

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Mémoire

Présenté à

L'Université Abdel Hamid Ibn Badis de Mostaganem
Faculté des Sciences et de la technologie
Département de Génie Electrique

Pour obtenir le Diplôme de
Magister en Electronique

Option : signaux et application

Par

DLALI Djamel

Sujet

**Analyse de l'influence du taux de perfusion sanguine
Sur la distribution de Température**

Soutenu le 02 /07/2012

Devant le jury composé de

Mr. Djelloul Abdelkader	Prof	Université de Mostaganem	Président
Mr. Taleb Ahmed	Prof	Université de Valenciennes	Examineur
Mr. Benotsmane Ahmed	M.C.A	Université de Mostaganem	Examineur
Mme. Mimi Malika	Prof	Université de Mostaganem	Encadreur

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire SIGNAUX ET SYSTEMES à la Faculté de sciences et de la technologie.

Tout d'abord je voudrais remercier Mme M .MIMI, Professeur à l'Université MOSTAGANEM pour avoir encadré mon travail de mémoire et pour sa gentillesse, son soutien, sa patience et pour tous ses efforts durant la réalisation de ce travail.

Je remercie également l'ensemble des membres de jury : Mr A. DJELLOUL Professeur à l'Université MOSTAGANEM, Mr A. TALEB AHMED Professeur à l'Université de VALENCIENNES (France), Mr A.BENOSTMANE Maître de Conférences à l'Université de MOSTAGANEM.

Je tiens à remercier mes collègues et toutes les personnes qui m'ont encouragée moralement le long de ce travail.

Dédicace

A la mémoire de ma mère

A mon père

A mes frères et sœurs

A mon épouse

A ma petite princesse adoré CHIRAZ

TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : ÉTUDE DE L'INTERACTION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES AVEC LES TISSUS HUMAINS	3
I.1. Introduction	3
I.2. Propagation de l'onde électromagnétique	4
I.3. Les propriétés électromagnétiques des tissus humains	8
I.3.1. Permittivité électrique (ϵ en F/m)	8
I.3.2. Perméabilité magnétique (μ en H/m)	11
I.3.3. Conductivité (σ en S/m)	12
I.4. La dispersion et l'atténuation	12
I.5. Mécanisme d'interaction des ondes radiofréquences avec les organismes biologiques	12
I.6. Effets des radiofréquences/ microondes sur les organes biologiques	15
I.6.1. Contamination externe	17
I.6.2. Contamination interne	17
I.6.2.1. Effets thermiques, non thermiques, isothermes et micro thermiques	17
I.6.2.2. Système cardiaque	18
I.6.2.3. Système visuel humain	18
I.6.2.4. Système nerveux	19
I.7. Conclusion	20
CHAPITRE II: METHODES NUMERIQUES APPLIQUEES A L'HYPERTHERMIE	21
II.1. Equations de maxwell	21
II.1.1. Formulation générale.....	21
II.1.2. Simplification: application aux problèmes d'hyperthermie.....	23

II.1.3. Conditions d'interfaces.....	24
II.1.4. Pertes dans les tissus biologiques.....	25
II.1.5. Densité de puissance et taux spécifique d'absorption	25
II.2. Méthodes de calcul de champ Appliquées à l'hyperthermie.....	27
II.2.1. Méthode des éléments finis	28
II.2.2. Méthode des réseaux d'impédances.....	28
II.2.3. Méthode des différences finis.....	30
II.2.4. Choix d'une méthode	32
II.3. Conclusions.....	34
CHAPITRE III : MODÉLISATION THERMIQUE DES TISSUS BIOLOGIQUES.....	35
III.1. Le modèle de Pennes.....	36
III.2 .Les premiers modèles de perfusion sanguine.....	37
III.3. Longueur caractéristique d'équilibre thermique.....	38
III.4. Le modèle de Chen et Holmes (CH)	39
III.5. Le modèle de Weinbaum, Jiji et Lemons (WJL)	42
III.6. Comparaison des différents modèles.....	45
CHAPITRE IV : ASPECT NUMERIQUE	
IV. Introduction.....	46
IV.1. La METHODE FDTD.....	47
IV. 2. La méthode.....	47
IV.3. La discrétisation.....	48
IV.3.a. Généralités.....	48
IV.3.b.Condition de stabilité	48
IV.3.c.Différentiation des équations de Maxwell	49
IV.4. Calcul du DAS.....	50
IV.5.discrétisation des équations de maxwell dans la maille (i,j,k)	50
IV.6. Modélisation mathématique des transferts thermiques dans la peau.....	52
IV .6.1. Le modèle de Pennes : la référence.....	52
IV.7 Les échanges thermiques tissulaires.....	53
IV.7.1 Structure générale du système vasculaire.....	53

IV.7.2 Mécanismes des échanges thermiques tissulaires.....	54
IV.7.2.1 Puissance thermique générée par le métabolisme.....	55
IV.7.2.2 Energie thermique stockée au sein du tissu.....	55
IV.7.2.3 Transfert thermique par conduction.....	56
IV.7.2.4 Transfert thermique par convection thermique.....	57
IV.7.2.5 Bilan énergétique tissulaire.....	58
IV.7.3 Conditions initiales et aux limites.....	59
IV.7 .3.1 Condition initiale.....	59
IV.7.3 .2 Conditions aux limites.....	59
IV.8. Résultats et Discussions	60
IV.8.1.introduction.....	61
IV.8.2.Résultats.....	62
IV.8.3.conclusion.....	68
Conclusion générale.....	69
Annexe.....	70
Références bibliographiques.....	77

LISTE DES SYMBOLES

SCALAIRES et Matrices

∇	Gradient.
∇^2	Laplacien.
ρ	Densité du tissu.
C	chaleur spécifique
ω	Perfusion sanguine.
DAS	Débit d'absorption spécifique,
k	Conductivité thermique.
V	Vitesse du sang,
T_a	Température du sang artère
T_v	Température du sang veineux
T	Température du tissu
$T_{b,a}$	Température du sang artériel
t	Temps
V	Vitesse du sang,
(x,y,z)	Coordonnées cartésiennes d'un point.
q	Chaleur par unité de volume
r	Rayon d'un vaisseau sanguin.
ϵ	Permittivité, A_s / V_m .
ϵ_r	Permittivité relative.
ϵ_0	Permittivité du vide
μ	Perméabilité, V_s / A_m .
μ_r	Perméabilité relative.
μ_0	Perméabilité du vide
σ	Conductivité électrique, S / m .
δ	profondeur de pénétration
Δt	Pas temporels ($\sim dt$).
Δ	Pas spatial, m .

INDICES ET EXPOSANTS

a	artériel
b	sanguin.
c	convection
e	équilibre.

m métabolique
v veineux.

Résumé :

Le transfert de chaleur dans les tissus vivants est un processus complexe car elle implique une combinaison de la conduction thermique dans les tissus, la convection et la perfusion de sang. Plusieurs modèles mathématiques ont été développés pour décrire le transfert de chaleur dans les tissus biologiques vivants. Ces modèles ont été largement utilisés dans l'analyse de l'hyperthermie, dans le traitement du cancer, la chirurgie au laser, la cryochirurgie, la cryoconservation, et de nombreuses autres applications. Le modèle le plus largement utilisé dans le biochaleur était introduite par Pennes en 1948. Pennes à proposé un modèle simplifié pour décrire l'effet de la perfusion sanguine sur le transfert de chaleur.

Dans ce mémoire un modèle numérique 3D basé sur les différences finies dans le domaine temps FDTD été mis au point. Ce modèle permet de calculer la répartition de débit d'absorption spécifique (DAS), le transfert de chaleur dans le corps humain soumis à un champ électromagnétique, et montre l'influence de taux de perfusion sur la diffusion de la chaleur.

Mots-clés : Bioélectromagnétisme , DAS (Débit d'Absorption Spécifique), FDTD ,micro-onde, l'hyperthermie ,modèle de Pennes, perfusion sanguine

Abstract:

The transfer of heat in living tissue is a complex process because it implies a combination of thermal conduction in fabrics, the convection and the perfusion of blood. Several mathematical models were developing to describe the transfer of heat in live biological fabrics. These models were largely used in the analysis of hyperthermia, in the treatment of cancer, the surgery with the laser, the cryosurgery, the cry conservation, and of many other applications. The model most largely used in the bioheat was introduced by Pennes in 1948. Pennes with proposed a model simplifies to describe the effect of the blood perfusion on the transfer of heat.

In this memory a digital model 3D based on finished differences FDTD developed at the point. This model makes it possible to calculate the distribution of the specific rate of absorption (SAR), the transfer of heat in the body subjected to an electromagnetic field, and shows the influence of rate of perfusion on the transfer of heat.

Key words: Bioelectromagnetism, SAR (Specific Absorption Rate), FDTD, microwave, hyperthermia, model Pennes, blood perfusion

ملخص:

التحول الحراري في الأنسجة الحية هو عملية معقدة لأنها تنطوي على مزيج من توصيل الحرارة في الحمل الحراري، والأنسجة، ونضح الدم. وقد وضعت عدة نماذج رياضية لوصف انتقال الحرارة في الأنسجة البيولوجية على. وقد استخدمت هذه النماذج على نطاق واسع في التحليل من ارتفاع الحرارة في علاج السرطان، وجراحة الليزر، التجميد، حفظ بالبرودة، والعديد من التطبيقات الأخرى. وقد قدم النموذج الأكثر استخداماً في بيولوجيا الحرارة في Pennes.1948 نموذج مقترح لتبسيط وصف تأثير نضح الدم على نقل الحرارة في جسم الإنسان. في هذه المذكرة تم تطوير نموذج عددي ثلاثي الأبعاد على أساس اختلاف FDTD محدود. هذا النموذج يسمح لحساب توزيع معدل امتصاص محددة (DAS)، وانتقال الحرارة في جسم الإنسان تتعرض لمجال كهرومغناطيسي، ويظهر تأثير معدل نضح على نشر الحرارة في جسم الإنسان.

كلمات البحث: بيواكتروميغناطيسي، SAR (معدل الامتصاص النوعي)، FDTD، الميكروويف، وارتفاع الحرارة، نموذج PENNE ، نضح الدم

Introduction générale

Le transfert de chaleur dans les tissus vivants est un processus compliqué parce qu'il comporte une combinaison de la conduction thermique dans les tissus, la convection et la perfusion du sang, et la production de chaleur métabolique. Au cours des années, plusieurs modèles mathématiques ont été développés pour décrire le transfert de chaleur dans les tissus biologiques vivants. Ces modèles ont été employés couramment dans l'analyse de l'hyperthermie dans le traitement contre le cancer, la chirurgie de laser, le confort thermique, et beaucoup d'autres applications. Le modèle de biochaleur le plus employé a été présenté par Pennes en 1948[1]. Pennes a proposé un nouveau modèle simplifié de biochaleur pour décrire l'effet de la perfusion de sang et de la génération de chaleur métabolique sur le transfert de chaleur dans un tissu vivant. Depuis le papier de borne limite par Pennes (1948), son modèle a été employé couramment par beaucoup de chercheurs pour l'analyse des phénomènes de transfert de biochaleur. Et, également on a proposé un grand nombre de modèles de transfert de biochaleur pour surmonter les points faibles de l'équation de Pennes. Ces modèles incluent les modèles de continuum qui considèrent l'impact thermique de tous les vaisseaux sanguins comme paramètre global et modèles vasculaires qui considèrent l'impact thermique de chaque vaisseau individuellement.

Les recherches menées sur l'interaction des ondes avec le vivant appellent une collaboration entre biologistes et physiciens. 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.

Dans les études publiées ces dernières années, il est de plus en plus question de connaître la dissipation de chaleur induite dans les tissus par absorption des ondes électromagnétiques.

Dans cette étude, nous cherchons à mettre en évidence, de manière quantitative, certains effets de la circulation sanguine sur la diffusion de la température. A la manière des études menées

par Pennes [1]. L'originalité de notre étude est que nous faisons varier la circulation sanguine en changeant le taux de perfusion sanguine. Cette approche permet de quantifier les variations de températures dues à la vitesse de circulation du sang.

Mais, ce que nous cherchons aussi, c'est de mettre au point un modèle numérique de transfert de chaleur dans le tissu vivant. Un modèle qui puisse rendre compte des phénomènes observés et qui puisse être prédictif. Dans ce domaine, le modèle le plus souvent utilisé est celui de Pennes. Ce dernier, souvent critiqué pour son caractère trop simplifié, fut enrichi par Wulff [2] et Klingner [3], puis revu par Chen et Holmes [4].

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres. Le premier chapitre présente une brève étude sur les ondes électromagnétiques et leurs effets biologiques, dans ce deuxième chapitre, nous exposerons le formalisme régissant les phénomènes électromagnétiques, nous rappellerons les équations physiques nécessaires à la résolution de ce type de problème couplé puis nous analyserons les différentes méthodes numériques utilisées pour modéliser les champs électromagnétiques dans le corps humain.

La méthode numérique des différences finies dans le domaine de temps (FDTD) constituera notre choix pour modéliser ces phénomènes électromagnétiques. Ensuite, nous présenterons dans le troisième chapitre les derniers développements en matière de modélisation thermique des tissus biologiques. Parmi les différentes équations de la chaleur, nous considérons l'équation de chaleur de Pennes, pour prédire le profil de température. Dans le dernier chapitre, nous dériverons la structure des tissus vivants avec la perfusion de sang. Cela va nous servir dans nos simulations de modèle de Pennes.

Finalement, nous discutons les principaux résultats obtenus par simulation de modèle de Pennes par MATLAB et l'influence de taux de perfusion sur le transfert de chaleur.

CHAPITRE I

CHAPITRE I :

ÉTUDE DE L'INTERACTION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES AVEC LES TISSUS HUMAINS

I.1 INTRODUCTION :

L'utilisation des ondes électromagnétiques dans le domaine médical à permis de créer de nouvelles techniques thérapeutiques ou diagnostiques, telles que la détection du cancer du sein, l'IRM (Imagerie par Résonance Magnétique), le traitement de l'hypertrophie bénigne de prostate, la physiothérapie, l'hyperthermie, le traitement des arythmies cardiaques, etc.

Les radiofréquences ont également des applications dans d'autres domaines que les radiocommunications ou le médical:

- domestiques : fours micro-ondes,
- professionnels : soudure,
- grand public : badges de contrôle, d'identité ou de titres de transport,

L'utilisation des ondes radiofréquences dans le domaine de la santé est un phénomène relativement récent (années 1970). Les applications médicales de ces ondes peuvent être classées selon trois grandes catégories, soit :

- le diagnostic de maladies,
- le traitement des patients en utilisant les effets thermiques et/ou non thermiques,
- une fraction d'un traitement combiné (avec radiothérapie, chimiothérapie, intervention chirurgicale, etc.).

Actuellement, les micro-ondes sont principalement utilisées en tant que traitement dans la sphère médicale pour leurs effets thermiques. En effet, la thermothérapie par micro-ondes a des applications en oncologie (cancers), physiothérapie (rhumatismes) et urologie (hyperplasies prostatiques bénignes). D'autres possibilités sont également à l'étude afin d'utiliser ce traitement en cardiologie (arythmies cardiaques), en chirurgie (croissance d'implants) et en ophtalmologie (corrections de rétine) [5]. De plus, les Micro-ondes sont utilisées pour la communication entre capteurs et appareils médicaux, que les capteurs soient externes.

Aujourd'hui, de nombreuses personnes s'inquiétant de la santé publique se posent des questions sur les effets du champ électromagnétique sur les tissus du corps humain. Ce problème est très difficile à maîtriser car il touche plusieurs sous-domaines de recherche.

Afin de mieux évaluer les effets sur les organismes vivants qui pourraient résulter des ondes radiofréquences, il est nécessaire de rappeler les bases physiques des champs électromagnétiques et les modes d'interaction des radiofréquences avec les matières vivantes.

I.2 PROPAGATION DE L'ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Les radiofréquences sont des ondes non-ionisantes contrairement aux ondes de fréquences nettement supérieures.

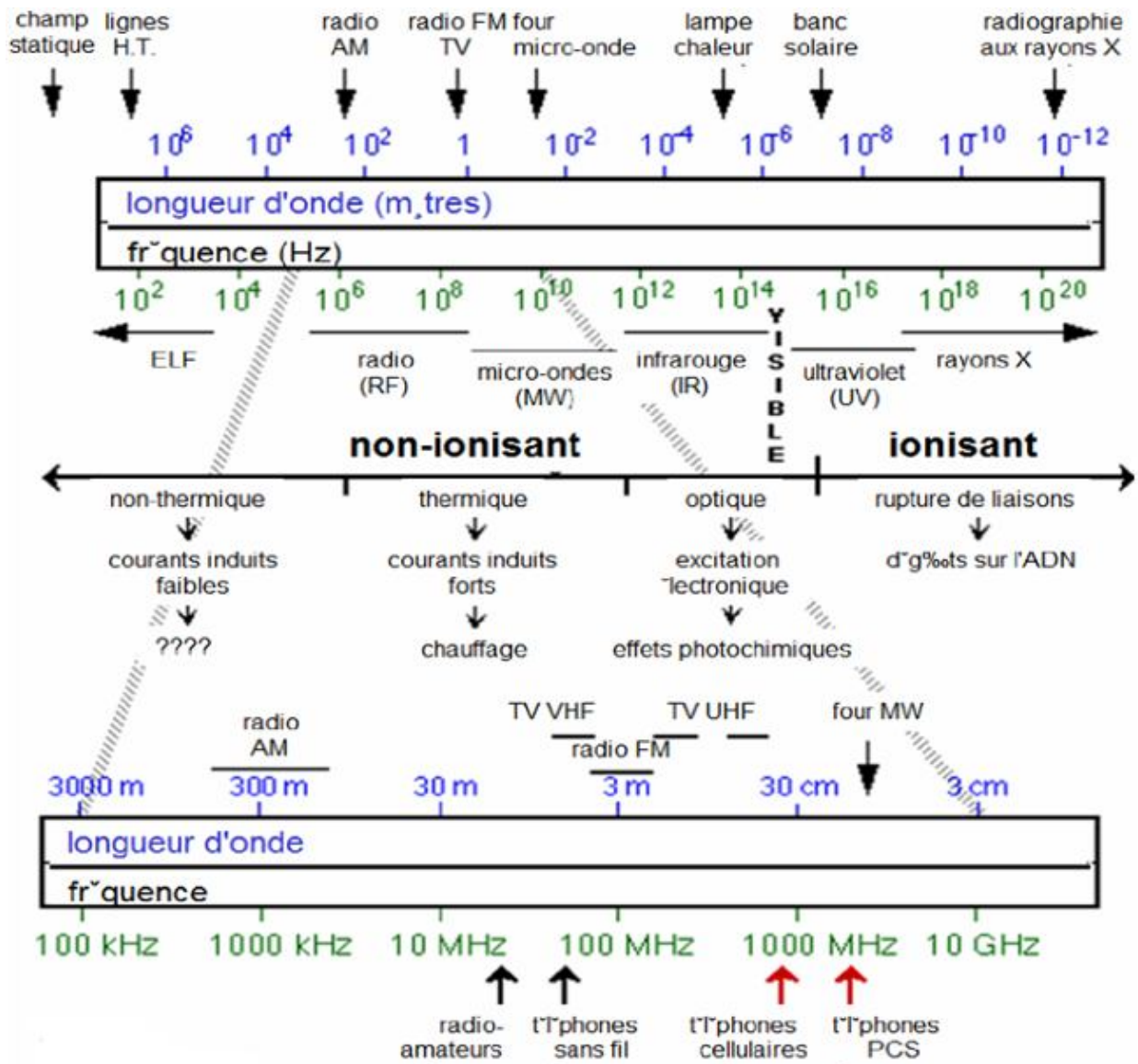


FIG 1.1. Le spectre des ondes électromagnétiques

La gamme des radiofréquences s'étend des longueurs d'ondes de quelques millimètres à plusieurs kilomètres (Figure 1.1). Les micro-ondes sont un cas particulier des ondes radio, leurs longueurs d'onde étant du même ordre de grandeur que les dimensions des objets couramment utilisés.

La notion de champ, quelque peu abstraite, est déduite du principe d'équilibre donc des lois de conservation. Le champ électromagnétique est dû aux charges et aux courants, la présence d'une charge induit un champ électromagnétique. On ne mesure que de manière indirecte la valeur d'un champ; cela se fait par l'intermédiaire de la force ou du courant induit par le champ. Le champ électromagnétique et les forces qui lui sont associées ont été mis en évidence dans le cadre d'observations il y a un peu moins de deux cents ans. C'est grâce aux formulations de Faraday, Ampère et Gauss, entre autres, que Maxwell énonce les équations qui régissent la propagation du champ électromagnétique, en fonction des sources et des propriétés du milieu. La figure 1.2 présente la propagation d'une onde électromagnétique.

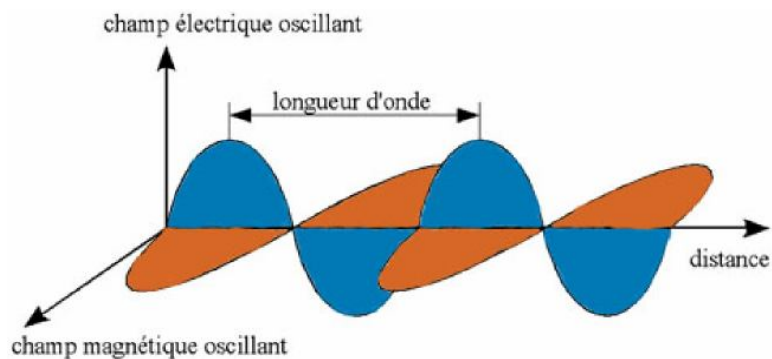


FIG 1.2. Propagation d'une onde électromagnétique

Les équations Maxwell dans le domaine temporel, dans un milieu donné, s'écrivent:

$$\operatorname{div} \vec{D}(r, t) = \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r, t) = \rho_v \quad (1.1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B}(r, t) = \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(r, t) = 0 \quad (1.2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}(r, t) = \vec{\nabla} \times \vec{E}(r, t) + \frac{\delta}{\delta t} \vec{B}(r, t) = 0 \quad (1.3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}(r, t) = \vec{\nabla} \times \vec{H}(r, t) - \frac{\delta}{\delta t} \vec{D}(r, t) = \vec{J}(r, t) \quad (1.4)$$

ou : $\vec{\nabla}$ l'opérateur gradient et (\times) désigne produit vectoriel

\vec{E} : Le champ électrique (volt/m)

\vec{H} : Le champ magnétique (ampère/m)

\vec{D} : La densité de flux électrique (coulomb/m²)

\vec{B} : La densité de flux magnétique (weber/m²)

ρ_v : La densité charge (c/m³)

\vec{J} : La densité de courant (r, t) (A/m²)

Les champs électromagnétiques interagissent par l'intermédiaire de trois paramètres qui sont la permittivité électrique, la perméabilité magnétique et la conductivité.

I.3 LES PROPRIÉTÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DES TISSUS HUMAINS

Le besoin de données étendues sur les propriétés diélectriques des tissus humains s'est fortement senti parmi les scientifiques. En 1967 Geddes et Baker ont récapitulé des rapports sur la résistance spécifique des tissus humains. Puis, Stuchly et al (1980) ont assemblé les propriétés diélectriques des tissus dans la gamme de fréquence 10 KHz à 10 GHz. Duck, Langes et al (1990) ont complété ces études en incluant de nouvelles données. Dans la compilation de C. Gabriel et ses collègues [6, 7], les mesures in vivo avec tissu humain ont été choisies de préférence aux mesures in vitro avec tissu animal. Pour les mesures in vitro, des données ont été présentées aux températures les plus proches de celle du corps et au moment juste après la mort. La majeure partie des données de littérature est sous forme graphique difficile d'utilisation plutôt qu'algorithmique. Quand les tables étaient disponibles, une gamme de fréquence plus étendue a été souvent fournie. Les données ont été traduites des divers auteurs et aussi en considérant des mesures à la température corporelle.

I.3.1 Permittivité électrique (ϵ en F/m)

La permittivité électrique est la réponse d'un milieu à un champ électrique appliqué. Elle varie suivant la position dans le matériau, l'humidité, la température, et d'autres paramètres.

La constante diélectrique peut s'écrire :

$$\epsilon = \epsilon_0 (\epsilon' - j\epsilon'') \quad (1.5)$$

Avec : $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$: la constante diélectrique de l'espace libre (F/m).

ϵ' : Partie réelle de la permittivité relative.

ϵ'' : Partie imaginaire de la permittivité relative (pertes diélectriques).

Le Tableau 1.1 donne quelques ordres de grandeur des paramètres électromagnétiques pour différents tissus biologiques à différentes fréquences.

Tableau 1.1. Propriétés diélectriques pour différents tissus en fonction de la fréquence [7]

	Conductivité (S/m)	Permittivité relative	Pertes	Longueur d'ondes (mm)	Profondeur de pénétration (mm)
Peau (5mm)					
1G Hz	0.88	45.71	0.34	43.71	41.29
2GHz	1.33	43.52	0.27	22.51	26.47
10GHz	8.95	33.58	0.48	5.04	2.53
17GHz	16.75	26.26	0.67	3.28	1.71
17GHz	25.48	19.24	0.88	2.35	0.99
graisse (5mm)					
1GHz	0.05	5.45	0.18	127.96	232.47
2GHz	0.08	5.33	0.15	64.773	142.99
10GHz	0.58	4.61	0.23	13.885	19.59
17GHz	1.06	4.15	0.27	8.5769	10.21
17GHz	1.64	3.73	0.29	5.6888	6.29
Muscle (35mm)					
1GHz	0.98	54.81	0.32	39.99	40.68
2GHz	1.45	53.29	0.24	20.38	26.85
10GHz	10.63	42.76	0.45	4.479	3.34
17GHz	20.71	34.06	0.64	2.89	1.56
17GHz	32.62	25.13	0.86	2.06	0.88
Poumon(85mm)					
1GHz	0.47	21.83	0.39	63.02	53.27
2GHz	0.68	20.79	0.30	32.53	5.70
10GHz	4.21	16.15	0.47	7.27	5.20
17GHz	7.81	12.78	0.65	0.71	2.54
17GHz	11.84	9.54	0.83	3.35	1.48
Coeur (55mm)					
1GHz	1.28	59.29	0.39	38.24	32.42
2GHz	1.91	55.82	0.31	19.83	20.98
10GHz	11.83	42.24	0.50	4.48	3.01
17GHz	21.91	32.8	0.71	2.92	1.46
17GHz	33.17	23.73	0.93	2.09	0.85

Lorsque le champ appliqué varie, les particules constituant le matériau ont tendance à changer de position d'équilibre afin de compenser l'effet du champ. Ce phénomène de polarisation se fait pendant un temps minimum, dit de relaxation ; si le champ varie trop rapidement les particules n'ont pas le temps de se mouvoir.

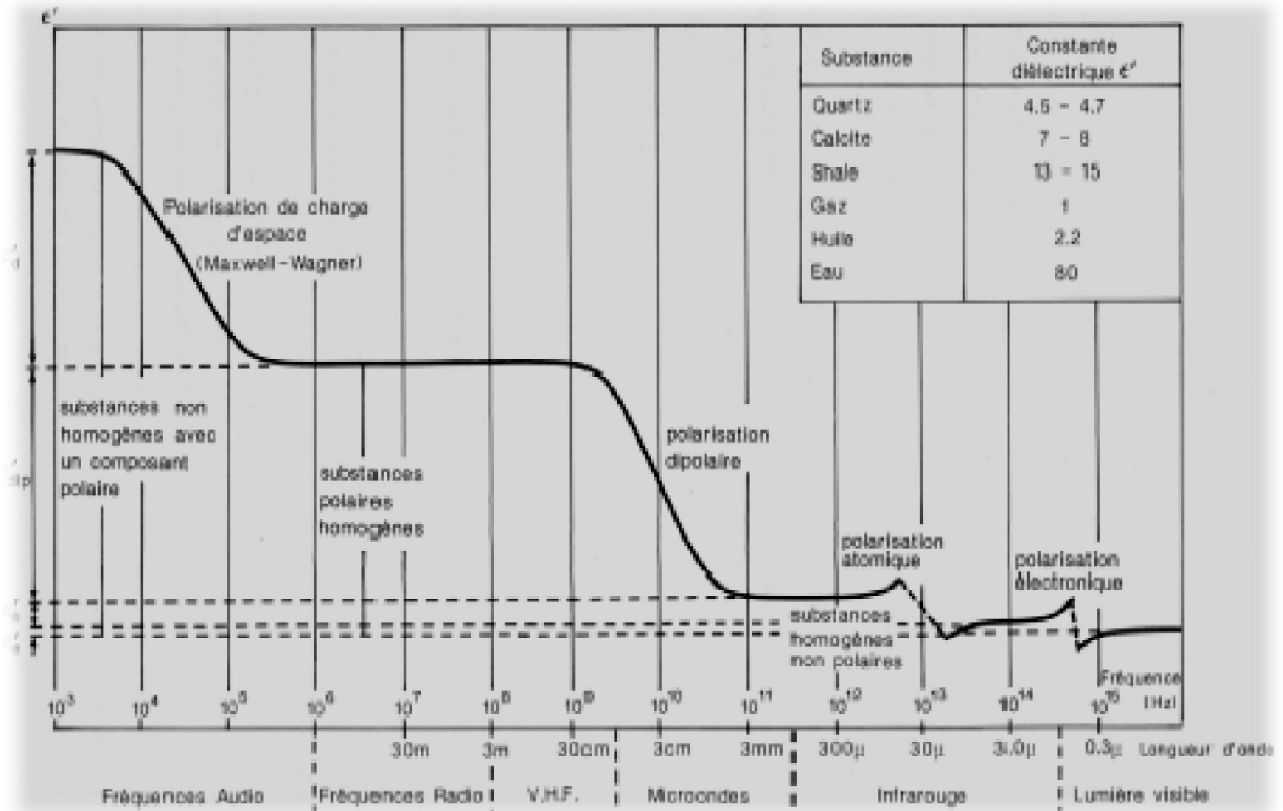


FIG 1.3. Influence des différentes polarisations en fonction de la fréquence (Tillard 1991).

En général, on distingue 4 principaux types de polarisation :

- La polarisation électronique : déformation du nuage électronique sous l'action d'un champ,
- La polarisation dipolaire ou d'orientation : les molécules dipolaires soumises à un champ voient l'axe de leur dipôle tenter de s'aligner avec ce dernier

2

- La polarisation ionique : l'existence d'ions de signes contraires dans certains solides provoque des accumulations distinctes sous l'action d'un champ,
- La polarisation interfaciale ou polarisation de charges : une accumulation d'ions au niveau des interfaces dans un matériau hétérogène soumis à l'action d'un champ électrique. Les gammes de fréquences auxquelles ces phénomènes prédominent sont présentées sur la figure 1.3.

I.3.2 Perméabilité magnétique (μ en H/m)

Elle correspond à la capacité d'un matériau à modifier un champ magnétique \vec{B} , c'est-à-dire l'énergie stockée ou perdue dans le matériau suite aux phénomènes d'induction magnétique ou bien à la modification des lignes de flux magnétique. Cette valeur dépend ainsi du milieu dans lequel il est produit, le champ magnétique varie linéairement avec l'excitation magnétique \vec{H} .

On distingue plusieurs types de matériaux suivant leurs perméabilités :

- Diamagnétiques (argent, cuivre, eau, or, plomb, zinc...),
- Paramagnétiques (air, aluminium, magnésium, platine...),
- Ferromagnétiques (cobalt, fer, mu-métal, nickel ...),

I.3.3 Conductivité (σ en S/m)

La conductivité est définie comme étant la quantité d'énergie mise en œuvre lors du transport de charges libres. Lors de l'application d'un champ variable, le transport se fait pendant un demi-cycle, et il devient impossible de distinguer concrètement la part de la permittivité et de la conductivité dans le stockage d'énergie d'une part et dans les pertes d'autre part.

I.4 LA DISPERSION ET L'ATTÉNUATION

La matière vivante est un lieu de phénomènes dispersifs et atténuants, ces phénomènes intimement liés, sont le résultat des interactions entre l'onde et la matière sous la forme de polarisations (électriques et magnétiques) et de conduction de particules.

I.5 MÉCANISME D'INTERACTION DES ONDES RADIOFRÉQUENCES AVEC LES ORGANISMES BIOLOGIQUES

Toute matière vivante est un diélectrique car elle contient des charges électriques (ions, molécules...) et des matériaux isolants. Lorsqu'une onde électromagnétique rencontre un organe vivant, une interaction une partie du champ est réfléchi et l'autre pénètre dans le système biologique. Certains facteurs peuvent influencer l'interaction :

- Paramètres physiques d'émission : fréquence, polarisation, proximité de l'émetteur, puissance incidente, modulation, uniformité du champ...
- Paramètres physiques des organes biologiques : dimension, forme, position et orientation du système biologique exposé, propriétés diélectriques des tissus, relations spatiales entre les organismes exposés...
- Facteurs de l'environnement : humidité, température...
- Variables expérimentales : durée et nombre de l'exposition, technique de prélèvement...

Les champs électromagnétiques agissent sur le tissu de trois manières :

- Orientation des dipôles électriques qui existent déjà dans les atomes et les molécules dans les tissus.
- Polarisation des atomes et des molécules pour produire des moments de dipôle.
- Déplacement des ions de conduction dans le tissu.

Le champ électrique qui traverse les tissus peut désorienter les molécules polarisées comme les acides aminés ou déplacer les charges libres (ions). Il induit, de la part du milieu exposé, des forces de réaction proportionnelles à la viscosité de ce milieu. Une partie de l'énergie est ainsi transformée en chaleur. La dose d'énergie absorbée par transformation en chaleur est quantifiée par la puissance absorbée par unité de masse de matière biologique exposée [8].

Dans le déplacement des ions de conduction, les collisions des ions avec les atomes immobiles et les molécules de la structure de tissu produisent la chaleur. C'est seulement le champ électrique interne qui transfère l'énergie au tissu qui est manifesté comme chaleur. D'autre part le champ magnétique interne \vec{H} ne transfère aucune énergie nette au tissu. Cependant, une fluctuation de champ magnétique incident peut produire un champ électrique dans le tissu et ce champ électrique induit produit de la chaleur. Ainsi, il est important de noter que les champs électriques et les champs magnétiques sont importants pour la génération de la chaleur [9].

La pénétration de l'onde dans un milieu conducteur est limitée par la profondeur de peau :

$$\delta = 1 / (\omega \mu \sigma / 2)^{1/2} \quad (1.6)$$

Avec : δ : profondeur de peau

ω : Pulsation

μ : Perméabilité

σ : Conductivité (S/m)

La pénétration est plus profonde dans l'os que dans le tissu musculaire [6]. La puissance moyenne transférée au tissu par volume unitaire est donnée par :

$$P = \frac{1}{2} \sigma |E|^2 \tag{1.7}$$

Avec : E : L'amplitude du champ électrique (V/m)

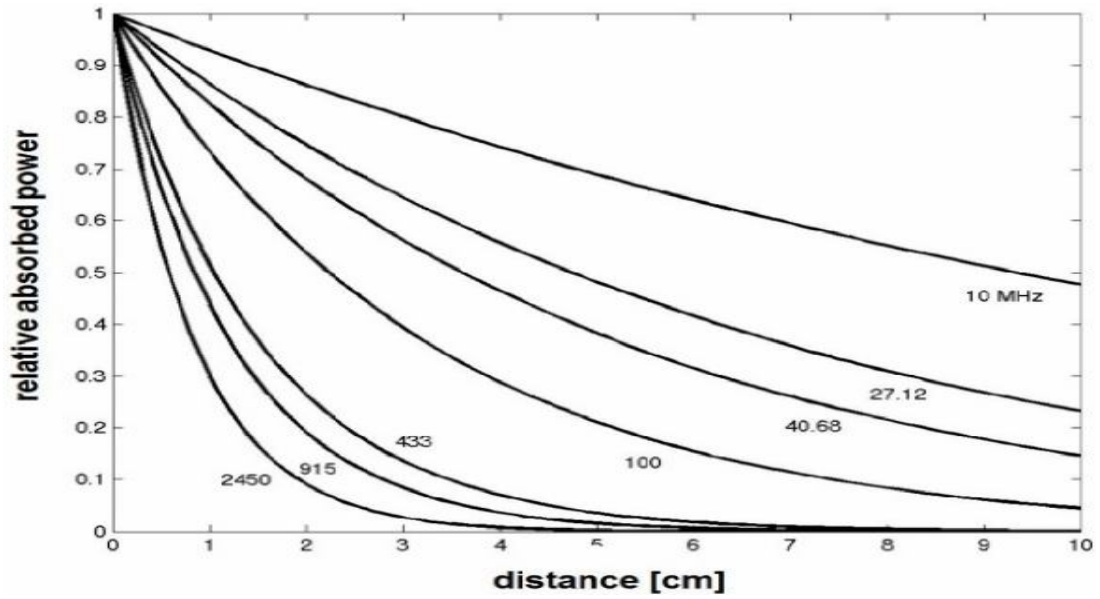


FIG 1.4. Amplitude relative de la puissance d'absorption par les tissus biologiques pour différentes fréquences [9]

La figure 1.4 illustre le problème d'application d'hyperthermie. Nous pouvons observer d'après les courbes qu'un chauffage plus profond se produit à une plus basse fréquence.

I.6 EFFETS DES RADIOFRÉQUENCES/ MICROONDES SUR LES ORGANES BIOLOGIQUES

Les ondes radio fréquences fournissent des avantages à l'humanité mais constitue également un risque à l'individu par les émissions non contrôlées et excessives. Il y a un besoin de fixer des limites sur la quantité d'exposition aux énergies rayonnantes que les individus peuvent accepter. Ces limites sont toujours sujettes au changement de la fréquence ; en effet, la profondeur de la pénétration dans le tissu biologique est limitée aux couches superficielles. Par conséquent, n'importe quel souci concernant des risques devrait se concentrer sur les tissus qui sont sensibles, superficiels et biologiques. Ces qualificatifs peuvent être établis par assemblages oculaires des tissus en raison de leur structure, endroit, biochimie, physiologie et sensibilité uniques à divers agents physiques. Une grandeur a été choisie pour quantifier la dissipation d'énergie dans la matière vivante : le DAS, débit d'absorption spécifique (appelé en anglais SAR : Specific Absorption Rate)

$$DAS = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\omega}{dm} \right) = \frac{d}{dt} \left[\frac{d\omega}{\rho(dv)} \right] = \frac{\sigma |E_{int}|^2}{\rho} \quad (1.8)$$

Avec : σ : la conductivité en S/m

ρ : La densité en kg/m³

E_{int} : la valeur efficace du champ électrique en V/m.

Le DAS est une valeur locale dont la valeur moyenne est le rapport de la puissance absorbée sur la masse du corps exposé. La validation du calcul de DAS peut être confirmée par la mesure du champ dans des mannequins contenant un milieu équivalent.

La connaissance du DAS renseigne sur le rapport de chaleur et ne prend pas en compte les effets dépendant de la direction du champ, ni la répartition en profondeur de l'énergie. Néanmoins, le DAS est très utile pour la quantification des interactions et permet de définir des normes d'exposition soit en santé publique, soit dans les applications thérapeutiques telles que l'hypothermie. Il permet aussi les comparaisons d'effets biologiques obtenus avec des espèces différentes dans des conditions

d'expositions différentes. Un DAS supérieur à 15 W/kg produit des malformations entraînant une augmentation de la température de plus de 5°C [5,12].

L'exposition des individus aux micro-ondes et radiofréquences peut avoir des répercussions à différents niveaux de l'organisme. Nous étudierons ici les normes d'exposition et les effets des micro-ondes sur l'organisation biologique. De plus, une discussion de la compatibilité avec des implants tel que des plaques métalliques sera réalisée afin d'en évaluer les risques.

Dans le tableau ci-dessous, des limites de DAS pour les personnes non classifiées comme travailleurs exposés aux RF et aux micro-ondes (incluant le grand public). Selon Santé Canada et [13].

Tableau 1.2. Limitation de DAS d'après Santé Canada [13]

Condition	Limites (w/kg)
Le DAS moyen pour tout le corps	0,08
Le DAS localisé pour la tête, le cou et le tronc - moyenne d'un gramme (g) de n'importe quel tissu.	1,6
Le DAS dans les membres - moyenne de 10 g de tissus.	4

I.6.1 Contamination externe

Les radiations à haute fréquence générées par les réseaux de télécommunications, les radars, les lignes à haute tension et les fours à micro-ondes ne sont pas ionisantes. Selon plusieurs considérations, seules de fortes doses de ces radiations avec des expositions localisées peuvent être dangereuses et provoquer des accidents (brûlures, cataracte, stérilité temporaire, lésions des vaisseaux sanguins, désorganisation fonctionnelle des organes, nécroses, etc.). Cependant, avec les avancées technologiques des appareils électroniques, les effets possibles d'une exposition à long terme à faibles doses de rayonnements non ionisants suscitent un certain intérêt scientifique. Des effets biologiques subtils ont été observés mais leur signification médicale est jusqu'à présent loin d'être claire [10,14].

I.6.2 Contamination interne

Les effets des radiofréquences et des micro-ondes se manifestent dans différents organes du corps humain, en particulier dans l'os, les poumons, les reins, le cœur et le cristallin de l'œil. Ces troubles sont secondaires comparativement à l'augmentation de l'incidence des cancers et des leucémies. À haute fréquence, des cas de leucémie, de cancer des poumons, du sein et de la thyroïde chez des femmes ont été mis en évidence parmi des populations exposées à des radiations ionisantes [14].

I.6.2.1 Effets thermiques, non thermiques, isothermes et micro thermiques

Les effets thermiques du rayonnement électromagnétiques ont les mêmes conséquences que la fièvre et l'excès de chaleur. Le danger maximal est atteint lorsque le rayonnement absorbé fait augmenter la température corporelle de quelques °C. D'autres effets thermiques pourraient apparaître uniquement dans certaines bandes de fréquences et être marqués comme effets micro thermiques. Les effets athermiques sont, quant à eux, un sujet controversé. Beaucoup d'études mettent en évidence des effets biologiques induits par des rayonnements non-ionisants ayant des intensités inférieures aux limites internationales. Pour les effets isothermes, il ne faut pas oublier que la température n'est pas un paramètre électromagnétique. La thermodynamique étant capable d'analyser les effets à des températures constantes, elle doit être utilisée conjointement avec l'électromagnétisme pour mettre en évidence les effets isothermes.

I.6.2.2 Système cardiaque

L'emplacement du cœur, tout à fait à l'intérieur du corps, ainsi que la faible pénétration des micro-ondes due à l'effet de peau empêche ce dernier d'être soumis aux champs élevés des micro-ondes. Afin d'étudier le phénomène, des cœurs de poulets ont été isolés. Les cœurs ont été exposés à de basses puissances : des rayonnements micro-ondes d'impulsions modulées à la fréquence de 2.45 GHz, avec 10mW comme puissance maximale. La densité de puissance maximale estimée incidente était de 3 mW/cm². La fréquence de réception était dans les limites physiologiques normales (1-3 Hz). Avant d'être exposé, le rythme du cœur était plutôt irrégulier. Pour des micro-ondes avec un taux de réception d'impulsion de 2.4 Hz, le battement de cœur est devenu régulier à une fréquence à peu près identique. En augmentant la fréquence de répétition, le rythme du cœur a augmenté de même. Au-dessus de la fréquence de 2.65 Hz, le cœur est revenu au battement irrégulier. Par conséquent, le rythme cardiaque a été synchronisé avec le signal de la source selon la limitation physiologique normale [15]. Le phénomène est expliqué par un effet de la modulation pulsée de la source sur des courants dû aux ions de calcium. D'autres résultats expérimentaux, par les mêmes auteurs, prouvent que les effets de régularisation sont observés quand les échantillons sont exposés pour des courtes et longues durées d'exposition. Cependant pour une exposition à la même puissance maximale, les expériences avec la modulation pulsée ne montrent aucune modification du battement de cœur. Comme les auteurs ont précisé, ceci suggère un effet non-thermique provoqué par les micro-ondes d'impulsion- modulation. La température des échantillons est basse, donc aucune augmentation de battement de cœur ne peut être liée aux variations de la température [16].

I.6.2.3. Système visuel humain

La cornée et l'objectif cristallin de l'œil ne sont pas vascularisés et ont un métabolisme lent. De plus, l'œil n'est doté d'aucune sonde thermique. Par conséquent, il n'y a aucun protecteur durant un processus de chauffage. Des dommages significatifs peuvent donc apparaître dans le cas d'imprudence. Plusieurs expériences ont été menées sur les divers composants de l'œil humain. Aux fréquences de 0.9, 1.2, 2.45 et 2.85 GHz, des chercheurs ont démontré que l'exposition à des rayonnements d'un niveau relativement bas pouvait avoir comme conséquence des changements au système visuel : le cristallin peut s'opacifier, ce que l'on appelle la cataracte. Ces changements s'étendent de la rupture cellulaire à la fonction visuelle changée. Les expériences ont démontré [17] :

- la possibilité de cataracte à la densité de puissance supérieure à 100 mW m^{-2} et aux fréquences au-dessus de 1 GHz,
- des lésions endothéliales cornéennes, de la perméabilité vasculaire accrue à l'iris, des changements dégénératifs de cellules de l'iris et de rétine,
- des électrorétinogrammes changés indiquant une diminution significative de fonction visuelle à 10 mW cm^{-2} ,
- que la cornée a un DAS de 2.6 WKg^{-1} à 2.45 GHz.

Dans une autre recherche expérimentale, les mêmes auteurs ont rapporté l'absence de dommages oculaires discernables après exposition simple ou répétée à 10 mW cm^{-2} d'une source à la fréquence de 60 GHz.

I.6.2.4 Système nerveux

Pendant des années, les effets du rayonnement de micro-ondes sur le système nerveux central (SNC) et son comportement ont été le sujet d'une grande polémique. Cela est dû à un manque d'unification dans les approches méthodologiques et une insuffisance de la base de données pour choisir la méthode la plus appropriée. Dans le cas où les champs électromagnétiques provoquent des changements sur l'activité et la fonction du SNC, on pourrait alors voir ces modifications reflétées sur les concentrations des neurotransmetteurs dans diverses régions du cerveau. Il a été proposé que l'excitation des points d'acupuncture par des micro-ondes (de 0.2 à 3 GHz) ~~peut~~ produire un effet analgésique efficace, comme démontré par l'augmentation correspondante du seuil de douleur, mesuré par un dolorimètre [18]. En outre, les variations du seuil de douleur et le dégagement des neurotransmetteurs au centre de la réception de douleur dans le cerveau sont proportionnelles.

I.7.CONCLUSION :

L'étude de l'interaction des ondes électromagnétiques avec les tissus humains peut être divisée en deux sous domaines : la propagation de l'onde électromagnétique dans les tissus et les effets des ondes sur le sujet. La propagation de l'onde électromagnétique dans les tissus peut être étudiée à une fréquence donnée pour un sujet donné en utilisant les données répertoriées par les chercheurs concernant les caractéristiques électromagnétiques des tissus humains. Peu de recherches apportent un éclairage sur les effets physiologiques des radiofréquences sur un sujet. Celles qui existent, font généralement référence aux effets, sur le cerveau, causés par l'usage des appareils électriques, notamment des cellulaires. Il y a actuellement une absence de consensus en la matière qui ne permet pas de conclure à un effet néfaste avéré des ondes électromagnétiques. Néanmoins, le DAS est un paramètre important qui a été fixé par les chercheurs pour limiter la puissance d'émission.

CHAPITRE II

MÉTHODES NUMÉRIQUES APPLIQUÉES À L'HYPERHERMIE

Ce chapitre consacré aux méthodes numériques exposera dans un premier temps les équations de Maxwell régissant les phénomènes électromagnétiques. Les méthodes couramment utilisées pour modéliser les phénomènes électromagnétiques en hyperthermie seront ensuite présentées. Dans la dernière partie, la méthode numérique retenue pour calculer la distribution de champ électrique en hyperthermie induite par ondes électromagnétiques et son formalisme mathématique seront décrites ainsi que son implémentation.

2.1. ÉQUATIONS DE MAXWELL

Le calcul de la distribution des champs électriques implique la résolution des équations de Maxwell. Notre application ne nécessite pas la résolution des équations de Maxwell sous leur forme générale, certaines simplifications peuvent être apportées.

2.1.1. Formulation générale

Les équations de Maxwell qui sont la base des phénomènes électromagnétiques, en particulier en hyperfréquences, ont été établies il y a plus d'un siècle. La forme générale des équations de Maxwell sous leur forme différentielle est la suivante:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_e \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{J}_m \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = q_e \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = q_m \quad (2.3)$$

Où : \vec{H} représente le champ magnétique (A/m),

\vec{E} : le champ électrique (V/m),

\vec{D} : l'induction électrique (C/m²),

\vec{B} : l'induction magnétique (T),

\mathbf{J}_e : la densité de courant électrique (A/m^2), **\mathbf{J}_m** : la densité de courant magnétique,
 q_e : la densité de charge électrique (C/m) **q_m** : la densité de charge magnétique.

A ces quatre équations, il est nécessaire d'ajouter les lois de comportement caractérisant les différents milieux. Dans le cas de milieux linéaires, ces relations s'expriment ainsi:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.6)$$

$$\vec{J}_e = \sigma \vec{E} \quad (2.7)$$

Avec : ϵ la permittivité (F/m),

μ : la perméabilité (H/m)

σ : la conductivité (S/m).

En régime harmonique où la variation des champs électromagnétiques en fonction du temps est sinusoïdale, $\frac{\delta}{\delta t}$ est alors équivalente à $j\omega$, les équations de Maxwell sous leurs formes complexes deviennent:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} + \vec{J}_e \quad (2.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} - \vec{J}_m \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = q_e \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = q_m \quad (2.11)$$

L'équation (2.9) résulte de la loi de Faraday. La circulation de \vec{E} sur un contour fermé est égale à l'opposé de la dérivée temporelle de \vec{B} . L'équation (2.8) est une représentation de la loi d'Ampère. L'équation (2.10) résulte de la loi de Coulomb et relie le déplacement électrique \vec{D} aux sources qui le génère, c'est à dire la densité q_e . L'équation (2.11) identifie la présence d'une charge magnétique q_m .

2.1.2. Simplification: application aux problèmes d'hyperthermie

Dans le contexte spécifique des problèmes d'hyperthermie thérapeutique, la perméabilité est considérée comme constante et égale à la perméabilité du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m) car il n'y a pas d'interaction entre les champs magnétiques et les tissus. Les densités de charges q_e et q_m sont nulles et la densité de courant magnétique \mathbf{J}_m est également nulle. Les équations de Maxwell se simplifient donc et deviennent:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} + \vec{J}_e \quad (2.12)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{H} \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.14)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.15)$$

A partir des équations simplifiées de Maxwell (2.12) et (2.13), on obtient l'équation vectorielle des ondes en champ électrique, cette équation s'écrit:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \omega^2\mu_0\epsilon\vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{J}_e \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k^2\vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{J}_e \quad (2.17)$$

Où $k^2 = \omega^2\mu_0\epsilon$ et \mathbf{k} représente la constante de propagation du champ électromagnétique relative à un milieu.

D'un point de vue physique, une distinction est faite entre les matériaux conducteurs et diélectriques. Quand un conducteur est placé dans un champ haute fréquence, il y a création d'un courant de surface et l'énergie électromagnétique ne pénètre pas dans la matière. Par contre pour un diélectrique, ce corps est transparent aux ondes électromagnétiques et permet la propagation de l'énergie. Cependant à l'exception du vide, la transparence n'est pas parfaite et une partie de l'énergie se dégrade en chaleur au sein de la matière, ce sont les pertes par conduction. C'est ce dernier phénomène qui est exploité pour créer un échauffement en profondeur grâce aux ondes électromagnétiques.

2.1.3. Conditions d'interfaces

A l'interface de deux milieux différents caractérisés par leurs permittivités respectives ϵ_1 et ϵ_2 sans charges de surface, les relations qui définissent les composantes tangentielle et normale s'écrivent :

$$\vec{n}_1 \cdot (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (2.18)$$

$$\vec{n}_2 \cdot (\epsilon_1 \vec{E}_1 - \epsilon_2 \vec{E}_2) = 0 \quad (2.19)$$

Où \vec{n} est le vecteur unité normal à la surface de séparation, orienté du milieu 1 vers le milieu 2, et où les indices 1 et 2 désignent le milieu dans lequel le champ \vec{E} est défini (Fig. 2.1).

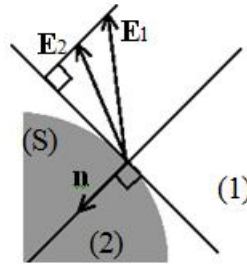


Fig. 2.1. Conditions d'interfaces entre deux milieux de propriétés différentes.

Si l'un des milieux est un conducteur électrique parfait, alors le champ électrique y est nul du fait qu'une densité surfacique de courant existe à l'interface de conductivité infinie. La relation (2.18) s'écrit alors:

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0 \quad (2.20)$$

Dans le cas où la surface S servirait de support à un courant de surface électrique, les composantes tangentielle du champ \vec{E} sont discontinues, ce qui se traduit par:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = -\vec{J}_m \quad (2.21)$$

2.1.4. Pertes dans les tissus biologiques

Afin de prendre en compte les pertes par conduction et les pertes diélectriques, la permittivité ϵ est une quantité complexe (2.22).

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (2.22)$$

$$\epsilon_r = \epsilon_{r\text{réel}} - j\epsilon_{r\text{imaginaire}} \quad (2.23)$$

$$\epsilon_r = \epsilon_{r\text{réel}} - j\sigma/\omega\epsilon_0 \quad (2.24)$$

Avec : $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9} \text{F/m}$

ϵ_r représente la permittivité relative complexe du matériau, $\epsilon_{r\text{réel}}$ et $\epsilon_{r\text{imaginaire}}$ sont respectivement la partie réelle et imaginaire de cette permittivité complexe. La partie de $(\epsilon_{r\text{imaginaire}}) = \sigma/\omega\epsilon_0$ est représentative de l'énergie dissipée par le milieu, tandis que $\epsilon_{r\text{réelle}}$ est la constante diélectrique représentative de l'énergie stockée dans les tissus. Le rapport de la partie imaginaire sur la partie réelle définit la tangente de perte.

2.1.5. Densité de puissance et taux spécifique d'absorption

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.

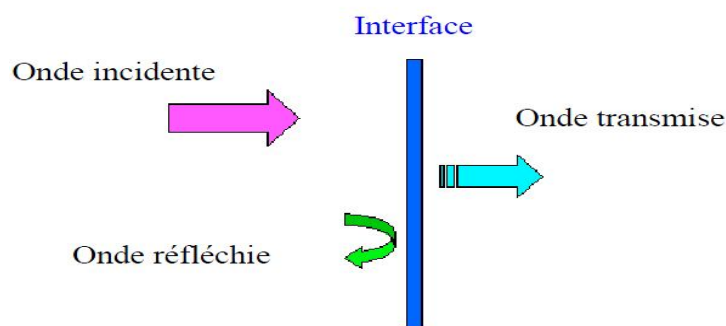


Fig.2.2 : Décomposition de l'onde incidente

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 (Specific Absorption Rate) devient donc, en 1981, le paramètre dosimétrique de référence.

Le SAR est la dérivée dans le temps de l'énergie dW absorbée ou dissipée par une masse dm contenue dans un volume dV de masse volumique ρ (kg/m^3). Le SAR est exprimé en watts par kilogramme (W/kg):

$$\text{SAR} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w}{\partial m} \right) \frac{\partial S}{\partial m} = \frac{\partial S}{\rho \partial V} \quad (2.25)$$

Pour les tissus la masse volumique est de l'ordre de $10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$.

Dans un milieu de conductivité (S/m) soumis à un champ électrique, la densité de puissance est donnée par la relation:

$$P = \sigma |E|^2 \quad (\text{W}/\text{m}^3) \quad (2.26)$$

Où $|E|$ est la valeur efficace du module du champ électrique (valeur efficace du champ interne induit) et la conductivité du tissu (S/m). La densité de puissance et le SAR sont liés par la relation:

$$P = \sigma |E|^2 = \rho \text{ SAR} \quad (2.27)$$

Le SAR peut être calculé à l'aide des formules suivantes:

$$\text{SAR} = \frac{\sigma |E|^2}{\rho} \quad (2.28)$$

La distribution de température à l'intérieur du patient soumis à un traitement par hyperthermie dépend de plusieurs facteurs. La distribution de puissance est l'un des principaux mais on trouve également la circulation sanguine et la conduction thermique des tissus. Dans le modèle thermique le plus simple, les échanges thermiques ne sont pas pris en compte [19], le SAR est alors directement lié à la température par la relation:

$$\text{SAR} = C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.29)$$

avec : T la température ($^{\circ}\text{C}$) et C la chaleur massique du milieu ($\text{J}/\text{kg}/^{\circ}\text{C}$).

Avec cette relation tous les phénomènes caractéristiques des tissus biologiques sont ignorés, ce modèle réduit le tissu à un simple solide. Afin de prendre en compte les effets de la perfusion

tissulaire et le métabolisme, Pennes [1] en 1948 introduit ces deux effets dans l'équation (2.30), et il propose le modèle suivant:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = M + P - Q_c - Q_b \quad (2.30)$$

où M désigne la production de chaleur par le métabolisme (W/m^3), P l'induction de chaleur par le processus d'hyperthermie ($P=SAR$), Q_c la conduction thermique des tissus et Q_b la convection thermique par le flux sanguin.

Des modèles plus complexes faisant intervenir des phénomènes de régénération thermique ou des transferts contre courant qui surviennent entre les flux sanguins artériels et veineux ont été développés, pour plus d'informations sur ces modèles, on pourra se reporter à la référence [20].

2.2. MÉTHODES DE CALCUL DE CHAMP APPLIQUÉES À L'HYPERTHERMIE

La première méthode de calcul bio électromagnétique représentait l'être humain par un assortiment d'objets simples comme des cylindres, des sphères et des ellipsoïdes. Dans la plupart des cas, les conductivités de ces modèles étaient supposées homogènes. Les résultats de ces modélisations étaient obtenus par des méthodes analytiques simples, qui permettaient d'obtenir les valeurs moyenne et maximale du champ électrique \vec{E} et de la densité de courant \vec{J} . Ces méthodes souffrent de plusieurs limitations majeures, elles ne peuvent pas aisément s'accorder aux postures particulières (bras tendu, par exemple) et aux structures internes du corps humain (différents organes). Néanmoins, les modèles analytiques sont utilisés car ils sont de bons outils de contrôle pour les techniques numériques.

Le développement d'algorithmes de calcul efficace et d'ordinateurs plus puissants a conduit à l'utilisation des méthodes numériques pour résoudre les équations de Maxwell dans le corps humain. Les avantages de ces méthodes résident dans l'aptitude à modéliser les formes complexes comme les différents organes du corps humain et à considérer les variations régionales de la conductivité.

Pour modéliser les phénomènes électromagnétiques en hyperthermie, les méthodes numériques couramment utilisées aujourd'hui sont basées sur les différences finies où sur les éléments finis. D'autres méthodes numériques ont été utilisées pour le calcul du SAR en

hyperthermie, comme par exemple la méthode impédance utilisée en 1982 par Armitage [21] pour calculer la distribution de SAR en 3D sur une géométrie issue de coupes scanné.

2.2.1. Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FE) est basée sur une formulation intégrale des équations aux dérivées partielles. Cette méthode consiste en un découpage du domaine étudié en sous domaines appelés éléments finis, sur lesquels on réalise localement une interpolation pour approximer la fonction inconnue recherchée. La méthode FE est l'une des méthodes les plus adaptées à la résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Le fondement en est la méthode de Galerkin qui est un cas particulier de la méthode des résidus pondérés. La méthode FE permet d'assigner à chaque élément maillé des propriétés complètement différentes des éléments voisins. De plus, la zone d'intérêt majeur peut être traitée avec une résolution plus finie que le reste du corps [22].

Un avantage supplémentaire de cette technique est qu'elle permet de prendre en compte précisément les limites anatomiques du corps humain. Cette méthode permet de s'adapter à un grand nombre de situations, vu que non seulement la taille des éléments mais aussi leur forme et le degré d'approximation de chacun d'eux peuvent être modifiés. Par contre, les bases mathématiques de cette méthode sont relativement complexes. La capacité du maillage à s'adapter aux géométries complexes donne un grand avantage à cette technique.

2.2.2. Méthode des réseaux d'impédances

La méthode des réseaux d'impédances est basée sur une analogie entre les phénomènes électromagnétiques et électriques. Cette technique permet de calculer le courant induit dans un être humain par les champs électromagnétiques dont la fréquence est comprise entre 30 Hz et 30 MHz. Le champ électromagnétique est à l'origine de la circulation de courants de Foucault dans le corps humain. Ces courants induits peuvent être analysés en utilisant la loi de Faraday et en modélisant le corps humain comme un réseau d'impédances. L'approche de base de cette méthode est la suivante [4]: le corps humain est partagé en un ensemble de cellules cubiques et chaque arête de la cellule cubique est considérée comme une impédance localisée. Le corps humain est alors vu comme un réseau en trois dimensions d'impédances, chaque surface de cellule est formée de quatre impédances d'arête constituant une boucle, et le corps devient un réseau de boucles. Selon la loi de Faraday le champ magnétique appliqué induit un courant dans chaque boucle. La loi de tension de Kirchoff peut alors être appliquée à chaque boucle, elle s'exprime par l'équation suivante:

$$\sum_l Z I_l = j\omega\mu_0 \oint_S \vec{n} \vec{H} ds \quad (2.31)$$

où I_l et Z sont respectivement le courant et l'impédance de ligne sur la section de la boucle. La sommation de I_l indique que la ligne de courant est une somme algébrique des quatre courants de chaque boucle avoisinante. \vec{H} est le champ magnétique appliqué à la surface de la boucle. L'impédance Z peut être calculée à partir de l'équation 2.32.

$$Z = \frac{L}{(\sigma + j\omega\epsilon)s} \quad (2.32)$$

$$E = \frac{J}{(\sigma + j\omega\epsilon)} \quad (2.33)$$

Où L est la longueur de l'arête de la cellule et σ et ϵ sont les valeurs moyennes de la conductivité et de la permittivité des quatre cellules avoisinantes entourant l'arête. Quand l'équation (2.31) est écrite pour toutes les boucles, une série d'équations équivalentes pour les courants de boucle peut être résolue facilement par une technique d'inversion de matrice. Une fois les courants de boucle obtenus, le courant circulant dans chaque arête peut être obtenu par une somme algébrique des courants des boucles avoisinantes. La densité de courant J dans la cellule est ensuite obtenue par une division du courant d'arête par l'aire de la surface de la cellule, et le champ électrique induit dans le corps est calculé à partir de l'équation (2.33).

Différentes représentations du schéma électrique sont couramment rencontrées dans la littérature:

- une source et une impédance [23] (Fig. 2.3.a),
- une étoile de sources et d'impédances [24] et [25] (Fig. 2.3.b) et des boucles d'impédances [26] (Fig. 2.3.c)

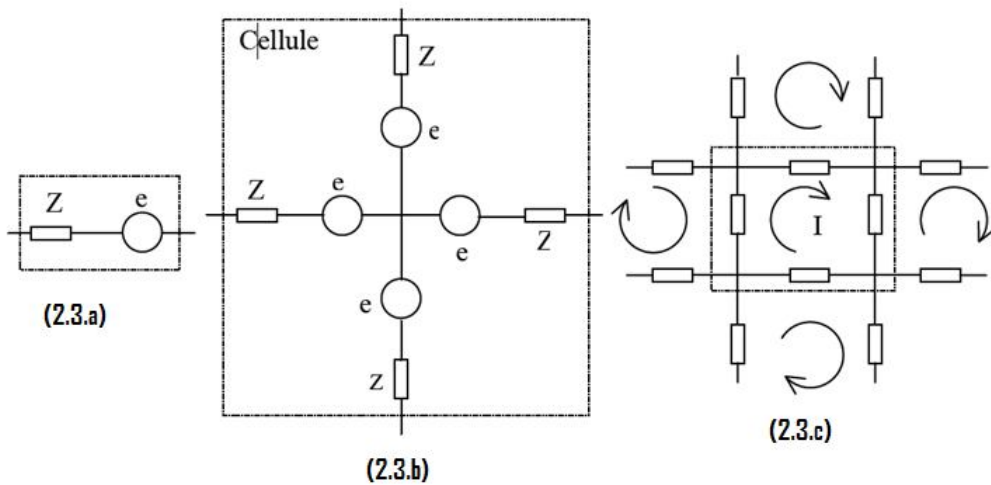


Fig. 2.3. Différents schémas équivalents pour la cellule, source et impédance (2.3.a), étoile de sources et d'impédances (2.3.b) et boucles d'impédances (2.3.c).

2.2.3. Méthode des différences finies

La distribution de champ électrique à l'intérieur du corps humain peut être obtenue par la méthode des différences finies (FD). Le concept de base consiste à trouver une approximation algébrique des équations de Maxwell, sous leur forme différentielle, au moyen d'un développement en série de Taylor tronqué en fonction du degré de précision souhaité. La méthode des différences finies consiste à résoudre les équations de Maxwell en discrétisant le domaine étudié par apposition d'une grille de points dont la finesse permet une bonne approximation du contour du domaine. En chaque point de la grille, une approximation des dérivées à l'aide des différences finies est effectuée (approximation à l'ordre deux dans le développement de Taylor), cela permet de résoudre localement les équations de Maxwell [27]. Cette méthode de discrétisation pose un problème, car il n'est pas évident de superposer une grille rectangulaire sur une structure géométrique complexe tel que le corps humain et de prendre en compte ces différents organes. Si l'on veut améliorer la discrétisation, on diminue la taille des cubes mais le nombre de cubes augmente alors et le traitement informatique du problème devient plus coûteux en temps de calcul et en espace mémoire. La méthode des différences finies est simple à mettre en œuvre, mais son niveau de complexité augmente très vite si l'on désire prendre en compte les conditions aux interfaces. En effet ces conditions sont à prendre en compte explicitement:

$$\varepsilon_1 \frac{\partial V_1}{\partial n} = \varepsilon_2 \frac{\partial V_2}{\partial n} \quad (2.33a)$$

ϵ_1, ϵ_2 : représente les permittivités du milieu 1 et 2, n : indice de milieu
 v_1, v_2 : vecteurs de champs 1 et 2

D'où des équations spécifiques pour les nœuds concernés. La prise en compte des conditions aux interfaces est facile lorsque l'interface est plane, mais elle devient plus délicate lorsque celle-ci est courbe. La méthode FD ne gère pas les maillages non uniformes. Par conséquent la densité de maillage est déterminée par le plus petit détail de la configuration, à moins de faire appel à des outils mathématiques très complexes. Pour ces différentes raisons, cette méthode apparaît mal adaptée à la modélisation des phénomènes électromagnétiques en hyperthermie.

Une variante de cette méthode est celle des différences finies dans le domaine temporel, notée FDTD de part sa détermination anglo-saxonne "Finite Difference Time Domain". C'est une méthode numérique de résolution des équations de Maxwell discrétisées dans l'espace et le temps. Elle donne accès aux valeurs des différentes composantes de champ électrique et magnétique, la formulation de départ étant la même que pour la méthode FD [28]. A la différence des techniques des éléments finis, les techniques FDTD travaillent dans le domaine du temps. L'algorithme de calcul de cette méthode appliqué à un problème 3D est présenté par Okoniewski [29]. Les équations de Maxwell sont discrétisées dans le temps et l'espace:

$$\frac{E_{y_{k+1}}^n - E_{y_k}^n}{\Delta z} = \mu_0 \frac{H_{x_{k+1/2}}^{n+1/2} - H_{x_{k+1/2}}^{n-1/2}}{\Delta t} \quad (2.34)$$

$$\frac{H_{x_{k+1/2}}^{n+1/2} + H_{x_{k-1/2}}^{n+1/2}}{\Delta z} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{E_{y_k}^{n+1} - E_{y_k}^n}{\Delta t} - \sigma \frac{E_{y_k}^{n+1} + E_{y_k}^n}{2} \quad (2.35)$$

Les équations (2.34) et (2.35) peuvent alors être résolues par des méthodes itératives: à chaque instant $n + 1/2$, la composante de champ H est calculée en tout point $k + 1/2$ de l'axe de propagation discrétisé. A l'instant suivant $(n+1)$ la composante du champ E est à son tour déterminée en tout point k de l'axe z. Les axes x, y, z sont divisés en segments élémentaires, respectivement ox, oy et oz, nous pouvons alors définir une maille élémentaire, appelée cellule de Yee [30] (Fig. 2.3).

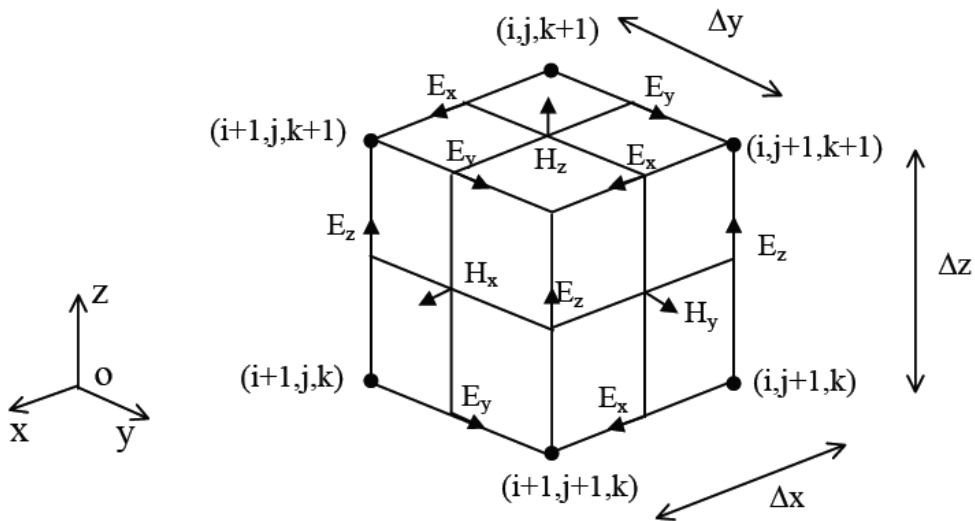


Fig. 2.3. Position des composantes des champs électrique et magnétique dans une cellule d'après Yee [30].

La gamme de fréquences couverte par cette méthode va de 50 MHz à 1 GHz [31]. Il s'agit d'une méthode explicite dans le temps qui ne nécessite pas d'inversion de matrice. Par contre, si l'on désire une bonne précision, la discrétisation du domaine doit être suffisamment petite, ce qui a pour conséquence d'augmenter le temps de calcul.

La méthode FDTD conserve les inconvénients de la méthode FD qui sont une formulation explicite des conditions aux interfaces et une discrétisation fine du domaine pour obtenir une précision correcte.

2.2.4. Choix d'une méthode

Généralement, vu la complexité des géométries rencontrées dans les problèmes d'hyperthermie (dispositif d'hyperthermie et patient), il est nécessaire de modéliser en 3D les phénomènes rencontrés. Néanmoins, des études 2D ont été réalisées en utilisant les éléments finis, par exemple sur coupe au niveau du thorax [32] et les différences finis pour élaborer de nouveaux applicateurs [33].

La méthode FDTD est principalement employée en hyperthermie pour obtenir le diagramme de rayonnement d'un applicateur, ou pour le développement de nouveaux

applicateurs [28], [34], [35]. Dans ce type d'étude, le patient est remplacé par un cube ou un cylindre comportant un voire deux milieux distincts dont les propriétés électromagnétiques ont été choisies pour être assez proches de celles de certains tissus comme le muscle par exemple. Certains auteurs [36], [37], [38] utilisent également la méthode FDTD ou une de ces variantes $(FD)^2TD$, pour le calcul du SAR sur des configurations où le patient et les applicateurs sont modélisés.

La méthode des éléments finis est utilisée à titre de validation sur des géométries complexes comme des sphères [39], [40]. Mais elle est également utilisée pour calculer la distribution de SAR sur des géométries réalistes [41], [42].

Pour modéliser les phénomènes électromagnétiques en hyperthermie, la méthode des éléments finis apparaît comme la plus avantageuse des méthodes [43]. Elle permet de prendre en compte des frontières courbes grâce à l'utilisation d'éléments tétraédriques, conformes aux interfaces entre les différents organes, et le pas de discrétisation n'est pas forcément constant, comme en différences finies. De plus, les éléments finis d'arête sont plus adaptés à cette application que les éléments finis nodaux classiques [44]. En effet, en éléments d'arête, les inconnues sont les circulations du champ le long des arêtes,

Les composantes tangentielles des champs sont alors continues entre deux interfaces de caractéristiques différentes, alors que les composantes normales peuvent être discontinues, ce qui correspond tout à fait à la physique du phénomène électromagnétique modélisé.

Avec la méthode des éléments finis, les limites numériques peuvent facilement se conformer aux limites physiques du milieu, les conditions aux interfaces du milieu sont exactement satisfaites. Alors qu'un maillage à pas non uniforme pose des problèmes dans les méthodes aux différences finies, la réalisation d'éléments de dimensions variables se fait sans difficulté dans les méthodes aux éléments finis à condition de rester cohérent avec la longueur d'onde. Ceci est particulièrement appréciable lorsque certaines régions ont besoin d'un maillage serré alors que d'autres autorisent l'utilisation d'un maillage lâche.

2.3. CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons présenté les méthodes numériques couramment utilisées pour la résolution des équations de Maxwell dans le cadre des problèmes d'hyperthermie. Chaque méthode numérique a des avantages et des inconvénients, et la sélection d'une méthode est fonction principalement du type de calcul à effectuer, des ressources informatiques disponibles et de la précision souhaitée.

Nous retiendrons que si le problème à résoudre contient un grand nombre d'interfaces et que la solution à ces interfaces doit être connue avec une grande précision, la méthode des éléments finis semble être la plus appropriée. Par contre, si seule une solution approximative est nécessaire, un maillage uniforme est suffisant et une méthode comme les différences finies est acceptable.

Pour cela en a choisie dans notre travail la méthode FDTD (différence finie dans le domaine de temps) pour discrétiser les équations de Maxwell en mode tridimensionnelle, ainsi de calculé la température de tissu perfusé en résolvant la Bio-Heat Transfer Equation ou BHTE (Pennes 1948) dans les trois dimensions en fonction du temps

CHAPITRE III

CHAPITRE III - MODÉLISATION THERMIQUE DES TISSUS BIOLOGIQUES

Pour des applications médicales, la modélisation thermique des tissus biologiques a été fortement motivée par la cryogénie, l'hypothermie. L'analyse des brûlures ainsi que la mesure des propriétés thermiques des tissus et du débit sanguin. Mais par dessus tout, beaucoup de travaux ont été consacrés à la modélisation de la réponse thermique du corps quant à la détection et au traitement du cancer par l'hyperthermie. Le mode d'application de la chaleur au tissu dépend du type de tumeur, de sa localisation et de sa taille. Dans le présent chapitre, nous allons décrire les modèles thermiques actuels, qui font encore l'objet de recherches poussées, avant de présenter quelques cas de simulation du modèle le plus utilisé (Pennes).

Lors des séances de traitement par hyperthermie, on doit pouvoir prédire ou estimer la distribution de température avec une bonne précision, d'où la nécessité de disposer d'un modèle complet. Le problème crucial dans la modélisation se rapporte au rôle que joue la circulation sanguine dans l'équation de la chaleur. Précisément, nous allons présenter les principaux modèles qui mettent l'accent sur la perfusion sanguine et les phénomènes d'échanges thermiques qui lui sont associés.

III.1 Le modèle de Pennes :

À la fin des années quarante, certains chercheurs se sont penchés sur l'élaboration d'un modèle de distribution de la chaleur dans les tissus humains. Pennes (1948) fut le premier à proposer un modèle convenable pour mesurer la distribution radiale de la température dans l'avant-bras humain. Aujourd'hui, ce modèle est encore largement utilisé, en dépit de ses limitations. À l'origine, le modèle de Pennes [1] était fait pour prédire le champ de température dans l'avant-bras. L'équation de la chaleur est exprimée, avec les notations habituelles (voir liste des symboles) ainsi :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k \cdot \nabla T) + (\rho c)_b \omega_b (T_a - T) + q_m \quad (3.1)$$

Avec :

c : la chaleur spécifique mesurée en $J / g^\circ C$

ρ : la masse volumique mesurée en g / cm^3

k : la conductivité thermique mesurée en $w / cm^\circ C$

ω_b : le taux de la perfusion sanguine m^3/s

T_a : Température d'artère en $^\circ C$

q_m : Chaleur métabolique W/m^3

Cette équation est très semblable à l'équation d'un solide homogène. Néanmoins, pour des tissus biologiques, on prend en compte la perfusion sanguine, s'il y a lieu. Ainsi, le terme de droite de cette équation comporte une expression (la deuxième) qui représente la contribution du débit sanguin dans l'équilibre global de l'énergie.

Pennes considère que l'échange d'énergie entre les vaisseaux sanguins et le tissu environnant se produit essentiellement à travers les parois des capillaires (vaisseaux de diamètre entre 5 et 15 μm) où la vitesse du sang est très faible. Il avance que la contribution thermique du sang peut être modélisée comme si le fluide entraînait dans un bassin imaginaire (le lit capillaire) à la température des vaisseaux majeurs, T_a , et s'équilibrait immédiatement avec le tissu environnant. Ensuite, le sang sort du bassin et rejoint la circulation veineuse à la température du tissu, soit T .

En fait, Pennes suppose que l'échange total d'énergie thermique par la circulation sanguine est similaire à une source ou à un puits de chaleur dont l'amplitude est proportionnelle au débit volumétrique du sang et à la différence entre la température locale du tissu et celle des artères majeures du corps. Dans les paragraphes qui suivent. Nous exposons des modèles dont le but était de mieux rendre compte de la contribution de la perfusion dans l'équilibre thermique global. Nous verrons comment le modèle de Pennes ne convient pas à toutes les situations.

III.2 Les premiers modèles de perfusion sanguine :

Comme nous l'avons indiqué, certains chercheurs ont tenté de mieux cerner la contribution du sang dans l'équilibre thermique des tissus. Parmi eux, on trouve Mitchell et Myers [45]. Ils ont étudié l'effet d'un échange à contre-courant entre une artère et une veine. Dans leur modèle, ils ont incorporé des équations qui décrivent les échanges de chaleur entre les vaisseaux ainsi qu'entre chaque vaisseau et le tissu environnant.

Cependant, leur modèle ne tenait pas compte de la conduction dans les tissus eux-mêmes. Toutefois, le traitement séparé des tissus et des vaisseaux a servi de point de départ aux plus récents développements dans l'étude des transferts thermiques dans les tissus en perfusion. Keller et Seiler [46] ont repris le modèle de Mitchell et Myers [45] et y ont ajouté une équation de conservation de l'énergie pour le tissu autour des artères et des veines, ce qui a couplé ces dernières sur le plan thermique. Comme ils adhéraient au concept de Pennes, les capillaires comptaient pour un puits de chaleur pour le tissu chauffé. Ensuite, il y eut Wissler [47] pour qui les variations thermiques dans les grands vaisseaux devaient être séparées de celles des tissus. Son modèle consiste en trois équations couplées : la première est similaire à l'équation de Pennes (3.1), décrivant l'équilibre énergétique du tissu perfusé; les deux autres équations modélisent les transferts thermiques dans les grandes artères et veines (macro-circulation). Mais la véritable distinction entre «grands» et «petits» vaisseaux repose plus sur des aspects qualitatifs des dimensions que sur une véritable analyse thermique.

Durant la dernière décennie, d'autres experts en la matière ont remis en cause la validité physique et physiologique de l'équation de la chaleur de Pennes, en particulier la contribution du flux sanguin. La discussion a été amorcée par Wulff [2] qui a avancé que l'effet de convection devait provenir du flux net du sang dans le tissu et que, par conséquent, la contribution du sang devrait être modélisée par un

terme directionnel de la forme $(\rho c)_b u \Delta T$ (où $b(\text{sang})$ et u est la vitesse du sang) plutôt que par le terme scalaire de perfusion suggéré par Pennes.

III.3 Longueur caractéristique d'équilibre thermique :

Un pas considérable dans la clarification des mécanismes des transferts thermiques dans les tissus vivants a été accompli par Chen et Holmes [4]. Ils ont évalué une longueur caractéristique d'équilibre thermique (I_e) qui est définie comme la longueur du vaisseau sanguin pour laquelle la différence entre la température du sang et celle du tissu adjacent est réduite à $1/e$ ($e = 2.7183$) de sa valeur initiale. En négligeant les variations temporelles de la température sanguine, T_b , devant ses variations spatiales le long d'une dimension caractéristique du vaisseau. T_b Obéit à l'équation suivante:

$$A(\rho c)_b V \frac{dT_b}{ds} = U \cdot P(T - T_b) \quad (3.2)$$

Où :

V est la vitesse moyenne locale du sang, U est le coefficient local de transfert conducto-convectif et P est la circonférence du vaisseau sanguin, A Section du vaisseau sanguin et T_b température de sang
On peut réécrire l'équation (3.2) de façon plus concise ainsi:

$$I_e \frac{dT_b}{ds} = (T - T_b) \quad (3.3)$$

Avec :

$$I_e = \frac{A(\rho c)_b V}{U \cdot P} \quad (3.2)$$

Qui représente donc la longueur caractéristique d'équilibre thermique.
Comme on peut le voir dans l'équation (3.4), I_e dépend des dimensions du vaisseau, de la vitesse moyenne locale du sang et du coefficient de transfert thermique. Chen et Holmes [4] ont utilisé des estimés de U et calculé I_e pour une palette de vaisseaux aussi larges que l'aorte et aussi petits que des capillaires. La déduction la plus significative de ce modèle semi-quantitatif est que l'équilibre thermique des vaisseaux sanguins apparaîtrait non pas dans les capillaires mais dans les vaisseaux de

diamètre entre 0.2 et 0.5 mm. Cette conclusion vient contredire l'hypothèse sous-jacente du modèle de Pennes.

Ensuite, Chato [48] a effectué une analyse exhaustive de la relation entre tissus et vaisseaux pour diverses configurations géométriques et a conclu que l'amplitude des échanges thermiques entre vaisseaux et tissus dépendait surtout de la taille des vaisseaux sanguins : les grands vaisseaux échangent peu d'énergie avec le tissu environnant et leur température n'est pas affectée par le champ de température dans le tissu, tandis que les petits vaisseaux (artérioles, veinules et capillaires) sont quasiment en équilibre thermique complet avec le tissu. Ses résultats concernant les vaisseaux de taille intermédiaire n'étaient cependant pas très concluants. Chen et Holmes soulignent que ces vaisseaux intermédiaires sont au centre de la critique du modèle de Pennes. Par ailleurs, Weinbaum et al. [49] ont évalué le pour plusieurs configurations spécifiques. Ces modèles incluent un simple vaisseau au milieu du tissu, une paire à contre-courant et un vaisseau périphérique. Leurs analyses de la taille du vaisseau, à laquelle l'équilibre thermique est atteint, ont confirmé les résultats de Chen et Holmes. Maintenant, voyons plus en détail ce modèle.

III.4 Le modèle de Chen et Holmes (CH) :

Dans le modèle CH, les vaisseaux sanguins sont groupés en deux catégories : les grands vaisseaux, chacun traité séparément, et les petits vaisseaux qui, de par leur taille réduite et leur grand nombre, sont traités comme s'ils faisaient partie du continuum qui inclut le tissu. Certains de ces petits vaisseaux ont une importance significative dans la mesure où leur température diffère de celle du tissu adjacent. La limite de séparation entre ces deux catégories de vaisseaux correspond à ce segment du réseau vasculaire où la longueur du vaisseau est proche de la longueur caractéristique d'équilibre thermique.

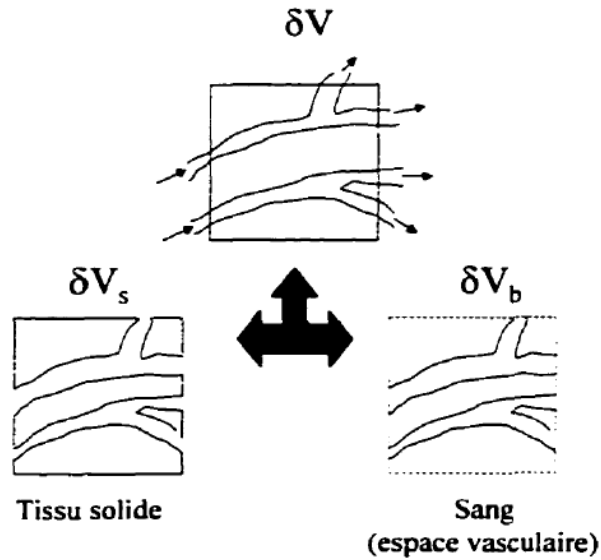


Figure 3.1 : Représentation schématique du volume de contrôle V du tissu, avec les sous volumes du tissu V_s et du sang V_b

Prenons le volume de contrôle de la figure (3.1) qui représente le continuum mentionné ci-dessus. Le transfert thermique entre petits vaisseaux sanguins et tissus a été étudié et séparé en trois modes. Le premier mode reflète l'équilibration de la température sanguine, initialement à la température des grands vaisseaux, avec celle du tissu. Par conséquent, le sang ressort du volume de contrôle essentiellement à la température locale moyenne du tissu. Ainsi, la contribution thermique du sang entrant dans le volume de contrôle est similaire à celle décrite par le terme de perfusion de l'équation de Pennes :

$$q_b = (\rho c) b \omega^* (T_{a^*} - T) \quad (3.5)$$

Le paramètre de perfusion ω^* a trait uniquement au flux sanguin dans le volume de contrôle. De même, T_{a^*} se rapporte à la température des vaisseaux les plus grands dans le volume de contrôle. Cette température se situe typiquement entre les températures des vaisseaux majeurs et celle du tissu.

Le second mode de contribution vasculaire dans l'équilibre thermique des tissus concerne les vaisseaux déjà équilibrés. Ce mode se rapporte à la partie du transfert thermique qui a lieu quand la circulation sanguine impose une convection de chaleur contre un gradient de température.

La température du sang est égale à celle du tissu, T , et la contribution prend la forme :

$$q_c = (\rho c)_b \bar{u} \cdot \nabla T \quad (3.6)$$

Ici, \bar{u} représente le flux volumique net du sang par unité de surface dans le volume de contrôle. Dans les tissus biologiques, toutefois, les artères et les veines constituent souvent des paires à contre-courant et le flux net est pratiquement nul, ce qui annule finalement le terme décrit par l'expression (3.6).

Le troisième mode du modèle CH [4] décrit la contribution thermique des petites fluctuations de température du sang, presque équilibré, le long du gradient de température dans le tissu. Ce mode est proportionnel au gradient de température dans le tissu et dépend de la structure micro-vasculaire locale. Cela fait intervenir un tenseur de «conductivité de perfusion», k_p , qui tient compte de la géométrie vasculaire. La contribution de ce mode s'écrit :

$$q_{pc} = -\nabla \cdot (K_p \nabla T) \quad (3.7)$$

Cependant, une définition claire des vaisseaux presque équilibrés et leur relative contribution par rapport aux modes 1 et 2 n'ont pas été abordées par Chen et Holmes. Ainsi, le modèle CH est obtenu en remplaçant le terme de perfusion de Pennes par les contributions des trois modes mentionnés plus haut :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \cdot \nabla T) + (\rho c)_b \omega^* (T_a^* - T) - (\rho c)_b \bar{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot (k_p \cdot \nabla T) + q_m \quad (3.8)$$

Comparée à l'équation de Pennes, l'application du modèle CH est plus difficile car elle requiert une certaine connaissance de la géométrie vasculaire locale. De récentes tentatives d'application de ce modèle dans l'évaluation de la distribution de température dans les reins de porc ont connu un certain succès

III.5 Le modèle de Weinbaum, Jiji et Lemons (WJL) :

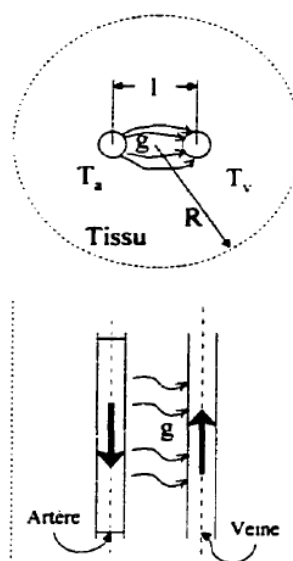


Fig.3.2 : Configuration du modèle WJL pour les tissus perfusés, avec une paire artère-veine.

Mathématiquement, l'approche de ce modèle ressemble à celle de Keller et Seiler. Néanmoins, le modèle WJL repose sur une manière différente de considérer les vaisseaux. En effet, les équations de ce modèle s'appliquent aux vaisseaux de petite taille mais qui ont une importance significative dans le bilan thermique.

Les vaisseaux majeurs ne sont pas concernés. En développant leur modèle. Ils ont d'abord procédé à une évaluation approfondie de I_e , pour différentes configurations géométriques vasculaires qui peuvent exister dans les couches périphériques des tissus (ce qui a été à peine abordé par Chen et Holmes). La configuration de base du modèle, illustrée dans la figure 3.2, consiste en un volume de contrôle du tissu comprenant une paire de vaisseaux sanguins, thermiquement significatifs, connectés par capillaires et anastomoses artérioveineuses. En se fondant sur des observations anatomiques et des mesures à haute résolution spatiale dans les tissus périphériques. Weinbaum et al. ont conclu que la contribution majeure de la perfusion locale aux transferts thermiques est associée à un mécanisme incomplet à contre-courant de transfert de chaleur entre paires d'artères et de veines et non pas aux échanges au

niveau des capillaires. En négligeant la conduction axiale, la conservation d'énergie pour une artère ou une veine s'écrit :

$$\pi(\rho c)_b \frac{d(nr_b^2 V T_a)}{ds} = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{q}_a - 2\pi(\rho c)_b n r_b g \cdot T_a \quad (3.9)$$

$$\pi(\rho c)_b \frac{d(nr_b^2 V T_v)}{ds} = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{q}_v - 2\pi(\rho c)_b n r_b g \cdot T_v \quad (3.10)$$

Les termes de gauche dans les équations (3.9) et (3.10) représentent la chaleur échangée par convection le long des artères et veines, respectivement, dans le volume de contrôle. Ce mode de transfert de chaleur est déterminé par la densité du nombre des vaisseaux (n), de leur rayon (r_b) et de la vitesse du sang et (g) flux massique capillaire (artério-veineux).

Dans la partie droite des relations (3.9) et (3.10), le premier terme représente la chaleur échangée à travers la paroi du vaisseau, tandis que le second terme représente l'énergie apportée ou retirée du vaisseau via les capillaires de connexion (anastomoses artério-veineuses). On peut exprimer la loi de conservation de masse :

$$\frac{d(nr_b^2 V T_a)}{ds} = -2nr_b g \quad (3.11)$$

En substituant cette dernière équation dans (3.9) et (3.10), on aboutit aux trois équations couplées suivantes :

$$\pi(\rho c)_b \cdot r_b^2 \bar{v} \cdot \frac{dT_a}{ds} = -q_a \quad (3.12a)$$

$$\pi(\rho c)_b \cdot r_b^2 \bar{v} \cdot \frac{dT_v}{ds} = -q_v \quad (3.12b)$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(k \cdot \nabla T) + n g (\rho c)_b (T_a - T_v) - n \pi(\rho c)_b r_b^2 \bar{V} \cdot \frac{d(T_a - T_v)}{ds} + q_m \quad (3.12c)$$

Dans (3.12c), le terme de gauche représente la variation de la chaleur dans le volume de contrôle au cours du temps. Dans la partie droite, les termes traduisent, respectivement, la chaleur de conduction dans le vaisseau, l'énergie échangée via les capillaires et l'échange net entre le tissu et la paire artère-veine.

Dans le modèle WJL, le second terme dans la partie droite de (3.12c) ressemble au terme de perfusion de l'équation de Pennes. Une validation précise de ce modèle théorique n'est pas encore disponible. Cela est dû en partie à sa complexité et au besoin d'une description détaillée de l'architecture vasculaire associée. Cependant, Weinbaum et al. ont tenté de simplifier leur modèle à trois équations, en supposant que la température moyenne du tissu peut être approximée par une moyenne des températures des artères et veines adjacentes. Cela aboutit, toutefois, à une formulation très proche de celle de Pennes.

III.6 Comparaison des différents modèles :

L'analyse thermique à travers la longueur caractéristique d'équilibre a conduit à la conclusion suivante : le processus majeur d'équilibration thermique n'a pas lieu dans les capillaires, comme supposé par Pennes, mais dans les vaisseaux pré ou post capillaires. Le modèle de Pennes ne prend en compte ni le mécanisme de convection directionnel du flux sanguin, ni la possibilité d'échange thermique entre paires de vaisseaux à contre-courant (artères et veines). Même si l'amplitude relative de ces contributions reste à évaluer, il est clair que l'interprétation de Pennes ne peut décrire le processus véritable d'équilibration thermique entre les conduits de sang et le tissu environnant. En dépit de cette faiblesse, le modèle de Pennes a prédit, de façon réaliste, la température dans le rein pour des tissus assez éloignés des grands vaisseaux, i.e. $d > 0.3$ mm (XU [50]). Cela suggère que dans des tissus loin des grands vaisseaux, les nouveaux termes qui distinguent les modèles CH et WJL de celui de Pennes contribuent peu au bilan total des transferts thermiques.

À première vue, les équations d'équilibre proposées par Chen et Holmes (CH) et Weinbaum et al. (WJL) montrent que le terme de perfusion dans CH est mathématiquement similaire au terme d'échanges entre artères et veines dans WJL via les capillaires. Néanmoins, le modèle WJL considère que l'échange à contre-courant est le processus majeur d'équilibration thermique, tandis que le modèle CH tient compte seulement des flux d'énergie qui traversent le volume de contrôle, sans se préoccuper de vérifier si les vaisseaux sont arrangés en paires ou non. Remarque pertinente, le flux sanguin local moyen dans le modèle CH diffère de celui de WJL. En fait, il a été démontré que ce flux moyen s'annule avec le flux net de masse à travers le volume de contrôle, même si le mouvement sanguin

n'est pas nul. Ce mode de convection représente des vaisseaux déjà en équilibre avec le tissu adjacent dans CH, alors que la convection dans le modèle WJL est directement reliée au processus d'équilibration même.

Enfin, l'évaluation du modèle de Pennes a donné naissance à d'autres modèles qui interprètent mieux le rôle de la perfusion dans l'équation de la chaleur dans les tissus biologiques. La complexité ajoutée par ces modèles fait appel à une connaissance plus approfondie de la géométrie vasculaire dans les tissus et organes en question, Le tableau 1 (Arkin [51]) résume les domaines d'application de ces différents formalismes.

Les auteurs s'accordent à dire que les modèles WJL et Pennes peuvent bien s'appliquer aux régions avec des paires de vaisseaux (artères et veines) de grandes et petites tailles respectivement. En raison de sa simplicité, le modèle de Pennes resterait le plus pratique à employer pour prédire rapidement le régime transitoire de la température tel celui rencontré dans certaines conditions d'hyperthermie. Toutefois, dans ce mémoire, nous n'avons pas évalué les différences pratiques entre ces modèles et surtout leur influence quant au comportement thermoélastique des tissus biologiques.

Tableau I : Modèles de transferts thermiques dans les tissus biologiques perfusé

<i>MODÈLE</i>	<i>Mécanisme vasculaire</i>	<i>COMMENTAIRE</i>	<i>d(mm)</i>	<i>l/e</i>	<i>Tissu étudié</i>
<i>Pennes</i>	<i>Diffusion capillaire Perfusion apparenté à un terme source/puits de chaleur</i>	<i>Décrit l'effet de collection thermique des tissus non adjacents aux vaisseaux</i>	<i>< 0.3</i>	<i>< 0.6</i>	<i>Cortex du rein de porc. muscle profond</i>
<i>CH</i>	<i>effet accumulés de chacun des vaisseaux (perfusion-conduction-convection)</i>	<i>Version de Pennes incluant les effets d'une convection locale.</i>	<i><0.3</i>	<i><0.25</i>	<i>Cortex du rein de porc.</i>
<i>WJL</i>	<i>Echanges thermique à Contre courant (artères/veines).</i>	<i>Echanges entre artères et veines via capillaires et anastomoses arterio-veineuses</i>	<i>< 0.3</i>	<i>< 0.3</i>	<i>Tissus musculaires périphériques</i>

CHAPITRE IV

CHAPITRE IV : ASPECT NUMERIQUE

Dans le cas des études bio électromagnétiques, 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 (ϵ , A.s.V⁻¹.m⁻¹), la conductivité électrique (σ , S/m), la perméabilité (μ , V.s.A⁻¹.m⁻¹), la densité volumique (ρ , kg/m³), la conductivité thermique (K_t , W.m⁻¹.K⁻¹), la chaleur spécifique (C_m , J.K⁻¹.kg⁻¹)...

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.

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.

IV.1. La METHODE FDTD

Une onde électromagnétique est comme son nom l'indique, caractérisée par un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{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 [30]. 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 [52].

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.

IV.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 [53].

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.

IV.3. La discrétisation

IV.3.a. Généralités

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

$$\text{rot} \vec{E} = \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E} \quad (4.2)$$

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.

IV.3.b. Condition de stabilité :

La discrétisation temporelle est effectuée avec un pas d'échantillonnage Δt [4]. Celui-ci doit satisfaire un critère de stabilité numérique dépendant des pas spatiaux :

$$\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (4.3)$$

- Δt : Pas d'échantillonnage temporel, en s.
- Δx , Δy , Δz : Dimensions d'une cellule élémentaire, en m.
- v_p : Vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, en m/s.

Δt , Δx , Δy , Δz sont fixés, or le maillage propage toutes les fréquences. Cette condition sur Δt assure la stabilité du maillage.

IV.3.c. Différentiation des équations de Maxwell

Les différences finies centrées sont utilisées pour évaluer les dérivées partielles ponctuelles du premier ordre qui apparaissent dans les équations de Maxwell vues au paragraphe précédent (4.2) & (4.3).

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 Δ et le temps avec un pas d'échantillonnage Δt . 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. 1).

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

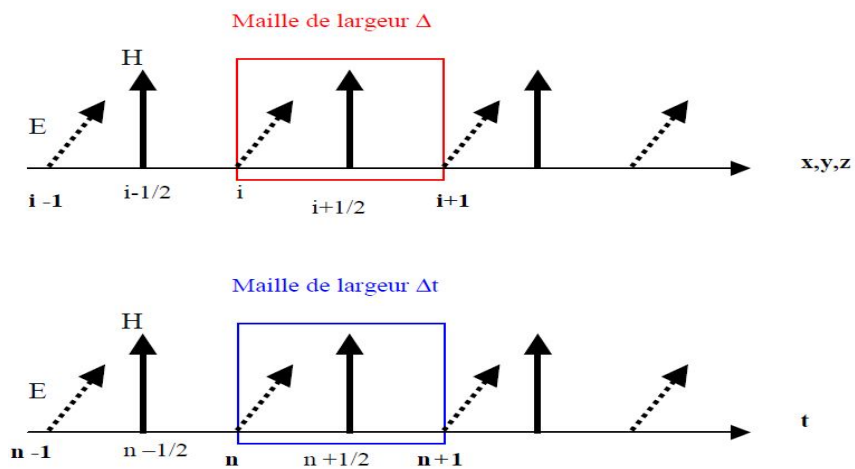


Fig.1 : Schéma de discrétisation.

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.

IV.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 en trois dimensions est:

$$DAS(i, j, k) = \frac{\sigma \cdot [|E_x(i,j,k)|^2 + |E_y(i,j,k)|^2 + |E_z(i,j,k)|^2]}{2 \cdot \rho_m} \quad (4.4)$$

- ρ : Densité volumique du milieu, en kg / m³.
- σ : 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. 2):

- 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.

IV.5. discretisation des equations de maxwell dans la maille (i,j,k) :

-En coordonnées cartésiennes

- Le champ magnétique :

$$H_x^n(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = H_x^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta Z} [E_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k)]$$

$$-\frac{\Delta t}{\mu\Delta y} [E_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j+1,k+\frac{1}{2}) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k+\frac{1}{2})]$$

$$H_y^n(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}) = H_y^{n-1}(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta x} [E_z^{n-\frac{1}{2}}(i+1,j,k+\frac{1}{2}) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k+\frac{1}{2})]$$

$$-\frac{\Delta t}{\mu\Delta z} [E_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k+1) - E_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k)]$$

$$H_z^n(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k) = H_z^{n-1}(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta y} [E_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j+1,k) - E_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k)]$$

$$-\frac{\Delta t}{\mu\Delta x} [E_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1,j+\frac{1}{2},k) - E_y^{n-\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2},k)]$$

- Le champ électrique :

$$E_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k) = E_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k) - \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta z} [H_y^n(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}) - H_y^n(i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2})]$$

$$-\frac{\Delta t}{\epsilon\Delta y} (H_z^n(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k) - H_z^n(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k))$$

$$E_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2},k) = E_y^{n-\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2},k) - \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta x} [H_z^n(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k) - H_z^n(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)]$$

$$-\frac{\Delta t}{\epsilon\Delta z} [H_x^n(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}) - H_x^n(i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2})]$$

$$E_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k+\frac{1}{2}) = E_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\epsilon\Delta y} [H_x^n(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}) - H_x^n(i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})]$$

$$-\frac{\Delta t}{\epsilon\Delta x} [H_y^n(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}) - H_y^n(i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})]$$

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.

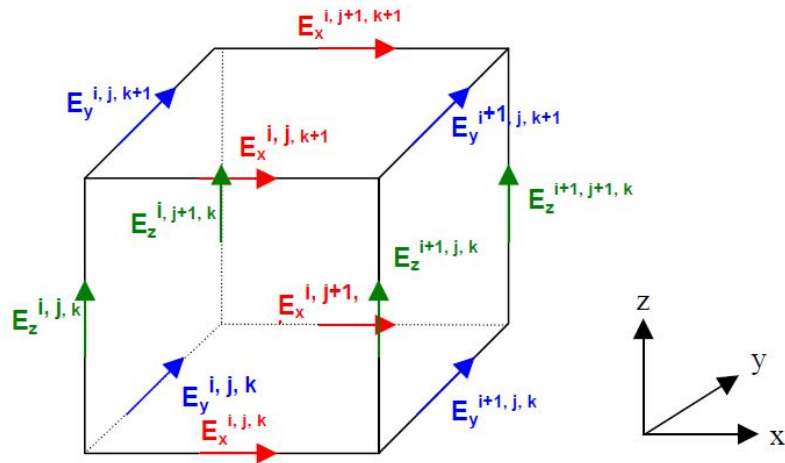


Fig.2 : Maille FDTD

IV.6. Modélisation mathématique des transferts thermiques dans la peau

IV .6.1. Le modèle de Pennes : la référence

Toutes les modélisations mathématiques qui cherchent à simuler les transferts thermiques dans la peau soumise à une agression thermique considèrent que les travaux de Pennes[1] en 1948 ont été précurseurs. L'objectif de travail de Pennes est d'évaluer l'applicabilité de la théorie des échanges de chaleur sur l'avant-bras, en se basant sur la production de chaleur interne au tissu et sur la circulation sanguine » (Pennes, 1948). Il part du principe que le taux de transfert de chaleur entre le sang et le tissu est proportionnel au produit de la perfusion volumique et à la différence entre la température du sang artériel et celle du tissu au niveau local. D'où la relation dite « équation bio thermique de Pennes » :

$$h_b = \rho_b C_b \omega (1-k)(T_{b,a} - T) \quad (4.5)$$

avec h_b le taux de transfert de chaleur par unité de volume du tissu ($\text{cal.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$), ω le taux de perfusion par unité de volume de tissu ($\text{ml.ml}^{-1}.\text{s}^{-1}$), ρ_b la densité du sang (kg.m^{-3}), C_b la chaleur spécifique du sang ($\text{cal.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1}$), k est un facteur qui rend compte de l'équilibre thermique incomplet entre le sang et le tissu (sans dimension), $T_{b,a}$ la température du sang artériel (°C) et T la température du tissu (°C). Pennes suppose que $0 \leq k \leq 1$, bien que dans son article il fixe $k=0$ pour calculer sa courbe théorique et mettre le tissu et le sang dans l'état d'équilibre.

Il est nécessaire de connaître en détail les échanges thermiques du corps :

IV.7. Les échanges thermiques tissulaires

IV.7.1 Structure générale du système vasculaire

L'étude de l'anatomie du réseau vasculaire est nécessaire à la compréhension des mécanismes d'échanges tissulaires.

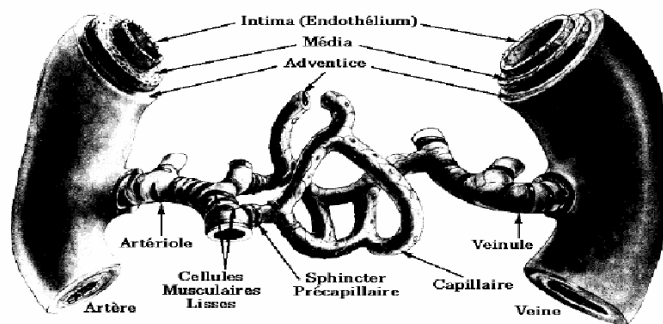


Figure IV.1 : Structure générale du système vasculaire

La microcirculation concerne les artérioles, les veinules et les capillaires. Ces petits vaisseaux, disséminés dans tous les tissus forment ensemble un réseau [54].

La présence de nombreuses cellules musculaires lisses de la paroi des artérioles vont permettre un ajustement actif du diamètre artériolaire. Ce mécanisme intervient de façon majeure dans l'ajustement du débit sanguin local et de la pression artérielle.

Les capillaires sont le lieu de prédilection des échanges entre le sang et le liquide extracellulaire.

Les veinules peuvent participer à ces échanges mais surtout, elles interviennent dans l'adaptation active et passive de la capacité du système cardio-vasculaire.

Le débit sanguin apparaît en ml/min, comme le produit de la vitesse du sang par la section du conduit. Il peut être aisément mesuré pour des débits importants, c.-à-d. au niveau des veines et artères. En revanche, sa mesure directe est impossible au niveau des tissus où les dimensions sont réduites et la densité de capillaires est élevée. La conductivité thermique, reflet des échanges thermiques dans le tissu perfusé, apparaît donc comme un bon indicateur de la microcirculation sanguine.

IV.7.2 Mécanismes des échanges thermiques tissulaires

Les échanges thermiques tissulaires sont le résultat de quatre mécanismes [55]:

- la génération d'énergie thermique par le métabolisme cellulaire, le stockage d'énergie thermique par le tissu lors des régimes thermiques transitoires,
- le transfert d'énergie thermique par conduction sans mouvement de matière,
- le transfert d'énergie thermique par convection, réalisé par la perfusion tissulaire.

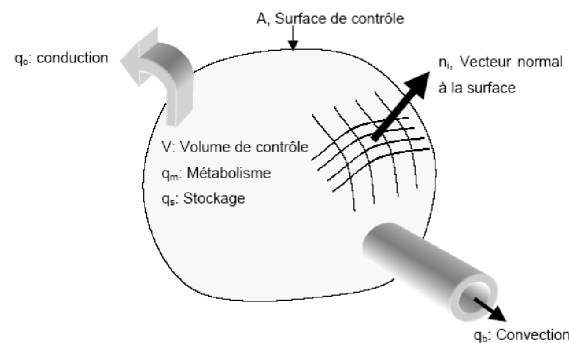


Figure IV.2 : Volume de contrôle d'un tissu vivant illustrant les mécanismes de transfert de chaleur

Ces mécanismes de transfert thermique peuvent être visualisés en considérant un volume de contrôle représentatif montré dans la Figure IV.2.

Ce volume de contrôle est en communication continue avec le tissu environnant à travers les transferts thermiques et le débit sanguin par sa surface témoin. A chaque instant, pour maintenir l'équilibre, l'énergie générée dans le volume témoin, par le métabolisme, est égale à la somme des énergies transférées par conduction, transportée par le débit sanguin et stockée dans le volume témoin.

IV.7.2.1 Puissance thermique générée par le métabolisme

Tous les tissus produisent de la chaleur, qui est la conséquence des processus métaboliques aérobiques ou anaérobiques.

Le niveau de l'énergie thermique métabolique détermine majoritairement la température basale tissulaire. Le niveau métabolique général dépend du type et du niveau de l'activité de l'individu. La variabilité individuelle de l'activité métabolique de chaque organe et tissu est très importante. La puissance thermique métabolique totale (Q_m en mW) est déterminée par sommation sur le volume témoin (V en cm^3) de la chaleur volumique unitaire produite (q_m en mW/cm^3), généralement dépendante à la fois de la température et du débit:

$$Q_m = \int_v q_m dV \quad (4.6)$$

IV.7.2.2 Energie thermique stockée au sein du tissu

La température de chaque milieu est le reflet de la quantité d'énergie massique stockée dans ce milieu. Lorsque dans le volume témoin la production de chaleur est différente de la dissipation de chaleur, l'énergie stockée est modifiée avec, comme conséquence, un changement de sa température.

L'énergie thermique stockée est déterminée par la sommation sur le volume témoin de la capacité thermique intrinsèque (densité ρ_m en g/cm^3), par la chaleur spécifique à pression constante (c_m en $mJ/g \cdot ^\circ C$) par la variation de la température (T_m en $^\circ C$). Ramenée à une unité de temps, cette énergie est relative à une puissance Q_s de:

$$Q_s = \int_v \rho_m c_m \frac{\partial T_m}{\partial t} dV \quad (4.7)$$

IV.7.2.3 Transfert thermique par conduction

La conduction thermique est le phénomène de transfert de la chaleur à l'intérieur d'un milieu sans mouvement de matière.

La loi de conduction de la chaleur de Fourier stipule que le vecteur de densité de flux de la chaleur ($q_c = k_m \nabla T_m$ en mW/cm²) est proportionnel au gradient de température et à la conductivité thermique intrinsèque du milieu (k_m en mW/cm.°C):

Du fait de la non homogénéité et de l'anisotropie des tissus biologiques, la conductivité thermique intrinsèque est variable. Cependant dans les situations réelles, l'étendue des variations de k_m est souvent très faible et l'on considère k_m comme constant dans tout le volume témoin.

La puissance thermique transférée par conduction (Q_c en mW) est déterminée par sommation du vecteur de densité de flux de chaleur sur toute la surface d'échange effective (A en cm²) du volume témoin :

$$Q_c = \int_A k_m \nabla T_m \cdot \vec{n} dA \quad (4.8)$$

Utilisons le théorème d'Ostrogradsky (ou formule de la divergence) pour transformer la sommation sur la surface (A) en une sommation sur le volume témoin (V) :

$$Q_c = \int_V \nabla k_m \nabla T_m \cdot dV \quad (4.9)$$

Si k_m est constante:

$$Q_c = \int_V k_m \nabla^2 T_m \cdot dV \quad (4.10)$$

Ou:

$$\nabla^2 T_m = \frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial z^2} \quad (4.1)$$

Ainsi la puissance thermique transférée par conduction est égale à la sommation du produit de la conductivité thermique par la dérivée seconde spatiale de la température sur le volume témoin.

IV.7.2.4 Transfert thermique par convection thermique

La fonction de thermorégulation par l'intermédiaire du réseau circulatoire maintient l'homéostasie thermique générale, comme elle maintient la température de chaque organe à leur température optimum de fonctionnement.

L'approche la plus utilisée, originellement proposée par H.H. Pennes [1] est d'énoncer que la quantité de chaleur volumique qui quitte le volume témoin par unité de temps est égale à la chaleur du contenu artériel moins la chaleur du contenu veineux évacuée par le débit sanguin local:

$$q_b = \rho_b c_b \omega_b (T_a - T_v) \quad (4.12)$$

Où :

$\rho_b c_b$: la capacité thermique du sang,

ω_b : le débit de perfusion volumique moyen par unité de volume du tissu,

T_a : la température du sang artériel,

T_v : la température du sang artériel et veineux.

La puissance thermique évacuée par l'ensemble de la vascularisation est la somme des chaleurs volumiques transportées sur l'ensemble du volume témoin.

$$Q_c = \int_V \rho_b c_b \omega_b (T_a - T_v) \quad (4.13)$$

IV.7.2.5 Bilan énergétique tissulaire

En application du principe de la conservation de l'énergie à l'ensemble du volume témoin, la puissance thermique générée est égale à la somme de la puissance thermique stockée et de la puissance thermique transférée ou perdue. Soit:

$$Q_m = Q_s - Q_c - Q_b \quad (4.14)$$

Substituons l'équation (4.14) par les équations (4.6), (4.7), (4.10), (4.13) :

$$\int_v q_m dV = \int_v \rho_m c_m \frac{\partial T_m}{\partial t} dV - \int_v k \nabla^2 T_m \cdot dV - \int_v \rho_b C_b \omega_b (T_a - TV) \quad (4.15)$$

La forme différentielle de l'équation (4-12), connue sous le nom d'équation de transfert bioénergétique est la suivante :

$$\rho C \frac{\partial T(i,j,k,t)}{\partial t} = k \cdot \left(\frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial z^2} \right) + \rho_b C_b \omega_b (T_a - TV) + q_m + q_{em} \quad (4.16)$$

Avec, C la chaleur volumique du tissu (cal.m-3.°C-1), k la conductivité thermique du tissu(cal.s-1.m-1.°C-1) et q_m la production de chaleur métabolique par unité de volume de tissu(cal.m-3.°C-1).

Dans cette équation (4.15) qui décrit l'évolution thermique à l'intérieur du tissu (matériau multicouche) sous une forme monodimensionnelle, le premier terme de droite définit les pertes de chaleur de la peau dues à la conduction. De façon générale, les pertes conductives caractérisent les échanges de chaleur entre un matériau et les surfaces directement en contact.

Le second terme de droite caractérise la production de chaleur métabolique (chaleur interne, métabolisme) et enfin, le troisième terme décrit les transferts thermiques dus à la circulation sanguine dans les tissus.

IV.7.3 Conditions initiales et aux limites :

Les conditions initiales et aux limites sont nécessaires pour la solution de l'équation différentielle de la conduction de chaleur. La condition initiale spécifie la distribution de la température à une origine de temps (c'est-à-dire t=0), tandis que les conditions aux limites spécifient les conditions maintenues aux limites du milieu à étudier à t > 0.

IV.7.3.1 Condition initiale :

La distribution des températures à l'intérieur du tissu et sur la surface est supposée connue à l'instant $t=0$:

$$T(x, y, z, t=0) = T_0(x, y, z)$$

Généralement le champ des températures initiales est constant, égal à la température du tissu à l'état normal:

$$T_0(x, y, z) = 37^{\circ}\text{C}$$

IV.7.3.2 Conditions aux limites :

On considère que :

La surface libre du tissu est parfaitement isolante de ce fait pas de perte de la chaleur à la surface.

L'équation exprimant cette condition est :

$$r=0 : \quad \frac{\partial T_t}{\partial r} = 0$$

$$r = r_0 : \quad -k \frac{\partial T_t}{\partial r} = h(T_t - T_\infty)$$

T_t : représentation de la température de surface, T_∞ : la température de l'air ambiante.

h : coefficient transfert de chaleur,

k : conductivité thermique.

IV.8.RESULTAT ET DISCUSSION

IV.8.1. Introduction

Nous allons discuter les multiples simulations faites sur le comportement d'un tissu perfusé par MATLAB, et à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine de temps (FDTD), Cette simulation a pour but de prédire la distribution de la température après un changement de taux de perfusion sanguine, on peut déposer de la chaleur dans les tissus à traiter en utilisant des modalités diverses. Parmi celles-ci, on retrouve les micro-ondes, les fréquences radio et les ultrasons focalisés. Dans notre cas, nous supposons que le vecteur d'application de la chaleur est une source de micro ondes de fréquence 26MHZ. Plaçons-nous dans le cas stationnaire. On peut écrire, à nouveau. L'équation de Pennes [1] comme suit :

$$\rho C \frac{\partial T(i,j,k,t)}{\partial t} = k. \left(\frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial z^2} \right) + \rho_b C_b \omega_b (T_a - T_v) + q_m$$

Où q_m représente l'énergie déposée ou absorbée par le tissu. Dans le cas d'une onde électromagnétique. on a :

$$q_m = \rho * SAR$$

Tout d'abord, nous allons considérer le tissu biologique comme étant un milieu continu solide linéaire, homogène, Isotrope, et incompressible.

En prend une surface de tissu de 40 mm^2 et le temps de discrétisation avec un pas spatial uniforme

$$\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 200 \mu m$$

Le temps de simulation est de 60 secondes et le pas temporel est $\Delta t = 0.02 \text{ s}$

Pour cela en doit déterminé le taux d'absorption spécifique par le calcul de la distribution des champs électrique et magnétique en 3 dimension, C'est un facteur important dans le système de planification d'hyperthermie.

Le SAR mesure la quantité d'absorption d'énergie dans le temps est défini par :

$$\text{SAR}(x, y, z) = \frac{[E(x, y, z)]^2 \sigma(x, y, z)}{2\rho(x, y, z)}$$

D'où :

$$[E(x, y, z)]^2 = [E_x(x, y, z)]^2 + [E_y(x, y, z)]^2 + [E_z(x, y, z)]^2$$

La base des données pour le tissu et le sang se trouve dans ce tableau donnée par Pennes [1]:

Paramètre physiologie	valeur
Densité volumique du tissu $\rho_t(\text{kg/m}^3)$	1057
Chaleur massique du tissu $c_t(\text{J}/(\text{K}\cdot\text{kg}))$	3600
Conductivité thermique du tissu $k_t \text{ [(W)/(m}\cdot\text{K)]}$	0.052
Densité volumique du sang $\rho_b(\text{kg/m}^3)$	1060
Chaleur massique du sang $c_b(\text{J}/(\text{K}\cdot\text{kg}))$	4180
Taux perfusion sanguine $\omega_b \left(\frac{(\text{m}^3/\text{s})_b}{(\text{m}^3)_t} \right)$	$2 \cdot 10^{-4} \leq \omega_b \leq 5 \cdot 10^{-4}$
Energie métabolique $q_m(\text{w/m}^3)$	980
Température artériel T_a (°C)	37
Conductivité électrique du tissu $\sigma(\text{S/m})$	0.001

IV.8.2.Résultats :

✚ Pour Le champ électrique on trouve :

Composants du champ électrique	Valeur max (volt/m)	Valeur min (volt/m)
ex	0.00146483694432111	-0.0016963918899701
ey	0.00146483694432111	-0.0016963918899701
ez	0.00299880998623227	-0.00232213937245086

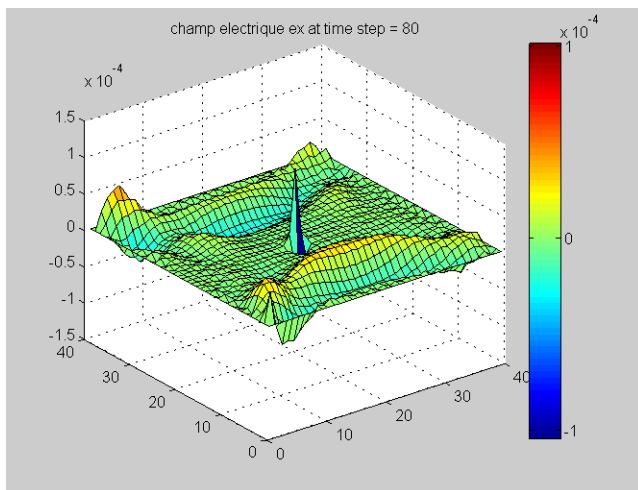


Fig1. Champ électrique (ex) en 3dimension 3dimension

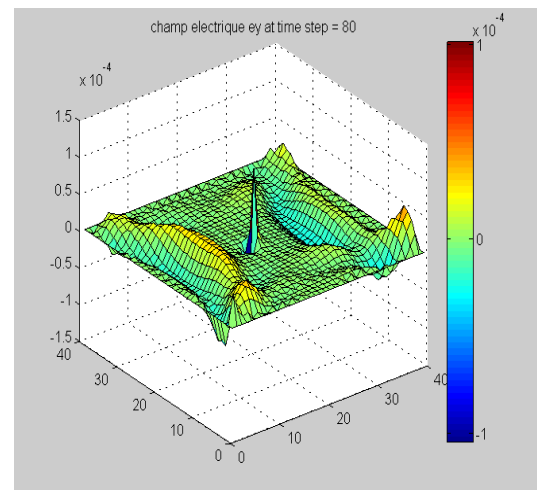


Fig2. Champ électrique (ey) en

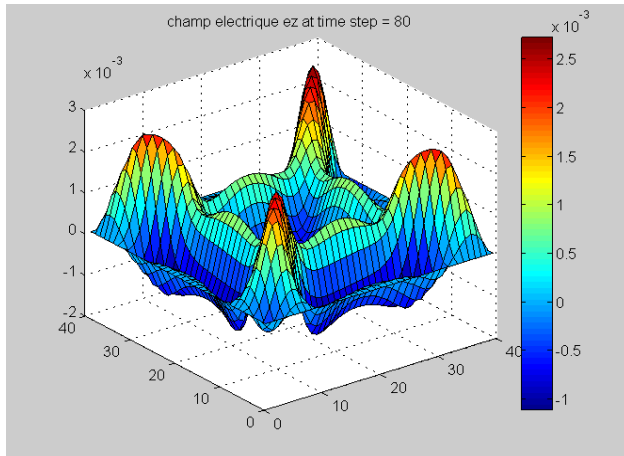


Fig3. Champ électrique (ez) en 3dimension

On remarque que pour toutes les polarités de champ électrique (ox, oy), la distribution prend les mêmes valeurs pour toute la surface de la peau, par contre vers (oz) et double de la valeur de (ox) et (oy).

La peau qui à un taux de teneur en eau plus élevé (permittivité plus grand) lorsque est exposé à un champ électromagnétique, la permittivité est décroît avec la fréquence de pénétration.

✚ Pour Le champ magnétique on trouve :

Composants du champ magnétique	Valeur max (ampère/m)	Valeur min (ampère/m)
hx	$6.50219082659139 \cdot 10^{-6}$	$-8.10802332302758 \cdot 10^{-6}$
hy	$8.02165378850418 \cdot 10^{-6}$	$-6.57111481540334 \cdot 10^{-6}$
hz	$1.71768097950527 \cdot 10^{-6}$	$-1.73702569264408 \cdot 10^{-6}$

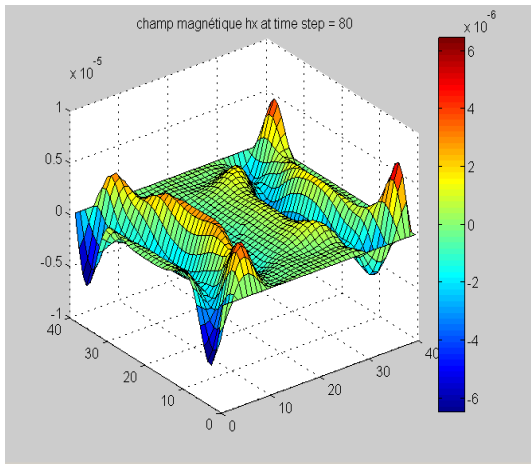


Fig4. Champ magnétique (hx) en 3dimension

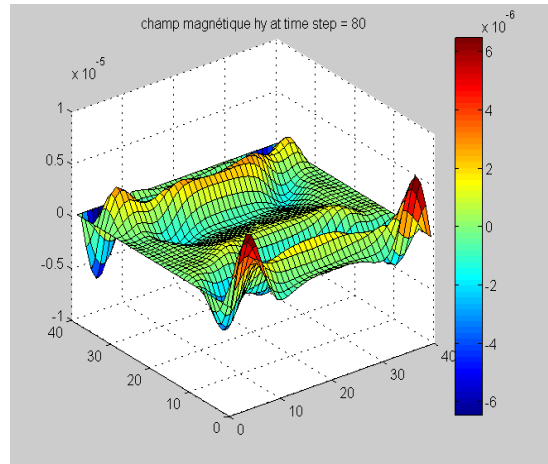


Fig5. Champ magnétique (hy) en 3dimension

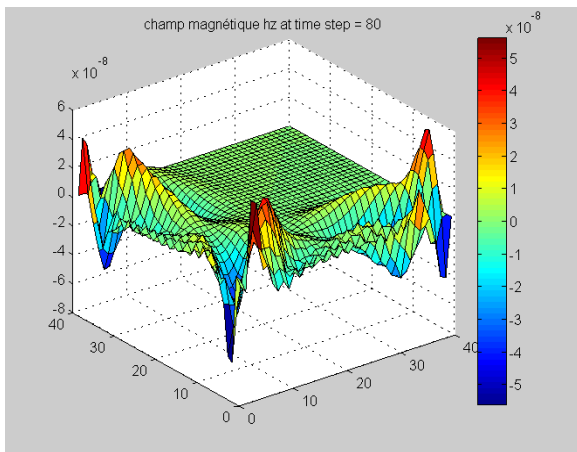


Fig6. Champ magnétique (hz) en 3dimension

✚ Debit d'absorption spécifique :

Pour le debit d'absorption spécifique en trouve $DAS=3.48562435682401 \cdot 10^{-9}$ (w/kg) et cela signifie que la valeur trouvé est au dessous de la limite de DAS moyen du corps entier donnée par OMS(organisation mondiale de la santé) cad <0.08 watt/kg.

Donc ya pas danger sur l'exposition de l'onde electromagnétique sur notre modele étudié ,pour cela l'etudes dosimétrique peuvent nous controler les normes et les recommandations internationales qui correspondent a un niveau de DAS limite et qui sont fixées pour se prémunir des éventuels effets thermiques.

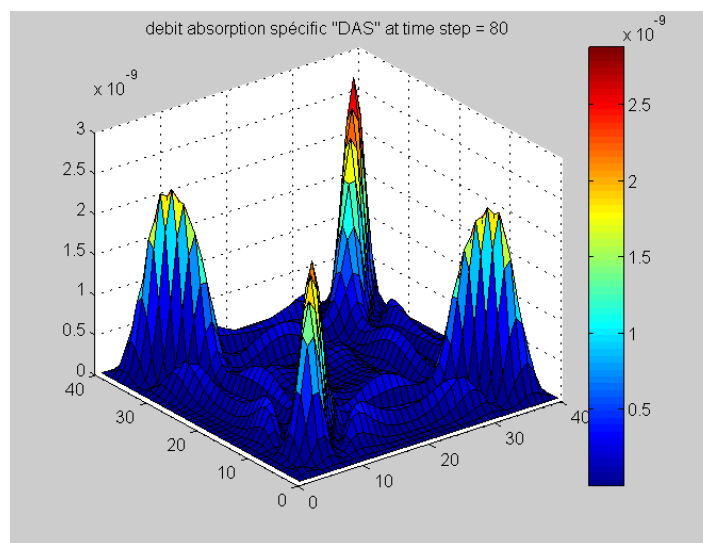


Fig6.distribution de DAS sur le tissu

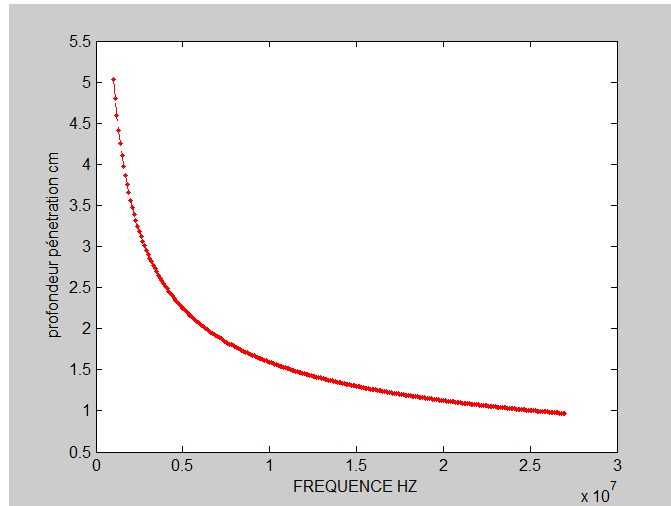
✚ Mesure profondeur de pénétration :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega * \mu * \sigma}} , f= 27.10^6 \text{ HZ}, \omega = 2 * \pi * f, \sigma(\text{tissu}) = 0.56 \text{ S/m}$$

$$\delta = 96.10^{-2} \text{ cm}$$

Le profondeur de pénétration est supérieure à 5 mm, c.-à-d. il dépasse l'épaisseur de la peau .donc les champs radiofréquences de fréquence inferieure a 10 GHz (jusqu'a 1 MHz) pénètrent a l'intérieur des tissus exposés.

En remarque sur la (figure 7), l'évolution de profondeur de pénétration et la fréquence des champs exposés



*Fig7.courbe profondeur de pénétration
En fonction de la fréquence*

La profondeur de pénétration dépend de la fréquence du champ et elle est d'autant plus grande que la fréquence est plus basse.

📊 Mesure de température :

Pour la distribution de température du tissu, on prend différents cas pour le taux de perfusion sanguine.

Taux de perfusion sanguine $\omega \left(\frac{\text{m}^3}{\text{m}^3} \right)$	Energie métabolisme (W/m^3)	Valeur maximale de température du tissu T (°C)
0	$0 < Q_m < 980$	37
0.00025	$0 < Q_m < 980$	37.0000051209541
0.00050	$0 < Q_m < 980$	37.0000051508462

Afin d'illustrer au mieux ce phénomène de la distribution de température dans le tissu. La (figure.8) et (figure.9) représente des taux de perfusion différents, le phénomène de convection est bien mis en

évidence, ces représentations montrent bien que l'effet de la perfusion sanguine est isotrope et donne les mêmes valeurs pour les deux cas de perfusion sanguine.

La distribution de température sans prise en compte du phénomène convectif (taux de perfusion nul) donne une valeur à peu près la température de sang artériel.

Ce modèle confirme que les actions de la perfusion sanguine et du métabolisme sont négligeables pour ce type de sollicitation thermique

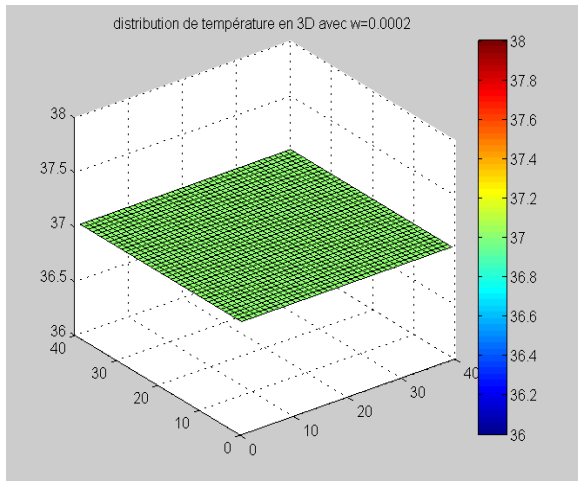


Fig8. distribution de température avec $w=0.00020 \text{ s}^{-1}$

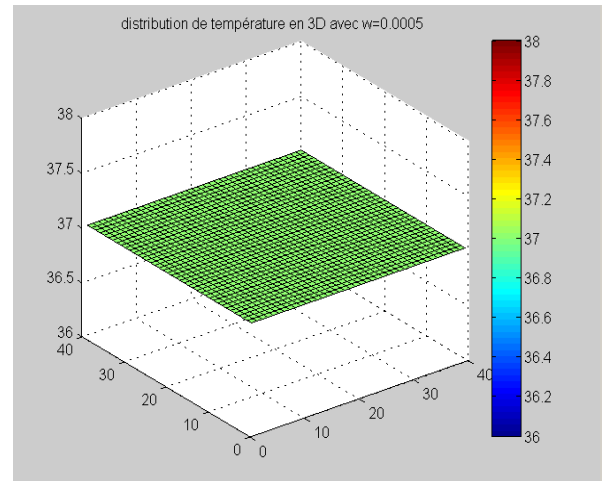


Fig9. distribution de température avec $w=0.0005 \text{ s}^{-1}$

1

- En remarque aussi que notre tissu ne possède aucun os ou artère, pour cette raison la distribution de température de notre modèle reste constante, parce que si il y'avait des artères à proximité de tissu en remarque clairement l'augmentation de la température de tissu dans toute la section voisin, la valeur peuvent même légèrement dépasser la température de sang artériel.

CONCLUSION :

L'équation de transfert de biochaleur de Pennes peut être employée comme bonne approximation pour l'analyse de la distribution de la température de tissu, particulièrement pour sa simplicité. Son concept de sang en tant que porteur principal de la chaleur, en laissant le tissu demeure des parties de recherche.

Nous avons développé un modèle numérique bas sur l'équation de Pennes et prenant en compte le transport de matière pour simuler l'écoulement du sang dans les veines. Ce modèle a permis de valider les propriétés biophysiques des matériaux vivants constituant les différentes couches.

Il a permis aussi de donner un ordre de grandeur à la vitesse d'écoulement du sang dans les veines. Ce modèle confirme que les actions de la perfusion sanguine et du métabolisme sont négligeables pour ce type de sollicitation thermique.

Wissler en 1998[47], écrit un article qui revisite le papier de Pennes de 1948 [1] et pointe certaines incohérences:

- Les données expérimentales de Pennes sont en désaccord avec ses résultats théoriques.
- Pennes concentre son attention sur les transferts de chaleurs entre les capillaires sanguins et le tissu, alors que les chercheurs ont démontré que la température du sang dans les artérioles pré capillaires et dans les veines post capillaires est proche de la température des tissus environnants.
- L'effet de la perfusion sanguine est considéré comme isotrope et Ceci néglige effet de directionnalité de flux de sang, alors que ce n'est probablement pas le cas.
- La valeur de la conductivité thermique (k) proposée et utilisée par Pennes vaut un tiers de la valeur couramment acceptée pour les tissus et l'eau

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce mémoire est de présenter un modèle numérique tridimensionnel basé sur l'équation de transfert de chaleur menée par H.Pennes (1948). En utilisant la méthode des différences finies dans le domaine de temps FDTD, nous avons pu déterminer la température dans le corps humain soumis à un champ électromagnétique et d'étudier aussi l'influence de taux de perfusion sanguine sur le transfert de chaleur dans le tissu vivant.

La majeure partie de ce mémoire a été consacrée à la simulation par MATLAB, permettant de prédire les champs électromagnétiques discrétisés et le débit d'absorption spécifique ainsi que la température discrétisée en trois dimensions utilisant le modèle de Pennes.

L'aspect thermique et 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 de la connaissance des niveaux d'exposition aux champs électromagnétiques, notamment, pour définir les normes de sécurité mise en place en vue de se prémunir des éventuels effets thermiques induits par les ondes.

Le deuxième chapitre a été consacré à l'interprétation des diverses étapes de discrétisation pour modéliser les phénomènes électromagnétiques et les différentes méthodes pour la résolution.

Nous avons débuté par un rappel de la méthode choisie, la FDTD basée sur les différences finies dans le domaine temporel. Les techniques de calcul des termes pouvant générer de la chaleur et le débit d'absorption spécifique DAS sont également été exposées. 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.

Dans ce troisième chapitre, nous avons développé le modèle biochaleur de Pennes. Les principaux phénomènes thermiques sont exposés, 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. Nous avons présenté également les différents modèles thermiques en se basant sur le modèle de Pennes.

Dans ce quatrième chapitre, c'est le phénomène de convection thermique qui a fait l'objet d'une analyse. Nous avons discuté l'équilibre thermique du modèle. Le modèle développé validé sur une géométrie simple constituée d'un tissu vivant et d'un guide d'onde fonctionnant à 27,12 MHz. La structure complète modélisée avec un pas uniforme de 200 μm . La partie importante est à été

consacrée à l'aspect thermique. Il s'est articulé autour de deux parties distinctes la conduction thermique et la convection thermique (perfusion sanguin).

Nous avons exposés l'algorithme, reposant sur une méthode explicite basée sur les différences finies et permettant la résolution des équations du thermique. Une attention particulière est portée aux conditions aux limites et un traitement particulier, est introduit pour le calcul de la température aux interfaces. L'ajout du phénomène de convection thermique a engendré quelques modifications dans l'algorithme afin de permettre la prise en compte de la perfusion sanguine. Ainsi, le phénomène convectif a pu être étudié, il nous permette de conclure que le taux de perfusion sanguine peut être négligé pour des supports biologiques.

En ce qui a trait à la modélisation, le cas de deux dimensions peut se généraliser assez facilement pour traiter les cas en trois dimensions. Techniquement, on ajoutera une force de volume selon la troisième dimension en introduisant le gradient de température dans cette direction. Traiter le cas en trois dimensions pourra nous renseigner sur la validité de l'hypothèse de l'état de déformations planes. Il nous faudra exploiter un modèle de formation d'images en 3D en vue d'estimer les déplacements en trois dimensions.

La comparaison des résultats des simulations aux mesures de température obtenue par Pennes a montré une bonne cohérence. Ce modèle a également montré sa capacité à modéliser des géométries réalistes

ANNEXES

Programme MATLAB pour résoudre l'équation biochaleur de penne :

```

%3D FDTD bioheat equation
format long g
clear all;
close all;
IE=40;
JE=40;
KE=40;
cc=2.99792458e8;           %vitesse de la lumière
mu_0=4.0*pi*1.0e-7;      %permeability of free space
eps_0=1.0/(cc*cc*mu_0);  %permittivity of free space
G=ones(IE,JE,KE)*0.001;  %conductivité de tissus
Roe=1.29*ones(IE,JE,KE); %masse volumique
ic=floor(IE/2);
jc=floor(JE/2);
kc=floor(KE/2);
ddx=0.0002;              %pas de discrétisation spatial
ddy=0.0002;
ddz=0.0002;
dt=ddx/(2.0*cc);        %pas de temps
ex=zeros(IE,JE,KE);    %champ électrique ex
ey=zeros(IE,JE,KE);    %champ électrique ey
ez=zeros(IE,JE,KE);    %champ électrique ez
dx=zeros(IE,JE,KE);    %induction électrique dx
dy=zeros(IE,JE,KE);    %induction électrique dy
dz=zeros(IE,JE,KE);    %induction électrique dz
hx=zeros(IE,JE,KE);    %champ magnétique hx
hy=zeros(IE,JE,KE);    %champ magnétique hy
hz=zeros(IE,JE,KE);    %champ magnétique hz
sar=zeros(IE,JE,KE);   % taux d'absorption spécifique initial
Er=ones(IE,JE,KE);     %permittivité relative
gx=ones(IE,JE,KE);
gy=ones(IE,JE,KE);
gz=ones(IE,JE,KE);
%-----specify the Dipole-----
for k=11:30
    gz(:, :, k)=0.0;
end
gaz(ic, jc, kc)=0.0;
gaz=ones(IE,JE,KE);

%-----Time instance specification-----
t0=20.0;
spread=6.0;
T=0;
nsteps=80;
for n=1:1:nsteps
    T=T+1;
%*****
% Updating coefficients
%*****
ca(:, :, :, 1)=(1.0-(dt*G)./(2.0*eps_0*Er))./(1.0+(dt*G)./(2.0*eps_0*Er));
cb(:, :, :, 1)=(dt/eps_0/Er/ddx)./(1.0+(dt*G)./(2.0*eps_0*Er));

da = 1.0; %((cc*dt)/(dx))^2;
db(:, :, :, 1) = (dt/ mu_0/ ddx)./(1.0+(dt*G)./(2.0*eps_0*Er));

```

1-Programme pour calculé le champ électrique

```
%-----Calculate the Dx field-----
for k=2:KE
    for j=2:JE
        for i=2:IE
            dx(i,j,k)=ca(i,j,k).*dx(i,j,k)+cb(i,j,k).*(hz(i,j,k)-hz(i,j-1,k)-
hy(i,j,k)+hy(i,j,k-1)));
        end
    end
end
%-----Calculate of the Dy field-----
for k=2:KE
    for j=2:JE
        for i=2:IE
            dy(i,j,k)= ca(i,j,k).*dy(i,j,k)+cb(i,j,k).*(hx(i,j,k)-hx(i,j,k-
1)-hz(i,j,k)+hz(i-1,j,k)));
        end
    end
end
%-----Calculate the Dz field-----
for k=2:KE
    for j=2:JE
        for i=2:IE
            dz(i,j,k)=ca(i,j,k).*dz(i,j,k)+ cb(i,j,k).*(hy(i,j,k)-hy(i-
1,j,k)-hx(i,j,k)+hx(i,j-1,k)));
        end
    end
end
%-----source-----
pulse=exp(-0.5*((t0-T)/spread)^2.0);
dz(ic,jc,kc)=pulse;

%-----Calculate the E from D field-----
for k=1:KE-1
    for j=1:JE-1
        for i=1:IE-1
            ex(i,j,k)=dx(i,j,k)/Er(i,j,k);
            ey(i,j,k)=dy(i,j,k)/Er(i,j,k);
            ez(i,j,k)=dz(i,j,k)/Er(i,j,k);
        end
    end
end
```

2-Programme pour calculer le taux d'absorption spécifique

```
%-----calculate de taux d'absorption spécifique SAR -----
sar1=abs(ex(:,:)).^2+abs(ey(:,:)).^2+abs(ez(:,:)).^2;
sar= G.*sar1./(2*Roe);
%----- profondeur de pénétration-----

freq1=2e6;
w=2*pi*freq1;
prof=sqrt(2/w*mu_0*G);
```

3-Programme pour calculé le champ magnétique

```
%-----Calculate the Hx field-----
```

```

    for k=1:KE-1
        for j=1:JE-1
            for i=1:IE
                hx(i,j,k)=da.*hx(i,j,k)+db(i,j,k).*(ey(i,j,k+1)-ey(i,j,k)-
ez(i,j+1,k)+ez(i,j,k));
            end
        end
    end
    %-----Calculate the Hy field-----
    for k=1:KE-1
        for j=1:JE
            for i=1:IE-1
                hy(i,j,k)=da.*hy(i,j,k)+db(i,j,k).*(ez(i+1,j,k)-ez(i,j,k)-
ex(i,j,k+1)+ex(i,j,k));
            end
        end
    end
    %-----Calculate the Hz field-----
    for k=1:KE
        for j=1:JE-1
            for i=1:IE-1
                hz(i,j,k)=da.*hz(i,j,k)+db(i,j,k).*(ex(i,j+1,k)-ex(i,j,k)-
ey(i+1,j,k)+ey(i,j,k));
            end
        end
    end
end
%*****
% Grid parameters
%*****
sar1=abs(ex(:,:, :)).^2+abs(ey(:,:, :)).^2+abs(ez(:,:, :)).^2;
sar= G.*sar1./(2*Roe);

tcon =3;
ib = IE;
jb = JE;
kb = KE;

tt=ones(ib,jb,kb,tcon)*37; %température initiale
G=ones(ib,jb,kb)*0.001; %conductivité de tissus
Roe=ones(ib,jb,kb)*1057; %masse volumique de tissus
%1057 = masse volumique de sang
%3600= chaleur spécifique de sang

for perf1=0:0.01

sph=ones(ib,jb,kb)*3600; %chaleur spécifique de tissus
perf=ones(ib,jb,kb)*0; %taux de perfusion de sang
Qmet=ones(ib,jb,kb)*980; %énergie de chaleur métabolique
therm=ones(ib,jb,kb)*0.52; %conductivity thermique
tt1=ones(ib,jb,kb)*0;
tt2=ones(ib,jb,kb)*0;
tt3=ones(ib,jb,kb)*0;

Qem= sar.*Roe; % l'énergie électromagnétique de processus

%*****
%Update temperature

```

```

%*****
ncur = 2;
npr1 = 1;
nmax=100;
dtt=0.25;
for n=1:nmax
%*****
% Update time container index
%*****
npr2 = npr1;
npr1 = ncur;
ncur = mod(ncur+1,3);
if ncur == 0
ncur =3;
else
ncur = ncur;

```

4-Programme pour calculer la distribution de température

```

tt1(2:IE-1, :, :)=(therm(3:IE, :, :).*tt(3:IE, :, :, npr1)-therm(3:IE, :, :).*tt(1:IE-
2, :, :, npr1)-therm(1:IE-2, :, :).*tt(3:IE, :, :, npr1)+therm(1:IE-2, :, :).*tt(1:IE-
2, :, :, npr1))/4 +...
therm(2:IE-1, :, :).*(tt(3:IE, :, :, npr1)-2*tt(2:IE-1, :, :, npr1)+tt(1:IE-2, :, :, npr1));
tt1=tt1/ddx/ddx;
tt2(:, 2:JE-1, :)=(therm(:, 3:JE, :).*tt(:, 3:JE, :, npr1)-therm(:, 3:JE, :).*tt(:, 1:JE-
2, :, npr1)-therm(:, 1:JE-2, :).*tt(:, 3:JE, :, npr1)+therm(:, 1:JE-2, :).*tt(:, 1:JE-
2, :, npr1))/4 +...
therm(:, 2:JE-1, :).*(tt(:, 3:JE, :, npr1)-2*tt(:, 2:JE-1, :, npr1)+tt(:, 1:JE-2, :, npr1));
tt2=tt2/ddy/ddy;
tt3(:, :, 2:KE-1)=(therm(:, :, 3:KE).*tt(:, :, 3:KE, npr1)-therm(:, :, 3:KE).*tt(:, :, 1:KE-
2, npr1)-therm(:, :, 1:KE-2).*tt(:, :, 3:KE, npr1)+therm(:, :, 1:KE-2).*tt(:, :, 1:KE-
2, npr1))/4 +...
therm(:, :, 2:KE-1).*(tt(:, :, 3:KE, npr1)-2*tt(:, :, 2:KE-1, npr1)+tt(:, :, 1:KE-2, npr1));
tt3=tt3/ddz/ddz;

tt(:, :, :, ncur) = tt(:, :, :, npr1)+ dtt*(tt1+tt2+tt3-(4180*1060*perf.*(37-
tt(:, :, :, npr1))/6000)+Qmet+Qem)./Roe./sph;
end;

end;

tmax=nmax*dtt/60;
ee=tt(:, :, :, ncur);
[ix1,iy1,iz1]=size(ee);
i=1:ix1;
x1=(i-1)*ddx;
i=1:iy1;
y1=(i-1)*ddy;
i=1:iz1;
z1=(i-1)*ddz;
iz2=round(iz1/6)+1;
inx=ix1*iy1*iz1;
figure(1);
for isub=1:iz1;
subplot(iz2,6,isub);
ees1=ee(:, :, isub);
pcolor(x1,y1,ees1');
colorbar;
shading flat;
axis off;

```

end;

%-----graphe de distribution-----

```
figure(2);
    timestep=int2str(T);
    surf(ex(1:IE,1:JE,kc));
    title(['champ magnétique hx at time step = ',timestep]);
    colorbar;
    pause(0.001)

    figure(3);
    timestep=int2str(T);
    surf(ey(1:IE,1:JE,kc));
    title(['champ magnétique hy at time step = ',timestep]);
    colorbar;
    pause(0.001)

    figure(4);
    timestep=int2str(T);
    surf(ez(1:IE,1:JE,kc));
    title(['champ magnétique hz at time step = ',timestep]);
    colorbar;
    pause(0.001)

    figure(5);
    timestep=int2str(T);
    surf(sar(1:IE,1:JE,kc));
    title(['debit absorption spécifique "DAS" at time step = ',timestep]);
    colorbar;
    pause(0.001)

figure(6);
    timestep=int2str(T);
    surf(ee(1:IE,1:JE,kc));
    title(['distribution de température en 3D avec w=0.0005 ']);
    colorbar;
    pause(0.001)
end
```

Calcul de température bioheat discrétisé en 3 dimensions par FDTD

L'équation de Pennes :

$$\rho c \frac{\partial T(i,j,k,t)}{\partial t} = k. \left(\frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(i,j,k,t)}{\partial z^2} \right) + \rho_b C_b \omega_b (T_a - T_v) + q_m$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta x^2}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta y^2}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta z^2}$$

$$T^{n+1}(i,j,k) = \frac{\rho C(i,j,k) + \rho_b C_b \omega_b \Delta t}{\Delta t} \cdot \frac{k}{(\Delta x)^2} [T^n(i+1,j,k) + T^n(i-1,j,k) + T^n(i,j+1,k) + T^n(i,j-1,k) + T^n(i,j,k+1) + T^n(i,j,k-1) - 6T^n(i,j,k)] + \frac{\Delta t(\rho_b C_b \omega_b T_b + \rho q_{met}) + T^n(i,j,k) \rho C(i,j,k)}{\rho C(i,j,k) + \rho_b C_b \omega_b \Delta t}$$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIE

- [1] H.H Pennes, "Analysis of Tissue and Arterial Blood Temperatures in the Resting Human Forearm", J. Physiol., no. 1, pp. 93-122, 1948
- [2] Wulff, "The Energy Conservation Equation for Living Tissue," **IEEE** Trans. Of Biomedical Engineering, vol. BME-2 1, pp. 494-495, 1974
- [3] Nicolas SIAUVE « modelisation par elements finis des phenomenes electromagnetiques en hyperthermie et optimisation des applicateurs »thèse doctorat, université de Lyon-2002
- [4] K. Chen and J.C. Lin, "Biological Effects of Electromagnetics Fileds", Handbook of Electromagnetic Compatibility, Edited by Perez R. pp. 903- 9 16, 1995.
- [5] M^mlydia chioukh. « système médical intégré de radar pour la surveillance de précision des battements cardiaques et du statut respiratoire »mémoire Maîtrise ès sciences université de Montréal
- [6] A.Rosen. Applications of RF/Microwaves in Medicine. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 2002.
- [7] C.Gabriel, S.Gabriel and E.Corthout: "The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey", Phys. Med. Biol. 41 (1996).
- [8] C.Gabriel and S.Gabriel: "Compilation of the Dielectric Properties of Body Tissues at RF and Microwave Frequencies", Internet document; URL: <http://niremf.ifac.cnr.it/docs/DIELECTRIC/Report.html#Results>.
- [9] S.M. Mann. SAR calculations in an anatomically realistic model of the head for mobile communication transceivers at 900 MHz and 1.8 GHz. Physics in Medicine and Biology 1994.
- [10] P.J. Dimbylow, S.M. Mann. SAR calculations in an anatomically realistic model of the head for mobile communication transceivers at 900 MHz and 1.8 GHz. Physics in Medicine and Biology 1994.
- [11] D.A. Christensen and C.H. Durney, " Hyperthermia Production for Cancer Therapy : A review of Fundamentals and Methods", The Journal of Microwave Power, Vol 16, No. 2, june 1981, pp 89-105
- [12] D.Vanhoenacker, A.Vander Vorst. Biological Effects of Microwaves in Acupuncture. 19th European Microwave Conference 1989.
- [13] D.A. Christensen and C.H. Durney, " Hyperthermia Production for Cancer Therapy : A review of Fundamentals and Methods", The Journal of Microwave Power, Vol 16, No. 2, june 1981, pp 89-105
- [14] A. Vander Vorst, F. Duhamel. 1990-1995 Advances in investigating the interaction of microwave fields with nervous system. 1996.
- [15] D.A. Christensen et al., A review of Fundamentals and Methods, The Journal of Microwave Power, Vol 16, No. 2, pp 89-105 .Jun 1981.
- [16] C.E.Tamburello, L.Zanforlin, G.Tine, A.A. Tamburello. Analysis of microwave effects on isolated hearts. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1991.

- [17] C.E. Tamburello, L. Zanforlin, G.Tine, A.A.Tamburello. Analysis of microwave effects on isolated hearts. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1996.
- [18] K. R. Foster, J. E. Moulder. Cellular telephone: hazards or not? IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2000.
- [19] P. Tekieli, "Définition d'un système d'hyperthermie profonde anticancéreuse induite par couplage de deux guides d'ondes à 27,12MHz, Thèse Institut National Polytechnique de Lorraine, 1996.
- [20] H. Anatoa, "Contribution à la réalisation d'un appareillage d'hyperthermie en thérapie antitumorale : simulation numérique", Thèse Université de Montpellier, Janvier 1992
- [21] D.W. Armitage, H.H. LeVeen and R. Pethig, "Radiofrequency-Induced Hyperthermia: Computer Simulation of Specific Absorption Rate Distributions Using Realistic Anatomical Models", Phys. Med. Biol., vol. 28, no. 1, pp. 3 1-42, 1983
- [22] D.R. Lynch and K.D. Paulsen, "Time-Domain Integration of the Maxwell Equations on Finite Elements", IEEE Transactions on Antennas and propagation, vol. 38, no. 12, pp. 1933-1942, December 1990.
- [23] N. Hayashi, K. Isaka, H. Tarao and Y. Yokoi, "Numerical Calculation of Induced Electric Filed and Currents on Simple Models of Multi-Medium Biological Systems Using the Impedance Method", 9th International Symposium on High Voltage Engineering, Austria, pp. 8355-1 8355-4, August 1995.
- [24] H. Tarao, N. Hayashi and K. Isaka, "Improved Impedance Method for the Calculation of Electric Fields Induced in Simple Biological Structures by ELF Magnetics Field", 10th International Symposium on High Voltage Engineering, Canada, pp. 77-80, August 1997.
- [25] C. Polk and J.H. Song, "Electric Fields Induced by Low Frequency Magnetic Fields in Inhomogeneous Biological Structures That Are Surrounded by an Electric Insulator", Bioelectromagnetics, vol. 1 1, pp. 235-249 1990.
- [26] J.F. Deford and O.P. Gandhi, "An Impedance Method to Calculate Currents Induced in Biological Bodies Exposed to Quasi-Static Electromagnetic Fields", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-27, no. 3, pp.168-173, August 1985.
- [27] F.X. Hart, "Use of a Spread Sheet to Calculate the Current-Density Distribution Produced in Human and Rat Models by Low-Frequency Electric Fields", Bioelectromagnetics, vol. 1 1, pp. 2 13-228, 1990.
- [28] Y. Kanai, T. Tsukamoto, K. Toyama, Y. Saitoh, M. Miyakawa and T.Kashiwa, "Analysis of a Hyperthermic Treatment in a Reentrant Resonant Cavity Applicator by Solving Time - Dependent Electromagnetic – Heat Transfer Equations", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 32, no. 3, pp. 1661 -1664 May 1996.
- [29] M. Okoniewski, E. Okoniewska and M.A. Stuchly, "Three-Dimensional Subgridding Algorithm for FDTD", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 45, no. 3, pp. 422-429, March 1997.

- [30] K.S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary-Value Problems Involving Maxwell's equations in Isotropic Media", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-14, pp. 302-307, 1966.
- [31] Y. Lu, J. Ying, T. Tan and K. Arichandran, "Electromagnetic and Thermal Simulations of 3-D Human Head Model under RF Radiation by Using the FDTD and FD Approches", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 32, no. 3, pp. 1653-1656, May 1996.
- [32] D.R. Lynch, K.D. Paulsen and J.W Strohbehn, "Finite Element Solution of Maxwell's Equations for Hyperthermia Treatment Planning", Journal of Computational, vol. 58, pp. 246-269, 1985
- [33] J.A. Shaw, C.H. Durney and D.A Christensen, "Computer-Aided Design of Two-Dimensional Electric-Type Hyperthermia Applicators Using the Finite- Difference Time-Domain Method", IEEE Transactions on BiomedicalEngineering, vol. 38, no. 9, pp. 861-870, September 1991.
- [34] N.M. Pothecary and C.J. Railton, "Finite Difference Time Domain Modelling of Hyperthermia Applicators for Cancer Therapy", IEEE MTT-S Digest, pp.1151-1 154,1993.
- [35] D. Sullivan, "Mathematical Methods for treatment Planning in Deep Regional Hyperthermia", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, no. 5, pp. 864-872, May 1991.
- [36] D.M. Sullivan, "A Frequency-Dependent FDTD Method for Biological Applications", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 40, no. 3, pp. 532-539, March 1992
- [37] D. Sullivan, "Three-Dimensional Computer Simulation in Deep Regional Hyperthermia Using the Finite-Difference Time-Domain Method", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 2, pp. 204-21 1, February 1990.
- [38] H. Kroeze, J.B Van de Kamer, A.A.C De Leeuw and J.J.W Lagendijk, "Regional hyperthermia applicator design using FDTD modelling", Physics in Medicine and Biology, vol. 46, pp. 1919-1935, 2001.
- [39] S.T. Cleeg, K.A. Murphy, W.T. Joines, G. Rine and T.V. Samulski, "Finite Element Computation of Electromagnetic Fields", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 42, no. 10, pp. 1984-1991, October1994.
- [40] A. Sekkak, V.N. Kanellopoulos, L. Pichon and A. Razek, "A Thermal and Electromagnetic Analysis in Biological Objects Using 3D Finite Elements and Absorbing Boundary Conditions", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 3 1,no. 3, pp. 1865-1868, May 1995.
- [41] K.D. Paulsen, X. Jia and J.M. Sullivan, "Finite Element Computations of Specific Absorption Rates in Anatomically Conforming Full-Body Models for Hyperthermia Treatment Analysis", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, vol. 40, no. 9, pp. 933-945, September 1993.
- [42] S. Ratnajeevan, H. Hoole, V. Sathiaseelan and A. Tseng, "Computation of Hyperthermia-Sar Distribution in 3-D", IEEE Transactions on Magnetics, vol. 26, no. 2, pp. 1011-1014, March 1990.
- [43] M.J. Hagmann, "Cornments on Numerical Simulation of Annular-Phased Arrays of Dipoles for Hyperthermia of Deep-Seated Tumors", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, vol. 39, no. 12, pp. 1322-1324, December 1992.

- [44] P. Wust, J. Nadobny, M. Seebass, D. Stalling, J. Gellermann, H.C. Hege, P. Duffhard and R. Felix, "Influence of patient models and numerical methods on predicted power deposition patterns", *Int. J. Hyperthermia*, vol. 15, no. 6, pp. 519-540, 1999.
- [45] MITCHELL J. W. and MYERS G. E., "An Analytical Model of the Countercurrent Heat Exchange Phenomena," *Biophysical Journal*, vol. 8, pp. 897-911, 1968.
- [46] KELLER K. H. and SEILER L., "An Analysis of Peripheral Heat Transfer in Man." *Journal of Applied Physiology*, vol. 30, pp. 779-786, 1971
- [47] WISSLER E. H., "Comparison of Results obtained from two Mathematical Models -*Journal of Physiology(Paris)*, vol. 63, pp. 455-458, 1970.
- [48] CHATO J., "Heat Transfer to Blood Vessels," *ASME Trans. Of Biomechanical Engineering*, vol. 102, pp. 110-118. 1980
- [49] WEINBAUM S., Jin L. M., LEMONS D. E., "Theory and Experiment for the Effect of Vascular Temperature on Surface Tissue Heat Transfer-Part 1:vol. 106, pp. 321-330, 1984.
- [50] L.X., CHEN M. M., HOLMES K, R- and AREUN H., "The Evaluation of the Pennes, the Chen-Holmes, the Weinbaum-Jiji Bioheat Transfer Models in the Pig Kidney Cortex,"*ASME WAM, HDT-vol. 189*, pp. 15-21, 199
- [51] ARKM H., XU L. X. and HOLMES K. R., "Recent Developments in Modeling Heat Transfer in Blood Perfused Tissues," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, vol. 41, No. 2, pp. 97- 107, 1994.
- [52] 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.
- [53] 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,
- [54] Larousse Medical, vol. 3, p. 655, (1995)
- [55] R. C. Eberhart, A. Shitzer, Bioheat transfer in "Encyclopedia of medical devices and instrumentation", New York, J.G. Webster, ed, A Wiley-Interscience publication, Vol. 1, 245-260, (1988)

Résumé :

Le transfert de chaleur dans les tissus vivants est un processus complexe car elle implique une combinaison de la conduction thermique dans les tissus, la convection et la perfusion de sang. Plusieurs modèles mathématiques ont été développés pour décrire le transfert de chaleur dans les tissus biologiques vivants. Ces modèles ont été largement utilisés dans l'analyse de l'hyperthermie, dans le traitement du cancer, la chirurgie au laser, la cryochirurgie, la cryoconservation, et de nombreuses autres applications. Le modèle le plus largement utilisé dans le biochaleur était introduite par Pennes en 1948. Pennes à proposé un modèle simplifié pour décrire l'effet de la perfusion sanguine sur le transfert de chaleur.

Dans ce mémoire un modèle numérique 3D basé sur les différences finies dans le domaine temps FDTD été mis au point. Ce modèle permet de calculer la répartition de débit d'absorption spécifique (DAS), le transfert de chaleur dans le corps humain soumis à un champ électromagnétique, et montre l'influence de taux de perfusion sur la diffusion de la chaleur.

Mots-clés : Bioélectromagnétisme , DAS (Débit d'Absorption Spécifique), FDTD ,micro-onde, l'hyperthermie ,modèle de Pennes, perfusion sanguine

Abstract:

The transfer of heat in living tissue is a complex process because it implies a combination of thermal conduction in fabrics, the convection and the perfusion of blood. Several mathematical models were developing to describe the transfer of heat in live biological fabrics. These models were largely used in the analysis of hyperthermia, in the treatment of cancer, the surgery with the laser, the cryosurgery, the cry conservation, and of many other applications. The model most largely used in the bioheat was introduced by Pennes in 1948. Pennes with proposed a model simplifies to describe the effect of the blood perfusion on the transfer of heat.

In this memory a digital model 3D based on finished differences FDTD developed at the point. This model makes it possible to calculate the distribution of the specific rate of absorption (SAR), the transfer of heat in the body subjected to an electromagnetic field, and shows the influence of rate of perfusion on the transfer of heat.

Key words: Bioelectromagnetism, SAR (Specific Absorption Rate), FDTD, microwave, hyperthermia, model Pennes, blood perfusion

ملخص:

التحول الحراري في الأنسجة الحية هو عملية معقدة لأنها تنطوي على مزيج من توصيل الحرارة في الحمل الحراري، والأنسجة، ونضح الدم. وقد وضعت عدة نماذج رياضية لوصف انتقال الحرارة في الأنسجة البيولوجية على. وقد استخدمت هذه النماذج على نطاق واسع في التحليل من ارتفاع الحرارة في علاج السرطان، وجراحة الليزر، التجميد، حفظ بالبرودة، والعديد من التطبيقات الأخرى. وقد قدم النموذج الأكثر استخداما في بيوحرارى PENNES من قبل في Pennes.1948 نموذج مقترح لتبسيط وصف تأثير نضح الدم على نقل الحرارة في جسم الإنسان. في هذه المذكرة تم تطوير نموذج عددي ثلاثي الأبعاد على أساس اختلاف FDTD محدود. هذا النموذج يسمح لحساب توزيع معدل امتصاص محددة (DAS)، وانتقال الحرارة في جسم الإنسان تتعرض لمجال كهرومغناطيسي، ويظهر تأثير معدل نضح على نشر الحرارة في جسم الإنسان.

كلمات البحث: بيوالكتروميغناطيسي، SAR (معدل الامتصاص النوعي)، FDTD، الميكروويف، وارتفاع الحرارة، نموذج PENNE ، نضح الدم