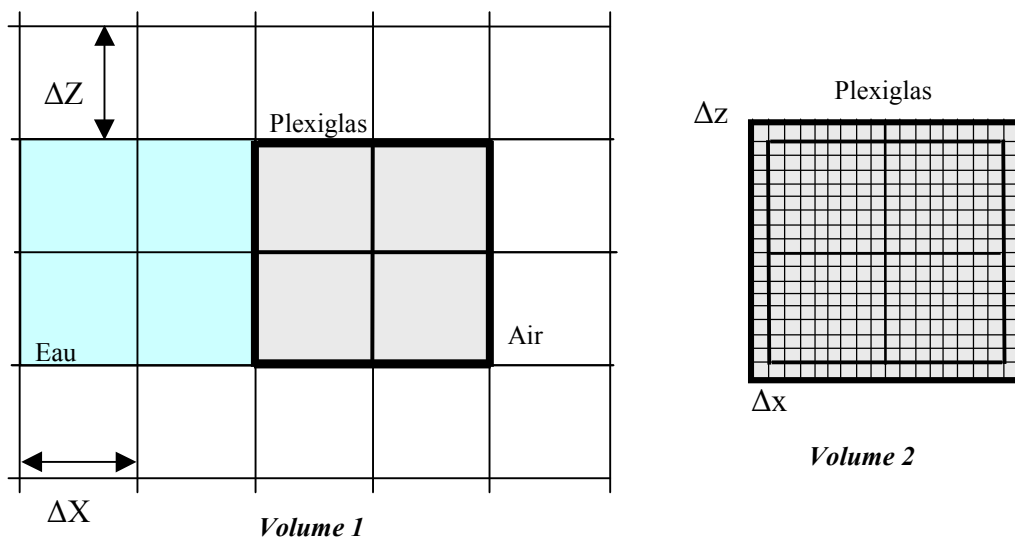
**Fig.52 : Comparaison des profils de température aux interfaces selon z pour une discrétisation uniforme de 62,5 μm et une discrétisation de 500 μm avec un sous domaine correspondant au plexiglas maillé avec un pas spatial de 62,5 μm.**



**Fig.53 : Comparaison des profils de température aux interfaces selon x pour une discrétisation uniforme de 62,5 μm et une discrétisation de 500 μm avec un sous domaine correspondant au plexiglas maillé avec un pas spatial de 62,5 μm.**

✓ Autre principe : méthode n°2

Nous avons vu que pour le cas à une dimension, l'introduction d'un sous maillage ne posait pas de problème particulier. Cela devient plus complexe lorsqu'on rajoute une dimension, principalement au niveau des interfaces. Pour le passage du code en trois dimensions, nous avons développé une seconde méthode afin de permettre une meilleure automatisation de celui-ci.



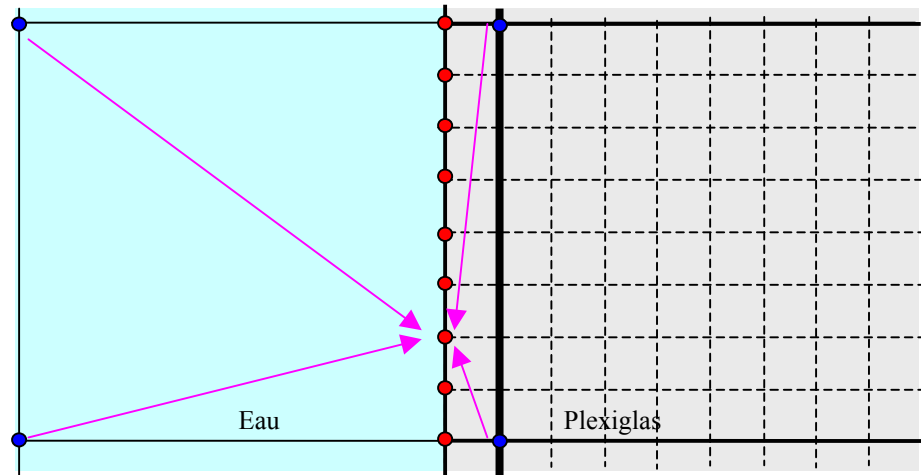
**Fig.54 : Deux matrices de température considérées pour la méthode de sous maillage.**

Le calcul de la température se fait en plusieurs étapes.

Deux matrices de température sont considérées, la première (matrice n°1) correspond à tout le volume (Volume 1) avec des mailles de dimensions  $(\Delta X, \Delta Z)$ . La seconde (matrice n°2) correspond au milieu à sous mailler de maille  $(\Delta x, \Delta z)$ . Cette deuxième matrice est prise plus grande que le milieu (Volume 2), en effet, une maille supplémentaire est ajoutée sur chacun des bords délimitant le milieu comme le montre la figure Fig.54.

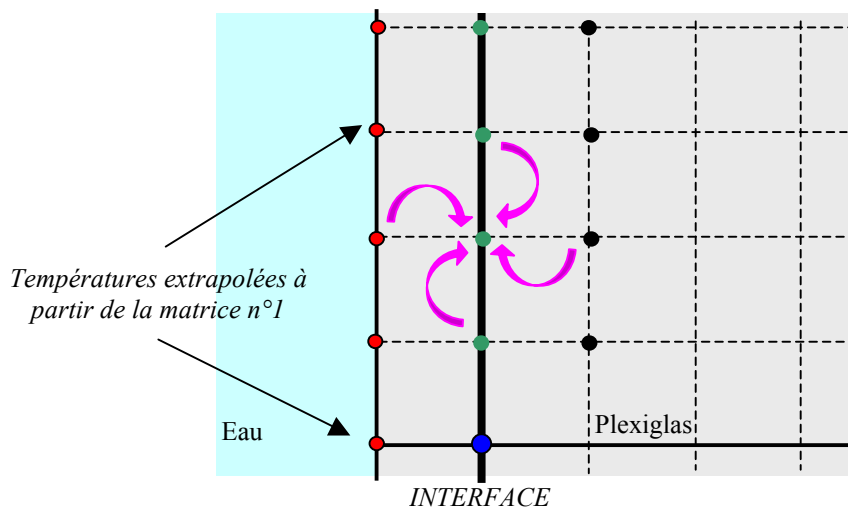
Comme précédemment, l'équation de la chaleur est calculée en chaque point du domaine et pour chacune des deux matrices.

Afin de calculer les points aux limites de la matrice n°2, une interpolation est faite des points de la matrice n°1 les plus proches comme montré sur la figure Fig.55.



**Fig.55 : Interpolation de la température aux limites du domaine discrétisé avec un pas plus petit.**

Ensuite, en chaque point de la matrice n°2 correspondant aux interfaces du volume 1, la température est calculée par le biais de la loi de Fourier (Fig.56) comme exposé précédemment.



**Fig.56 : Calcul de la température aux interfaces par l'intermédiaire de la matrice n°2.**

Les points d'interface de la matrice n°2 communs à la matrice n°1 sont alors introduits dans la matrice n°1, permettant ainsi une bonne estimation de la température à l'interface.

Afin d'illustrer cette méthode, considérons un domaine à une dimension de longueur 50 mm. Ce domaine est divisé en trois milieux qui sont l'eau, le plexiglas et l'air. Les interfaces sont respectivement situées à 17 mm et 18 mm. En  $x = 0$  mm, une condition de Neumann est appliquée et en  $x = 50$  mm, la température est imposée à 37 °C (Fig.57).

Le DAS considéré est homogène et égal à 200 W/kg.

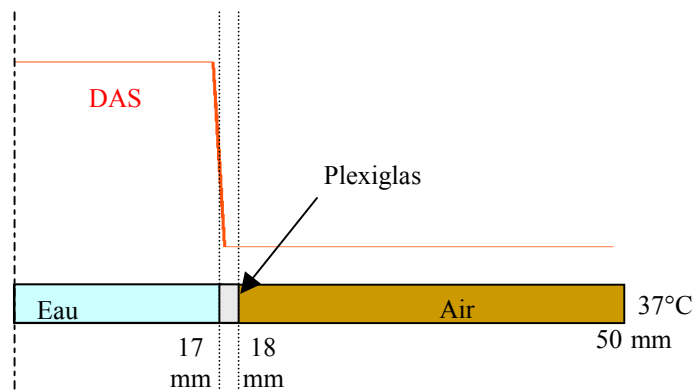


Fig.57 : Modèle 1D utilisé pour l'étude de la deuxième méthode de sous maillage.

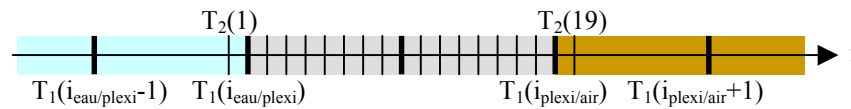
La matrice n°1 correspond donc aux valeurs de température calculées en chaque point avec un maillage de 500  $\mu\text{m}$ , elle compte donc 101 éléments. La matrice n°2 est composée des valeurs de température dans le plexiglas (avec une maille ajoutée à chaque extrémité du domaine) discrétisé avec un pas spatial de 62,5  $\mu\text{m}$ , soit 19 éléments.

En résolvant l'équation de la chaleur une première fois pour la matrice n°1 puis une seconde fois pour la matrice n°2, la température est déterminée dans les volumes 1 et 2.

Une interpolation (Fig.58) est alors faite pour le calcul des températures aux limites de la matrice n°2, à partir des valeurs de la matrice n°1 les plus proches :

$$- T_2(1) = \frac{(T_1(i_{\text{eau}/\text{plexi}} - 1) + 7T_1(i_{\text{eau}/\text{plexi}}))}{8}$$

$$- T_2(19) = \frac{(T_1(i_{\text{plexi}/\text{air}} + 1) + 7T_1(i_{\text{plexi}/\text{air}}))}{8}$$



**Fig.58 : Interpolation 1D.**

Les points de la matrice n°2 correspondants aux interfaces sont alors calculés avec la méthode développée précédemment à partir de la loi de Fourier :

$$- T_2(2) = \frac{Kt_{\text{eau}}T_2(1) + Kt_{\text{plexi}}T_2(3)}{Kt_{\text{eau}} + Kt_{\text{plexi}}}$$

$$- T_2(18) = \frac{Kt_{\text{air}}T_2(19) + Kt_{\text{plexi}}T_2(17)}{Kt_{\text{air}} + Kt_{\text{plexi}}}$$

Les points de la matrice n°1 correspondants aux interfaces sont ensuite identifiés aux points de la matrice n°2 :

$$- T_1(i_{\text{eau}/\text{plexi}}) = T_2(2)$$

$$- T_1(i_{\text{plexi}/\text{air}}) = T_2(18)$$

La figure Fig.59 présente une comparaison des températures obtenues avec cette méthode de sous-maillage (500  $\mu\text{m}$  / 62,5  $\mu\text{m}$ ) et avec un maillage uniforme de résolution 62,5  $\mu\text{m}$ . Il y a concordance entre les deux profils de température, ce qui valide cette méthode.

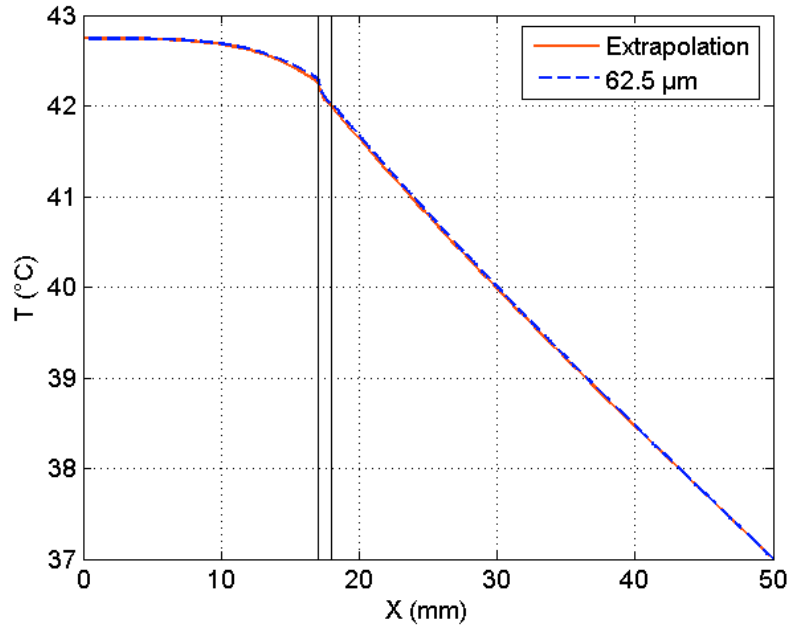


Fig.59 : Comparaison des profils de température obtenus avec la méthode de sous maillage (500 μm/62,5 μm) et avec un maillage uniforme (62,5 μm).

On notera que les deux méthodes donnent de résultats similaires. Cependant, dans le cadre de la généralisation du programme à plusieurs dimensions et dans un souci d'automatisation, la méthode numéro deux a été préférée.

### **III.6. Conclusion**

Dans ce paragraphe a été développée une méthode basée sur les différences finies, compatible avec la méthode FDTD, pour la détermination de la température lorsque seule la conduction est prise en compte.

Partant d'un cas simple où l'équation de la chaleur était calculée dans le volume, nous avons amélioré la méthode pour avoir une estimation correcte de la température. Nous avons vu qu'outre les conditions aux limites, les interfaces et les coins étaient des points particuliers qui entraînaient une analyse spécifique.

Le choix de les traiter à partir de la loi de Fourier fut donc validé. L'introduction de milieux tels le plexiglas, présentant des caractéristiques thermiques et

des dimensions induisant de fortes variations de température sur de courtes distances a nécessité un maillage plus fin afin de bien prendre en compte la décroissance de température. Cependant, une discrétisation trop fine de tout le domaine de calcul entraîne de faibles pas temporels, ce qui allonge considérablement les temps de calcul. Aussi, une technique de sous maillage des milieux pénalisants a-t-elle été envisagée et validée dans le cas d'un modèle à une dimension.

Le passage à une géométrie à deux dimensions a nécessité la mise en place d'une méthode particulière, due à l'introduction du sous maillage de certains milieux. Une première méthode consistait à définir deux matrices (dans le cas où deux discrétisations sont considérées) de pas spatial uniforme, l'une correspondant au domaine total et l'autre au milieu nécessitant un maillage plus fin. Les points d'interface étaient alors calculés à partir des températures situées aux nœuds voisins appartenant, selon le milieu dans lequel ils sont situés, à l'une ou l'autre des matrices. Pour la seconde méthode, la deuxième matrice compte une maille de plus à chacune des limites du milieu, en ces points la température est extrapolée à partir des valeurs voisines provenant de la matrice numéro un, ainsi les interfaces sont calculées en chaque point de la petite grille et réintroduites dans la matrice représentant le volume complet.

Nous avons donc développé un algorithme performant permettant une bonne estimation de la température. Basé sur les différences finies, cet outil fait appel à une technique de sous domaines pour la modélisation des milieux pénalisants, les pas spatiaux de chaque milieu devront être étudiés en fonction des matériaux constitutifs des systèmes d'exposition à analyser, et ceci en respectant des contraintes telles que le temps de calcul et la précision souhaitée sur l'élévation de température dans chacun des milieux.

## **IV. La convection thermique**

Nous venons de détailler la méthode utilisée pour la détermination de la température lorsque seul le phénomène de conduction est considéré. Or lors d'une



variation de température la masse volumique fluctue et engendre le mouvement des masses de chaleur, on parle alors du phénomène de convection.

### IV.1. La méthode générale

Lors de l'ajout du phénomène de convection, la vitesse du fluide est nécessaire au calcul de la température.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, ce sont les équations de Navier Stokes qui permettent le calcul des composantes de vitesse. Cependant, du fait de l'incompressibilité du fluide, la vitesse doit satisfaire la condition :  $div(\vec{v}) = 0$ . Le système à résoudre est donc le suivant :

$$(Eq.48) \quad \begin{cases} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(\vec{v}) = -g(d-z) \frac{\text{grad}(\rho_m)}{\rho_m} + \nu \Delta \vec{v} \\ \text{div}(\vec{v}) = 0 \end{cases}$$

Dans le cas de l'équation de la chaleur, le terme source, c'est-à-dire le terme qui initie le calcul, était la puissance calorifique. Dans les équations de Navier Stokes, il s'agit des paramètres qui varient avec la température.

#### IV.1.a. Les paramètres thermiques dépendant de la température

##### IV.1.a.i. La masse volumique

Sa variation initie le mouvement au sein du fluide. La masse volumique acquiert donc une importance capitale lorsque le phénomène de convection est pris en

compte, c'est-à-dire pour de forts gradients de température. En effet,  $\rho_m$  dépend directement de la température.

Sur une plage de température comprise entre 0 °C et 100 °C c'est-à-dire lorsque l'eau est à un état liquide, la masse volumique du milieu biologique (~ Eau) peut être approximée à un polynôme de degré 3 tel que :

$$(Eq.49) \quad \rho_m(T) = 1.5211 \cdot 10^{-5} \cdot T^3 - 0.0058302 \cdot T^2 + 0.015372 \cdot T + 1000$$

La figure Fig.60 montre la comparaison entre la variation réelle de masse volumique avec la température et le polynôme employé dans nos simulations. On note un bon accord entre les deux courbes.

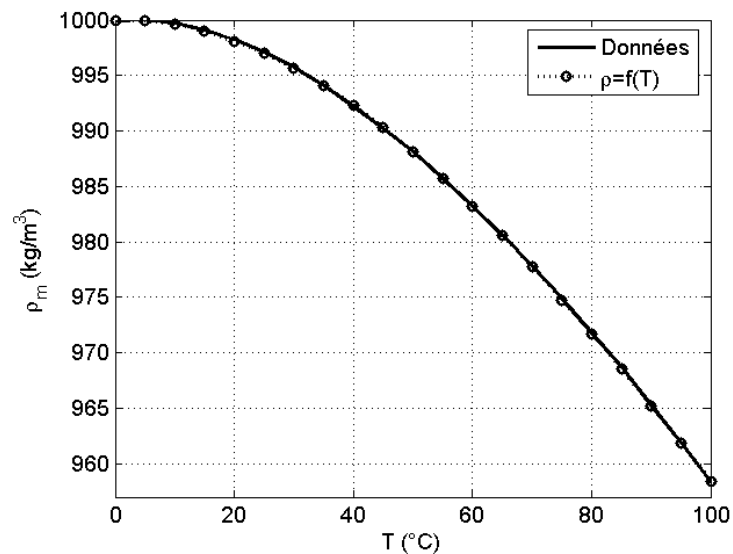


Fig.60 : Approximation de la masse volumique à un polynôme de degré 3.

#### IV.1.a.ii. La viscosité cinématique

La viscosité stabilise et régularise les écoulements, elle traduit un frein à l'écoulement.

Dans notre résolution, nous avons fait le choix de considérer sa variation avec la température en faisant une approximation de la viscosité cinématique à un polynôme de degré 4 :

$$(Eq.50) \nu(T) = 3.6354 \cdot 10^{-14} \cdot T^4 - 9.7822 \cdot 10^{-12} \cdot T^3 + 1.0254 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 - 5.5877 \cdot 10^{-8} \cdot T + 1.7842 \cdot 10^{-6}$$

Celui ci est tracé sur la figure Fig.61 afin de confirmer la bonne similitude avec la variation réelle.

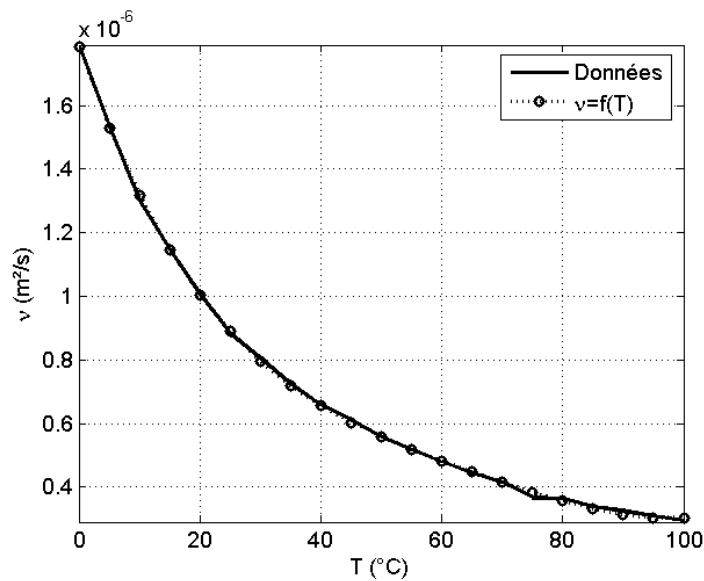


Fig.61 : Approximation de la viscosité cinématique à un polynôme de degré 4.

#### IV.1.b.L'algorithme

Le volume de calcul est divisé en mailles où les composantes des vitesses sont calculées au milieu des arêtes alors que la température est calculée aux nœuds. Nous avons vu que la résolution des équations de Navier Stokes nécessitait la connaissance de la masse volumique  $\rho_m$  en fonction de la température, celle ci sera calculée aux mêmes endroits que la température : aux nœuds. Par ailleurs, afin d'être complet, un terme correcteur  $\Psi$  sera introduit (il sera explicité un peu plus loin) et il est lui aussi localisé aux nœuds des mailles.

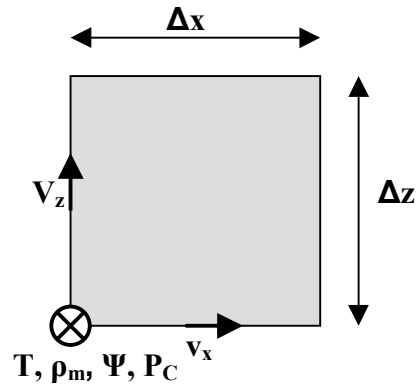


Fig.62 : La maille 'thermique' avec prise en compte de la convection, en 2D

La discrétisation temporelle est effectuée avec un pas d'échantillonnage  $\Delta t$  qui, pour la convection, doit satisfaire :

$$\Delta t_{CV} \leq \frac{1}{2 \cdot v_{\max} \cdot \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)}$$

- $\Delta t_{CV}$  : Pas d'échantillonnage temporel pour la convection, en s.
- $\Delta x, \Delta z$  : Dimensions d'une cellule élémentaire, en m.
- $v$  : Viscosité cinématique, en  $m^2/s$ .

Etant donné que la convection est indissociable de la conduction, le pas de temps sera le plus petit des deux phénomènes.

Dans le cas où la convection est prise en compte, la température est calculée par le biais de l'équation de transfert de la chaleur. Sa résolution nécessite la détermination de la vitesse.

La méthode de résolution envisagée consiste donc, dans un premier temps, en la résolution de la première équation du système qui permet l'évaluation de la vitesse :

$$(Eq. 51) \quad \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(\vec{v}) = -g(d-z) \frac{\text{grad}(\rho_m)}{\rho_m} + \nu \Delta \vec{v}$$

Les solutions  $\vec{v}'$  obtenues ne sont qu'une estimation de la vitesse. En effet, celle-ci doit vérifier la condition d'incompressibilité :  $div(\vec{v}) = 0$ . Pour cela, un terme correcteur  $\Psi$  est introduit pour corriger la vitesse.

Si nous considérons un écoulement irrotationnel, c'est-à-dire si  $\vec{v}$  vérifie  $rot(\vec{v}) = 0$ , alors ce vecteur est parfaitement défini par une fonction scalaire nommée potentiel  $\Psi$  telle que  $\vec{v} = grad(\Psi)$ . De plus, on a :  $div(\vec{v}) = div(grad(\Psi)) = \Delta\Psi$ .

On cherche donc  $\Psi$  tel qu'il satisfasse l'équation de Laplace :  $div(\vec{v}') = \Delta\Psi$ , puis on corrige la vitesse afin qu'elle vérifie  $div(\vec{v}_c) = 0$  où  $\vec{v}_c$  est la vitesse corrigée telle que  $\vec{v}_c = \vec{v}' - grad(\Psi)$ .

#### Détail du calcul :

$$div(\vec{v}') = \Delta\Psi$$

$$\Rightarrow div(\vec{v}') - \Delta\Psi = 0$$

$$\Rightarrow div(\vec{v}') - div(grad(\Psi)) = 0$$

$$\Rightarrow div(\vec{v}') - div(grad(\Psi)) = div(\vec{v}_c)$$

$$\Rightarrow \vec{v}_c = \vec{v}' - grad(\Psi)$$

Une fois la vitesse déterminée, nous calculons la température par la résolution de l'équation de transfert de la chaleur pour un fluide homogène et incompressible :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v}_c \cdot grad) \cdot T = D_t \cdot \Delta T + \frac{P_c}{\rho_m C_m}$$

De façon générale, l'algorithme, incluant le phénomène de convection, se décompose comme suit :

- Le premier pas consiste à initialiser certains paramètres, comme :
  - La température : la valeur initiale de la température du fluide est fixée.
  - La vitesse initiale: la vitesse est nulle lorsque le fluide est au repos.
  - La puissance calorifique, c'est-à-dire tout phénomène pouvant induire une variation de température dans le milieu biologique, en particulier le DAS.
- Le deuxième pas consiste à calculer les paramètres qui dépendent de la température : la densité volumique et la viscosité qui sont des fonctions polynomiales de la température :  $\rho_{milieu} = f(T^\circ)$  &  $\nu_{milieu} = f(T^\circ)$ .

- La résolution de l'équation de Navier Stokes se fait dans le troisième pas, les solutions obtenues ne sont qu'une estimation des composantes de la vitesse qui doivent être corrigées pour répondre à la condition d'incompressibilité.

- En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$v_x' = v_x^n + \Delta t \left( -\frac{g \cdot (d-z)}{\rho^n} \cdot \frac{\partial \rho^n}{\partial x} - v_x^n \cdot \frac{\partial v_x^n}{\partial x} - v_z^n \cdot \frac{\partial v_x^n}{\partial z} + \nu \cdot \left[ \frac{\partial^2 v_x^n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x^n}{\partial z^2} \right] \right)$$

$$v_z' = v_z^n + \Delta t \left( -\frac{g \cdot (d-z)}{\rho^n} \cdot \frac{\partial \rho^n}{\partial z} - v_x^n \cdot \frac{\partial v_z^n}{\partial x} - v_z^n \cdot \frac{\partial v_z^n}{\partial z} + \nu \cdot \left[ \frac{\partial^2 v_z^n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z^n}{\partial z^2} \right] \right)$$

- En coordonnées cylindriques, 2D :

$$v_r' = v_r^n + \Delta t \left( -\frac{g \cdot (d-z)}{\rho^n} \cdot \frac{\partial \rho^n}{\partial r} - v_r^n \cdot \frac{\partial v_r^n}{\partial r} - v_z^n \cdot \frac{\partial v_r^n}{\partial z} + \nu \cdot \left[ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r^n}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r^n}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_r^n}{\partial z^2} \right] \right)$$

$$v_z' = v_z^n + \Delta t \left( -\frac{g \cdot (d-z)}{\rho^n} \cdot \frac{\partial \rho^n}{\partial z} - v_r^n \cdot \frac{\partial v_z^n}{\partial r} - v_z^n \cdot \frac{\partial v_z^n}{\partial z} + \nu \cdot \left[ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z^n}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z^n}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z^n}{\partial z^2} \right] \right)$$

- Au quatrième pas est calculé un terme correcteur  $\Psi$  par résolution de l'équation de Laplace.

- En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$\Delta \Psi = \text{div}(\vec{v}) \Rightarrow \frac{\partial^2 \Psi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial^2 z} = \frac{\partial v_x'}{\partial x} + \frac{\partial v_z'}{\partial z}$$

- En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\Delta \Psi = \text{div}(\vec{v}) \Rightarrow \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial^2 r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial^2 z} = \frac{\partial v_r'}{\partial r} + \frac{\partial v_z'}{\partial z}$$

- Le cinquième pas consiste à corriger les composantes de vitesse calculées au troisième pas, avec le terme correcteur  $\Psi$  :  $v^{n+1} = v' - \text{grad}(\Psi)$ .

- En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$\begin{cases} v_x^{n+1} = v_x' - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \\ v_z^{n+1} = v_z' - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \end{cases}$$

- En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\begin{cases} v_r^{n+1} = v_r' - \frac{\partial \Psi}{\partial r} \\ v_z^{n+1} = v_z' - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \end{cases}$$

- Enfin, l'équation de transfert de la chaleur est résolue dans le dernier pas, et la température est ainsi déterminée.

- En coordonnées cartésiennes, 2D :

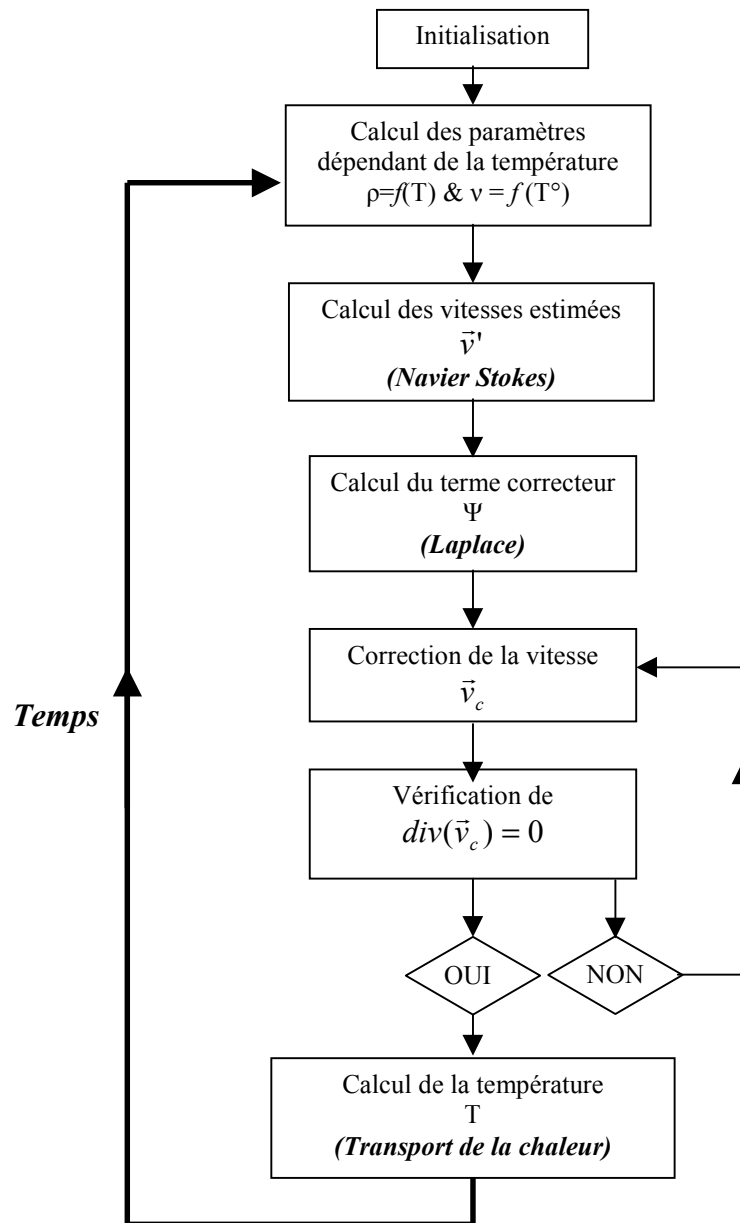
$$T^{n+1} = T^n + \Delta t \left( -v_x^{n+1} \cdot \frac{\partial T^n}{\partial x} - v_z^{n+1} \cdot \frac{\partial T^n}{\partial z} + Dt \left[ \frac{\partial^2 T^n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T^n}{\partial z^2} \right] \right) + \Delta t \cdot \frac{P_c}{\rho_m \cdot C_m}$$

- En coordonnées cylindriques, 2D :

$$T^{n+1} = T^n + \Delta t \left( -v_r^{n+1} \cdot \frac{\partial T^n}{\partial r} - v_z^{n+1} \cdot \frac{\partial T^n}{\partial z} + Dt \left[ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T^n}{\partial r} + \frac{\partial^2 T^n}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T^n}{\partial z^2} \right] \right) + \Delta t \cdot \frac{P_c}{\rho_m \cdot C_m}$$

Pour chaque grandeur calculée, des traitements particuliers sont appliqués aux points singuliers du domaine de calcul comme les frontières ou les interfaces. En ce qui concerne, la température, la même méthode que celle développée pour la conduction thermique est employée, cependant, par manque de temps, dans le cas des interfaces, la technique de sous-maillage n'a pu être mise en place.

Tab.XII : Algorithme thermique





## IV.2. Conditions aux limites

### IV.2.a. Pour la vitesse

Il est à noter que les composantes de vitesse n'existent qu'au sein du fluide, et que par conséquent, les limites correspondent aux interfaces délimitant le milieu biologique.

Les composantes normales de vitesse sont nulles aux frontières (Fig.63) :  
 $\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$ .

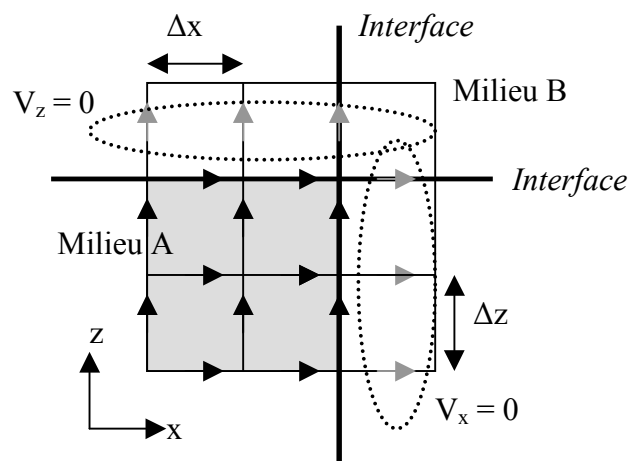


Fig.63 : Conditions aux limites de la vitesse

### IV.2.b. Pour le terme correcteur $\Psi$

Le terme  $\Psi$  est nul lorsque aucune vitesse n'existe. De même que précédemment les limites correspondent aux interfaces délimitant le milieu biologique.

Pour calculer  $\Psi$  aux frontières (c'est-à-dire une maille de plus par rapport aux interfaces du milieu dans lequel existe la convection, comme le montre la figure

(Fig.64), on utilise la condition de Neumann  $\frac{\partial \Psi}{\partial n} = 0$ .

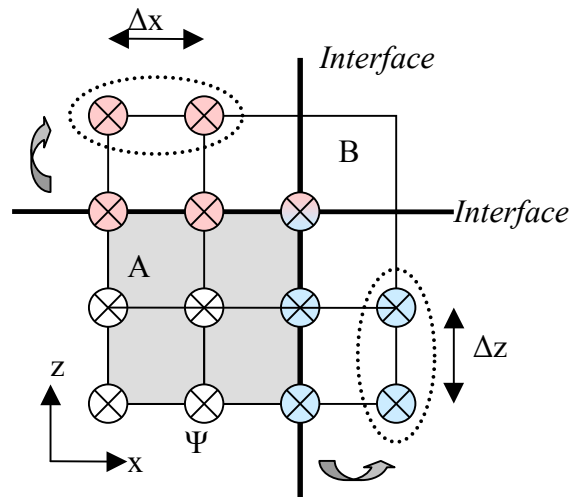


Fig.64 : Conditions aux limites du terme correcteur.

#### IV.2.c. Pour La température

Les conditions aux limites sont les mêmes que pour le cas où seul le phénomène de conduction thermique est considéré.

#### IV.3. En coordonnées cylindriques

En coordonnées cylindriques, en plus des problèmes de conditions aux limites, se pose le problème de l'axe. Comme précédemment, les points de l'axe sont traités en trois dimensions et en coordonnées cartésiennes.

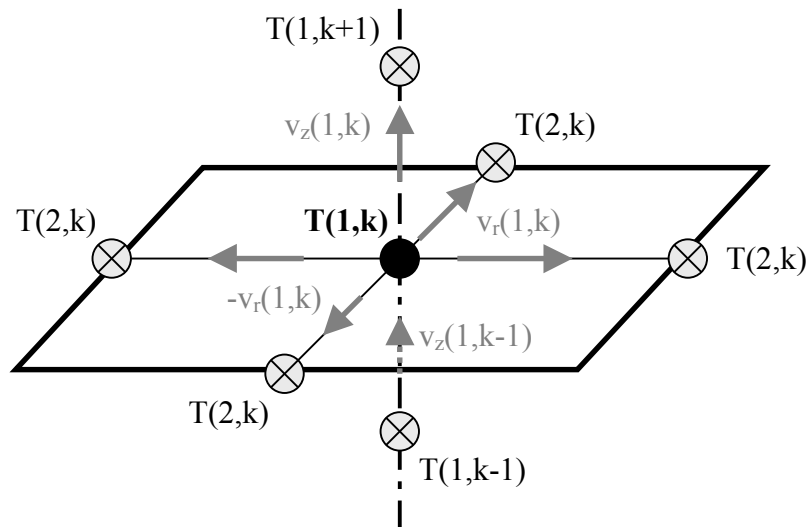


Fig.65 : Traitement de l'axe.

Lorsque le phénomène de convection est inclus, les vitesses doivent aussi être calculées sur l'axe (Fig.65). Les composantes radiales s'annulent et sur l'axe, l'équation de transfert de la chaleur se discrétise alors :

$$\begin{aligned}
 T^{n+1}(1,k) &= T^n(1,k) \\
 &- \Delta t \cdot \frac{v_z^{n+1}(1,k + \frac{1}{2}) + v_z^{n+1}(1,k - \frac{1}{2})}{2} \cdot \frac{T^n(1,k+1) - T^n(1,k-1)}{2 \cdot \Delta z} \\
 &+ 2 \cdot \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(2,k) - 2 \cdot T^n(1,k) + T^n(2,k)}{\Delta r^2} \\
 &+ \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(1,k+1) - 2 \cdot T^n(1,k) + T^n(1,k-1)}{\Delta z^2} \\
 &+ \frac{\Delta t}{\rho_m \cdot C_m} \cdot P_c(1,k)
 \end{aligned}$$

En considérant un traitement 3D sur l'axe, qui suppose l'annulation des composantes radiales de vitesse, l'équation de Navier Stokes, en 2D cylindrique, pour les points de l'axe s'écrit :

$$\begin{aligned}
v_r'(1, k) &= v_r^n(1, k) \\
&- \Delta t \cdot v_r^n(1, k) \cdot \frac{v_r^n(2, k) - (-v_r^n(1, k))}{2 \cdot \Delta r} \\
&- \Delta t \cdot \left( \frac{v_z^n(1, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(2, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(1, k - \frac{1}{2}) + v_z^n(2, k - \frac{1}{2})}{4} \right) \cdot \frac{v_r^n(1, k + 1) - v_r^n(1, k - 1)}{2 \cdot \Delta z} \\
&+ \Delta t \cdot \frac{v_r^n(2, k) - (-v_r^n(1, k))}{2 \cdot r(1, k) \cdot \Delta r} \\
&+ \Delta t \cdot \frac{v_r^n(2, k) - 2 \cdot v_r^n(1, k) - v_r^n(1, k)}{\Delta r^2} \\
&+ \Delta t \cdot \frac{v_r^n(1, k + 1) - 2 \cdot v_r^n(1, k) + v_r^n(1, k - 1)}{\Delta z^2} \\
&- \Delta t \cdot \frac{2g(d - z)}{\rho(2, k) + \rho(1, k)} \cdot \frac{\rho(2, k) - \rho(1, k)}{\Delta r}.
\end{aligned}$$

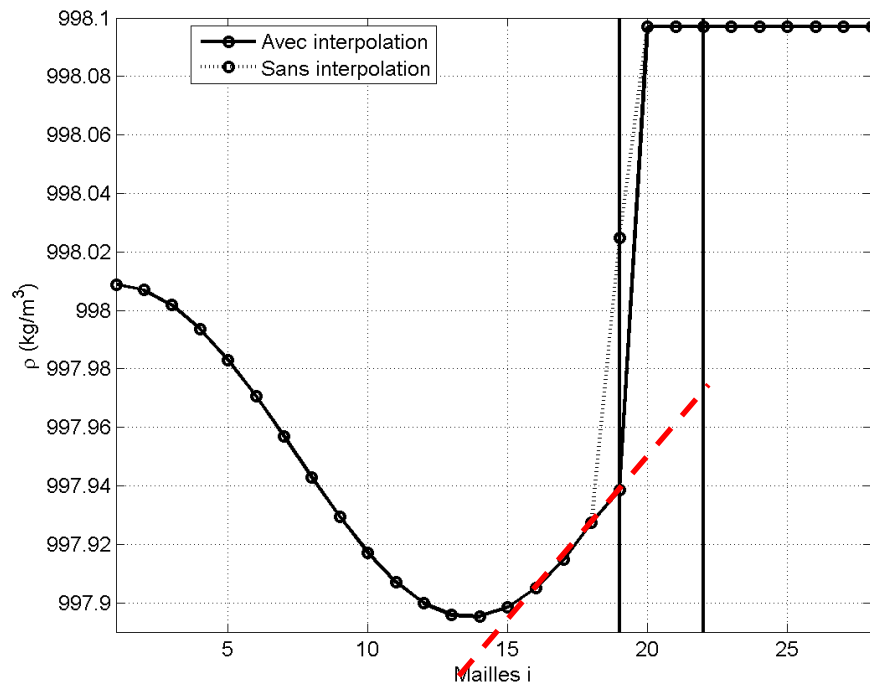
$$\begin{aligned}
v_z'(1, k + \frac{1}{2}) &= v_z^n(1, k + \frac{1}{2}) \\
&- \Delta t \cdot v_z^n(1, k + \frac{1}{2}) \cdot \frac{v_z^n(1, k + \frac{3}{2}) - v_z^n(1, k - \frac{1}{2})}{2 \cdot \Delta z} \\
&+ 2 \cdot \Delta t \cdot \frac{v_z^n(2, k + \frac{1}{2}) - 2 \cdot v_z^n(1, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(2, k + \frac{1}{2})}{\Delta r^2} \\
&+ \Delta t \cdot \frac{v_z^n(1, k + \frac{3}{2}) - 2 \cdot v_z^n(1, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(1, k - \frac{1}{2})}{\Delta z^2} \\
&- \Delta t \cdot \frac{2g(d - z)}{\rho(1, k + 1) + \rho(1, k)} \cdot \frac{\rho(1, k + 1) - \rho(1, k)}{\Delta z}.
\end{aligned}$$

#### **IV.4. Traitement des interfaces : cas particulier de la masse volumique**

La technique de sous-maillage étant une amélioration effectuée en fin de thèse, elle n'a pu être généralisée au cas où le phénomène de convection thermique est pris en considération. Pour la température, les interfaces et les coins ont été calculés à partir de la loi de Fourier, sans sous-maillage.

Dans le cas de la convection, la masse volumique dépend de la température. Comme nous l'avons vu, une variation de température induit une variation de masse

volumique, plus la température augmente plus la masse volumique diminue. Aux interfaces délimitant le milieu biologique, la distribution de masse volumique induit une discontinuité. Afin de palier ce problème, nous extrapolons la masse volumique  $\rho_m$  par « linéarité », cela permet d'éliminer la discontinuité à l'interface comme le montre la figure Fig.66.



**Fig.66 : Comparaison de la distribution de masse volumique avec et sans extrapolation.**

Par ailleurs, la vitesse dépend de la masse volumique (sa variation est le facteur déclenchant des mouvements de masses de chaleur). Aussi la discontinuité de  $\rho_m$  se répercute sur les composantes de vitesse. Celle-ci disparaît en « linéarisant »  $\rho_m$ , comme l'illustre la figure Fig.67 ( $V_z$  est pris à titre d'exemple, il en est de même pour  $V_r$ ).

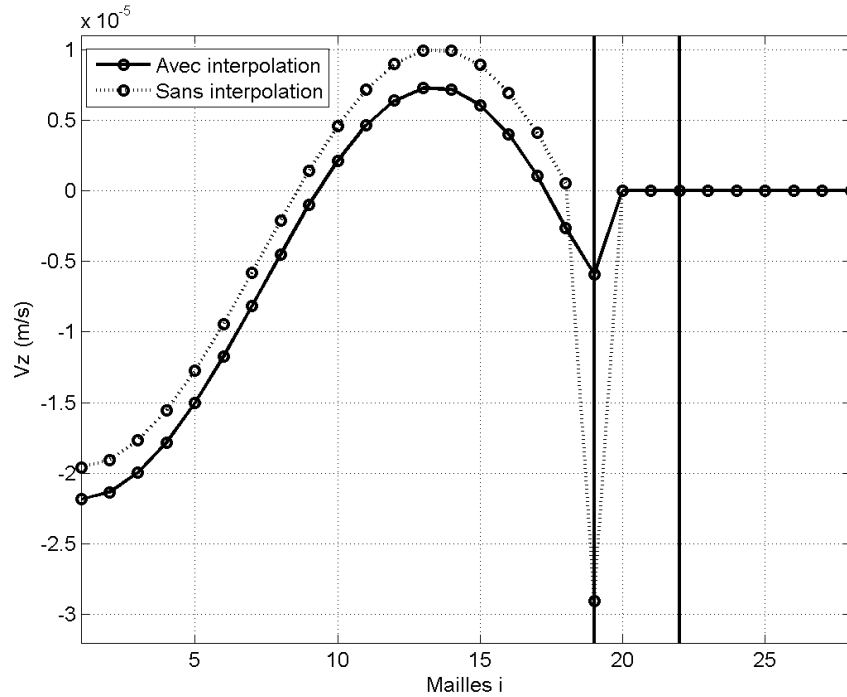


Fig.67 : Comparaison de la distribution de Vz avec et sans extrapolation.

#### **IV.5. Influence de la distribution de la puissance calorifique**

Le phénomène de convection est relativement complexe mais peut être négligé dans certains cas. Ainsi, plusieurs facteurs tels que la géométrie du système étudié et les gradients de température mis en jeu, à savoir la localisation d'éventuels points chauds sont à prendre en considération. Nous allons illustrer cela par quelques exemples en considérant des supports biologiques cylindriques permettant de traiter chaque cas en deux dimensions et en coordonnées cylindriques. Les interfaces sont traitées avec un maillage uniforme. De plus, dans un souci d'optimisation du temps de calcul, la diffusivité thermique de l'air (qui impose le pas de temps) est divisée par un facteur 100 (Tab.XIII). Ainsi, c'est la viscosité de l'eau qui imposera le pas de temps.

Tab.XIII : Valeurs des paramètres thermiques utilisés autour de 20 °C.

	Air	Eau	Verre
$K_t$ [W/(m.K)]	0.0251	0.606	0.78
$C_m$ [J/(K.kg)]	1012	4178	840
$\rho_m$ [kg/m <sup>3</sup> ]	<b>1.164</b>	1000	2700
$\nu$ [10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s]	-	$\nu=f(T)$	-
$D_t$ [10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s]	<b>213/100</b>	1.45	3.44

Tout d'abord, nous avons considéré un tube en verre de 33 mm de diamètre contenant environ 8,7 mL de solution soit une hauteur de 10 mm (Fig.68). Une distribution initiale homogène de température, 22 °C dans le milieu biologique et 20 °C à l'extérieur, est appliquée au milieu biologique Fig.69-a.

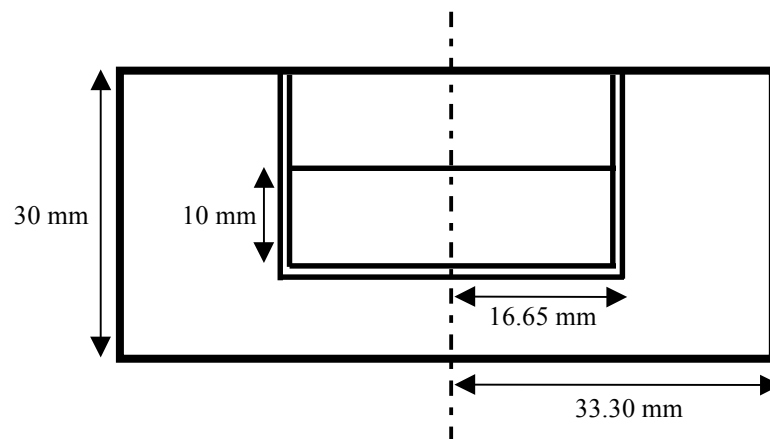
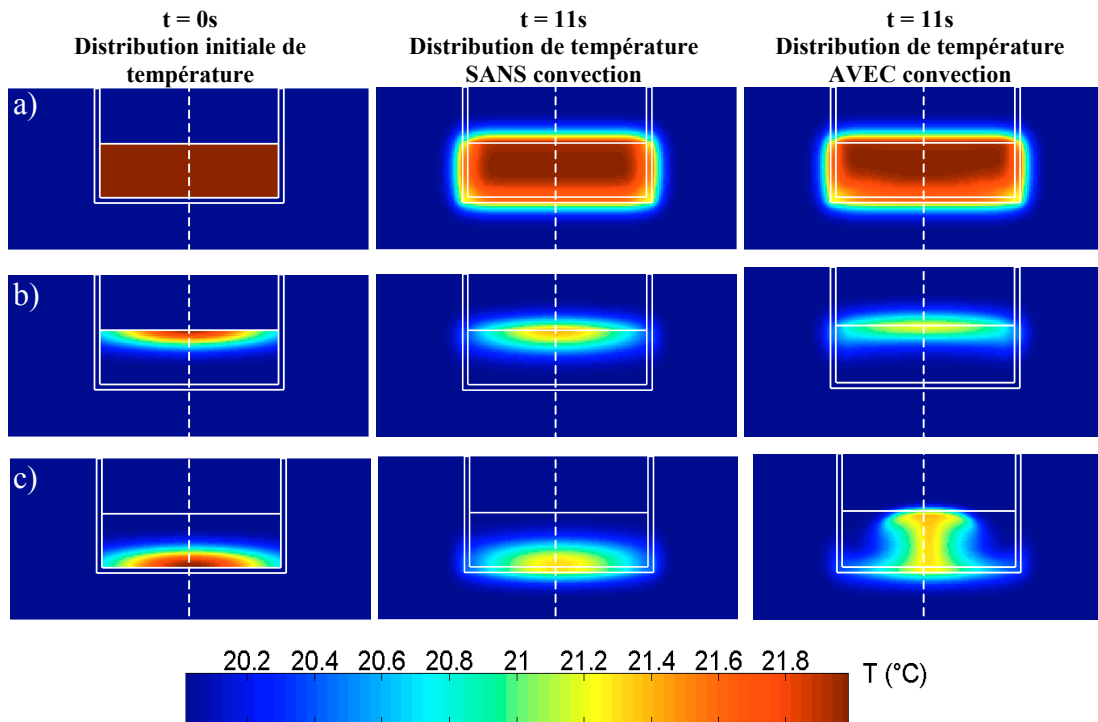


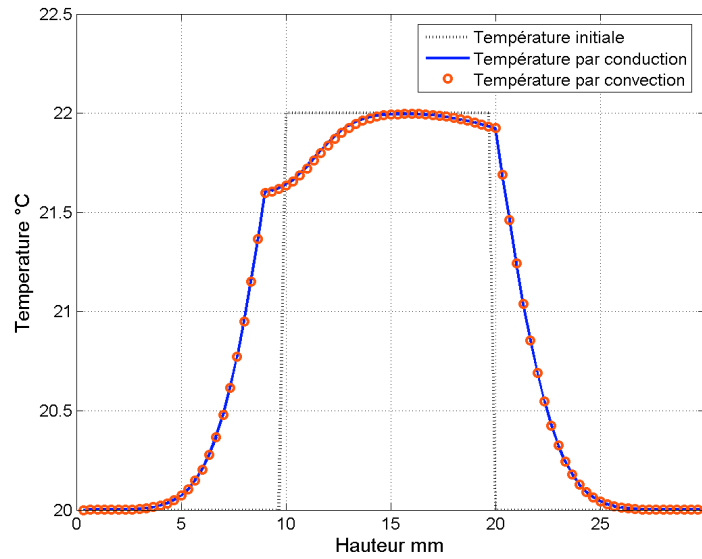
Fig.68 : Modèle utilisé pour l'étude de la convection



**Fig.69 :** Comparaison selon différentes distributions de température dans un tube en verre de la prise en compte ou non de la convection thermique.

Sur une période de 11 secondes, nous étudions deux cas, le premier consiste à ne considérer que la conduction thermique, dans le second, la convection thermique est prise en compte. Nous observons que les distributions de température sans et avec prise en compte du phénomène convectif sont identiques (Fig.69-a). Le graphique Fig.70 qui montre l'évolution de la température sur l'axe du tube (axe Oz), en ne considérant que la conduction, puis en y ajoutant la convection confirme que les profils de température sont les mêmes. Pour une distribution homogène de température, la convection peut être négligée.

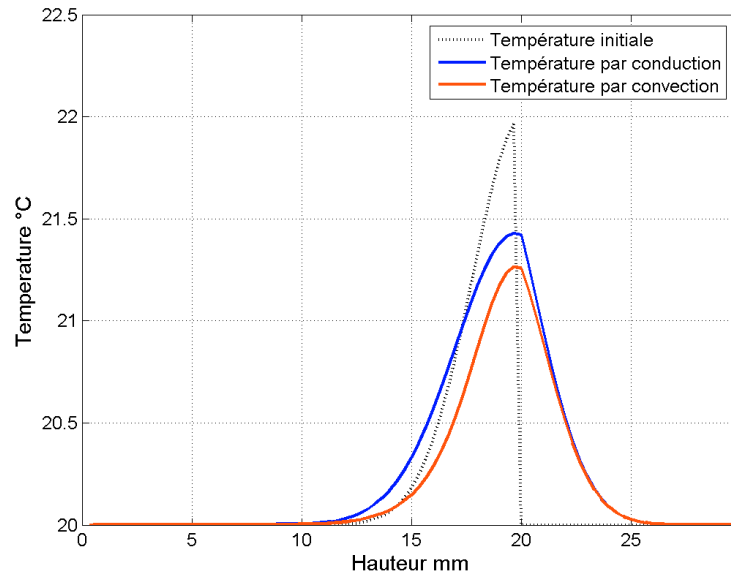




**Fig.70 : Profil de température selon z en  $r = 0$  mm dans le cas d'une distribution homogène sans et avec prise en compte de la convection –  $t = 11$  s.**

Dorénavant, nous considérerons une distribution initiale de température de type gaussien, avec un maximum, égal à 22 °C, localisé sur l'axe du tube et décroissant jusqu'à 20 °C (Fig.69-b&c).

Le même tube est toujours utilisé, mais nous appliquons une distribution non homogène de température à la solution biologique ( $h = 10$  mm) comme montré sur la figure Fig.69-b, où un point chaud est localisé dans la partie supérieure de la solution. Nous observons que les distributions de température diffèrent légèrement (Fig.69-b) et que les profils de température sur l'axe du tube ont le même aspect (Fig.71), malgré une chute de température lorsque la convection est prise en compte ( $\Delta T \sim 0,17$  °C à 11 s).

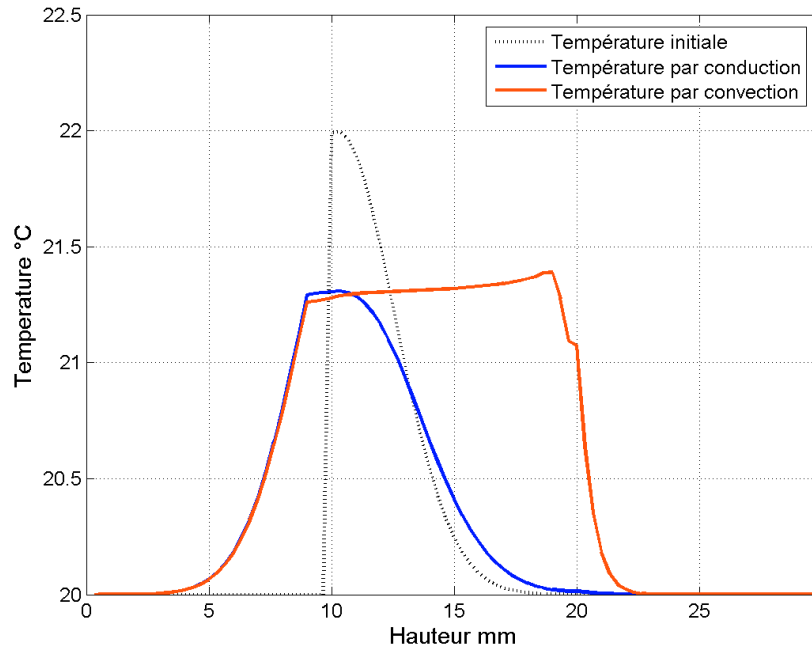


**Fig.71 : Profil de température selon z en  $r = 0$  mm dans le cas d'une distribution non homogène avec points chauds dans le haut de la solution sans et avec prise en compte de la convection –  $t = 11$  s.**

Dans un troisième temps, nous considérons toujours le même tube avec une distribution non homogène. Comme montré sur la figure Fig.69-c, un point chaud est localisé dans le fond du tube.

Nous observons que les distributions de température diffèrent considérablement après 11 secondes (Fig.69-c). Le mouvement ascendant des masses chaudes est visible. De plus, les profils de température mettent en évidence un front de température dû à la montée du fluide plus chaud (Fig.72).

En présence de points chauds, le phénomène de convection devient alors non négligeable.



**Fig.72 : Profil de température pris sur l'axe de la boîte de Pétri dans le cas d'une distribution avec un point chaud dans le fond de la boîte – t = 11 s.**

Le phénomène convectif dépend donc fortement des gradients de température, mais aussi de leur localisation.

#### **IV.6. Mise en évidence du phénomène convectif**

Considérons un cylindre de rayon  $R = 17$  mm et de hauteur  $H = 50$  mm à l'intérieur duquel un tube de rayon  $r = 6$  mm contient de l'eau sur une hauteur  $h$  égale à 30 mm. Trois milieux sont donc considérés : l'eau, l'air et le verre (Tab.XIII).

La distribution gaussienne comme définie sur la figure Fig.73 est appliquée.

### IV.6.a.Comparaison conduction - convection

La température est déterminée en ne prenant en compte que la conduction puis en incluant la convection (Fig.73).

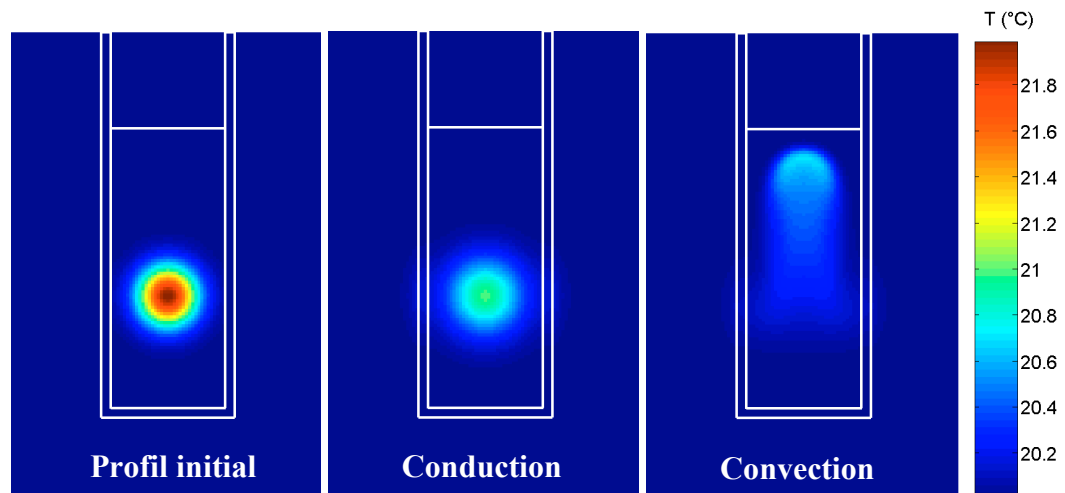
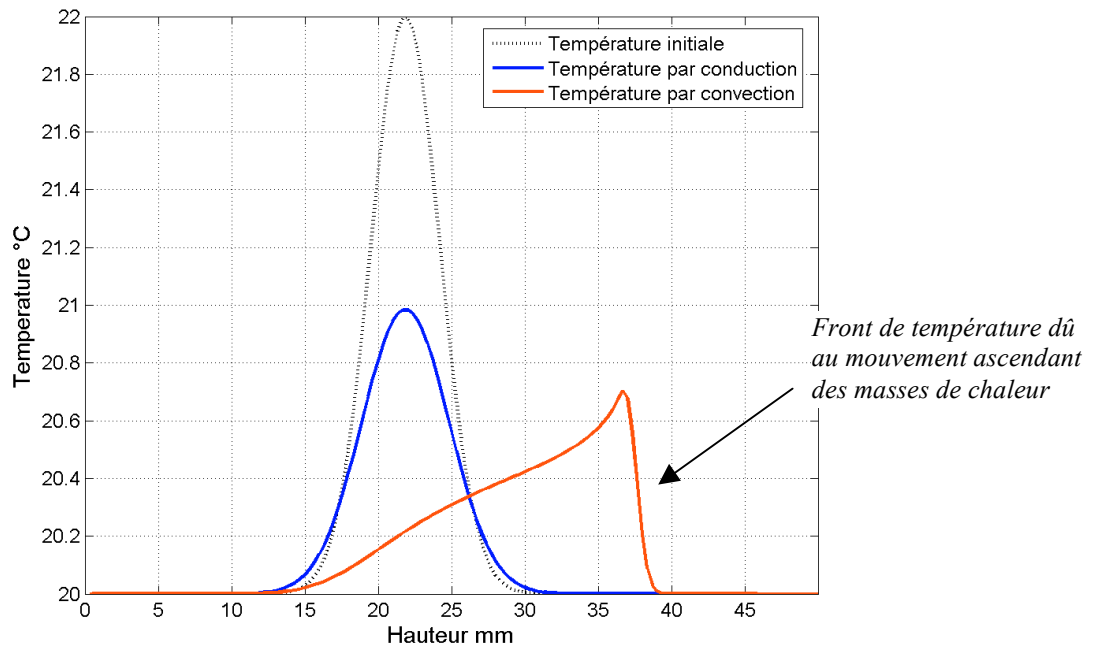


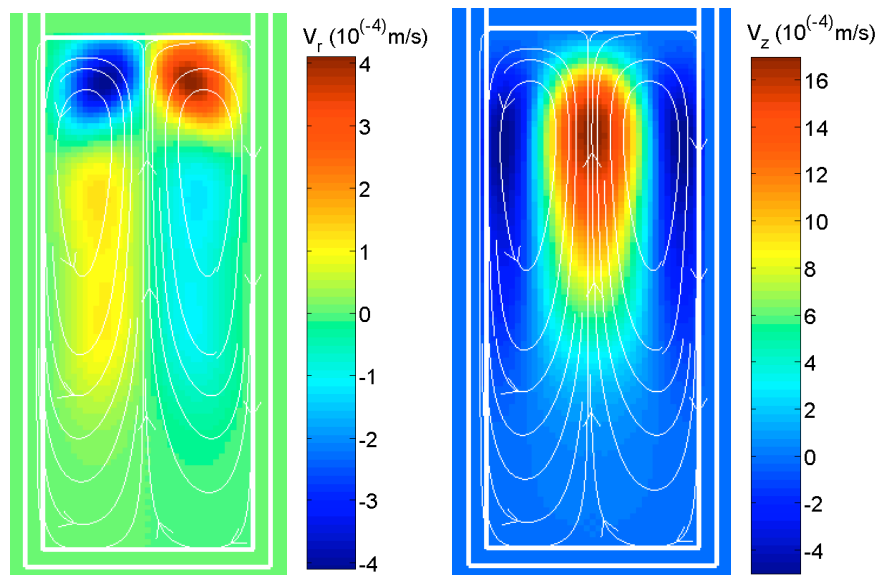
Fig.73 : Influence de la convection sur une distribution de température de type gaussienne après 11 s.

Dans le cas où seule la conduction est prise en compte, on relève un maximum de température de 21 °C, après 11 secondes, à une hauteur d'environ 22 mm alors que dans le cas où la convection est considérée, le maximum est de 20,7 °C et se situe plus haut dans le tube (~ 36,6 mm). La figure Fig.74 met bien en évidence le front de température dû à la montée des masses chaudes, ce qui est confirmé par les cartographies, présentées figure Fig.73, qui montrent bien des distributions de température non analogues, avec l'apparition d'un gradient de température dans le cas où la convection est considérée.



**Fig.74 : Distribution de température selon l'axe Oz  
Température initiale, Conduction, Convection**

Afin d'illustrer au mieux ce phénomène de convection, les vitesses des masses de fluide calculées sont représentées sur la figure Fig.75, avec leurs lignes de champs. Ainsi, le phénomène de convection est bien mis en évidence, ces représentations montrent bien le mouvement convectif du fluide, les masses chaudes montent poussant les masses plus froides vers le bas de la solution.



**Fig.75 : Distribution des composantes des vitesses  $v_r$  et  $v_z$  après 11 s; lignes de champs de vitesse**

Toujours avec le même modèle, nous testons plusieurs différences de température pour la distribution initiale de type gaussienne, c'est-à-dire que nous faisons varier le maximum de 20,5 °C à 24 °C par pas de 0,5 °C, localisée sur l'axe du tube et décroissante jusqu'à 20 °C.

Le tableau Tab.XIV répertorie les valeurs des différences de température maximale et moyenne obtenues pour chaque cas, après 11 secondes d'exposition, en considérant seulement la conduction puis en ajoutant la convection. La position du maximum est également relevée.

**Tab.XIV : Comparaison des différences de température selon que la convection est négligée ou non en fonction d'un gradient de température initial**

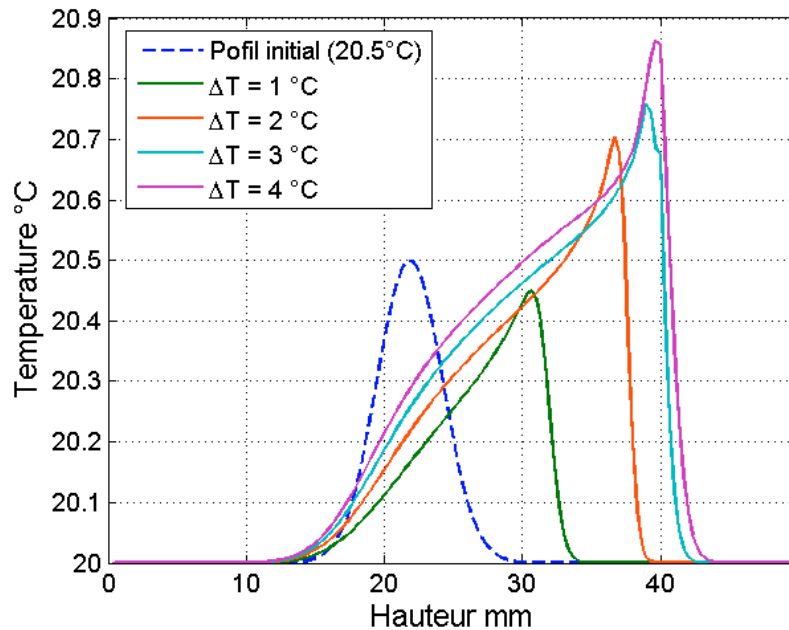
T maximale sur l'axe	$\Delta T$ /20°C	Conduction seule			Conduction + Convection		
		$\Delta T$ moyenne	$\Delta T$ maximale	Position du maximum	$\Delta T$ moyenne	$\Delta T$ maximale	Position du maximum
20.5 °C	0.5 °C	0.03 °C	0.25 °C	~ 22 mm	0.03 °C	0.24 °C	~ 26.3 mm
21 °C	1 °C	0.07 °C	0.49 °C	~ 22 mm	0.07 °C	0.45 °C	~ 30.6 mm
21.5 °C	1.5 °C	0.10 °C	0.74 °C	~ 22 mm	0.11 °C	0.60 °C	~ 34 mm
22 °C	2 °C	0.14 °C	0.98 °C	~ 22 mm	0.15 °C	0.70 °C	~ 36.6 mm
22.5 °C	2.5 °C	0.17 °C	1.23 °C	~ 22 mm	0.18 °C	0.76 °C	~ 38.3 mm
23 °C	3 °C	0.21 °C	1.48 °C	~ 22 mm	0.21 °C	0.82 °C	~ 39 mm
23.5 °C	3.5 °C	0.24 °C	1.72 °C	~ 22 mm	0.23 °C	0.87 °C	~ 39.6 mm
24 °C	4 °C	0.28 °C	1.97 °C	~ 22 mm	0.25 °C	0.95 °C	~ 39.6 mm

Pour la conduction thermique, l'élévation de température au bout de 11 secondes est proportionnelle à la différence de température initiale. La position du maximum est toujours autour de 22 mm.

On observe que l'élévation moyenne obtenue est similaire que la convection soit considérée ou non. Les valeurs maximales relevées ne sont pas analogues entre les

deux cas considérées, la considération du seul phénomène de conduction induit de plus fortes valeurs.

Par ailleurs, si la convection n'est pas négligée, on note que le maximum se déplace le long de l'axe Oz indiquant que le mouvement des masses de chaleur est plus rapide pour des gradients de température plus élevés (Fig.76).



**Fig.76 : Profils de température avec prise en compte de la convection pour quatre différences de température sur le profil initial (maximum égal à 20.5 °C tracé à titre de comparaison)**

Il apparaît donc nécessaire d'analyser, dans chaque cas, si la convection peut être négligée ou si celle-ci doit être prise en compte.

Beaucoup de systèmes d'exposition utilisent des supports biologiques avec de faibles volumes, la température a alors tendance à s'homogénéiser durant l'exposition. De plus, dans bien des cas, les systèmes d'exposition sont conçus pour avoir des DAS homogènes. Pour des dispositifs tels que ceux-là, la convection est très vraisemblablement négligeable. Cependant, elle demeure un phénomène complexe, qui reste très important à prendre en considération.

Par ailleurs, comme l'illustre bien la figure Fig.74, lors de la montée des masses chaudes, un front de température se crée. Lorsque celui-ci devient trop fort,

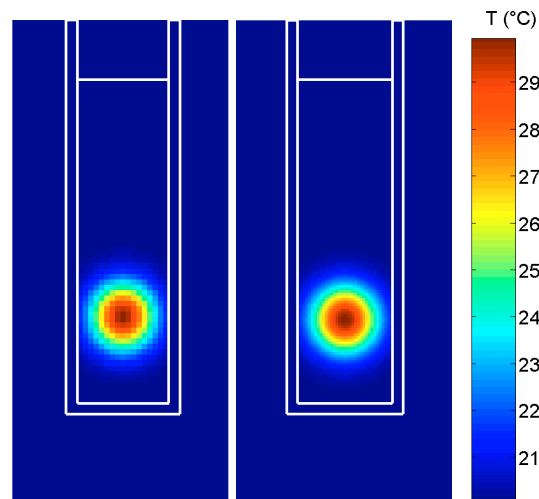
l'algorithme ne permet plus la détermination de la température. En effet, tout écoulement devient instable au-delà d'un certain seuil, où son régime change.

#### IV.6.b. Influence de la discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale est importante car elle détermine le pas de temps. Plus le pas spatial est petit, plus le pas temporel diminue, le temps de calcul s'en trouve alors considérablement allongé.

Par ailleurs, la discrétisation spatiale joue un rôle important lorsque la convection est prise en compte. En effet, lorsque de forts gradients de température sont mis en jeu, l'algorithme mis en place devient insuffisant pour gérer le front de température qui devient trop raide. Une solution réside dans le fait d'utiliser un maillage plus fin pour permettre une meilleure discrétisation du front et ainsi améliorer la prise en compte de la forte variation de température dans cette zone.

La figure Fig.77 montre les distributions initiales selon deux discrétisations : 500  $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$ .



**Fig.77 : Distribution de température initiale considérée selon 2 discrétisations différentes, 500 $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$**

Les figures Fig.78 & Fig.79 illustrent la divergence qui apparaît pour une discrétisation de 500  $\mu\text{m}$  lorsque le front de température devient trop fort. Celle-ci



disparaît lorsque la forte variation observée à ce niveau est discrétisée plus finement. Une diminution du pas spatial permet de palier ce problème. Cependant les calculs s'en trouvent considérablement allongés.

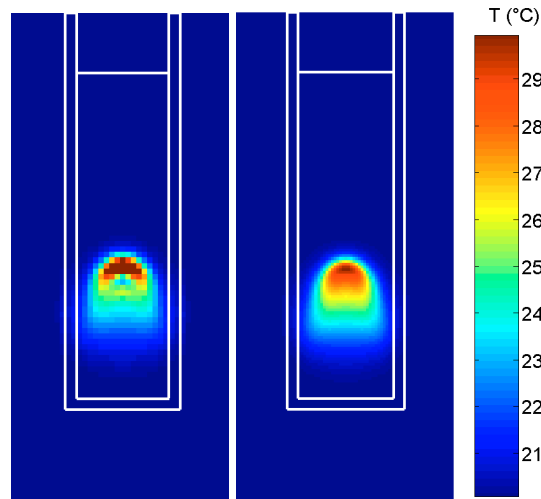


Fig.78 : Distribution de température selon les 2 discrétisations (500 $\mu\text{m}$  et 250 $\mu\text{m}$ ) après 1 s.

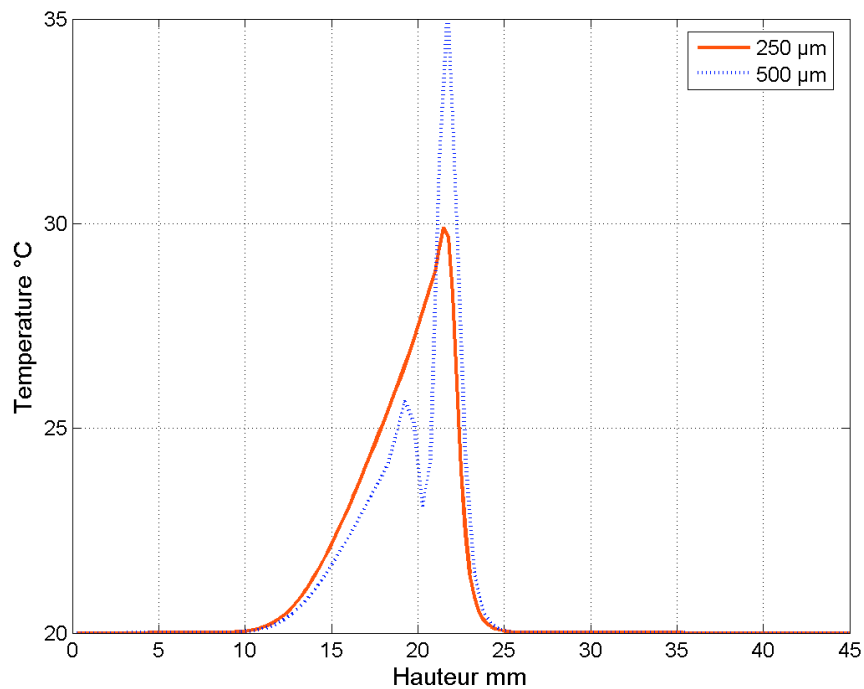


Fig.79 : Profil de température selon l'axe de symétrie du tube en fonction de la hauteur après 1 s, pour une discrétisation de 500 $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$

### IV.6.c. Influence de la discrétisation temporelle

Le pas temporel dépend de la discrétisation spatiale : 
$$\Delta t_{CV} \leq \frac{1}{2 \cdot v \cdot \left( \frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)}$$

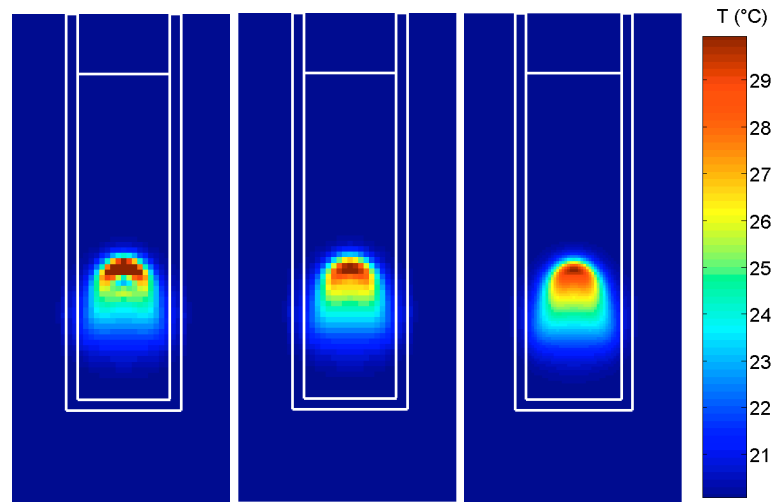
Par ailleurs, les paramètres thermiques jouent un rôle important dans la détermination du pas de temps. En effet, dans le cas de la conduction, il dépend de la diffusivité du milieu où elle est maximale et de la viscosité lorsque la convection est considérée. Lorsque le phénomène de convection est pris en compte, afin d'assurer la stabilité de l'algorithme, c'est le pas temporel ayant la valeur la plus faible qui est considéré.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la discrétisation spatiale influait sur la stabilité de l'algorithme. Avec une discrétisation spatiale plus fine, le pas de temps est moindre et le front de température est mieux pris en compte.

Ici, nous considérons une discrétisation spatiale de 500  $\mu\text{m}$  mais nous imposons un facteur sur le pas temporel de façon à ce qu'il soit égal au pas temporel obtenu avec une discrétisation de 250  $\mu\text{m}$  soit 13,7 ms.

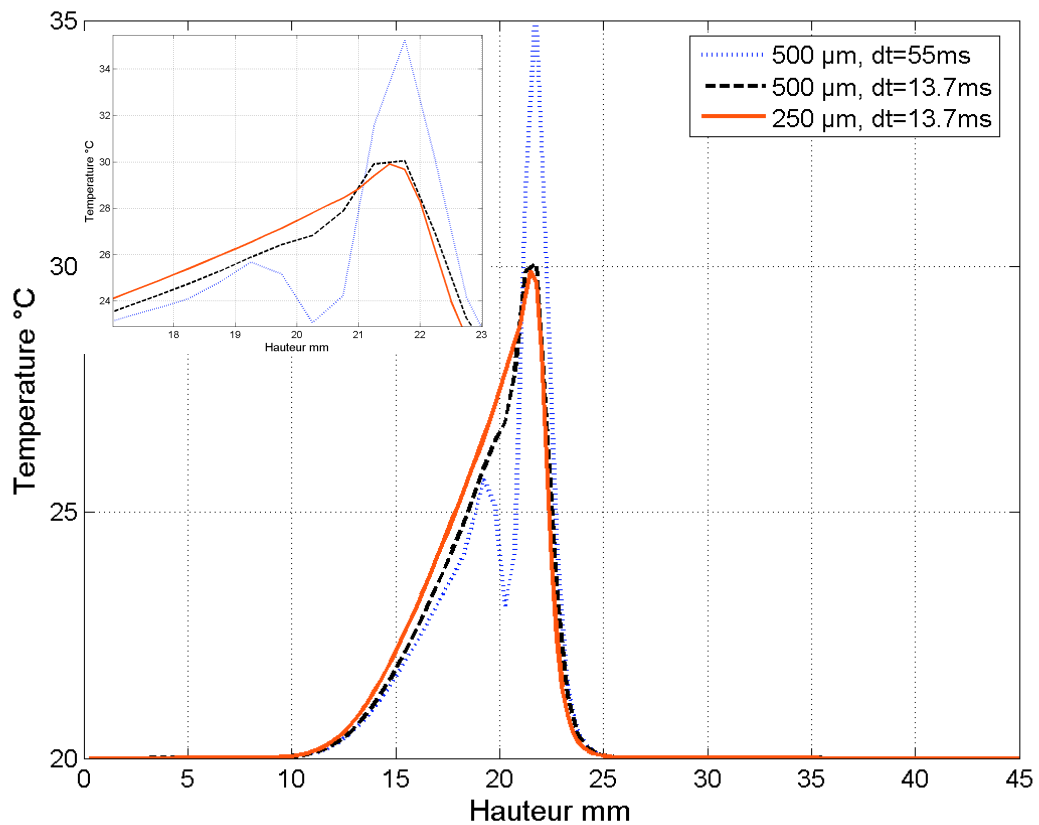
La figure Fig.80 montre les cartographies de température pour les trois cas testés :

- $\Delta = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta t = 55 \text{ ms}$ , le front de température est trop raide pour qu'une discrétisation de 500  $\mu\text{m}$  permette d'évaluer correctement la variation de température.
- $\Delta = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta t = 13,7 \text{ ms}$ , la divergence n'est pas encore apparue.
- $\Delta = 250 \mu\text{m}$  et  $\Delta t = 13,7 \text{ ms}$ , une discrétisation plus fine permet une meilleure prise en compte de la température au niveau du front.



**Fig.80** : Distributions de température selon une discrétisation de  $500 \mu\text{m}$  avec  $\Delta t = 55 \text{ ms}$  et  $\Delta t = 13,7 \text{ ms}$  et avec une discrétisation de  $250 \mu\text{m}$  ( $\Delta t = 13,7 \text{ ms}$ ) après  $1 \text{ s}$  pour un même pas de temps.

La figure Fig.81 permet une comparaison des profils de température selon l'axe de symétrie du tube en fonction de la hauteur après 1 seconde, pour les trois cas étudiés. On note un fort « décrochage » lorsque le pas spatial est de  $500 \mu\text{m}$ , qui est réduit pour un pas temporel divisé par quatre. Cependant, autour d'une hauteur de  $20 \text{ mm}$ , nous constatons que la courbe commence à s'infléchir. Pour une discrétisation de  $250 \mu\text{m}$ , la forte variation de température est bien considérée.



**Fig.81 : Profils de température selon l'axe de symétrie du tube en fonction de la hauteur après 1 s, pour une discrétisation temporelle égale à 13,7 ms avec  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  et  $\Delta = 250 \mu\text{m}$  et à 55 ms avec  $\Delta = 500 \mu\text{m}$**

En fait, diminuer la discrétisation spatiale ou temporelle ne permet pas de s'affranchir totalement du problème de stabilité de l'algorithme, il ne décale que l'instant où la divergence va apparaître, celle-ci étant plus décalée pour une discrétisation spatiale plus fine. Ainsi, en jouant sur ces deux paramètres  $\Delta$  et  $\Delta t$ , on peut compenser ce phénomène de divergence pour de faibles gradients de température. Pour des gradients trop importants, un pas spatial extrêmement fin devrait être envisagé pour discrétiser convenablement la variation de température.

### **IV.7. Conclusion**

A l'institut Xlim, Torres et al. [II.10] [TORRES] avaient déjà travaillé sur un code numérique couplant électromagnétisme et conduction thermique mais sans prise en compte du phénomène de convection, ni de nos structures spécifiques. Le point de départ de ces travaux fut donc axé sur l'aspect hydrodynamique du problème et sur l'introduction du mouvement des masses de chaleur dans l'estimation de la température. Les contraintes de départ exigeant un code adapté à nos besoins et compatible avec la méthode FDTD, notre choix s'est dirigé vers les différences finies. L'algorithme mis en place consiste à calculer une estimation des vitesses des masses de chaleur corrigées par la suite pour satisfaire la condition d'incompressibilité pour la détermination de la température. Comme nous l'avons vu, cet outil permet de mettre en évidence le phénomène convectif pour de faibles gradients de température. Cependant quand ceux-ci deviennent trop forts, l'algorithme n'est pas assez robuste et le code diverge. Une diminution de la discrétisation, en particulier spatiale, peut, dans une certaine mesure, palier ce problème.

Les travaux portant sur le phénomène de convection ayant été menés au début de ma thèse, la technique de sous maillage n'a pu lui être appliquée, il est pourtant à noter que son utilisation pour le traitement de l'aspect convectif constitue un axe de recherche très intéressant. Nous avons vu, dans le cas de la conduction thermique, qu'un maillage plus fin dans des zones où la variation de température était brutale permettait une bonne estimation de celle-ci. Or le mouvement ascendant des masses de chaleur engendre des fronts de température qui lorsqu'ils deviennent trop forts provoquent la divergence du code. Un maillage plus fin dans le milieu devra donc être envisagé.

### **V. Conclusion**

La méthode FDTD ayant fait l'objet de nombreuses études au sein du laboratoire pour traiter l'aspect électromagnétique, ces travaux consistaient à développer un code numérique équivalent pour l'aspect thermique pouvant permettre la prise en

compte de la convection. D'autre part, une des contraintes de départ était que ce modèle devait être compatible avec la méthode FDTD en vue d'un couplage intégrant la variation de la permittivité avec la température  $\varepsilon(T)$ .

Ainsi, nous avons choisi une méthode explicite basée sur les différences finies pour résoudre les équations de la thermique (équations de Navier-Stokes et (du transfert) de la chaleur). Nous avons développé un algorithme permettant d'ajouter au phénomène de conduction thermique, l'aspect convection thermique nécessaire quand nous sommes en présence d'importantes variations de température.

Par ailleurs, la détermination des grandeurs telles que la température, la vitesse, et la masse volumique nécessite des traitements spécifiques en divers points comme les frontières, les interfaces, les coins... nous nous sommes donc attachés à résoudre ces points particuliers. Une méthode de sous-maillage a été mise au point en vue d'une meilleure estimation des résultats lorsque le seul phénomène de conduction thermique est considéré.

L'algorithme, prenant en compte la convection, nécessite des améliorations, notamment l'introduction d'un sous-maillage, mais, des méthodes de type implicite pourront également être envisagées pour rendre l'algorithme plus stable. Par ailleurs, l'aspect physique devra, à terme, être pris en compte, notamment l'étude du passage entre régime laminaire et turbulent, ce qui nécessite de revoir les équations de base...

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'études bioélectromagnétiques pour des systèmes d'exposition in vitro. Un outil performant a donc été développé pour répondre à nos besoins en matière de dosimétrie.



# CHAPITRE 3

*Application à la cellule*

*fil-plaque*





# CHAPITRE 3 : APPLICATION A LA CELLULE FIL-PLAQUE

## I.Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les premiers résultats obtenus pour un système d'exposition in vitro, la cellule fil-plaque, conçu pour des recherches bioélectromagnétiques.

Dans un premier temps, ce dispositif sera présenté en introduisant les éléments et paramètres nécessaires à son analyse.

Ce système d'exposition ayant déjà fait l'objet d'une étude au sein de l'équipe, nous sommes repartis des travaux déjà existants pour prendre en compte de nouveaux détails. Ainsi, pour l'analyse électromagnétique, la prise en compte du ménisque a été étudiée.

La cellule fil plaque présente différentes configurations, comme la quantité de solution, le nombre de boîtes exposées, la forme de l'incubateur... Afin de considérer au mieux la variation de ces paramètres, la modélisation de la structure a fait l'objet d'une attention particulière. Puis, nous présenterons les résultats obtenus en considérant comme puissance calorifique le DAS uniquement puis en y ajoutant les pertes liées aux plaques métalliques.

## II.Présentation du dispositif

La cellule fil-plaque (Fig.82) a été développée dans le cadre de la thèse de Laurence LAVAL [III.1] pour exposer les milieux biologiques aux ondes électromagnétiques. Ce dispositif est basé sur le principe de fonctionnement de l'antenne fil-plaque monopolaire (constituée d'une plaque métallique appelée toit de l'antenne, placée sur un substrat diélectrique de face inférieure entièrement métallisée = plan de masse, l'alimentation de l'antenne est réalisée par une sonde coaxiale placée au centre de la cellule entre le substrat et le toit) qui dans une configuration spécifique présente une répartition de champ relativement homogène dans certaines zones entre le toit et le plan de masse. Il a été réalisé de manière à ce que :

- L'antenne fonctionne à 900 MHz.
- L'impédance d'entrée du dispositif soit la plus proche possible de 50 ohms.
- Les valeurs de DAS induites au niveau des cellules soient les plus homogènes possibles.
- Le nombre d'échantillons mis sous test soit le plus grand possible.
- Un bon rendement soit obtenu.

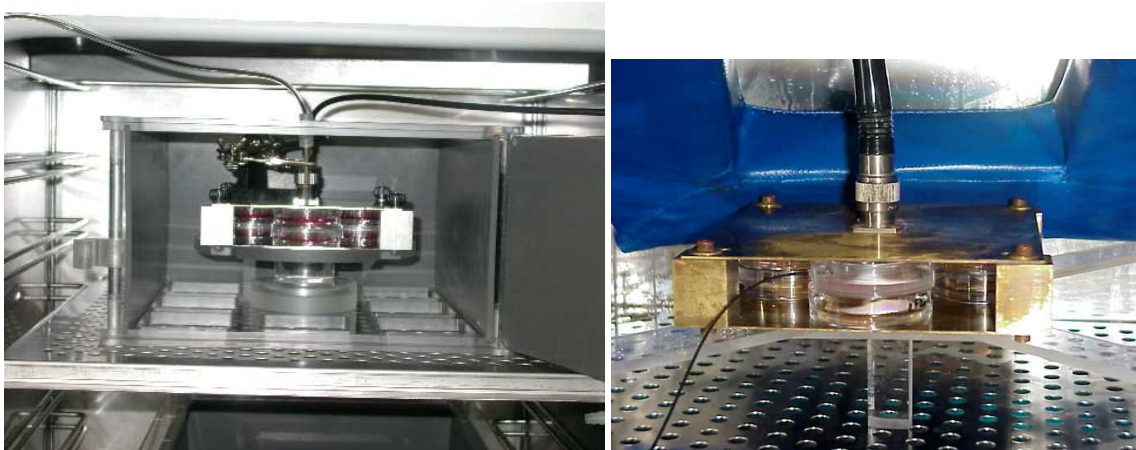


Fig.82 : Photo de la cellule fil-plaque placée dans l'incubateur.

La cellule fil plaque réalisée est composée [III.1] :

- de deux plans métalliques (le plan de masse et le toit).
- de quatre contacts à la masse à chaque coin du dispositif (considérés comme des courts circuits).
- d'une sonde coaxiale (passant à travers le plan de masse et connecté au toit) localisée au centre de la cellule à un zéro de champ du mode fondamental de la cavité afin de n'exciter que le mode de résonance parallèle.

Afin que le système soit adapté à  $50 \Omega$  à la fréquence de 900 MHz, le modèle choisi est un système parallélépipédique de face supérieure et inférieure carrée de 15 cm de côté et d'une hauteur de 2,9 cm (Fig.83).

Ainsi à l'intérieur de ce système, huit boîtes de Pétri, qui sont des supports biologiques peu encombrants, peuvent être exposées, c'est-à-dire deux niveaux comptant chacun quatre boîtes. La configuration présentant la meilleure performance (homogénéité de DAS adéquate) consiste à disposer une boîte de 34 mm de diamètre à l'intérieur d'une boîte de 50 mm de diamètre [III.2] (Fig.83).

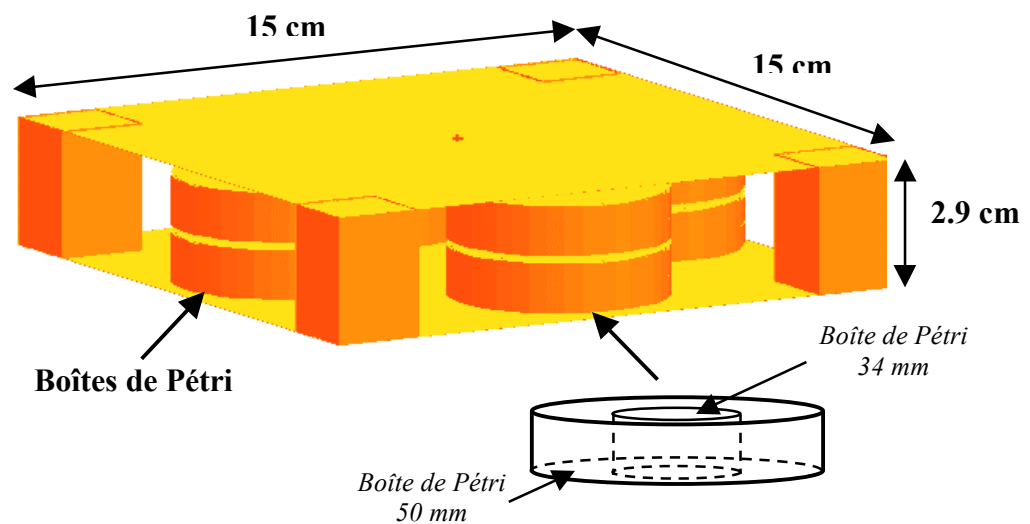
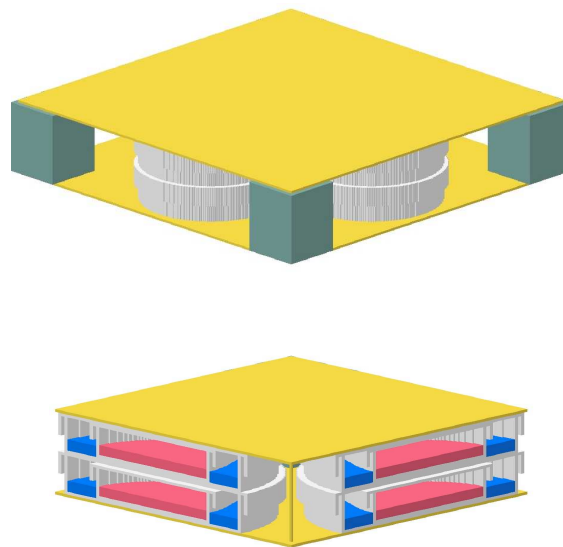


Fig.83 : Caractéristiques géométriques de la cellule fil-plaque

### III. Dosimétrie électromagnétique

L'étude électromagnétique de la cellule fil plaque a fait l'objet d'une publication en 2000 [III.2].

Du fait de la double symétrie du système, seulement un quart de la structure est modélisé (Fig.84).



**Fig.84 : Modélisation de la cellule Fil Plaque :  
Structure complète + quart de structure**

Les caractéristiques biologiques des solutions sont données tableau Tab.XV.

**Tab.XV : Caractéristiques biologiques des solutions**

	Solution biologique (35 mm)	Liquide extérieur (55 mm)
$\epsilon_r$	72.1	72.1
$\sigma$ (S/m)	2.29	0.17
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1000	1000
h auteur de solution (mm)	3.5	4.0

La méthode FDTD est utilisée pour déterminer le DAS dans la solution biologique, le pas spatial est de 500  $\mu\text{m}$ .

La structure conçue fournit une distribution plutôt homogène de champ dans un grand secteur autour de son centre.

Les tableaux Tab.XVI & Tab.XVII donnent les valeurs moyennes, maximales et minimales de DAS dans l'ensemble des boîtes puis dans celles de 35 mm et celles de 50 mm.

Lorsque le ménisque n'est pas pris en compte, le DAS moyen est autour de 1  $\text{W/kg/W}_{\text{incident}}$  dans la petite boîte et de 0,5  $\text{W/kg/W}_{\text{incident}}$  si toutes les boîtes sont considérées.

**Tab.XVI : Valeurs de DAS pour 1 watt incident sans le ménisque**

DAS $\text{W/kg}/$ $\text{W}_{\text{incident}}$	Toutes les boîtes	Toutes les boîtes de 35 mm $h_{\text{solution}} = 3.5 \text{ mm}$	Toutes les boîtes de 50 mm $h_{\text{solution}} = 4 \text{ mm}$
DAS moyen	0.51	1.04	0.19
déviaton	0.71	0.92	0.19
Minimum	0.06	0.63	0.06
Maximum	15.96	15.96	3.92

Avec la présence du ménisque, le DAS moyen est autour de 1,5  $\text{W/kg/W}_{\text{incident}}$  dans la petite boîte et de 0,9  $\text{W/kg/W}_{\text{incident}}$  si toutes les boîtes sont considérées.

**Tab.XVII : Valeurs de DAS pour 1 watt incident avec le ménisque**

DAS $\text{W/kg}/$ $\text{W}_{\text{incident}}$	Toutes les boîtes	Toutes les boîtes de 35 mm $h_{\text{solution}} = 2 \text{ mm}$	Toutes les boîtes de 50 mm $h_{\text{solution}} = 4 \text{ mm}$
DAS moyen	0.91	1.55	0.63
déviaton	1.17	1.63	0.73
Minimum	0.06	0.40	0.06
Maximum	16.14	16.14	11.43

Comme le montre la figure Fig.85, les distributions de DAS dans les quatre échantillons biologiques sont identiques en raison de la structure symétrique et ne varient pas beaucoup du niveau supérieur au niveau inférieur. De plus, le DAS est quasiment homogène dans les boîtes (Fig.86), les valeurs maximales sont repérées à la circonférence des boîtes (discrétisation en marches d'escalier), comme le confirme la figure Fig.87.

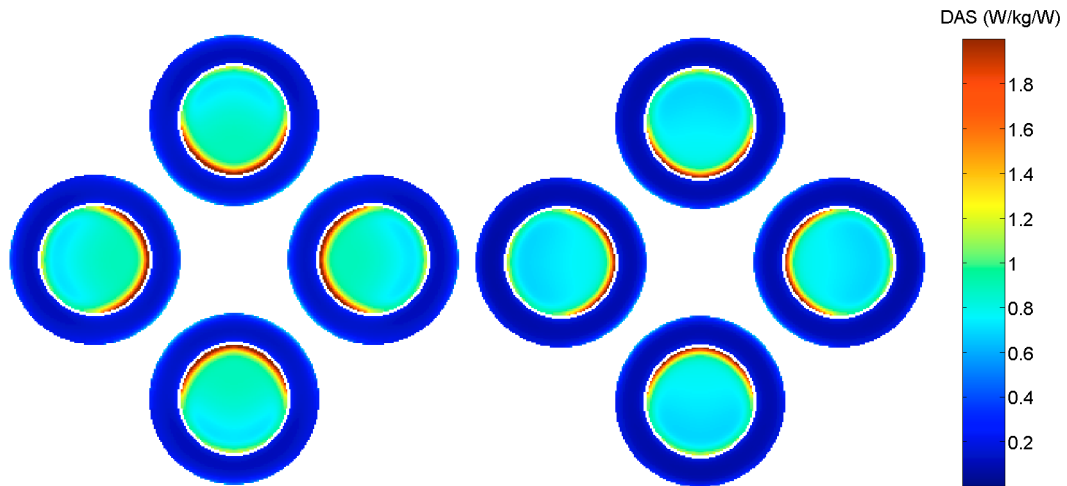


Fig.85 : Distribution de DAS pour 1 watt incident dans le plan xOy pour le premier et le deuxième niveau de boîtes de Pétri,  $h_{\text{solution petite boîte}} = 3.5 \text{ mm}$ .

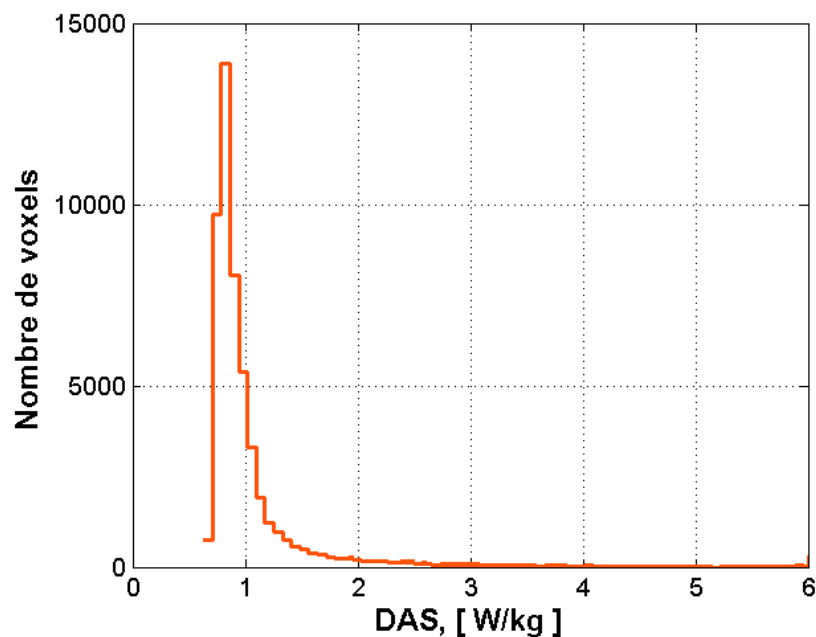


Fig.86 : Histogramme de la répartition du DAS pour 1 watt incident dans la solution biologique ( $h_{\text{solution petite boîte}} = 3.5 \text{ mm}$ ) exposée à 900 MHz, sans prise en compte du ménisque.

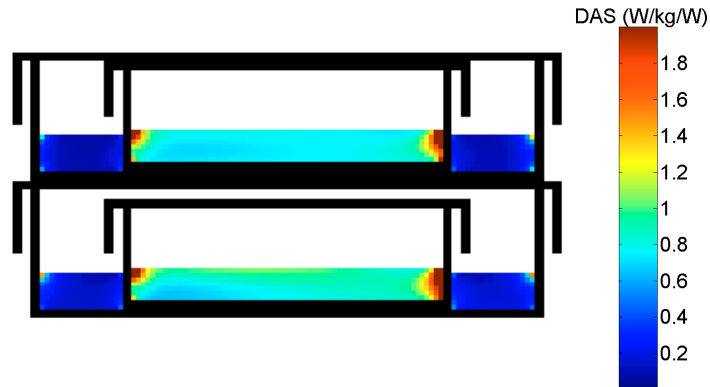


Fig.87 : Distribution de DAS pour 1 watt incident dans le plan xOz, sans ménisque, ,  
 $h_{\text{solution petite boîte}} = 3.5 \text{ mm}$ .

La figure Fig.88 montre la distribution de DAS dans les boîtes de Pétri. Lorsque le ménisque est pris en compte, le DAS reste homogène au sein de la solution biologique Fig.89 excepté dans le ménisque où les niveaux de DAS sont plus forts comme le confirme la figure Fig.90

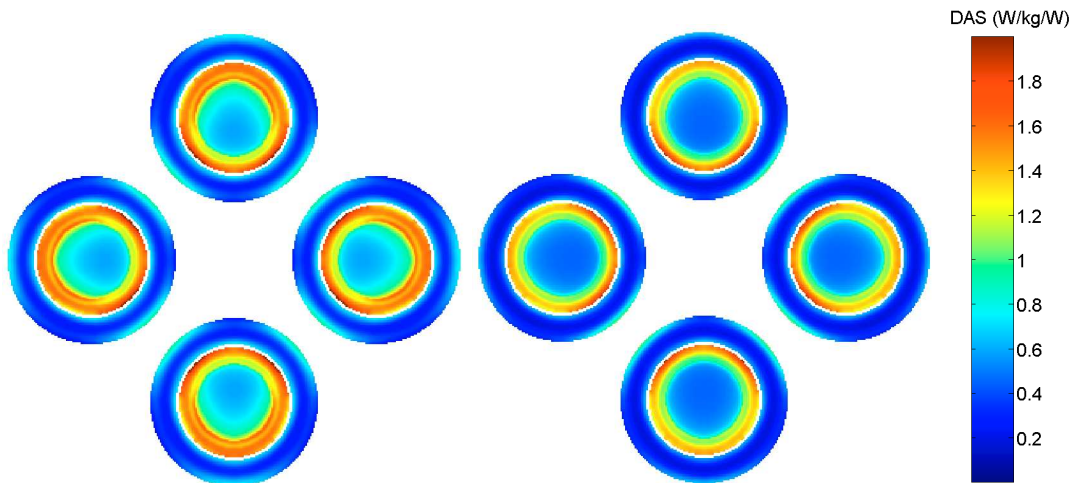


Fig.88 : Distribution de DAS pour 1 watt incident dans le plan xOy pour le premier et le deuxième niveau de boîtes de Pétri avec prise en compte du ménisque,  $h_{\text{solution petite boîte}} = 2 \text{ mm}$ .



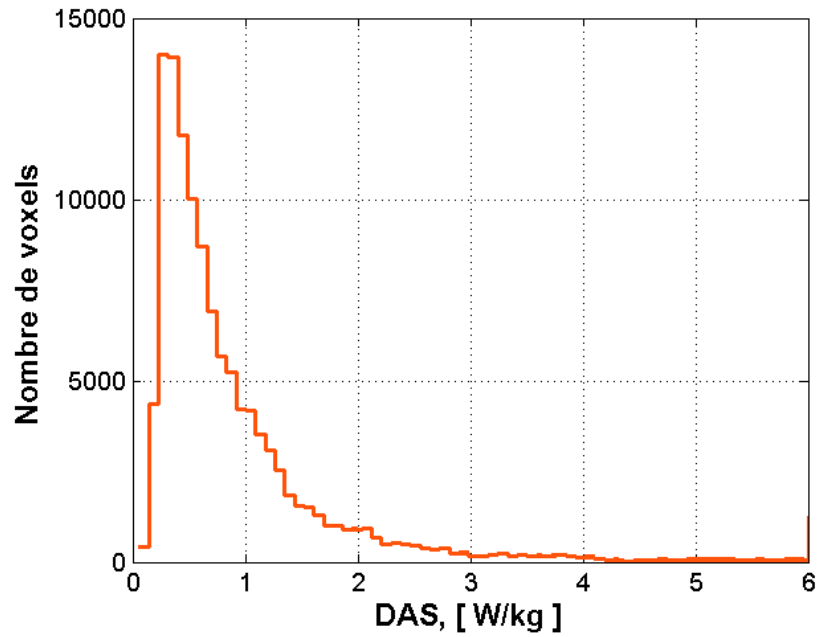


Fig.89 : Histogramme de la répartition du DAS pour 1 watt incident dans la solution biologique ( $h_{\text{solution petite boîte}} = 2 \text{ mm}$ ) exposée à 900 MHz, avec le ménisque.

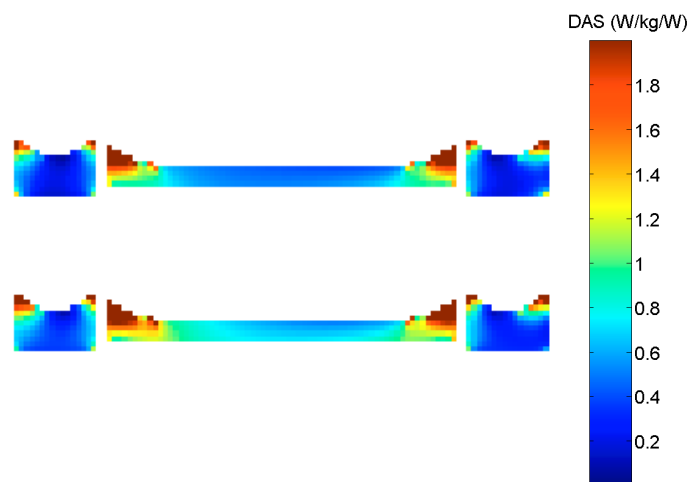


Fig.90 : Distribution de DAS pour 1 watt incident dans le plan xOz avec prise en compte du ménisque,  $h_{\text{solution petite boîte}} = 2 \text{ mm}$ .

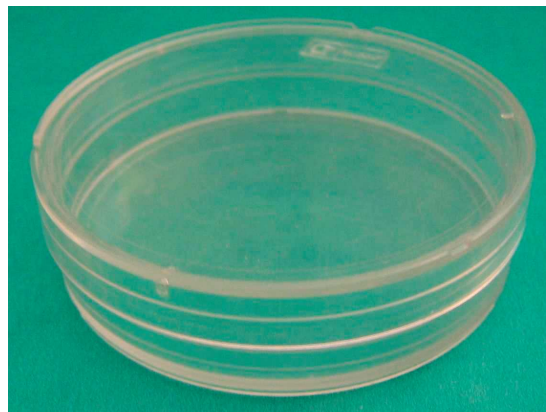
Le ménisque joue donc un rôle important dans l'estimation du DAS.

## **IV. Dosimétrie thermique**

### **IV.1. La modélisation**

#### **IV.1.a. La boîte de Pétri**

Dans la plupart de nos dispositifs, la solution biologique étudiée est placée dans une boîte de Pétri, un support biologique couramment utilisé. Il s'agit d'une boîte cylindrique en plexiglas, peu profonde, pouvant accueillir un couvercle Fig.91.



**Fig.91 : Boîte de Pétri de diamètre 35 mm.**

Il existe plusieurs dimensions de boîtes de Pétri, nos systèmes utilisent des boîtes de diamètre interne de 34 mm et de diamètre externe 36 mm (Fig.92). Dans certains cas, ces petites boîtes sont placées dans des boîtes de dimensions plus élevées pour une meilleure performance du système (amélioration de l'homogénéité du DAS de la boîte intérieure). L'étude biologique se fait toujours à partir de la solution contenue dans les petites boîtes.

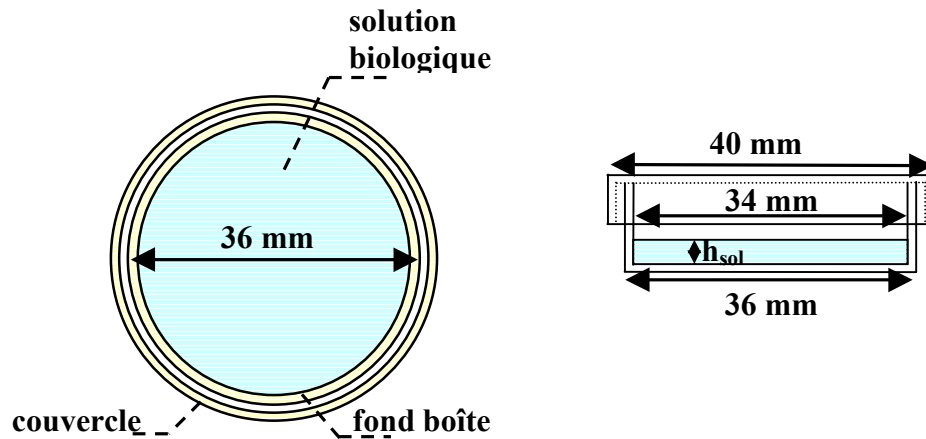


Fig.92 : Schéma de la boîte de Pétri

D'autre part, le choix de ce support réside entre autres dans le fait qu'il permet l'obtention d'un DAS homogène. La température, dans ce cas, peut être déterminée en ne considérant que le phénomène de conduction thermique du fait de l'absence des phénomènes de convection thermique.

Comme nous l'avons dit, la boîte de Pétri est en plexiglas, or ce milieu de faible diffusivité doit être discrétisé plus finement.

Les paramètres thermiques des matériaux utilisés pour la simulation de la boîte de Pétri sont donnés dans le Tab.XVIII.

Tab.XVIII : Paramètres thermiques des matériaux composant la boîte de Pétri

	$K_t$ $W.m^{-1}.K^{-1}$	$C_m$ $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$\rho_m$ $kg/m^3$	$Dt$ $10^{-7} m^2/s$
Air	0.0251	1012	1.164	213.08
Eau	0.606	4178	1000	1.45
Plexiglas	0.12	1200	1100	0.91

Du point de vue du temps de calcul, un « compromis » doit être trouvé entre les pas spatiaux utilisés pour les différents milieux et le pas de temps. En effet, plus le pas temporel sera élevé plus le temps de calcul sera réduit.

#### IV.1.a.i. Cas 1D

Afin de déterminer comment discrétiser chaque milieu, une étude à une dimension est menée, dans laquelle les trois milieux sont considérés. La dimension du domaine est de 50 mm, l'interface eau/plexiglas est localisée à 17 mm et l'interface plexiglas/air est située 1 mm plus loin soit à 18 mm (Fig.93).

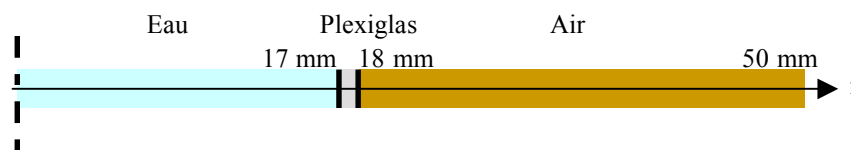


Fig.93 : Modèle 1D pour l'étude de la discrétisation des différents milieux caractéristiques de la boîte de Pétri

Un DAS homogène de 200 W/kg est considéré. Les résultats sont présentés pour un temps d'exposition de 120 secondes.

Pour les discrétisations envisagées dans le chapitre 2, à savoir une discrétisation de 500  $\mu\text{m}$  pour l'ensemble du volume puis une discrétisation de 62,5  $\mu\text{m}$  pour le plexiglas, le pas de temps est égal à 5,87 ms si on ne prend en compte qu'une seule dimension.

Or le milieu qui nous intéresse est le milieu biologique, aussi une discrétisation plus fine dans ce milieu peut être envisagée afin d'avoir une meilleure estimation de la température. De plus, le milieu occupant le plus grand volume à modéliser est l'air, un maillage plus grossier serait donc intéressant.

Le pas temporel est fonction de deux paramètres caractérisant chaque milieu : le pas spatial et la diffusivité. Notre objectif a été de jouer sur ces deux grandeurs afin

d'avoir une estimation la plus correcte possible de la température et un pas de temps élevé pour réduire le nombre d'itérations temporelles.

Nous cherchons à avoir un pas temporel comparable dans les différents milieux. Le tableau Tab.XIX récapitule les paramètres de modélisation qui permettraient une meilleure estimation de température, tout en prenant en compte les contraintes énoncées, à savoir :

- un maillage fin pour le milieu biologique
- un maillage adéquat pour le plexiglas pour « voir » la décroissance de température, et ainsi avoir une bonne estimation des résultats aux interfaces.
- un maillage plus grand pour l'air, notamment pour repousser, sans affecter le temps de calcul, les conditions aux limites.

**Tab.XIX : Choix des pas spatiaux envisagés pour chacun des milieux.**

	$\Delta$ $\mu\text{m}$	$Dt$ $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$\Delta t$ par milieux ms	$\Delta t$ final ms
<b>Air</b>	<b>1000</b>	213.08	23.47	<b>21.48</b> <i>imposé par le plexiglas</i>
<b>Eau</b>	<b>83.33</b>	1.45	23.94	
<b>Plexiglas</b>	<b>62,5</b>	0.91	<b>21.48</b>	

La figure Fig.94 présente une comparaison de la température obtenue avec un maillage uniforme de 62,5  $\mu\text{m}$  et celle obtenue avec un sous-maillage tel que le milieu biologique est discrétisé avec un pas de 83,33  $\mu\text{m}$ , le plexiglas avec  $\Delta = 62,5 \mu\text{m}$  et l'air avec  $\Delta = 1 \text{ mm}$ . On note une excellente similitude entre les deux courbes y compris à l'interface comme le confirme la figure Fig.94. Cette méthode permet de passer d'un pas de temps de 0,092 ms à un pas de temps de 21,48 ms.

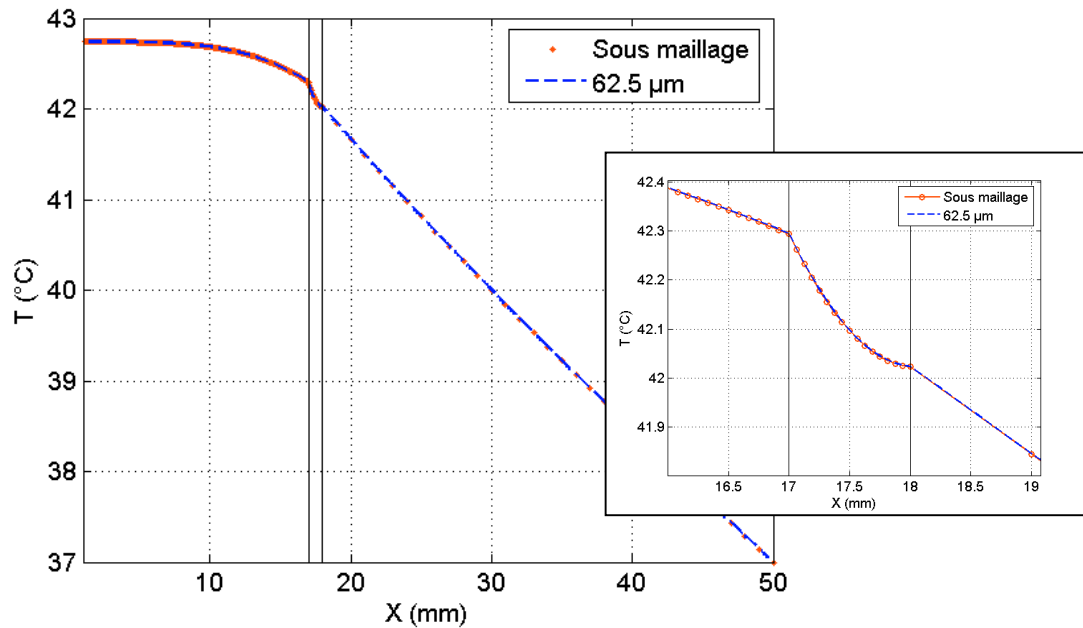


Fig.94 : Comparaison des profils de température pour une discrétisation uniforme (62,5  $\mu\text{m}$ ) et une discrétisation dépendante du milieu (83,33  $\mu\text{m}$  pour l'eau, 62,5  $\mu\text{m}$  pour le plexiglas, 1 mm pour l'air),  $t = 120$  s.

Cependant, la cellule fil-plaque qui est le dispositif à modéliser est composée de parties métalliques en inox, qui présentent des paramètres thermiques très contraignants vis-à-vis du pas d'échantillonnage spatial.

#### IV.1.b.La cellule fil-plaque

En plus de l'air, de l'eau et du plexiglas, la cellule fil-plaque est composée d'inox qui a une diffusivité égale à  $45,32 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ , ce qui impose un pas temporel faible.

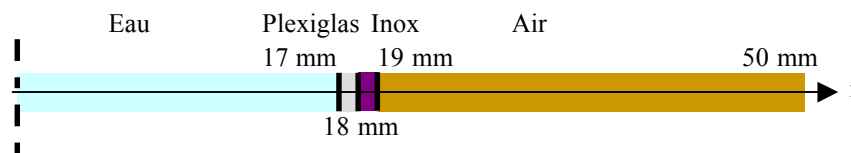
Pour avoir une bonne estimation de la température dans le milieu biologique, le milieu métallique doit être maillé avec un pas spatial au moins égal à 125  $\mu\text{m}$ , or le pas de temps imposé par cette discrétisation est proche de 1,7 ms, ce qui induit un temps de calcul considérable.

Le pas temporel dépend de la discrétisation spatiale mais aussi de la diffusivité thermique, dans le cas de l'inox c'est elle qui impose la contrainte sur le pas de temps. Rappelons que l'objectif est d'obtenir une estimation la plus correcte possible de la

température dans le milieu biologique, une erreur « raisonnable » peut être envisagée sur les valeurs de température dans l'inox si celles-ci n'influent pas sur l'élévation dans la solution.

Nos contraintes sont toujours les mêmes c'est-à-dire un maillage fin pour le milieu biologique et le plexiglas et, un maillage plus grossier pour l'air. Tout en maintenant un pas temporel qui n'engendrera pas de temps de calcul trop élevé.

Afin de déterminer les meilleurs paramètres pour la modélisation de la cellule fil-plaque, la même étude que précédemment (à une dimension, pour un DAS homogène de 200 W/kg) est menée. Le milieu métallique est ajouté en contact avec le plexiglas comme c'est le cas dans la cellule fil plaque, son épaisseur est de 1 mm (Fig.95).



**Fig.95 : Modèle 1D pour l'étude de la discrétisation des différents milieux caractéristiques de la cellule fil-plaque**

Nous avons remarqué que modifier les différentes discrétisations ne permettait pas de changer dans un rapport raisonnable le pas de temps. Le choix a donc été fait de conserver les mêmes paramètres de modélisation que pour l'étude de la boîte de Pétri et de « jouer » sur la diffusivité thermique de l'inox.

Ainsi, le tableau Tab.XX donne les pas spatiaux pris pour la modélisation de chacun des milieux ainsi que leur diffusivité.

**Tab.XX : Choix des pas spatiaux envisagés pour chacun des milieux de la cellule fil-plaque.**

	$\Delta$ $\mu\text{m}$	$Dt$ $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$\Delta t$ par milieux ms	$\Delta t$ final ms
<b>Air</b>	<b>1000</b>	213.08	23.47	21.48 <i>imposé par le plexiglas</i>
<b>Eau</b>	<b>83.33</b>	1.45	23.94	
<b>Plexiglas</b>	<b>62,5</b>	0.91	<b>21.48</b>	
<b>Inox</b>	<b>500 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>22.67</b>	55.14	

L'air sera donc discrétisé avec un pas spatial de 1 mm, l'eau avec  $\Delta = 83,33 \mu\text{m}$ , le plexiglas avec  $\Delta = 62,5 \mu\text{m}$  et l'inox avec  $\Delta = 500 \mu\text{m}$  mais sa diffusivité sera divisée par deux. La figure Fig.96 présente une comparaison entre la température obtenue avec ce maillage et celle déterminée avec un pas spatial uniforme dans tout le volume. Il y a bonne concordance entre les deux profils de température dans le milieu biologique, l'écart reste relativement faible au niveau de l'inox.

Diviser par deux la diffusivité de l'inox, n'induit pas une erreur supérieure à 1 % dans le milieu biologique, elle devient légèrement plus élevée au niveau de l'inox ( $\sim 3 \%$ ). Cependant il s'agit là d'un bon compromis puisque le pas de temps permet d'envisager des temps de simulation compatibles avec les temps d'exposition des cellules en expérimentation, sans induire d'erreurs importantes sur la température.

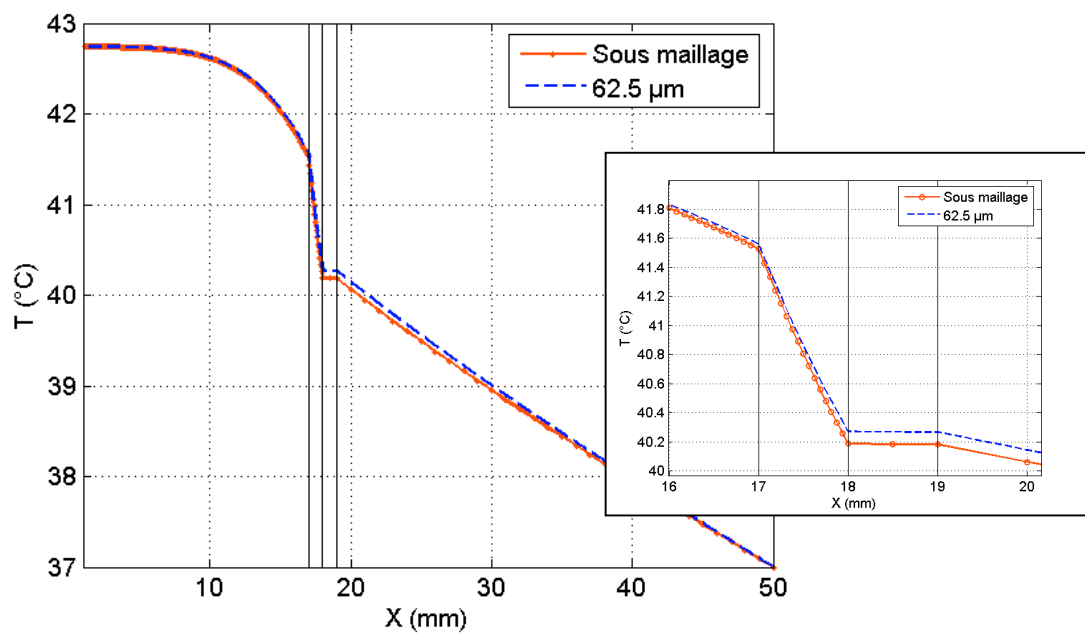


Fig.96 : Comparaison des profils de température pour une discrétisation uniforme ( $62,5 \mu\text{m}$ ) et une discrétisation dépendante du milieu ( $83,33 \mu\text{m}$  pour l'eau,  $62,5 \mu\text{m}$  pour le plexiglas,  $1 \text{ mm}$  pour l'air,  $500 \mu\text{m}$  pour l'inox avec une diffusivité divisée par 2),  $t = 120 \text{ s}$ .



#### IV.1.b.i. Passage au cas 3D

Lors du passage en trois dimensions, il s'est avéré que le choix d'un pas spatial de 62,5  $\mu\text{m}$  pour le plexiglas entraînait des dimensions de matrice trop importantes à gérer (place mémoire, temps de calcul) du fait de la géométrie cylindrique.

Chaque « bloc » de plexiglas étant considéré comme un sous domaine, la couronne de plexiglas lors de l'ajout de la troisième dimensions complexe à traiter. La solution consistera en une juxtaposition de sous domaines additionnés pour former la couronne de plexiglas (

Fig.97). La méthode de sous maillage, comme nous l'avons dit est une amélioration récente, le passage en trois dimensions n'a pu être effectué.

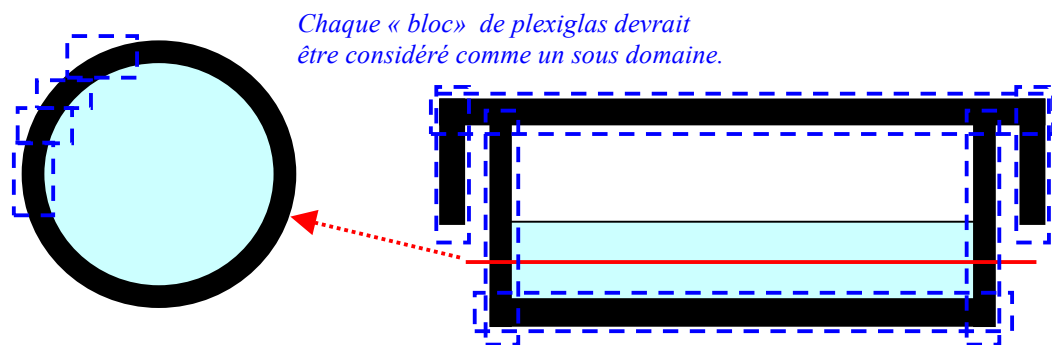
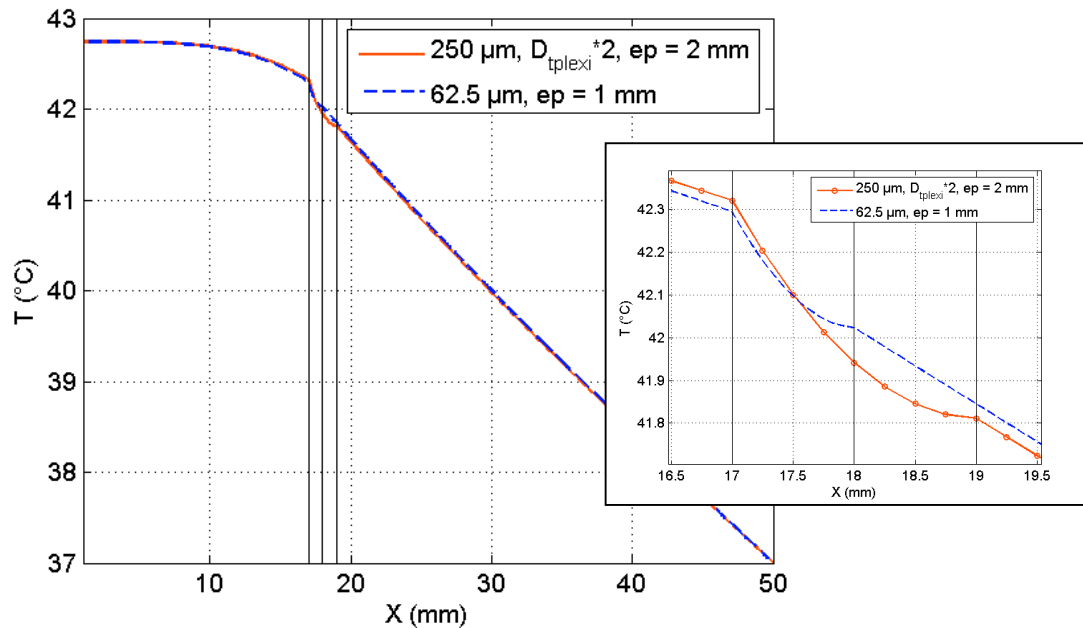


Fig.97 : Mise en place de sous-domaines pour le traitement de la boîte de Pétri.

#### Remarque :

D'autres pistes ont été étudiées. Nous avons cherché à établir un modèle équivalent en modifiant la diffusivité thermique et en jouant sur l'épaisseur des matériaux afin que la décroissance de température puisse être prise en compte. En effet, le plexiglas qui constitue les bords de la boîte de Pétri à une épaisseur de 1 mm. Pour une discrétisation de 62,5  $\mu\text{m}$ , la décroissance de température est correctement considérée. Pour la prendre en compte avec un maillage plus grossier, l'épaisseur du plexiglas doit être augmentée. Nous avons pu constater que pour une discrétisation de 250  $\mu\text{m}$  pour le plexiglas dont on multiplie la diffusivité thermique par deux et dont on

double l'épaisseur, les résultats obtenus étaient similaires au cas où le domaine est discrétisé avec un maillage uniforme de  $62,5 \mu\text{m}$  et avec les bonnes dimensions (Fig.98). Cependant, bien qu'appliquer un facteur 2 sur la diffusivité ne pose pas de problèmes majeurs, augmenter l'épaisseur de plexiglas de 1 mm à 2 mm est contraignant, en particulier au niveau des rebords du couvercle.



**Fig.98 : Comparaison à une dimension d'un cas où le plexiglas de diffusivité thermique multipliée par 2 est discrétisé avec un pas spatial de  $250 \mu\text{m}$  sur 2 mm avec le même cas maillé avec une discrétisation de  $62,5 \mu\text{m}$  et une épaisseur de 1 mm,  $t = 120 \text{ s}$ .**

## IV.2. Etude thermique

### IV.2.a.dosimétrie

Comme nous l'avons vu, afin que l'estimation de température soit la plus proche possible de la réalité, une discrétisation relativement fine doit être envisagée. Mes travaux ont contribué au développement d'une méthode numérique permettant le calcul de la température. Cependant, la technique de sous-domaines plus complexe en trois dimensions n'a pu être mise en place au cours de cette thèse.

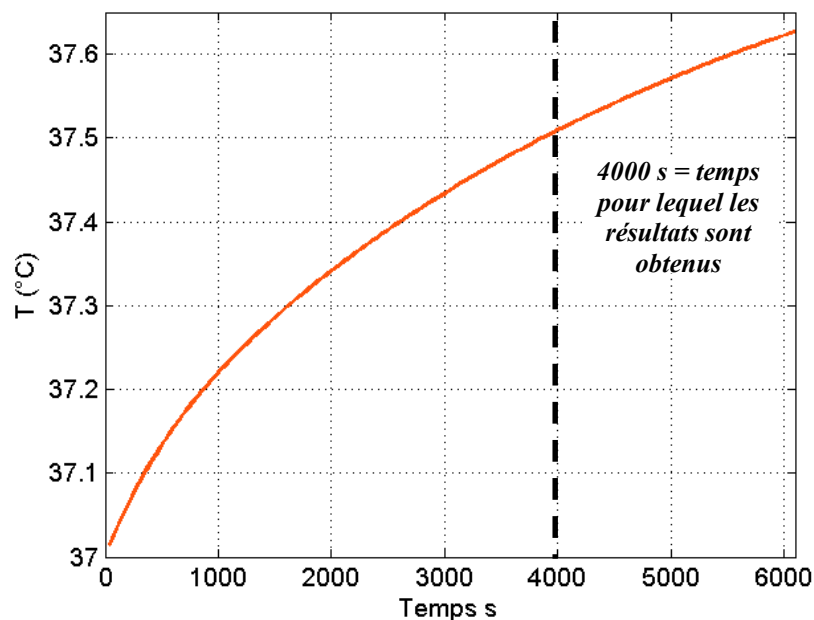
Nous avons donc effectué l'analyse thermique 3D de ce dispositif avec un maillage uniforme de 500  $\mu\text{m}$ .

De plus, dans un souci de simplification, le ménisque n'a pas été considéré.

Après s'être assuré de la validité de cette considération sur un cas à une dimension, la diffusivité thermique de l'air est réduite d'un facteur 100 tout comme la conductivité thermique de l'inox d'un facteur 10, pour réduire les temps de calcul.

Du fait de la double symétrie de la cellule fil plaque, seulement un quart de structure est simulée. Les conditions de Dirichlet ( $T = 37\text{ }^\circ\text{C}$ , incubateur) sont utilisées pour les frontières du domaine « représentant » l'extérieur du système, les conditions de Neumann le sont pour les axes de symétrie.

Dans un premier cas, seul le DAS est considéré comme puissance calorifique (les valeurs de DAS obtenues lors de la dosimétrie électromagnétique représentent le terme source de l'équation de la chaleur).

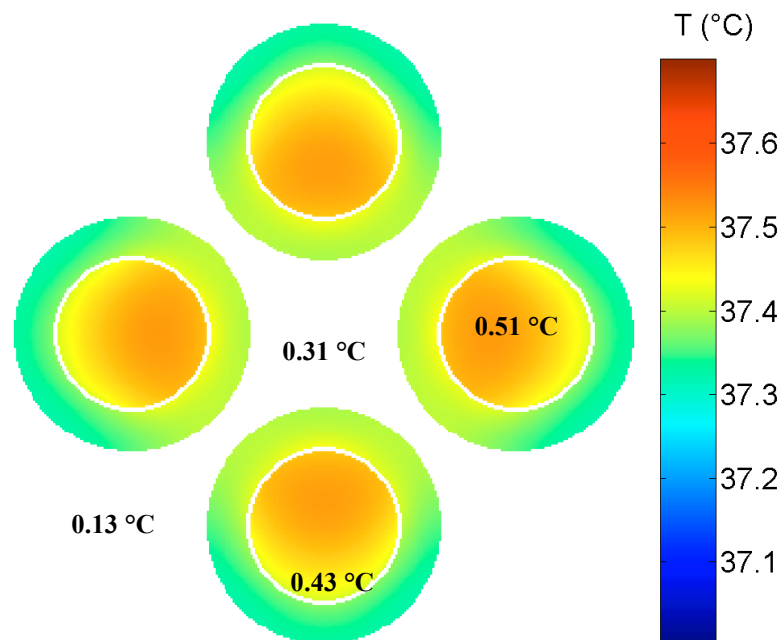


**Fig.99 : Evolution au cours du temps de la température dans le milieu où seule la puissance calorifique liée au DAS est prise en compte**

Le DAS moyen dans la petite boîte est de l'ordre de 2 W/kg. Les résultats sont obtenus après environ 66 minutes (Fig.99).

La cartographie de la figure Fig.100 montre la distribution de température après 66 minutes, dans les boîtes de Pétri du niveau inférieur. On note une distribution quasiment homogène, cependant la température est légèrement plus élevée sur les cotés des boîtes situées vers le centre de la cellule fil-plaque. Il semble donc que les supports biologiques influent les uns sur les autres (Fig.100 & Fig.101).

La température moyenne dans la petite boîte est égale à 0,48 °C et à 0,51 °C au centre de l'échantillon contre 0,31 °C à proximité du fil conducteur.



**Fig.100 : Distribution de température où seule la puissance calorifique liée au DAS est prise en compte, t = 4000 secondes.**

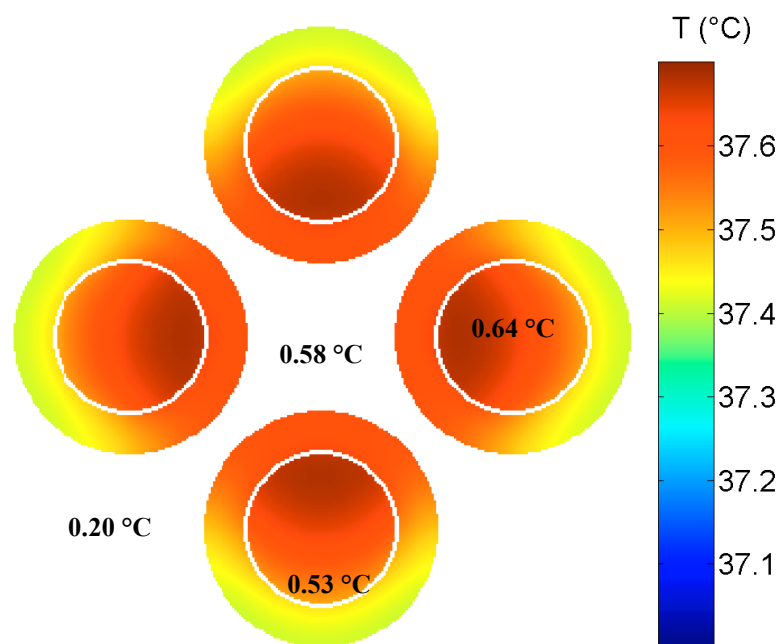
On applique à présent une puissance calorifique comprenant le DAS ( $P_c(i, j, k) = \rho_m \cdot DAS(i, j, k)$ ) mais aussi les pertes métalliques dans le fil conducteur et les plaques.

Les pertes métalliques sont estimées à partir de calculs théoriques. Pour une puissance d'environ 2 W, le courant circulant dans le fil est de l'ordre de 0,28 A, après

estimation de la densité surfacique ( $j_s$ ), les pertes métalliques sont estimées autour de  $0,1 \text{ mW}$  c'est-à-dire  $P_{c_{\text{met}}} \sim 4500 \text{ W/m}^3$ . Pour les plaques, une décroissance linéaire à partir du fil conducteur est appliquée.

On observe une augmentation de la température aussi bien dans le milieu qu'à proximité de la sonde coaxiale.

La figure Fig.101 traduit bien l'influence du chauffage du fil dans les plaques, les zones internes des boîtes étant plus chaudes que les zones externes ( $0,64 \text{ }^\circ\text{C}$  au milieu de la solution biologique contre  $0,53 \text{ }^\circ\text{C}$  près de la zone externe).



**Fig.101 : Distribution de température où la puissance calorifique liée au DAS et aux pertes métalliques est prise en compte,  $t = 4000$  secondes.**

Selon la prise en compte ou non des pertes métalliques dans la puissance calorifique, il apparaît que la génération de chaleur créée par les parties métalliques ne peut être occultée. Leur influence au centre de la cellule fil plaque est mise en évidence, l'élévation double selon le cas considéré.

La simulation permet d'accéder à l'information au cours du temps. Le tableau Tab.XXI montre une comparaison des élévations de température en différents points selon les deux cas et pour deux instants différents 20 minutes et une heure.

**Tab.XXI : Comparaison des températures selon la prise en compte ou non des pertes métalliques dans la puissance calorifique à t = 20 minutes et t = 1heure.**

	20 minutes		1 heure	
	DAS	DAS + PM	DAS	DAS + PM
<b><math>\Delta T</math> au centre du milieu</b>	0.25 °C	0.30 °C	0.48 °C	0.61 °C
<b><math>\Delta T</math> proche du fil conducteur</b>	0.09 °C	0.25 °C	0.29 °C	0.54 °C
<b><math>\Delta T</math> extérieur</b>	0.03 °C	0.06 °C	0.12 °C	0.19 °C
<b><math>\Delta T</math> extrémité de la boîte</b>	0.19 °C	0.22 °C	0.41 °C	0.49 °C
<b><math>\Delta T</math> moyen</b>	0.22 °C	0.26 °C	0.46 °C	0.57 °C

On note que dans les boîtes, la différence de température est multipliée par deux entre 20 minutes et une heure d'exposition.

#### IV.2.b.Résultats expérimentaux

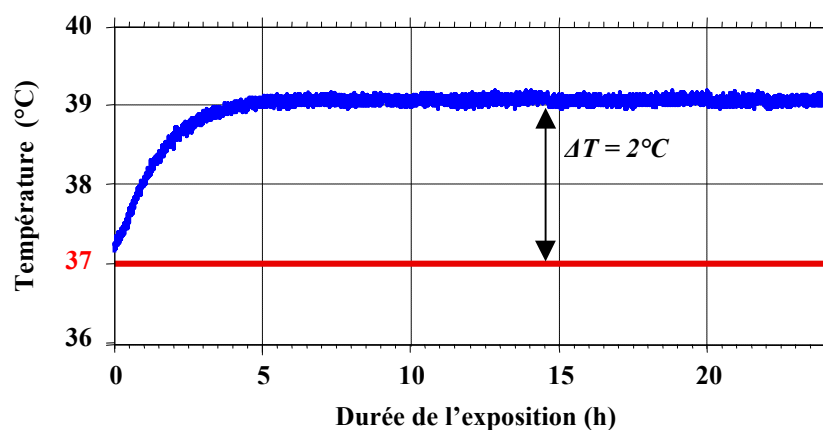
Dans le cadre de nos collaborations avec la faculté de médecine, la cellule fil-plaque a servi, entre autre, pour des études effectuées par Vanessa JOUBERT à la faculté de médecine de Limoges sous la direction du professeur Catherine YARDIN. Vanessa JOUBERT a mené des études dans le but de déterminer si des expositions aux champs radiofréquences pouvaient induire l'apoptose dans certains types de cellules [III.3] & [III.4]. Notons que l'apoptose est un processus de mort programmée, correspondant à une réaction de l'organisme à différents stimuli. Elle résulte de l'exécution d'un programme hautement régulé qui va induire la destruction d'une cellule, tout en préservant l'intégrité tissulaire environnante [III.5].

Une première étude consistait en l'exposition à 900 MHz, dans une cellule fil-plaque, de cellules SH-SY5Y (issue de neuroblastome humain) avec des ondes continues (CW) ou pulsées de type GSM, et ce pendant 24 heures. Le DAS moyen utilisé était de 2 W/kg (soit 0,25 W/kg en moyenne en GSM). Une élévation de 2 °C a été détectée dans les cellules exposées durant l'exposition en CW. L'apoptose a été

étudiée immédiatement et 24 heures après l'exposition, en utilisant trois techniques différentes [III.5]. Joubert et al. concluent que les résultats de cette étude montrent que dans les conditions expérimentales utilisées, les radiofréquences n'induisent pas l'apoptose des cellules SH-SY5Y [III.3].

Dans une seconde étude, ce sont des cultures de neurones de rat, qui ont été exposées à 900 MHz avec des ondes de types GSM, pendant 24 heures, toujours dans une cellule fil-plaque. Le DAS moyen utilisé était de 0,25 W/kg, soit 2 W/kg crête. L'apoptose a été étudiée immédiatement et 24 heures après l'exposition, en utilisant trois techniques spécifiques de trois étapes du processus apoptotique [III.5]. Lors de cette étude, Joubert et al n'ont relevé aucune élévation de température au cours de l'exposition. Cette étude a montré que, dans les conditions expérimentales utilisées, l'exposition in vitro à un signal GSM-900 avec un DAS moyen de 0,25 W/kg pendant 24 heures, n'induisait pas l'apoptose des neurones corticaux de rat, que ce soit à 0 ou 24 heures [III.4].

Les mesures de température effectuées sont reportées sur la figure Fig.102. Une différence de température de 2 °C est mesurée au sein de la solution biologique correspondant à une élévation 1 °C/(W/kg).



**Fig.102 : Relevé de température dans le milieu d'une boîte exposée (Luxtron) effectué à la faculté de médecine de Limoges par V. JOUBERT, exposition CW.**

Par ailleurs, dans le tableau Tab.XXII, sont données les températures mesurées à proximité de la sonde et dans l'incubateur, elles révèlent que le milieu extérieur ne

reste pas à 37 °C. La différence de température entre la solution biologique et le milieu extérieur au centre de la cellule fil plaque est autour de 0,5 °C.

**Tab.XXII: Mesures expérimentales de température dans la cellule fil plaque lors d'une exposition à 2 W/kg effectuées par Vanessa JOUBERT**

	Dans la solution biologique 35 mm	Dans l'eau 55 mm	Dans la cellule FP à proximité de la sonde coaxiale	Dans l'incubateur
Température	38.9 °C	38.7 °C	38.4 °C	37.2 °C

#### IV.2.c.Conclusion

De part le temps consacré au développement puis à l'amélioration du code, les travaux sur la cellule fil-plaque présentés ici, sont une étape essentielle à une étude plus complète de ce dispositif.

En outre, il a été démontré que les éléments métalliques constitutifs des dispositifs et susceptibles d'engendrer des variations de température doivent être pris en compte. Pour une simulation complète et en trois dimensions du dispositif, on note un écart de 0,13 °C, au bout de 66 minutes, dans la solution biologique entre le cas où seul le DAS est considéré et le cas où les pertes métalliques sont ajoutées dans le terme de puissance calorifique. A proximité du fil, l'écart est autour de 0,27 °C entre les deux configurations, ce qui tend à prouver que le milieu extérieur ne se maintient pas à 37 °C. Cela est confirmé par les mesures expérimentales qui révèlent une température autour de 38,4 °C à proximité de la sonde coaxiale.



## **V.Conclusion**

Nous avons présenté dans ce chapitre, l'étude menée sur un système d'exposition : la cellule fil plaque. Ce dispositif composé de deux plaques en inox reliées par une sonde coaxiale, permet l'exposition de milieux biologiques.

Selon les études menées, la configuration d'exposition n'est pas la même, l'incubateur peut être différent, la quantité de solution peut varier ainsi que le nombre de boîtes exposées. Les travaux de Laurence LAVAL ont donc été repris pour considérer de nouveaux détails.

L'étude électromagnétique a montré une distribution de DAS relativement homogène au sein de la solution biologique. L'influence du ménisque a également été mise en évidence.

Le premier aspect de l'étude thermique a consisté à déterminer, sur un cas à une dimension, les paramètres de modélisation. Quatre milieux ont été considérés pour cette analyse, l'air, l'eau, le plexiglas et l'inox. Ces matériaux de par leurs différentes caractéristiques thermiques influent différemment sur la température. En prenant en compte chacune de leur diffusivité, la résolution spatiale désirée pour chaque milieu et le pas temporel engendré, nous avons proposé un modèle pour lequel l'estimation de température serait optimale. La modélisation en trois dimensions de la structure a soulevé certaines questions, les discrétisations envisagées engendrant des matrices et des temps de calculs trop importants. Aussi, le système complet a été discrétisé avec un pas spatial uniforme de 500  $\mu\text{m}$ . Deux cas, avec et sans prise en compte des pertes métalliques, ont été testés et ont pu mettre en évidence l'influence des pertes dans les plaques en inox sur les valeurs de température.

# CHAPITRE 4

*Application à un dispositif  
présentant un fort gradient de  
température*



# **CHAPITRE 4 : APPLICATION A UN DISPOSITIF PRESENTANT UN FORT GRADIENT DE TEMPERATURE**

## **I.Introduction**

En octobre 2003, les recherches menées par Carole ROUGIER avaient pour objectif l'étude des interactions entre la bactérie *Escherichia coli* et les micro-ondes appliquées en mode discontinu dans des conditions faiblement thermiques [IV.1]. Pour cela, un dispositif incluant une cavité métallique et un tube à essai est mis en place et différents protocoles ont été étudiés. Les conclusions de cette étude sont qu'une modification d'intégrité membranaire des bactéries pouvait être induite par les micro-ondes. Les mesures expérimentales de température tendaient à prouver que ces effets étaient non thermiques, cependant la dosimétrie numérique, par le biais du DAS, mettait en évidence deux points chauds. Dès lors s'est posée la question de la détermination précise de la température nécessitant la prise en compte des phénomènes conductif et convectif.

Aussi dans ce chapitre, nous repartirons des résultats présentés dans la thèse de Carole ROUGIER.

Le premier paragraphe sera consacré à la description du dispositif avec une présentation du système et du protocole d'exposition. Nous y montrerons également la

caractérisation thermique réalisée justifiant les interrogations sur la considération du seul phénomène de conduction thermique.

Ensuite, une étude électromagnétique sera effectuée avec évaluation des champs au sein de la cavité. Le DAS en sera ensuite déduit en vue de l'étude thermique qui fera l'objet du paragraphe suivant.

Enfin, les résultats obtenus en prenant en compte la conduction thermique dans un premier temps puis la convection thermique seront présentés et discutés dans une dernière partie.

## **II. Présentation du dispositif**

### **II.1. Présentation du système**

Ce système d'exposition fut conçu pour fonctionner à 2,45 GHz et consiste en un banc d'exposition composé de trois parties principales (Fig.103) :

- Un générateur micro-onde (Notons que différents générateurs ont été utilisés pour cette étude [IV.1]).
- Un guide d'onde rectangulaire permettant l'excitation en acheminant l'onde, du générateur à l'applicateur.
- Un applicateur, c'est-à-dire une cavité cylindrique résonnant à 2,45 GHz (Fig.104). C'est dans cette cavité que se trouve le tube à essai (en verre) contenant 5 mL de solution biologique (initialement à 20 °C) qui sera exposée aux micro-ondes.

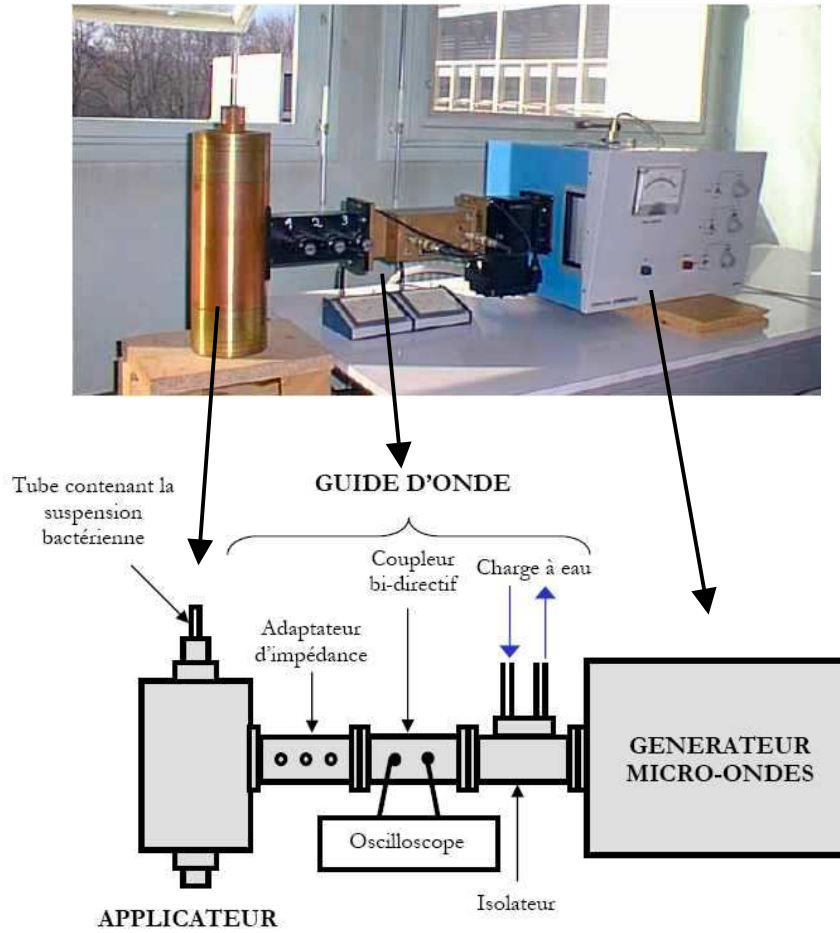


Fig.103 : Présentation du système d'exposition

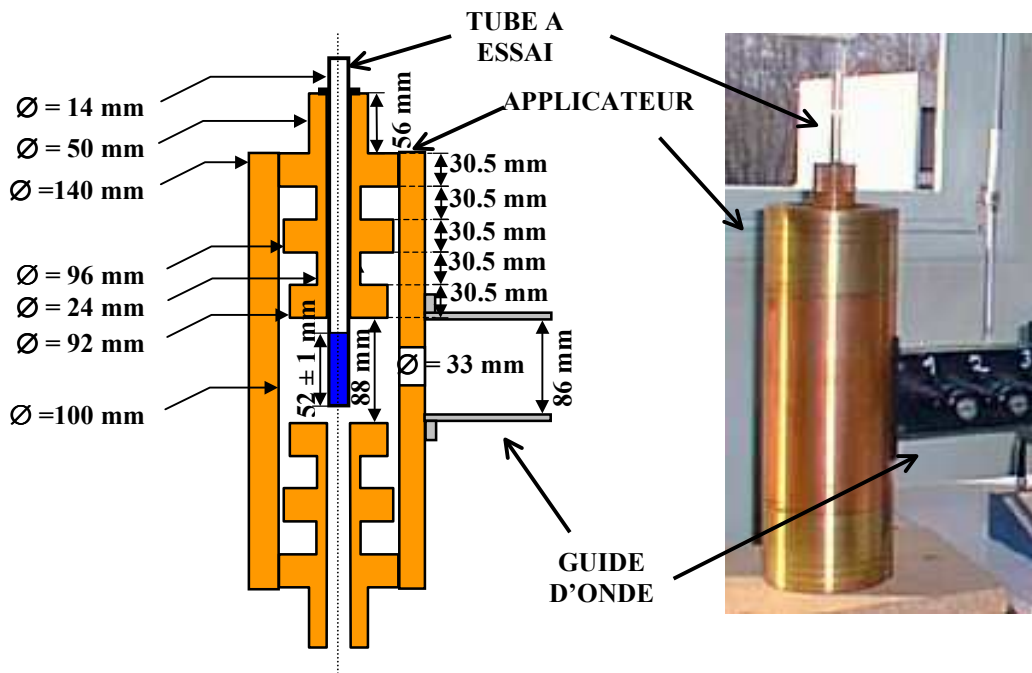


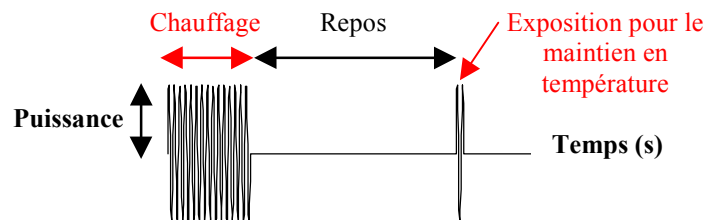
Fig.104 : Coupe détaillée de la cavité résonnante et du tube à essai

## **II.2. Protocole d'exposition**

Ces études se plaçant dans des conditions faiblement thermiques, le protocole d'exposition mis en place consistait à envoyer des impulsions micro-ondes de façon à obtenir la température désirée.

Le protocole consiste en deux phases (Fig.105 & Fig.106) :

- Une phase où la solution biologique est exposée aux micro-ondes ; c'est la phase de chauffage. Cette étape permet la montée en température (de la température ambiante à la température voulue).
- Une phase de maintien en température, c'est-à-dire que durant cette phase, la température reste relativement constante. Pour cela, une période de repos et une nouvelle phase d'exposition se succèdent par alternance jusqu'au terme de l'exposition. Dans notre étude, une seule « alternance » sera étudiée.



**Fig.105 : Protocole d'exposition**

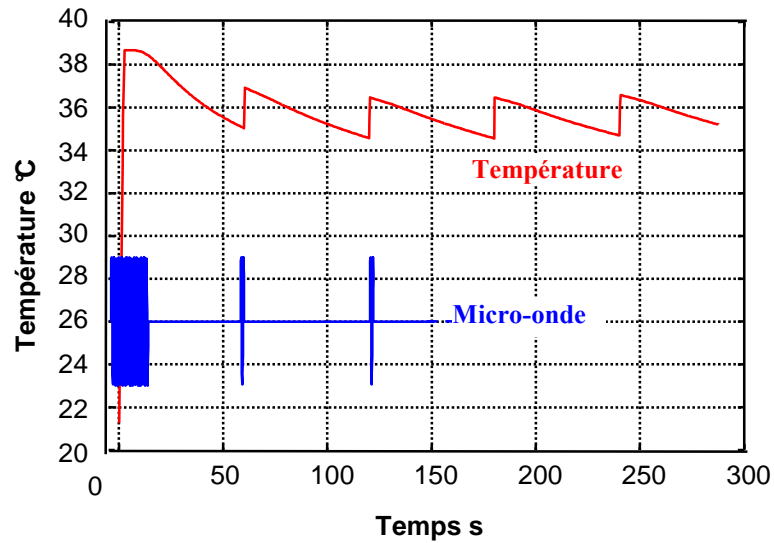


Fig.106 : Protocole d'exposition : cas d'une exposition à 200W, permettant le passage de 20 °C à 37 °C.

### II.3. Caractérisation thermique

Une caractérisation spatio-temporelle a été réalisée au sein de la suspension bactérienne. Ces mesures, effectuées tous les millimètres dans le volume de la solution, ont été réalisées sous irradiation grâce à une sonde Luxtron. Elle est constituée d'une fibre optique gainée assurant la liaison entre un module d'acquisition et un capteur de température (insensible aux micro-ondes) (Fig.107).

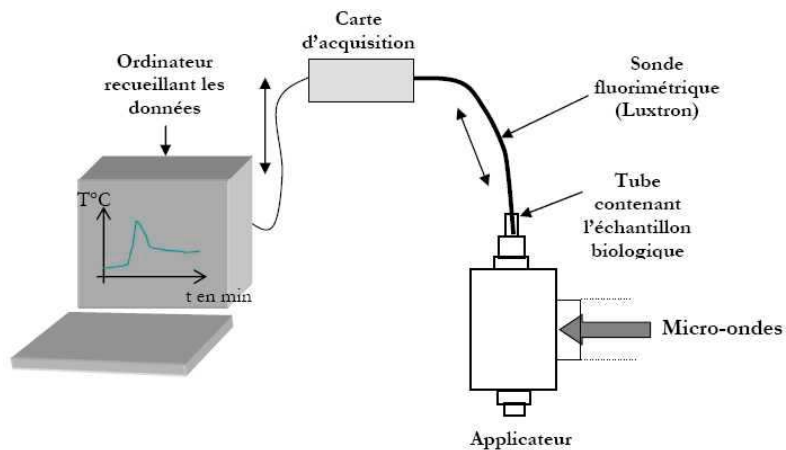


Fig.107 : Schéma général du principe de mesure et d'acquisition de la température.



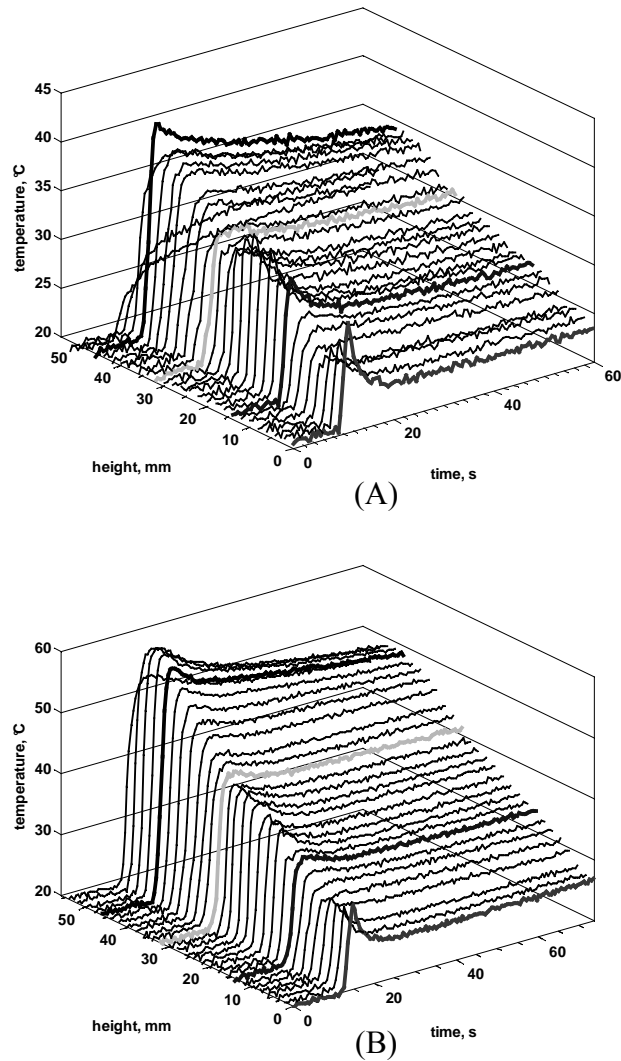
Les durées des différentes phases ont été déterminées en fonction de la température finale désirée et de la puissance micro-onde appliquée.

Des études sont réalisées pour une puissance de 400 W, pour des températures finales désirées de 37 °C et 50 °C (Tab.XXIII). Les temps de chauffage correspondants sont de 1.15 secondes pour une température désirée de 37 °C et de 2,23 secondes pour 50 °C.

**Tab.XXIII : Protocole d'exposition (générateur SAIREM) en fonction de la température finale désirée et de la puissance micro-onde émise**

	Puissance	Durée de la phase de chauffage	Durée de la phase de maintien en température	Durée de la phase d'exposition
37 °C	400 W	1.15 s	60 s	~ 0.1 s
50 °C	400 W	2.3 s	60 s	~ 0.2 s

Les répartitions spatio-temporelles de température obtenues pour chaque exposition sont données par la figure Fig.108. Elles donnent la variation de température sur une plage de temps de 60 secondes comprenant la phase de chauffage et la phase de maintien en température en fonction de la hauteur du tube à essai.



**Fig.108 : Distribution spatio temporelle de température après exposition aux micro-ondes discontinues (phase C) à 400 W (générateur SAIREM) à 37°C (A) et à 50°C (B) [IV.1].**

Nous observons une brusque augmentation de la température qui marque le début de l'exposition aux micro-ondes, puis la température tend à se stabiliser au cours du temps (Phase de maintien en température).

Par ailleurs, ces mesures expérimentales montrent une distribution de température qui suit un gradient croissant avec la hauteur du tube (Fig.108).

### **III. Dosimétrie électromagnétique**

Une dosimétrie électromagnétique en trois dimensions en coordonnées cartésiennes de ce système a été réalisée dans le cadre des travaux de thèse de Carole ROUGIER [IV.1]. Les résultats seront donc brièvement repris ici. De plus, l'étude thermique ayant été menée en coordonnées cylindriques le débit d'absorption spécifique sera estimé selon un plan considéré dans ce système de coordonnées.

#### **III.1. Généralités**

La cavité fonctionne sur le mode  $TE_{111}$  à 2,45 GHz.

Ses dimensions sont :

- Un rayon égal à 50 mm.
- Une hauteur égale à 88 mm.

Les caractéristiques diélectriques, à savoir la permittivité relative  $\epsilon_r$  et la conductivité électrique  $\sigma$ , sont :

- Pour la solution biologique :  $\epsilon_r = 75$ ,  $\sigma = 2,85$  S/m.
- Pour le vide :  $\epsilon_r = 1$ ,  $\sigma = 0$  S/m.
- Pour le verre :  $\epsilon_r = 7,5$ ,  $\sigma = 0$  S/m.

Pour la simulation, le guide d'onde, l'adaptateur d'impédance, la cavité cylindrique (+ ouverture) et le tube à essai sont pris en compte (Fig.109). La structure est discrétisée avec un pas spatial de  $\Delta = 333$   $\mu\text{m}$ .

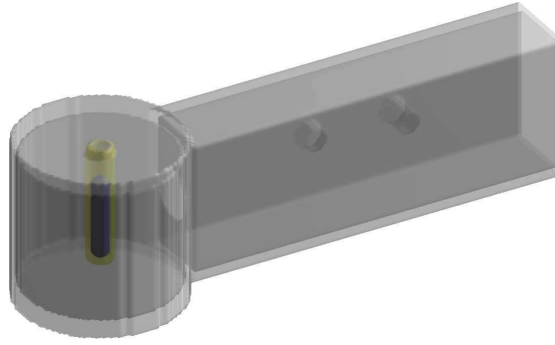
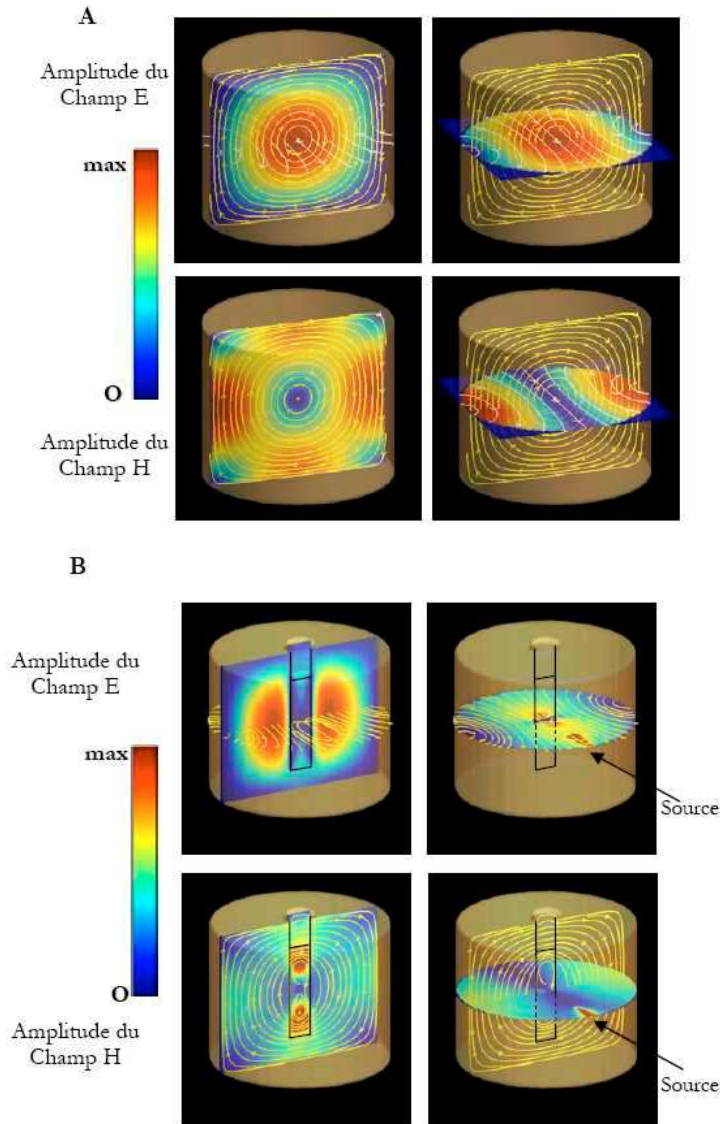


Fig.109 : Structure simulée

### **III.2. Les champs électriques et magnétiques**

Les simulations électromagnétiques (Fig.110) montrent que, pour la cavité à vide, le champ électrique est à son maximum au centre de la cavité, inversement au champ magnétique. C'est donc dans une zone où le champ E est maximum (cavité à vide) qu'est placé le tube à essai.

Il a été constaté que le tube n'avait que peu d'influence sur le milieu extérieur, en effet peu de différences sont à noter en comparaison avec la cavité à vide. Cependant, dans la solution biologique, l'amplitude du champ électrique E est moins importante que pour la cavité à vide, du fait de la forte différence de permittivité entre la solution et le vide. D'autre part, aux deux extrémités du tube, les amplitudes des champs E et H sont plus élevées qu'au centre du tube [IV.1].



**Fig.110 : Cartographies (Xlim) des champs électrique (E) et magnétique (H) au sein de la cavité cylindrique vide (A) et de la cavité contenant le tube (B). Les lignes de champs verticales correspondent au champ H, les lignes horizontales au champ E.**

Les valeurs des champs calculés, présentées dans le tableau Tab.XXIV, confirment l'importante hétérogénéité observée.

**Tab.XXIV : Valeurs des champs E et H au sein de la suspension (d'après Fig.110) pour 1 W incident.**

	Valeur moyenne	Ecart type	Valeur maximale	Valeur minimale
<b>E V/m</b>	364	323	373	2.3
<b>H A/m</b>	6.5	4.2	18.4	0.3

### III.3. Le débit d'absorption spécifique : le DAS

Le DAS est déterminé par la formule :  $DAS = \frac{\sigma E^2}{2\rho_m}$ .

#### III.3.a.Estimation théorique du DAS

Le tube à essai contient environ 5 mL (soit  $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ) de solution bactérienne. La densité de ce milieu biologique est prise égale à celle de l'eau à savoir  $1000 \text{ kg/m}^3$ . On en déduit que la solution pèse 5 grammes, donc pour 1 watt incident le DAS moyen est estimé à 200 W/kg.

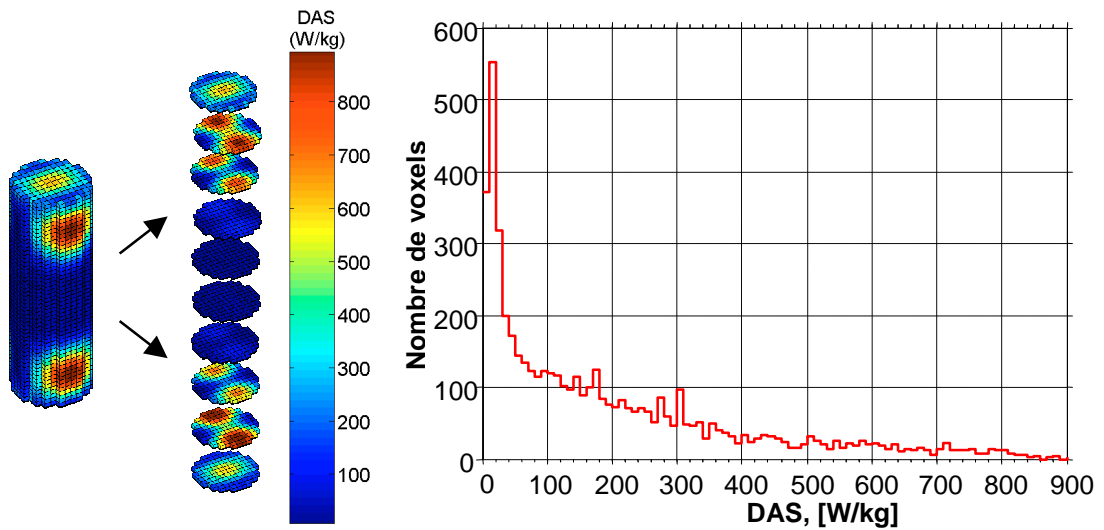
#### III.3.b.Calcul numérique du DAS, en 3D cartésien

Sur la figure Fig.111 est représentée la cartographie de DAS, elle montre une distribution très hétérogène. En effet, le DAS maximal est localisé dans les deux zones situées dans le haut et le bas du tube. Par ailleurs, les plans de coupe révèlent que les plus fortes valeurs sont obtenues aux bords des extrémités du tube.

Pour 1 Watt incident, le DAS moyen au sein de la solution biologique est de 189 W/kg (Tab.XXV), ce qui est proche de la valeur théorique.

**Tab.XXV : Valeurs de DAS pour 1 watt incident obtenus dans un système de coordonnées cartésiennes en 3D.**

	DAS estimé	DAS moyen	DAS maximum	DAS minimum
3D cartésien	<b>200 W/kg</b>	189 W/kg	890 W/kg	0.4 W/kg



**Fig.111 : Distribution de DAS & Histogramme de la répartition du DAS en fonction du nombre de voxels dans la suspension entière exposée à 2.45 GHz dans la cavité cylindrique pour 1 watt incident en 3D cartésien.**

Le graphique de la figure Fig.111 montre la répartition du DAS en fonction du nombre de voxels dans la suspension entière, il confirme la forte hétérogénéité du DAS au sein de la solution biologique.

### III.3.c.Calcul numérique du DAS, en 2D cylindrique

Ce système présentant une géométrie cylindrique, nous avons réalisé le calcul du DAS en coordonnées cylindriques et en deux dimensions à symétrie de révolution. Ce choix suppose, que du fait de l'hétérogénéité du DAS dans toutes les directions, une partie de l'information ne sera pas considérée.

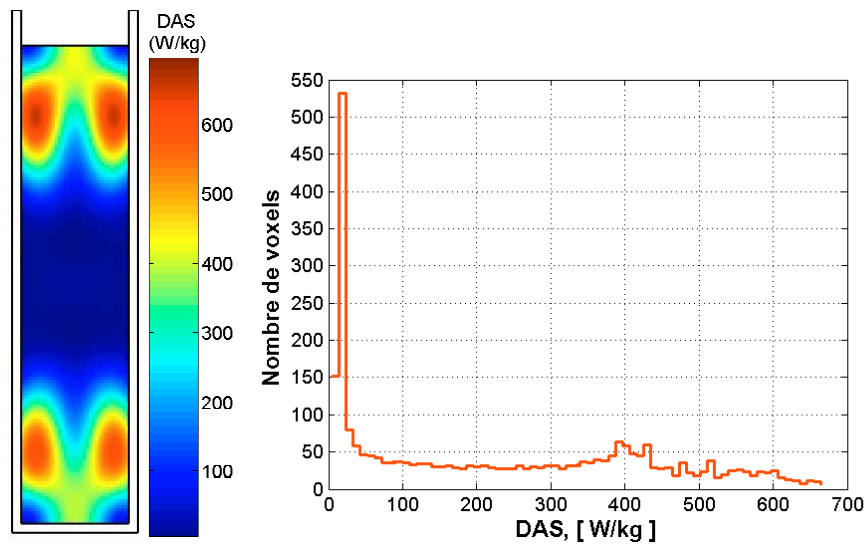
Nous avons fait le choix de nous placer dans un plan de coupe particulier (Fig.112) où le DAS est proche de sa valeur maximale.

Les résultats sont présentés dans le tableau Tab.XXVI.

**Tab.XXVI : Valeurs de DAS pour 1 watt incident obtenus dans un système de coordonnées cylindriques en 2D & selon le plan de coupe considéré.**

	DAS moyen	DAS maximum	DAS minimum
2D cylindrique	229 W/kg	664 W/kg	4.72 W/kg

Aussi, la figure Fig.112 montre, respectivement, la distribution et la répartition du DAS en fonction du nombre de voxels dans le plan de coupe considéré.



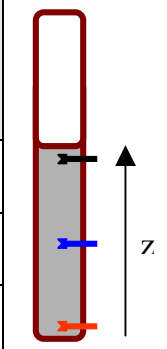
**Fig.112 : Distribution de DAS et Histogramme de la répartition du DAS en fonction du nombre de voxels dans la solution biologique exposée à 2.45 GHz dans la cavité cylindrique pour 1 watt incident en 2D cylindrique à symétrie de révolution.**

Le tableau Tab.XXVII donne les valeurs de DAS relevées sur l'axe pour différentes hauteurs de solution. La distribution de DAS est hétérogène : ces valeurs sont maximales aux extrémités et minimales au centre de la solution.



Tab.XXVII : Valeurs de DAS sur l'axe, en bas, au milieu et en haut du tube, dans le plan de coupe.

Hauteur de solution	Valeur de DAS pour 1 watt incident
$z \sim 49.3$ mm	426 W/kg
$z \sim 26$ mm	19 W/kg
$z \sim 2.7$ mm	394 W/kg



Pour 1 W incident, le DAS moyen simulé est égal 229 W/kg dans le plan considéré et 189 W/kg en 3D cartésien, nous retrouvons bien le DAS estimé proche de 200 W/kg. L'erreur plus élevée en coordonnées cylindriques vient de la symétrie de révolution que nous avons considérée. De plus, les différences observées peuvent être dues à une incertitude sur le volume effectif de solution tant en simulation qu'en expérimentation.

Par ailleurs, on relève un DAS maximal plus important dans le cas à trois dimensions, cela peut s'expliquer par la discrétisation de la circonférence du tube en marche d'escalier.

Le DAS, donné par la formule  $DAS = \frac{\sigma E^2}{2\rho_m}$ , représente les pertes diélectriques.  $\frac{\sigma E^2}{2}$  correspond à la puissance dissipée par effet Joule qui se manifeste par une augmentation de température.

L'hétérogénéité du DAS révèle deux zones situées aux extrémités du tube où les valeurs présentent des niveaux élevés susceptibles d'engendrer des variations non négligeables de température.

## **IV. Dosimétrie thermique**

Pour la partie thermique, nous utilisons un code à deux dimensions en coordonnées cylindriques (r, z) à symétrie de révolution. La solution biologique est initialement à 20 °C ( $T_{\text{initiale}} = 20 \text{ °C}$ ) et les conditions de Dirichlet ( $T_{\text{limites}} = 20 \text{ °C}$ ) sont appliquées aux frontières du volume de calcul, c'est-à-dire aux parois de la cavité métallique.

La majeure partie de mes travaux a été consacrée au développement du code numérique, de nombreuses étapes ont dû être validées dans le but d'avoir une estimation de la température toujours plus fiable. L'introduction de la technique de sous-maillage n'ayant été envisagée que très récemment, elle n'a pu être utilisée pour cette application. Aussi les interfaces et les coins sont traités avec la même méthode (loi de Fourier) mais avec un maillage uniforme de 333  $\mu\text{m}$ .

### **IV.1. Etude pour une exposition à 400 W**

#### **IV.1.a. Conduction seule**

Une première étape a consisté à déterminer la température au sein de la solution en ne considérant que la conduction.

La puissance incidente appliquée est de l'ordre de 400 W. La puissance calorifique correspond au DAS vu précédemment (2D cylindrique) :

$$P_c(i, k) = 400 \cdot \rho_m \cdot DAS_{W/kg/W_{\text{incident}}}(i, k).$$

La discrétisation utilisée est la même qu'en électromagnétisme à savoir 333  $\mu\text{m}$ .

### IV.1.a.i. Paramètres thermiques

Les caractéristiques thermiques des milieux sont données dans le tableau Tab.XXVIII.

Tab.XXVIII : Valeurs des paramètres thermiques constitutifs des systèmes d'exposition autour de 20 °C.

	Air	Eau	Verre
$K_t$ [W/(m.K)]	0.0251	0.606	0.78
$C_m$ [J/(K.kg)]	1012	4178	840
$\rho_m$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1.164	1000 $\rho_m=f(T)^*$	2700
$\nu$ [10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s]	-	$\nu=f(T)^{**}$	-
$D_t$ [10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s]	213	1.45	3.44

$$^* \rho_m(T) = 1.5211 \cdot 10^{-5} \cdot T^3 - 0.0058302 \cdot T^2 + 0.015372 \cdot T + 1000$$

$$^{**} \nu(T) = 3.6354 \cdot 10^{-14} \cdot T^4 - 9.7822 \cdot 10^{-12} \cdot T^3 + 1.0254 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 - 5.5877 \cdot 10^{-8} \cdot T + 1.7842 \cdot 10^{-6}$$

Les paramètres de l'air étant très contraignants au niveau des temps de calcul, nous avons testé la même configuration en divisant la diffusivité de l'air par un facteur 100. Le pas temporel passe ainsi de 0,86 ms à 53,2 ms.

Deux simulations sont donc effectuées pour une exposition à 400 W pendant 1,15 secondes pour évaluer l'erreur induite par cette considération.

L'erreur commise étant inférieure à 3 %, on considèrera donc une diffusivité thermique de l'air telle que :  $D_{\text{air}} = 2,13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ .

### IV.1.a.ii. Etude du phénomène de conduction thermique

Pour une exposition de 1,15 secondes à 400 W, nous avons vu que la température moyenne est de 35,5 °C.

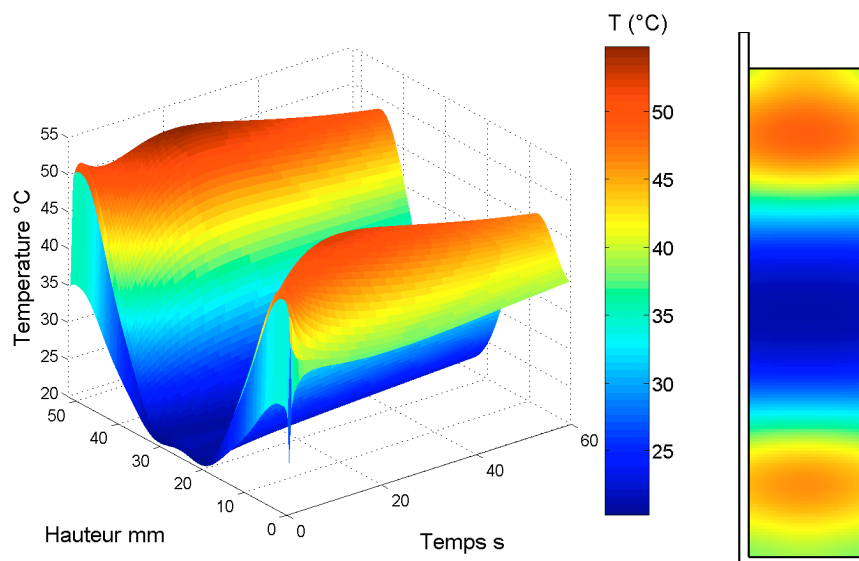
Afin de tester les deux protocoles présentés précédemment, nous avons déterminé la température pour une durée d'exposition de 2,3 secondes et nous relevons 51,7 °C pour la température moyenne (Tab.XXIX).

**Tab.XXIX : Relevé de température pour des expositions à 400 W pour des durées de 1.15 s et 2.3 s, en ne considérant que le phénomène de conduction thermique.**

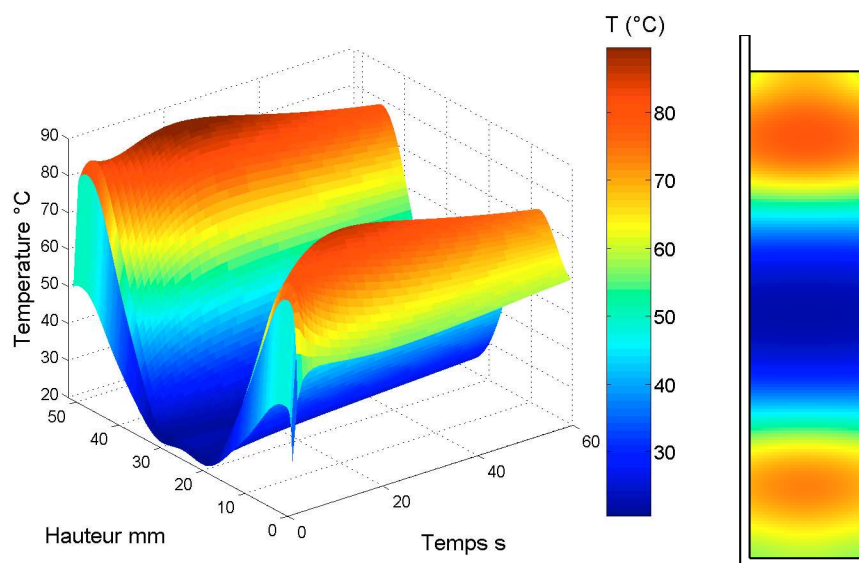
CONDUCTION SEULE	400W 1.15 s		400W 2.3 s	
	T°C Maximale	48.8 °C	28.8 °C	79.1 °C
T°C Moyenne	<b>35.5 °C</b>	<b>15.5 °C</b>	<b>51.8 °C</b>	<b>31.8 °C</b>
T°C Bas du tube	41.7 °C	21.7 °C	64.4 °C	44.4 °C
T°C Centre du tube	21.3 °C	1.3 °C	22.7 °C	2.7 °C
T°C Haut du tube	45.2 °C	25.2 °C	71.6 °C	51.6 °C
T°C désirée (exp.)	<b>37 °C</b>	<b>17 °C</b>	<b>50 °C</b>	<b>30 °C</b>

Le facteur 2 imposé sur la durée d'exposition se retrouve sur les différences de température. De plus, on note que les valeurs moyennes de température au sein de la solution, sont proches des températures finales désirées en expérimentation.

Par ailleurs, les figures Fig.113 & Fig.114 donnent, pour chacun des deux cas testés, d'une part la répartition spatio-temporelle de température sur l'axe selon la hauteur de la solution et, d'autre part la distribution finale de température au bout de 60 secondes. En ne considérant que le phénomène de conduction thermique, nous observons deux points chauds aux extrémités du tube. La conduction thermique n'induit pas le gradient de température comme il a pu être observé en expérimentation.



**Fig.113 : Distribution spatio-temporelle de température après exposition aux micro-ondes (1,15 s – 400 W)  
Conduction thermique seule**

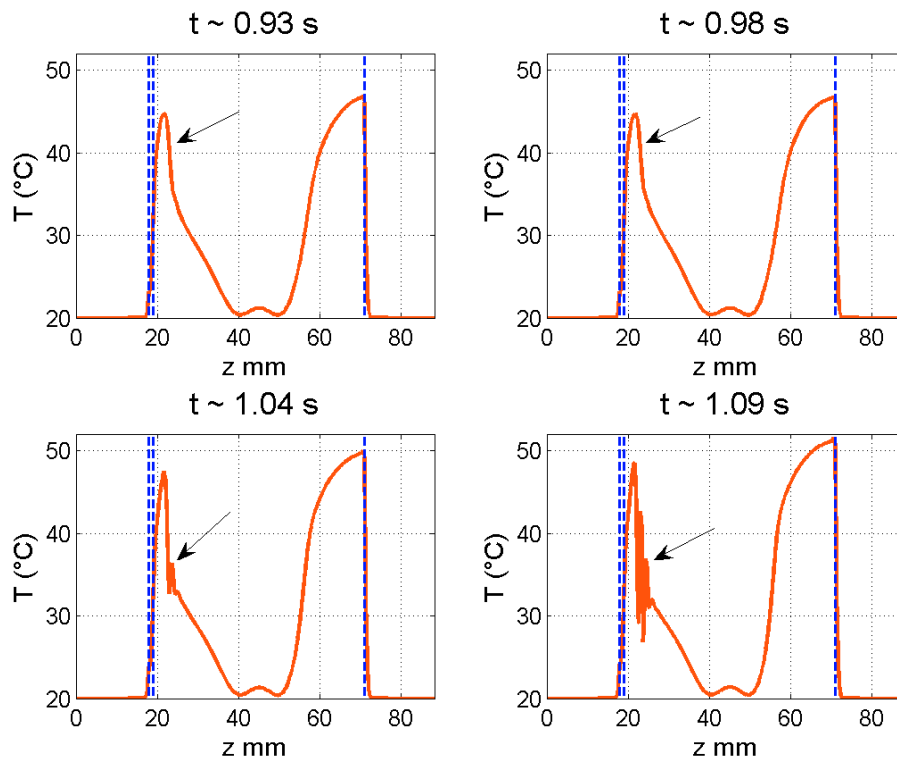


**Fig.114 : Distribution spatio-temporelle de température après exposition aux micro-ondes (2,3 s – 400 W)  
Conduction thermique seule**

### IV.1.b.Etude du phénomène de convection thermique

Un second test consiste à simuler les effets dus à la convection thermique associée à la conduction thermique.

Pour une puissance de 400 W, le front de température devient si fort que le code se met rapidement à diverger comme le montre la figure Fig.115, qui représente les profils de température sur l'axe en divers instants.



**Fig.115 : Profil de température après exposition aux micro-ondes (1,15 s – 400 W)  
Conduction thermique seule**

Afin de palier le problème de divergence, nous avons choisi de réduire la puissance pour limiter le front de température.

## IV.2. Pour une exposition à 70 W

Pour une puissance de 70 W, une étude thermique fut menée avec et sans considération du phénomène de convection thermique. Les paramètres de simulation sont les mêmes que précédemment.

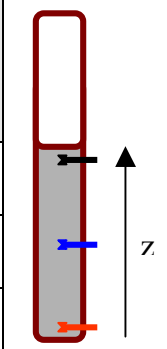
### IV.2.a. Conduction thermique seule

Dans un premier temps, la température est déterminée avec prise en compte du seul phénomène de conduction thermique.

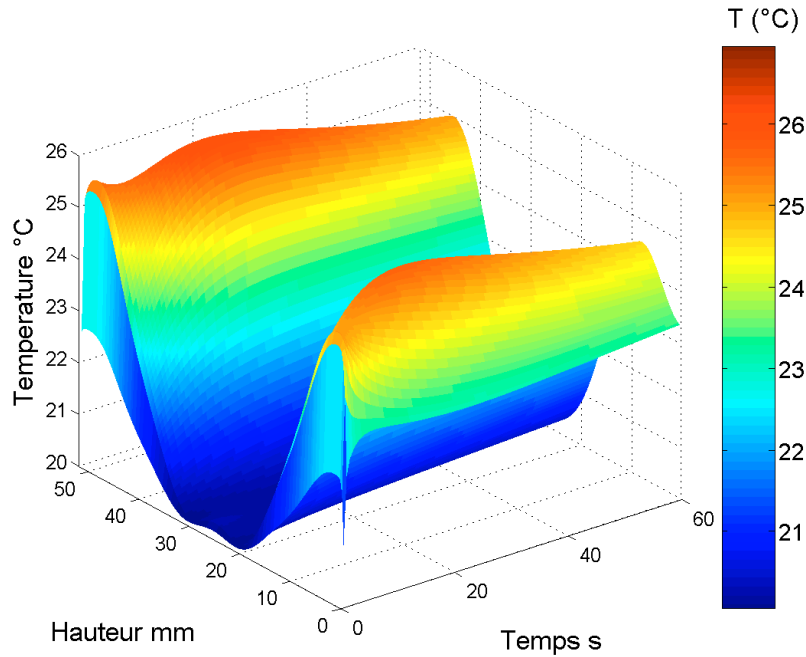
Le tableau (Tab.XXX) donne les valeurs de température obtenues en trois points situés aux extrémités du tube puis au centre.

**Tab.XXX : Valeurs de température (conduction thermique) sur l'axe, en bas, au milieu et en haut du tube, dans le plan considéré.**

Hauteur de solution	Valeur de température
$z \sim 49.3 \text{ mm}$	24.4 °C
$z \sim 26 \text{ mm}$	20.2 °C
$z \sim 2.7 \text{ mm}$	23.8 °C

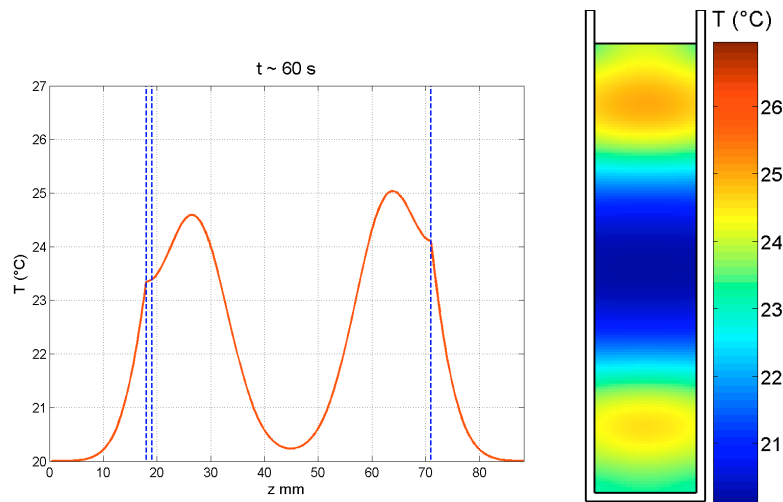


Les températures relevées au sommet et dans le bas du tube sont supérieures à celle mesurée au centre. En ne considérant que la conduction thermique, les deux points chauds demeurent, comme le montre la figure Fig.116, qui représente la distribution spatio-temporelle de température sur l'axe.



**Fig.116 : Distribution de température selon la hauteur et le temps après exposition aux micro-ondes (1,15 s – 70 W)  
Conduction thermique seule**

La figure Fig.117, où le profil final de température sur l'axe est tracé, illustre bien l'hétérogénéité de la température quand seul le phénomène de conduction thermique est considéré.



**Fig.117 : Distribution de température dans un plan du tube à  $t = 60$  s.  
Profil de température sur l'axe (selon l'axe Oz) à  $t = 60$  s.  
Conduction thermique : 1,15 s – 70 W**



Il y a désaccord avec les mesures expérimentales, on observe toujours la présence des deux points chauds aux extrémités du tube.

### IV.2.b. Convection thermique

Dans un second temps, la température est déterminée avec prise en compte des phénomènes de conduction et de convection thermiques.

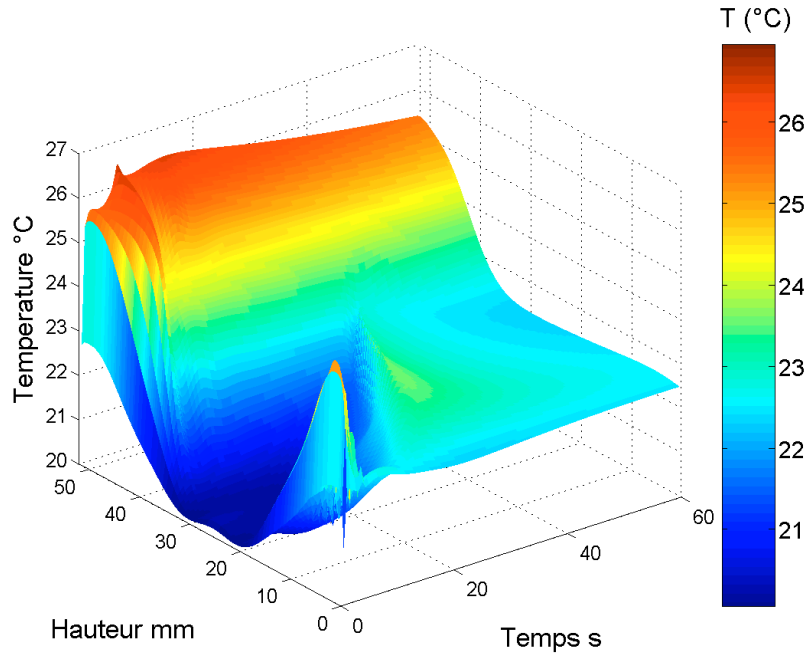
Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le phénomène de convection thermique se traduit par le mouvement des masses de chaleur, qui sous l'effet des variations de température deviennent plus légères et acquièrent donc un mouvement ascendant.

Pour une exposition de 1,15 secondes à 70 W, les résultats obtenus au bout de 60 secondes en considérant le phénomène de convection sont présentés dans le tableau (Tab.XXXI).

**Tab.XXXI : Valeurs de température (convection thermique) sur l'axe, en bas, au milieu et en haut du tube, dans le plan considéré.**

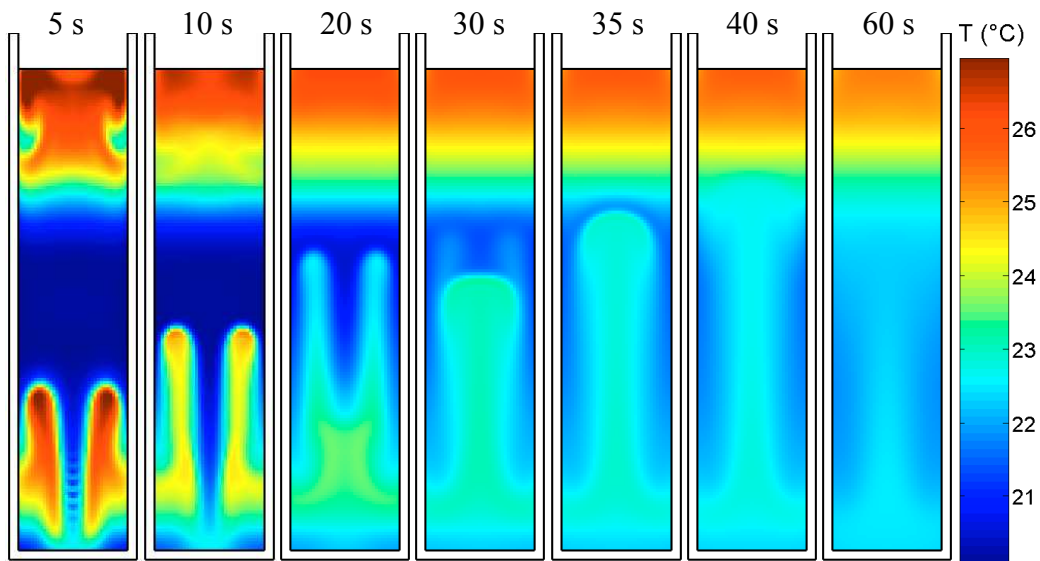
Hauteur de solution	Valeur de température	
$z \sim 49.3 \text{ mm}$	25.3 °C	
$z \sim 26 \text{ mm}$	22.4 °C	
$z \sim 2.7 \text{ mm}$	22.5 °C	

On note que les valeurs relevées en bas et au centre du tube sont relativement proches comparées à la température en haut de la solution qui est plus élevée. Le graphique présenté figure (Fig.118) donne la distribution spatio-temporelle de la température sur l'axe. Ces résultats mettent en évidence la montée des masses chaudes et l'apparition d'un gradient de température croissant selon la hauteur du tube.



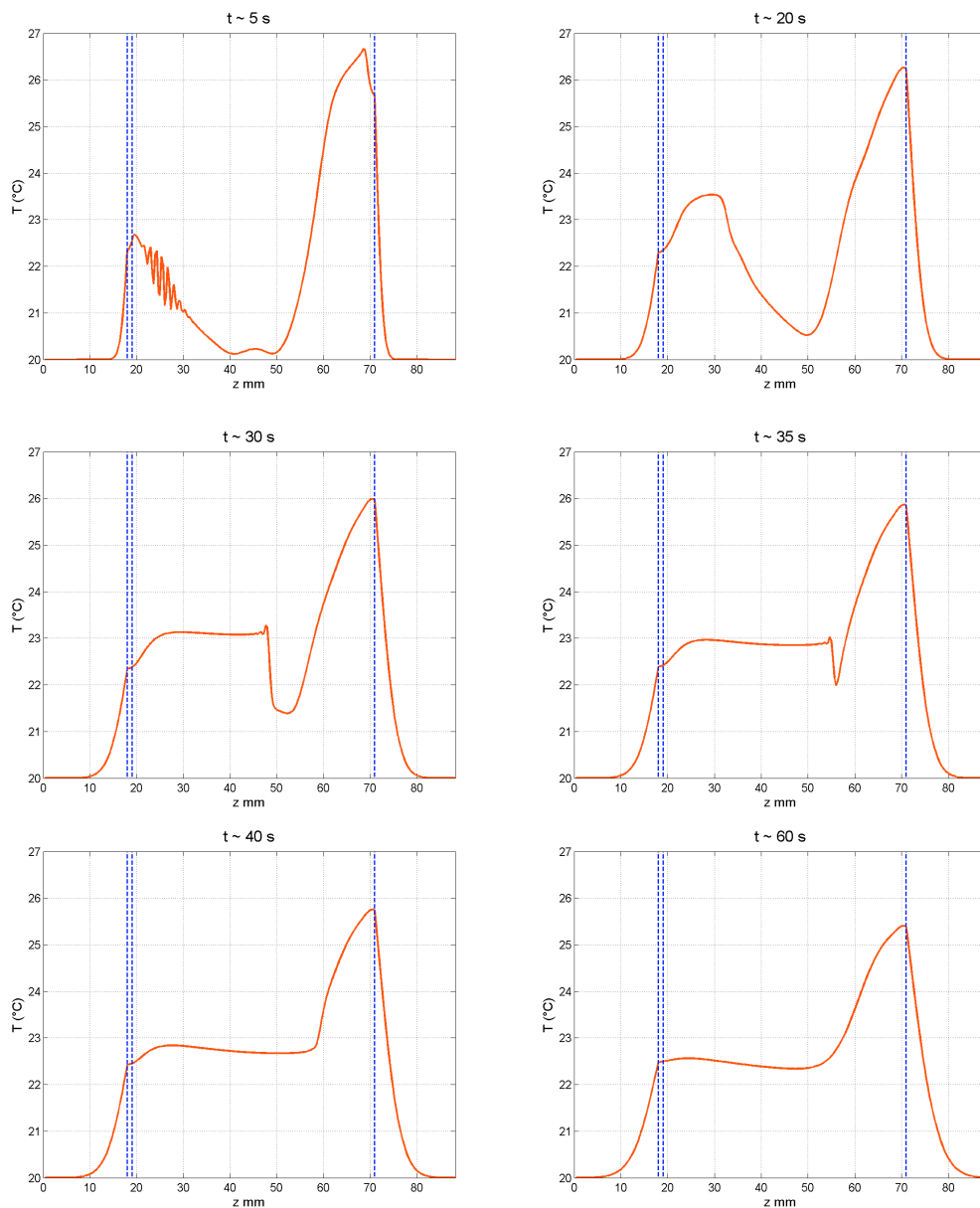
**Fig.118 : Distribution de température selon la hauteur et le temps après exposition aux micro-ondes (1,15 s – 70 W)  
Conduction + Convection**

La figure Fig.119 représente la distribution de température dans le plan étudié, en divers instants. Le mouvement ascendant des masses de chaleur est visible, « le point chaud » situé dans le bas du tube migre vers le haut.



**Fig.119 : Distribution de température dans le plan du tube en différents instants (5, 10, 20, 30, 35, 40, 60 s)  
Convection thermique : 1,15 s – 70 W**

Par ailleurs, on note de légères « discontinuités » qui commencent à se former sur l'axe autour de 5 secondes. La figure (Fig.120) met en évidence le problème des forts gradients de température. En effet, à  $t = 5$  s, les problèmes de divergence apparaissent la puissance restant peu élevée ces « discontinuités » sont compensées au cours du temps, ce qui n'est pas le cas pour des puissances induisant des variations de température trop fortes. De plus, cette figure montre l'évolution du front de température, lié au chauffage dans le bas du tube qui devient très raide autour de 30 secondes. Au bout de 60 secondes, un gradient de température s'est formé.



**Fig.120 : Profil de température sur l'axe (selon l'axe Oz) en différents instants  
Convection thermique : 1,15 s – 70 W**

Lorsque le phénomène de convection thermique est mis en jeu, il y a mouvement du fluide, les masses de chaleur acquièrent donc une vitesse. La figure (Fig.121) présente les cartographies des composantes de vitesse  $V_r$  et  $V_z$  ainsi que les lignes de champs associées. On observe ainsi « les cellules de convection » qui se forment au sein du fluide.

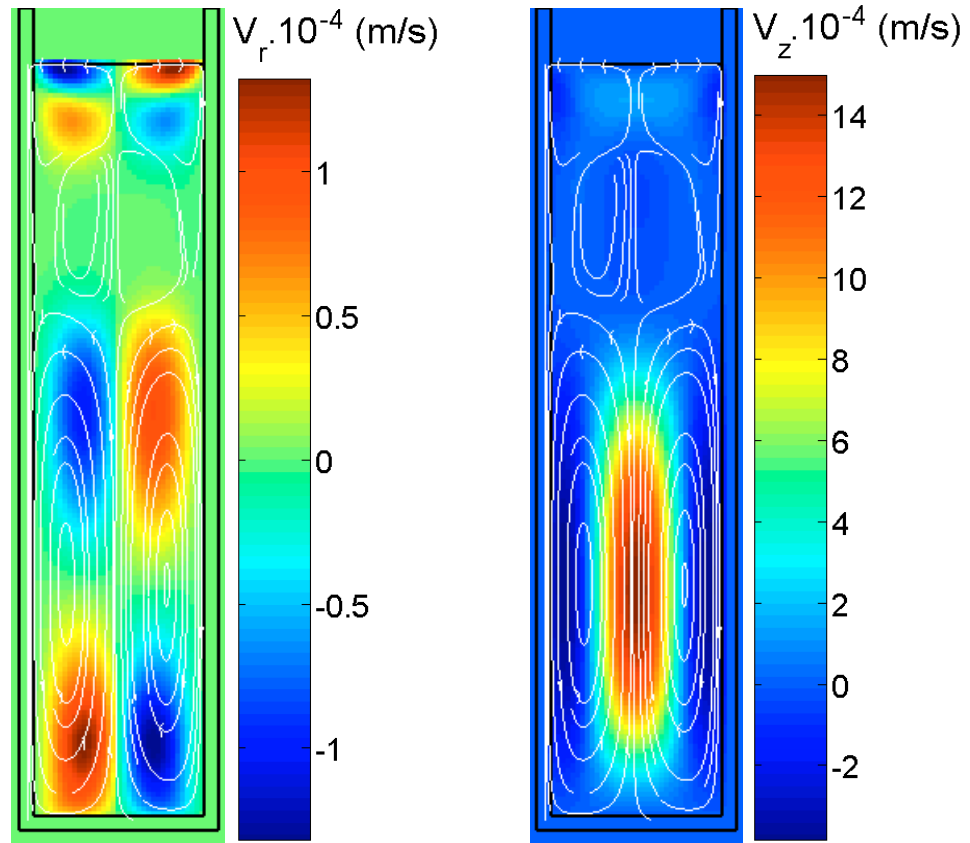


Fig.121 : Distribution de vitesse dans un plan du tube à  $t = 60$  s  
Convection thermique : 1,15 s – 70 W

#### IV.2.c. Comparaison Conduction & Convection thermiques

Le tableau (Tab.XXXII) présente une comparaison des valeurs de température obtenues avec et sans considération du phénomène de convection thermique. On notera que les valeurs moyennes dans la solution avec et sans prise en compte des phénomènes convectifs sont du même ordre de grandeur. Dans le cas où les phénomènes convectifs

sont considérés, la température est plus forte dans le haut du tube que pour le cas « conduction thermique seule », c'est l'inverse dans le bas du tube. Au centre du tube, la température est plus faible lorsque la convection est négligée.

**Tab.XXXII : Relevé de température pour des expositions à 70 W (1.15 s), comparaison conduction - convection**

70W 1.15 s	CONDUCTION SEULE		CONVECTION
T°C Maximale	25.0 °C	<	25.4 °C
T°C Moyenne	<b>22.7 °C</b>	~	<b>22.9 °C</b>
T°C Bas du tube	23.8 °C	>	22.5 °C
T°C Centre du tube	20.2 °C	<	22.4 °C
T°C Haut du tube	24.4 °C	<	25.3 °C

L'observation d'un gradient de température en fin d'exposition lorsque la convection thermique est considérée ainsi que les différences non négligeables obtenues entre les deux configurations impliquent la nécessité de prendre en compte le phénomène de convection pour une dosimétrie complète de ce dispositif.

#### IV.2.d.Analyse de l'exposition

Lors de ses travaux de thèse, Carole ROUGIER a montré que le traitement micro-ondes entraînait l'altération d'un certain nombre de cellules plus important que lors d'un chauffage au bain-marie. Il a été déduit que cet effet était dû à la grande hétérogénéité de température au sein de la suspension bactérienne exposée.

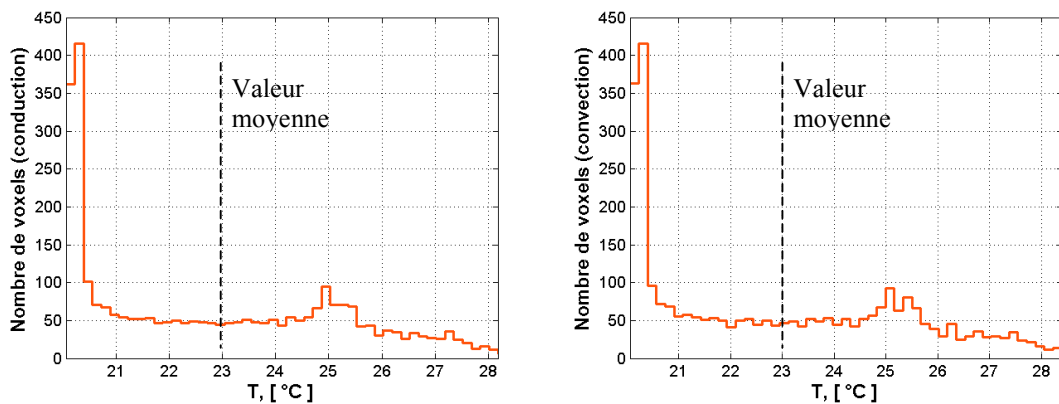
Dans notre étude, la dosimétrie thermique confirme la forte hétérogénéité de la température. Certains points de la solution ont une température plus élevée que d'autres, comme le confirme la figure Fig.122 qui donne le nombre de voxels en fonction de la température (conduction et convection thermiques) au bout de 1,1 secondes d'exposition.

Dans le tableau Tab.XXXIII, la température moyenne et l'écart type pour 10 % des points les plus chauds sont donnés.

**Tab.XXXIII : Température moyenne et écart type pour 10 % des points les plus chauds au bout de 1.1 secondes.**

70W 1.15 s	CONDUCTION SEULE $T_{\text{moy}} = 22.7^{\circ}\text{C}$	CONVECTION $T_{\text{moy}} = 22.9^{\circ}\text{C}$
T°C Moyenne pour 10 % des points les plus chauds	27.0 °C	27.2 °C
Ecart type	0.54 °C	0.55 °C

Sur des temps très courts, dans une configuration où la permittivité ne varie pas suffisamment pour entraîner une modification de la température, il y a peu de différence selon que le phénomène convectif est considéré ou non.



**Fig.122 : Nombre de voxels en fonction de la température lors d'une exposition aux micro-ondes discontinues pour une puissance de 70 W (1.15 s) pour la conduction et la convection thermiques au bout de 1.1 secondes.**

Même si les conditions d'obtention de nos résultats ne sont pas les mêmes, il a bien été mis en évidence que des températures supérieures à la valeur moyenne étaient atteintes. Ceci souligne l'importance de l'analyse numérique, puisque l'information est ici accessible au cours du temps et en chaque point du volume.

### IV.3. Pour une exposition à 35 W

Nous effectuons dans ce paragraphe la comparaison entre une exposition à 70 W, d'une durée de 1,15 secondes (présentée dans le paragraphe précédent) et une exposition à 35 W, de même durée.

Les différences de température relevées pour l'exposition 1,15 s – 35 W, sont réduites d'un facteur 2 par rapport aux autres cas.

Une comparaison entre les profils de température, au cours du temps, pour des expositions '1,15 s – 70 W' et '1,15s – 35 W' est effectuée sur la figure Fig.123. On note que le facteur 2 appliqué sur la puissance se retrouve sur la différence de température.

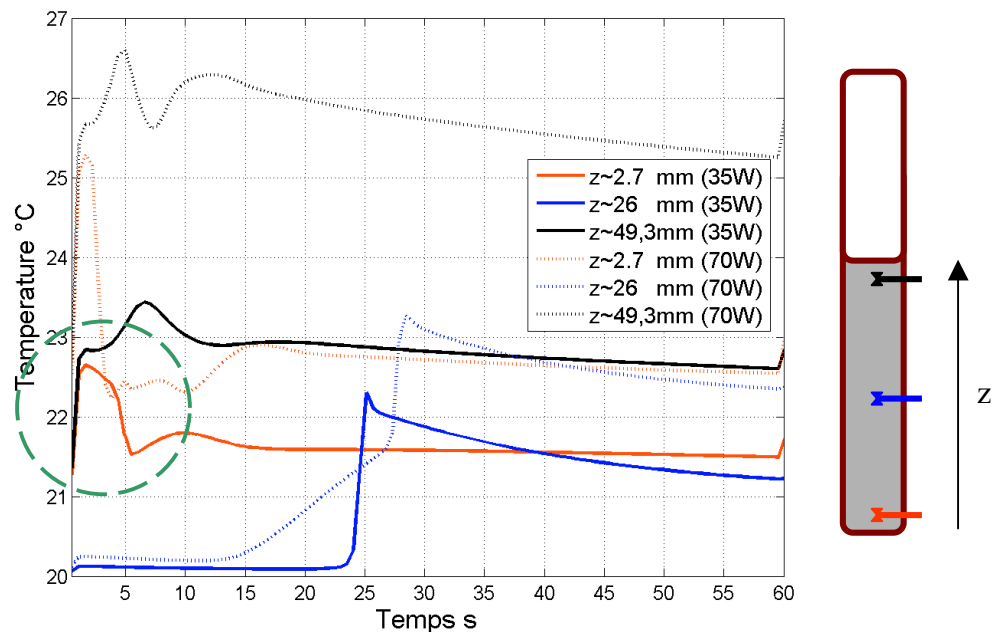


Fig.123 : Profil de température (convection thermique) au cours du temps en différents points  
Comparaison 1.15 s – 35 W & 70 W.

La figure Fig.123 met en évidence trois zones, la montée en température (1,15 s), une zone où le front est fort et crée de fortes fluctuations puis une zone de « stabilisation ».

Sur la figure Fig.123, on observe, pour le cas '1,15 s – 70 W', une fluctuation de température, autour de 5 secondes, due au problème de divergence souligné au paragraphe précédent. Pour une puissance divisée par deux, la température est moins élevée et ce problème est géré correctement. Pour une puissance plus faible, le début de divergence constaté pour le cas '1,15 s – 70 W' au bout de 5 secondes a disparu, le front de température étant moins fort, comme l'illustrent les figures Fig.124 & Fig.125.

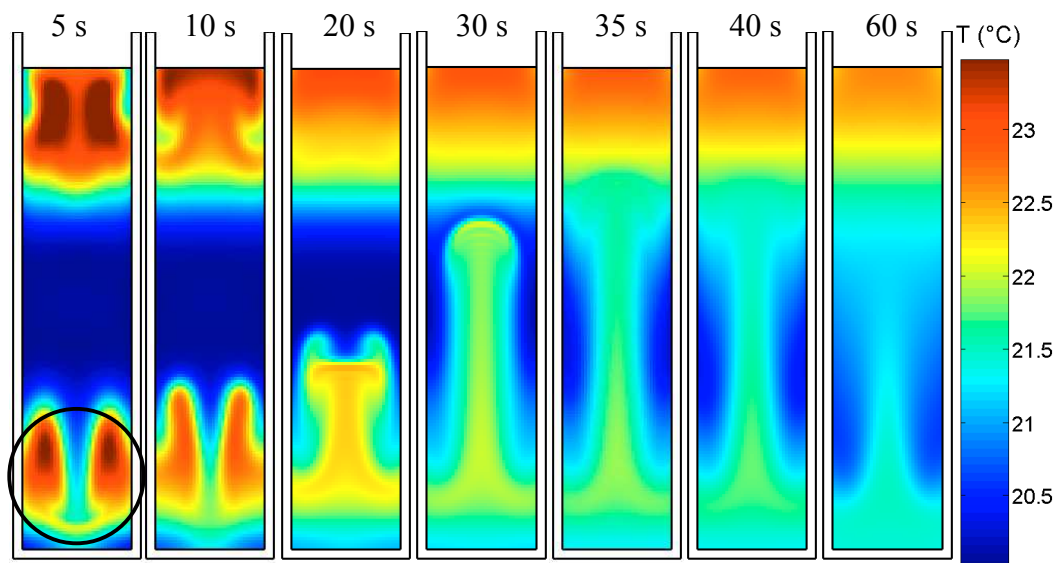
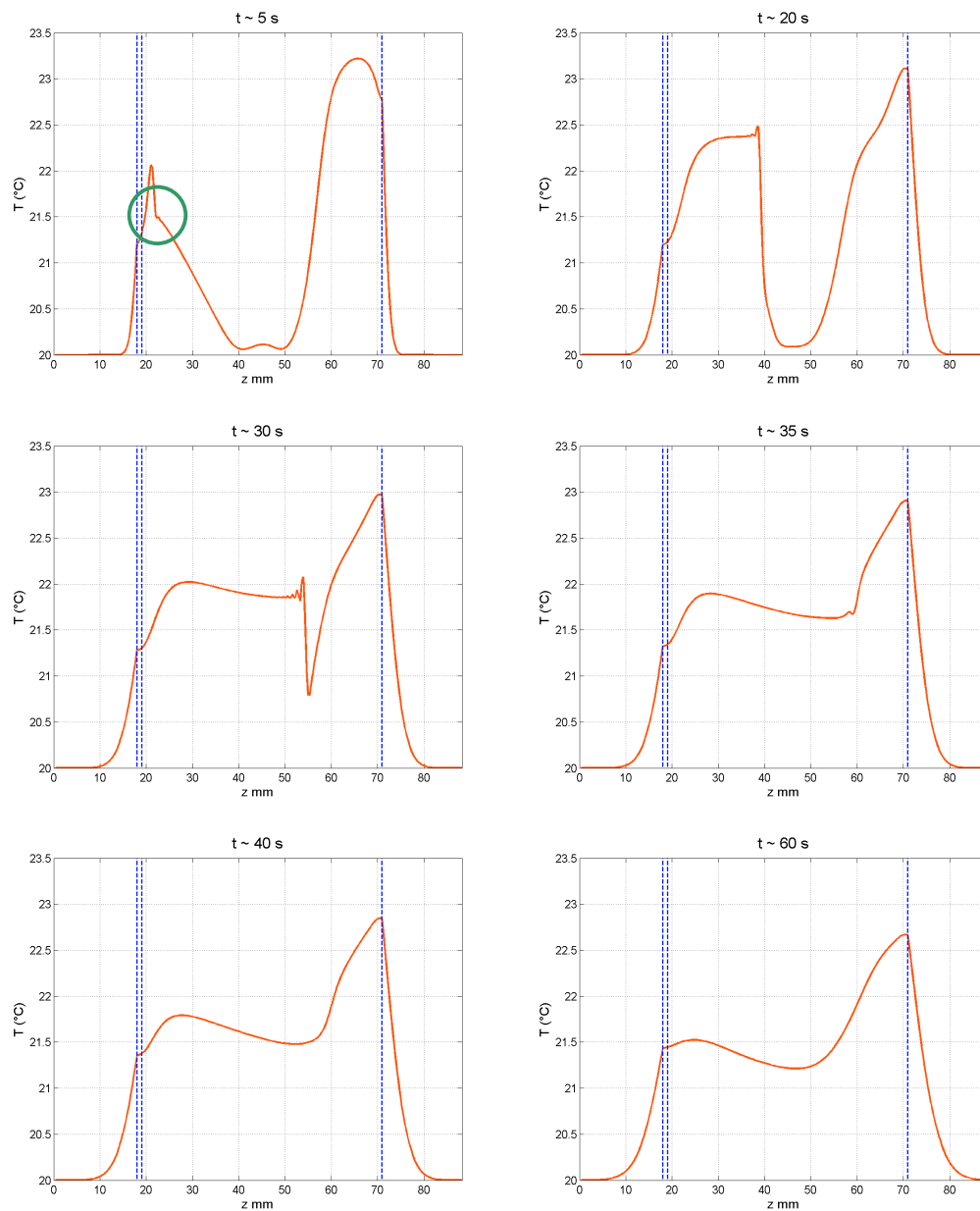


Fig.124 : Distribution de température dans un plan du tube en différents instants (5, 10, 20, 30, 35, 40, 60 s)  
1,15 s – 35 W





**Fig.125 : Profil de température sur l'axe (selon l'axe Oz) en différents instants  
Convection thermique : 1,15 s – 35 W**

## **V.Conclusion**

Lors de ce dernier chapitre, un dispositif comportant un tube à essai placé dans une cavité et exposé à de fortes puissances a été étudié. Le protocole d'exposition conçu pour l'étude des interactions entre les micro-ondes pulsées à 2,45 GHz et la bactérie *Escherichia coli*, met en jeu de forts gradients de température.

Les mesures expérimentales effectuées montrent un gradient de température croissant avec la hauteur du tube. Par ailleurs, la simulation électromagnétique effectuée met en évidence la présence de deux zones, situées aux extrémités du tube, où de forts niveaux de DAS sont relevés montrant son importante hétérogénéité.

Mes travaux ont consisté en la dosimétrie thermique de ce système. Cependant, il ne s'agit là que d'une première étude menée en deux dimensions et en coordonnées cylindriques à symétrie de révolution ce qui suppose que la distribution de DAS réelle n'est pas considérée avec exactitude. Nous avons tout d'abord testé une exposition à 400 W. En ne considérant que le phénomène de conduction, la distribution de température, hétérogène, met en évidence deux points chauds situés au sommet et dans le bas du tube. De plus, la température moyenne relevée pour la solution est en accord avec la valeur expérimentale désirée.

L'ajout du phénomène convectif n'a pu être effectué en raison des trop forts gradients mis en jeu. Physiquement, le passage à un autre régime d'écoulement doit être analysé (turbulence) ; numériquement, l'algorithme doit être amélioré, dans un premier temps en introduisant la technique de sous-maillage développé pour « l'aspect conductif », puis dans un second temps en considérant de nouvelles méthodes de type implicite par exemple.

Le choix de réduire la puissance a donc été fait, des puissances de 35 W et 70 W ont été testées. L'importance de la convection a ainsi pu être mise en évidence, le mouvement ascendant des masses de chaleur confirme bien la distribution de température observée en expérimentation. Les masses chaudes montent vers le haut du tube reléguant les masses plus froides vers le bas, imposant ainsi un gradient de température sur la hauteur du tube.



**CONCLUSION**



## CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté dans ce manuscrit les travaux de recherche menés au cours de ces trois dernières années. Ceux-ci ont contribué à la modélisation multiphysique appliquée à la dosimétrie des systèmes d'exposition aux rayonnements non ionisants.

Les recherches menées sur l'interaction des ondes avec le vivant appellent une collaboration entre biologistes et physiciens, l'essor de nouvelles technologies et de nouveaux signaux (UMTS, WiFi) engendrent de plus en plus de questions. Dans ce contexte et bien que les derniers résultats sur les éventuels risques sanitaires ne permettent pas de conclure à un quelconque effet des ondes électromagnétiques sur la santé, de nombreuses études sont en cours sur ce sujet. Un aspect de ces recherches réside dans l'analyse dosimétrique des divers systèmes d'exposition. La complexité des milieux étudiés rend essentielle une dosimétrie numérique. Elle devient indispensable pour une bonne analyse des expérimentations biologiques en permettant la connaissance des niveaux de champs auxquels les cellules sont exposées ainsi qu'un contrôle de la température.

Dans les études publiées ces dernières années, il est de plus en plus question de la dissipation de chaleur induite dans les tissus par absorption des ondes électromagnétiques. L'aspect thermique ou non des effets induits par les micro-ondes est donc au cœur de bon nombre de recherches. En effet, une présentation non exhaustive d'études menées sur le sujet a été exposée dans le premier chapitre, elle permet de souligner l'importance du contrôle de la température lors des études bioélectromagnétiques. Des lors, compléter les études dosimétriques électromagnétiques déjà existantes par une analyse thermique devenait nécessaire.

Ainsi, dans une seconde partie, les principaux phénomènes thermiques ont été présentés en particulier la conduction thermique qui se fait par échange de chaleur sans déplacement de matière et la convection thermique pour laquelle il y a mouvement des masses de chaleur. Dans le cadre des recherches bioélectromagnétiques, la variation de température au sein des milieux biologiques est due aux sources électromagnétiques

telles que le DAS et les éventuelles pertes induites dans les parties métalliques des divers systèmes d'exposition.

Trois équations principales ont donc été retenues, sous couvert de certaines hypothèses, pour la détermination de la température selon que le phénomène est conductif (Equation de la chaleur) ou convectif (Equations de Navier-Stokes & Equations de transfert de la chaleur). Une attention particulière a été portée aux paramètres thermiques dont l'influence est non négligeable.

Enfin, nous avons abordé l'aspect résolution en détaillant deux types de méthodes explicites et implicites afin d'introduire l'étude bibliographique effectuée sur les divers schémas numériques employés dans la littérature. Les divers algorithmes présentés dans les publications en ce qui concerne plus particulièrement l'aspect hydrodynamique, sont, pour leur grande majorité, basés sur un schéma implicite, l'algorithme SIMPLE (semi implicit method for pressure linked equations) semble être le plus couramment utilisé.

La majeure partie de mes travaux fut donc consacrée à la création d'un outil performant permettant de prédire les champs électromagnétiques, le débit d'absorption spécifique et la température dans des systèmes d'exposition dans le cadre de recherches bioélectromagnétiques. Dans un souci de compatibilité avec les outils déjà existants au sein de l'équipe, un code thermique, basé sur les différences finies et adapté à nos besoins spécifiques en matière de bioélectromagnétisme a été développé.

Le deuxième chapitre a donc été consacré à l'explication des diverses étapes qu'il nous a fallu valider pour mettre au point ce nouvel outil.

Nous avons commencé par un bref rappel de la méthode FDTD, basée sur les différences finies tant dans le domaine spatial que dans le domaine temporel. Les techniques de calcul des termes pouvant générer de la chaleur, le DAS et les pertes métalliques, ont également été exposées.

La grosse majorité de ce chapitre fut consacrée à l'aspect thermique. Il s'est articulé autour de deux parties différenciant la conduction thermique de la convection thermique.

L'algorithme, reposant sur une méthode explicite basée sur les différences finies et permettant la résolution des équations de la thermique fut donc mis en place. Une attention particulière a été portée aux conditions aux limites et un traitement

particulier, à partir de la loi de Fourier, fut introduit pour le calcul de la température aux interfaces. Au cours des diverses étapes de validation, une technique de sous-maillage fut instaurée pour une meilleure estimation de température.

L'ajout du phénomène de convection thermique a engendré quelques modifications dans l'algorithme afin de permettre la prise en compte de la vitesse. Ainsi, le phénomène convectif a pu être étudié, nous permettant de conclure que le mouvement des masses de chaleur peut être négligé pour des supports biologiques présentant une faible hauteur de solution et un DAS relativement homogène, comme c'est le cas dans beaucoup de systèmes d'exposition utilisant des boîtes de Pétri. Par ailleurs, l'apparition d'un front de température pour de forts gradients de température pose les limites de la méthode utilisée. Une discrétisation temporelle mais surtout spatiale plus fine permet une meilleure prise en compte de la forte variation de la température dans cette zone. Cependant, le pas spatial qu'il faudrait envisager serait trop petit pour un temps de simulation raisonnable. La méthode de sous-maillage devra donc être appliquée à l'algorithme incluant la convection.

Nous avons donc développé un outil performant répondant à nos besoins et compatible avec l'aspect électromagnétique en vue d'un couplage via la dépendance de la permittivité avec la température  $\epsilon(T)$ . Pour une grande majorité de nos systèmes utilisant des boîtes de Pétri avec des DAS ne présentant pas de fortes hétérogénéités susceptibles d'engendrer d'importantes variations de température, la convection thermique peut être négligée. En ce qui concerne les dispositifs induisant de forts gradients de température, les phénomènes convectifs doivent être considérés.

Dans un troisième chapitre, une première étude dosimétrique, incluant le phénomène conductif, de la cellule fil-plaque a été présentée. Il s'agit d'un dispositif basé sur l'antenne fil plaque monopolaire. Des boîtes de Pétri sont placées entre deux plaques métalliques en inox, reliées par un câble coaxial, et exposées à 900 MHz.

Afin de prendre en compte de nouveaux détails, une attention particulière a été portée à la discrétisation spatiale des différents milieux. Une étude a été menée pour déterminer les paramètres optimaux pour une bonne discrétisation des milieux et pour l'obtention de pas temporels comparables dans les différents milieux et peu pénalisants en terme de temps de calcul.

La structure complète a ensuite été modélisée avec un pas uniforme de 500  $\mu\text{m}$  et l'influence des pertes métalliques liées aux plaques en inox a été mise en évidence.



Cependant, le passage à la structure en trois dimensions a soulevé quelques difficultés liées au couplage désiré avec l'électromagnétisme, et, aux différentes échelles allant de celles de la structure à celles de la cellule.

Dans un quatrième chapitre, c'est le phénomène de convection thermique qui a fait l'objet d'une analyse via un système d'exposition composé d'une cavité cylindrique dans laquelle un tube à essai contenant la solution biologique est exposé à 2,45 GHz.

L'étude dosimétrique électromagnétique de ce dispositif a mis en évidence une grande hétérogénéité du débit d'absorption spécifique dans la solution biologique. En effet, les valeurs de DAS étaient maximales au niveau des deux extrémités du tube à essai contrairement à celles relevées au centre.

Dans le cas où seule la conduction était prise en compte, la distribution de température au bout de 60 secondes était très hétérogène avec deux points chauds dans le haut et le bas du tube. Les fortes variations spatiales mises en jeu nécessitaient alors la prise en compte du phénomène de convection thermique.

Lors de la considération du mouvement des masses de chaleur, nous avons observé l'apparition d'un gradient de température croissant avec la hauteur du tube. Le phénomène convectif ne peut donc pas être négligé en présence de gradient de température.

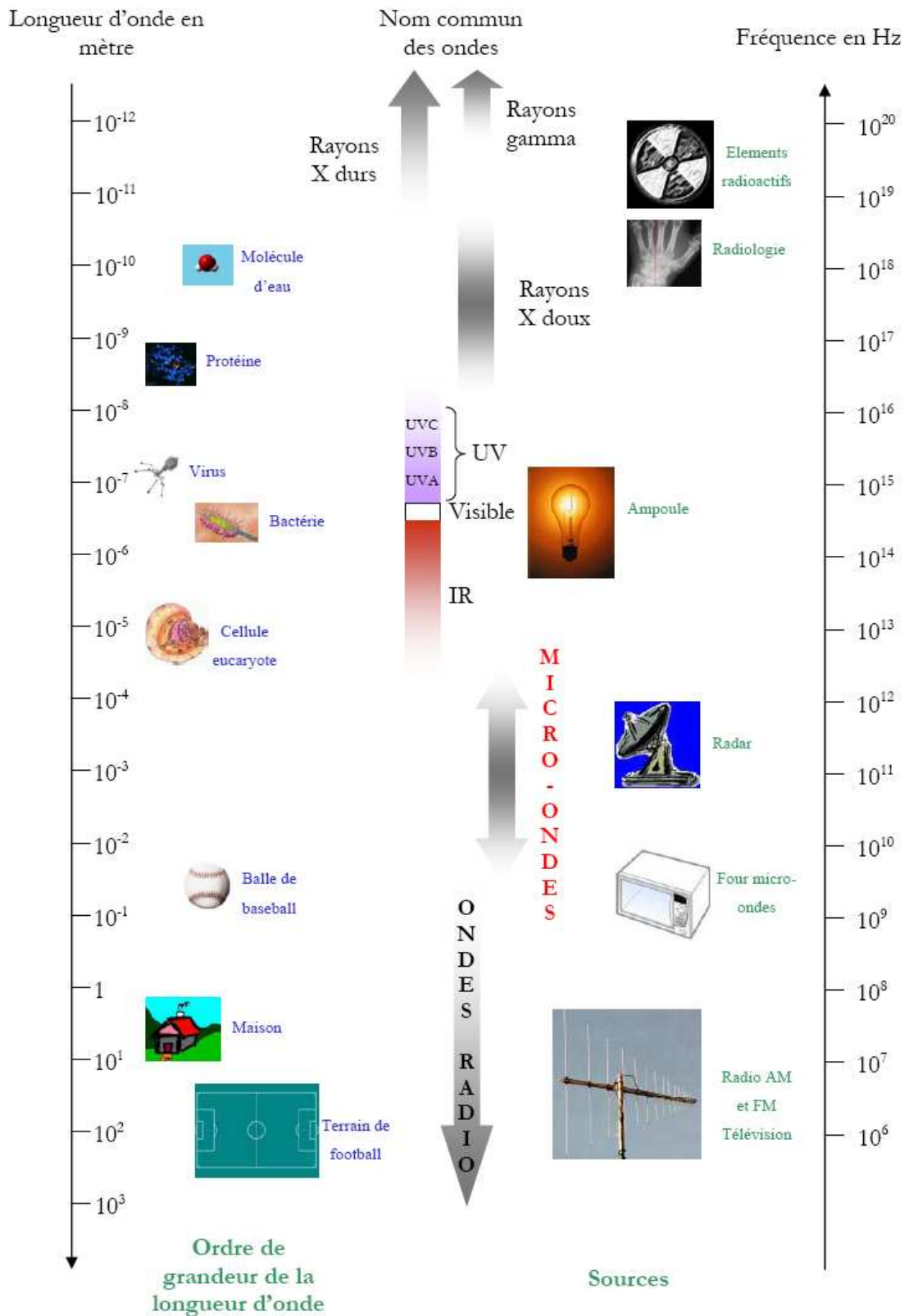
Par ailleurs, on observe que pour des gradients de température trop forts, le code a tendance à diverger. Une discrétisation spatiale plus fine, permettant une meilleure prise en compte de la forte variation de température au niveau de ce front devra être envisagée. De plus, nous avons vu que les méthodes de type implicite, couramment utilisées dans la littérature pour la résolution des équations de l'hydrodynamique, présentent une plus grande stabilité, aussi une modification de l'algorithme pourra être étudiée. Enfin, la mécanique des fluides est un domaine complexe, l'existence de deux régimes d'écoulement implique de reconsidérer les hypothèses émises pour reprendre les équations de l'hydrodynamique. L'apparition d'instabilités au-delà d'un certain seuil devra faire l'objet d'une attention particulière, en particulier la notion de turbulence.

# ANNEXES



## ANNEXE 1 : LE SPECTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

[An.1]





## ANNEXE 2 : PRINCIPE DES DERIVEES CENTREES

Les différences finies centrées sont utilisées pour évaluer les dérivées partielles ponctuelles du premier ordre.

Soit  $\delta$  : le pas spatial et  $dt$  : le pas temporel.

### ◆ approximation de la dérivée

Soit  $f$  une fonction connue en  $x_0 - \delta/2$  &  $x_0 + \delta/2$  de part et d'autre du point  $x_0$ .

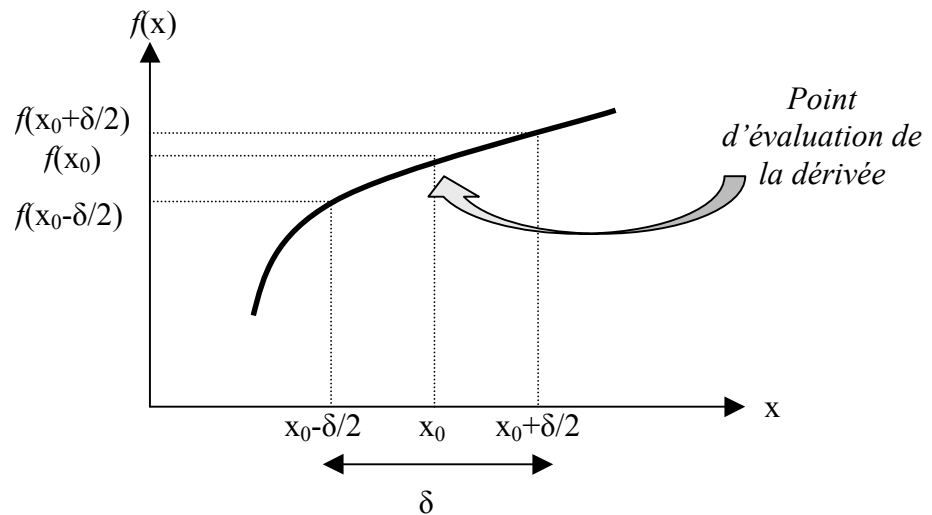


Fig.126 : Calcul de la dérivée de  $f(x_0)$  en  $x_0$

Selon le développement de Taylor, nous obtenons :

$$f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\delta}{2} f'(x_0) + \frac{\delta^2}{4} f''(x_0) + \theta(\delta^2)$$

$$f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\delta}{2} f'(x_0) + \frac{\delta^2}{4} f''(x_0) + \theta(\delta^2)$$

$$(Eq.52) \quad \Rightarrow f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right)}{\delta} + \theta(\delta^2)$$

◆ Approximation linéaire

Soit une fonction  $g$  connue entre  $t_0+dt$  et  $t_0-dt$ . Supposons que  $g$  soit une droite d'équation  $g(t) = at + b$  entre  $t_0+dt$  et  $t_0-dt$ .

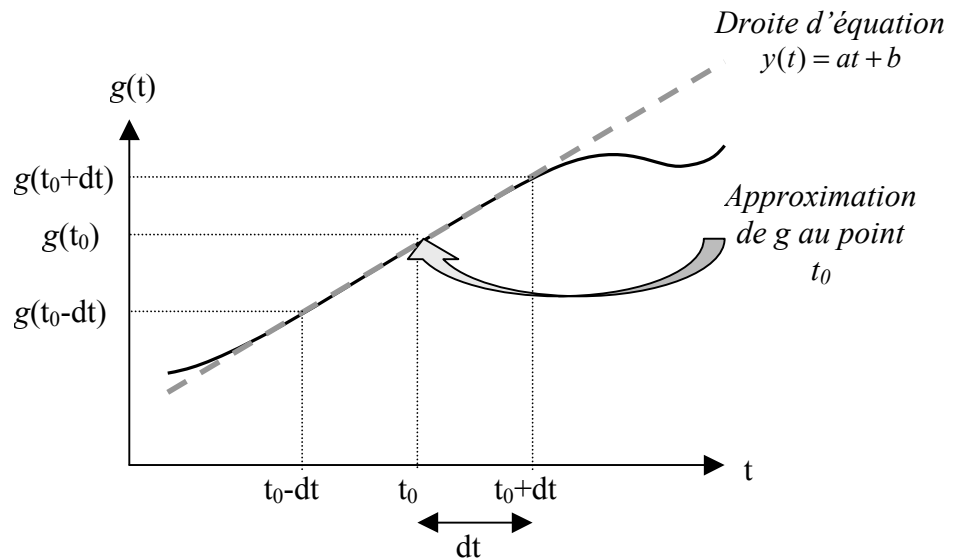


Fig.127 : Approximation linéaire de  $g(t_0)$  en  $t_0$ .

$$\left. \begin{array}{l} g(t_0 + dt) = (t_0 + dt)a + b \\ g(t_0 - dt) = (t_0 - dt)a + b \end{array} \right\} \Rightarrow g(t_0 + dt) + g(t_0 - dt) = 2ax_0 + 2b = 2(at_0 + b) = 2.g(t_0)$$

$$(Eq.53) \quad \Rightarrow g(t_0) = \frac{g(t_0 + dt) + g(t_0 - dt)}{2}$$

**ANNEXE 3 :**  
**DISCRETISATION DES EQUATIONS DE MAXWELL**  
**DANS LA MAILLE (i,j,k)**  
**POUR UNE CONDUCTIVITE ELECTRIQUE NULLE**

◆ **En coordonnées cartésiennes**

➤ **Le champ magnétique :**

$$H_x^n(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = H_x^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left( E_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k+1) - E_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) \right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \left( E_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k + \frac{1}{2}) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) \right)$$

$$H_y^n(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) = H_y^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left( E_z^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j, k + \frac{1}{2}) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) \right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} \left( E_x^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k+1) - E_x^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) \right)$$

$$H_z^n(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) = H_z^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta y} \left( E_x^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j+1, k) - E_x^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) \right) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta x} \left( E_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j + \frac{1}{2}, k) - E_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k) \right)$$



➤ Le champ électrique :

$$E_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) = E_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left( H_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}) \right) \\ + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left( H_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^n(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k) \right)$$

$$E_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) = E_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left( H_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^n(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) \right) \\ + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left( H_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}) \right)$$

$$E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) = E_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left( H_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^n(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \right) \\ + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left( H_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^n(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \right)$$

◆ En coordonnées cylindriques

➤ Le champ magnétique :

$$H_r^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) = H_r^n(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \\ - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \frac{1}{r(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \Delta \theta} \left[ E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) \right] \\ + \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \frac{1}{\Delta z} \left[ E_\theta^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_\theta^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) \right]$$

$$H_\theta^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) = H_\theta^n(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \\ - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \frac{1}{\Delta z} \left[ E_r^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+1) - E_r^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) \right] \\ + \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \frac{1}{\Delta r} \left[ E_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) \right]$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) &= H_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu} \left( \frac{1}{2r(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)} + \frac{1}{\Delta r} \right) \cdot E_\theta^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j+\frac{1}{2}, k) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu} \left( \frac{1}{2r(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)} - \frac{1}{\Delta r} \right) \cdot E_\theta^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \frac{1}{r(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) \cdot \Delta \theta} \left[ E_r^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+1, k) - E_r^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) \right]
\end{aligned}$$

➤ Le champ électrique :

$$\begin{aligned}
E_r^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}} E_r^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}} \cdot \frac{1}{r(i+\frac{1}{2}, j, k)} \left[ H_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^n(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k) \right] \\
&- \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}} \cdot \frac{1}{\Delta z} \left[ H_\theta^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_\theta^n(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_\theta^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}} E_\theta^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}} \cdot \frac{1}{\Delta z} \left[ H_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}) \right] \\
&- \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\epsilon}} \cdot \frac{1}{\Delta r} \left[ H_z^n(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^n(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) &= \frac{1 - \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}} \cdot E_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) \\
&+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}} \cdot \left( \frac{1}{2r} + \frac{1}{\Delta r} \right) H_\theta^n(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \\
&+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}} \cdot \left( \frac{1}{2r} - \frac{1}{\Delta r} \right) H_\theta^n(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \\
&- \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma\Delta t}{2\varepsilon}} \cdot \frac{1}{r(i, j, k + \frac{1}{2}) \cdot \Delta\theta} \cdot \left[ H_r^n(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_r^n(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right]
\end{aligned}$$

**ANNEXE 4 : TRAITEMENT DES INTERFACES AVEC  
PRISE EN COMPTE DE LA PUISSANCE CALORIFIQUE  
EN CES POINTS PARTICULIERS**

Afin d'expliquer la méthode employée pour le traitement des points à la jonction de plusieurs milieux, considérons huit milieux : le milieu A de conductivité thermique  $K_{ta}$ , le milieu B de conductivité thermique  $K_{tb}$ , le milieu C de conductivité thermique  $K_{tc}$ , le milieu D de conductivité thermique  $K_{td}$ , le milieu E de conductivité thermique  $K_{te}$ , le milieu F de conductivité thermique  $K_{tf}$ , le milieu G de conductivité thermique  $K_{tg}$  et, le milieu H de conductivité thermique  $K_{th}$  (Fig.128).

Le calcul pour déterminer  $T_i$ , la température à l'intersection des huit milieux, fait appel aux valeurs des températures, qui entourent le nœud, pondérées par la conductivité thermique du milieu auquel elles appartiennent. Ainsi :

$$T_1 \text{ « voit » } \frac{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td}}{4}$$

$$T_2 \text{ « voit » } \frac{K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}}{4}$$

$$T_3 \text{ « voit » } \frac{K_{tb} + K_{tc} + K_{tf} + K_{tg}}{4}$$

$$T_4 \text{ « voit » } \frac{K_{ta} + K_{td} + K_{te} + K_{th}}{4}$$

$$T_5 \text{ « voit » } \frac{K_{tc} + K_{td} + K_{tg} + K_{th}}{4}$$

$$T_6 \text{ « voit » } \frac{K_{ta} + K_{tb} + K_{te} + K_{tf}}{4}$$

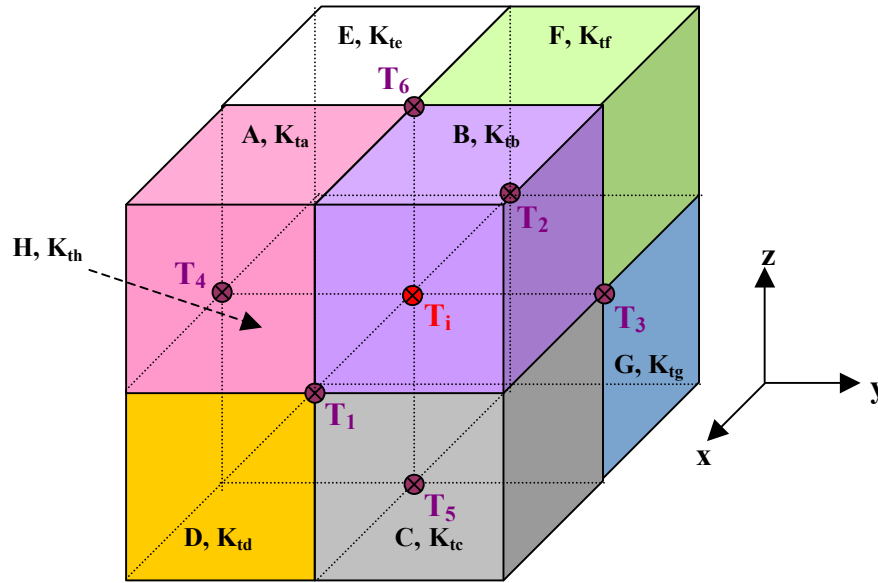


Fig.128 : Traitement des coins.

En appliquant la loi de Fourier  $\vec{\phi} = -K_t \cdot \text{grad}(T)$  aux interfaces, la température  $T_i$  peut être calculée selon les trois dimensions :

selon x :

$$\Rightarrow \frac{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td}}{4} \cdot \frac{T_1 - T_i}{\Delta x} = \frac{K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}}{4} \cdot \frac{T_i - T_2}{\Delta x}$$

$$\Rightarrow T_i = \frac{(K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td}) \cdot T_1 + (K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}) \cdot T_2}{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td} + K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}}$$

selon y :

$$\Rightarrow \frac{K_{tb} + K_{tc} + K_{tf} + K_{tg}}{4} \cdot \frac{T_3 - T_i}{\Delta y} = \frac{K_{ta} + K_{td} + K_{te} + K_{th}}{4} \cdot \frac{T_i - T_4}{\Delta y}$$

$$\Rightarrow T_i = \frac{(K_{tb} + K_{tc} + K_{tf} + K_{tg}) \cdot T_3 + (K_{ta} + K_{td} + K_{te} + K_{th}) \cdot T_4}{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td} + K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}}$$

selon z :

$$\Rightarrow \frac{K_{tc} + K_{td} + K_{tg} + K_{th}}{4} \cdot \frac{T_5 - T_i}{\Delta z} = \frac{K_{ta} + K_{tb} + K_{te} + K_{tf}}{4} \cdot \frac{T_i - T_6}{\Delta z}$$

$$\Rightarrow T_i = \frac{(K_{tc} + K_{td} + K_{tg} + K_{th}) \cdot T_5 + (K_{ta} + K_{tb} + K_{te} + K_{tf}) \cdot T_6}{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td} + K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}}$$

En faisant la moyenne des trois valeurs obtenues, on trouve  $T_i$  la température d'« intersection » :

$$\Rightarrow T_i = \frac{1}{3} \cdot \left( \frac{\begin{aligned} &(K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td}) \cdot T_1 + (K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}) \cdot T_2 + \dots \\ &(K_{tb} + K_{tc} + K_{tf} + K_{tg}) \cdot T_3 + (K_{ta} + K_{td} + K_{te} + K_{th}) \cdot T_4 + \dots \\ &(K_{tc} + K_{td} + K_{tg} + K_{th}) \cdot T_5 + (K_{ta} + K_{tb} + K_{te} + K_{tf}) \cdot T_6 \end{aligned}}{K_{ta} + K_{tb} + K_{tc} + K_{td} + K_{te} + K_{tf} + K_{tg} + K_{th}} \right)$$



## ANNEXE 5 : TRAITEMENT DES INTERFACES AVEC PRISE EN COMPTE DE LA PUISSANCE CALORIFIQUE EN CES POINTS PARTICULIERS

Nous avons choisi de traiter les points particuliers du volume, comme les interfaces et les coins, par la loi de Fourier. Cependant, elle ne prend pas en compte la puissance calorifique  $P_c$ . Or celle ci existe aux interfaces et peut donc être considérée.

Repardons de l'équation générale de la chaleur vue au chapitre 1 :

$$\rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(K_t \cdot \text{grad}(T)) + P_c + \dots$$

Considérons une interface selon  $z$ , par analogie avec les relations de passage associées aux équations de Maxwell, intégrons l'équation précédente sur  $z$  de 0 à  $a$  (où  $a$  tend vers zéro).

Notons que :

$$\text{div}(K_t \cdot \text{grad}(T)) = \text{div} \begin{pmatrix} K_t \frac{dT}{dx} \\ K_t \frac{dT}{dy} \\ K_t \frac{dT}{dz} \end{pmatrix} = \frac{d(K_t \cdot dT)}{dx^2} + \frac{d(K_t dT)}{dy^2} + \frac{d(K_t dT)}{dz^2}$$

$$\int_0^a \rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t} = \int_0^a \left[ \frac{d(K_t \cdot dT)}{dx^2} + \frac{d(K_t \cdot dT)}{dy^2} \right] dz + K_t \frac{dT(x, y, a, t)}{dz} - K_t \frac{dT(x, y, 0, t)}{dz} + \int_0^a P_c \cdot dz$$

Lorsqu'on fait tendre  $a$  vers zéro, on obtient :

$$K_t \frac{dT(x, y, a, t)}{dz} - K_t \frac{dT(x, y, 0, t)}{dz} + \int_0^a P_c \cdot dz = 0$$



D'un point de vue numérique, cette dernière équation est traitée de la façon suivante :

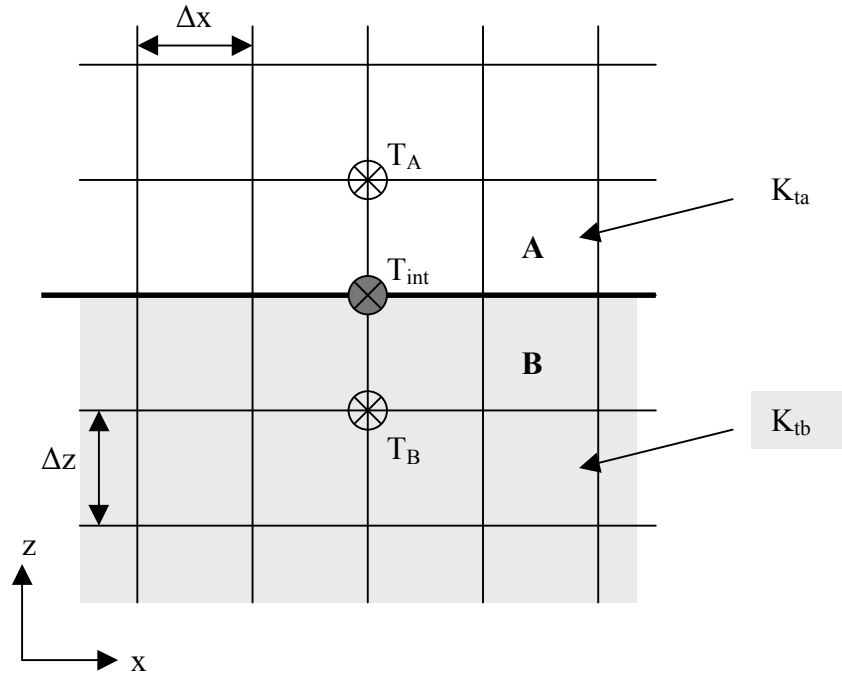


Fig.129 : Traitement des interfaces avec prise en compte de la puissance calorifique

$$K_{ta} \frac{T_A - T_{int}}{\Delta z} - K_{tb} \frac{T_{int} - T_B}{\Delta z} + P_c ]_{int} \cdot \Delta z = 0$$

$$\Rightarrow T_{int} = \frac{K_{ta} \cdot T_A + K_{tb} \cdot T_B + P_c ]_{int} \cdot \Delta z^2}{K_{ta} + K_{tb}}$$

De cette manière, la puissance calorifique est bien prise en compte aux interfaces.

Les résultats ne présentent pas de meilleurs résultats que ceux obtenus avec la loi de Fourier.

**ANNEXE 6 : DISCRETISATION DES EQUATIONS DE  
NAVIER-STOKES, DE LAPLACE ET DE TRANSFERT DE  
LA CHALEUR DANS LA MAILLE (I,K)  
EN DEUX DIMENSIONS**

◆ **Calcul des vitesses est imées**

➤ En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$\begin{aligned}
 v_x'(i+\frac{1}{2},k) &= v_x^n(i+\frac{1}{2},k) \\
 &- \Delta t \cdot v_x^n(i+\frac{1}{2},k) \cdot \frac{v_x^n(i+\frac{3}{2},k) - v_x^n(i-\frac{1}{2},k)}{2 \cdot \Delta x} \\
 &- \Delta t \cdot \left( \frac{v_z^n(i,k+\frac{1}{2}) + v_z^n(i+1,k+\frac{1}{2}) + v_z^n(i,k-\frac{1}{2}) + v_z^n(i,k-\frac{1}{2})}{4} \right) \cdot \frac{v_x^n(i+\frac{1}{2},k+1) - v_x^n(i+\frac{1}{2},k-1)}{2 \cdot \Delta x} \\
 &+ \Delta t \cdot \frac{v_x^n(i+\frac{3}{2},k) - 2 \cdot v_x^n(i+\frac{1}{2},k) + v_x^n(i-\frac{1}{2},k)}{\Delta x^2} \\
 &+ \Delta t \cdot \frac{v_x^n(i+\frac{1}{2},k+1) - 2 \cdot v_x^n(i+\frac{1}{2},k) + v_x^n(i+\frac{1}{2},k-1)}{\Delta z^2} \\
 &- \Delta t \cdot \frac{2g(d-z)}{\rho(i+1,k) + \rho(i,k)} \cdot \frac{\rho(i+1,k) - \rho(i,k)}{\Delta x}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_z'(i, k + \frac{1}{2}) &= v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) \\
- \Delta t. &\left( \frac{v_x^n(i + \frac{1}{2}, k) + v_x^n(i + \frac{1}{2}, k + 1) + v_x^n(i - \frac{1}{2}, k) + v_x^n(i - \frac{1}{2}, k + 1)}{4} \right) \cdot \frac{v_z^n(i + 1, k + \frac{1}{2}) - v_z^n(i - 1, k + \frac{1}{2})}{2 \cdot \Delta x} \\
- \Delta t. &v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) \cdot \frac{v_z^n(i, k + \frac{3}{2}) - v_z^n(i, k - \frac{1}{2})}{2 \cdot \Delta z} \\
+ \Delta t. &\frac{v_z^n(i + 1, k + \frac{1}{2}) - 2 \cdot v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(i - 1, k + \frac{1}{2})}{\Delta x^2} \\
+ \Delta t. &\frac{v_z^n(i, k + \frac{3}{2}) - 2 \cdot v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(i, k - \frac{1}{2})}{\Delta z^2} \\
- \Delta t. &\frac{2g(d - z)}{\rho(i, k + 1) + \rho(i, k)} \cdot \frac{\rho(i, k + 1) - \rho(i, k)}{\Delta z}.
\end{aligned}$$

➤ En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\begin{aligned}
v_r'(i + \frac{1}{2}, k) &= v_r^n(i + \frac{1}{2}, k) \\
- \Delta t. &v_r^n(i + \frac{1}{2}, k) \cdot \frac{v_r^n(i + \frac{3}{2}, k) - v_r^n(i - \frac{1}{2}, k)}{2 \cdot \Delta r} \\
- \Delta t. &\left( \frac{v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(i + 1, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(i, k - \frac{1}{2}) + v_z^n(i, k - \frac{1}{2})}{4} \right) \cdot \frac{v_r^n(i + \frac{1}{2}, k + 1) - v_r^n(i + \frac{1}{2}, k - 1)}{2 \cdot \Delta z} \\
+ \Delta t. &\frac{v_r^n(i + \frac{3}{2}, k) - v_r^n(i - \frac{1}{2}, k)}{2 \cdot r(i + \frac{1}{2}, k) \cdot \Delta r} \\
+ \Delta t. &\frac{v_r^n(i + \frac{3}{2}, k) - 2 \cdot v_r^n(i + \frac{1}{2}, k) + v_r^n(i - \frac{1}{2}, k)}{\Delta r^2} \\
+ \Delta t. &\frac{v_r^n(i + \frac{1}{2}, k + 1) - 2 \cdot v_r^n(i + \frac{1}{2}, k) + v_r^n(i + \frac{1}{2}, k - 1)}{\Delta z^2} \\
- \Delta t. &\frac{2g(d - z)}{\rho(i + 1, k) + \rho(i, k)} \cdot \frac{\rho(i + 1, k) - \rho(i, k)}{\Delta r}.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_z'(i, k + \frac{1}{2}) &= v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) \\
&- \Delta t. \left( \frac{v_r^n(i + \frac{1}{2}, k) + v_r^n(i + \frac{1}{2}, k + 1) + v_r^n(i - \frac{1}{2}, k) + v_r^n(i - \frac{1}{2}, k + 1)}{4} \right) \cdot \frac{v_z^n(i + 1, k + \frac{1}{2}) - v_z^n(i - 1, k + \frac{1}{2})}{2 \cdot \Delta r} \\
&- \Delta t. v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) \cdot \frac{v_z^n(i, k + \frac{3}{2}) - v_z^n(i, k - \frac{1}{2})}{2 \cdot \Delta z} \\
&+ \Delta t. \frac{v_z^n(i + 1, k + \frac{1}{2}) - v_z^n(i - 1, k + \frac{1}{2})}{2 \cdot r(i, k + \frac{1}{2}) \cdot \Delta r} \\
&+ \Delta t. \frac{v_z^n(i + 1, k + \frac{1}{2}) - 2 \cdot v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(i - 1, k + \frac{1}{2})}{\Delta r^2} \\
&+ \Delta t. \frac{v_z^n(i, k + \frac{3}{2}) - 2 \cdot v_z^n(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^n(i, k - \frac{1}{2})}{\Delta z^2} \\
&- \Delta t. \frac{2g(d - z)}{\rho(i, k + 1) + \rho(i, k)} \cdot \frac{\rho(i, k + 1) - \rho(i, k)}{\Delta z}.
\end{aligned}$$

### ◆ Calcul du terme correcteur $\Psi$

➤ En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$\begin{aligned}
\Psi(i, k) &= -\frac{\Delta x^2 \Delta z^2}{2(\Delta x^2 + \Delta z^2)} \text{div}(\vec{v}) \\
&+ \frac{\Delta z^2}{2(\Delta x^2 + \Delta z^2)} (\Psi(i + 1, k) + \Psi(i - 1, k)) \\
&+ \frac{\Delta x^2}{2(\Delta x^2 + \Delta z^2)} (\Psi(i, k + 1) + \Psi(i, k - 1))
\end{aligned}$$

➤ En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\begin{aligned}\Psi(i, k) &= -\frac{\Delta r^2 \Delta z^2}{2(\Delta r^2 + \Delta z^2)} \operatorname{div}(\vec{v}) \\ &+ \frac{\Delta z^2}{2(\Delta r^2 + \Delta z^2)} (\Psi(i+1, k) + \Psi(i-1, k)) \\ &+ \frac{\Delta r \Delta z^2}{4r(\Delta r^2 + \Delta z^2)} (\Psi(i+1, k) - \Psi(i-1, k)) \\ &+ \frac{\Delta r^2}{2(\Delta r^2 + \Delta z^2)} (\Psi(i, k+1) + \Psi(i, k-1))\end{aligned}$$

◆ Calcul des vitesses corrigées

➤ En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$\begin{aligned}v_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, k) &= v_x'(i + \frac{1}{2}, k) - \frac{\Psi(i+1, k) - \Psi(i, k)}{\Delta x} \\ v_z^{n+1}(i, k + \frac{1}{2}) &= v_z'(i, k) - \frac{\Psi(i, k+1) - \Psi(i, k)}{\Delta z}\end{aligned}$$

➤ En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\begin{aligned}v_r^{n+1}(i + \frac{1}{2}, k) &= v_r'(i + \frac{1}{2}, k) - \frac{\Psi(i+1, k) - \Psi(i, k)}{\Delta r} \\ v_z^{n+1}(i, k + \frac{1}{2}) &= v_z'(i, k) - \frac{\Psi(i, k+1) - \Psi(i, k)}{\Delta z}\end{aligned}$$

◆ Calcul de la température

➤ En coordonnées cartésiennes, 2D :

$$\begin{aligned}
 T^{n+1}(i, k) &= T^n(i, k) \\
 &- \Delta t \cdot \frac{v_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, k) + v_x^{n+1}(i - \frac{1}{2}, k)}{2} \cdot \frac{T^n(i + 1, k) - T^n(i - 1, k)}{2 \cdot \Delta x} \\
 &- \Delta t \cdot \frac{v_z^{n+1}(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^{n+1}(i, k - \frac{1}{2})}{2} \cdot \frac{T^n(i, k + 1) - T^n(i, k - 1)}{2 \cdot \Delta z} \\
 &+ \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(i + 1, k) - 2 \cdot T^n(i, k) + T^n(i - 1, k)}{\Delta x^2} \\
 &+ \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(i, k + 1) - 2 \cdot T^n(i, k) + T^n(i, k - 1)}{\Delta z^2} \\
 &+ \frac{\Delta t}{\rho_m \cdot C_m} \cdot P_c(i, k)
 \end{aligned}$$

➤ En coordonnées cylindriques, 2D :

$$\begin{aligned}
 T^{n+1}(i, k) &= T^n(i, k) \\
 &- \Delta t \cdot \frac{v_r^{n+1}(i + \frac{1}{2}, k) + v_r^{n+1}(i - \frac{1}{2}, k)}{2} \cdot \frac{T^n(i + 1, k) - T^n(i - 1, k)}{2 \cdot \Delta r} \\
 &- \Delta t \cdot \frac{v_z^{n+1}(i, k + \frac{1}{2}) + v_z^{n+1}(i, k - \frac{1}{2})}{2} \cdot \frac{T^n(i, k + 1) - T^n(i, k - 1)}{2 \cdot \Delta z} \\
 &+ \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(i + 1, k) - T^n(i - 1, k)}{2 \cdot r(i, k) \cdot \Delta r} \\
 &+ \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(i + 1, k) - 2 \cdot T^n(i, k) + T^n(i - 1, k)}{\Delta r^2} \\
 &+ \Delta t \cdot Dt \cdot \frac{T^n(i, k + 1) - 2 \cdot T^n(i, k) + T^n(i, k - 1)}{\Delta z^2} \\
 &+ \frac{\Delta t}{\rho_m \cdot C_m} \cdot P_c(i, k)
 \end{aligned}$$



# BIBLIOGRAPHIE





## **Bibliographie**

### **Introduction :**

[0.1] : [http://www.who.int/peh-emf/project/EMF\\_Project/fr/](http://www.who.int/peh-emf/project/EMF_Project/fr/)

### **Chapitre 1 :**

[I.1] : <http://www.sante-radiofrequences.org/index.php?id=90>

[I.2] : ZMIROU D., ABINEAU P., BARDOU A., DIXSAUT G., GOLDBERG M., DE SEZE R., VEYRET B, ‘Les téléphones mobiles, leurs stations de base et la santé. Etat des connaissances et recommandations’ Rapport au Directeur Général de la Santé – 16 janvier 2001.

[I.3] : LORRAIN J-L. et RAOUL D., Sénateurs : Rapport sur ‘L’incidence éventuelle de la téléphonie mobile sur la santé’, Office parlementaire d’évaluation des choix scientifiques et technologiques, 6 novembre 2002.

[I.4] : ARAN J-M., BOLOMEY J-C., BUSER P., DE SEZE R., HOURS M., LAGROYE I., VEYRET B., Rapport à l'Agence Française de Sécurité Sanitaire Environnementale AFSSE : ‘Téléphonie mobile et santé’, 21 mars 2003.

[I.5] : NEUBAUER G., FEYCHTING M., HAMNERIUS Y., KHEIFETS L., KUSTER N., RUIZ I., SCHÜZ J., ÜBERBACHER R., WIART J., RÖÖSLI M. : ‘Feasibility of future epidemiological studies on possible health effects of mobile phone base stations’, Bioelectromagnetics, Vol. 28, Issue 3, pp. 224-230, April 2007.

[I.6] : JOUBERT V., Thèse de biologie, sciences, santé de l’université de Limoges : ‘Exposition in vitro de cellules neuronales aux radiofréquences : étude de l’apoptose’ – n°-2006.

[I.7] : DE SEZE R. , ‘Radiotéléphones cellulaires et santé : mise au point des recherches portant sur la santé chez l'homme’, Radioprotection Vol. 34, n° 4, pages 479 à 490, 1999.

[I.8] : DE SEZE R., TASTEYRE A., DEROME C., DIACK C., THOMAS Y., SIMONEAU G., FERRIOLE V., CAGNON P., ADHOUTE H., GILBERT J.E., ‘Mobile phone and stress biomarkers in human volunteers’, BEM’S meeting, Kanazawa 2007, session 6.7 Mobile phone studies.

[I.9] : ‘Barrière hémato-encéphalique et téléphones mobiles’, Institut de Santé Publique d’Epidémiologie et de Développement (ISPED) :

[http://www.isped.u-bordeaux2.fr/CDD/BASES/Telephonie/Fiche\\_Bar\\_2006.pdf](http://www.isped.u-bordeaux2.fr/CDD/BASES/Telephonie/Fiche_Bar_2006.pdf)

[I.10] : FINNIE JW., BLUMBERGS PC., CAI Z., MANAVIS J., KUCHEL TR. ‘Neonatal mouse brain exposure to mobile telephony and effect on blood-brain barrier permeability’, Pathology, 38(3):262-3, 2006.

[I.11] : SALFORD LG., BRUN AE, EBERHARDT JL., MALMGREN L., PERSSON BR., ‘Nerve cell damage in mammalian brain after exposure to microwaves from GSM mobile phones’, Environ Health Perspect, 111(7):881-3, 2003.

[I.12] : ORGANISATION MONDIALE DE LA SANTE (OMS), ‘Les champs électromagnétiques et la santé publique : les radars et la santé humaine’ :

<http://www.who.int/mediacentre/factsheets/fs226/fr/>

[I.13] : WIART J., WONG M.F. ‘Interactions des ondes électromagnétiques avec les personnes – Enjeux et challenges’, France Telecom, Assemblée générale, novembre 2005, [http://www.lss.supelec.fr/Internet\\_php/pdf/GDRondes-Nov05-GT6-Wiart.pdf](http://www.lss.supelec.fr/Internet_php/pdf/GDRondes-Nov05-GT6-Wiart.pdf).

[I.14] : WONG M. F., WIART J. : ‘Modeling of electromagnetic wave interactions with the human body’, Comptes Rendus Physique, Vol. 6, Issue 6, pp. 585-594, July-August 2005.

[I.15] : WIART J., HADJEM A., GADI N., BLOCH I., WONG M.F., PRADIER A., LAUTRU D., HANNA V.F., DALE C. : ‘Modeling of RF head exposure in children’, *Bioelectromagnetics*, Vol. 26, Issue S7, pp. S19-S30, 2005.

[I.16] : CHRIST A., KUSTER N. : ‘Differences in RF energy absorption in the heads of adults and children’, *Bioelectromagnetics*, Vol. 26, Issue S7, pp. S31-S44, 2005.

[I.17] : LAVAL L., Thèse d’électronique de l’université de Limoges : ‘Conception et caractérisation dosimétrique de dispositifs micro-ondes pour des applications bioélectromagnétiques, liées à l’utilisation des téléphones portables’, n° d’ordre : 29-99.

[I.18] : LUC J., Thèse d’électronique de l’université de Limoges : ‘Interaction des ondes électromagnétiques avec le vivant. Etude et dosimétrie numérique de systèmes d’exposition aux fréquences micro-ondes ’– n° d’ordre : 41-2002.

[I.19] : COLLIN A., Thèse d’électronique de l’université de Limoges : ‘Dosimétrie de systèmes d’exposition pour l’étude in vivo ou in vitro des interactions des ondes électromagnétiques décimétriques et centimétriques avec le vivant’, n° d’ordre : 22-2007.

[I.20] : AGENCE NATIONALE DES FREQUENCE (ANFR), ‘Pourquoi une campagne de mesure ?’ [http://www.anfr.fr/doc/docenligne/panorama\\_2001.pdf](http://www.anfr.fr/doc/docenligne/panorama_2001.pdf)

[I.21] : ICNIRP Guidelines, ‘Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)’, *Health Physics*, Volume 74, Number 4, pp. 494-522, April 1998.

[I.22] : RECOMMANDATION DU CONSEIL relative à la limitation de l’exposition du public aux champs électromagnétiques (de 0HZ à 3000GHz), 1999/519/CE, publiée au Journal officiel des Communautés européennes n°99 du 30 juillet 1999, pp. 0059-0070, 12 Juillet 1999

[http://europa.eu.int/eur-lex/pri/fr/oj/dat/1999/l\\_199/l\\_19919990730fr00590070.pdf](http://europa.eu.int/eur-lex/pri/fr/oj/dat/1999/l_199/l_19919990730fr00590070.pdf)

[I.23] : CHOU C.K. : 'RF *in vitro* exposure methods: dosimetry, temperature control'. WHO meeting.

[I.24] : REPACHOLI M.H., 'Low level exposure to radiofrequency Electromagnetic Fields Health Effects, Research Needs', Bioelectromagnetics, Volume 19, Issue 1, pp. 1-19, 1998, World Health Organization, Geneva, Switzerland.

[I.25] : KUSTER N., SCHONBORN F. : 'Recommended minimal requirements, development guidelines for exposure setups of bio-experiments addressing the health risk concern of wireless communications', Bioelectromagnetics, Vol. 21, Issue 7, pp. 508-514, Octobre 2000.

[I.26] : SCHONBORN F., POKOVIC K., BURKHARDT M., KUSTER N. : 'Basis for optimization of *in vitro* exposure apparatus for health hazard evaluations of mobile communications', Bioelectromagnetics, Vol. 22, Issue 8, pp. 547-559, December 2001.

[I.27] : GOS P., EICHER B., KOHLI J., HEYER HD. 'Extremely high frequency electromagnetic fields at lower power density do not effect the division of exponential phase *Saccharomyces cerevisiae* cells', Bioelectromagnetics, vol. 18, p. 142-155, 1997.

[I.28] : SCHONBORN F., POKOVIC K., WOBUS AM., KUSTER N. 'Design, optimization, realization, analysis of an *in vitro* setup for the exposure of embryonal stem cells at 1.71 GHz', Bioelectromagnetics, vol. 21, Issue 5, pp. 372-384, 2000.

[I.29] : ROUGIER C. : Thèse de biologie, sciences, santé de l'université de Limoges : 'Etude des interactions entre la bactérie *Escherichia coli* et les microondes appliquées en mode discontinu dans des conditions faiblement thermiques' – n°33-2003.

[I.30] : M. BURKHARDT, POKOVIC K., GNOS M., SCHMID T., KUSTER N. : 'Numerical, experimental dosimetry of petri dish exposure setups', Bioelectromagnetics, Vol. 17, Issue 6, pp. 483-493, 1996.

[I.31] : NIKOLOSKI N., FROHLICH J., SAMARAS T., SCHUDERER J., KUSTER

N. : 'Reevaluation, improved design of the TEM cell in vitro exposure unit for replication studies', *Bioelectromagnetics*, Vol. 26, Issue 3, pp. 215-224, April 2005.

[I.32] : GUY A.W., CHOU C.K., McDOUGALL J.A., 'A quarter century of in vitro research: A new look at exposure methods', vol. 20, issue S4, pp 21-39, Mars 1999.

[I.33] : LAVAL L., LEVEQUE P., JECKO B., 'A new in vitro exposure device for the mobile frequency of 900 MHz,' *Bioelectromagnetics*, vol. 21, pp. 255–263, 2000.

[I.34] : MOROS E. G., STRAUBE W. L., W. F. PICKARD : 'The radial transmission line as a broad-band shielded exposure system for microwave irradiation of large numbers of culture flasks', *Bioelectromagnetics*, Vol. 20, Issue 2, pp. 65-80, 1999.

[I.35] : LAFON L., Thèse d'électronique de l'université de Limoges : 'Modélisation de l'interaction des ondes électromagnétiques avec le corps humain. Application à la dosimétrie liées à l'utilisation des téléphones portables', n° d'ordre : 37-97.

[I.36] : VELIZAROV S., RASKMARK P., KWEE S., 'The effects of radiofrequency fields on cell proliferation are non-thermal', *Bioelectrochemistry, Bioelectromagnetics*, Vol. 48, issue 1, pp. 177–180, 1999.

[I.37] : SHAZMAN A., MIZRAHI S., COGAN U., E. SHIMONI, 'Examining for possible non-thermal effects during heating in a microwave oven', *Food Chemistry*, Vol. 103, Issue 2, pp 444-453, 2007.

[I.38] : TAKASHIMA Y., HIROSE H., KOYAMA S., SUZUKI Y., TAKI M., MIYAKOSHI J.: 'Effects of continuous, intermittent exposure to RF fields with a wide range of SARs on cell growth, survival, cell cycle distribution', *Bioelectromagnetics*, Vol. 27, Issue 5, pp. 392-400, July 2006.

[I.39] : WANG J., KOYAMA S., KOMATSUBARA Y., SUZUKI Y., TAKI M., MIYAKOSHI J., 'Effects of a 2450 MHz high-frequency electromagnetic field with a wide range of SARs on the induction of heat-shock proteins in A172 cells', *Bioelectromagnetics*, Vol. 27, Issue 6, pp. 479-486, Septembre 2006.

[I.40] : CLEARY S. F., CAO G., LIU L. M., EGGLE P. M., SHELTON K. R., 'Stress proteins are not induced in mammalian cells exposed to radiofrequency or microwave radiation', *Bioelectromagnetics*, Vol. 18, Issue 7, pp. 499-505, 1997.

[I.41] : BOHR H., BOHR J., 'Microwave-enhanced folding, denaturation of globular proteins', *Physical Review E: Statistical Physics in Plasmas Fluids, Related Interdisciplinary Topics*, E 61, issue 4, pp. 4310–4314, 2000.

[I.42] : MASHEVICH M., FOLKMAN D., KESAR A., BARBUL A., KORENSTEIN R., JERBY E., AVIVI L., 'Exposure of human peripheral blood lymphocytes to electromagnetic fields associated with cellular phones leads to chromosomal instability', *Bioelectromagnetics*, Vol. 24, Issue 2, pp. 82-90, février 2003.

[I.43] : LIM H. B., COOK G. G., BARKER A. T., COULTON L. A., 'Effect of 900 MHz Electromagnetic Fields on Nonthermal Induction of Heat-Shock Proteins in Human Leukocytes', *Radiation Research* Vol.163, issue 1, pp. 45–52, 2005.

[I.44] : DE POMERAI D. I., SMITH B., DAWE A., NORTH K., SMITH T., ARCHER D. B., 'Microwave radiation can alter protein conformation without bulk heating', *FEBS Letters*, Vol. 543, issue 1–3, pp. 93–97, 2003.

[I.45] : DAWE A.S., SMITH B., THOMAS D.W.P., GREEDY S., VASIC N., GREGORY A., LOADER B., DE POMERAI D.I. : 'A small temperature rise may contribute towards the apparent induction by microwaves of heat-shock gene expression in the nematode *Caenorhabditis Elegans*', *Bioelectromagnetics*, Vol. 27, Issue 2, pp. 88-97, Février 2006.

[I.46] : 'Protéines de choc thermique et téléphones mobiles', Institut de Santé Publique, d'Epidémiologie et de Développement (ISPED),  
[http://www.isped.u-bordeaux2.fr/CDD/BASES/Telephonie/Fiche\\_Prot.pdf](http://www.isped.u-bordeaux2.fr/CDD/BASES/Telephonie/Fiche_Prot.pdf)

[I.47] : TORRES F., JECKO B., 'Complete FDTD Analysis of Microwave Heating Processes in Frequency-Dependent, Temperature-Dependent Media', I.E.E.E.

Transactions on Microwave Theory, Techniques, Vol. 45, n° 1, pp. 108-117, Janvier 1997.

[I.48] : SCHUDERER J., SPAT D., SAMARAS T., OESCH W., KUSTER N. : ‘In vitro exposure systems for RF exposures at 900 MHz’. IEEE Transactions on Microwave Theory, Techniques 52, n°8, pp. 2067-2075, août 2004.

[I.49] : SCHUDERER J., SAMARAS T., OESCH W., SPAT D., KUSTER N. : ‘High peak SAR exposure unit with tight exposure, environmental control for in vitro experiments at 1800 MHz’. IEEE Transactions on Microwave Theory, Techniques 52, n°8, pp. 2057-2066, août 2004.

[I.50] : CLEMENS J., SALTIEL C.: ‘Numerical modeling of materials processing in microwave furnaces’ ARTICLE International Journal of Heat, Mass Transfer, Vol. 39, Issue 8, May 1996, pp. 1665-1675.

[I.51] : ZHANG Q., JACKSON T. H., UNGAN A.: ‘Numerical modelling of microwave induced natural convection’ - International Journal of Heat, Mass Transfer, Vol. 43, Issue 12, 15 June 2000, pp. 2141-2154.

[I.52] : RATANADECHO P., AOKI K., AKAHORI M.: ‘A numerical, experimental investigation of the modeling of microwave heating for liquid layers using a rectangular wave guide (effects of natural convection, dielectric properties)’ ARTICLE Applied Mathematical Modelling, Vol. 26, Issue 3, March 2002, pp. 449-472.

[I.53] : VERBOVEN P., DATTA A.K., TRUNG ANH N., N. SCHEERLINCK, B. M. NICOLAÏ : ‘Computation of airflow effects on heat, mass transfer in a microwave oven’, ARTICLE, Journal of Food Engineering, Vol. 59, Issues 2-3, September 2003, pp. 181-190.

[I.54] : THEVENOT M. : Thèse d’électronique de l’université de Limoges : ‘Analyse comportementale et conception des matériaux diélectriques à Bande Interdite Photonique. Application à l’étude et à la conception de nouveaux types d’antennes – novembre 1999, N°34-1999.



[I.55] : LEVEQUE P. : Thèse d'électronique de l'université de Limoges : ' Diffraction d'ondes électromagnétiques transitoires par des obstacles en présence de milieux diélectriques à pertes' – n° d'ordre : 14-94.

[I.56] : FAURE N. : Thèse d'électronique de l'université de Limoges : 'Modélisation électromagnétique en présence de charge d'espace. Application à l'étude de tubes électronique de type magnétron' – n° d'ordre : 39-2006.

[I.57] : GARDIOL F. : ' Traité d'électricité – Vol. III – électromagnétisme', Presses Polytechniques Romandes – 2<sup>ème</sup> édition révisée – 1989.

[I.58] : JANNOT Y., 'Thermique solaire' §1.4, 'transfert de chaleur par convection', octobre 2003.

[http://www.lept-ensam.u-bordeaux.fr/principal/annuaire/pp.\\_perso/jannot/rayonnement.pdf](http://www.lept-ensam.u-bordeaux.fr/principal/annuaire/pp._perso/jannot/rayonnement.pdf)

[I.59] : SAINT BLANQUET C., FOURCHER B., 'CONDUCTION DE LA CHALEUR : CHAPITRE 1 : Loi de Fourier. Equations de Conduction de la chaleur', université de Nantes.

<http://www.sciences.univ-nantes.fr/physique/perso/blanquet/conducti/11intro/11intro.htm#3>

[I.60] : GUYON E., HULIN J-P., PETIT L., 'Hydrodynamique physique' / - savoirs actuels – InterEditions / Editions du CNRS 1991.

[I.61] : TRAKIC A., CROZIER S., LIU F.: 'Numerical modelling of thermal effects in rats due to high-field magnetic resonance imaging (0.5–1 GHz)', Phys. Med. Biol., 49 5547-5558, 2004.

[I.62] : WANG J., FUJIWARA O., 'Dosimetric evaluation of human head for portable telephones', Electronics, Communications in Japan (part I : Communications), Vol. 85, issue 7, pp 12-22, 2002.

[I.63] : P. WAINWRIGHT, 'Thermal effects of radiation from cellular telephones', Phys. Med. Biol., 45, 2363-2372, 2000.

[I.64] : SAMARAS T., CHRIST A., KUSTER N., 'Effects of geometry discretization aspects on the numerical solution of the bioheat transfert equation with the FDTD technique', Physics in Medicine, Biology, Vol. 51, Issue 11, pp. N221–N229, Juin 2006.

[I.65] : ALEKSEEV S.I., RADZIEVSKY A.A., SZABO I., ZISKIN M.C., 'Local heating of human skin by millimeter waves: Effect of blood flow', Bioelectromagnetics, Vol. 26, Issue 6, pp 489-501, September 2005.

[I.66] : McINTOCH R. L., ANDERSON V., McKENZIE R. J. : 'A numerical evaluation of SAR distribution, temperature changes around a metallic plate in the head of a RF exposed worker', Bioelectromagnetics, Vol. 26, Issue 5, pp 377-388, July 2005.

[I.67] : <http://lmfwww.epfl.ch/staff/owens/mecnumcoursenotes/Partie304b.pdf> & <http://lmfwww.epfl.ch/staff/owens/mecnumcoursenotes/Partie304c.pdf>

[I.68] : ISMAIL K.A.R., HENRIQUEZ J.R., 'Two-dimensional model for the double glass naturally ventilated window', ARTICLE, International Journal of Heat, Mass Transfer, Vol. 48, Issues 3-4, pp. 461-475, Janvier Février 2005.

[I.69] : KARAA S., ZHANG J., 'High order ADI method for solving unsteady convection–diffusion problems', SHORT COMMUNICATION, Journal of Computational Physics, Vol. 198, Issue 1, pp 1-9, Juillet 2004.

[I.70] : MOHAMED I. O., 'Computer simulation of food sterilization using an alternating direction implicit finite difference method', ARTICLE, Journal of Food Engineering, Vol. 60, Issue 3, pp. 301-306, Décembre 2003.

[I.71] : WANG T-Y, CHEN C.C-P, ' Thermal – ADI – A linear-time chip-level dynamic thermal-simulation algorithm based on alternating-direction-implicit (ADI)

method', IEEE transactions on very large scale integration (VLSI) systems, Vol. 11, n°4, Aout 2003.

[I.72] : WANG T-Y, LEE Y-M., CHEN C.C-P, '3-D thermal-ADI: A linear-time chip level transient thermal simulator', IEEE Trans. Comput.-Aided Des. Integr. Circuits Syst., vol.21, no.12, pp.1434–1445, Décembre 2002.

[I.73] : CHOI D. Y., WU C. H., 'A new efficient 3D non-hydrostatic free-surface flow model for simulating water wave motions', ARTICLE, Ocean Engineering, Vol. 33, Issues 5-6, pp. 587-609, Avril 2006.

[I.74] : LIN P., GUO Q., CHEN X., 'A fully explicit method for incompressible flow computation', ARTICLE, Computer Methods in Applied Mechanics, Engineering, Vol. 192, Issues 22-24, pp. 2555-2564, Juin 2003.

[I.75] : BROWN D. L., 'Accuracy of Projection Methods for the Incompressible Navier-Stokes Equations', submitted to Workshop on Numerical Simulation of Incompressible Flows, Half Moon Bay, California, U.S. Department of Energy, UCRL-JC-144037, Juin 2001.

[I.76] : BROWN D.L., CORTEZ R., MINION M.L., 'Accurate Projection Methods for the Incompressible Navier–Stokes Equations', Journal of Computational Physics 168, pp. 464–499, 2001.

[I.77] : PERRON S., BOIVIN S., HERARD J-M., 'A new finite Volume discretization scheme to solve 3D incompressible thermal flows on unstructured meshes', International Journal of Thermal Sciences, v 1.184 – AID :171 – Prn : 12/02/2004.

[I.78] : LOPEZ J. M., MARQUEZ F., SHEN J., 'An Efficient Spectral-Projection Method for the Navier–Stokes Equations in Cylindrical Geometries, II. Three-Dimensional Cases', Journal of Computational Physics - 176, pp. 384–401, 2002.

[I.79] : ARMFIED S.W., STREET R., 'Fractional step methods for the Navier-Stokes equations on non-staggered grids', ANZIAM J. 42 (E), pp. C134-C156, 2000.

[I.80] : SHISHKINA O., WAGNER C., ‘A fourth order accurate finite volume scheme for numerical simulations of turbulent Rayleigh–Bénard convection in cylindrical containers’, SHORT SURVEY, Comptes Rendus Mecanique, Vol. 333, Issue 1, pp. 17-28, Janvier 2005.

[I.81] : YUAN H., Wu C. H., ‘An implicit three-dimensional fully non-hydrostatic model for free-surface flows’, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 46, Issue 7, pp. 709-733, Novembre 2004.

[I.82] : SHU C., WEE K. H. A., ‘Numerical simulation of natural convection in a square cavity by SIMPLE-generalized differential quadrature method’, ARTICLE, Computers & Fluids, Vol. 31, Issue 2, pp. 209-226, Février 2002.

[I.83] : BARLETTA A., ZANCHINI E., LAZZARI S., TERENCEZI A., ‘Numerical study of heat transfer from an offshore buried pipeline under steady-periodic thermal boundary conditions’, Applied Thermal Engineering, 22 August 2007.

### **Chapitre 2 :**

[II.1] : YEE K. S. : ‘Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media’ – Ap-14 may 1966 pp.302-307.

[II.2] : LECLER S. : Stage de fin d’étude à l’école nationale supérieure de physique de Strasbourg – Université Louis Pasteur – ‘Principe de la FDTD’ – juillet 2004.

[II.3] : THEVENOT M. : Thèse d’électronique de l’université de Limoges : ‘Analyse comportementale et conception des matériaux diélectriques à Bande Interdite Photonique. Application à l’étude et à la conception de nouveaux types d’antennes’, 1999, N°34-1999.

[II.4] : LEVEQUE P. : Thèse d’électronique de l’université de Limoges : ‘ Diffraction d’ondes électromagnétiques transitoires par des obstacles en présence de milieux diélectriques à pertes’, 1994, n° d’ordre : 14-94.

[II.5] : SCHUDERER J., KUSTER N., 'Effect of the meniscus at the solid/liquid interface on the SAR distribution in Petri dishes and flasks', *Bioelectromagnetics*, Vol. 24, Issue 2, Pages: 103-108, Février 2003.

[II.6] : SCHÖNBORN F., POKOVIC K., BURKHARDT M., KUSTER N., 'Basis for optimization of in vitro exposure apparatus for health hazard evaluations of mobile communications', *Bioelectromagnetics*, Vol. 22, Issue 8, pp. 547-559, Décembre 2001.

[II.7] : ZHAO J., WEI Z., 'Numerical modeling and dosimetry of the 35 mm Petri dish under 46 GHz millimeter wave exposure', *Bioelectromagnetics*, Vol. 26, Issue 6, pp. 481-488, Septembre 2005.

[II.8] : BERENGER J.P. : 'Couche absorbante parfaitement adaptée pour la simulation de l'espace libre' – 96.

[II.9] : BERENGER J.P. : 'La méthode PML en compatibilité électromagnétique', CEM-96, 3-5 sept.1996, Lille, France.

[II.10] : TORRES F., JECKO B., 'Complete FDTD Analysis of Microwave Heating Processes in Frequency-Dependent, Temperature-Dependent Media', *I.E.E.E. Transactions on Microwave Theory, Techniques*, Vol. 45, n° 1, pp. 108-117, Janvier 1997.

### **Chapitre 3 :**

[III.1] : LAVAL L. : Thèse d'électronique de l'université de Limoges : 'Conception et caractérisation dosimétrique de dispositifs micro-ondes pour des applications bioélectromagnétiques, liées à l'utilisation des téléphones portables' – n° d'ordre : 29-99.

[III.2] : LAVAL L., LEVEQUE P., and JECKO B. : 'A new in vitro exposure device for the mobile frequency of 900 MHz', *Bioelectromagnetics*, vol. 21, pp. 255–263, 2000.

[III.3] : JOUBERT V., LEVEQUE Ph., RAMETTI A., COLLIN A., BOURTHOUMIEU S., YARDIN C., 'Microwave exposure of neuronal cells in vitro : Study of apoptosis', International Journal of Radiation Biology, Vol. 82 n°4, pp. 267-275, April 2006.

[III.4] : JOUBERT V., LEVEQUE Ph., CUEILLE M., BOURTHOUMIEU S., YARDIN C., 'No apoptosis is induced in rat cortical neurons exposed to GSM phone fields', Bioelectromagnetics, Vol. 28, Issue 2, pp. 115-121, February 2007.

[III.5] : JOUBERT V., Thèse de biologie, sciences, santé de l'université de Limoges : 'Exposition in vitro de cellules neuronales aux radiofréquences : étude de l'apoptose', 2006.

#### **Chapitre 4 :**

[IV.1] : ROUGIER C. : Thèse de biologie, sciences, santé de l'université de Limoges : 'Etude des interactions entre la bactérie Escherichia coli et les microondes appliquées en mode discontinu dans des conditions faiblement thermiques' – n°33-2003.

#### **Annexes :**

[An.1] : ROUGIER C. : Thèse de biologie, sciences, santé de l'université de Limoges : 'Etude des interactions entre la bactérie Escherichia coli et les microondes appliquées en mode discontinu dans des conditions faiblement thermiques' – n°33-2003.



## **Résumé :**

L'essor des nouvelles technologies utilisant les micro-ondes ne fait que renforcer les questions sur d'éventuels risques sanitaires. Le développement et la caractérisation des systèmes d'exposition utilisés pour les études biologiques nécessitent une dosimétrie complète.

Un aspect du problème réside dans la maîtrise des effets thermiques, conduisant à une formulation multi-physique. Dans ce cadre, un outil de simulation adapté aux études bioélectromagnétiques et intégrant l'électromagnétisme, la thermique et l'hydrodynamique est présenté.

La méthode numérique, utilisée pour la résolution des équations de la thermique, est basée sur un schéma « différences finies » pour permettre un couplage avec l'électromagnétisme et ainsi intégrer la dépendance de la permittivité avec la température, et les effets en transitoire.

L'étude de deux dispositifs, à fort et faible gradients de température, montre l'influence des phénomènes de conduction et de convection thermiques.

**Mots-clés** : *Bioélectromagnétisme, dosimétrie, multiphysique, DAS (Débit d'Absorption Spécifique), radiofréquences, différences finies, conduction thermique, convection thermique, systèmes d'exposition.*

---

## **Abstract :**

The rise of new technologies using microwave strengthens questions about possible health risks. The development and the characterisation of exposure systems dedicated for biological studies require an accurate dosimetry.

An aspect of this issue relies on the control of thermal effects. The resulting multiphysic problem requires the development of a numerical tool fitted to bioelectromagnetic studies and that processes electromagnetism, thermodynamics and hydrodynamics all together.

The use of a finite difference scheme to solve the heat equations will allow a link with electromagnetism to integrate the permittivity dependence with temperature, and transitional effects.

The influence of the thermal conduction and thermal convection is shown in The study of two exposure setups, involving high and low temperature gradient.

**Keywords** : *Bioelectromagnetism, dosimetry, multiphysic, SAR (Specific Absorption Rate), Radiofrequency, finite difference, thermal conduction, thermal convection, exposure system*