



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



FACULTE DES SCIENCES

U.F.R. Sciences et Techniques, Mathématiques, Informatiques, Automatique
Ecole Doctorale Informatique Automatique Electronique Electrotechnique Mathématiques
Département de formation Doctorale Electronique Electrotechnique

Thèse

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy I

en Instrumentation et Micro-Electronique

par **Jean-François CHATEAUX**

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
 BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
 Rue du Jardin Botanique
 54600 VILLERS-LES-NANCY

**Conception et réalisation d'une cellule de caractérisation
 des tissus biologiques par spectroscopie de bioimpédance dans la
 gamme fréquentielle [100 Hz – 1 MHz]**

Application aux tissus osseux – Prise en compte de l'anisotropie

Soutenue publiquement le 15 Novembre 2000

Rapporteurs : M. Eric McADAMS, Université d'Ulster, Jordanstown.
 M. Michel HUBIN, INSA, Rouen.

Examineurs : M. Jacques JOSSINET, Chargé de recherche, INSERM, Lyon.
 M. Francis LEPAGE, Professeur des Universités, Nancy I.
 M. Ahcène HEDJIEDJ, Maître de conférence, Nancy I.

Directeur de thèse : M. Mustapha NADI, Professeur des universités, Nancy I.



Laboratoire d'Instrumentation Electronique de Nancy
Faculté des Sciences - 54506 VANDOEUVRE-lès-NANCY

Remerciements

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Eric Thomas MacADAMS Professeur à l'Université d'Ulster, et Monsieur Michel HUBIN, directeur de recherche à l'INSA de Rouen, qui ont bien voulu juger cette thèse en tant que rapporteurs.

Je remercie sincèrement Monsieur Jacques JOSSINET, Chargé de Recherche à l'INSERM de Lyon, Monsieur Francis LEPAGE, Professeur à l'Université de NANCY I ainsi que Monsieur Ahcène HEDJIEDJ, Maître de conférence à l'Université de NANCY I pour avoir accepté d'examiner ce travail et de participer au jury.

Ma gratitude va également à Monsieur le Professeur Mustapha NADI pour m'avoir accueilli et encadré au Laboratoire d'Instrumentation Electronique de Nancy où ce travail a été effectué. Je le remercie également pour son soutien et pour l'attention qu'il a porté à ce travail en tant que directeur de thèse.

Je tiens également à exprimer toute ma sympathie envers mes collègues du laboratoire qu'il fut très agréable de côtoyer durant ces quelques années. Ils en ont maintenant l'habitude mais encore une fois des remerciements spéciaux doivent être adressés à Messieurs Roth 'n Schmitt (respectivement Patrice et Pierre mais ils s'étaient reconnus) sans qui ce travail ne se serait pas concrétisé et pour leur contribution majeure à la bonne humeur ambiante.

Mes remerciements vont aussi à Christine Bellouard et Jean Latriche du Laboratoire de Physique des Matériaux qui ont rendu possible le traitement de surface des électrodes.

Il me reste à remercier mes proches à qui je dédie ce manuscrit avec bien sur une attention toute particulière pour mes parents sans qui je ne serais probablement pas arrivé jusqu'ici, pour leur confiance et leur soutien. Mes remerciements vont enfin à Valou 23 qui sait pourquoi.

TABLE DES MATIÈRES

C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

Remerciements

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
-----------------------------	---

PARTIE I : CONTEXTE ET PROBLÉMATIQUE

INTRODUCTION À LA PREMIÈRE PARTIE.....	6
CHAPITRE I	8
HISTOLOGIE DU TISSU OSSEUX	8
1 - STRUCTURE MACROSCOPIQUE	8
2 - COMPOSITION	9
2.1 <i>Os compact à texture lamelleuse ou os haversien compact</i>	9
2.2 <i>Os compact à texture fibreuse</i>	10
2.3 <i>Os spongieux ou os haversien alvéolaire</i>	10
3 - STRUCTURE SUBMICROSCOPIQUE	11
3.1 <i>La matrice osseuse</i>	11
3.2 <i>Les cellules osseuses</i>	12
4 - ADAPTATION AUX CONTRAINTES MÉCANIQUES	12
5 - CONCLUSION	14
CHAPITRE II.....	16
PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES TISSUS BIOLOGIQUES.....	16
6 - NOTIONS FONDAMENTALES	16
6.1 <i>Milieu conducteur, courant de conduction</i>	16
6.2 <i>Milieu diélectrique, polarisation, courant de déplacement</i>	17
6.3 <i>Milieu diélectrique à pertes</i>	18
6.4 <i>Phénomènes de relaxation</i>	19
6.5 <i>Conductivité complexe</i>	21
6.6 <i>Impédance</i>	22
7 - PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DES MILIEUX BIOLOGIQUES	23
7.1 <i>Le milieu biologique</i>	23
7.2 <i>Relaxations diélectriques dans les tissus biologiques</i>	24
7.3 <i>Modélisation des propriétés électriques tissulaires</i>	26
1.3.1 <i>Le modèle de Fricke</i>	26
1.3.2 <i>Le modèle de Debye</i>	27
1.3.3 <i>Le modèle de Cole-Cole</i>	30
8 - PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DU TISSU OSSEUX.....	31
8.1 <i>Modélisation des propriétés diélectriques</i>	31
8.2 <i>Potentiels endogènes</i>	33
9 - CONCLUSION	34
CHAPITRE III	36
LA SPECTROSCOPIE DE BIOIMPÉDANCE.....	36
10 - PROBLÉMATIQUE DE LA SPÉCTROSCOPIE DE BIOIMPÉDANCE.....	36
10.1 <i>Impédance à l'interface électrode/tissu</i>	36
10.2 <i>Délai post-mortem</i>	38

10.3	Hydratation	39
10.4	Autres facteurs d'influence	40
10.4.1	Température	40
10.4.2	Acidité	41
10.4.3	Hétérogénéité	41
10.4.4	Anisotropie	41
10.4.5	Age et état pathologique	42
11 -	MÉTHODES DE MESURE DE LA BIOIMPÉDANCE	42
11.1	La chaîne instrumentale	42
11.2	Revue des méthodes de mesure	44
11.2.1	La mesure par pont	44
11.2.2	La mesure par pont autoaccordé	45
11.2.3	La méthode V/I	46
11.2.4	La réflectométrie	47
11.2.5	Faisceau micro-ondes	48
12 -	MÉTHODE V/I APPLIQUÉE AUX BASSES FRÉQUENCES	48
12.1	Méthode bipolaire	48
12.1.1	Principe	48
12.1.2	Méthode de substitution	49
12.1.3	Variation de la distance inter-électrodes	50
12.1.4	Variation de la fréquence	51
12.1.5	Conclusion sur la méthode bipolaire	51
12.2	Méthode tétrapolaire	51
12.2.1	Principe	51
12.2.2	Quelques dispositifs tétrapolaires	53
12.2.2.1	Réseau d'électrodes aiguilles	53
12.2.2.2	Cellules cylindriques	54
12.2.2.3	Systèmes à électrodes annulaires	56
	CONCLUSION DE LA PREMIÈRE PARTIE	58

PARTIE II : MODELISATION ET CONCEPTION D'UNE CELLULE DE MESURE

	INTRODUCTION À LA SECONDE PARTIE	59
	CHAPITRE I	61
	MODÈLE DE CELLULE À QUATRE ÉLECTRODES	61
1 -	DÉTERMINATION DE σ ET ϵ DANS LE CAS IDÉAL D'UN CHAMP UNIFORME	61
2 -	LE CAS RÉEL : INFLUENCE DES EFFETS DE BORDS	63
2.1	Mise en évidence des effets de bords	63
2.2	Influence des effets de bords sur la mesure	64
3 -	CORRECTION DES EFFETS DE BORD	65
3.1	Correction analytique	65
3.2	Compensation numérique	66
3.3	Electrodes de garde	67
	CHAPITRE II	69
	FORMULATION QUASI-STATIQUE DU CHAMP	69
1 -	EQUATION DE LAPLACE	69
2 -	APPROXIMATIONS DU RÉGIME QUASI-STATIQUE (ARQS)	69
2.1	Expression du champ en régime dynamique	70
2.2	Effet de propagation	71

2.3	<i>Effet capacitif</i>	72
2.4	<i>Effet inductif</i>	74
3 -	CAS DES DIÉLECTRIQUES À PERTES	78
4 -	MODÉLISATION NUMÉRIQUE PAR DIFFÉRENCES FINIES.....	78
4.1	<i>Présentation de la méthode des différences finies</i>	78
4.2	<i>Extension de la méthode aux milieux hétérogènes et anisotropes</i>	81
4.3	<i>Conditions aux frontières</i>	83
4.3.1	Limites de Dirichlet.....	83
4.3.2	Limites de Neumann	83
4.4	<i>Calcul du champ de potentiels</i>	85
4.5	<i>Logiciel développe</i>	85
CHAPITRE III		87
RÉALISATION INSTRUMENTALE ET RÉSULTATS DE SIMULATIONS		87
1 -	INTRODUCTION	87
2 -	LA CELLULE RÉALISÉE.....	87
2.1	<i>Vue d'ensemble</i>	87
2.2	<i>Configuration des électrodes</i>	88
2.3	<i>Régulation de température</i>	90
3 -	ETUDE PRÉLIMINAIRE.....	91
3.1	<i>Influence des frontières du domaine de calcul</i>	91
3.2	<i>Détermination des dimensions minimales de la zone de calcul</i>	92
4 -	ETUDE DES ELECTRODES DE GARDE	96
4.1	<i>Simulation en milieu isotrope</i>	96
4.1.1	Description du domaine de calcul	96
4.1.2	Résultats en milieu isotrope	97
4.2	<i>Influence de la 3D</i>	100
4.3	<i>Influence de l'épaisseur de l'échantillon</i>	102
4.4	<i>Influence de l'anisotropie sur les électrodes de garde</i>	103
4.5	<i>Conclusion</i>	106
5 -	ETUDE DES ELECTRODES DE MESURE	106
5.1	<i>Description du domaine de calcul</i>	106
5.2	<i>Etude 2D en milieu isotrope de plusieurs configurations</i>	108
5.3	<i>Influence de l'épaisseur de l'échantillon</i>	113
5.4	<i>Influence de la troisième dimension</i>	114
5.5	<i>Influence de l'anisotropie</i>	116
5.5.1	Mise en évidence.....	116
5.5.2	Réduction de la sensibilité à l'anisotropie.....	118
5.5.3	Dispositif de positionnement d'un échantillon anisotrope	121
5.5.3.1	Cas des échantillons rigides (os).....	121
5.5.3.2	Cas des échantillons mous (muscle)	122
5.5.4	Prise en compte des pellicules d'eau (ou de gélatine).....	123
6 -	RETOUR SUR LES ÉLECTRODES DE GARDE	124
CONCLUSION DE LA PARTIE II		129

**PARTIE III : CONCEPTION ET CARACTERISATION
DU SYSTEME D'ACQUISITION**

INTRODUCTION À LA PARTIE III	130
CHAPITRE I	132

SYSTÈME DE CONDITIONNEMENT ET D'ACQUISITION	132
1 - PRÉSENTATION GÉNÉRALE	132
1.1 <i>Le système d'alimentation et de conditionnement de la cellule de mesure</i>	132
1.2 <i>Le système d'acquisition</i>	132
1.3 <i>Le Micro-ordinateur et le générateur de signaux</i>	132
2 - PERFORMANCES REQUISES	133
2.1 <i>Relations d'incertitude</i>	133
2.2 <i>Limite de mesure de la permittivité</i>	136
2.3 <i>Ecart-type sur la permittivité</i>	141
2.4 <i>Conclusion</i>	142
3 - ETAGE DE CONDITIONNEMENT DE LA CELLULE DE MESURE	142
3.1 <i>Structure de base</i>	142
3.2 <i>Choix de la résistance de conversion courant/tension</i>	144
3.3 <i>Erreur de mode commun</i>	145
3.4 <i>Impédance d'entrée des amplificateurs différentiels INA111</i>	147
3.4.1 <i>Influence résiduelle des impédances de polarisation</i>	148
3.4.2 <i>Effet de charge</i>	150
3.5 <i>Influence des câbles de liaison</i>	152
3.5.1 <i>Présentation de la problématique</i>	152
3.5.2 <i>Choix retenu</i>	155
3.6 <i>Alimentation des électrodes de garde</i>	156
3.6.1 <i>Influence des impédances de polarisation</i>	156
3.6.2 <i>Circuit d'alimentation de électrodes de garde</i>	158
3.6.3 <i>Déphasage en sortie du suiveur</i>	159
3.6.4 <i>Influence sur la mesure du courant</i>	159
3.6.5 <i>Conclusion sur le choix du suiveur</i>	160
3.7 <i>Conclusion</i>	160
4 - SYSTÈME D'ACQUISITION	160
4.1 <i>Objectif</i>	160
4.2 <i>Acquisition par oscilloscope numérique</i>	161
4.3 <i>Carte d'acquisition</i>	162
4.3.1 <i>Introduction</i>	162
4.3.2 <i>Schéma fonctionnel</i>	162
CHAPITRE II	164
ALGORITHME DE TRAITEMENT DES SIGNAUX	164
1 - DÉTECTION SYNCHRONE OPTIMALE	164
1.1 <i>Principe du détecteur synchrone optimal</i>	164
1.2 <i>Utilisation dans le cadre de la mesure d'impédance</i>	167
1.3 <i>Performances en bruit du démodulateur</i>	168
2 - ECHANTILLONNAGE SYNCHRONE	169
3 - FILTRE ANTI-REPLIEMENT	172
CHAPITRE III	176
CALIBRATION DE LA CELLULE DE MESURE	176
1 - LES MÉTHODES DE CALIBRATION	176
1.1 <i>Terminologie</i>	176
1.1.1 <i>Calibration</i>	177
1.1.2 <i>Compensation</i>	177
1.2 <i>Méthode des trois charges</i>	177
1.3 <i>Méthode des fractions partielles</i>	179
2 - CHARGES DE RÉFÉRENCES	180
3 - ÉVALUATION DE L'EFFICACITÉ DE LA CALIBRATION	183
4 - REPRODUCTIBILITÉ DES MESURES	185
4.1 <i>Immunité au bruit</i>	185
4.2 <i>Immunité aux tolérances mécaniques</i>	187
4.2.1 <i>Mise en place d'un échantillon</i>	187
4.2.2 <i>Démontage de maintenance</i>	188

4.3	Porte échantillon.....	189
4.4	Positionnement de l'échantillon.....	191
CONCLUSION DE LA PARTIE III.....		194

PARTIE IV : CARACTERISATION D'ECHANTILLONS OSSEUX ANIMAUX

INTRODUCTION : DIFFICULTÉS DE MESURE SUR LES TISSUS BIOLOGIQUES.....	195
---	------------

CHAPITRE I	197
-------------------------	------------

PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE.....	197
-------------------------------------	------------

1 -	PROCOLE EXPÉRIMENTAL	197
1.1	Provenance des échantillons.....	197
1.2	Conservation avant excision	198
1.3	Orientation des échantillons	198
1.4	Méthode d'excision	199
1.5	Coefficient de température de la solution d'hydratation.....	199
1.6	Contrôle de la température	200
1.6.1	Equilibre thermique des échantillons	200
1.6.2	Stabilité thermique pendant la mesure	201
2 -	PROCÉDURE DE CALIBRATION	201

CHAPITRE II.....	203
-------------------------	------------

RÉSULTATS SUR OS CORTICAL DE BOEUF.....	203
--	------------

1 -	MODE DE PRÉSENTATION DES RÉSULTATS	203
2 -	TABLE DES DONNÉES OBTENUES LORS DE LA CAMPAGNE DE MESURE	204

CHAPITRE III	227
---------------------------	------------

DISCUSSION DES RÉSULTATS.....	227
--------------------------------------	------------

1 -	COMPARAISON AVEC LES DONNÉES PRÉCÉDEMMENT PUBLIÉES	227
2 -	ANISOTROPIE EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE	230
2.1	Conductivité	230
2.2	Permittivité.....	231
3 -	DÉPENDANCE DE LA CONDUCTIVITÉ AVEC LA POSITION	232
3.1	Dépendance le long de la diaphyse.....	232
3.2	Dépendance suivant la circonférence de la diaphyse	233
4 -	DÉPENDANCE DE LA PERMITTIVITÉ AVEC LA POSITION	235
4.1	Dépendance longitudinale.....	235
4.2	Dépendance circonférentielle.....	238
5 -	RELATION ENTRE CONDUCTIVITÉ ET PERMITTIVITÉ	238

CONCLUSION DE LA PARTIE IV.....	241
--	------------

CONCLUSION GÉNÉRALE.....	242
---------------------------------	------------

ANNEXE A : LES MÉTHODES À RELAXATION	A-1
---	------------

ANNEXE B : CALCUL DU COURANT INJECTÉ..... B-1

**ANNEXE C : DESCRIPTION FONCTIONNELLE ET STRUCTURELLE DU SYSTÈME
D'ACQUISITION..... C-1**

ANNEXE D : DÉMODULATION ET DETECTION SYNCHRONE D-1

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

INTRODUCTION GENERALE

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

I - CONTEXTE DU TRAVAIL PRESENTE

L'interaction des champs électromagnétiques avec les tissus biologiques fait l'objet depuis déjà quelques décennies d'intenses recherches. Ces travaux sont motivés par les applications thérapeutiques que les champs électromagnétiques peuvent trouver en tant qu'agent physique (ablathérapie intracardiaque, thermothérapie anticancéreuse, stimulation de l'ostéogénèse...) mais aussi par le problème de santé publique induit par la prolifération des sources de rayonnement. Ce second point constitue d'ailleurs un sujet d'actualité puisque les études visant à l'évaluation de l'impact sur la santé de l'utilisation des téléphones cellulaires se font régulièrement écho dans les médias.

Les effets des champs électromagnétiques sur les tissus biologiques peuvent être distingués en deux classes suivant l'intensité des champs rencontrés. Ainsi, les champs de haute intensité dissipant une énergie importante dans les tissus conduisent à l'apparition d'effets thermiques, c'est à dire à l'échauffement du tissu. Ce phénomène est mis à profit dans la technique de thermothérapie anticancéreuse où les tissus à détruire sont chauffés à environ 43°C. Avec des niveaux d'énergie plus importants, une destruction par brûlure des tissus peut être obtenue, effet recherché dans le cadre de l'ablathérapie intracardiaque.

Lorsque des champs de plus faible intensité interagissent avec les tissus biologiques, des phénomènes plus subtils et moins bien connus apparaissent et sont qualifiés d'effets athermiques. De tels champs, générés par exemple par les lignes à haute tension et les moteurs électriques, ont une action sur le métabolisme cellulaire et la production de certaines hormones. En plus des effets de stress, ces champs constituent un facteur de promotion du cancer.

En raison de ces effets sur les tissus vivants, des normes européennes visant à définir les limites d'exposition humaine aux champs électromagnétiques en basses (ENV 50166-1) et hautes fréquences (ENV 50166-2) ont été établies. Cependant, l'élaboration de ces normes nécessite la connaissance du degré d'interaction des champs électromagnétiques avec les tissus. Hors il est très difficile de mesurer in-situ de tels effets principalement pour des raisons

d'invasivité, de perturbation du mesurande par l'instrumentation, d'éthique dans le cas de mesures sur tissus humains et, dans le cas des effets athermiques, par la faiblesse des effets à mesurer. Devant ces problèmes expérimentaux, une approche théorique visant à la modélisation mathématique des phénomènes d'interaction évoqués devient indispensable.

La modélisation mathématique de l'interaction des champs électromagnétiques avec les tissus biologiques nécessite la connaissance des propriétés de la source de rayonnement, de la géométrie du corps irradié et de ses propriétés électriques. Ces dernières sont au nombre de trois et sont la conductivité électrique, la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique. Les tissus biologiques pouvant être considérés comme amagnétiques, leur perméabilité magnétique est égale à celle du vide. Les paramètres de conductivité électrique et de permittivité diélectrique sont quand à eux spécifiques à chaque tissu et dépendent de nombreux facteurs, en particulier la fréquence.

La puissance des stations de calcul actuelles ainsi que les méthodes de calcul existantes permettent d'envisager une optimisation des modèles anatomiques par l'introduction des spécificités électriques histologiques. Il est donc nécessaire de connaître les propriétés électriques de chaque tissu afin d'alimenter ces algorithmes.

La mesure de la conductivité et de la permittivité des tissus n'est pas une discipline nouvelle puisque les premières tentatives datent de près de deux cents ans. Cependant, la revue de la littérature montre que les données accumulées n'en restent pas moins éparses et parcellaires, difficiles à comparer faute de protocole expérimental normalisé et souvent sujettes à caution.

Nous nous sommes donc orientés vers la caractérisation du tissu osseux dans le domaine des basses fréquences [100 Hz – 1MHz]. Cette gamme de fréquences a été choisie car elle répond à un réel besoin et qu'en raison de problèmes métrologiques propres ce domaine est très mal connu. A titre d'exemple, la modélisation de l'interaction du champ électromagnétique généré par une plaque à induction avec la main nécessite la connaissance des paramètres tissulaires pour des fréquences comprises entre 25 kHz et 50 kHz.

La focalisation sur le tissu osseux est justifiée également par des contraintes expérimentales spécifiques liées en particulier à son caractère anisotrope et à sa faible conductivité par rapport aux autres tissus. Travaillant sur échantillons excisés, des problèmes liés à la découpe et aux

dimensions des échantillons se posent également. Enfin, la littérature semble présenter une pauvreté plus marquée pour ce tissu que pour les autres tels le muscle, le poumon, le foie, etc.

II – LA MESURE DES PROPRIETES ELECTRIQUES DES TISSUS BIOLOGIQUES

La conductivité électrique et la permittivité diélectrique des tissus biologiques ne peuvent être mesurées directement. Afin d’y accéder, l’impédance électrique complexe du tissu étudié est mesurée et les paramètres recherchés en sont déduits. Une telle déduction requière la connaissance de la relation liant l’impédance mesurée à la conductivité et à la permittivité ce qui nécessite la modélisation de la cellule de mesure.

La cellule de mesure dans laquelle est placé l’échantillon à caractériser est associée à un système électronique destiné à la mesure proprement dite de l’impédance. De nombreuses méthodes ont été développées afin d’accomplir cette tâche et présentent évidemment toutes leurs avantages et inconvénients.

En fonction de la gamme fréquentielle dans laquelle les mesures sont effectuées, des problèmes métrologiques propres apparaissent. Ainsi, dans le cas des basses fréquences qui nous concerne plus particulièrement, le problème de polarisation des électrodes est tout à fait spécifique et implique une géométrie particulière des électrodes de mesure. La petitesse des déphasages à mesurer, dont la connaissance est indispensable pour la détermination de la permittivité diélectrique, constitue également une difficulté relative à la gamme des basses fréquences.

III – PLAN DE LA THESE

Ce manuscrit s’articule autour de quatre parties subdivisées en chapitres.

La première partie « **Contexte et Problématique** » comporte trois chapitres dont le premier « **Histologie du tissu osseux** » présente brièvement l’objet de l’étude sur le plan biologique. Un second chapitre « **Propriétés électriques des tissus biologiques** » rappelle très succinctement les notions élémentaires d’électromagnétisme dont la connaissance est indispensable pour une compréhension claire de la suite de l’étude. Travaillant en basse fréquence, le formalisme exposé dans ce chapitre reste très simple. Le comportement fréquentiel

des propriétés électriques des tissus biologiques et sa modélisation sont alors présentés. Le dernier chapitre de cette première partie, « **La spectroscopie de bioimpédance** » expose les problèmes métrologiques spécifiques à la mesure de la bioimpédance en basse fréquence. Les différentes méthodes utilisées dans ce domaine sont passées en revue.

La seconde partie « **Modélisation et Conception de la cellule de mesure** » traite de la modélisation informatique du champ électrique dans la cellule de mesure. Cette modélisation a pour objectif de préciser la relation liant les paramètres électriques recherchés à l'impédance mesurée. Ainsi, le premier chapitre « **Modèle de cellule à quatre électrodes** » met en évidence le problème de la fuite des lignes de champ hors de l'échantillon et propose une solution à ce problème. Le second chapitre « **Formulation quasi-statique du champ** » précise le modèle utilisé pour la description du champ ainsi que les limites de validité de cette description. L'algorithme numérique employé pour le calcul du champ et l'implantation sur ordinateur de la méthode sont alors décrits. Enfin, le dernier chapitre « **Réalisation instrumentale et résultats de simulation** » présente la cellule de mesure réalisée ainsi que l'ensemble des résultats de simulations correspondants.

La troisième partie « **Conception et caractérisation du système d'acquisition** » traite de l'électronique associée à la cellule de mesure. Le premier chapitre « **Système de conditionnement et d'acquisition** » présente dans un premier temps la partie analogique destinée au conditionnement de la cellule de mesure et au pilotage des électrodes. Le conditionneur ayant une répercussion directe sur la mesure, la caractérisation de ce dernier a été effectuée avec le plus grand soin. Dans un second temps, la partie numérique destinée à la conversion analogique/numérique des données et à leur transfert vers un micro-ordinateur est présentée. Le second chapitre « **Algorithme de traitement des signaux** » traite en détail de la partie logicielle de l'instrumentation destinée au calcul de l'impédance complexe mesurée. Un troisième et dernier chapitre « **Calibration de la cellule de mesure** » présente les deux méthodes de calibration couramment utilisées en impédancemétrie et un choix parmi elles est effectué. La procédure de calibration et son efficacité sont exposées ainsi que les performances de l'ensemble de la chaîne instrumentale.

Enfin, une quatrième et dernière partie « **Caractérisation d'échantillons osseux animaux** » présente le résultat d'une campagne de mesure sur un fémur de bœuf. Un premier chapitre

« **Procédure expérimentale** » présente le protocole expérimental suivi durant la campagne de mesure. Le chapitre suivant « **Résultats sur os cortical de bœuf** » donne une compilation de l'ensemble des données obtenues ainsi que les informations nécessaires à la localisation des échantillons caractérisés. Enfin, le troisième chapitre « **Discussion des résultats** » compare les résultats obtenus à ceux issus des travaux antérieurs et analyse la corrélation possible entre les propriétés électriques et le lieu d'excision des échantillons.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

PARTIE I

CONTEXTE
ET
PROBLEMATIQUE

INTRODUCTION A LA PREMIERE PARTIE

La caractérisation diélectrique des tissus biologiques est une science pluridisciplinaire faisant intervenir les champs de la biologie, de la physique et de l'instrumentation. Cette première partie a pour objet de présenter les éléments nécessaires à la compréhension de la nature des tissus biologiques et du comportement de leurs propriétés électriques.

Ainsi, le premier chapitre (*Chapitre I - Histologie du tissu osseux*) présente la nature du tissu osseux, celui-ci étant plus particulièrement l'objet du travail présenté dans ce manuscrit. Cette présentation est rendue nécessaire par la nature particulière de ce tissu et qui n'est pas sans conséquence sur le protocole expérimental et l'instrumentation à mettre en œuvre.

Le second chapitre (*Chapitre II - Propriétés électriques des tissus biologiques*) commence par un rappel de quelques notions fondamentales associées aux propriétés électriques de la matière, cette dernière étant prise dans le cas général. La seconde partie de ce chapitre applique alors ces notions aux tissus biologiques et les modèles du comportement des propriétés électriques, ou plus précisément diélectriques, de ces matériaux sont présentés. Les potentiels endogènes du tissu osseux sont brièvement évoqués.

Enfin, le troisième chapitre (*Chapitre III - La spectroscopie de bioimpédance*) traite de la problématique associée à la mesure de la bioimpédance. En particulier, les nombreux paramètres d'influence susceptibles de perturber la mesure sont recensés et discutés. Les différentes méthodes de mesure sont alors présentées, d'abord toutes gammes fréquentielles confondues puis plus spécifiquement dans le domaine des basses fréquences.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

CHAPITRE I

HISTOLOGIE DU TISSU OSSEUX

La cellule de spectroscopie de bioimpédance décrite dans ce manuscrit est plus particulièrement destinée à la caractérisation du tissu osseux. Il est donc naturel de présenter au moins succinctement la nature de celui-ci. Par ailleurs, il est évident que ce tissu se distingue nettement des autres de part sa composition et sa structure microscopique. Cette structure microscopique est de la plus haute importance puisqu'elle a un impact sur l'élaboration du protocole de caractérisation électrique du tissu osseux et qu'elle explique l'anisotropie de ce dernier. L'ensemble des éléments qui suivent sont tirés de [CZY 75] et [LEE 80].

1 - STRUCTURE MACROSCOPIQUE

Le tissu osseux fait partie des tissus conjonctifs. A l'échelle macroscopique, deux types d'os se distinguent, à savoir l'os spongieux et l'os compact encore appelé os cortical.

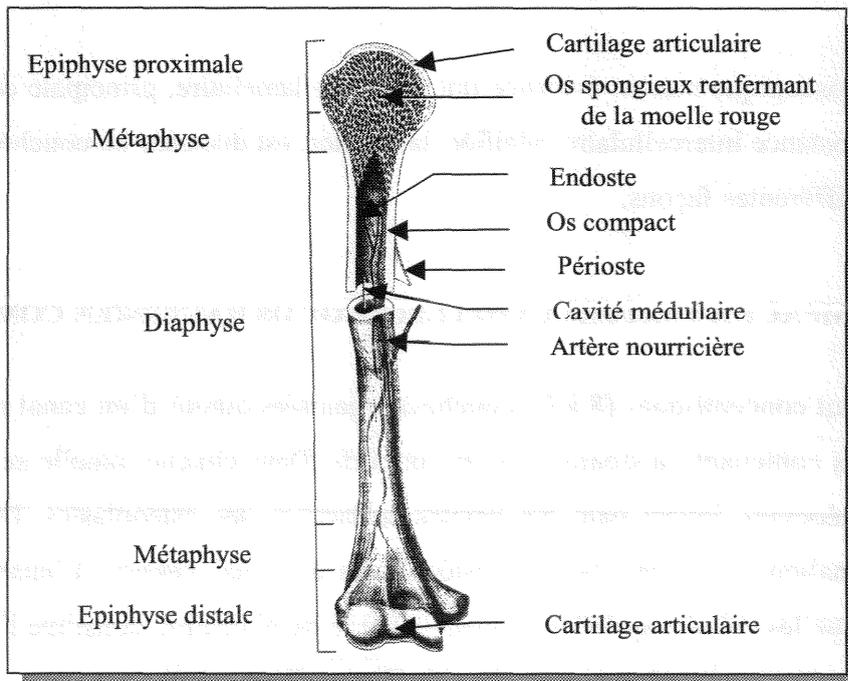


Figure I.1 : Structure macroscopique d'un os long (d'après [TOR 94])

L'os spongieux constitue la plus grande partie des os courts et des extrémités (épiphyses) des os longs. Il est formé de barreaux ou trabécules, minces et irréguliers, s'unissant pour former une trame dont les espaces sont remplis de moelle rouge. Par opposition, l'os compact contient très peu d'espace et paraît plein. Il représente 80 % de la masse squelettale totale et forme la couche externe des os du squelette ainsi que la majeure partie de la zone médiale (diaphyse) des os longs (Figure I.1).

Dans les os longs, la diaphyse entoure une cavité médullaire contenant la moelle jaune. Aux extrémités, les épiphyses sont constituées d'os spongieux recouvert d'une fine coquille d'os compact. Les cavités de l'os spongieux communiquent avec le canal médullaire et la diaphyse. Excepté sur les surfaces articulaires, l'os est gainé par une couche de tissu conjonctif : le périoste. Une autre couche de tissu conjonctif moins développée, l'endoste, borde la cavité médullaire.

L'apport sanguin de la diaphyse, de la métaphyse et de la moelle s'effectue grâce à des artères nourricières s'insérant dans la diaphyse. Les artères épiphysères alimentent les épiphyses.

2 - COMPOSITION

L'examen microscopique met en évidence une structure lamellaire, principale caractéristique de l'os : une substance intercellulaire calcifiée, la matrice, est disposée en couches ou lamelles organisées de différentes façons.

2.1 OS COMPACT A TEXTURE LAMELLEUSE OU OS HAVERSIEN COMPACT

Les lamelles sont concentriques (8 à 15 couches) organisées autour d'un canal médullaire ou canal de Havers contenant vaisseaux sanguins et nerfs. Dans chaque lamelle se trouvent des cellules, les ostéocytes, logées dans des cavités ou lacunes, les ostéoplastes. De minuscules canaux, les canalicules, relient tous les ostéoplastes au canal central. L'ensemble de ces lamelles ainsi que les cellules qu'elles contiennent et le canal central, constitue l'unité de base de la structure osseuse : l'ostéone ou système de Havers (Figure I.2).

Les vaisseaux sanguins et lymphatiques ainsi que les nerfs du périoste pénètrent dans l'os par les canaux de Volkmann et communiquent avec le canal de Havers.

Quelques chiffres : les ostéoplastes ont une capacité moyenne de $310 \mu\text{m}^3$, et leur nombre est de 26000 par mm^3 d'os. Ils communiquent entre eux par des canalicules de 0,15 à 0,20 μm de diamètre. Chaque lamelle a une épaisseur de 3 à 7 μm . Un ostéone présente une structure tubulaire de 10 à 20 mm de longueur avec un diamètre pouvant atteindre 250 μm .

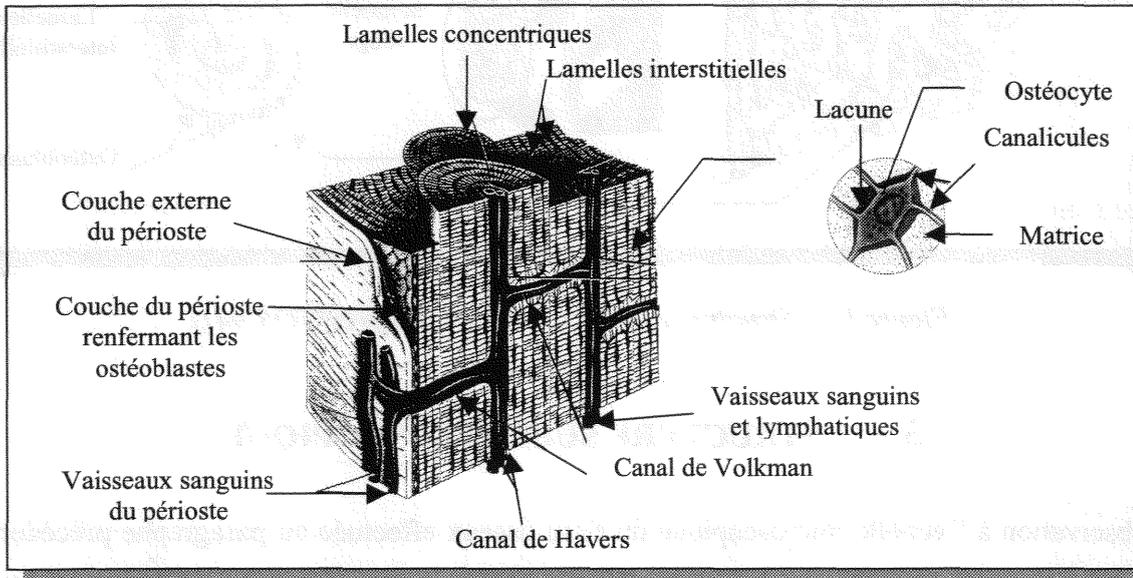


Figure I.2 : Structure microscopique de l'os compact et fibreux (d'après [TOR 94])

2.2 OS COMPACT A TEXTURE FIBREUSE

Au lieu de former des structures cylindriques (ostéones), les lamelles sont parallèles entre elles. Ce type d'os se rencontre au niveau du périoste et de l'endoste (Figure I.2).

2.3 OS SPONGIEUX OU OS HAVERSIEN ALVEOLAIRE

Contrairement au cas de l'os compact, dans l'os spongieux les ostéones sont courts et dilatés. Les cavités médullaires sont volumineuses par rapport aux travées osseuses. Les ostéocytes des travées sont alimentés directement par le sang qui circule à travers les cavités de la moelle rouge (Figure I.3).

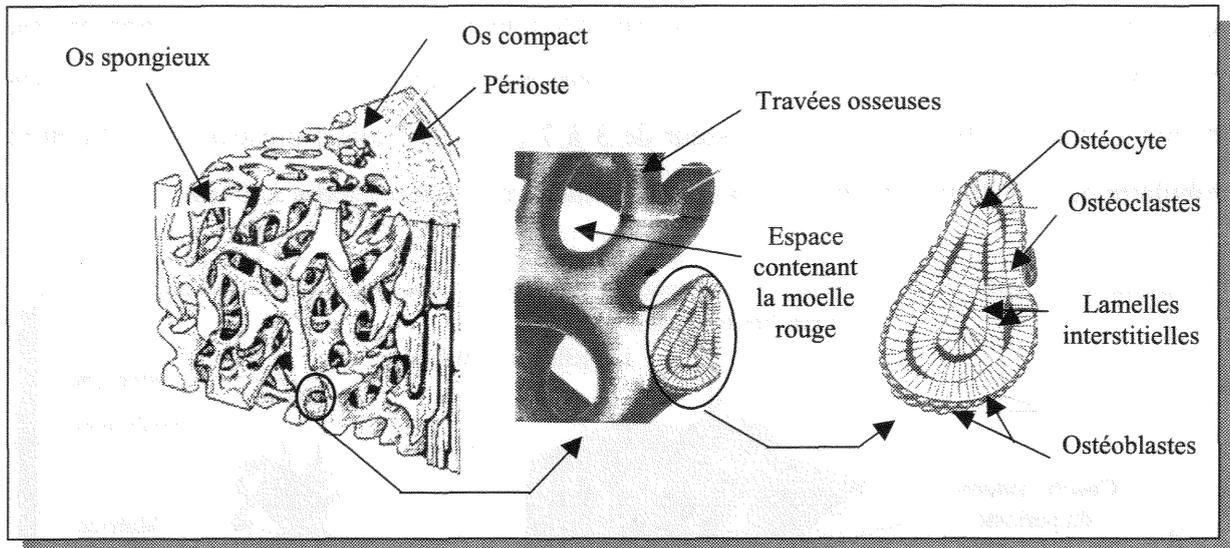


Figure I.3 : Structure de l'os spongieux (d'après[TOR 94])

3 - STRUCTURE SUBMICROSCOPIQUE

L'observation à l'échelle microscopique du tissu osseux effectuée au paragraphe précédent a montré que celui-ci est constitué de deux éléments distincts, à savoir une population cellulaire incluse dans une structure solide conférant à l'os ses propriétés mécaniques. Cette structure rigide constitue la matrice osseuse.

3.1 LA MATRICE OSSEUSE

La matrice, ou substance intercellulaire, est formée de fibres protéiques et d'une substance amorphe dite substance fondamentale. En proportion, la matrice compte 25% d'eau, 25% de fibres protéiques et 50% de sels minéraux. Bien que plusieurs types de fibres protéiques coexistent, les fibres de collagène sont en proportion les plus importantes et les plus longues.

La substance fondamentale est imprégnée de sels minéraux dont surtout une forme cristallisée de phosphate de calcium : l'hydroxyapatite. La substance fondamentale soutient les cellules et fournit un milieu d'échange avec le sang. Les sels minéraux constituent 65 % du poids de l'os.

La matrice est donc un véritable matériau composite constitué d'un liant minéral imprégnant des fibres organiques. Cette composition assure les propriétés mécaniques de l'os.

3.2 LES CELLULES OSSEUSES

Dans la matrice osseuse sont aménagées des cavités, les ostéoplastes, renfermant les cellules osseuses. Cette population se divise en trois populations cellulaires principales, à savoir les ostéocytes, les ostéoblastes et les ostéoclastes.

Les ostéocytes assurent les activités quotidiennes de l'os telles que les échanges de nutriments avec le sang.

Les ostéoblastes et les ostéoclastes sont en perpétuelle compétition, les premiers sécrétant et élaborant la matrice, les seconds la détruisant. Contrairement aux apparences, le tissu osseux dispose d'une véritable dynamique assurant son renouvellement perpétuel au même titre que la majorité des tissus de l'organisme. Ce continu remodelage lui permet également de s'adapter aux contraintes mécaniques auxquelles il est soumis.

4 - ADAPTATION AUX CONTRAINTES MECANIQUES

Par nature, le tissu osseux a essentiellement un rôle mécanique puisqu'il constitue la charpente de l'organisme. Il supporte donc l'ensemble des contraintes mécaniques dues aux contractions musculaires et à la force de gravité. Afin de répondre au mieux à ces sollicitations mécaniques, les structures macroscopiques et microscopiques admettent des adaptations locales.

Ainsi, l'alignement des ostéones suivant l'axe longitudinal de la diaphyse des os long assure une bonne résistance en flexion [ISA 94]. La structure apparemment aléatoire des travées observées dans les épiphyses répond à une distribution des contraintes plus complexe et agissant suivant de nombreuses directions.

Concernant l'os compact, l'adaptation aux contraintes mécanique s'effectue jusqu'au niveau de l'orientation des fibres de collagène entrant dans la composition des lamelles. Ainsi, trois types d'ostéones peuvent être distingués [ASC 67], [ASC 68],[PID 92], [ISA 94] (Figure I.4) :

- ostéones de type L (orientation longitudinale des fibres) qui améliorent la résistance à la traction,

- ostéones de type T (orientation transversale des fibres) qui améliorent la résistance à la compression,
- ostéones de type A (orientation alternée des fibres) assurant une bonne résistance aux contraintes de torsion.

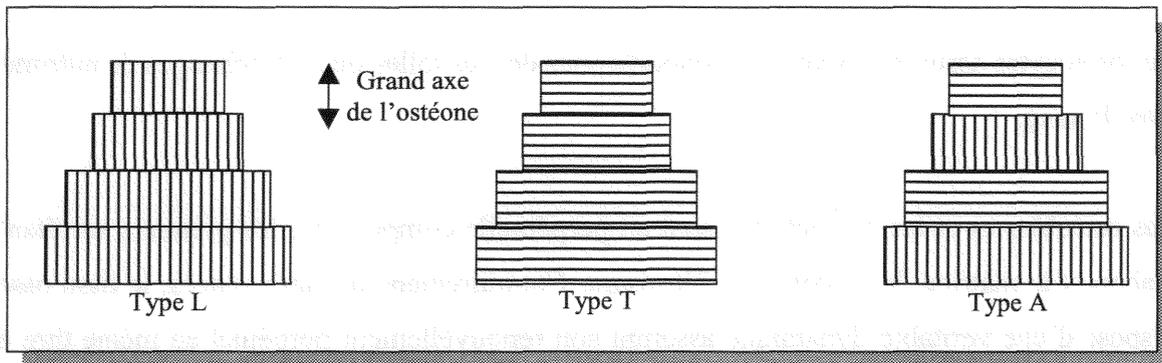


Figure I.4 : Différentes orientations des fibres de collagène (d'après [1])

Cette adaptation aux contraintes mécaniques induit des variations dans les proportions des différents ostéones le long de l'os. Ces variations de proportions ont été observées par Portigliatti [POR 84] suivant la circonférence et l'axe longitudinal d'un fémur humain (I.5).

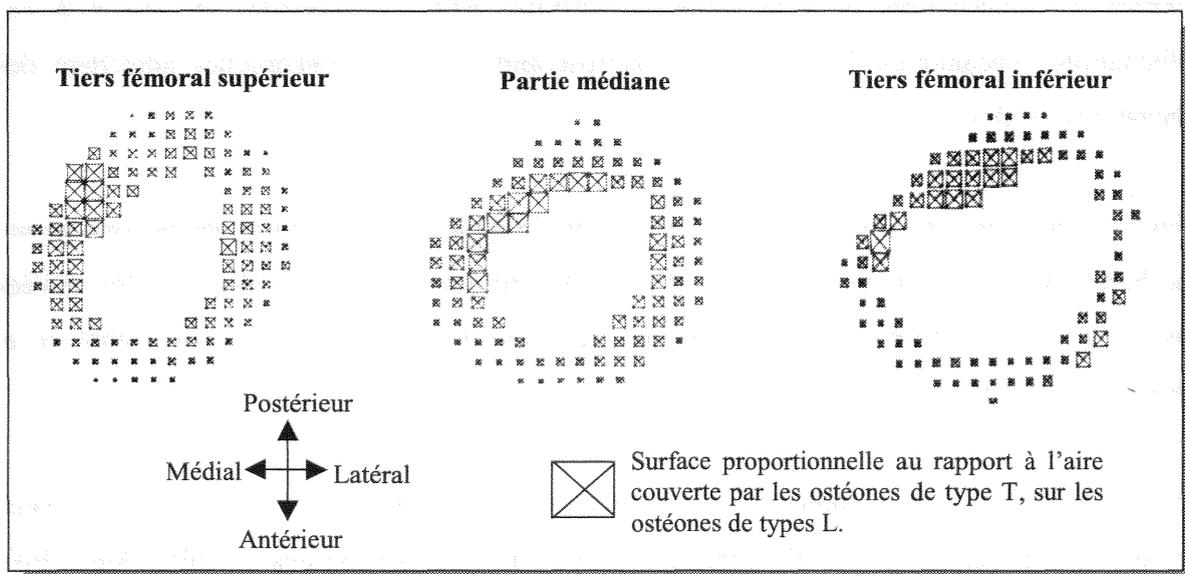


Figure I.5 : Variations de la population des différents types d'ostéones (d'après [POR 84])

5 - CONCLUSION

Cette présentation du tissu osseux montre qu'il présente un degré d'organisation très sophistiqué. Sa structure rigide est organisée à la manière d'un matériau composite afin de répondre aux contraintes mécaniques auxquelles il est soumis. De par la population cellulaire qu'il renferme, le tissu osseux est vivant, en perpétuel remodelage et évolution.

Pour la suite de ce manuscrit, il faut principalement retenir de ce chapitre que le tissu osseux constituant l'os compact a une structure fortement orientée, déterminée par les ostéones et les fibres de collagène. Par ailleurs, la matrice est également poreuse en raison des nombreux canaux la traversant. Ces canaux constituent les voies d'accès des nutriments indispensables aux cellules. Le tissu osseux est donc saturé de liquide.

Le tissu osseux est un tissu conjonctif spécialisé, capable de résister à des forces mécaniques importantes. Il est composé de cellules vivantes (ostéocytes, ostéoblastes, ostéoclastes) et d'une matrice extracellulaire minéralisée. La matrice osseuse est constituée d'une partie organique (protéoglycane, collagène) et d'une partie minérale (hydroxyapatite). Les ostéoblastes sont les cellules responsables de la formation de l'os, tandis que les ostéoclastes sont responsables de sa résorption.

Le processus de formation de l'os est appelé ostéogenèse. Il se déroule en plusieurs étapes : la différenciation des cellules souches en ostéoblastes, la migration des ostéoblastes vers le site de formation de l'os, la prolifération et la différenciation des ostéoblastes en ostéocytes, et enfin la minéralisation de la matrice extracellulaire. La résorption osseuse est le processus inverse, qui permet de remodeler l'os en fonction des besoins mécaniques de l'organisme.

CHAPITRE II

PROPRIETES ELECTRIQUES DES TISSUS BIOLOGIQUES

L'objet du travail présenté dans ce manuscrit étant la mesure des propriétés électriques des tissus biologiques, il est utile de rappeler quelques notions fondamentales relatives aux propriétés électriques de la matière. En particulier, les notions de courant de déplacement, de permittivité complexe, de relaxation et de dispersion sont exposées le plus simplement possible afin de conférer à l'exposé un caractère didactique. Dans un premier temps, ces notions sont présentées dans le cadre des matériaux diélectriques en général. Elles sont alors reprises en vue d'une description plus spécifiquement orientée vers le comportement diélectrique des tissus biologiques.

6 - NOTIONS FONDAMENTALES

6.1 MILIEU CONDUCTEUR, COURANT DE CONDUCTION

Dans les milieux contenant des charges libres (électrons dans les métaux, ions dans les électrolytes) l'application d'un champ électrique \vec{E} produit une force \vec{F} sur chacune des charges q suivant la relation :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E}$$

Sous l'action de cette force, les charges libres se déplacent suivant la direction du champ électrique. Ce mouvement se traduit à l'échelle macroscopique par l'apparition d'un courant dont la densité J_c est liée au champ électrique par la relation :

$$\vec{J}_c = \sigma \cdot \vec{E}$$

Cette relation, la loi d'Ohm, définit la conductivité électrique σ exprimée en Siemens par mètre ($S \cdot m^{-1}$) comme étant le facteur de proportionnalité entre densité de courant et champ électrique. Le courant résultant du déplacement des charges libres est appelé courant de conduction.

Les milieux ne comportant pas de charges libres ne peuvent être le siège d'aucun courant de conduction et à ce titre sont qualifiés d'isolant.

6.2 MILIEU DIELECTRIQUE, POLARISATION, COURANT DE DEPLACEMENT

Les milieux isolants, (ou diélectriques en raison des propriétés énoncées dans les lignes qui suivent) ne peuvent par définition être le siège d'un courant de conduction. Cependant, comme toute matière, ces milieux sont formés de charges positives et négatives liées à l'intérieur d'atomes et de molécules. Pour certaines de ces molécules (comme l'eau), le centre de gravité des charges positives ne coïncide pas avec celui des charges négatives. Il en résulte l'apparition d'un dipôle électrique qualifié de permanent car intrinsèque au milieu considéré.

Des dipôles induits sont par ailleurs créés au sein d'un diélectrique par l'application d'un champ électrique dont l'action développe une force, identique à celle produisant un courant dans les conducteurs, entraînant une migration des charges liées positives et négatives présents dans les molécules.

Un dipôle, qu'il soit permanent ou induit, est caractérisé par son moment dipolaire dont l'amplitude est le produit de la charge par la distance séparant ses pôles. Par nature, les dipôles induits sont alignés sur le champ \vec{E} les créant. Si un tel champ est appliqué à un milieu comportant des dipôles permanents, ces derniers s'alignent suivant les lignes de champ en raison de leur moment dipolaire (création d'un couple de forces).

Cette orientation des dipôles suivant une direction privilégiée entraîne la polarisation du milieu soumis au champ électrique \vec{E} . La densité volumique de moments dipolaires observée en tout point du milieu définit le champ de polarisation \vec{P} . Le déplacement électrique \vec{D} , effet du champ électrique sur la matière, est alors défini par :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$$

où $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m est la permittivité diélectrique du vide.

Si le milieu est linéaire, la polarisation est proportionnelle au champ électrique et on a :

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$$

où ϵ est la permittivité du matériau. Dans le vide, où la polarisation est nulle, le déplacement électrique vaut donc :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}$$

On définit en pratique la permittivité relative ϵ_r , comme étant le rapport de la permittivité du matériau à celle du vide :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

Ce terme est également appelé constante diélectrique du matériau.

Si le champ électrique \vec{E} varie dans le temps, sinusoïdalement par exemple, un mouvement oscillatoire des dipôles apparaît en raison de leur tendance à s'aligner sur le champ électrique. Bien que ces oscillations se fassent sur place et qu'il n'y a donc pas de réelle migration des dipôles, ce mouvement local est assimilable à un courant alternatif appelé courant de déplacement. Ce nom peut paraître un peu paradoxal mais a justement été choisi par Maxwell, qui a introduit cette notion, pour indiquer que ce courant résulte du déplacement alternatif de charges liées [INA 98].

De façon plus pratique, le courant de conduction est celui qui circule dans une résistance pure alors que le courant de déplacement est celui qui circule au travers d'une capacité pure.

6.3 MILIEU DIELECTRIQUE A PERTES

Au paragraphe précédent nous avons rappelé que les dipôles, permanents ou induits, présents dans les diélectriques s'alignent suivant la direction du champ électrique \vec{E} . Cependant, cette rotation des dipôles doit s'opposer à des forces de frottement, à des forces de rappel ainsi qu'à l'agitation des atomes et molécules due à la température ambiante. L'existence de ces forces

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54500 VILLERS-LES-NANCY

s'opposant à l'orientation des dipôles a une double conséquence, en particulier lorsque le champ électrique appliqué est variable et de haute fréquence :

- Le travail développé pour contrecarrer les forces de friction consomme de l'énergie prélevée au champ électrique. Cette énergie se dissipe dans le matériau sous forme de chaleur. C'est ainsi que fonctionnent les fours à micro-ondes. Un diélectrique absorbant de l'énergie par ce mécanisme est qualifié de diélectrique à pertes.
- L'orientation des dipôles se fait avec un certain retard. Ce retard est négligeable lorsque le champ électrique varie lentement et les champs \vec{D} et \vec{E} sont alors en phase. Cependant, lorsque la fréquence augmente, le retard devient significatif et les champs \vec{D} et \vec{E} ne sont plus en phase. Afin de traduire ce déphasage, la permittivité définie plus haut est remplacée par une grandeur complexe dont la partie imaginaire traduit les pertes énergétiques et on note :

$$\vec{D} = \epsilon^* \cdot \vec{E}$$

avec $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$

6.4 PHENOMENES DE RELAXATION

En réalité, de nombreux mécanismes de polarisation coexistent et on peut distinguer ainsi :

- La polarisation d'orientation résultant de l'orientation des molécules dipolaires rigides [PER 97].
- La polarisation ionique, due au déplacement des ions positifs par rapport aux ions négatifs dans les molécules à liaison ionique.
- La polarisation électronique due à la déformation du nuage électronique des atomes.

On le verra par la suite, d'autres types de polarisation interviennent dans les milieux complexes que sont les tissus biologiques.

A chacun de ces mécanismes de polarisation peut être associée une constante de temps traduisant le temps de réponse à l'alignement des dipôles. Ainsi, l'absorption d'énergie liée à

un mécanisme particulier de polarisation varie en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué. Autour d'une certaine fréquence spécifique au type de polarisation considéré, une résonance se produit ce qui entraîne une absorption d'énergie maximale par le milieu. On parle alors de phénomène de relaxation.

En observant le comportement de la partie réelle (ϵ') et de la partie imaginaire (ϵ'') de la permittivité complexe ϵ^* en fonction de la fréquence (Figure I.6), une relaxation se traduit par :

- Une augmentation de la partie imaginaire, traduisant des pertes plus importantes.
- Une réduction de la partie réelle, traduisant une réduction de la capacité du matériau à se polariser. Ce dernier point est tout à fait compréhensible car un des mécanismes contribuant à la polarisation globale n'agit plus celui-ci étant incapable de suivre les variations du champ électrique.

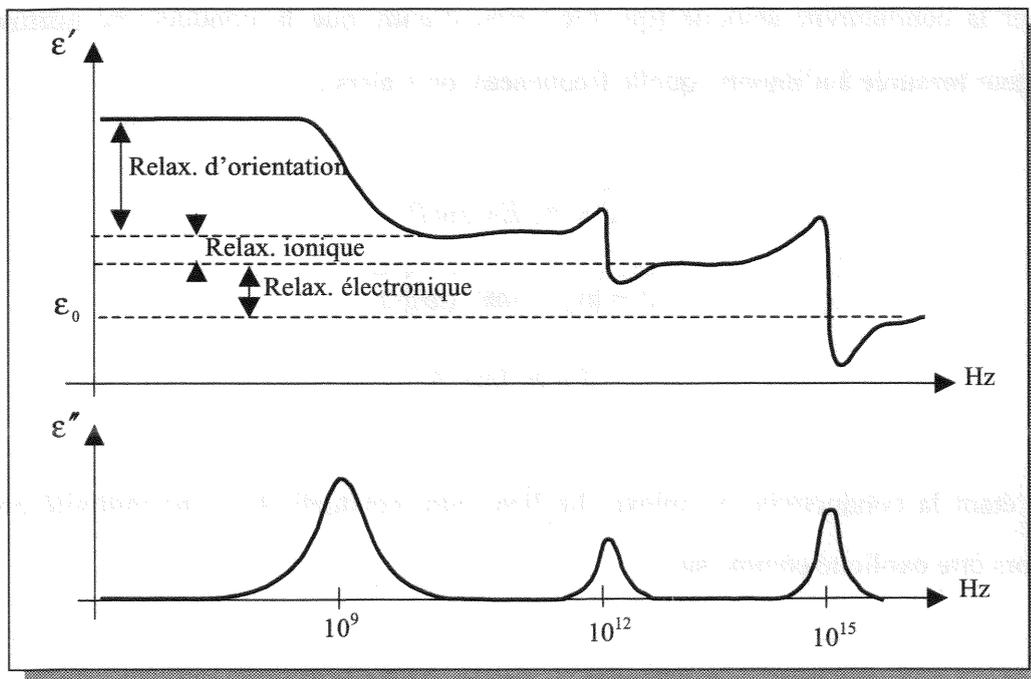


Figure I.6 : Phénomènes de relaxation et mécanismes de polarisation associés (d'après [PER 97])

La permittivité complexe est donc une grandeur dépendante de la fréquence qu'on peut donc écrire $\epsilon^*(\omega)$.

6.5 CONDUCTIVITE COMPLEXE

Jusqu'à présent, les milieux diélectriques considérés ont été supposés parfaitement isolants, les seules pertes énergétiques les affectant étant dues aux phénomènes de relaxation. De nombreux matériaux cependant, dont les tissus biologiques, sont à la fois diélectriques et conducteurs : leur conductivité σ n'est pas nulle.

L'application d'un champ électrique à un tel milieu engendre donc un courant de conduction ainsi qu'un courant de déplacement dans le cas d'un champ variable. Aux pertes diélectriques évoquées précédemment s'ajoutent donc des pertes ohmiques par effet Joule.

Dans le cadre d'un champ électrique harmonique $\vec{E} = E \cdot e^{j\omega t}$, la densité de courant résultante dans le milieu s'exprime par :

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d$$

avec \vec{J}_c le courant de conduction et \vec{J}_d le courant de déplacement. En introduisant la notation σ_s pour la conductivité statique (qui n'est rien d'autre que la conductivité normale d'un conducteur mesurée à n'importe quelle fréquence), on a alors :

$$\vec{J} = \sigma_s \vec{E} + j\omega \vec{P}$$

$$\vec{J} = [\sigma_s + j\omega \epsilon^*(\omega)] \cdot \vec{E}$$

$$\vec{J} = \sigma^*(\omega) \cdot \vec{E}$$

$\sigma^*(\omega)$ étant la conductivité complexe. Le lien entre conductivité et permittivité complexe peut alors être explicité comme suit :

$$\sigma^*(\omega) = \sigma_s + j\omega[\epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega)]$$

$$\sigma^*(\omega) = \sigma_s + \omega\epsilon''(\omega) + j\omega\epsilon'(\omega)$$

$$\sigma^*(\omega) = \sigma_s + \sigma_d(\omega) + j\omega\epsilon'(\omega)$$

$$\sigma^*(\omega) = \sigma'(\omega) - j\sigma''(\omega)$$

Eq. 1

Le terme $\sigma_d(\omega)$ est appelé conductivité dynamique et permet de regrouper en un terme unique $\sigma'(\omega)$ les pertes ohmiques liées à σ_s et les pertes diélectriques dues à $\varepsilon''(\omega)$. Ce regroupement est possible car l'équation (1) montre que les pertes diélectriques sont en phase avec les pertes ohmiques et se comportent donc comme si un nouveau courant de conduction venait se superposer au courant ohmique « normal » lié à σ_s .

Ainsi, les parties réelles et imaginaires de la conductivité complexe s'écrivent :

- $\sigma'(\omega) = \sigma_s + \omega\varepsilon''(\omega)$ traduisant l'ensemble des pertes dans le milieu (ohmique + diélectrique)
- $\sigma''(\omega) = -\omega\varepsilon'(\omega)$ traduisant la polarisation du matériau, c'est à dire son aptitude à stocker de l'énergie sous forme d'un champ électrique.

La conductivité complexe et la permittivité complexe sont donc liées par la relation :

$$\sigma^*(\omega) = j\omega\varepsilon^*(\omega)$$

ce qui permet d'écrire encore : $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\frac{\sigma'(\omega)}{\omega}$

Cette dernière relation est plus particulièrement utilisée pour la description des diélectriques à faibles pertes alors que la conductivité complexe est plutôt utilisée lorsque le milieu est bon conducteur.

6.6 IMPEDANCE

La détermination de la conductivité statique σ_s , de la conductivité dynamique $\sigma_d(\omega)$ et de la permittivité $\varepsilon'(\omega)$ suffit à la complète caractérisation diélectrique des matériaux. Cependant, ces grandeurs ne sont pas mesurables directement et sont généralement déduites d'une mesure d'impédance. L'impédance Z^* traduit la relation entre la tension aux bornes d'un circuit et le courant le traversant suivant la relation bien connue (loi d'Ohm à l'échelle macroscopique) :

$$U^* = Z^* \cdot I^*$$

Toutes les grandeurs de cette relation sont complexes, ce qui traduit un éventuel déphasage entre la tension et le courant.

L'impédance est liée à la conductivité et à la permittivité suivant une relation dépendant de la géométrie du champ électrique baignant le milieu. Ainsi, dans le cas d'un milieu cylindrique relié à des électrodes de même diamètre (Figure I.7) et en négligeant tout effet de bord (voir la seconde partie de ce manuscrit) l'impédance (en ohms (Ω)) est donnée par l'équation :

$$Z^*(\omega) = \frac{h}{\pi \cdot r^2 \cdot (\sigma'(\omega) + j\omega\epsilon'(\omega))}$$

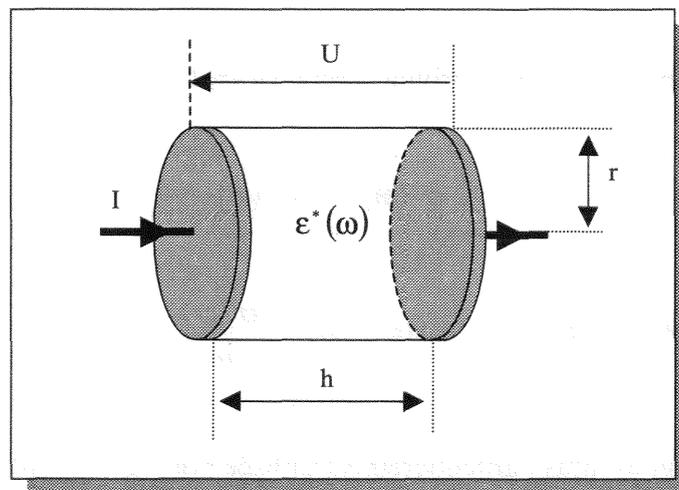


Figure I.7 : Impédance dans le cas d'une géométrie cylindrique

7 - PROPRIÉTÉS DIELECTRIQUES DES MILIEUX BIOLOGIQUES

7.1 LE MILIEU BIOLOGIQUE

Les tissus biologiques sont constitués de cellules, dont les dimensions varient entre 5 et 20 μm , baignant dans une phase aqueuse constituant le milieu extracellulaire. Les milieux intra- et extracellulaires sont séparés par une membrane constituée d'une double couche lipidique d'une épaisseur comprise entre 5 et 7 nm (Figure I.8). Des macromolécules sont distribuées

sur toute la surface de la cellule et certaines sont insérées au travers de celle-ci constituant ainsi des canaux d'échanges sélectifs. Le milieu aqueux intracellulaire, ou cytoplasme, renferme tous les organites assurant les fonctions vitales de la cellule.

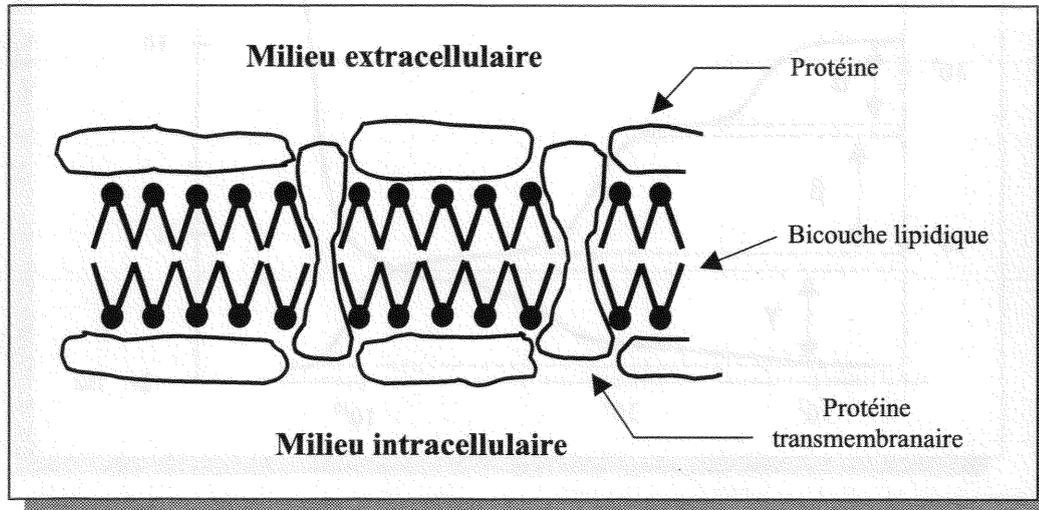


Figure I.8 : La membrane cellulaire

La membrane cellulaire se comporte comme un diélectrique de permittivité relative proche de celle des lipides (approximativement 3 [RIG 96]) formant une couche isolante séparant deux milieux conducteurs. On reconnaît la structure d'une capacité dont la valeur peut être estimée en appliquant la formule du condensateur plan :

$$C_m = \frac{\epsilon_m \epsilon_0}{e} \approx 1 \mu\text{F} \cdot \text{cm}^{-2}$$

où e est l'épaisseur de la membrane cellulaire et ϵ_m sa permittivité relative.

Il s'agit là d'une valeur très élevée due à l'extrême finesse de la membrane.

7.2 RELAXATIONS DIELECTRIQUES DANS LES TISSUS BIOLOGIQUES

L'observation du comportement diélectrique des tissus biologiques par le tracé de l'évolution des parties réelles de la permittivité et de la conductivité en fonction de la fréquence met en évidence trois phénomènes de relaxation principaux. Ces relaxations, nommées α , β et γ sont plus souvent désignées par le terme de dispersion car l'absorption diélectrique résultante est observable sur une large plage de fréquences (Figure I.9).

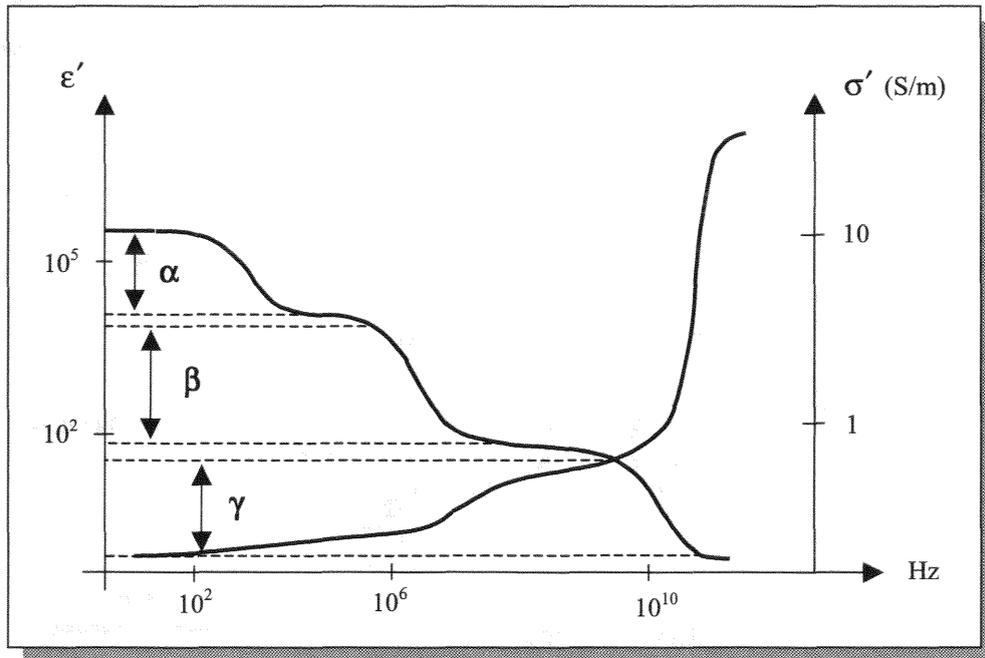


Figure I.9 : Principaux phénomènes de relaxation observés dans les tissus biologiques (d'après [])

L'origine de ces relaxations est précisée à la suite.

- **Dispersion α** : Sous l'effet d'un champ électrique, un phénomène de diffusion ionique intervient à la surface de la membrane cellulaire entraînant l'apparition d'un dipôle à l'échelle de la cellule. Cette dispersion intervient dans la gamme des basses fréquences, entre quelques hertz et quelques kilohertz et se traduit par une très forte baisse de la permittivité. La conductivité ne varie pas de façon significative. A ces fréquences, l'effet capacitif des membranes interdit le passage du courant dans le milieu intracellulaire. La conductivité observée est donc représentative du milieu extracellulaire.
- **Dispersion β** : Intervenant dans la gamme 500 kHz – 20 MHz, cette dispersion est principalement due à la relaxation interfaciale associée à l'effet capacitif des membranes cellulaires. Lorsque la fréquence augmente, la réactance capacitive de la membrane décroît ce qui autorise la circulation d'un courant dans le milieu intracellulaire. Il en résulte donc une augmentation de la conductivité apparente du milieu et cette dernière devient représentative du milieu intracellulaire en plus du milieu extracellulaire. Par ailleurs, la polarisation membranaire n'a plus le temps de s'établir totalement ce qui se

traduit par une réduction de la permittivité apparente. La relaxation dipolaire est bien modélisée par la théorie des mélanges de Maxwell-Wagner. En particulier, cette théorie prévoit que même si les propriétés diélectriques des constituants du mélange sont indépendantes de la fréquence, les propriétés du mélange sont dépendantes de celle-ci.

Enfin, dans la partie haute de cette dispersion, la réorientation dipolaire des structures à l'échelle des organites cellulaires et des protéines entraîne également des phénomènes de relaxation.

- **Dispersion γ :** Cette dispersion est associée à l'orientation dipolaire des molécules d'eau libre et n'intervient qu'aux très hautes fréquences, soit aux environs de 17 GHz. A ces fréquences, les membranes sont électriquement transparentes et le milieu est perçu comme un électrolyte.

7.3 MODELISATION DES PROPRIETES ELECTRIQUES TISSULAIRES

Afin de rendre compte du comportement diélectrique des tissus biologiques, plusieurs modèles ont été proposés et découlent des théories de Maxwell [MAX 81], Wagner [WAG 14], Debye [DEB 29], Cole & Cole [COL 41] et Fricke [FRI 32]. Ces différents auteurs ont mis en place au cours de la première moitié du 20^{ème} siècle des approches encore utilisées à ce jour. Ces principaux modèles sont décrits succinctement dans ce paragraphe.

7.3.1 Le modèle de Fricke

Ce modèle assimile les tissus biologiques à une suspension cellulaire dans un milieu dilué et est fondé sur un circuit électrique (Figure I.10) composé d'une capacité C_m associée en série avec une résistance R_i traduisant la présence du milieu intracellulaire. Le milieu extracellulaire est modélisé par une résistance R_e .

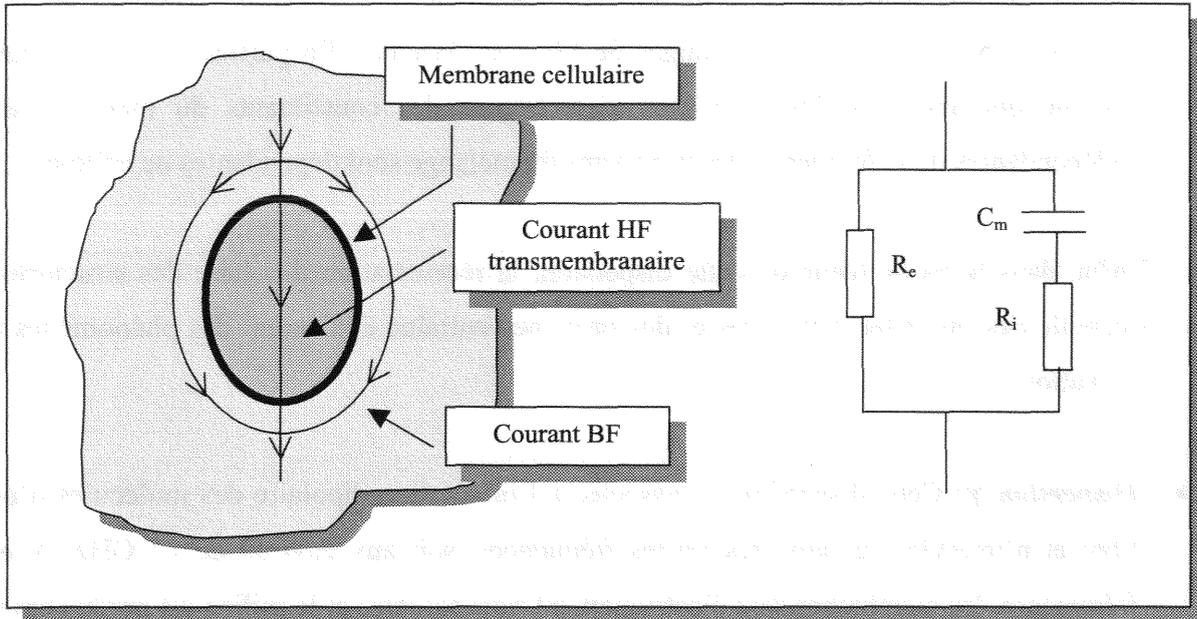


Figure I.10 : Modèle de Fricke

7.3.2 Le modèle de Debye

Ce modèle constitue la base des modèles utilisés actuellement. Il assimile la relaxation dipolaire à un système mécanique du premier ordre où les forces s'opposant à la réorientation des dipôles sont purement visqueuses, c'est à dire qu'il n'y a pas de force élastique de rappel.

La variation de permittivité du matériau entre une valeur maximale (ϵ_s) mesurée en statique et une valeur minimale (ϵ_∞) idéalement observée à une fréquence infinie est décrite par l'équation suivante :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{rs} - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad \text{Eq. 2}$$

où τ caractérise la constante de temps du phénomène de relaxation considéré.

Cette équation peut être séparée en ses parties réelles et imaginaires pouvant être tracées en fonction de la fréquence (Figure I.11) ou l'une par rapport à l'autre dans le plan complexe (diagramme d'Argand) (Figure I.12).

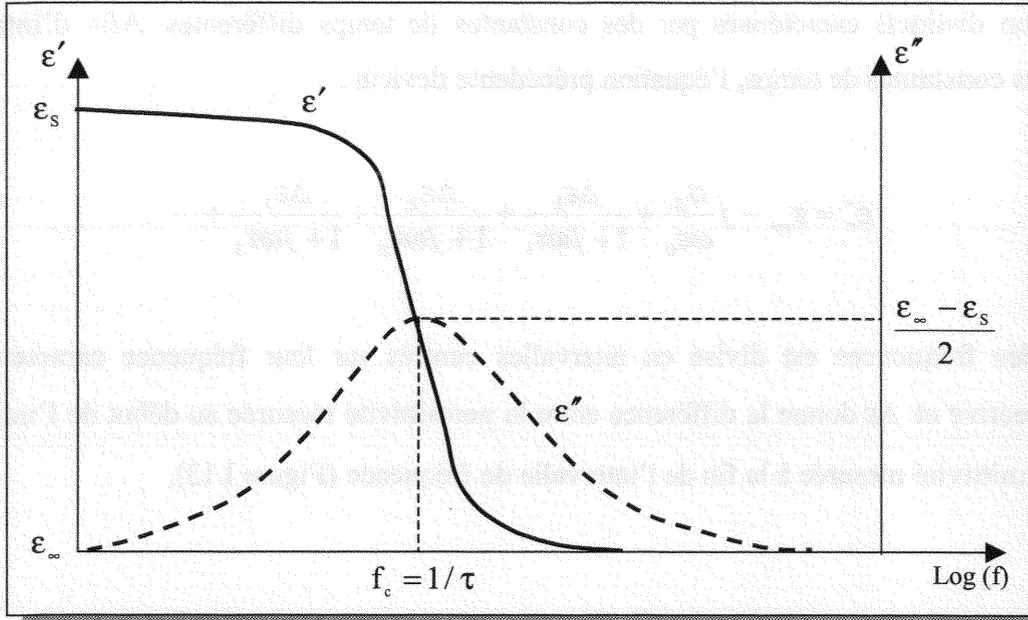


Figure I.11 : Parties réelle et imaginaire de la permittivité [d'après RIG 96]

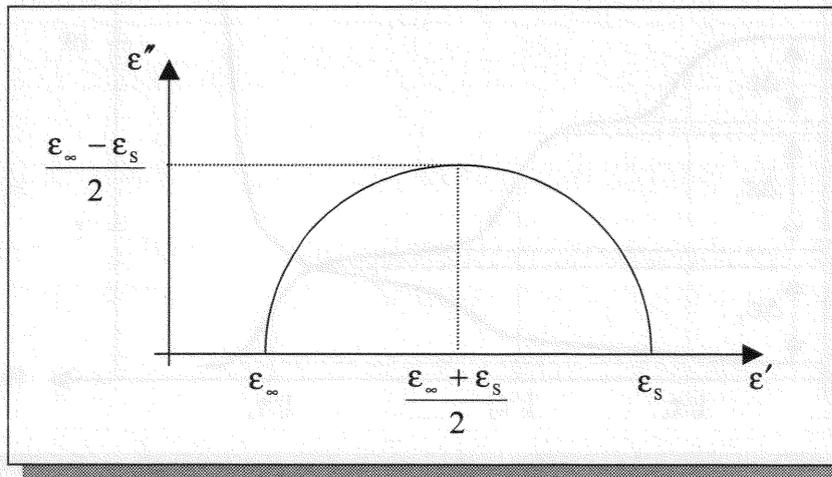


Figure I.12 : Partie imaginaire en fonction de la partie réelle de la permittivité (diagramme d'Argand) (d'après [RIG 96])

Le modèle de Debye a subi cependant quelques améliorations. En effet, l'équation 2 ne prend pas en compte la conductivité statique du milieu. Cette dernière peut donc être ajoutée au modèle précédent qui devient :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_{r\infty} + \frac{\epsilon_{rS} - \epsilon_{r\infty}}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_S}{\omega\epsilon_0} \quad \text{Eq. 3}$$

Par ailleurs, ce modèle ne peut distinguer la contribution de plusieurs phénomènes de relaxation distincts caractérisés par des constantes de temps différentes. Afin d'introduire plusieurs constantes de temps, l'équation précédente devient :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_{\infty} - j \frac{\sigma_s}{\omega \varepsilon_0} + \frac{\Delta \varepsilon_1}{1 + j\omega\tau_1} + \frac{\Delta \varepsilon_2}{1 + j\omega\tau_2} + \frac{\Delta \varepsilon_3}{1 + j\omega\tau_3} + \dots$$

L'axe des fréquences est divisé en intervalles centrés sur leur fréquence caractéristique $1/\tau$ respective et $\Delta \varepsilon$ donne la différence entre la permittivité mesurée au début de l'intervalle et la permittivité mesurée à la fin de l'intervalle de fréquence (Figure I.13).

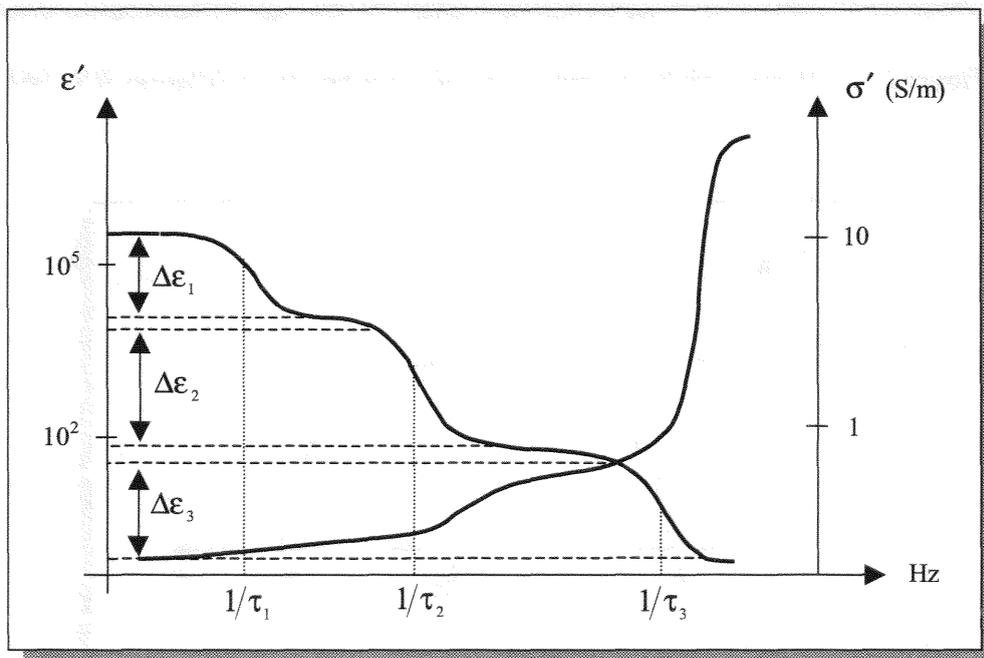


Figure I.13 : Paramètres de l'équation de Debye modifiée (d'après [RIG 96])

L'équation 3 peut être représentée sous la forme d'un réseau électrique donné figure I.14.

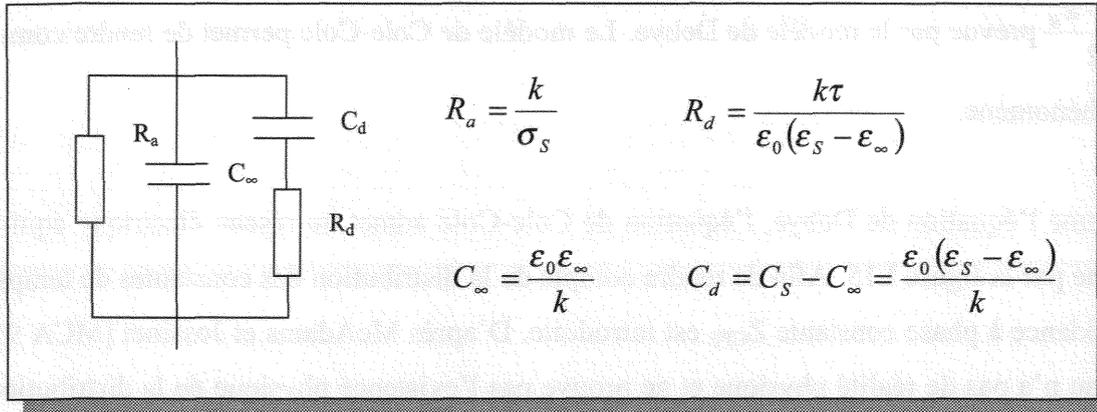


Figure I.14 : Réseau équivalent à l'équation de Debye
Le paramètre k est un facteur géométrique (cm^{-1}) (d'après [RIG 96])

7.3.3 Le modèle de Cole-Cole

Le modèle de Debye modifié ne permet d'introduire qu'une suite de valeurs discrètes des constantes de temps τ . Cependant, le comportement de milieux aussi hétérogènes que les tissus biologiques est plus complexe. Le modèle de Cole-Cole (d'après Cole et Cole [COL 41]) introduit la notion de dispersion, au sens où les constantes de temps sont réparties suivant une distribution gaussienne autour d'une constante de temps moyenne τ_c .

Lorsque la conductivité statique est prise en compte, l'équation de Cole-Cole est donnée par :

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_{rS} - \varepsilon_{r\infty}}{1 + j\omega\tau_c^{(1-\alpha)}} - j \frac{\sigma_S}{\omega\varepsilon_0}$$

Le paramètre α permet d'ajuster la largeur de la dispersion. Lorsque $\alpha = 0$, il n'y a pas de dispersion et on retrouve l'équation de Debye.

Le tracé de la partie imaginaire de cette équation en fonction de sa partie réelle dans le plan complexe montre que cette nouvelle formulation permet de rendre compte de faits expérimentaux non retrouvés avec le modèle de Debye. En particulier, la hauteur maximale du cercle (maximum de ε'') observée expérimentalement est inférieure à la valeur

$\frac{\epsilon_\infty - \epsilon_s}{2}$ prévue par le modèle de Debye. Le modèle de Cole-Cole permet de rendre compte de ce phénomène.

Comme l'équation de Debye, l'équation de Cole-Cole admet un réseau électrique équivalent donné par la figure I.15. Afin de rendre compte de la distribution des constantes de temps, une impédance à phase constante Z_{CPE} est introduite. D'après McAdams et Jossinet [MCA 95], ce réseau n'a pas de réalité physique et ne prouve pas l'existence physique de la distribution des temps de relaxation. Il doit donc être considéré comme un moyen empirique de décrire les résultats expérimentaux [RIG 96].

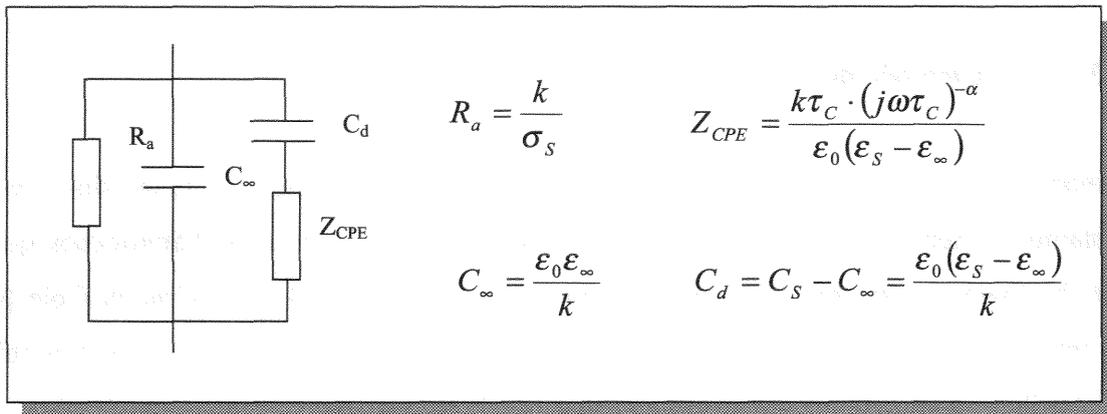


Figure I.15 : Réseau équivalent à l'équation de Cole-Cole
Le paramètre k est un facteur géométrique (cm^{-1}) (d'après [RIG 96])

Evidemment, le modèle de Cole-Cole peut être amélioré en introduisant une série de temps de relaxation $\tau_1, \tau_2, \tau_3 \dots$ à l'image du modèle de Debye amélioré.

8 - PROPRIETES ELECTRIQUES DU TISSU OSSEUX

8.1 MODELISATION DES PROPRIETES DIELECTRIQUES

Bien que le milieu extracellulaire du tissu osseux (la matrice) soit foncièrement différent de celui des tissus mous, le comportement diélectrique de l'os compact et de l'os spongieux est similaire à celui des autres tissus (hormis son anisotropie). Il est donc possible d'y appliquer un des modèles vu précédemment.

Les paramètres du modèle de Cole-Cole amélioré ont été calculés par Gabriel et al. [GAB 96] pour l'os compact et l'os spongieux et sont reproduits ci dessous (Tableau I.1). L'équation utilisée introduit quatre dispersions, au lieu des trois généralement observées, afin d'améliorer l'ajustement des courbes produites par le modèle aux données expérimentales (Eq. 4). Ces dernières résultent d'une compilation de la littérature ainsi que de résultats propres aux auteurs. Enfin, l'ajustement des paramètres a été effectué visuellement, les procédés de régression classiques n'étant pas adaptés.

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_{n=1}^4 \frac{\Delta\epsilon_n}{1 + (j\omega\tau_n)^{(1-\alpha_n)}} + \frac{\sigma_s}{j\omega\epsilon_0} \quad \text{Eq. 4}$$

Tableau I.1 : Paramètres de modèle de Cole-Cole de l'os compact et de l'os spongieux [GAB 96]

Paramètre	Os compact	Os spongieux	Paramètre	Os compact	Os spongieux
ϵ_∞	2.5	2.5	$\Delta\epsilon_3$	5.0×10^3	2.0×10^4
$\Delta\epsilon_1$	10.0	18.0	τ_3 (μs)	159.15	159.15
τ_1 (ps)	13.26	13.26	α_3	0.20	0.20
α_1	0.20	0.22	$\Delta\epsilon_4$	1.0×10^5	2.0×10^7
$\Delta\epsilon_2$	180	300	τ_4 (ms)	15.915	15.915
τ_2 (ns)	79.58	79.58	α_4	0.00	0.00
α_2	0.20	0.25	σ_s	0.02	0.07

Les tracés de la conductivité et de la permittivité en fonction de la fréquence sont donnés figure I.16 pour l'os compact et figure I.17 pour l'os spongieux. Il faut cependant noter que les données expérimentales ayant servi à l'obtention des paramètres de ce modèle sont peut nombreuses, présentent des lacunes suivant l'axe des fréquences et sont très dispersées d'une étude à l'autre. Les courbes des pages suivantes doivent donc être prises comme des ordres de grandeur et en aucun cas comme des résultats définitifs.

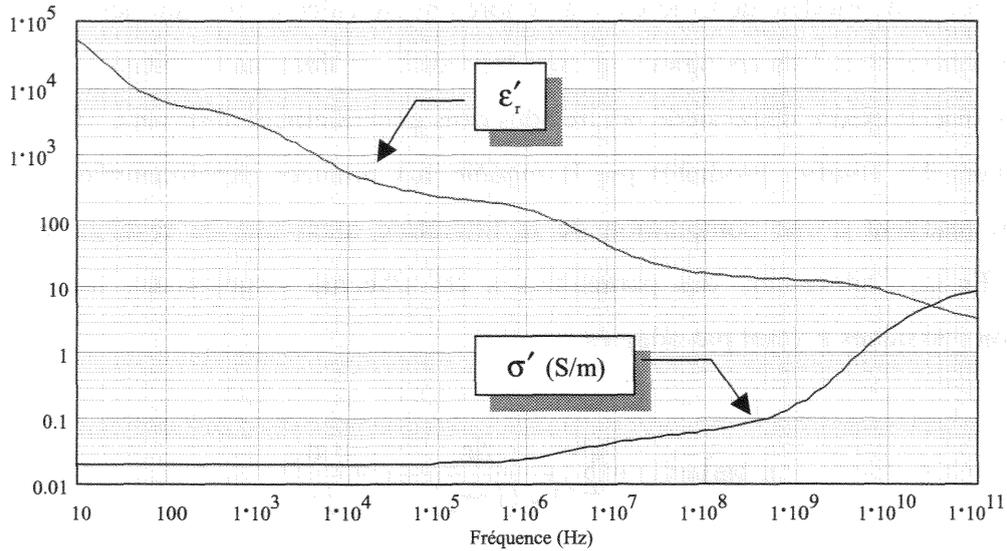


Figure I.16 : Conductivité et permittivité de l'os compact

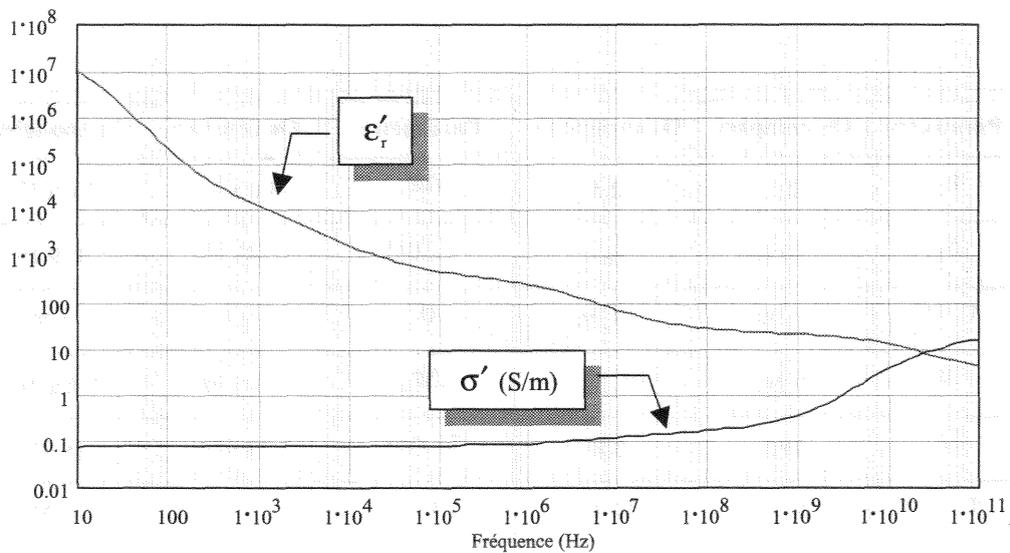


Figure I.17 : Conductivité et permittivité de l'os spongieux

On observera par ailleurs que ces modèles ne prennent pas en compte le caractère anisotrope de l'os compact.

8.2 POTENTIELS ENDOGENES

Par souci d'exhaustivité, il convient de signaler que le tissu osseux est le siège de potentiels endogènes [HIN 94]. Dans les autres tissus ces potentiels sont associés à l'activité

métabolique des cellules et en particulier des cellules nerveuses. Dans le cas du tissu osseux cependant, il est démontré que ce mécanisme est négligeable et n'explique pas les différences de potentiel observées à la surface et dans les os. En revanche, les fibres de collagène confèrent à l'os des propriétés piézo-électriques se traduisant par l'apparition de potentiels corrélativement aux contraintes mécaniques qui lui sont appliquées. Par ailleurs, la déformation de la matrice sous l'effet d'une sollicitation mécanique produit une circulation des liquides présents dans les nombreux canaux irriguant le tissu. Ces liquides étant chargés en ions, ce mouvement fait l'effet d'un courant électrique responsable de l'apparition de potentiels appelés potentiels de flux.

Dans la suite de ce manuscrit, les potentiels endogènes osseux seront négligés.

9 - CONCLUSION

Dans ce chapitre ont été présentés les éléments indispensables à la compréhension des phénomènes intervenant lors de l'interaction d'un champ électrique avec les tissus biologiques. Ainsi, on retiendra avant tout que dans la gamme de fréquences que nous serons amené à analyser, deux dispersions seront rencontrées, à savoir les dispersions α et β .

Les principaux modèles du comportement des tissus biologiques ont également été présentés. Ces modèles ont un intérêt indéniables puisqu'ils assurent le lien entre les propriétés électriques des tissus biologiques et la théorie des diélectriques. Par ailleurs, ils autorisent la réduction de la masse des données expérimentales à un jeu réduit de paramètres et permettent de réaliser des prédictions là où les données sont manquantes.

Le chapitre suivant traite des différentes méthodes de mesure de la biompédance.

Le premier terme de la somme est la contribution des courants de déplacement, le second terme est la contribution des courants de conduction. On peut donc écrire :

$$\mathbf{j} = \epsilon_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} + \mathbf{j}_c$$

où \mathbf{j}_c est le courant de conduction. On peut également écrire :

$$\mathbf{j} = \epsilon_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} + \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} + \mathbf{j}_c$$

On peut alors écrire :

$$\mathbf{j} = \epsilon_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} + \mathbf{j}_c$$

On peut alors écrire :

$$\mathbf{j} = \epsilon_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} + \mathbf{j}_c$$

On peut alors écrire :

On peut alors écrire :

On peut alors écrire :

CHAPITRE III

LA SPECTROSCOPIE DE BIOIMPEDANCE

Après avoir exposé dans le chapitre précédent les propriétés électriques des tissus biologiques et leur modélisation, le présent chapitre traite plus spécifiquement des problèmes expérimentaux et instrumentaux liés à la mesure de l'impédance des tissus biologiques. Cette mesure conditionne toute évaluation de la conductivité et de la permittivité car ces grandeurs ne sont pas mesurables directement. Les méthodes mises en œuvre dans le but de réaliser de telles mesures sont exposées dans la seconde moitié de ce chapitre.

10 - PROBLEMATIQUE DE LA SPECTROSCOPIE DE BIOIMPEDANCE

La mesure de la bioimpédance est susceptible d'être perturbée par de nombreux facteurs d'influence recensés dans ce paragraphe.

10.1 IMPEDANCE A L'INTERFACE ELECTRODE/TESSU

Les tissus constituent un milieu électrolytique, la conduction du courant électrique est donc assurée principalement par des porteurs ioniques. La mise en contact d'une électrode métallique et d'un électrolyte se voit accompagnée de l'apparition d'une impédance (souvent appelée à tort "impédance de polarisation") à l'interface de ces deux matériaux. Venant s'insérer directement dans le circuit de mesure, il est évident que cette impédance perturbe la mesure.

L'impédance de l'interface peut être modélisée par l'association en parallèle d'une impédance faradique généralement représentée par une résistance de transfert de charges notée R_{ct} et une impédance non faradique de type capacitive notée Z_{cpa} (cpa : constant phase angle) pouvant être modélisée par l'équation suivante [MCA 91], [MCA 92] :

$$Z_p = K \cdot (j \cdot \omega)^{-\beta}$$

où K est une mesure du module de l'impédance, avec pour unité des $\Omega \cdot s^{-\beta}$, et β est une constante comprise entre 0 et 1 avec une valeur typique de 0.8 pour la majorité des électrodes. Ces paramètres dépendent étroitement de l'état de surface des électrodes. Ainsi, des

électrodes parfaitement lisses (électrodes de mercure par exemple) sont caractérisées par un coefficient $\beta = 1$ rendant l'impédance d'interface purement capacitive [MCA 91].

Les mécanismes expliquant le comportement de l'impédance d'interface sont complexes et l'objet n'est pas ici de les exposer. Le lecteur intéressé se reportera utilement à [SCH 57], [JOS 91-2], [MCA 91], [MCA 94] et [SCH 92]. Plus généralement, la valeur de cette impédance dépend de plusieurs facteurs qui sont la nature du couple métal/électrolyte, la fréquence du signal traversant l'interface et la densité de courant.

La nature du couple métal/électrolyte est déterminante. Ainsi, les électrodes à base d'Ag-AgCl [KIN 83] sont particulièrement « impolarisables » en raison de l'échange ionique qu'elles opèrent avec l'électrolyte. On trouvera dans [RAG 90] une étude comparative de l'impédance d'interface de divers métaux.

Compte tenu de la complexité des phénomènes définissant la valeur de l'impédance de l'interface, cette dernière est extrêmement variable d'une expérience à l'autre. Il n'est donc pas possible de définir une fois pour toute sa valeur et d'en corriger les mesures de bioimpédance. En basse fréquence, où l'impédance d'interface constitue un facteur d'influence majeur, des techniques permettant de s'affranchir de ces effets doivent être mises en œuvre. Ces dernières seront exposées dans la seconde moitié de ce chapitre.

Dans notre cas, nous avons traité nos électrodes, réalisées en cuivre, par un dépôt électrolytique de nickel d'une épaisseur d'environ 50 μ m. Cette opération se révèle très simple à réaliser, relativement économique et assure aux électrodes une excellente résistance à l'abrasion et à l'oxydation.

Ne disposant pas d'éléments concernant l'impédance de l'interface nickel/électrolyte, nous avons mesuré le module de l'impédance à 100 Hz, 120 Hz, 1 kHz et 10 kHz grâce à un impédancemètre HP4263A. Le dispositif expérimental comporte 2 tiges nickelées de 4mm de diamètre et de 50 mm de long plongées dans une solution saline (solution physiologique à 0.9%). Une mesure à 100kHz est effectuée afin de mesurer l'impédance de la solution (impédance d'interface négligeable) dont la valeur est pratiquement constante dans cette gamme de fréquence. Il est alors possible de déterminer aux autres fréquences la contribution

de l'impédance d'interface. Le tableau I.2 donne les résultats obtenus et les compare à l'acier inoxydable et au platine [RAG 90].

Tableau I.2 : Module de l'impédance d'interface du nickel ($\Omega.cm^2$)

	ACIER INOX	PLATINE	NICKEL
100 Hz		148,2	330
120 Hz			280
500 Hz	103,8	36,7	
1 kHz	61,5	20,8	28.5
2 kHz	37,3	11,48	
5 kHz	19,6	5,9	
10 kHz	12	3,7	3.8
20 kHz	7,1	3,1	

A 100 Hz, l'impédance d'interface est deux fois supérieure à celle du platine, métal souvent utilisé pour réaliser des électrodes très stables. On remarquera cependant que nous n'avons pas caractérisé la limite de linéarité du nickel. Cependant, lors de l'utilisation de la cellule de mesure décrite dans la seconde partie de ce manuscrit, des densités de courant allant jusqu'à $1 A.m^{-2}$ ont été utilisées sans qu'aucune distorsion des signaux n'apparaisse, et cela même à 100 Hz.

10.2 DELAI POST-MORTEM

La mesure in-vivo des propriétés électriques des tissus biologiques reste difficile pour des raisons d'invasivité, d'éthique dans le cas de mesures sur l'homme et de maîtrise du champ électrique. Ce dernier point étant nécessaire pour le calcul de la conductivité et de la permittivité à partir de l'impédance mesurée. Ces difficultés ne laissent généralement pas d'autre choix que de réaliser les mesures ex-vivo, c'est à dire sur échantillon excisé.

L'excision de l'échantillon s'accompagne de nombreuses modifications de ce dernier. Ainsi, dès l'instant de la découpe, une partie des fluides le saturant (eau, sang...) s'échappent. La mort du tissu se traduit par une destruction des structures cellulaires, en particulier des membranes cytoplasmiques, libérant ainsi dans le milieu extracellulaire les substances et organites intracellulaires.

L'influence du délai post-mortem a été observée en particulier par Surowiec [SUR 85], [SUR 86] dans la gamme 20 kHz –100 MHz sur divers tissus mous (rein, rate, foie, matière blanche et grise). Pour les fréquences inférieures à 100 kHz, on observe dès les premiers instants une diminution de la permittivité et une augmentation de la conductivité. Ces observations sont concordantes avec le processus de destruction des membranes accompagnant la mort du tissu.

Saha et al. [SAH 88] ont étudié plus spécifiquement l'influence du délai post-mortem sur l'os compact sous diverses conditions de conservation. Les propriétés électriques de 3 populations d'échantillons ont été mesurées durant 5 jours. Chaque groupe se distingue par son mode de conservation à savoir une conservation à température ambiante, au réfrigérateur à 3°C et enfin par congélation.

Il ressort de cette étude que la conductivité décroît au cours du temps quel que soit le mode de conservation. Les échantillons conservés à température ambiante présentent la décroissance la plus faible avec seulement 20 % de variation au bout de 5 jours. La conservation au réfrigérateur donne des résultats très similaires alors que la congélation entraîne une réduction de la conductivité de près de 40 % après 5 jours. On remarquera que cette décroissance de la conductivité est contraire à celle mise en évidence pour les tissus mous. La permittivité est également affectée d'une décroissance au cours du temps. Cette fois, le mode de conservation le plus efficace est celui par réfrigérateur où une diminution de l'ordre de 20 % de la conductivité est enregistrée après 5 jours. La conservation à température ambiante donne les plus mauvais résultats avec une réduction de 50 % de la permittivité sur ce même délai.

Le tissu osseux se révèle moins sensible à la durée post-mortem que les tissus mous. Cela peut sans doute s'expliquer par la présence de la matrice constituée en grande partie de sels minéraux et par la pauvreté (relative) en cellules. La destruction des membranes cellulaires a donc une influence moindre. A condition de conserver les échantillons au réfrigérateur, il est possible de réaliser la caractérisation des échantillons plusieurs jours après leur excision.

10.3 HYDRATATION

Comme cela a déjà été précisé, l'excision d'un échantillon s'accompagne d'une perte de fluide. Cela est particulièrement vrai pour le tissu osseux en raison de sa porosité. Saha et al. [SAH 84] ont observé la variation de la conductivité et de la permittivité d'échantillons d'os

compact, provenant d'un fémur de bœuf, exposés à l'air libre. Après 5 minutes d'exposition, une augmentation de 92 % de la conductivité et une diminution de 35 % de la permittivité sont mises en évidence. Il est donc impératif de manipuler les échantillons ainsi que de réaliser leur excision sous constante hydratation. Ces remarques seront prises en compte dans notre étude sur échantillons animaux (partie IV).

Kosterich et al. [KOS 84] ont observé la corrélation entre la conductivité de la solution saturant le tissu osseux et la conductivité de ce dernier. Une relation linéaire a été mise en évidence. On observera cependant que ces observations ont été réalisées sur des échantillons provenant d'un fémur de rat, donc des échantillons de faible dimensions cela afin de pouvoir remplacer la plus grande partie du liquide saturant le tissu par une solution de conductivité connue.

La solution destinée à la conservation de l'hydratation des échantillons doit donc présenter une conductivité proche de celle du tissu. Les valeurs publiées lors des travaux antérieurs peuvent servir de référence, toutefois leur disparité ainsi que l'hétérogénéité de leurs conditions de réalisation nous ont amené à effectuer un tri sur les critères correspondant à notre étude (partie IV).

10.4 AUTRES FACTEURS D'INFLUENCE

D'autres facteurs d'influence interviennent et sont exposés plus brièvement dans les lignes qui suivent.

10.4.1 Température

Les tissus biologiques étant proches d'un électrolyte, une dépendance de la conductivité par rapport à la température n'est pas surprenante. Cette dernière est d'environ 2% / °C [SCH 57] ce qui est similaire au coefficient de température d'une solution saline.

Une dépendance plus faible de la permittivité est observée par Schwan et Li [SCH 53]. Elle dépend de la fréquence et varie de -0.4 % à 1.3 %.

La connaissance de la température à laquelle les mesures sont effectuées est donc indispensable, surtout concernant la conductivité. On trouvera dans [MIC 87] le coefficient de

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

température de la conductivité et de la permittivité pour divers tissus et à différentes fréquences.

10.4.2 Acidité

Bien que l'influence du pH sur la conductivité d'un électrolyte soit importante, les tissus présentent un pH moyen neutre et ne varie pas significativement dans les tissus sains. Ce paramètre d'influence peut donc être négligé dans notre étude.

Saha et al. [SAH 84] ont plus spécifiquement étudié l'influence du pH de la solution de saturation d'un échantillon de tissu osseux et une grande dépendance a été observée. Le pH de la solution de saturation utilisée pour la conservation des échantillons doit donc être connu ou tout au moins la composition de cette dernière afin de pouvoir l'évaluer à posteriori.

10.4.3 Hétérogénéité

Le site de prélèvement des échantillons doit faire l'objet d'une attention particulière. La présence d'une hétérogénéité telle un vaisseau sanguin ou une membrane conjonctive peuvent avoir une influence importante sur la mesure.

10.4.4 Anisotropie

Certain tissus présentent une orientation de leur structure. Cela a déjà été clairement mis en évidence lors de la présentation du tissu osseux (chapitre I). Cette orientation structurelle est également observée au niveau des fibres musculaires et peut se révéler très complexe, comme c'est le cas pour le tissu cardiaque [STE 93].

Cette orientation structurelle est réputée pour introduire une anisotropie des propriétés électriques des tissus. Cette anisotropie constitue un problème métrologique de première importance car les différences enregistrées suivant les directions de mesure sont significatives [SAH 84], [STE 93]. La prise en compte de l'anisotropie constituera une part importante de l'étude de la cellule de mesure présentée dans la seconde partie de ce manuscrit.

10.4.5 Age et état pathologique

L'âge et l'état pathologique des tissus ont également une incidence sur la mesure. Ainsi Thurai [THU 84] a montré une diminution des propriétés électriques du cerveau de rat avec l'avancement de l'âge. Cette corrélation est associée à la diminution de la teneur en eau des tissus.

Les tissus présentant une pathologie voient également leurs propriétés électriques modifiées. Ces modifications sont particulièrement marquées en ce qui concerne les tissus tumoraux [WTO 98] et peuvent être exploitées comme moyen de diagnostic. Ces différences sont expliquées par une teneur en eau supérieure des tumeurs par rapport aux tissus sains.

11 - METHODES DE MESURE DE LA BIOIMPEDANCE

11.1 LA CHAINE INSTRUMENTALE

La chaîne instrumentale assurant la mesure de la bioimpédance peut être dissociée en plusieurs éléments comme le montre la figure I.18.

L'échantillon sous test est caractérisé par des propriétés électriques σ'_X et ϵ'_X dont une évaluation doit être réalisée par mesure de l'impédance électrique complexe Z_X^* . L'impédance électrique est une grandeur passive qui nécessite que de l'énergie soit fournie au mesurande pour pouvoir être évaluée. C'est l'association d'une interface, généralement des électrodes, et d'un circuit de conditionnement qui est en charge de réaliser cet apport énergétique. En sortie du conditionneur sont recueillies les grandeurs électriques porteuses de l'information utile, image de l'impédance du mesurande. Cette information est alors traitée par un impédancemètre qui délivre la valeur de l'impédance mesurée Z_M^* .

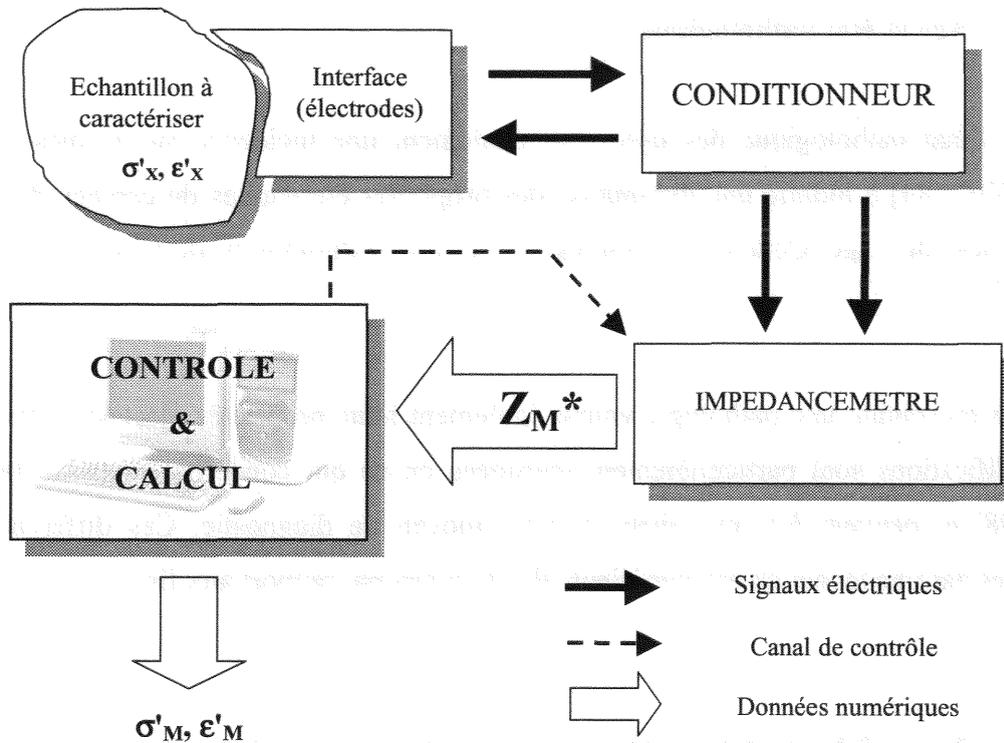


Figure I.18 : Chaîne instrumentale typique de bioimpédancemétrie

En général, l'impédance mesurée doit subir des corrections en raison des imperfections de la chaîne instrumentale. Cette procédure de correction prend ainsi en compte l'influence des câbles de liaison et de l'interface. Il est donc particulièrement avantageux de disposer en fin de chaîne d'une unité de calcul capable de réaliser ces opérations. Par ailleurs, la mesure de l'impédance ainsi obtenue doit encore subir un traitement mathématique permettant d'en déduire la valeur des paramètres recherchés. On obtient en fin de compte une mesure des parties réelles et imaginaires de l'impédance de l'échantillon ce qui permet de calculer une estimation σ'_M et ϵ'_M des paramètres diélectriques réels σ'_X et ϵ'_X .

Dans le paragraphe suivant seront présentés très succinctement les principales méthodes de mesure existantes, toutes gammes fréquentielles confondues. Un paragraphe ultérieur reprendra plus en détail les méthodes spécifiques aux basses fréquences, ces dernières faisant l'objet de la présente étude.

11.2 REVUE DES METHODES DE MESURE [HON 89], [VAL 96],[GAG 98]

Le principal critère distinguant les diverses méthodes de mesure est la gamme de fréquences à laquelle elles s'appliquent. La figure I.19 synthétise les différentes méthodes utilisées en bioimpédancemétrie et les situe par rapport à leurs fréquences d'utilisation.

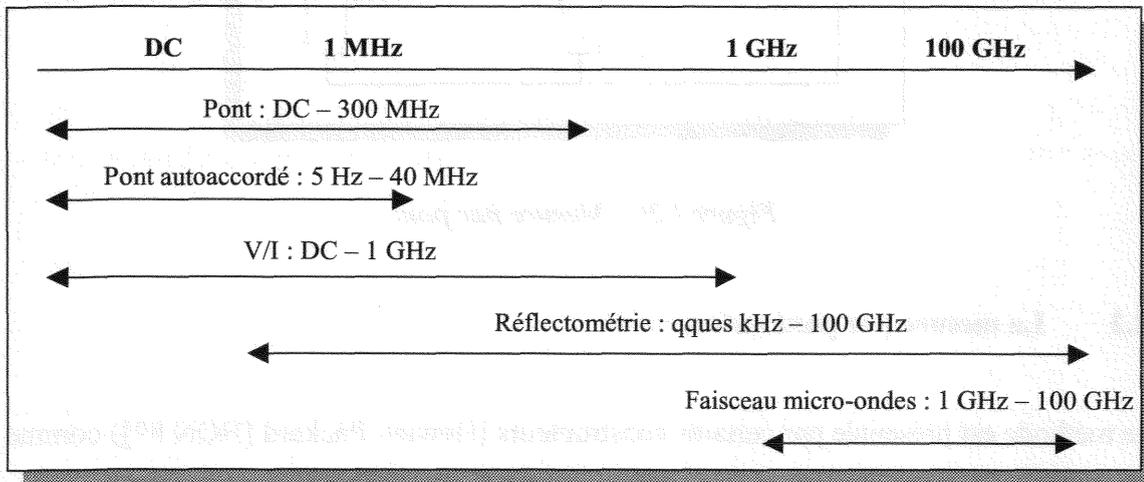


Figure I.19 : Méthodes de mesure de la bioimpédance en fonction de la fréquence

11.2.1 La mesure par pont [ACK 80]

Cette méthode est inspirée du classique pont de Wheatstone. L'impédance ajustable Z_2^* (Figure I.20) est ajustée jusqu'à ce que le courant mesuré dans la branche centrale s'annule. L'impédance inconnue est alors déduite des impédances constitutives du pont. Cette méthode étant basée sur la détection de zéro, elle se révèle très précise. Bien qu'elle ait été mise en œuvre dans le cadre de la caractérisation de tissus biologiques [BEH 81-2], [STO 82], cette méthode n'est évidemment pas pratique car les réglages sont faits manuellement. Une version moderne et automatisée est présentée au paragraphe suivant.

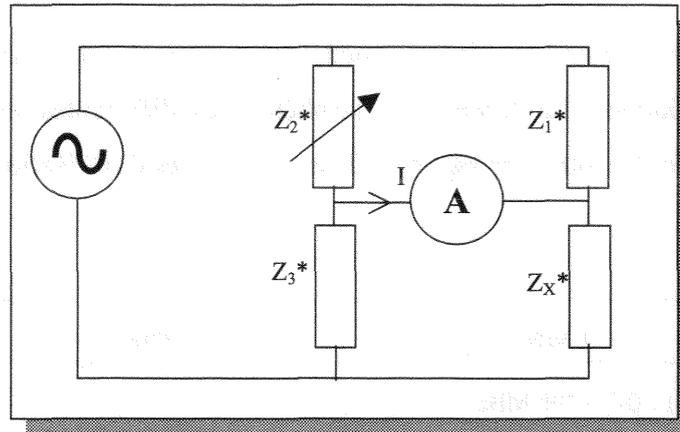


Figure I.20 : Mesure par pont

11.2.2 La mesure par pont autoaccordé

Cette méthode est présentée par certains constructeurs (Hewlett Packard [HON 89]) comme la méthode la plus précise dans la gamme 5 Hz – 40 MHz. Il s'agit d'une méthode de zéro dont le principe est représenté figure I.21.

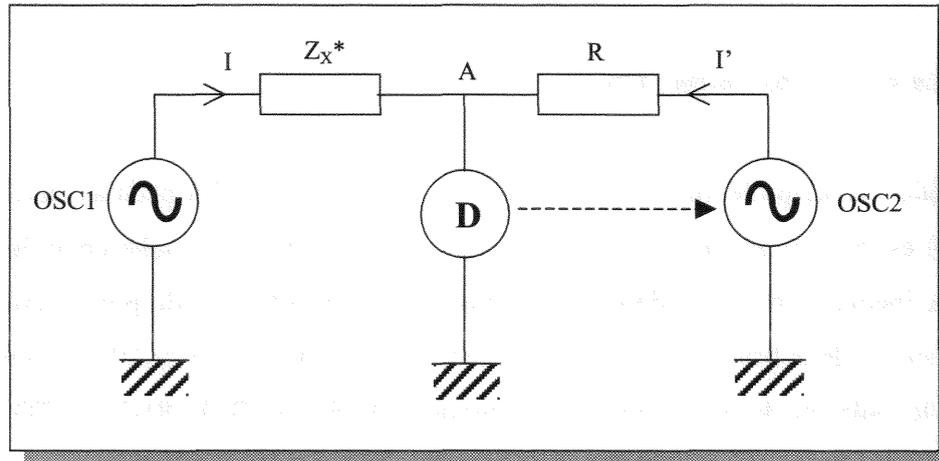


Figure I.21 : Mesure par pont autoaccordé

Un détecteur de zéro commande une source de tension en amplitude et en phase jusqu'à annuler le potentiel au point A. La résistance R est de l'ordre de grandeur de l'impédance inconnue et fixe le calibre de l'appareil. Lorsque le pont est équilibré, on a alors :

$$Z_x^* = R \cdot \frac{OSC1}{OSC2}$$

où OSC1 et OSC2 désignent les tensions produites en sortie des générateurs, connues en amplitude et en phase.

11.2.3 La méthode V/I

Il s'agit de la méthode la plus classique. Un courant est injecté à travers l'échantillon et la différence de potentiel résultante est mesurée. Si le courant est produit à partir d'une source de courant idéale, ce dernier est connu par construction et il n'est pas nécessaire de le mesurer. Si un générateur de tension est utilisé, le courant injecté doit être mesuré ce qui est généralement fait via une résistance de conversion courant/tension (figure I.22).

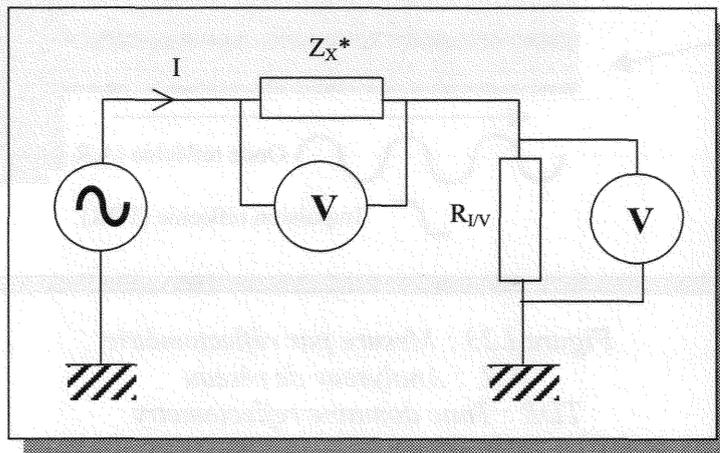


Figure I.22 : Méthode V/I

L'utilisation d'une source de courant semble avantageuse puisqu'elle économise une mesure. En pratique cependant, la réalisation d'une source de courant présentant une impédance de sortie élevée (idéalement infinie) même en haute fréquence est difficile. La précision sur le courant injecté est alors affectée par la charge [JOS 91-1].

Longtemps limitée aux basses fréquences, la méthode V/I est aujourd'hui utilisée en haute fréquence. Ainsi, Hewlett-Packard propose un analyseur de matériaux basé sur ce principe fonctionnant jusqu'à plus d'un gigahertz (HP4291B).

11.2.4 La réflectométrie

Bien qu'il ait été signalé que des réalisations récentes étendent la méthode V/I jusqu'au gigahertz, les hautes fréquences sont le domaine de prédilection des méthodes réflectométriques. Bien que plusieurs variantes soient possibles, le principe général de ces méthodes est résumé par la figure I.23.

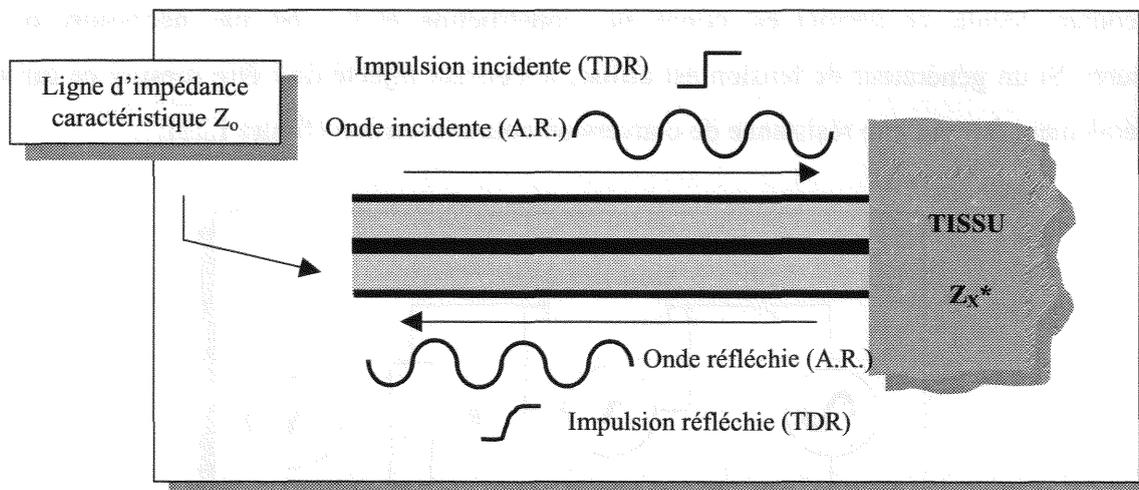


Figure I.23 : Mesure par réflectométrie
 A.R. : Analyseur de réseau
 TDR : Time domaine reflectometry

Une ligne de transmission (câble coaxial, guide d'onde...) transmet une onde ou une impulsion jusqu'à la surface de l'échantillon. L'impédance de l'échantillon étant différente de l'impédance caractéristique de la ligne, une réflexion se produit et un signal peut être détecté en retour. Cette impulsion peut alors être analysée soit dans le domaine spectral par un analyseur de réseau, [STU 84], [KRA 83], soit dans le domaine temporel (Time Domain Reflectometry, TDR) [BER 90].

Ces méthodes sont bien adaptées à la caractérisation in-vivo des tissus puisqu'elle ne nécessite pas leur excision. La géométrie du champ généré dans le tissu ne peut cependant pas être contrôlée ce qui peut rendre délicate la détermination de la conductivité et de la permittivité en milieu anisotrope et/ou hétérogène.

11.2.5 Faisceau micro-ondes

Il s'agit d'une méthode de mesure sans contact puisqu'elle met en œuvre un faisceau de micro-ondes se propageant en espace libre, c'est à dire sans guide d'onde. On trouvera dans [NEE 79] un exemple de réalisation d'un tel dispositif appliqué à la caractérisation de tissus biologiques.

12 - METHODE V/I APPLIQUEE AUX BASSES FREQUENCES

Dans la gamme des basses fréquences (< 1 MHz), la méthode V/I est bien plus simple à mettre en œuvre que la méthode à pont auto-équilibré. Par ailleurs, vouloir réaliser des mesures de bioimpédance avec une précision aussi élevée que ce qu'on peut exiger pour la caractérisation de composants électronique n'est pas fondée. En effet, la dispersion naturelle des caractéristiques électriques des tissus ainsi que l'importance des grandeurs d'influence, jamais totalement prises en compte, rendent inutile une telle précision. La méthode V/I constitue donc une technique tout à fait adaptée à nos besoins et c'est cette dernière qui sera mise en œuvre dans la suite de ce travail.

Le circuit mettant en application la méthode V/I peut être assimilé au « conditionneur » de la figure I.19 donnant l'architecture de la chaîne instrumentale. A ce conditionneur doit être associé un jeu d'électrodes (bloc « interface ») faisant partie intégrante de la cellule de mesure recevant l'échantillon.

Comme cela a été exposé plus haut, les électrodes sont affectées d'une impédance de polarisation perturbant le mesure. Cette dernière ne pouvant être totalement éliminée en choisissant un matériau impolarisable, plusieurs techniques ont été développées afin de s'affranchir de ses effets. Ces techniques peuvent être distinguées en deux catégories, objets des paragraphes suivants.

12.1 METHODE BIPOLAIRE

12.1.1 Principe

La méthode bipolaire doit son nom au fait que seules deux électrodes sont utilisées comme le montre la figure I.24.

Evidemment, cette méthode est directement affectée par le problème de polarisation des électrodes, les impédances parasites ainsi introduites ne pouvant être distinguées de l'impédance de l'échantillon.

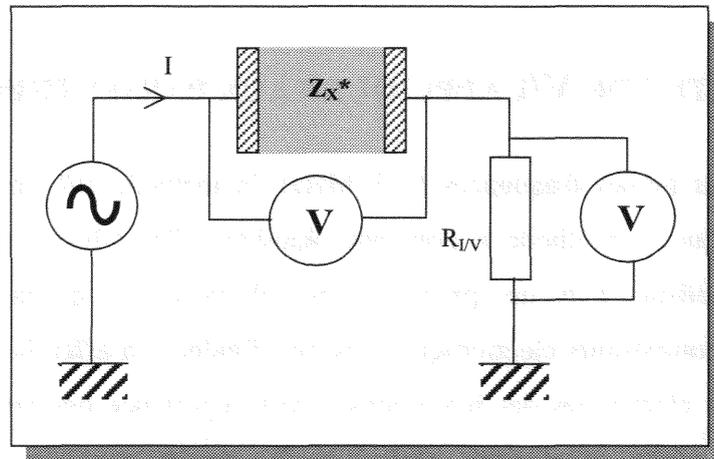


Figure I.24 : Méthode bipolaire

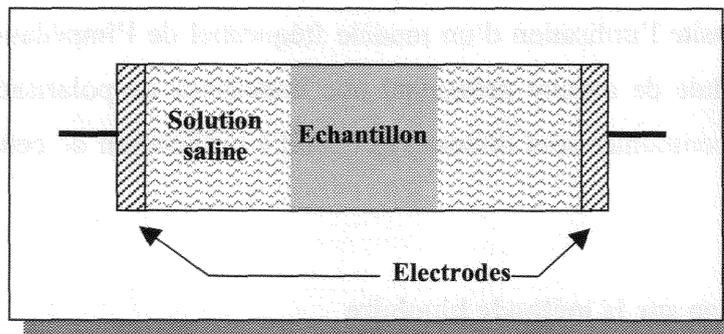
Schwan recense plusieurs méthodes permettant de compenser l'effet des impédances de polarisation [SCH 63], généralement basées sur une double mesure.

12.1.2 Méthode de substitution

Cette méthode consiste à faire une première mesure avec un échantillon d'impédance connue afin d'en déduire la valeur des impédances de polarisation. Une seconde mesure est alors réalisée avec l'échantillon à caractériser. En supposant l'impédance de polarisation identique dans les deux expériences, la seconde mesure peut alors être corrigée.

Evidemment, cette méthode souffre de l'hypothèse émise sur la constance de l'impédance de polarisation. Cette dernière dépendant de l'électrolyte (le tissu), cette hypothèse est douteuse. Une variante, destinée à la caractérisation d'échantillons solides, semble plus fiable. L'échantillon est placé dans une cellule de mesure remplie de solution physiologique et est conservé à distance des électrodes (Figure I.25).

Après avoir réalisé une mesure avec l'échantillon, une seconde mesure avec seulement la solution physiologique est effectuée. Si la distance séparant les électrodes de l'échantillon est suffisante, l'impédance de polarisation est identique dans les deux expériences. La solution ayant une conductivité et une permittivité connues, il est facile de déduire de cette double mesure l'impédance de l'échantillon.



S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

Figure I.25 : Méthode de substitution appliquée aux solides

12.1.3 Variation de la distance inter-électrodes

Cette méthode est plus spécifique aux liquides et permet donc de caractériser le sang par exemple. A nouveau, deux mesures sont réalisées successivement, avec cette fois un changement de la distance entre les deux électrodes.

Avec les indices 1 et 2 désignant respectivement la première et la seconde mesure et les exposants E, P et M pour respectivement l'impédance de l'échantillon, l'impédance de polarisation et l'impédance mesurée, on peut écrire :

$$Z_1^E + Z_1^P = Z_1^M \quad \text{et} \quad Z_2^E + Z_2^P = Z_2^M$$

Le couple métal/électrolyte étant identique dans les deux expériences, on peut poser :

$$Z_1^P = Z_2^P$$

Et on peut donc écrire :

$$Z_1^E - Z_2^E = Z_1^M - Z_2^M$$

Cette différence donne directement l'impédance du volume différentiel de liquide caractérisé si la relation liant l'impédance mesurée à la distance séparant les électrodes est linéaire. En pratique, cette linéarité peut être compromise en raison des éléments parasites, notamment capacitifs, qui affectent la cellule de mesure.

12.1.4 Variation de la fréquence

Cette méthode nécessite l'utilisation d'un modèle fréquentiel de l'impédance de polarisation et nécessite une cellule de mesure présentant une impédance de polarisation la plus faible possible. Ces deux contraintes sont dissuasives quand à l'utilisation de cette méthode qui ne sera pas décrite ici.

12.1.5 Conclusion sur la méthode bipolaire

Bien qu'il existe des techniques permettant de corriger les mesures de l'impédance de polarisation, rendant la méthode bipolaire utilisable, des inconvénients certains persistent. Ainsi, les deux méthodes les plus dignes d'intérêt, à savoir la méthode de substitution et la méthode de variation de la distance, nécessitent toutes deux une double mesure. Il y a donc un effet d'accumulation des erreurs et du bruit des mesures.

Par ailleurs, l'impédance de polarisation peut être de valeur très importante par rapport à celle de l'échantillon à caractériser. Il est alors difficile de réaliser une correction avec une précision suffisante pour ne pas altérer la détermination de l'impédance de l'échantillon.

Afin de pallier ces limitations, on préfère la méthode tétrapolaire à la méthode bipolaire.

12.2 METHODE TETRAPOLAIRE

12.2.1 Principe

Comme son nom l'indique, cette méthode met en œuvre 4 électrodes, deux d'entre elles sont destinées à l'injection du courant, les autres à la mesure de la chute de potentiel dans l'échantillon (Figure I.26).

Sur le schéma équivalent (Figure I.27) faisant apparaître les impédances de polarisation, Les impédances notées Z_{pi} désignent la polarisation à l'injection, Z_{pm} la polarisation à la mesure, Z_{VT} l'impédance du volume total de l'échantillon et Z_{VE} l'impédance du volume effectif, c'est à dire le volume d'échantillon réellement pris en compte. La mesure de la différence de potentiel aux bornes du volume effectif est réalisée avec un voltmètre d'impédance d'entrée idéalement infinie. Cette condition est indispensable à l'efficacité de la méthode.

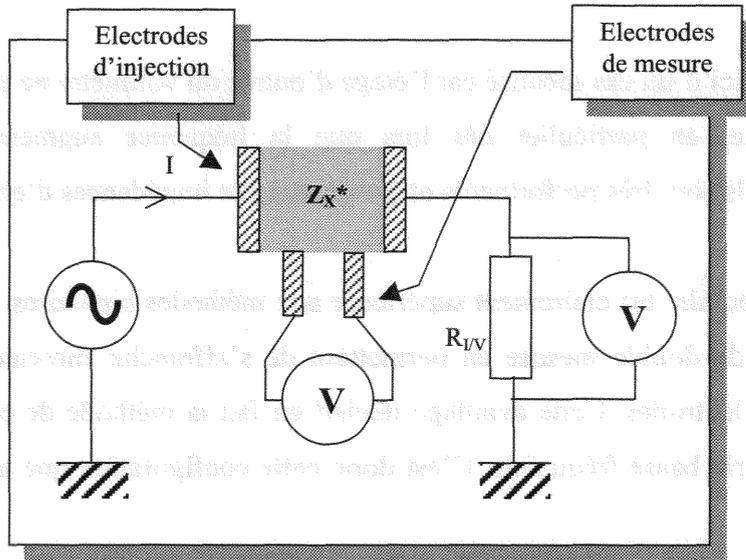


Figure I.26 : Méthode tétrapolaire

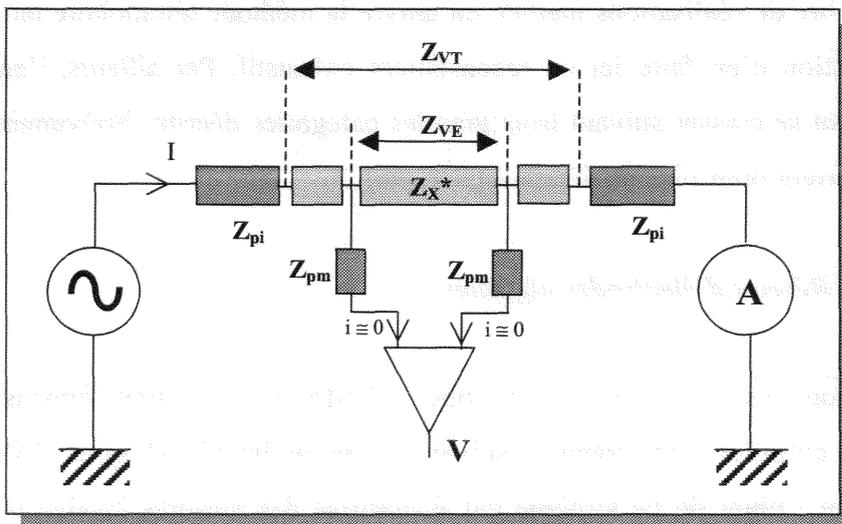


Figure I.27 : Schéma équivalent de la méthode tétrapolaire

Le schéma équivalent de la méthode montre que les impédances de polarisation à l'injection ne perturbent plus la mesure, ces dernières étant seulement dans le circuit de mesure du courant. Les électrodes en charge de la mesure de la différence de potentielle sont elles aussi affectées d'une impédance de polarisation. Cependant, si le voltmètre associé présente une très grande impédance d'entrée, aucun courant ne circule dans ces électrodes. Il n'y a donc pas de différence de potentiel aux bornes des impédances de polarisation et elles ne parasitent pas la mesure.

Bien sur, il s'agit ici d'un cas idéalisé car l'étage d'entrée du voltmètre ne présente jamais une impédance infinie, en particulier dès lors que la fréquence augmente. Cependant les composants actuels sont très performants et présentent des impédances d'entrée très grandes.

La méthode tétrapolaire est clairement supérieure aux méthodes bipolaires. En particulier, elle ne nécessite pas de double mesure en permettant de s'affranchir directement des effets de polarisation des électrodes. Cette avantage décisif en fait la méthode de prédilection pour la bioimpédancemétrie basse fréquence. C'est donc cette configuration que nous utiliserons par la suite.

12.2.2 Quelques dispositifs tétrapolaires

Un grand nombre de réalisations mettant en œuvre la méthode tétrapolaire ont vu le jour et il n'est pas question d'en faire ici un recensement exhaustif. Par ailleurs, l'ensemble de ces réalisations peut se classer suivant trois grandes catégories décrites brièvement à la suite. Le lecteur se reportera pour plus de détails à [RIG 96].

12.2.2.1 Réseau d'électrodes aiguilles

Chaque électrode est constituée d'une tige cylindrique de petites dimensions ou d'une aiguille. Ces 4 aiguilles sont arrangées suivant un réseau linéaire (Figure I.28). De nombreux travaux ont fait l'objet de ce système car il autorise des mesures in-vivo en raison de ses faibles dimensions et du fait qu'il ne nécessite pas l'excision d'un échantillon. Suesserman et al. [SUE 93] utilisent un tel système pour la caractérisation du tissu cochléaire, Jossinet et al. l'appliquent à la caractérisation in-vitro du tissu mammaire [JOS 85] et Steendijk et al. [STE

93] à la caractérisation du tissu cardiaque. Cette dernière application est d'ailleurs prédominante en raison de la possibilité de tenir compte de l'anisotropie du tissu.

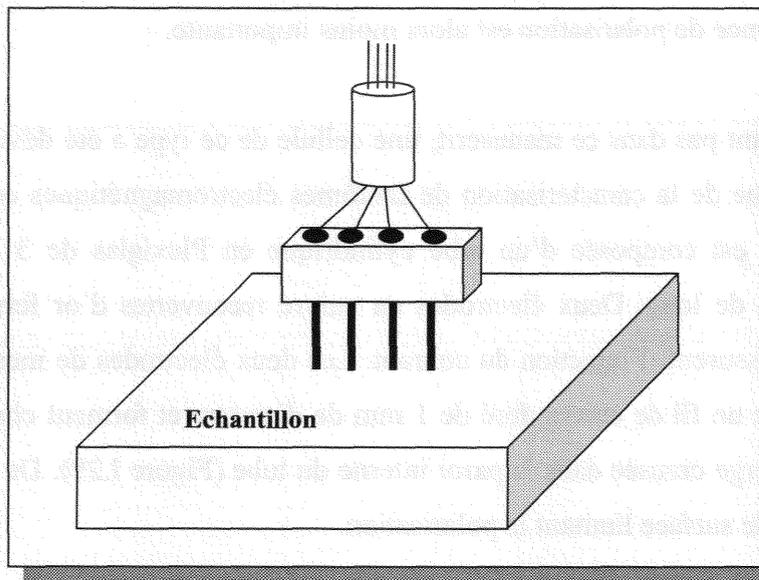


Figure I.28 : Système à électrodes aiguilles

Ainsi, en 1962, Rush établit les relations permettant de déterminer la conductivité du tissu suivant différentes directions après avoir effectué deux mesures orthogonales [RUS 62]. Ces résultats ont cependant été établis pour un milieu infini ou semi-infini. Des travaux récents [KUN 00], [SHI 98] ont montré que le respect de cette contrainte dimensionnelle implique des échantillons de grande taille par rapport à la distance séparant les électrodes d'injection du courant.

Enfin, signalons que Robillard et al. [ROB 79] ont montré que la résolution spatiale, c'est à dire l'aptitude à réaliser une mesure locale, est meilleure lorsque les deux électrodes d'injections sont placées côte-à-côte. Ce résultat ne semble pourtant, à notre connaissance, n'avoir jamais été mis en œuvre ultérieurement.

12.2.2.2 Cellules cylindriques

Ces réalisations résultent d'une mise en œuvre directe du schéma simplifié présenté figure I.26. Plusieurs réalisations destinées à la caractérisation de tissus mous [EPS 83], [HAM 94] ou de liquides [BAO 93] figurent dans la littérature. Cette dernière réalisation dispose d'une

cellule à paroi thermostatée par circulation d'eau, d'électrodes d'injection en carbone poreux et d'électrodes de mesure en poudre de tantale agglomérée. Ces matériaux permettent une augmentation importante de la surface des électrodes et donc une réduction de la densité de courant. L'impédance de polarisation est alors moins importante.

Bien que ne figurant pas dans ce manuscrit, une cellule de ce type a été développée au cours de ce travail en vue de la caractérisation de fantômes électromagnétiques en gélatine [GOE 98]. Cette cellule est composée d'un tube cylindrique en Plexiglas de 3 cm de diamètre interne sur 15 cm de long. Deux électrodes en cuivre recouvertes d'or ferment ce tube de façon étanche et assurent l'injection du courant. Les deux électrodes de mesure du potentiel sont réalisées avec un fil de cuivre doré de 1 mm de diamètre et forment chacune un anneau inséré dans une gorge creusée dans la paroi interne du tube (Figure I.29). De telles électrodes assurent une grande surface limitant la polarisation.

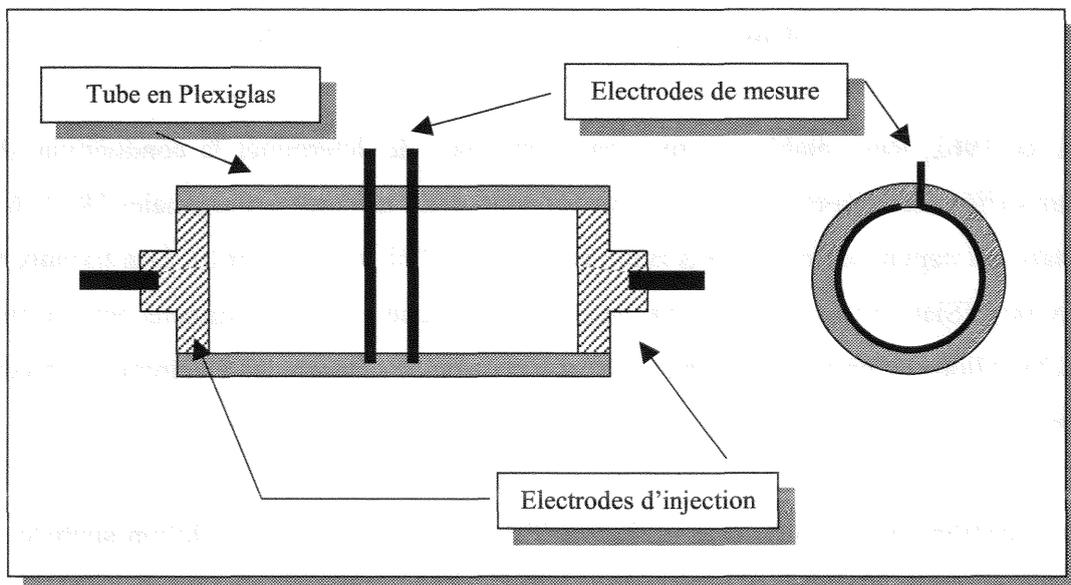


Figure I.29 : Cellule cylindrique destinée à la caractérisation de gélatine pour modèle électromagnétique

Contrairement à la méthode précédente, ce type de dispositif nécessite l'excision d'un échantillon et n'est donc pas destiné à une caractérisation in-vivo.

Une réalisation originale a été développée par Wtorek et al. [WTO 98] où la mesure du potentiel se fait dans le même plan que les électrodes d'injection. Par ailleurs, un système

d'électrodes de garde assure une géométrie du champ uniforme quelles que soient les dimensions de l'échantillon (Figure I.30).

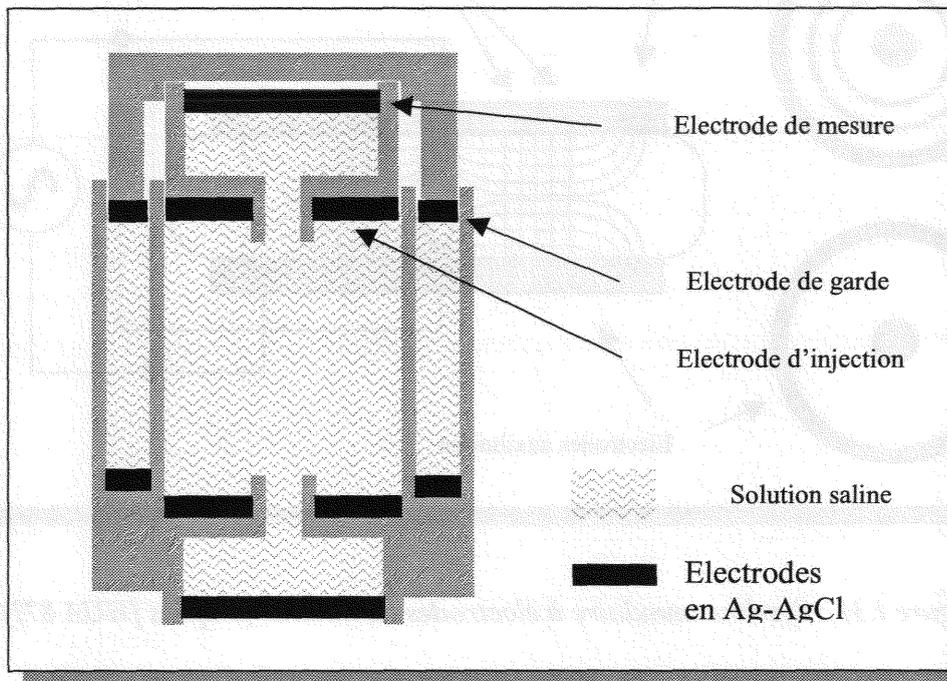


Figure I.30 : Cellule à électrodes de garde (d'après [WTO 98])

Cette cellule a été utilisée dans le cadre de la caractérisation d'échantillons de tissus cancéreux.

12.2.2.3 Systèmes à électrodes annulaires

Ce système, proposé par Huang et al. [HUA 87] utilise un double jeu d'électrodes venant enserrer l'échantillon en vue de confiner le champ électrique (Figure I.31).

Les auteurs ont utilisé ce système pour caractériser in-vivo la peau et l'intestin. Grâce à l'adjonction des électrodes auxiliaires, le champ est confiné et présente une géométrie uniforme au niveau des électrodes de mesure. Il est alors aisé de déduire de la mesure d'impédance la conductivité et la permittivité du tissu. On observera cependant qu'en raison de sa géométrie circulaire, ce système ne peut prendre en compte l'anisotropie du tissu.

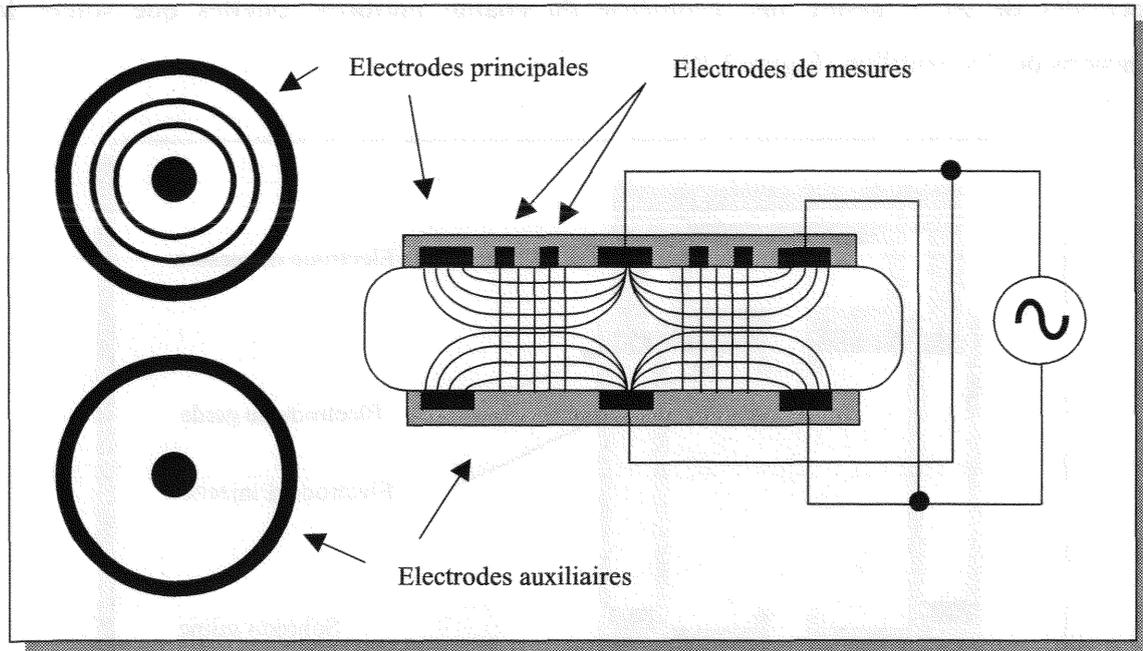


Figure I.31 : Système annulaire à électrodes auxiliaires (d'après [HUA 87])

CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE

Après avoir présenté dans le premier chapitre l'histologie du tissu osseux, les nombreux facteurs d'influence pouvant perturber la mesure de la bioimpédance ont été discutés dans le second chapitre.

Afin de préserver au mieux les propriétés électriques des échantillons osseux que nous serons amené à caractériser, les précautions suivantes devront être respectées :

- Conservation au réfrigérateur des échantillons mais pas de congélation.
- Hydratation constante par immersion dans une solution saline de conductivité proche de celle des tissus. L'excision devra également être effectuée sous hydratation constante en évitant tout échauffement des tissus.
- Mesures effectuées dans un délai de quelques jours.
- Température connue ou mieux, contrôlée et identique à la température corporelle.
- Repérer précisément le lieu des sites d'excision (par rapport à l'os entier par exemple)
- Orienter les échantillons par rapport à la microstructure osseuse afin de prendre en compte l'anisotropie du tissu.
- Mesurer le pH de la solution d'hydratation des échantillons. A défaut, préciser sa composition.

Dans le troisième chapitre ont été recensées les différentes méthodes de mesure utilisées en bioimpédancemétrie. Dans le domaine des basses fréquences, la méthode V/I est particulièrement prisée en raison de sa simplicité. C'est donc cette méthode que nous mettrons en œuvre conjointement à une cellule de mesure à quatre électrodes car cette configuration permet de s'affranchir efficacement des effets des impédances associées aux interfaces électrode/tissu.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

PARTIE II

**CONCEPTION ET REALISATION
D'UNE
CELLULE DE MESURE**

INTRODUCTION A LA SECONDE PARTIE

Dans la partie précédente nous avons exposé les différentes méthodes de mesure de la bio-impédance et en particulier les méthodes spécifiques aux basses fréquences. Suite à cet exposé, la méthode des quatre électrodes, ou méthode tétrapolaire, a été retenue. Comme il a déjà été montré, cette configuration permet de s'affranchir du problème de polarisation des électrodes. Il faut cependant remarquer ici que quelle que soit la chaîne instrumentale associée à un tel dispositif, la mesure réalisée ne donne que l'impédance complexe Z^* de l'échantillon alors que nous désirons déterminer sa conductivité électrique σ' et sa permittivité diélectrique ϵ' . Une relation reliant Z^* à σ' et ϵ' est donc nécessaire.

Dans le premier chapitre (*Chapitre I - Modèle de cellule à quatre électrodes*), nous montrons que la relation liant l'impédance aux propriétés électriques intrinsèques du tissu dépend de la géométrie du champ électrique induit par les électrodes d'injection du courant. Cette relation est alors déterminée dans le cas idéalisé d'un champ électrique uniforme. Son alors exposés les problèmes du cas réel liés aux effets de bords, c'est à dire à la fuite des lignes de champ hors de l'échantillon sous test. Plusieurs solutions sont alors présentées et un choix parmi ces différentes possibilités est effectué.

Arrivé à ce point, il sera nécessaire de calculer la distribution du champ électrique dans la cellule de mesure. En préliminaire à la présentation de la méthode de calcul numérique utilisée, le chapitre II (*Chapitre II - Formulation Quasi-statique du Champ*) exposera de façon détaillée les conditions à respecter pour que les calculs puissent se faire en considérant le champ comme statique. En raison de sa simplicité de programmation, la méthode des différences finies a été retenue. Le principe de cette méthode sera exposé dans le cadre de la résolution de l'équation de Laplace. En effet, dans le cadre de l'approximation du régime quasi-statique, le problème abordé ici se résume à cette équation (à laquelle viennent toutefois s'ajouter les conditions aux frontières). Cet exposé sera présenté pour un milieu homogène et isotrope. Suivra alors la présentation, sans démonstration, d'une formulation plus élaborée de la méthode autorisant la résolution de l'équation de Laplace pour un milieu hétérogène et anisotrope.

Enfin, le dernier chapitre (*Chapitre III - Réalisation Instrumentale et Résultats de*

Simulations) présente dans un premier temps la cellule de mesure telle qu'elle a été réalisée. Ainsi, on disposera de toutes les cotations nécessaires à une simulation réaliste du champ électrique. Différentes simulations ont été effectuées avec pour objectifs les trois points suivants :

- Evaluer l'efficacité des électrodes de garde dans le contrôle des effets de bords.
- Evaluer l'influence de l'anisotropie du milieu étudié sur la mesure.
- Evaluer l'influence sur la constante de cellule associée à la configuration particulière retenue pour les électrodes de mesure.

CHAPITRE I

MODELE DE CELLULE A QUATRE ELECTRODES

1 - DETERMINATION DE σ ET ϵ DANS LE CAS IDEAL D'UN CHAMP UNIFORME

L'objectif ici est de déterminer la relation liant la conductivité $\sigma'(\omega)$ (notée σ) et la permittivité $\epsilon'(\omega)$ (notée ϵ) à l'impédance complexe $Z^*(\omega)$ (notée Z^*), seule grandeur mesurable directement. On se place dans le cas de la figure II.1 représentant la configuration classique d'un système à quatre électrodes. Il s'agit ici d'un cas idéalisé où toutes les lignes de courant issues des électrodes d'injection sont parallèles entre elles. Le champ électrique \vec{E} résultant est donc uniforme dans tout le volume délimité par l'espace inter-électrodes et les équipotentielles sont des plans parallèles entre eux et orthogonaux aux lignes de champ (et donc de courant). Le milieu étudié est supposé homogène et isotrope.

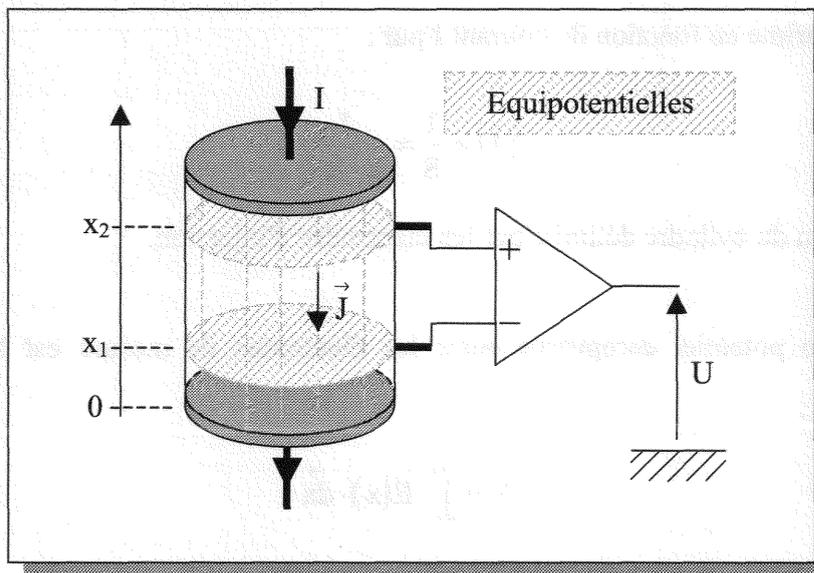


Figure II.1 : Cellule à quatre électrodes et champ uniforme

Définition : Nous appellerons « volume effectif » le volume réellement pris en compte par la mesure. Dans l'exemple de la figure II.1, le volume effectif est délimité par les deux équipotentielles grisées et par le tube de courant dont la section est définie par les électrodes d'injection.

Dans le cadre d'une telle géométrie, il est facile de relier l'impédance complexe mesurée aux propriétés diélectriques intrinsèques (σ et ϵ) du matériau placé entre les électrodes d'injection.

En effet, nous pouvons écrire en régime harmonique :

$$\vec{J} = (\sigma + j \cdot \omega \cdot \epsilon) \cdot \vec{E} \quad \text{Eq. 1}$$

avec $\omega = 2\pi \cdot f$ et $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$.

Cette relation, reliant la densité de courant \vec{J} au champ électrique \vec{E} pour un milieu homogène et isotrope, est vraie indépendamment de la géométrie du champ. La nature complexe du facteur de proportionnalité traduit l'éventuel déphasage de \vec{J} par rapport à \vec{E} dans le plan complexe. Ces vecteurs sont par ailleurs colinéaires (dans l'espace physique) car σ et ϵ sont ici des scalaires (par opposition à des tenseurs) conformément à l'hypothèse d'isotropie du milieu.

En raison de la géométrie du champ, le module $\|\vec{J}\|$ de la densité de courant est lui-même uniforme et s'exprime en fonction du courant I par :

$$\|\vec{J}\| = \frac{I}{S} = \frac{I}{\pi \cdot R^2} \quad \text{Eq. 2}$$

où S est la section du cylindre délimité par les électrodes d'injection.

La différence de potentiel enregistrée entre les électrodes de mesure est liée au champ électrique \vec{E} par :

$$V = \int_{x_1}^{x_2} \vec{E}(x) \cdot d\vec{x} \quad \text{Eq. 3}$$

Le champ électrique étant uniforme de module E , on obtient immédiatement :

$$V = E \cdot (x_2 - x_1) \quad \text{Eq. 4}$$

En introduisant les équations 2 et 4 dans l'équation 1, il vient :

$$Z^* = \frac{V}{I} = \frac{x_2 - x_1}{\pi \cdot R^2 \cdot (\sigma + j \cdot \omega \cdot \epsilon)} \quad \text{Eq. 5}$$

L'objectif étant de calculer σ et ϵ , il s'avère plus simple de recourir à l'expression de l'admittance mesurée et on pose :

$$Y^* = \frac{1}{Z^*} = G + j \cdot B \quad \text{Eq. 6}$$

Par identification entre parties réelles et imaginaires des équations 5 et 6, on obtient en fin de compte :

$$\sigma = \frac{x_2 - x_1}{\pi \cdot R^2} \cdot G \quad \text{Eq. 7}$$

$$\epsilon = \frac{x_2 - x_1}{\pi \cdot R^2} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot B \quad \text{Eq. 8}$$

Le terme commun $\frac{x_2 - x_1}{\pi \cdot R^2}$ ne dépend que de la géométrie de la cellule de mesure (diamètre des électrodes d'injection et écart entre les électrodes de mesure) et constitue donc le facteur de cellule du dispositif.

Rappel : En posant $\underline{Z} = |Z| \cdot e^{j\varphi}$, on a $G = \frac{1}{|Z|} \cdot \cos(\varphi)$ et $B = -\frac{1}{|Z|} \cdot \sin(\varphi)$

2 - LE CAS REEL : INFLUENCE DES EFFETS DE BORDS

2.1 MISE EN EVIDENCE DES EFFETS DE BORDS

Comme il a été précisé dans le paragraphe précédent, la géométrie du champ entre les électrodes d'injection a été jusqu'ici idéalisée. En particulier, on a supposé que les lignes de courant restaient parfaitement confinées dans le cylindre délimité par les électrodes d'injection. En réalité il n'en est rien et en raison des effets de bords, deux électrodes placées en vis-à-vis dans un milieu homogène génèrent un champ électrique dont les équipotentielles présentent l'aspect de celles de la figure II.2.

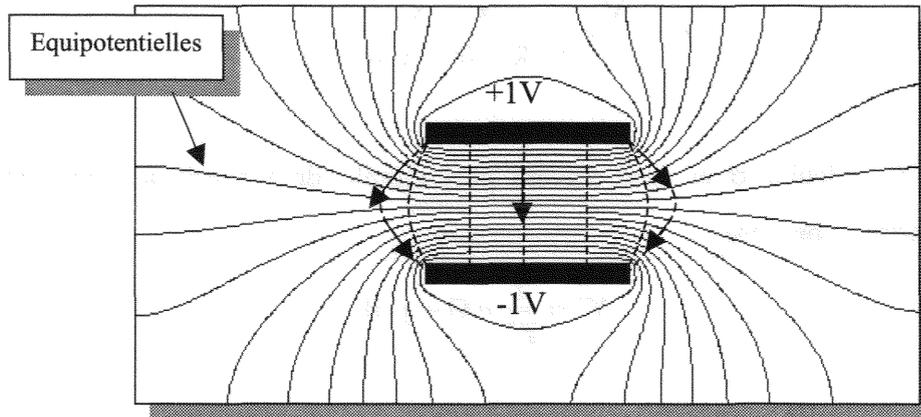


Figure II.2 : Equipotentiels et lignes de courant générées par un condensateur plan

Cette figure, calculée numériquement en 2 dimensions, montre les équipotentiels produites par deux électrodes identiques portées aux potentiels +1V et -1V. Les lignes du champ électrique (ou les lignes de courant), dont seulement quelques représentantes ont été dessinées, sont en tout point orthogonales aux équipotentiels qu'elles traversent. On observe que les lignes de champ ne restent pas confinées dans le cylindre délimité par les électrodes et passent donc dans le milieu extérieur.

2.2 INFLUENCE DES EFFETS DE BORDS SUR LA MESURE

Il apparaît alors que les équations établies précédemment (Eqs. 6 et 7) ne sont plus exactes et cela pour les deux raisons suivantes :

- **Impédance parasite**

La totalité du courant I ne circule plus uniquement dans l'échantillon. Par effet de bords, une partie de celui-ci circule dans le milieu ambiant. On mesure alors une impédance résultant de la mise en parallèle de l'échantillon et du milieu ambiant. On remarquera cependant que si ce milieu ambiant est un très bon isolant (de l'air par exemple), les lignes de courant résultant de l'effet de bords véhiculent un courant d'origine purement capacitif. L'impédance parasite dépend alors fortement de la fréquence et devient d'autant plus significative que la fréquence est élevée.

- **Déformation du volume effectif**

Les équipotentielles ne sont plus des surfaces planes, même entre les électrodes. Le champ électrique \vec{E} et la densité de courant \vec{J} ne sont plus uniformes. Il en résulte que même en négligeant l'impédance parasite due aux effets de bords, les surfaces équipotentielles « reliées » aux électrodes de mesure n'englobent plus un cylindre de rayon R et de hauteur $(x_2 - x_1)$ (figure II.3). Le facteur de cellule d'expression $\frac{x_2 - x_1}{\pi \cdot R^2}$ n'est donc plus correct.

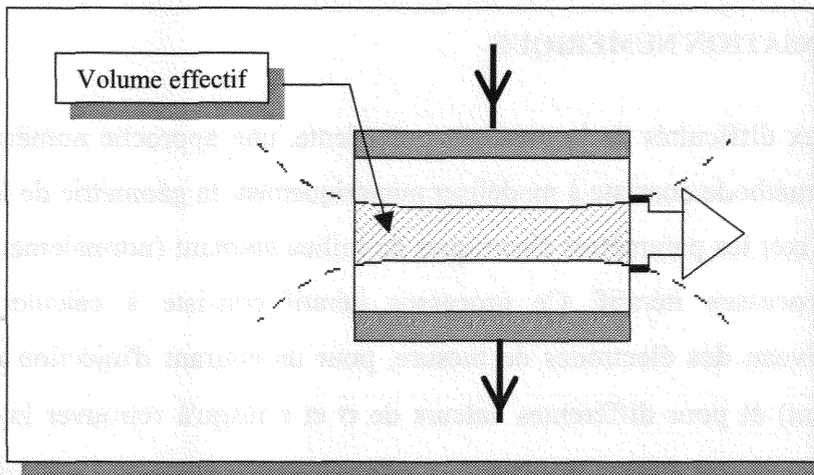


Figure II.3 : Effet de la distorsion des équipotentielles sur le volume effectif

3 - CORRECTION DES EFFETS DE BORD

Comme il vient d'être vu, les effets de bords faussent la mesure et doivent donc être corrigés. Afin d'effectuer cette correction, trois approches sont ici proposées. Les deux premières sont mathématiques et tentent de modéliser les effets de bord afin de les corriger a posteriori, c'est à dire après que la mesure ait été effectuée. La troisième méthode est mécanique puisqu'elle repose sur une amélioration de la cellule de mesure et tente de compenser les effets de bords dès la prise de mesure.

3.1 CORRECTION ANALYTIQUE

Il s'agit ici de déterminer la relation analytique liant l'impédance mesurée aux paramètres diélectriques en incluant les effets de bords. Il s'agit donc d'une méthode identique à celle

utilisée dans le cas idéal mais généralisée. Malheureusement, cette méthode requiert le calcul de la distribution du potentiel dans la cellule. Même pour une géométrie simple comme des électrodes d'injection cylindriques, l'expression obtenue pour le potentiel n'est pas analytique mais pseudo-analytique, c'est à dire qu'elle prend la forme d'une série de fonctions propres au système de coordonnées choisi (fonction de Bessel en coordonnées cylindriques). Il est alors généralement impossible d'en déduire les expressions donnant σ et ϵ . On trouvera dans [RUS 62] un exemple où une telle méthode est appliquée à une configuration à 4 électrodes en milieu semi-fini.

3.2 COMPENSATION NUMERIQUE

Afin de palier aux difficultés de la méthode précédente, une approche numérique peut être envisagée. Cette méthode consiste à modéliser numériquement la géométrie de la cellule et de l'échantillon, de fixer les paramètres électriques du milieu ambiant (normalement connu) puis d'amorcer un processus itératif. Ce processus itératif consiste à calculer le potentiel (complexe) au niveau des électrodes de mesure, pour un courant d'injection donné (connu expérimentalement) et pour différentes valeurs de σ et ϵ jusqu'à retrouver la différence de potentiel mesurée (Figure II.4). Entre deux itérations, les corrections à apporter à σ et à ϵ peuvent être calculées en observant l'erreur commise entre la différence de potentiel calculée et la différence de potentiel mesurée. L'algorithme se résume alors à un problème de minimisation pour lesquels de nombreuses méthodes de résolution existent.

Cette méthode, inspirée de la tomographie d'impédance électrique (EIT) [WOO 93], [ART 94], [GLI 95] présente évidemment l'inconvénient de la durée de calcul. Si l'échantillon présente des caractéristiques géométriques constantes, c'est à dire s'il est possible de le découper avec précision toujours aux mêmes dimensions, il devient alors possible de réaliser un abaque, ce qui revient à faire les calculs une fois pour toutes. Le problème est cependant plus complexe dans le cas où l'échantillon est anisotrope. En effet, la dépendance des paramètres diélectriques avec la direction augmente le nombre de degrés de liberté du problème, rendant le temps de calcul prohibitif. Il est même probable qu'un problème d'unicité de la solution se pose, mais ce dernier point serait à étudier plus en détail. A notre connaissance, cette approche n'a jamais été mise en œuvre.

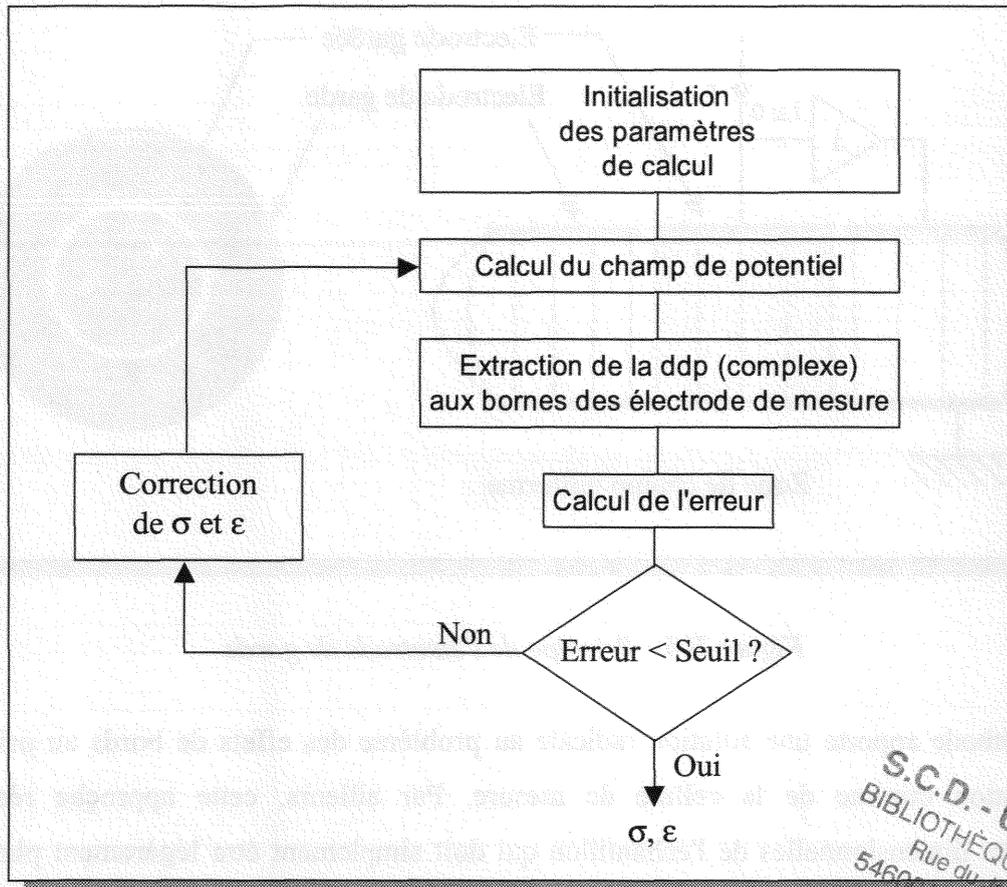


Figure II.4 : Algorithme de compensation des effets de bords

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

3.3 ELECTRODES DE GARDE

Contrairement aux deux méthodes précédentes, l'utilisation d'électrodes de garde vise à contrecarrer la propension du champ à s'étaler et tente de le confiner dans l'échantillon [WTO 98]. On retrouve ainsi la géométrie du champ idéalisée utilisée précédemment. Le principe de l'électrode de garde est illustré par la figure II.5. Une électrode auxiliaire est placée au plus près de l'électrode à préserver de l'effet de bord. Cette électrode auxiliaire, ou électrode de garde, est portée au même potentiel que l'électrode gardée via un étage suiveur. Ainsi, le champ reste uniforme sous l'électrode gardée et, en raison de l'impédance d'entrée très élevée de l'étage suiveur, la totalité du courant I traverse cette zone de champ uniforme.

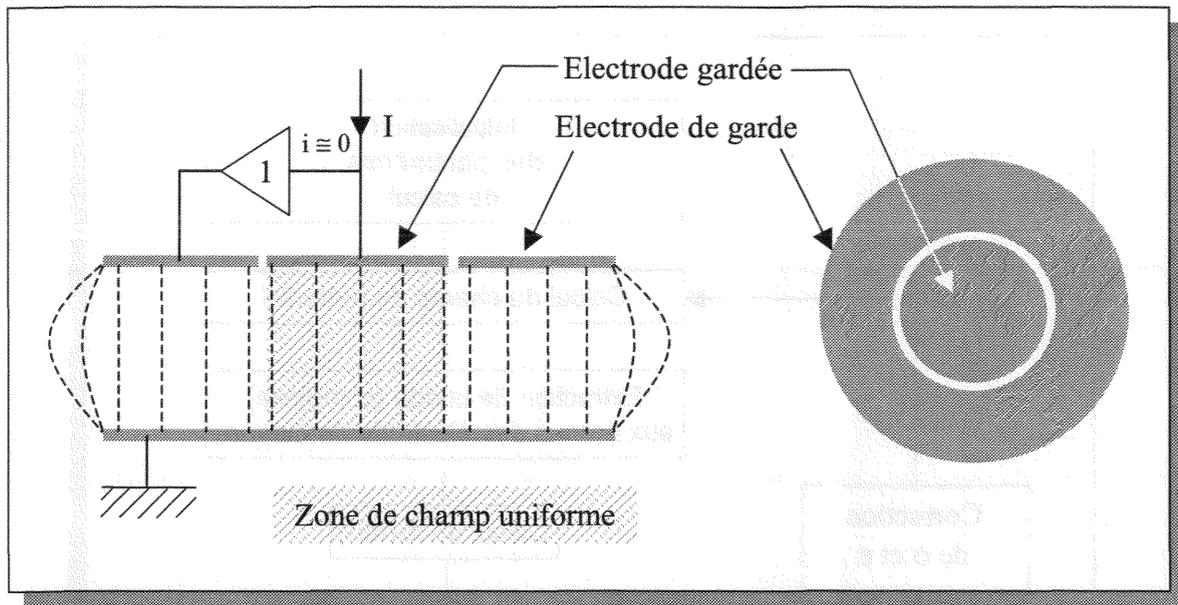


Figure II.5 : Principe de l'électrode de garde

Cette méthode apporte une solution radicale au problème des effets de bords au prix d'une complication minimale de la cellule de mesure. Par ailleurs, cette approche réduit les contraintes dimensionnelles de l'échantillon qui doit simplement être légèrement plus grand que les électrodes d'injection. Enfin, comme on le verra par la suite, cette méthode rend la mesure directionnelle ce qui permet de gérer l'éventuelle anisotropie de l'échantillon.

En raison de l'efficacité de la méthode de l'électrode de garde, c'est cette technique que nous retiendrons pour compenser les effets de bords. Afin de pouvoir vérifier le fonctionnement correct de cette méthode dans le cadre d'une réalisation concrète (pour laquelle des contraintes d'usinage apparaissent), il est nécessaire de calculer le champ dans la cellule de mesure. Pour cela nous aurons recours à une méthode numérique, les différences finies, objet des chapitres suivants.

CHAPITRE II

FORMULATION QUASI-STATIQUE DU CHAMP

1 - EQUATION DE LAPLACE

Avant d'introduire la méthode numérique utilisée pour le calcul du champ électrique, il est nécessaire de définir le problème à résoudre et les conditions de validité du modèle employé, c'est l'objet de ce chapitre.

Dans un milieu dépourvu de charges d'espace et soumis à un champ statique, le potentiel ϕ est décrit par l'équation de Laplace. En utilisant le formalisme opérationnel, et pour un milieu hétérogène et anisotrope, cette équation prend la forme :

$$\nabla \cdot (\bar{\sigma} \cdot \nabla \phi) = 0 \quad \text{Eq. 9}$$

où $\bar{\sigma}$ est le tenseur de conductivité pouvant être fonction de la position (milieu hétérogène). Si le milieu est homogène et isotrope, ce tenseur est remplacé par un scalaire pouvant être mis en facteur, il ne reste alors plus que :

$$\nabla \cdot \nabla \phi = 0 \quad \text{Eq. 10}$$

Cette équation, la plus simple possible, nous servira à exposer la méthode de résolution numérique par différences finies. Une formulation plus générale de cette méthode sera alors présentée et permettra la résolution du problème général décrit par l'équation 9.

2 - APPROXIMATIONS DU REGIME QUASI-STATIQUE (ARQS)

L'équation de Laplace présentée dans le paragraphe précédent n'est valide que dans le cas statique, c'est à dire lorsque le champ ne varie pas dans le temps. Cependant, moyennant certaines précautions, il est possible d'étendre ce résultat au cas d'un champ lentement variable. L'approximation du régime quasi-statique (ARQS) décrit l'ensemble des conditions à vérifier pour qu'une telle extension soit acceptable.

2.1 EXPRESSION DU CHAMP EN REGIME DYNAMIQUE [PLO 67]

Soit un milieu linéaire, homogène et isotrope caractérisé sur le plan électrique par la conductivité σ , la permittivité électrique ϵ et la perméabilité magnétique μ . A ce milieu est appliqué un courant de densité \vec{J} variant sinusoïdalement dans le temps à la pulsation ω . Ces variations ne pouvant être répercutées instantanément dans tout le milieu, les champs ainsi créés se propagent à une vitesse finie.

Le potentiel scalaire ϕ et le potentiel vecteur \vec{A} sont alors donnés par :

$$\phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi \cdot (\sigma + j\omega\epsilon)} \int_V \frac{\rho'(x', y', z') \cdot e^{-jkR}}{R} dV'(x', y', z') \quad \text{Eq. 11}$$

$$\vec{A}(x, y, z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}'(x', y', z') \cdot e^{-jkR}}{R} dV'(x', y', z') \quad \text{Eq. 12}$$

avec :

$$R = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \quad \text{Eq. 13}$$

où les variables non primées sont relatives au point où le champ est calculé et les variables primées sont relatives aux points appartenant à la source.

Le champ électrique est alors donné par :

$$\vec{E} = -j\omega\vec{A} - \nabla\phi \quad \text{Eq. 14}$$

Le nombre d'onde k est par définition égal à :

$$k = \sqrt{j\omega\mu \cdot (\sigma + j\omega\epsilon)} \quad \text{Eq. 15}$$

Ce nombre d'onde étant complexe, on peut calculer sa partie réelle et sa partie imaginaire :

$$k = \alpha + j\beta \quad \text{Eq. 16}$$

Ce qui donne après identification :

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \cdot \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right)^2} - 1 \right]^{1/2} \quad \text{Eq. 17}$$

et :

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \cdot \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right)^2} + 1 \right]^{1/2} \quad \text{Eq. 18}$$

où α , exprimé en np.m^{-1} , représente l'atténuation du milieu et β , exprimé en rad.m^{-1} , donne la constante de phase due au retard de propagation.

2.2 EFFET DE PROPAGATION

Dans le cadre des ARQS, l'effet de propagation doit être négligeable, c'est à dire que tout changement de la source doit être répercuté instantanément dans l'ensemble du domaine étudié. Si tel n'était pas le cas, un changement de l'état de la source serait suivi d'un régime transitoire (le temps que l'ensemble du domaine soit affecté) ce qui est contradictoire avec un régime statique.

Dans les équations 11 et 12, le retard avec lequel un point du domaine est affecté par un changement de la source est inclus dans le terme e^{-jkR} puisque c'est le nombre d'onde k qui traduit entre autres le retard du signal. Si dans cette exponentielle k est remplacé par son expression (Eq. 16), le déphasage entre deux points séparés de la distance R est donné par :

$$\Delta\phi = \beta \cdot R \quad \text{Eq. 19}$$

Afin que ce déphasage soit négligeable, il faut vérifier $\Delta\phi \ll 1$ soit encore :

$$\beta \cdot R \ll 1 \quad \text{Eq. 20}$$

d'où :

$$\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \cdot \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right)^2} + 1 \right]^{1/2} \cdot R \ll 1 \quad \text{Eq. 21}$$

La contrainte exprimée par l'équation 20 est en fait trop restrictive et on peut se contenter de $\beta \cdot R$ faible.

Afin d'évaluer si cette condition est vérifiée dans le cas qui nous concerne, la figure ci-dessous donne la valeur du paramètre β ($\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$) dans le cas de l'os compact et de l'os spongieux. Le modèle fréquentiel utilisé est celui donné par [GAB 96] déjà évoqué dans la partie I.

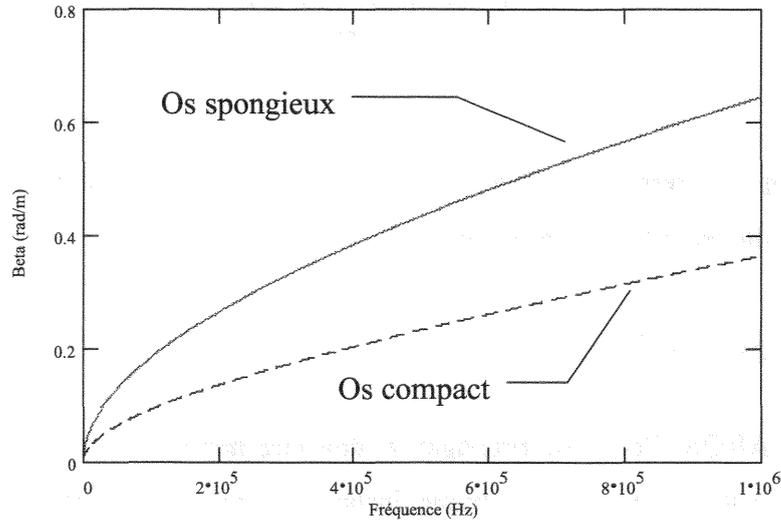


Figure II.6 : Déphasage dans l'os compact et spongieux

Les échantillons que nous serons amenés à caractériser étant de l'ordre du centimètre ($R \approx 10^{-2}$) il est clair que l'effet de propagation est totalement négligeable.

Remarque : La longueur d'onde dans le milieu est donnée par $\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$. En introduisant cette relation dans l'équation 19 on obtient la condition bien connue : $\lambda \gg 2\pi \cdot R$.

2.3 EFFET CAPACITIF

La nature complexe du coefficient $\sigma + j\omega\epsilon$ dans les équations 11 et 12 traduit le déphasage entre les champs baignant le milieu. Une illustration en est donnée par la relation déjà rencontrée $\vec{J} = (\sigma + j \cdot \omega \cdot \epsilon) \cdot \vec{E}$ qui montre qu'un déphasage existe entre le champ de la densité de courant et le champ électrique. En régime statique, une telle notion de déphasage ne peut exister puisque le temps n'intervient plus dans les équations. Dans le cas quasi-

statique, il faut donc vérifier que $\omega\epsilon \ll \sigma$, soit encore :

$$f \ll \frac{\sigma}{2\pi \cdot \epsilon} \quad \text{Eq. 22}$$

L'abaque de la figure II.7 donne la fréquence maximale à ne pas dépasser pour que l'effet capacitif soit négligeable. La fréquence maximale a été choisie comme étant :

$$f_{\max} = \frac{1}{10} \cdot \frac{\sigma}{2\pi \cdot \epsilon} \quad \text{Eq. 23}$$

Chaque courbe a été tracée pour une valeur de conductivité donnée car ce paramètre ne varie pas beaucoup avec la fréquence, contrairement à la permittivité.

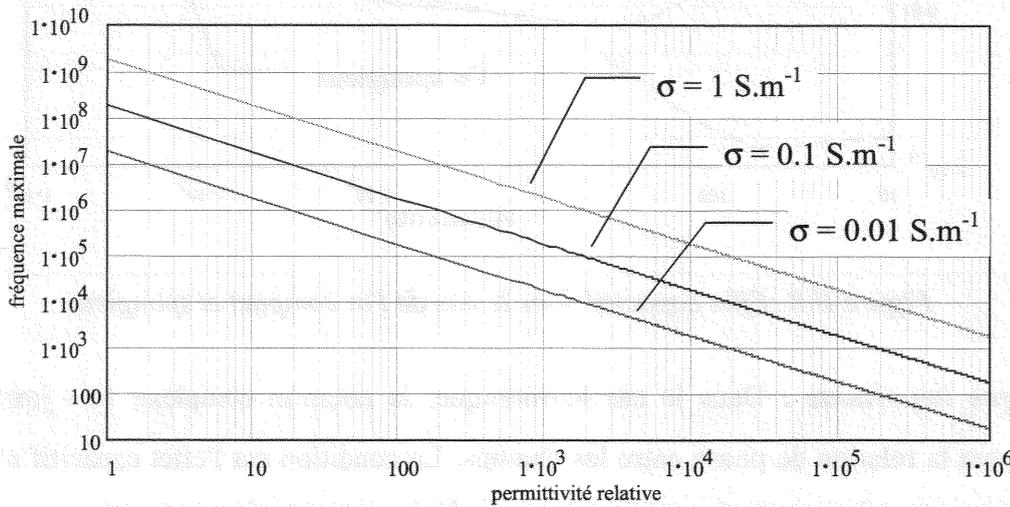


Figure II.7 : Fréquence maximale vis-à-vis de l'effet capacitif

Si on désire inclure plus précisément le comportement fréquentiel des paramètres σ et ϵ , une approche consiste à poser :

$$f = \delta(f) \cdot \frac{\sigma(f)}{2\pi\epsilon(f)}$$

On peut alors tracer en fonction de la fréquence la courbe $\delta(f) = \frac{f \cdot 2\pi\epsilon(f)}{\sigma(f)}$ qui donne alors le rapport entre la fréquence à laquelle les paramètres $\sigma(f)$ et $\epsilon(f)$ sont évalués et la limite fréquentielle $\frac{\sigma(f)}{2\pi\epsilon(f)}$ en dessous de laquelle l'effet capacitif est négligeable.

La figure II.8 donne la courbe de $\delta(f)$ pour le cas de l'os spongieux et de l'os compact. Le modèle du comportement fréquentiel des paramètres électriques de l'os est le même que celui utilisé dans le paragraphe précédent (effet de propagation). Il apparaît que l'effet capacitif commence à devenir significatif lorsqu'on se rapproche de 1MHz.

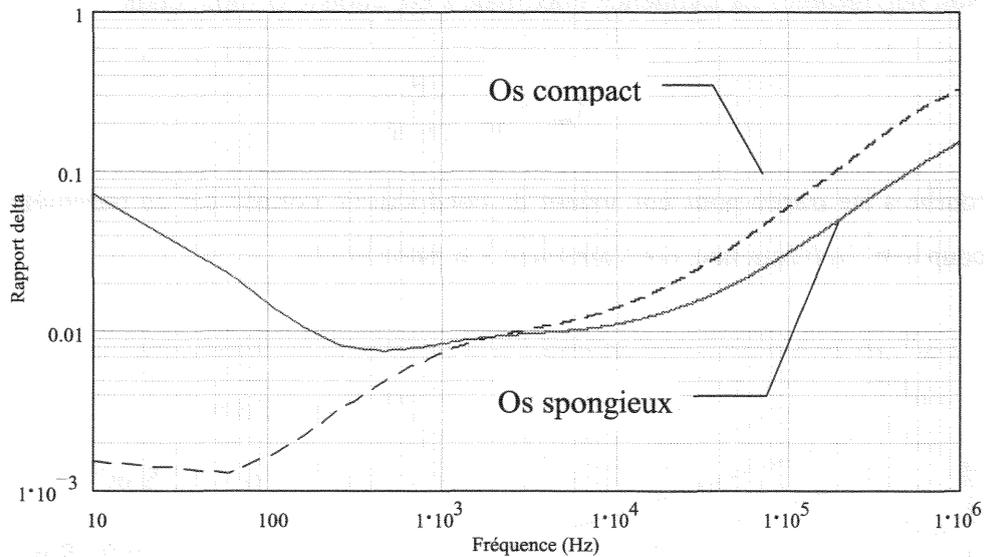


Figure II.8 : Effet capacitif dans le cas de l'os compact et spongieux

Remarque importante : Dans le cas harmonique, la notation complexe $(\sigma + j\omega\epsilon)$ traduit exactement la relation de phase entre les champs. La condition sur l'effet capacitif n'est donc pas dans ce cas strictement nécessaire puisque le déphasage est pris en compte.

2.4 EFFET INDUCTIF

L'équation 14 ($\vec{E} = -j\omega\vec{A} - \nabla\phi$) montre que le champ électrique admet une composante $j\omega\vec{A}$ résultant de l'induction magnétique. Ce terme étant issu de la variation temporelle du champ magnétique d'induction, sa contribution par rapport à celle du terme $\nabla\phi$ doit être négligeable pour se rapprocher du cas statique.

Pour que cette condition soit vérifiée, il faut $|\omega \cdot \vec{A}| \ll |\nabla\phi|$.

Le potentiel vecteur \vec{A} par unité de volume en un point situé à la distance R d'une source de courant de densité volumique J'_s est donné par :

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{J'_s}{R} dV' \quad \text{Eq. 24}$$

Le potentiel scalaire ϕ et le potentiel vecteur \vec{A} doivent satisfaire la jauge de Lorentz, c'est à dire :

$$\nabla \cdot \vec{A} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad \text{Eq.25}$$

En régime harmonique et en rappelant que la célérité c de la lumière dans le milieu est donnée par : $c = \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \epsilon^*}}$ avec la permittivité complexe $\epsilon^* = \epsilon \cdot \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon}\right)$ on a alors (pour un milieu amagnétique) :

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \cdot \left(\frac{J'_s}{R} dV' \right) = \nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\mu_0\epsilon \cdot \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon}\right) \cdot \phi \quad \text{Eq.26}$$

On a donc :

$$\phi = -\frac{1}{j4\pi\omega\epsilon^*} \nabla \cdot \left(\frac{J'_s}{R} dV' \right) \quad \text{Eq. 27}$$

$$\phi = -\frac{dV'}{j4\pi\omega\epsilon^*} J'_s \nabla \left(\frac{1}{R} \right) = -\frac{dV'}{j4\pi\omega\epsilon^*} \cdot \frac{J'_s \cdot \vec{a}_R}{R^2} \quad \text{Eq. 28}$$

où \vec{a}_R est un vecteur unitaire porté par la droite reliant le point source au point d'observation.

En prenant J'_s et \vec{a}_R colinéaires, on obtient alors :

$$|\nabla\phi| = \frac{J_s}{4\pi\omega\epsilon^* \cdot R^3} \quad \text{Eq. 29}$$

Le rapport permettant d'évaluer la contribution de l'induction magnétique au champ électrique vaut donc :

$$\left| \frac{\omega \vec{A}}{\nabla \phi} \right| = |\omega^2 \mu_0 \varepsilon^* \cdot R^2|^2 = |k \cdot R|^2 \quad \text{Eq. 30}$$

Afin que les effets de l'induction magnétique soient négligeables, il faut donc vérifier :

$$|k \cdot R|^2 \ll 1 \quad \text{Eq. 31}$$

Or on a déjà vu que $k = \alpha + j\beta$ donc l'équation précédente peut se mettre sous la forme :

$$R^2 \cdot (\alpha^2 + \beta^2) \ll 1$$

Par ailleurs, on a :

$$k = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu\sigma \cdot \left(1 + j\frac{\omega\varepsilon}{\sigma}\right)}$$

Si les effets capacitifs sont négligeables, alors $\omega\varepsilon \ll \sigma$ et on peut alors écrire :

$$k \cong \sqrt{\omega\mu\sigma} \cdot e^{j\frac{\pi}{4}}$$

ce qui conduit à :

$$\alpha = \beta \cong \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

Si de plus les effets de propagation sont négligeables, $\beta \cdot R \ll 1$ et donc $\beta^2 R^2 = \alpha^2 R^2 \ll 1$

ce qui permet d'admettre raisonnablement $|k \cdot R|^2 \ll 1$, soit encore $R^2 \cdot |k|^2 \ll 1$.

La figure ci-après illustre dans le cas de l'os compact et de l'os spongieux, toujours avec le même modèle fréquentiel, l'importance négligeable de l'effet inductif. Il faut par ailleurs bien noter que ces courbes donnent seulement la valeur de $|k|^2$. A l'échelle des échantillons que nous serons amenés à caractériser ($R \cong 1 \text{ cm}$), l'effet inductif est donc 10000 fois plus faible que ce qui est donné sur la figure II.9.

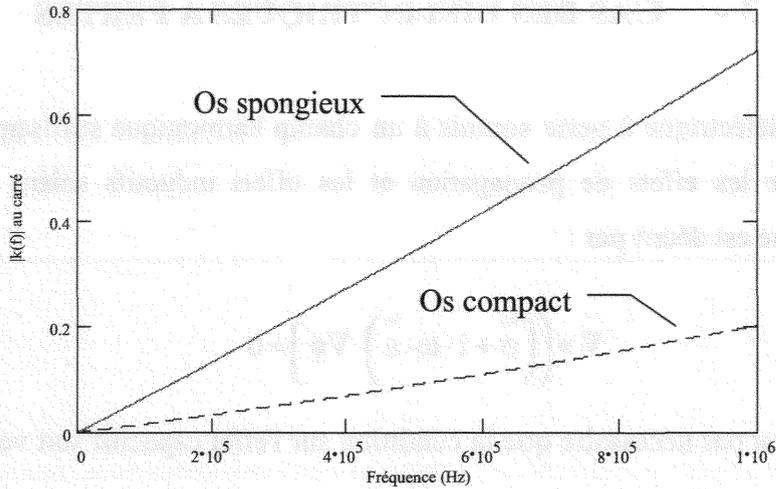


Figure II.9 : Effet inductif

Remarque : Dans son article, Plonsey [PLO 67] montre directement que si l'effet de propagation est négligeable, l'effet inductif l'est a fortiori. Ce résultat était intuitivement prévisible. En effet, le mécanisme de propagation repose sur le fait qu'un champ d'induction magnétique variable crée un champ électrique lui aussi variable, qui à son tour produit un champ magnétique variable et ainsi de suite. Ces deux phénomènes sont décrits respectivement par les équations de Maxwell suivantes :

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad \text{Eq. 32}$$

Si on se place dans le cas quasi-statique, les variations temporelles des champs sont très lentes et leurs dérivées par rapport au temps sont très faibles. Le champ d'induction magnétique n'induit alors qu'un champ électrique négligeable (effet inductif négligeable) interdisant toute propagation significative. Par ailleurs, et pour la même raison, le champ électrique crée un

champ magnétique ayant une composante variable $\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ très faible et en tout cas négligeable devant la composante continue $\sigma \vec{E}$. On retrouve ici la relation, en régime harmonique, $\omega\epsilon \ll \sigma$ nécessairement vérifiée pour que l'effet capacitif soit négligeable.

3 - CAS DES DIELECTRIQUES A PERTES

Dans un milieu diélectrique à perte soumis à un champ harmonique suffisamment lentement variable pour que les effets de propagation et les effets inductifs soient négligeables, le potentiel électrique est décrit par :

$$\nabla \cdot \left(\left(\bar{\sigma} + i \cdot \omega \cdot \bar{\varepsilon} \right) \cdot \nabla \phi \right) = 0 \quad \text{Eq. 33}$$

Dans ce cas, il n'est pas nécessaire que la condition sur l'effet capacitif soit vérifiée puisque la relation de phase entre la densité de courant \vec{J} et le champ électrique \vec{E} est clairement incluse dans l'équation.

En pratique, cette nouvelle relation implique simplement que le potentiel ϕ devient une grandeur complexe et que le paramètre décrivant les propriétés électriques du milieu est également complexe, conformément à l'exposé effectué dans la première partie.

4 - MODELISATION NUMERIQUE PAR DIFFERENCES FINIES

4.1 PRESENTATION DE LA METHODE DES DIFFERENCES FINIES [NUM 92]

La méthode des différences finies étant une méthode numérique, elle introduit la notion de discrétisation. Ici, on s'intéresse à la distribution du potentiel électrique en régime statique ou quasi-statique. Les seules variables en présence sont donc les coordonnées des points décrivant le domaine de calcul et la restriction à un nombre fini de points entraîne la discrétisation de l'espace étudié. Il existe des formulations de la méthode des différences finies où la variable temps apparaît (Finite Difference Time Domain method ou FDTD). Ces formulations permettent la résolution des problèmes où le champ électromagnétique ne peut plus être considéré comme étant quasi-statique et où les phénomènes de propagation interviennent. La discrétisation porte alors sur l'espace et le temps.

Dans le cadre des ARQS, et comme il vient d'être précisé, seul l'espace est discrétisé. Cette opération est réalisée en superposant au domaine d'étude un maillage bi- ou tridimensionnel suivant le cas étudié. En fonction de la géométrie du problème, le maillage utilisé peut être effectué dans un repère cartésien, cylindrique, sphérique etc. La figure II.10 montre comment

le domaine Ω est discrétisé par un maillage cartésien à deux dimensions (2D) de pas Δx et Δy suivant respectivement les axes x et y . Souvent, on choisit $\Delta x = \Delta y$ afin d'obtenir un maillage carré et de simplifier les équations qui en découlent. Cependant, afin de rester dans le cas général, nous garderons $\Delta x \neq \Delta y$.

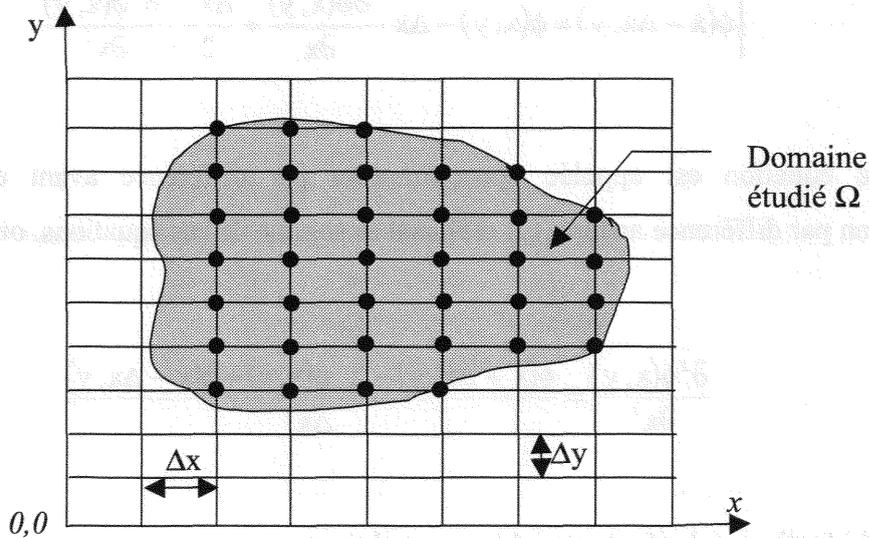


Figure II.10 : Principe de la discrétisation du domaine de calcul

Pour la suite des calculs, et en observant de plus près le maillage, on adopte les notations suivantes (figure II.11) :

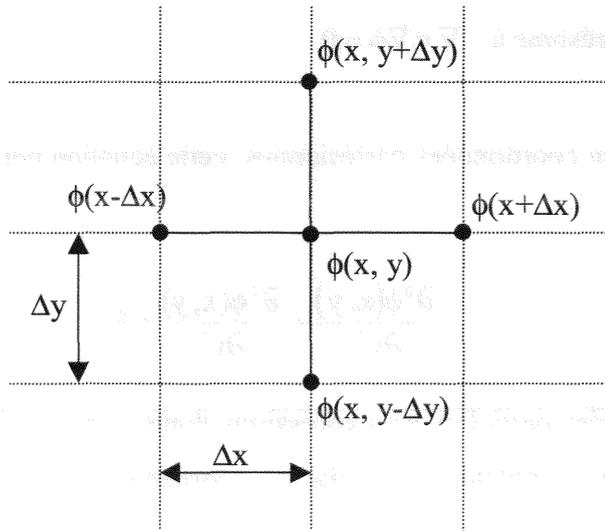


Figure II.11 : Notation des positions relatives entre les points du maillage

Le pas du maillage étant supposé suffisamment fin (Δx et Δy petits), on peut appliquer un développement de Taylor limité à l'ordre 2 au potentiel suivant la variable x :

$$\begin{cases} \phi(x + \Delta x, y) = \phi(x, y) + \Delta x \cdot \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} \\ \phi(x - \Delta x, y) = \phi(x, y) - \Delta x \cdot \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} \end{cases} \quad \text{Eq. 34}$$

La première équation est appelée approximation par différence avant et la seconde approximation par différence arrière. En réalisant la somme de ces équations, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} = \frac{\phi(x + \Delta x, y) - 2 \cdot \phi(x, y) + \phi(x - \Delta x, y)}{\Delta x^2} \quad \text{Eq. 35}$$

Par un calcul identique relatif à la variable y , on obtient :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = \frac{\phi(x, y + \Delta y) - 2 \cdot \phi(x, y) + \phi(x, y - \Delta y)}{\Delta y^2} \quad \text{Eq. 36}$$

On a vu précédemment que dans le cas le plus simple (milieu homogène et isotrope), l'équation de Laplace se résume à : $\nabla \cdot \nabla \phi = 0$

En deux dimensions et en coordonnées cartésiennes, cette équation peut être également écrite comme :

$$\frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(x, y)}{\partial y^2} = 0 \quad \text{Eq. 37}$$

En substituant aux dérivées partielles les expressions données par les équations 35 et 36, on obtient alors l'expression du potentiel au point de coordonnées (x, y) en fonction des quatre points adjacents :

$$\phi(x, y) = \frac{\Delta y^2 \cdot [\phi(x + \Delta x, y) + \phi(x - \Delta x, y)] + \Delta x^2 \cdot [\phi(x, y + \Delta y) + \phi(x, y - \Delta y)]}{2 \cdot (\Delta x^2 + \Delta y^2)} \quad \text{Eq. 38}$$

Si un maillage tel que $\Delta x = \Delta y = \Delta$ a été choisi, alors cette équation se simplifie pour donner :

$$\phi(x, y) = \frac{\phi(x + \Delta, y) + \phi(x - \Delta, y) + \phi(x, y + \Delta) + \phi(x, y - \Delta)}{4} \quad \text{Eq. 39}$$

Le potentiel au point (x, y) apparaît alors comme étant simplement la moyenne des 4 points adjacents.

4.2 EXTENSION DE LA METHODE AUX MILIEUX HETEROGENES ET ANISOTROPES

La méthode de calcul par différences finies rappelée précédemment ne permet pas le calcul du potentiel dans un milieu hétérogène et/ou anisotrope. Des formulations plus générales de la méthode des différences finies ont été proposées afin de pouvoir résoudre un tel problème [SAL 97] [PAN 76]. Nous présentons ici la formulation la plus récente [SAL 97] pour le cas 2D. Pour une explication détaillée et l'extension au cas 3D, le lecteur est invité à se reporter à l'article original.

Remarque : Dans les explications suivantes, le milieu est supposé purement conducteur. Cependant, conformément à la remarque du paragraphe 3, un milieu diélectrique à perte peut être pris en compte en remplaçant σ par $\sigma + j\omega\epsilon$.

Le domaine de calcul est décomposé en pixels et à chaque pixel est associé un tenseur de conductivité comme le montre la figure II.12.

Chaque tenseur associé à chaque pixel est de la forme $\underline{\underline{\sigma}}_x = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix}$ qui, pour simplifier,

est supposé symétrique, c'est à dire $\sigma_{12} = \sigma_{21}$. Les points où le potentiel est calculé sont situés entre les pixels. Le potentiel au point 0 est alors calculé en fonction du potentiel des points voisins ainsi que de leur conductivité. Une procédure permettant de gérer la discontinuité de la conductivité au passage d'un pixel à l'autre, dite méthode de la couche de transition, est employée.

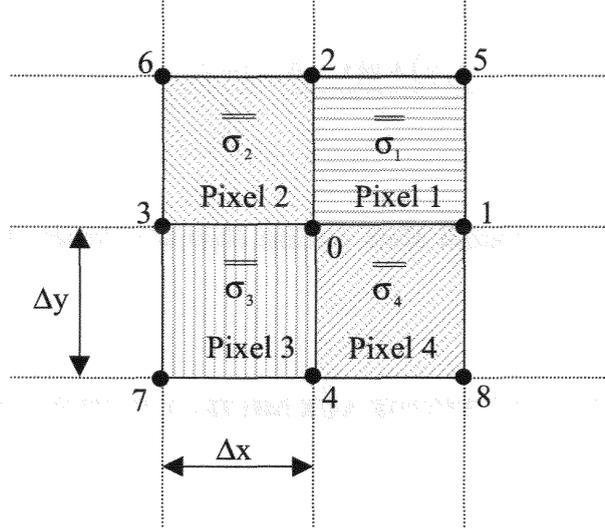


Figure II.12 : Maillage pour la méthode des différences finies étendue

On obtient en fin de compte :

$$\phi_0 = \frac{\sum_{i=1}^8 A_i \phi_i}{\sum_{i=1}^8 A_i} \quad \text{Eq. 40}$$

avec :

$$A_1 = \frac{1}{2\Delta x^2} [\sigma_{11(1)} + \sigma_{11(4)}] \quad A_2 = \frac{1}{2\Delta y^2} [\sigma_{22(1)} + \sigma_{22(2)}] \quad \text{Eq. 41}$$

$$A_3 = \frac{1}{2\Delta x^2} [\sigma_{11(2)} + \sigma_{11(3)}] \quad A_4 = \frac{1}{2\Delta y^2} [\sigma_{22(3)} + \sigma_{22(4)}]$$

$$A_5 = \frac{1}{2\Delta x \Delta y} \sigma_{12(1)} \quad A_6 = -\frac{1}{2\Delta x \Delta y} \sigma_{12(2)}$$

$$A_7 = \frac{1}{2\Delta x \Delta y} \sigma_{12(3)} \quad A_8 = -\frac{1}{2\Delta x \Delta y} \sigma_{12(4)}$$

où le chiffre entre parenthèses précise l'élément dont la conductivité est considérée.

On observe que si le tenseur de conductivité est diagonal, c'est à dire si $\sigma_{12} = \sigma_{21} = 0$, les termes A_5, A_6, A_7 , et A_8 sont nuls. Si de plus le milieu est isotrope, les termes A_1 à A_4 deviennent :

$$A_1 = \frac{1}{2\Delta x^2} [\sigma_{(1)} + \sigma_{(4)}] \quad A_2 = \frac{1}{2\Delta y^2} [\sigma_{(1)} + \sigma_{(2)}]$$

$$A_3 = \frac{1}{2\Delta x^2} [\sigma_{(2)} + \sigma_{(3)}] \quad A_4 = \frac{1}{2\Delta y^2} [\sigma_{(3)} + \sigma_{(4)}]$$

Remarque : Dans le cadre d'un milieu diélectrique à pertes anisotrope, il suffit de remplacer chaque composante des tenseurs de conductivité par une grandeur complexe de la forme : $\sigma + i \cdot \omega \cdot \varepsilon$.

4.3 CONDITIONS AUX FRONTIÈRES

Comme il a été exposé précédemment, le potentiel en un point (x,y) est calculé en fonction de ses 4 voisins sur la grille de discrétisation. Il se pose alors le problème des points sur la frontière Γ délimitant le domaine de calcul : il n'est plus possible de trouver 4 voisins car au moins l'un d'entre eux n'est pas défini étant extérieur au domaine. Les conditions aux frontières permettent une description du potentiel sur la frontière Γ palliant ce problème.

4.3.1 Limites de Dirichlet

Ce sont les morceaux (où la totalité) de la frontière Γ où le potentiel est parfaitement connu. En général, ces limites correspondent aux électrodes placées sur la frontière du domaine de calcul.

4.3.2 Limites de Neumann

Ce type de limite permet de décrire une portion de Γ où le potentiel n'est pas connu. La description porte alors non pas sur le potentiel lui-même mais sur son gradient, c'est à dire sur le champ électrique \vec{E} .

En rappelant que $\vec{E} = -\text{grad}(\phi)$ et $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, la limite de Neumann prend la forme : $\sigma \frac{\partial \phi}{\partial \vec{n}} = J_N$

où \vec{n} est le vecteur normal à la frontière Γ dirigé vers l'extérieur du domaine (figure II.13). Le plus souvent $J_N = 0$. Une limite de Neumann peut également décrire une portion de frontière confondue avec une électrode. On ne fixe pas alors le potentiel de cette zone (limite de Dirichlet) mais la densité de courant qui la traverse. Cette méthode permet de travailler avec des électrodes reliées à une source de courant plutôt qu'à une source de tension.

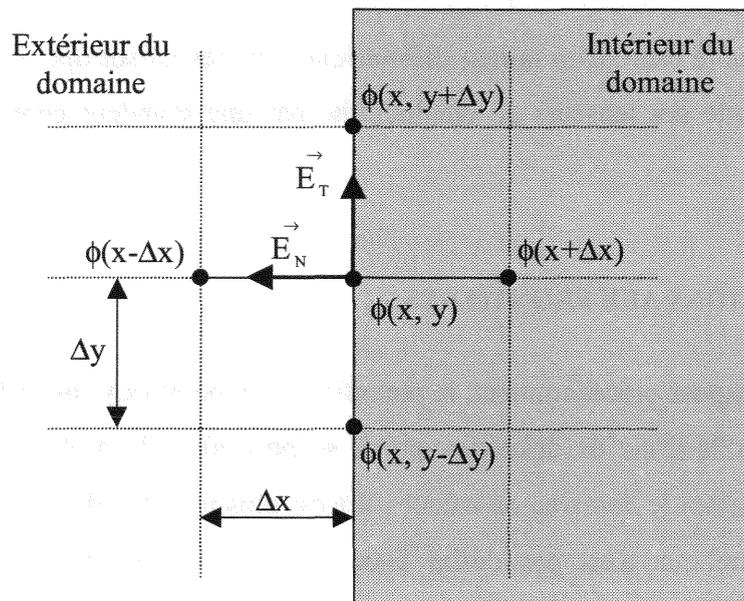


Figure II.13 : Limite de Neumann

En régime statique ($\omega = 0$) la condition de continuité de la composante normale du champ électrique est donnée par :

$$\sigma_1 \cdot \vec{E}_{1N} = \sigma_2 \cdot \vec{E}_{2N}$$

Bien souvent, le milieu qui entoure le domaine de calcul est de l'air, donc $\sigma_2 = 0$, ce qui conduit à $\vec{E}_{1N} = 0$ (et donc $\vec{J}_N = 0$). Dans ce cas, la mise en œuvre d'une limite de Neumann consiste simplement à prendre $\phi(x - \Delta x) = \phi(x + \Delta x)$.

Remarque [MOR 96] : Lorsque l'ensemble de la frontière Γ est décrite exclusivement par des

limites de Dirichlet, on parle de résolution d'un problème de Dirichlet. Lorsque l'ensemble de la frontière est décrite par des limites de Neumann (avec $\vec{J}_N \neq 0$ au niveau des électrodes par exemple et $\vec{J}_N = 0$ ailleurs) on parle d'un problème de Neumann. Un problème est dit mixte si la frontière est décrite par ces deux types de limites.

4.4 CALCUL DU CHAMP DE POTENTIELS

L'équation donnant le potentiel en un point en fonction du potentiel des points voisins (Eqs. 38, 39 ou 40) doit être appliquée simultanément en tous les points du domaine de calcul. C'est ainsi que le problème devient celui de la résolution d'un système de N équations linéaires à N inconnues où N est le nombre de points du domaine de calcul.

De nombreuses méthodes de résolution d'un tel système existent. Le programme réalisé au cours de ce travail met en œuvre la méthode des sur-relaxations successives (ou méthode SOR acronyme de Successive Over-Relaxation). Par souci didactique et afin de ne pas alourdir la lecture de ce manuscrit, on trouvera dans l'annexe A une description détaillée de la formulation matricielle du problème, un passage en revue des principales méthodes de résolution existantes, une présentation détaillée des méthodes itératives auxquelles appartient la méthode SOR ainsi que l'ensemble des points pratiques à maîtriser avant d'utiliser cette méthode.

4.5 LOGICIEL DEVELOPPE

Comme il a déjà été spécifié précédemment, la méthode retenue pour la résolution du système d'équations aux différences est la méthode SOR. La programmation de cet algorithme a été réalisée en C, langage présentant avant tout l'avantage d'être compilé donc rapide. Deux versions du programme ont été réalisées :

- Une version 2D autorisant le calcul en milieu hétérogène anisotrope.
- Une version 3D permettant le calcul en milieu hétérogène isotrope.

Les calculs effectués en 2D ont été réalisés sur un PC disposant d'un processeur CYRIX à 300 MHz et disposant de 32 Mo de mémoire vive. En 3D, les calculs deviennent rapidement

prohibitifs et la mémoire requise augmente considérablement, c'est pourquoi nous nous sommes limités au cas isotrope. Les calculs effectués en 3D ont été réalisés sur un PC disposant d'un processeur Pentium III cadencé à 500 MHz et disposant de 128 Mo de mémoire vive.

CHAPITRE III

REALISATION INSTRUMENTALE ET RESULTATS DE SIMULATIONS

1 - INTRODUCTION

Bien que dans la pratique des simulations aient été entreprises avant la réalisation, et cela dans le but de valider les choix de conception, nous préférons ici présenter la réalisation mécanique avant les résultats de simulations. Ainsi, les simulations présentées par la suite sont basées sur les cotes exactes de la cellule en vie de sa validation.

Après une étude préliminaire destinée à s'affranchir des difficultés informatiques et à alléger les temps de calcul, trois points essentiels seront alors étudiés numériquement :

- Etude de l'efficacité des électrodes de garde.
- Etude de l'influence de l'espace isolant séparant les électrodes d'injection des électrodes de mesure.
- Etude de l'influence de l'anisotropie de l'échantillon.

Ces points sont détaillés dans les paragraphes suivants.

2 - LA CELLULE REALISEE

2.1 VUE D'ENSEMBLE

La figure II.16 est une représentation schématique de la cellule de mesure. Celle-ci est principalement constituée :

- d'une cuve usinée dans du Plexiglas destinée à recevoir une solution saline servant (entre autre) de liquide caloporteur.
- d'un jeu d'électrodes inférieur fixe servant de support à l'échantillon à caractériser.
- d'un jeu d'électrodes supérieur mobile déplacé par une vis micrométrique de 20 μm de résolution. Cette vis micrométrique permet ainsi la mise en contact des électrodes supérieures avec l'échantillon et assure par la même occasion la mesure précise de l'épaisseur de ce dernier.

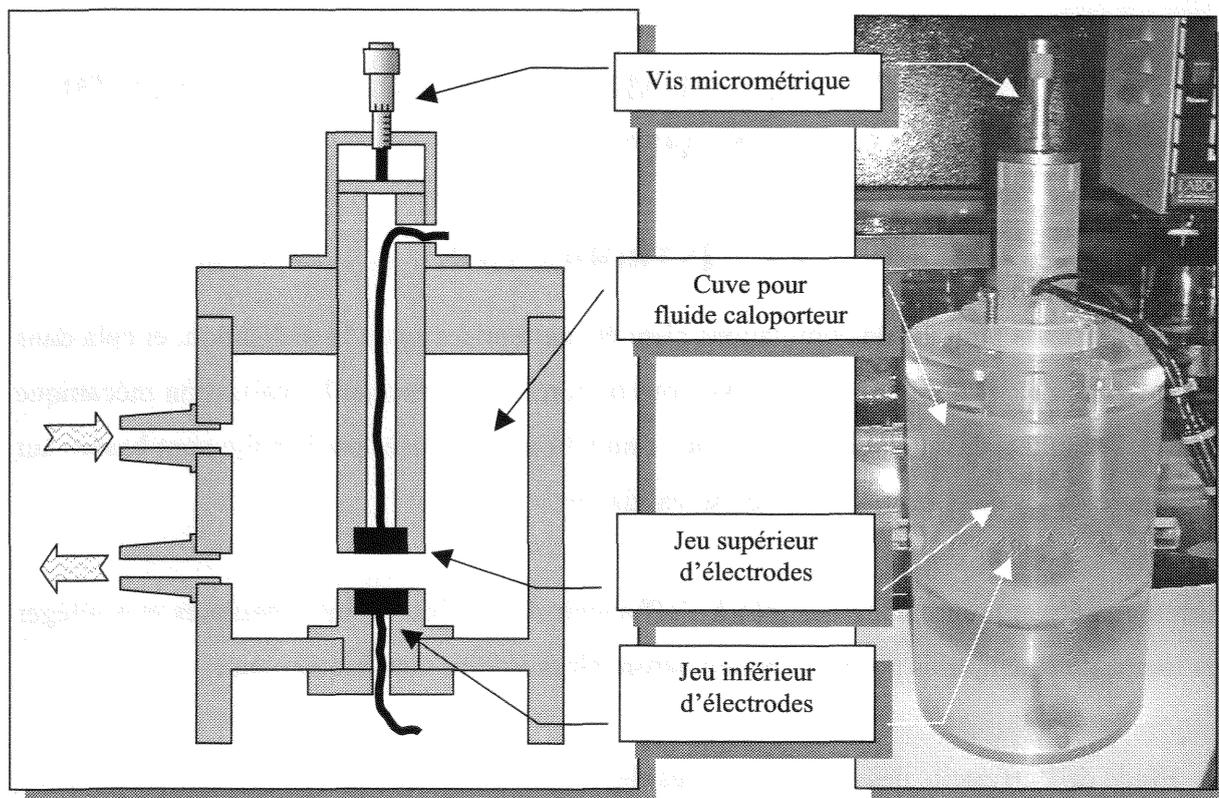


Figure II.14 : Schéma de la cellule de mesure

2.2 CONFIGURATION DES ELECTRODES

Chaque jeu d'électrode est constitué de trois électrodes concentriques: Une électrode d'injection du courant, une électrode de garde et une électrode de mesure (figure II.15). Cette configuration est originale puisque contrairement aux systèmes classiques à quatre électrodes, les électrodes de mesure sont dans le même plan que les électrodes d'injection.

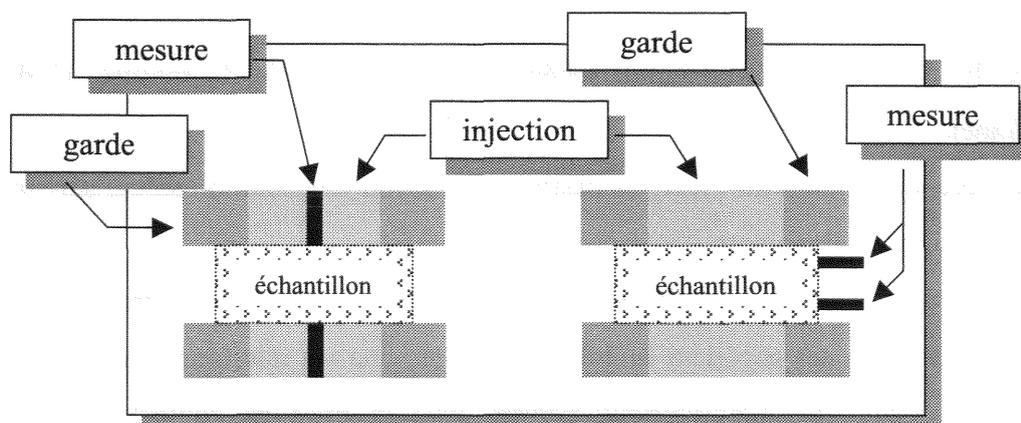


Figure II.15 : Vue transversale au plan des électrodes.
 A gauche : Configuration retenue pour les électrodes.
 A droite : Configuration classique à électrodes de mesure latérales.

Une telle configuration présente plusieurs avantages significatifs :

- Comme pour un système bipolaire, il suffit de placer l'échantillon entre les deux jeux d'électrodes, ce qui est facile et rapide.
- Il n'est plus nécessaire d'avoir à positionner les électrodes de mesure sur une face latérale de l'échantillon. Cette opération nécessite un équipage mobile supplémentaire et est délicate à réaliser surtout dans une enceinte thermostatée.
- L'échantillon peut être de faible épaisseur
- Les faces latérales de l'échantillon peuvent être irrégulières.
- Les lignes de champ générées par les électrodes de garde ne sont pas distordues par la présence des électrodes de mesure ce qui préserve leur efficacité.
- Le seul paramètre dimensionnel important est l'épaisseur de l'échantillon. Avec des électrodes de mesure latérales, l'espace entre ces dernières et leurs dimensions interviennent dans la mesure.
- La surface des électrodes de mesure peut être plus importante (car plus de place et dans le plan des équipotentielles) ce qui réduit d'autant les problèmes de polarisation.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

Les trois électrodes d'un jeu étant concentriques, une gaine isolante thermorétractable les sépare. L'espace entre l'électrode de garde et l'électrode d'injection est ainsi de 0.2 mm contre 0.3 mm pour l'espace séparant l'électrode d'injection de l'électrode de mesure (figure II.16).

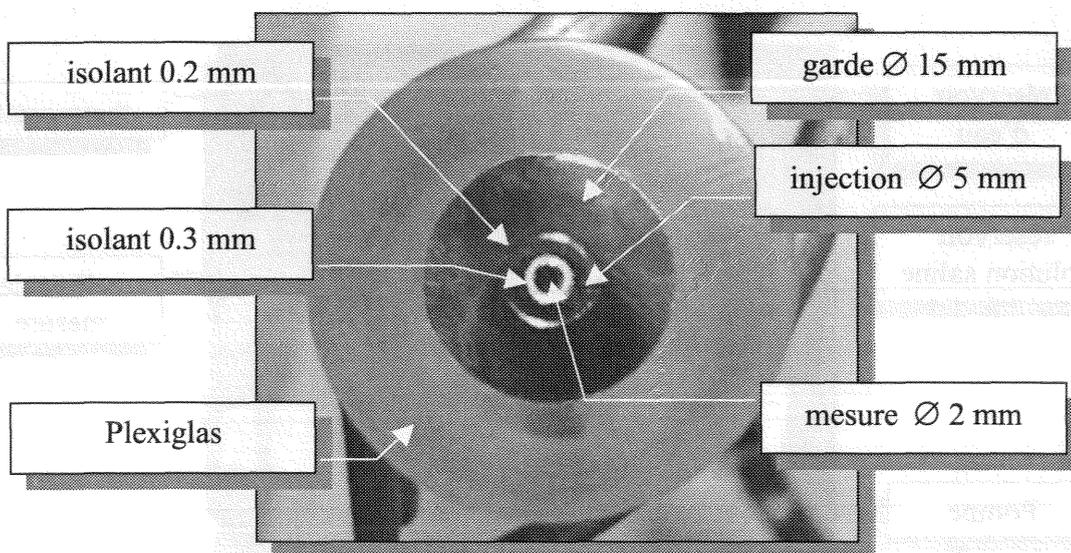


Figure II.16 : Photographie d'un jeu d'électrodes

Les dimensions des électrodes, en particulier celles d'injection, ont été choisies en fonction des dimensions susceptibles d'être atteintes en général par les échantillons d'os. Des précisions concernant les dimensions minimales des échantillons seront apportées dans la partie des simulations traitant de l'efficacité des électrodes de garde.

2.3 REGULATION DE TEMPERATURE

Les paramètres diélectriques des tissus biologiques étant dépendants de la température, il convient de maîtriser cette dernière. La cellule est associée à un thermostat assurant la régulation en température de la solution caloporteuse circulant dans la cuve de la cellule (figure II.17). Ce thermostat (FA 90 Falc Instruments/Labo Moderne) dispose d'une sonde de température, d'une pompe d'homogénéisation, d'un élément chauffant de 1400 W et d'un régulateur PID autoconfigurable.

Par ailleurs, comme nous l'avons déjà mentionné dans la première partie de ce manuscrit, il est indispensable que l'échantillon de tissu osseux étudié soit hydraté en permanence par une solution de conductivité proche. Nous avons donc choisi de mettre directement en contact la solution caloporteuse avec l'échantillon et d'employer pour cette dernière une solution saline de concentration adéquate. On reviendra ultérieurement sur le choix de cette dernière. Afin de réduire le volume nécessaire de solution à conductivité calibrée, le circuit de circulation de la solution caloporteuse est isolé de la réserve d'eau principale régulée par le thermostat. Cette méthode permet également de réduire la quantité de solution contaminée par l'échantillon étudié.

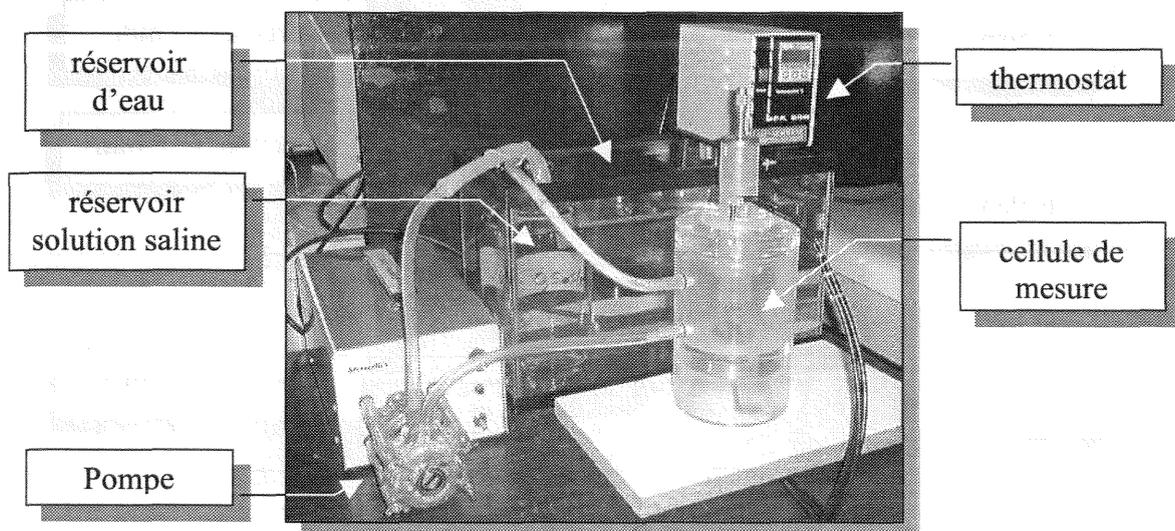


Figure II.17 : Vue d'ensemble du système de thermorégulation et d'hydratation

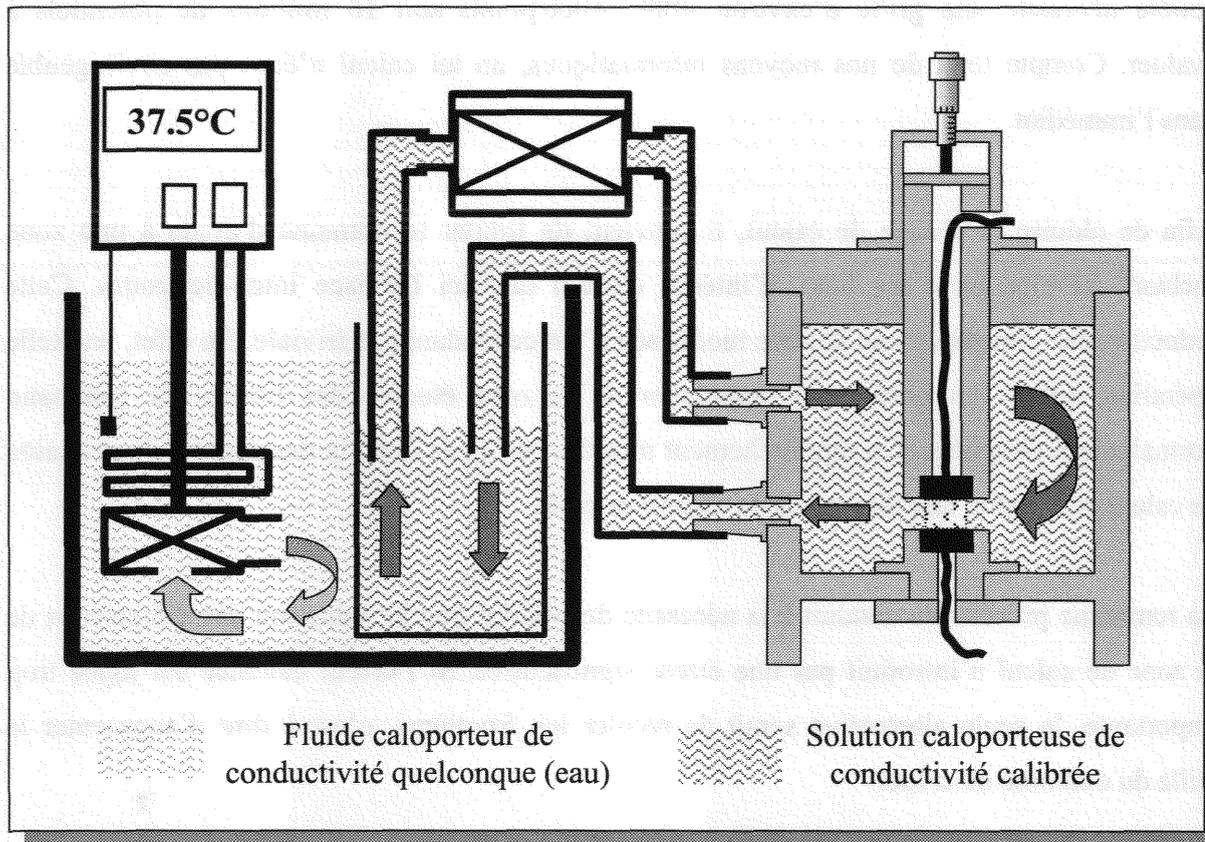


Figure II.18 : Schéma du système de thermorégulation

3 - ETUDE PRELIMINAIRE

3.1 INFLUENCE DES FRONTIERES DU DOMAINE DE CALCUL

Au paragraphe précédent, nous avons présenté la cellule de mesure réalisée. Il apparaît que la zone où vient se placer l'échantillon à caractériser est de petites dimensions puisque les électrodes d'injection ne mesurent que 5 mm de diamètre. Les dimensions de cette zone active sont à comparer aux 10 cm de diamètre de la cuve. Par ailleurs, les zones isolantes séparant les électrodes concentriques ne mesurent que $2/10^{\text{ème}}$ et $3/10^{\text{ème}}$ de millimètre d'épaisseur. Ces deux petites structures ayant une action potentiellement importante sur la géométrie du champ électrique, les simulations devront être effectuées avec une résolution suffisamment élevée pour que ces couches isolantes soient bien discrétisées.

Se pose alors le problème du nombre de points de calcul. Si par exemple le domaine de calcul est discrétisé par une grille de 0.025 mm de résolution, le calcul du champ dans la cellule

entière nécessite une grille d'environ 4000×4000 points soit 16 millions de potentiels à évaluer. Compte tenu de nos moyens informatiques, un tel calcul n'était pas envisageable dans l'immédiat.

Afin de réduire la charge de calcul, il convient de limiter le domaine d'étude à une zone incluant au plus juste les lieux d'intérêt, c'est à dire ici l'espace inter-électrodes. Cette réduction des dimensions de la zone modélisée n'est cependant pas triviale. En effet, une telle opération revient en pratique à rapprocher de la zone étudiée des limites de Neumann normalement éloignées. Ce rapprochement introduit un biais dans la description du domaine de calcul et entraîne une distorsion du champ calculé.

La remarque précédente conduit à la nécessité de vérifier que la réduction des dimensions de la zone de calcul n'introduit pas une erreur significative. Si l'erreur calculée est jugée trop importante, la seule alternative serait de reculer les frontières, c'est à dire d'augmenter la taille du domaine de calcul.

3.2 DETERMINATION DES DIMENSIONS MINIMALES DE LA ZONE DE CALCUL

Afin d'observer l'erreur sur le calcul du champ induite par le phénomène précédemment exposé, deux simulations ont été entreprises et leurs résultats comparés.

La première d'entre elles inclut un modèle de la cellule complète (ou presque) discrétisé avec une résolution de 0.5 mm (figure II.19). Les dimensions de la cuve ont été légèrement réduites mais cela ne prêle pas à conséquence quand aux résultats. Le domaine de calcul est alors de 200×200 points et 10000 itérations ont été effectuées soit environ 1h30 de calcul (figure II.20).

Le pointillé sur la figure II.20 représente la zone agrandie présentée figure II.21. L'écart entre les électrodes est de 10 mm.

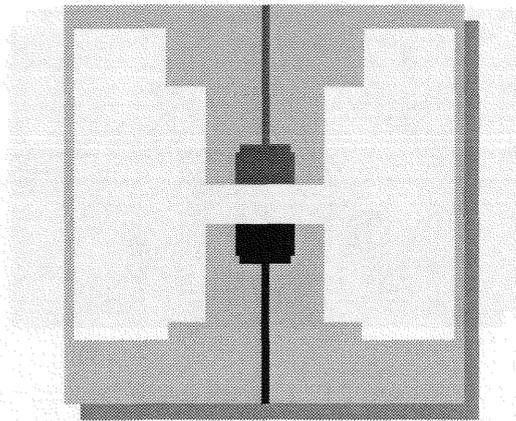


Figure 21 : Description du domaine de calcul : Cellule complète
résolution : 0.5 mm

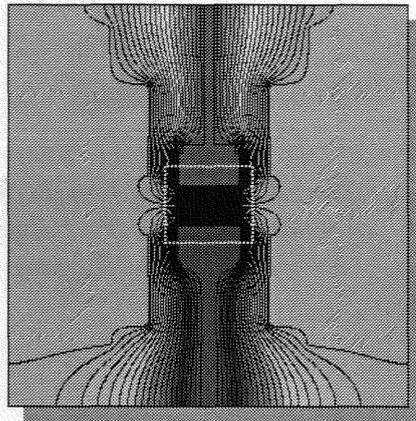


Figure 22 : Champ dans la cellule

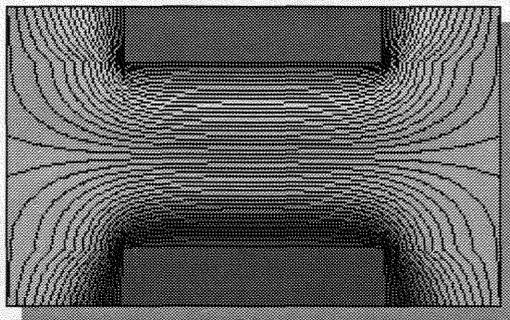


Figure 23 : Agrandissement du champ
entre les électrodes

La seconde simulation a été réalisée avec la même résolution (0.5 mm) mais sur une zone de 60×34 points autour des électrodes (figure II.22 et figure II.23). Les frontières décrites par des limites de Neumann ont donc été sensiblement rapprochées des électrodes. Ce rapprochement se traduit par une distorsion visible des équipotentielle qui terminent perpendiculairement aux frontières du domaine de calcul.

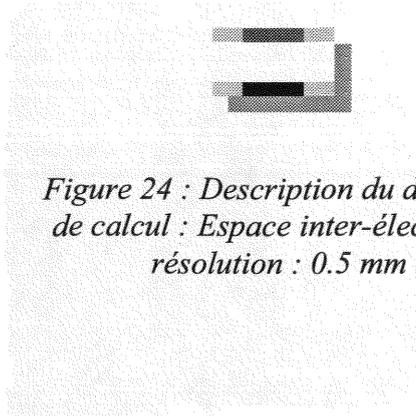


Figure 24 : Description du domaine de calcul : Espace inter-électrodes
résolution : 0.5 mm

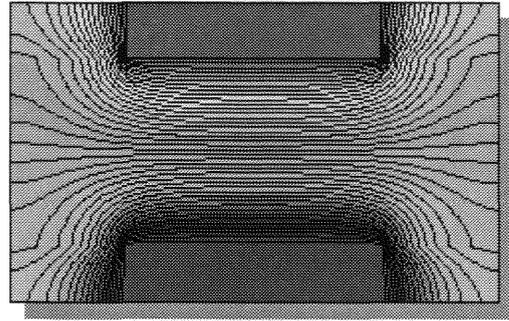


Figure 25 : Champ entre les électrodes

Le calcul de la différence des champs dans la zone des électrodes (figure II.24) montre que l'erreur induite par le rétrécissement du domaine de calcul reste faible. Cela est particulièrement vrai dans la zone où se place l'échantillon. Au centre du domaine de calcul, l'erreur est d'environ $5 \cdot 10^{-6}$ ce qui est absolument négligeable.

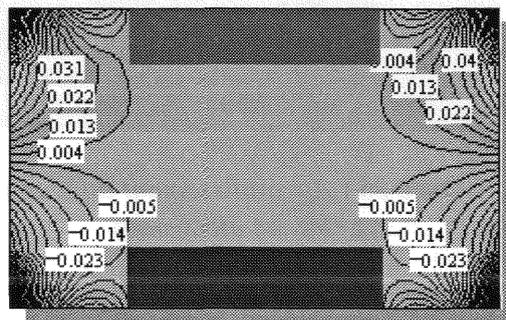


Figure II.24 : Différence des champs (figure II.21 – figure II.23)

Encouragé par les résultats précédents, nous avons réalisé une nouvelle simulation en rapprochant encore les frontières gauche et droite jusqu'à les faire entrer en contact avec les électrodes de garde. L'erreur sur les équipotentielles est présentée figure II.25. Bien que plus importante, l'erreur reste cependant acceptable et est négligeable dans la zone d'injection du courant (parties figurées en noir sur les électrodes).

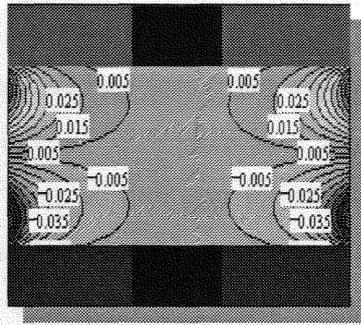


Figure 27 : Différence des champs avec frontières touchant les électrodes

Compte tenu des résultats précédents, et afin de réduire au maximum les dimensions de la zone à simuler, les frontières du domaine de calcul seront placées en contact avec les électrodes de garde. Par ailleurs, il est possible d'exploiter la symétrie du champ et de n'effectuer le calcul que sur un quart du domaine. La figure II.26 décrit le domaine de calcul utilisé dans les simulations suivantes, sauf mention contraire.

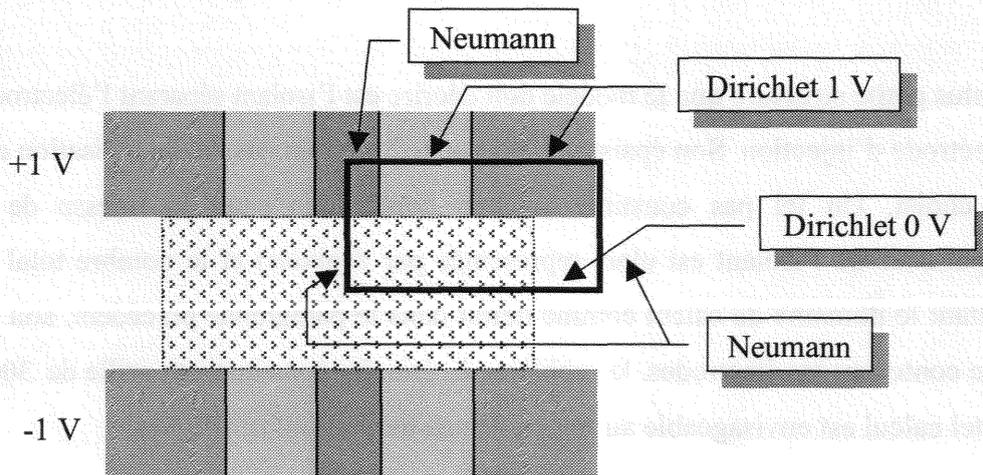


Figure II.26 : Domaine de calcul et conditions aux frontières

4 - ETUDE DES ELECTRODES DE GARDE

Dans le cas idéal, une électrode de garde doit être placée au contact de l'électrode gardée (électrode d'injection du courant dans notre cas) tout en étant isolée électriquement de cette dernière. Dans la pratique et comme le présente la photographie de la figure II.17, la présence de l'isolant séparant les deux électrodes introduit un petit espace. Dans le cadre de notre réalisation, cet espace est d'environ 0.2 mm. Bien que cette épaisseur d'isolant semble très faible, elle est à comparer aux dimensions des électrodes qui sont de l'ordre de quelques millimètres. L'objet de ce paragraphe est d'observer l'influence de l'isolant sur la géométrie du champ de potentiels.

4.1 SIMULATION EN MILIEU ISOTROPE

4.1.1 Description du domaine de calcul

Pour cette première simulation, l'échantillon est pris isotrope et comble tout l'espace inter-électrodes. L'avantage d'un milieu isotrope est que la géométrie du champ, que ce soit le champ de potentiels, le champ électrique ou la densité de courant, ne dépend pas de la valeur de la conductivité. Seul le module de la densité de courant dépend de la conductivité.

La plus petite structure que le modèle doit décrire est l'isolant séparant l'électrode de garde de l'électrode d'injection. Son épaisseur étant de 0.2 mm, un pas de discrétisation de 0.025 mm a été choisi. Un tel pas constitue un bon compromis entre la finesse de discrétisation (l'épaisseur de l'isolant est alors représentée par 8 pixels) et le nombre total de points. En limitant le domaine de calcul comme défini dans le paragraphe précédent, soit un quart de la zone contenant les électrodes, le problème à résoudre constitue une grille de 300×300 points. Un tel calcul est envisageable au regard de nos moyens informatiques.

La figure II.28 présente le fichier (sous forme graphique) de description du domaine de calcul. Comme montré sur la figure II.26, le domaine de calcul est le quart supérieur droit et inclut donc l'électrode prise conventionnellement au potentiel +1V. Afin de se focaliser sur le fonctionnement de l'électrode de garde, l'isolant séparant l'électrode d'injection de l'électrode de mesure n'a pas été introduit dans le modèle. L'électrode de mesure ne figure pas non plus dans le modèle.

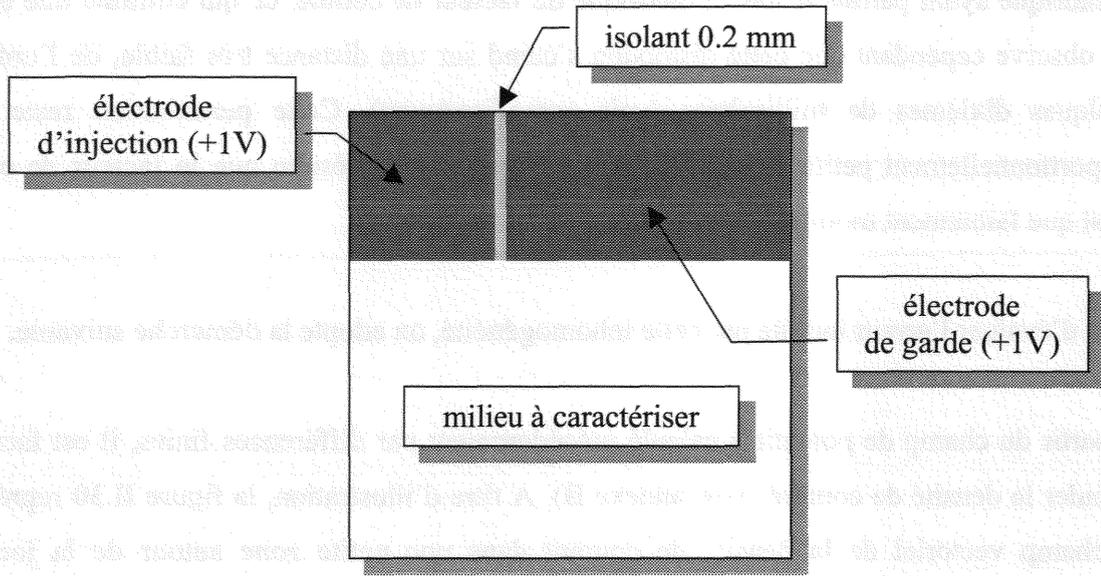


Figure II.27 : Description du domaine de calcul 300×300 pixels

4.1.2 Résultats en milieu isotrope

Les figures II.28 et II.29 présentent les résultats de calcul avec respectivement le champ des potentiels et un agrandissement de la zone inter-électrodes. Cette seconde figure met plus en évidence l'effet de la zone isolante dans l'espace réservé à l'échantillon.

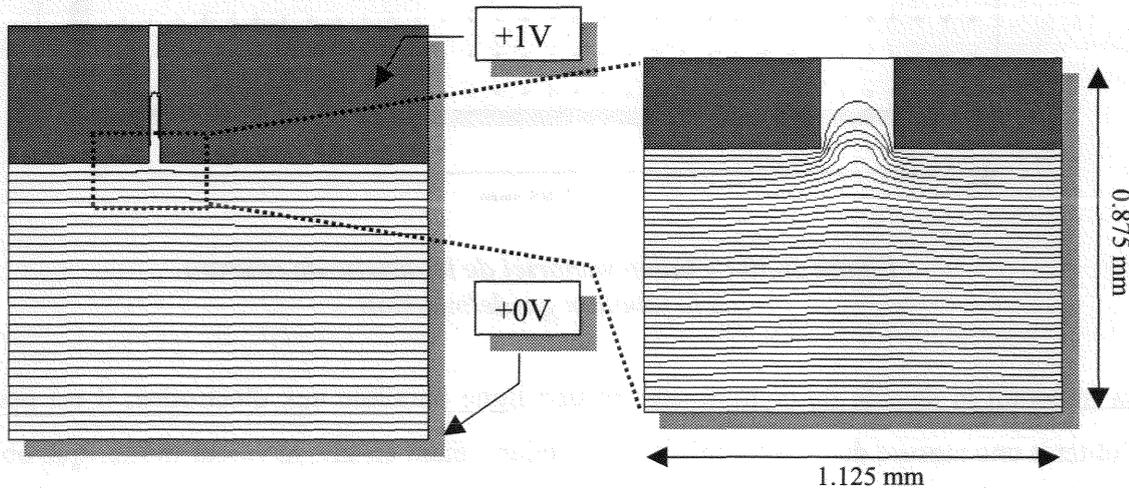


Figure 30 : Equipotentiels
 $\Delta V = 33 \text{ mV}$

Figure 31 : Agrandissement
 $\Delta V = 3.3 \text{ mV}$

Il apparaît que la géométrie du champ est légèrement perturbée par la présence de l'isolant. Cette perturbation déforme la géométrie du champ par rapport au cas idéal du champ

cylindrique ayant permis le calcul théorique du facteur de cellule, ce qui entraîne une erreur. On observe cependant que cette distorsion s'étend sur une distance très faible, de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres (voir agrandissement). Cette perturbation reste donc proportionnellement petite devant le volume effectif. Il en résulte que le facteur de cellule n'est que faiblement modifié.

Afin d'évaluer l'erreur induite par cette inhomogénéité, on adopte la démarche suivante.

A partir du champ de potentiels calculé précédemment par différences finies, il est facile de calculer la densité de courant (voir annexe B). A titre d'illustration, la figure II.30 représente le champ vectoriel de la densité de courant dans une petite zone autour de la jonction garde/électrode d'injection.

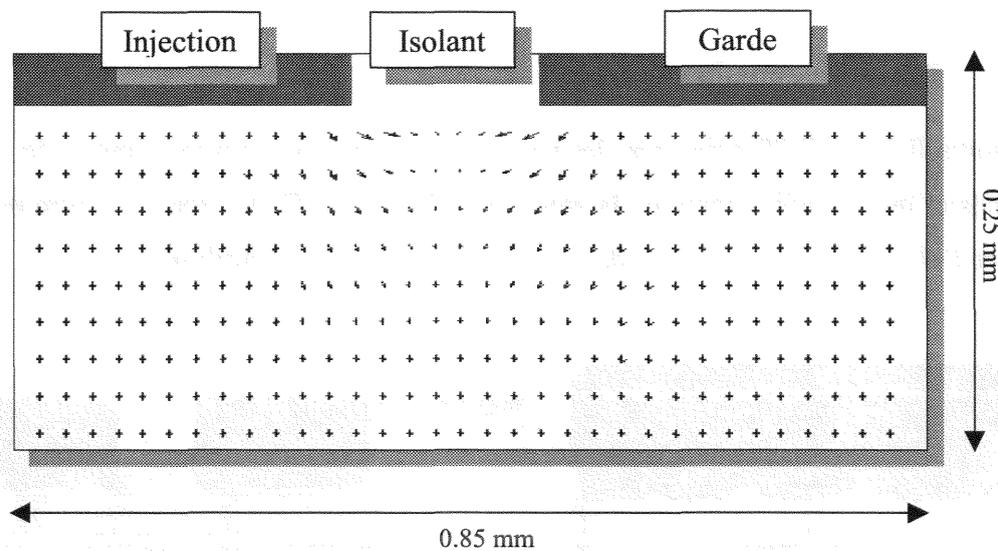


Figure II.30 : Champ vectoriel de la densité de courant à la jonction garde/injection

En intégrant la densité de courant suivant une ligne parallèle aux électrodes, il est possible d'obtenir une mesure du courant injecté. Cependant, étant en 2D, la valeur numérique obtenue ne pourra être utilisée que par comparaison à d'autres cas de figure et on ne peut pas estimer ainsi le courant réellement injecté dans la cellule sauf à extrapoler. Cela n'a cependant pas d'intérêt puisque par ailleurs, le volume réel est à géométrie cylindrique et non pas parallélépipédique.

La procédure suivie est décrite ainsi :

- Une simulation du champ est effectuée en prenant une épaisseur nulle pour l'isolant. On se trouve alors dans le cas de figure d'un champ uniforme. Le courant injecté I_u est alors évalué en intégrant le densité de courant le long de l'électrode d'injection et jusqu'à mi-distance de l'isolant (figure II.31-a).
- Une intégration similaire est effectuée en prenant cette fois pour point de départ le champ incluant l'isolant (figure II.31-b). Le courant noté I_p est alors obtenu.

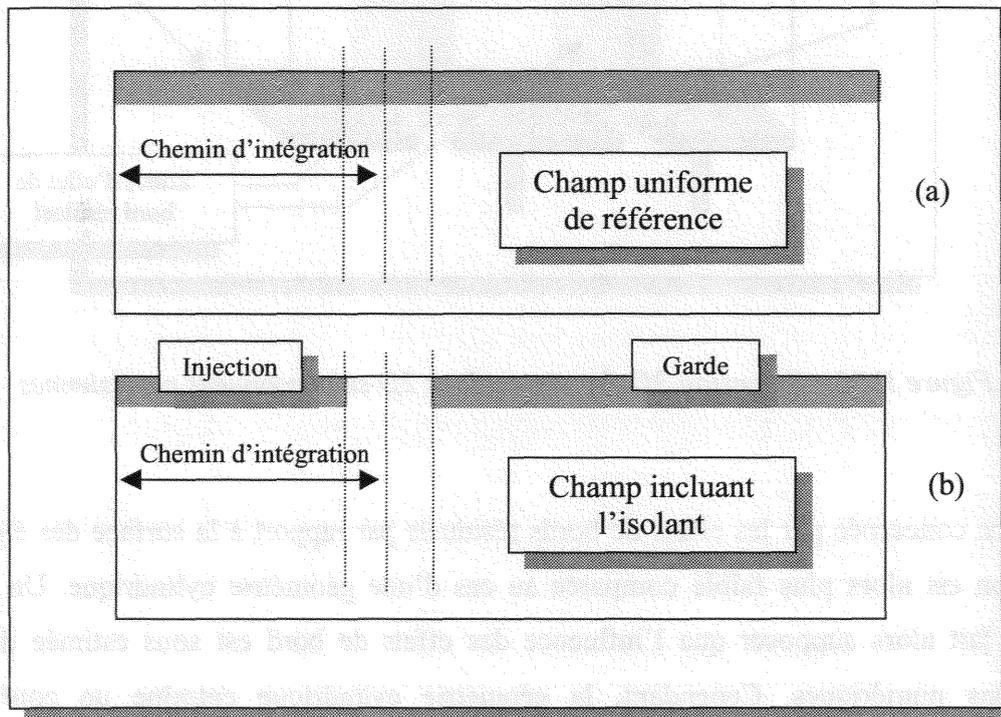


Figure II.31 (a) et (b) : Chemin d'intégration de la densité de courant

La comparaison de ces deux valeurs de courant donne : $\frac{I_p - I_u}{I_u} \cdot 100 = 0.06\%$.

L'impédance mesurée n'est donc pas affectée de façon significative par la distorsion du champ entre électrode d'injection et électrode de garde.

4.2 INFLUENCE DE LA 3D

L'erreur évaluée précédemment est susceptible d'être biaisée. Comme il a déjà été précisé, nos simulations 2D étant réalisées en coordonnées cartésiennes, elles ne s'étendent pas au cas 3D selon une géométrie cylindrique mais suivant une géométrie parallélépipédique (figure II.32).

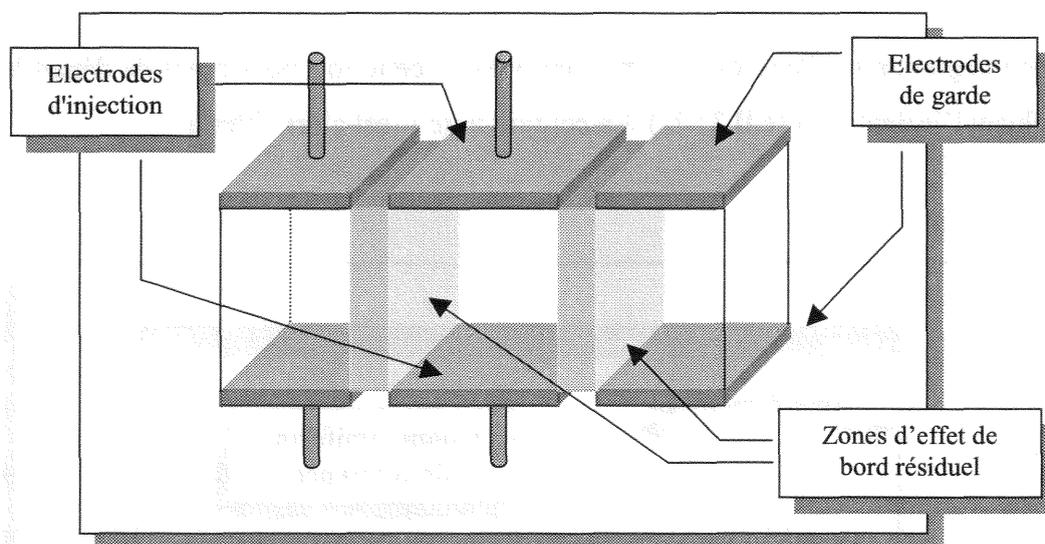


Figure II.32 : Extension 3D des simulations 2D en coordonnées cartésiennes

La surface concernée par les effets de bords résiduels par rapport à la surface des électrodes d'injection est alors plus faible comparée au cas d'une géométrie cylindrique. Une analyse intuitive fait alors supposer que l'influence des effets de bord est sous estimée dans nos simulations numériques. Cependant, la géométrie cylindrique entraîne un confinement supérieur du champ ce qui aurait tendance à réduire l'influence de l'isolant.

Afin de clarifier la situation, une simulation en 3D a été réalisée avec un échantillon de 10 mm d'épaisseur. Afin de réduire la charge de calcul, les symétries du problème ont été exploitées. Ainsi, seul un quart de la moitié supérieure du domaine a été effectivement simulé.

En 3D, la description du domaine de calcul s'effectue suivant un principe similaire à celui des simulations 2D. Le domaine de calcul est découpé en tranches et à chaque tranche est associée un fichier bitmap de description. L'ensemble est alors fusionné afin de recréer le volume du domaine de calcul.

Dans notre cas, le domaine de calcul commence juste à la surface des électrodes et cette première tranche est décrite par l'image présentée figure II.33-a. Les autres tranches du domaine sont simplement remplies par l'échantillon et sont toutes décrites par l'image de la figure II.33-b.

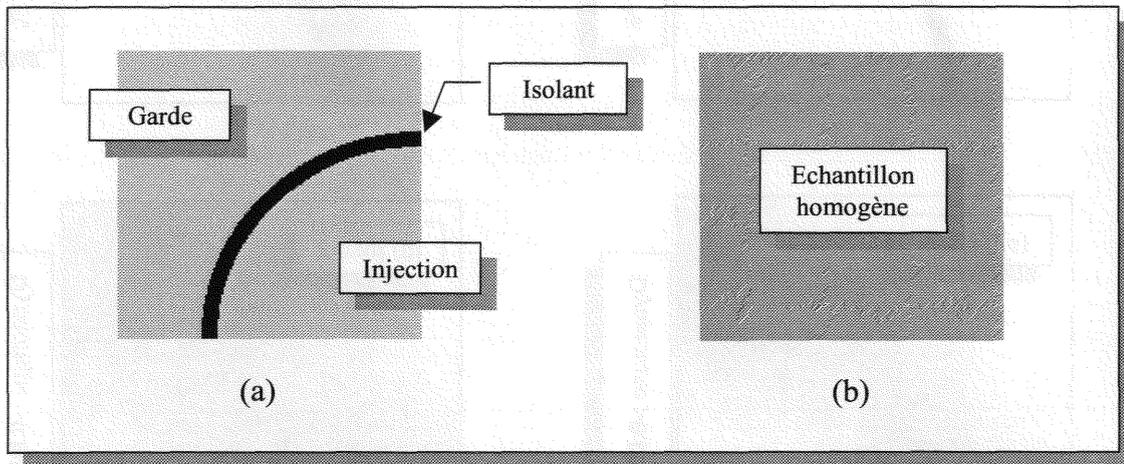


Figure II.33 (a) et (b) : Description du domaine de calcul 3D

A titre d'illustration, le champ obtenu dans les quatre premières tranches à la surface des électrodes est présenté sur les figures II.34-a à II.34-d. Il est important de noter que la dynamique couverte par le code couleur change d'une tranche à l'autre. Cette dynamique figure à droite de chaque figure calculée en valeur relative par rapport au potentiel le plus grand (couleur blanche).

Le plan 0 est situé juste à la surface des électrodes. La distance entre chaque plan est de 0.125 mm. Les plans 1, 2 et 3 montrent la légère influence de la frontière sur le champ de l'électrode de garde. Cependant, compte tenu de la petitesse des variations du champ (voir dynamique de chaque figure), cela n'a aucun impact significatif sur le résultat final.

Une fois le champ de potentiel calculé, la densité de courant est calculée puis intégrée comme pour le cas 2D. Une seconde simulation 3D est alors effectuée en supprimant l'isolant. On obtient ainsi le champ puis le courant du cas uniforme de référence.

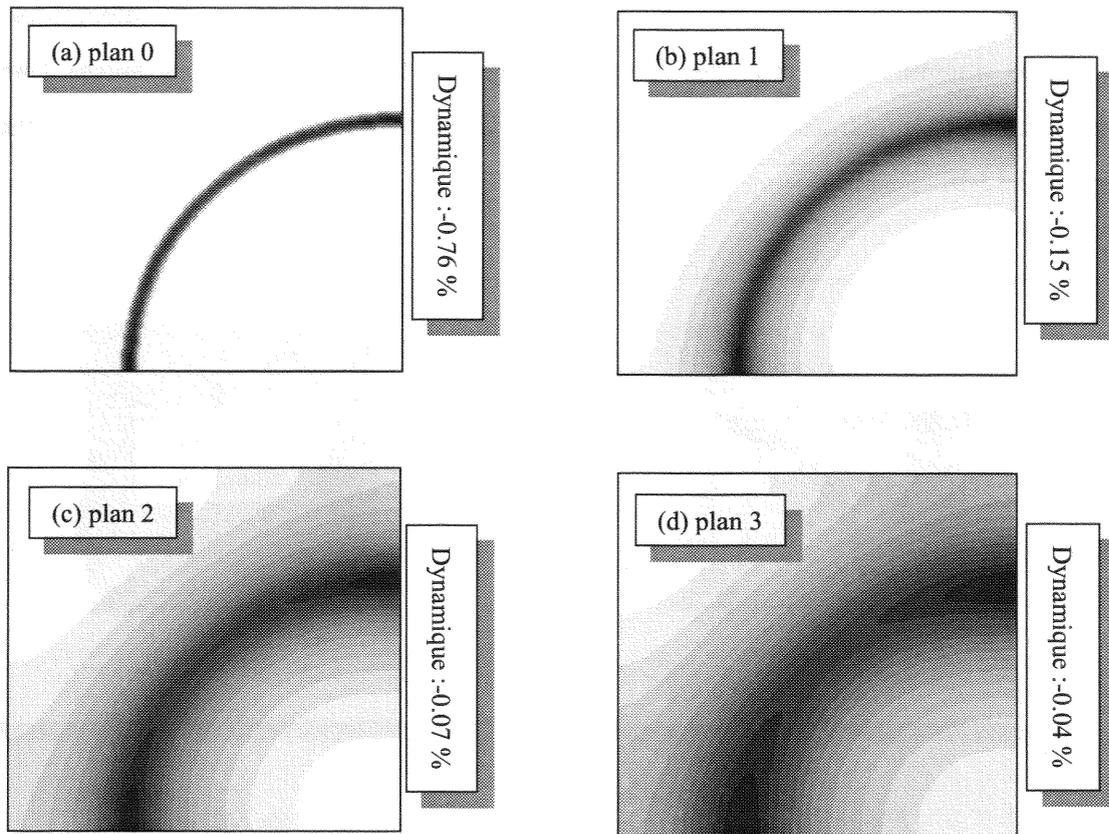


Figure II.34 (a), (b), (c), (d) : Champ de potentiel dans les 4 premières tranches du volume 3D

La comparaison des résultats d'intégration donne une variation du courant injecté de -0.05% par rapport au cas uniforme. On remarquera que ce résultat est extrêmement proche de celui obtenu en 2D (-0.06%). Les simulations 2D peuvent donc être considérées comme très représentatives du cas 3D à symétrie cylindrique.

4.3 INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE L'ÉCHANTILLON

L'épaisseur de l'échantillon est susceptible d'influencer la géométrie du champ. Ce point est explicité plus en détail dans le paragraphe traitant des électrodes de mesure. Afin d'observer cette influence, une étude similaire à la précédente (en 2D) a été faite avec un échantillon de 2 mm d'épaisseur (contre 10 mm pour le cas précédent). L'intégration du courant et la comparaison avec le résultat obtenu dans un champ uniforme montrent une diminution de 0.26% du courant injecté. L'erreur augmente donc lorsque l'échantillon est plus fin. Cette erreur reste toutefois faible et sera considérée négligeable. On remarquera cependant que dans

le cadre de la caractérisation de milieu isotrope, cette erreur peut être compensée par calibration à condition de réaliser cette dernière pour différentes distances séparant les deux jeux d'électrodes.

4.4 INFLUENCE DE L'ANISOTROPIE SUR LES ELECTRODES DE GARDE

Dans le cas d'un milieu anisotrope (et homogène), la géométrie du champ dépend du rapport des conductivités suivant les différents axes. L'objet de ce paragraphe est d'étudier l'influence de l'anisotropie sur le champ au niveau de la jonction entre électrode de garde et électrode d'injection. L'étude précédente nous donne cependant déjà une indication. En effet, il apparaît qu'une distorsion du champ comparable à celle induite par la présence de l'isolant n'altère que faiblement la mesure. On peut donc s'attendre à ce qu'une anisotropie modeste, comparable à celle rencontrée dans les tissus biologiques, n'ait qu'une influence faible.

Les figures II.35-a et II.35-c illustrent l'effet de l'anisotropie par rapport au cas isotrope déjà calculé précédemment (figure II.35-b). Chaque figure représente une zone de 1.125×0.875 mm et chaque équipotentielle est séparée de 3.3 mV.

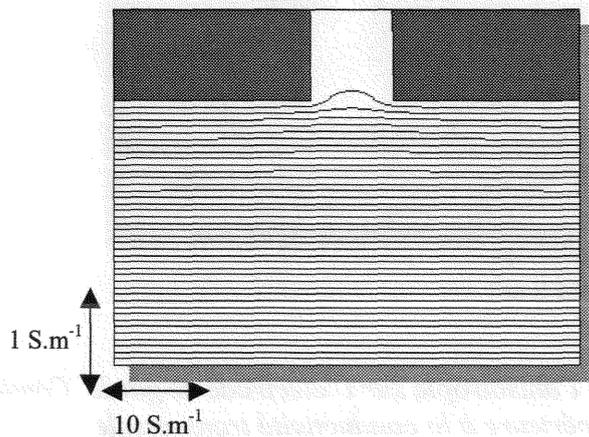


Figure II.35-a : Effet de l'anisotropie sur l'électrode de garde. Conductivité axiale inférieure à la conductivité transversale

Le rapport des conductivités suivant les deux axes est de 10 ce qui est déjà bien supérieur à ce que l'on peut rencontrer dans les tissus biologiques. Il est important de rappeler ici que la géométrie du champ obtenue ne dépend que du rapport des conductivités. Ainsi, le résultat de la figure II.35-a aurait été identique en choisissant une conductivité de 0.1 S.m^{-1} suivant l'axe des ordonnées (conductivité axiale) et 1 S.m^{-1} suivant l'axe des abscisses (conductivité

transversale). Cependant, le courant injecté dépend évidemment des valeurs de conductivité, c'est pourquoi nous avons toujours gardé la même valeur (1 S.m^{-1}) suivant l'axe des ordonnées qui constitue la direction privilégiée de mesure.

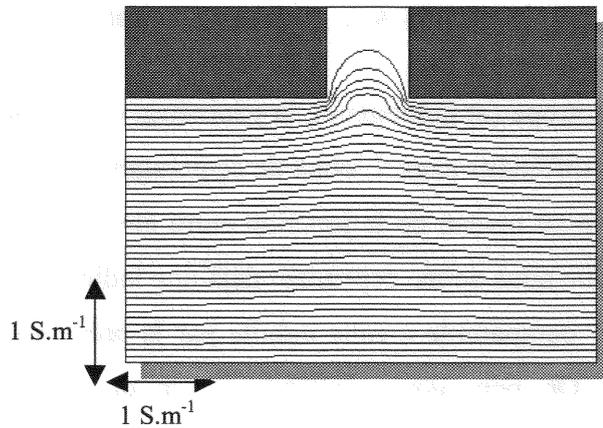


Figure II.35-b : Champ de référence obtenu dans le cas isotropie

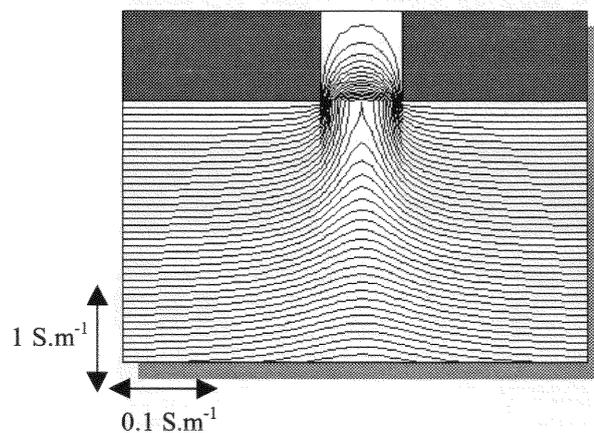


Figure II.35-c : Effet de l'anisotropie sur l'électrode de garde. Conductivité axiale supérieure à la conductivité transversale

L'observation de ces figures montre principalement que :

- Une conductivité transversale supérieure à la conductivité axiale « uniformise » le champ, par rapport au cas isotrope, ce qui tend à rapprocher d'un champ uniforme malgré la présence de l'isolant. Cela peut s'interpréter comme un effet court-circuit latéral qui facilite l'injection de courant dans la zone d'effet de bord résiduel et qui par conséquent réduit la chute de potentiel dans la zone incriminée.

- Une conductivité transversale inférieure à la conductivité axiale augmente la distorsion du champ par rapport au cas isotrope. Par un effet contraire au cas précédent, l'injection de courant dans la zone d'effet de bords résiduel est plus difficile et la chute de potentiel est donc plus importante.

Afin d'évaluer l'impact de l'anisotropie sur la mesure, nous avons procédé d'une façon similaire à celle du paragraphe précédent : la densité de courant a été calculée puis intégrée afin d'évaluer le courant injecté par les électrodes d'injection. Le courant ainsi trouvé est alors comparé en valeur relative au courant du cas isotrope ainsi qu'au courant du cas uniforme (absence d'isolant). Le tableau II.1 résume l'ensemble des résultats de simulation 2D, y compris ceux du paragraphe précédent.

Tableau II.1 : Résumé de l'influence de l'isolant sur l'efficacité de l'électrode de garde

Simulations 2D épaisseur 10 mm	Variation du courant par rapport à un champ uniforme	Variation du courant par rapport au cas isotrope
Milieu anisotrope σ transv. > σ axial	-0.02 %	+0.03 %
Milieu Isotrope	-0.06 %	/
Milieu anisotrope σ transv. < σ axial	-0.17 %	-0.11 %

Ces chiffres donnent plus une tendance qu'une valeur exacte compte tenu des limites des simulations. Cependant, le signe de ces variations est conforme à ce qu'on peut attendre et constitue une vérification rapide des tendances mises en évidence.

La lecture de la seconde colonne du tableau montre l'influence sur le courant injecté d'une distorsion du champ de plus en plus importante (lecture de haut en bas) par rapport au cas idéal d'un champ uniforme. Dans tous les cas, le courant injecté est plus faible que dans le cas uniforme ce qui était prévisible. Ainsi, une légère dépendance de la mesure vis-à-vis de l'anisotropie est mise en évidence. Cependant, dans la gamme des rapports d'anisotropie qui

nous concerne, l'erreur induite est négligeable ($< 0.2 \%$).

La troisième colonne qui utilise le cas isotrope comme référence permet de mettre en évidence l'erreur qui persiste sur une mesure en milieu anisotrope même si une calibration de la cellule de mesure est effectuée afin de compenser la distorsion du champ dans le cas isotrope. L'erreur initiale étant cependant faible, la réduction de cette composante de l'erreur globale n'est pas significative.

4.5 CONCLUSION

Bien que les estimations précédentes ne soient qu'approximatives, elles montrent que l'erreur induite par la distorsion du champ reste faible. Par ailleurs, dans le cas d'un échantillon isotrope (et homogène), la géométrie du champ est indépendante de la conductivité. La distorsion du champ ne dépend donc pas de l'échantillon caractérisé ce qui autorise une correction du facteur de cellule par calibration. L'erreur due à l'effet de bords résiduel peut donc être corrigée dans ce cas.

On remarquera que l'analyse de l'influence de l'anisotropie n'a été effectuée qu'avec un échantillon de 10 mm d'épaisseur alors qu'un échantillon plus fin induit des erreurs plus importantes. En fait, comme cela sera présenté dans les paragraphes qui suivent, l'anisotropie pose un problème plus conséquent au niveau des électrodes de mesure. La solution qui sera alors mise en œuvre pour y pallier rendra l'influence de l'anisotropie au niveau des électrodes de garde totalement négligeable. Il n'est donc pas utile de multiplier les simulations.

5 - ÉTUDE DES ELECTRODES DE MESURE

5.1 DESCRIPTION DU DOMAINE DE CALCUL

De la même façon que l'électrode d'injection (du jeu supérieur ou inférieur) est séparée de son électrode de garde par un isolant, l'électrode de mesure est isolée de l'électrode d'injection. Comme il a été montré dans le paragraphe précédent, la présence de cet isolant entraîne une distorsion du champ de potentiels. Bien qu'il ait été montré que cet effet est négligeable au niveau du fonctionnement des électrodes de garde, il n'est pas sûr qu'il en soit de même au niveau des électrodes de mesure. En effet, une différence notable existe entre ces deux cas de figure puisque l'électrode de mesure, par définition, n'est reliée à aucune source

de tension.

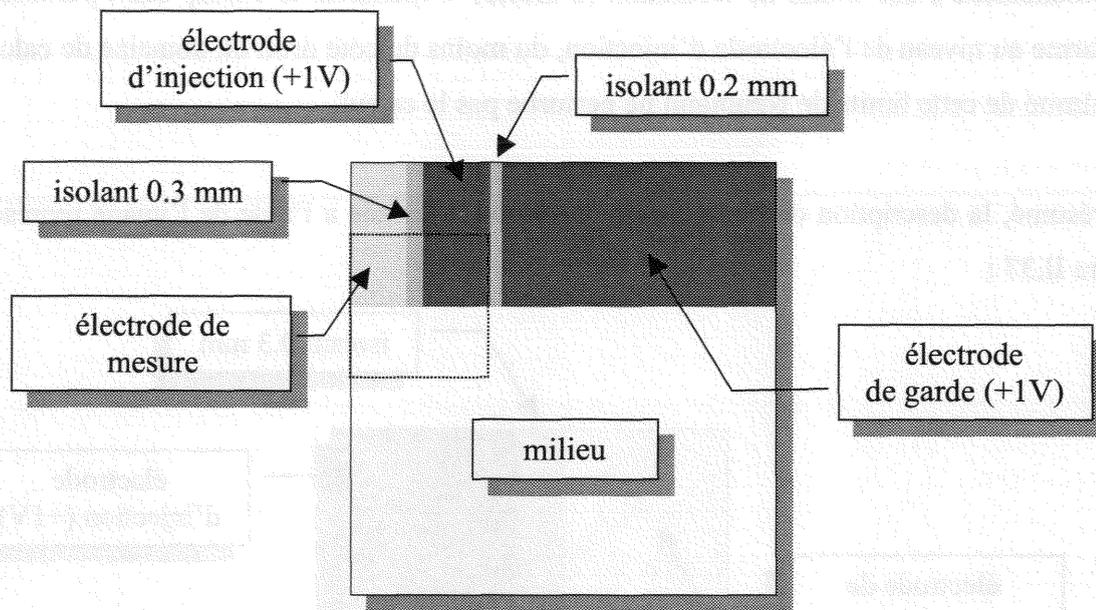


Figure II.36 : Positionnement du nouveau domaine de calcul

La figure II.36 présente le domaine de calcul utilisé pour les études qui suivent. Celui-ci a été représenté en pointillés sur le domaine complet utilisé lors de l'étude de l'électrode de garde.

On observe alors les modifications suivantes apportées pour les besoins des simulations à venir :

- L'isolant de 0.3 mm d'épaisseur séparant l'électrode de mesure de l'électrode d'injection a été introduit.
- La hauteur du domaine de calcul a été réduite afin de limiter la charge de calcul. Cette nouvelle configuration implique un échantillon de 3 mm d'épaisseur contre 10 mm pour l'étude précédente.
- Pour la même raison, la largeur du domaine de calcul a également été réduite puisqu'elle n'inclut pas l'isolant au niveau de l'électrode de garde. Cela ne prête pas à conséquence car cette jonction n'a aucune influence significative sur l'objet de notre étude.

On remarquera par ailleurs que le fait de réduire la largeur du domaine de calcul entraîne un rapprochement d'une limite de Neumann (à droite). Cependant, le champ étant parfaitement uniforme au niveau de l'électrode d'injection, du moins du côté droit du domaine de calcul, la proximité de cette limite de Neumann ne perturbe pas le calcul.

En résumé, la description de domaine de calcul est effectuée à l'aide de l'image représentée figure II.37 :

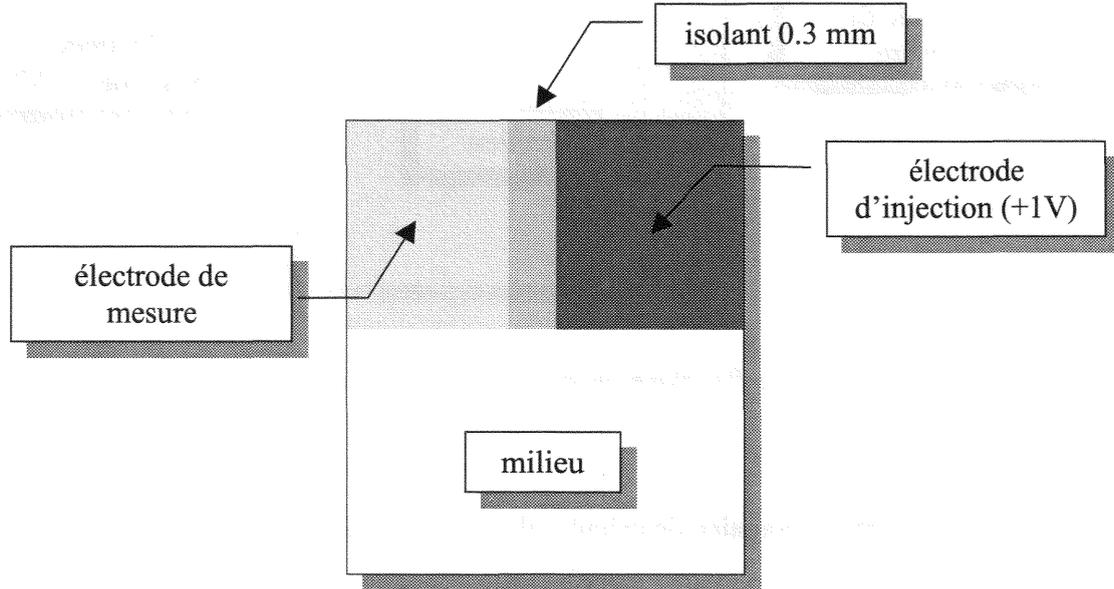


Figure II.37 : Schéma de description du domaine de calcul (98×114 pixels)

5.2 ÉTUDE 2D EN MILIEU ISOTROPE DE PLUSIEURS CONFIGURATIONS

Le résultat de simulation dans la configuration exposée précédemment est donné figure II.38. Il apparaît très clairement que la présence de l'isolant affleurant la surface des électrodes de mesure et d'injection entraîne une très importante distorsion du champ de potentiel. Il en résulte que l'électrode de mesure est portée à un potentiel très inférieur à celui de l'électrode d'injection. Dans le cas de figure simulé ici, l'électrode de mesure n'est portée qu'à la moitié environ du potentiel de l'électrode d'injection.

Bien que cela soit un écart important, il convient de remarquer que dans le cas de la caractérisation d'un milieu isotrope, la calibration de la cellule peut le prendre en compte et ainsi corriger la mesure. Cependant, la distorsion du champ est très importante ce qui

implique que les vecteurs décrivant la densité de courant ont une composante tangentielle aux électrodes non négligeable. La directivité axiale de la mesure est donc compromise ce qui entraîne une importante dépendance vis-à-vis de l'anisotropie du milieu.

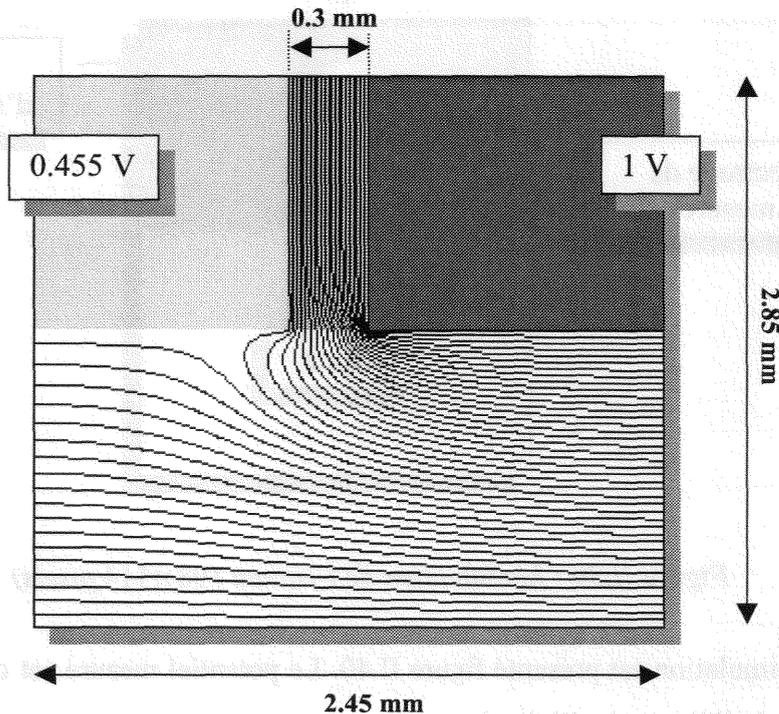


Figure II.38 : Représentation des équipotentiels.
Isolant affleurant les électrodes. $\Delta V = 25 \text{ mV}$

Une modification simple permet cependant de réduire la distorsion du champ. Le nouveau domaine de calcul est alors présenté figure II.39. La modification réside dans la dimension de l'isolant qui s'arrête bien avant d'être à fleur d'électrode. Cette modification est possible car les deux points suivants sont respectés :

- Les électrodes de mesures sont chargées de mesurer le potentiel exactement dans le même plan que les électrodes d'injection. Autrement dit, elles doivent mesurer le potentiel des électrodes d'injection elles-mêmes en s'affranchissant cependant de la chute de tension due à la polarisation des électrodes d'injection.
- La cavité laissée libre par l'isolant enlevé sera remplie d'une solution dont la conductivité sera du même ordre de grandeur que les échantillons à caractériser. Les variations de

conductivité de celle-ci seront donc toujours négligeables par rapport à la conductivité des électrodes et de l'isolant. La géométrie du champ ne sera donc pas affectée par cette solution.

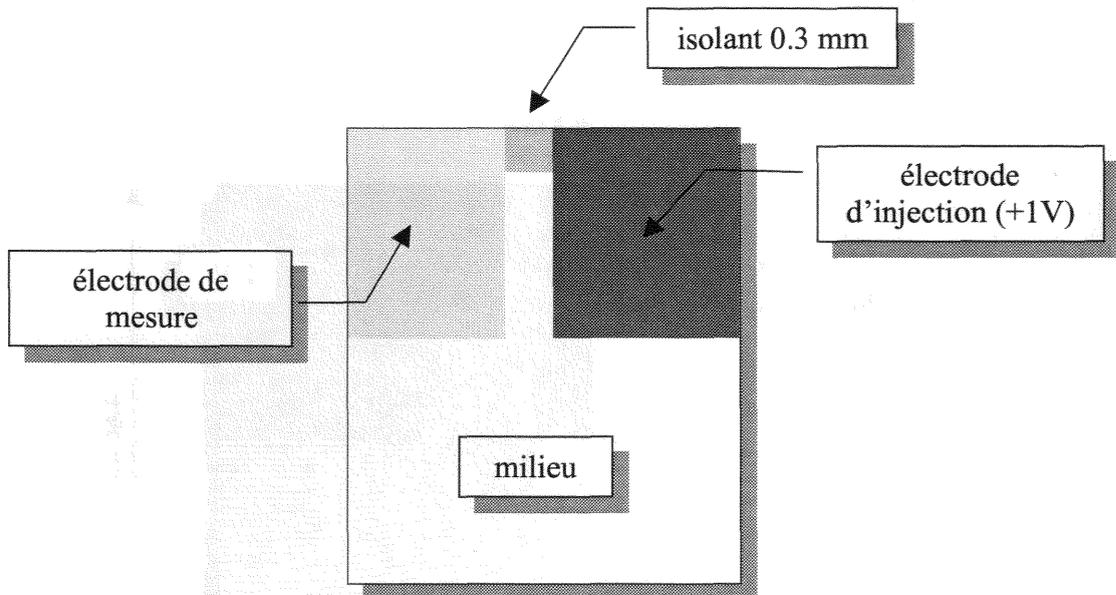


Figure II.39 : Modification de l'isolant (98×114 pixels)

Le résultat de simulation est présenté figure II.40. Le potentiel mesuré est cette fois bien plus proche de celui de l'électrode d'injection.

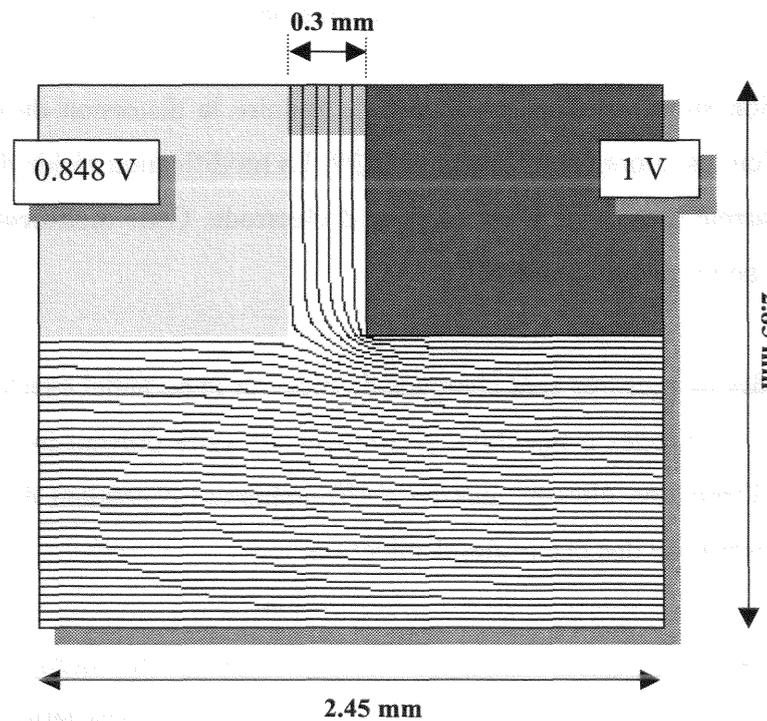


Figure II.40 : Champ de potentiel avec un isolant non affleurant

Cependant, bien que la solution remplissant la cavité entre les deux électrodes soit d'une conductivité du même ordre de grandeur que celle de l'échantillon étudié, une différence de conductivité significative peut toutefois exister. Il faut donc vérifier qu'une différence de conductivité entre cette solution et le milieu à caractériser n'entraîne pas une distorsion importante du champ. La simulation présentée figure II.41 donne le résultat lorsque le milieu à caractériser est 5 fois plus conducteur que la solution.

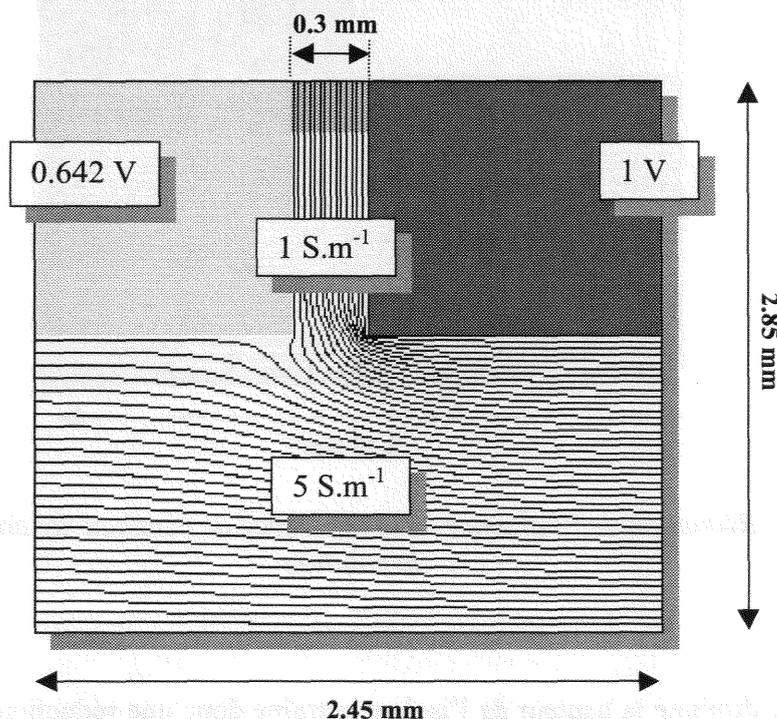


Figure II.41 : Représentation des équipotentielles.

Milieu 5 fois plus conducteur que la solution séparant les électrodes

Il apparaît malheureusement une forte dépendance du potentiel pris par l'électrode de mesure vis-à-vis de la différence de conductivité entre la solution et l'échantillon à caractériser. Cette sensibilité peut sûrement être réduite en diminuant l'espace inter-électrode comme le suggère la figure II.42.

Cependant, cette approche ne devient réellement efficace que si l'espace inter-électrode est très faible (< 0.1 mm) ce qui peut poser des problèmes de réalisation mais surtout des problèmes à l'utilisation. En effet, il est difficile de s'assurer du remplissage correct d'un interstice aussi petit car des bulles ou des impuretés libérées par les échantillons peuvent

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

facilement s'y loger. En particulier, les électrodes d'injection du courant sont susceptibles de créer des bulles par électrolyse de la solution présente dans l'interstice. Pour ces raisons, cette solution n'a pas été mise en œuvre.

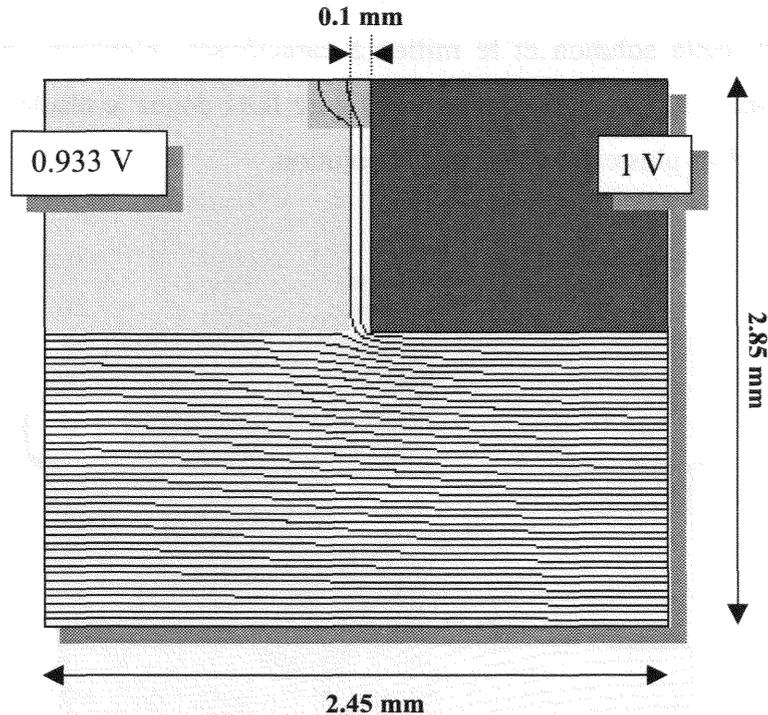


Figure II.42 : Réduction de l'influence de la différence de conductivité entre l'échantillon et la solution

Le fait d'avoir diminué la hauteur de l'isolant entraîne donc une réduction de la distorsion du champ mais rend la mesure sensible à un nouveau facteur d'influence. Bien qu'une solution puisse être trouvée (voir étude en milieu anisotrope dans les paragraphes suivants) cette dépendance est peu satisfaisante.

Pour cette raison, nous conserverons un isolant arrivant à fleur d'électrodes. Bien que cette configuration implique une forte distorsion du champ, ce qui présage des problèmes avec un échantillon anisotrope, elle permet après calibration de caractériser des échantillons isotropes sans risquer d'être influencé par la différence de conductivité entre ce dernier et la solution caloporteuse.

5.3 INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE L'ÉCHANTILLON

L'étude précédente a permis de définir la façon dont l'isolant séparant les électrodes d'injection du courant des électrodes de mesure influe sur la distribution du champ dans la cellule. Notre choix s'est alors porté sur un isolant arrivant à fleur des électrodes. L'objet des simulations suivantes est d'observer l'influence de l'épaisseur de l'échantillon sur le champ. En effet, en supposant le jeu d'électrodes supérieur porté au potentiel $+1\text{V}$ et le jeu inférieur au potentiel -1V , le plan transversal situé à mi distance des deux jeux d'électrodes est à 0V . Ce plan étant équipotentiel, il a nécessairement une incidence sur la géométrie du champ (figure II.43).

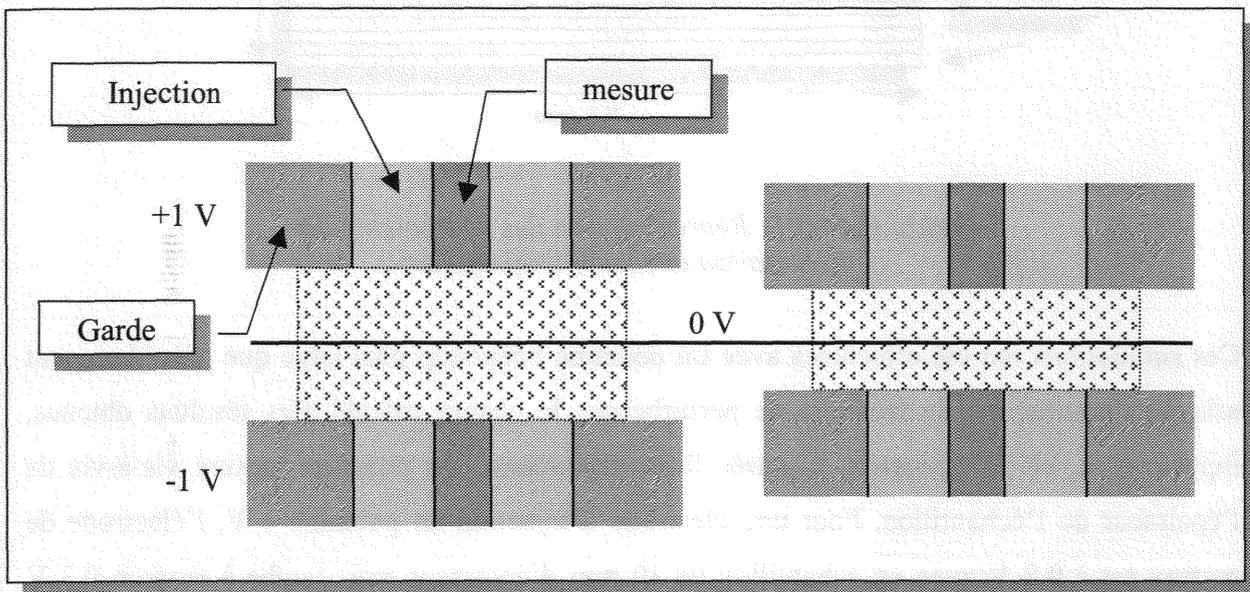


Figure II.43 : Position de l'équipotentielle 0V

Les résultats de simulations présentés figure II.44-a et figure II.44-b ont été obtenus en utilisant deux épaisseurs d'échantillon très différentes, à savoir respectivement 2mm et 10mm .

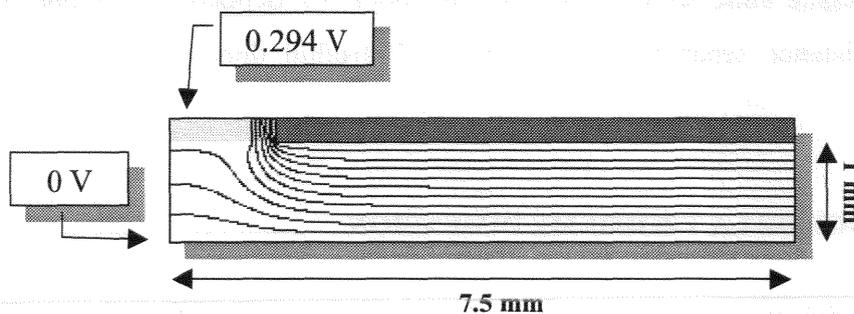


Figure II.44 (a) : Représentation des équipotentielles.
Echantillon de 2mm d'épaisseur

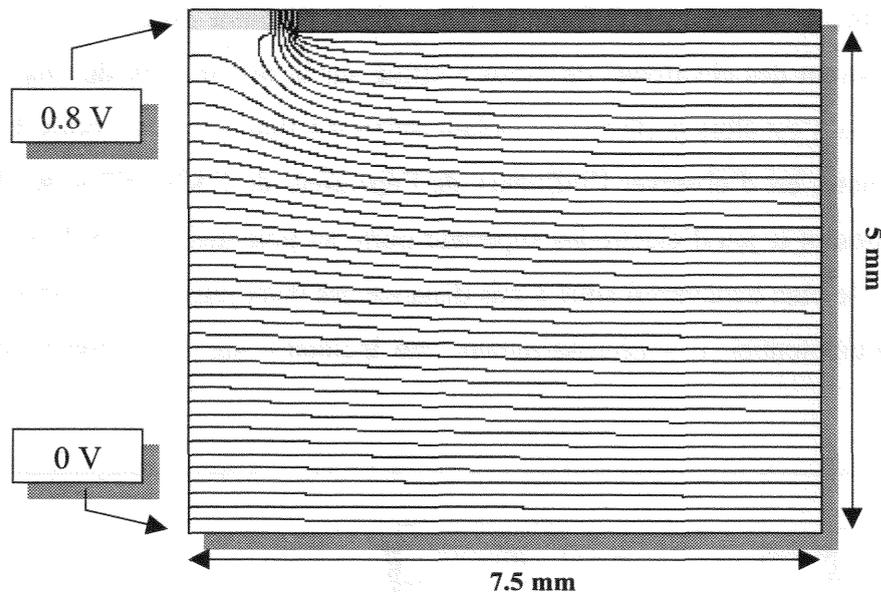


Figure II.44 (b) : Représentation des équipotentielles.
Echantillon de 10 mm d'épaisseur

Ces simulations ont été effectuées avec un domaine beaucoup plus large que précédemment afin de s'assurer que la frontière ne perturbe pas le champ calculé. Ces résultats obtenus, rappelons le, en 2D montrent une très forte dépendance du potentiel mesuré vis-à-vis de l'épaisseur de l'échantillon. Pour une électrode d'injection au potentiel 1 V, l'électrode de mesure est à 0,8 V avec un échantillon de 10 mm d'épaisseur mais tombe à environ 0,3 V pour un échantillon de 2 mm.

La conclusion importante de cette observation est que la calibration de la cellule devra être effectuée en fonction de la distance séparant les deux jeux d'électrodes. On remarquera cependant que de toute façon la calibration doit être faite pour différentes distances en raison de la capacité parasite entre les deux jeux d'électrodes. La dépendance du potentiel mesuré vis-à-vis de la distance séparant les deux jeux n'introduit donc pas en réalité de travail supplémentaire.

5.4 INFLUENCE DE LA TROISIEME DIMENSION

Comme il a déjà été précisé précédemment, les simulations 2D effectuées en coordonnées cartésiennes ne tiennent pas compte de la géométrie cylindrique réelle de la cellule de mesure.

Contrairement au cas de l'analyse du fonctionnement des électrodes de garde, une influence plus importante de la géométrie cylindrique est suspectée. Par effet de confinement du champ autour de l'électrode de mesure, il est probable que la différence de potentiel entre électrode d'injection et électrode de mesure soit moins importante que celle prévue en 2D.

Afin de vérifier cette hypothèse, une simulation en 3D a été entreprise. Les simulations 2D montrant que plus l'échantillon est d'épaisseur faible, plus la différence de potentiel est importante, nous avons réalisé cette simulation 3D avec un échantillon de 2 mm d'épaisseur.

Afin de réduire la charge de calcul, qui devient rapidement excessive en 3D, les symétries du problème ont été exploitées. Ainsi, seul un quart de la moitié supérieure du domaine de calcul initial a été effectivement modélisé, ce qui divise le nombre de points par 8. Près de 12 heures de calcul ont été nécessaires sur un Pentium III à 500 Mhz pour obtenir le résultat de la figure II.45.

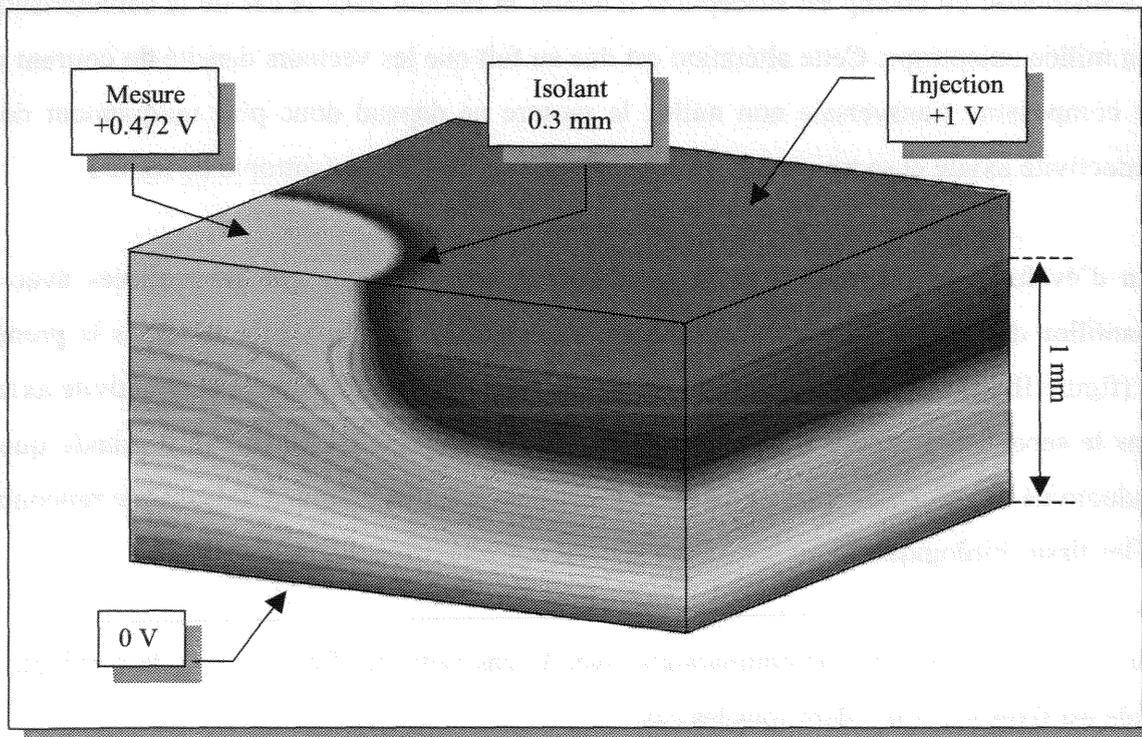


Figure II.45 : Distribution calculée du potentiel dans un échantillon de 2 mm d'épaisseur

Il apparaît que l'hypothèse émise est vérifiée puisque que pour une électrode d'injection au

potentiel +1 V, la simulation 3D prévoit une électrode de mesure à 0.47 V contre 0.29 V prévu par le calcul 2D équivalent. Les simulations en 2D surestiment donc l'influence de l'isolant par un facteur non négligeable. Les conclusions issues des calculs en 2D n'en restent pas moins vraies.

5.5 INFLUENCE DE L'ANISOTROPIE

5.5.1 Mise en évidence

Les simulations précédentes ont été réalisées en supposant le milieu à caractériser isotrope. Il est apparu qu'une différence de potentiel existe entre l'électrode d'injection du courant et l'électrode de mesure associée. Dans le cas d'un milieu isotrope, cette différence peut être prise en compte lors de la phase de calibration de la cellule.

Cependant, cette différence de potentiel entraîne également une forte distorsion du champ par rapport à un champ uniforme. De la même façon que lors de l'analyse des électrodes de garde, cette distorsion du champ est susceptible d'altérer la mesure dans le cas de la caractérisation d'un milieu anisotrope. Cette altération est due au fait que les vecteurs densité de courant ont une composante transversale non nulle : la mesure ne dépend donc plus uniquement de la conductivité axiale et se trouve par conséquent influencée par l'anisotropie du milieu.

Afin d'évaluer cette sensibilité à l'anisotropie, deux simulations ont été réalisées avec un échantillon de 10 mm d'épaisseur présentant un rapport d'anisotropie de 10. Dans le premier cas (figure II.46), la conductivité transversale est 10 fois plus faible que la conductivité axiale. Dans le second cas (figure II.48), la conductivité transversale est 10 fois plus grande que la conductivité axiale. Ce rapport de 10 permet de couvrir la dynamique d'anisotropie rencontrée sur les tissus biologiques.

Afin de pouvoir réaliser une comparaison avec le cas isotrope (figure II.47), la conductivité axiale est fixée à 1 S.m^{-1} dans tous les cas.

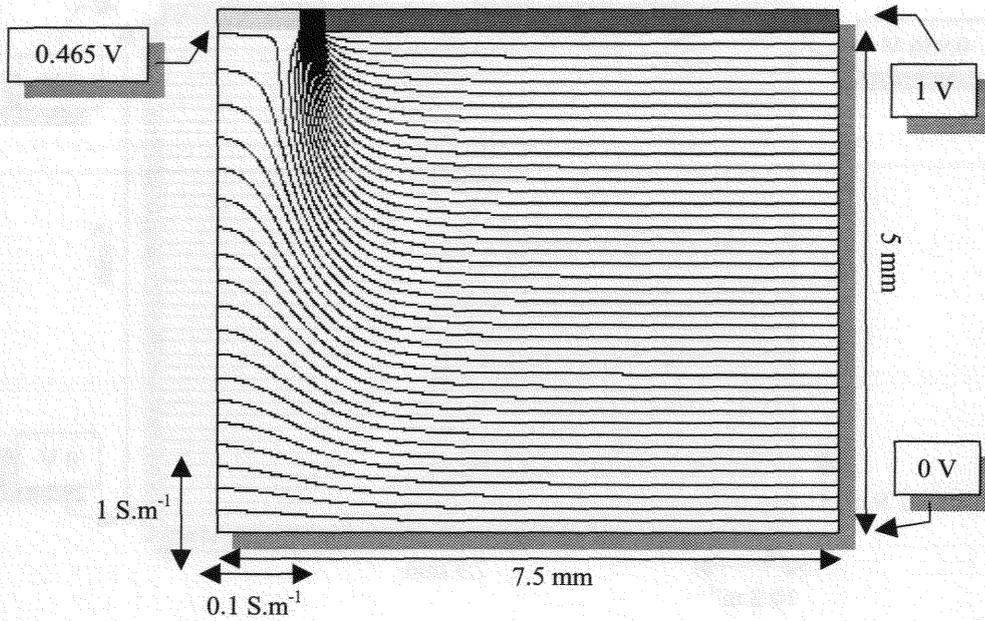


Figure II.46 : Influence de l'anisotropie sur le champ sous l'électrode de mesure. Conductivité axiale supérieure à la conductivité transversale

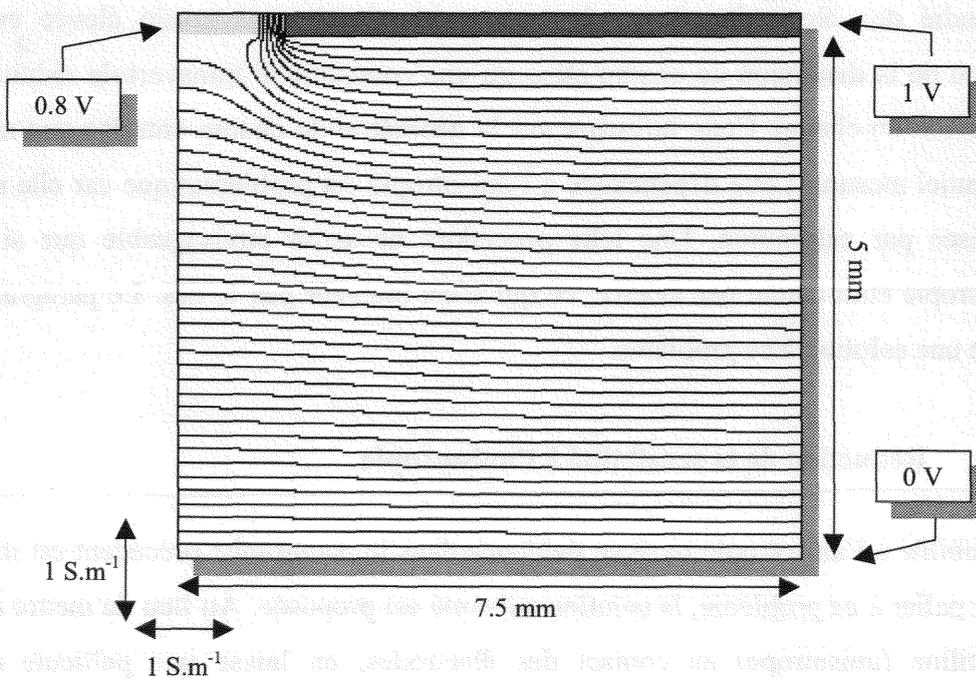


Figure II.47 : Champ de référence obtenu dans le cas isotrope

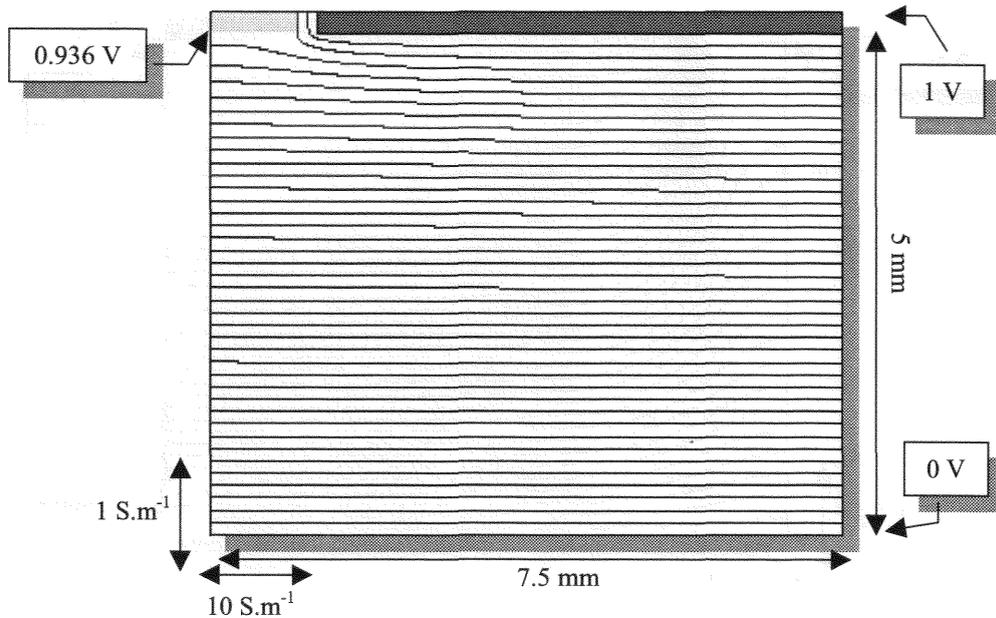


Figure II.48 : Influence de l'anisotropie sur le champ sous l'électrode de garde. Conductivité axiale inférieure à la conductivité transversale

La dépendance de la mesure vis-à-vis de l'anisotropie est donc confirmée. Comme dans le cas déjà étudié des électrodes de garde, une conductivité transversale élevée entraîne une réduction de la distorsion du champ alors qu'une conductivité transversale réduite augmente la distorsion du champ. Cette influence sur la géométrie du champ entraîne une modification du potentiel mesuré. Cette dépendance à l'anisotropie est problématique car elle ne peut être compensée par calibration. Une telle procédure ne serait envisageable que si le rapport d'anisotropie était connu par avance, ce qui n'est bien-sûr pas le cas. Le paragraphe suivant propose une solution à ce problème.

5.5.2 Réduction de la sensibilité à l'anisotropie

La sensibilité à l'anisotropie mise en évidence dans le paragraphe précédent est inacceptable. Afin de palier à ce problème, la solution suivante est proposée. Au lieu de mettre directement l'échantillon (anisotrope) au contact des électrodes, on laisse une pellicule de solution caloporteuse entre l'échantillon et les électrodes (figure II.49). Si cette solution est à conductivité connue, il est alors très facile de corriger la mesure de la présence de ces pellicules d'eau.

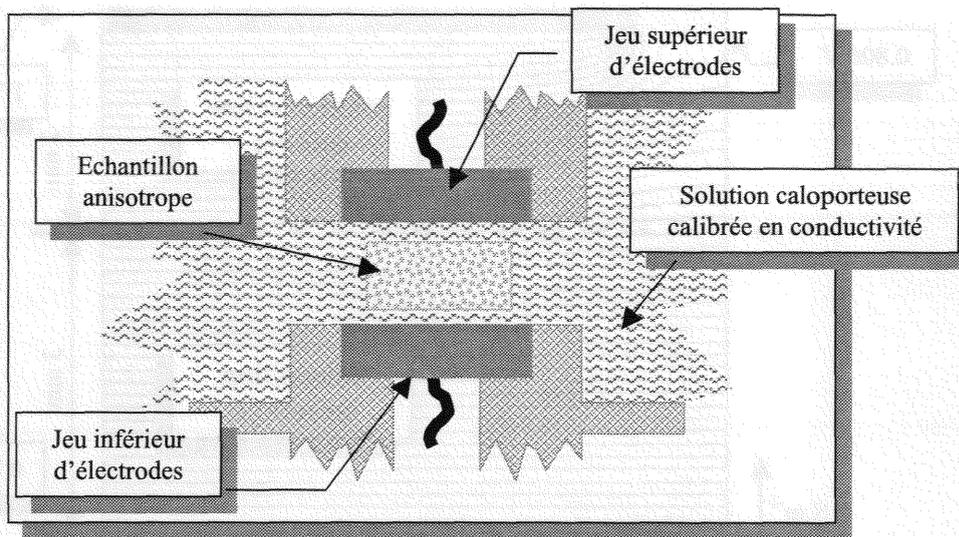


Figure II.49 : Réduction de la sensibilité à l'anisotropie par isolation de l'échantillon des électrodes

L'intérêt de cette méthode est de placer l'échantillon dans une zone de champ quasi-uniforme. Dans un tel champ, l'anisotropie de l'échantillon n'introduit pas de distorsion supplémentaire. Les figures II.50 et II.51 montrent les résultats de simulation obtenus avec un échantillon anisotrope de 3 mm d'épaisseur séparé des électrodes par une pellicule d'eau de 2 mm d'épaisseur et de conductivité 1 S.m^{-1} .

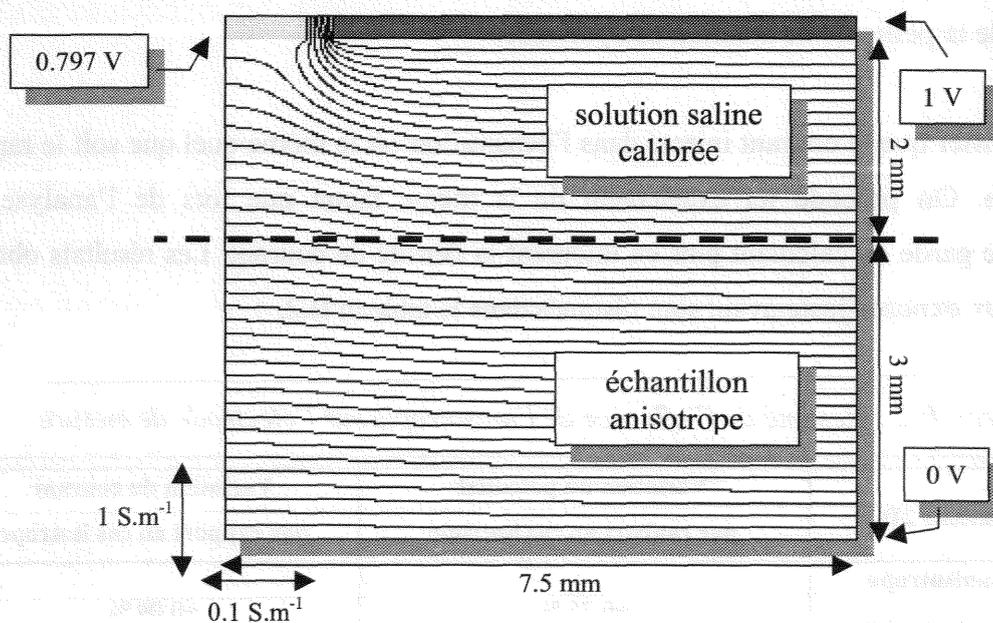


Figure II.50 : Réduction de l'influence de l'anisotropie. Conductivité axiale supérieure à la conductivité transversale

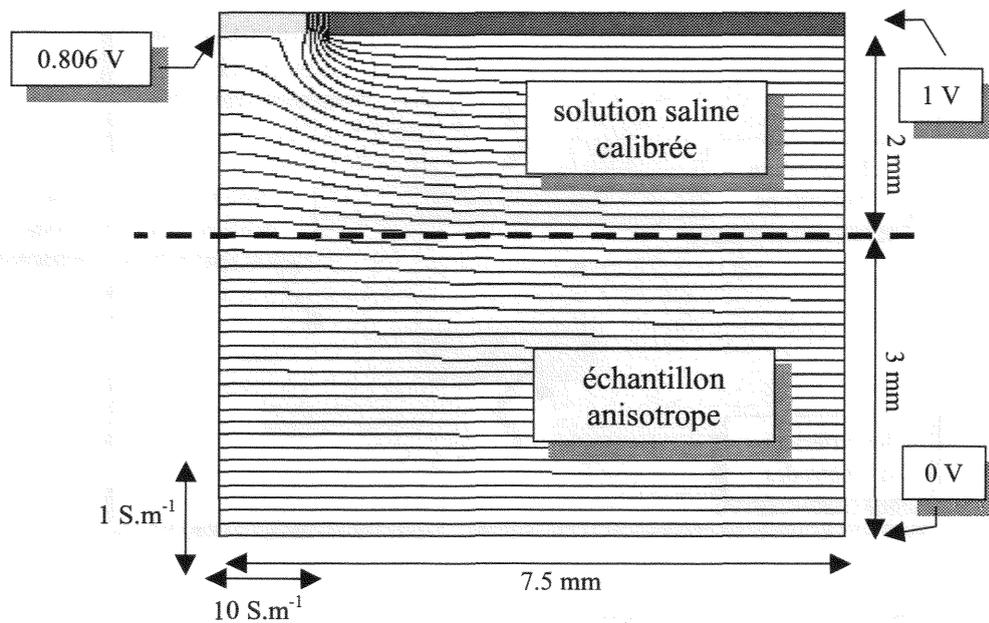


Figure II.51 : Réduction de l'influence de l'anisotropie. Conductivité axiale inférieure à la conductivité transversale

Cette solution semble très efficace. En effet, en se rappelant que dans le cas isotrope l'électrode de mesure était portée au potentiel 0.8 V (pour une électrode d'injection à 1 V), l'erreur est de -0.37% pour une conductivité transversale 10 fois plus faible que la conductivité axiale et de $+0.75\%$ pour une conductivité transversale 10 fois plus grande que la conductivité axiale. Bien sûr, ces chiffres peuvent être encore réduits en augmentant l'épaisseur de la pellicule de solution caloporteuse.

Il reste à vérifier que le courant injecté dans l'échantillon est le même quel que soit le rapport d'anisotropie. On procède ici exactement de la même façon que lors de l'analyse des électrodes de garde en calculant puis en intégrant la densité de courant. Les résultats obtenus ainsi que ceux exposés juste avant sont résumés dans le tableau II.2.

Tableau II.2 : Résumé de l'influence de l'anisotropie sur l'électrode de mesure

Simulations 2D	Variation du potentiel par rapport au cas isotrope	Variation du courant par rapport au cas isotrope
Milieu anisotrope $\sigma_{\text{transv.}} > \sigma_{\text{axial}}$	+0.75 %	+0.09 %
Milieu anisotrope $\sigma_{\text{transv.}} < \sigma_{\text{axial}}$	-0.37 %	-0.04 %

Dans le pire des cas, l'erreur sur l'impédance mesurée est donc inférieure à 1 % (0.84 %).

5.5.3 Dispositif de positionnement d'un échantillon anisotrope

5.5.3.1 Cas des échantillons rigides (os)

Afin de placer l'échantillon à distance des électrodes, le système de la figure II.52 est proposé. Une bague en Plexiglas vient s'emboîter sur le jeu inférieur d'électrodes. Trois vis à 120° portées par cette bague permettent de surélever l'échantillon. La hauteur de cette surélévation est déterminée par le diamètre des vis. L'utilisation de vis permet de régler la profondeur avec laquelle elles pénètrent sous l'échantillon. On peut ainsi veiller à ce qu'elles ne pénètrent pas dans le champ des électrodes d'injection, ce qui perturberait la mesure.

L'épaisseur de la pellicule d'eau supérieure est contrôlée en abaissant le jeu supérieur d'électrodes jusqu'à toucher l'échantillon puis en le faisant remonter de la quantité désirée mesurée grâce à la vis micrométrique équipant la cellule.

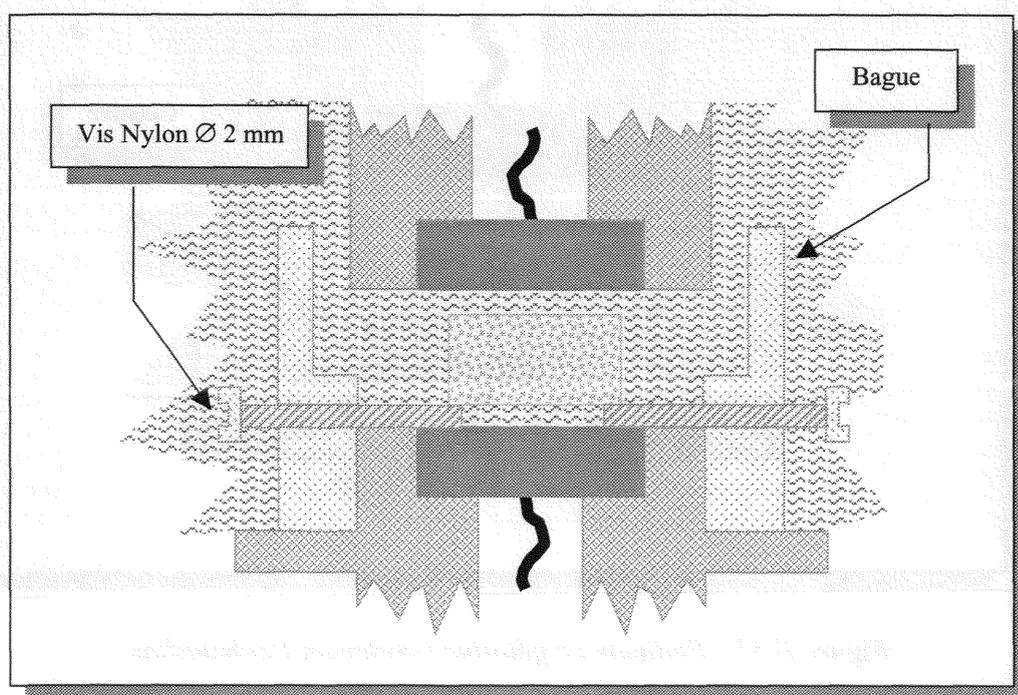


Figure II.52 : Proposition de système assurant la surélévation de l'échantillon

Un alésage de la bague portant les vis permet le passage de la solution saline tout en limitant les turbulences causées par sa circulation. Le risque de voir l'échantillon bouger est donc

réduit. Si cependant cela se produit, il suffit d'arrêter la pompe durant la mesure. Comme on le verra dans la troisième partie de ce manuscrit, ce dispositif sera en pratique modifié de façon importante.

5.5.3.2 Cas des échantillons mous (muscle)

Dans le cas des échantillons mous, la solution précédente n'est pas applicable en raison de la déformation de l'échantillon sous son propre poids. Une solution alternative consiste à déposer sur l'électrode inférieure une couche de gélatine de conductivité connue (figure II.53). Une telle gélatine a été développée au laboratoire dans le but de réaliser un fantôme électromagnétique. Constituée d'une base de gélatine alimentaire, sa conductivité est réglable dans une large gamme par l'adjonction de chlorure de sodium. Sa solidité mécanique, sa température de fusion ainsi que sa durée de conservation peuvent être contrôlées par l'ajout de formaldéhyde.

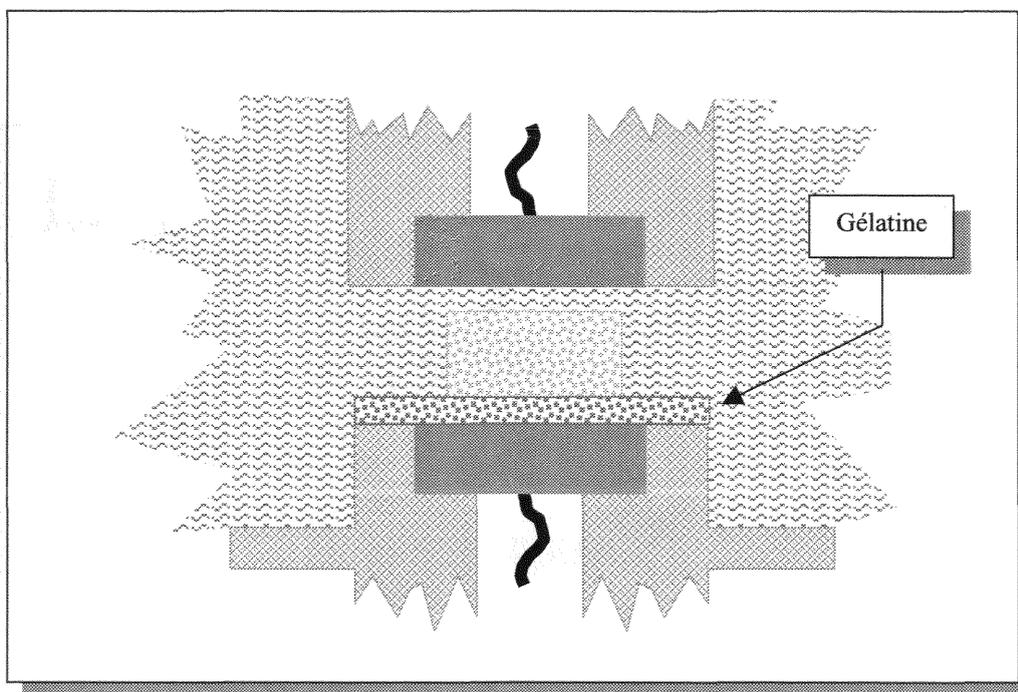


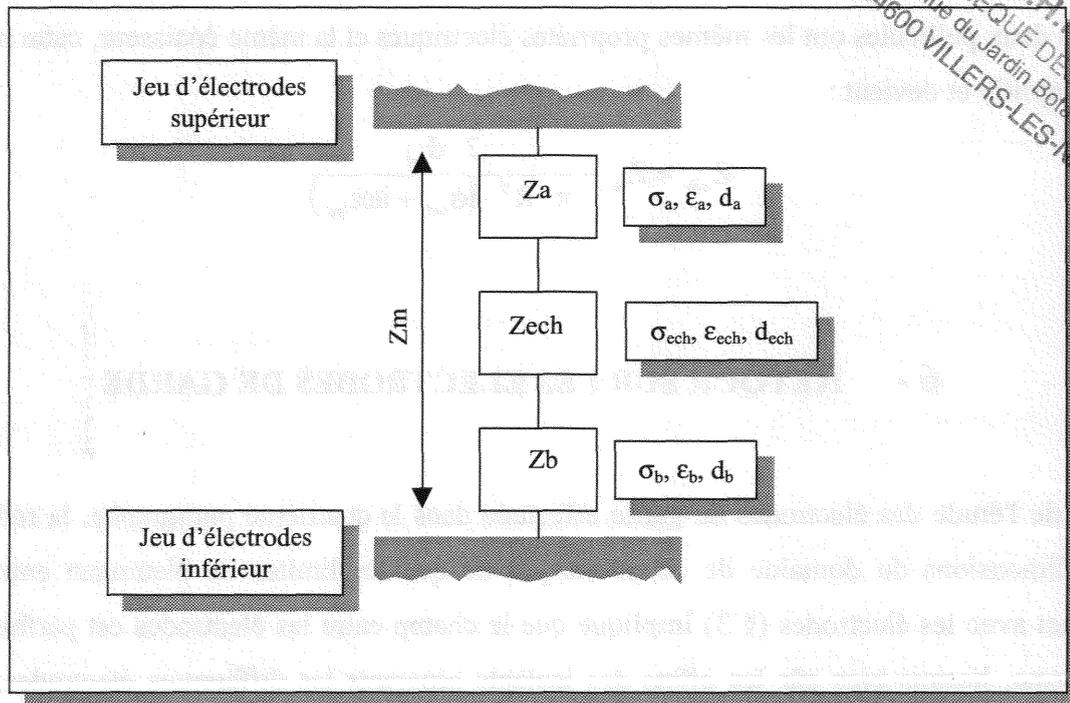
Figure II.53 : Pellicule de gélatine surélevant l'échantillon

Le contrôle de l'épaisseur de la pellicule d'eau supérieur se fait de la même façon que pour les échantillons solides. On remarquera d'ailleurs que cette méthode peut très bien s'appliquer à de tels échantillons. Cependant, l'utilisation de la gélatine rendant le protocole expérimental sensiblement plus lourd, nous utiliserons pour la caractérisation des os la méthode précédente.

5.5.4 Prise en compte des pellicules d'eau (ou de gélatine)

En exploitant l'une ou l'autre des solutions proposées pour la caractérisation des milieux anisotropes, l'impédance mesurée n'est pas directement celle de l'échantillon mais peut être modélisée comme montré figure II.54. Les impédances Z_a et Z_b représentent respectivement les pellicules supérieure et inférieure alors que Z_{ech} représente l'impédance de l'échantillon.

Dans le cas le plus général, l'épaisseur des deux pellicules est différente et, afin de prendre en compte la solution basée sur l'utilisation de gélatine, leurs propriétés électriques sont également différentes.



S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DE SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

Figure II.54 : Schéma équivalent de l'impédance mesurée lorsque l'échantillon est surélevé

Soit Z_m l'impédance mesurée après avoir été corrigée entre autres de la distorsion du champ grâce aux coefficients obtenus par calibration. L'impédance Z_m est donc admise comme étant l'impédance réelle du cylindre délimité par les électrodes d'injection. La relation liant l'impédance aux propriétés électriques σ et ϵ établie au chapitre I peut donc être utilisée. On rappelle que :

$$Z^* = \frac{d}{\pi \cdot R^2 \cdot (\sigma + i \cdot \omega \cdot \epsilon)}$$

où d est la hauteur du cylindre et R son rayon.

Cette relation peut être appliquée à chacune des trois impédances du modèle figure II.54. Il résulte en fin de compte que l'impédance de l'échantillon est donnée par la relation :

$$Z_{\text{ech}} = Z_m - \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \left(\frac{d_a}{\sigma_a + i\omega\epsilon_a} + \frac{d_b}{\sigma_b + i\omega\epsilon_b} \right)$$

Si les deux pellicules ont les mêmes propriétés électriques et la même épaisseur, cette relation se simplifie et devient :

$$Z_{\text{ech}} = Z_m - \frac{2 \cdot d_{\text{pel}}}{\pi \cdot R^2 \cdot (\sigma_{\text{pel}} + i\omega\epsilon_{\text{pel}})}$$

6 - RETOUR SUR LES ELECTRODES DE GARDE

Lors de l'étude des électrodes de garde effectuée dans le quatrième paragraphe, la réduction des dimensions du domaine de calcul jusqu'à ce que les limites de Neumann entrent en contact avec les électrodes (§ 3) implique que le champ entre les électrodes est parfaitement uniforme, hormis bien sûr les effets des isolants séparants les différentes électrodes. Cette approximation est d'autant mieux justifiée que la distance séparant les deux jeux d'électrodes est faible par rapport au diamètre des électrodes de garde. Comme l'a montré le second paragraphe consacré à la description de la cellule de mesure réalisée, les électrodes de garde ont un diamètre plutôt modeste de 15 mm. Ce diamètre a été choisi lors de la réalisation de la cellule car il était suffisant par rapport aux dimensions envisagées à l'époque pour les échantillons. Comme il sera exposé dans la quatrième partie de ce manuscrit consacrée aux résultats expérimentaux, l'écart entre les électrodes lors de la campagne de mesure a été porté à 12 mm. Cette distance résulte des dimensions des échantillons ainsi que de la nécessité de laisser une pellicule d'eau d'environ 2 mm (anisotropie des échantillons osseux). Cette distance inter-électrodes induit très certainement un défaut d'uniformité du champ dans la

zone d'injection du courant. Comme cela a été vu durant les études précédentes, une distorsion du champ en milieu isotrope ne pose pas de problème car la modification du facteur de cellule résultante peut être corrigée lors de la phase de calibration. En revanche, pour un milieu anisotrope la directivité de la mesure est compromise. Celle-ci est alors influencée par les paramètres diélectriques des axes orthogonaux à la direction de mesure privilégiée. Cette erreur ne peut être corrigée par calibration.

Afin d'évaluer l'impact sur la mesure en milieu anisotrope d'un écart de 12 mm entre les jeux d'électrodes, des simulations ont été effectuées avec un domaine de calcul plus grand que dans les cas précédents (figure II.55).

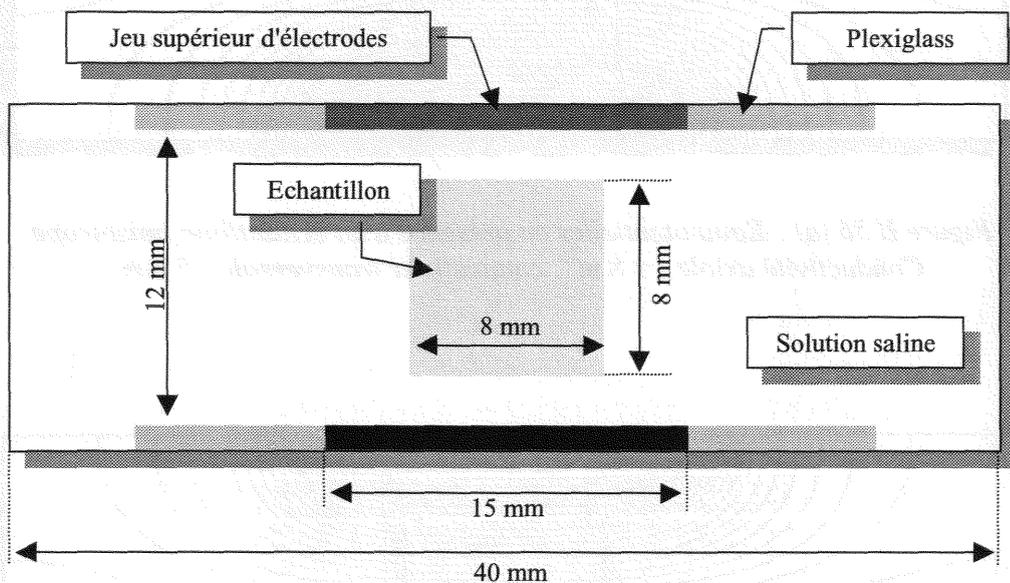


Figure II.55 : Domaine de calcul étendu.

Ce nouveau domaine de calcul mesure 40 mm sur 14 mm et est discrétisé avec une résolution de 0.1 mm. Les symétries du domaine n'ont pas été exploitées. Un échantillon de 8 mm de côtés est placé entre les deux jeux d'électrodes à une distance de 2 mm de celles-ci. Afin de se focaliser sur l'influence des dimensions des électrodes de garde, les isolants séparants les électrodes ainsi que les électrodes de mesure n'ont pas été introduites dans le modèle.

Trois simulations ont été réalisées. Dans tous les cas, la solution saline présente une conductivité de 1 S.m^{-1} et la conductivité de l'échantillon suivant la direction axiale (orthogonale au plan des électrodes) est également fixée à 1 S.m^{-1} . Le résultat du calcul

numérique présenté figure II.56-a donne le champ obtenu lorsque l'échantillon est anisotrope avec une conductivité transversale 5 fois plus grande que la conductivité axiale. La figure II.56-b donne le champ dans le cas d'un échantillon isotrope et enfin, la figure II.56-c présente le cas d'un échantillon anisotrope dont la conductivité transversale est 5 fois plus faible que la conductivité axiale.

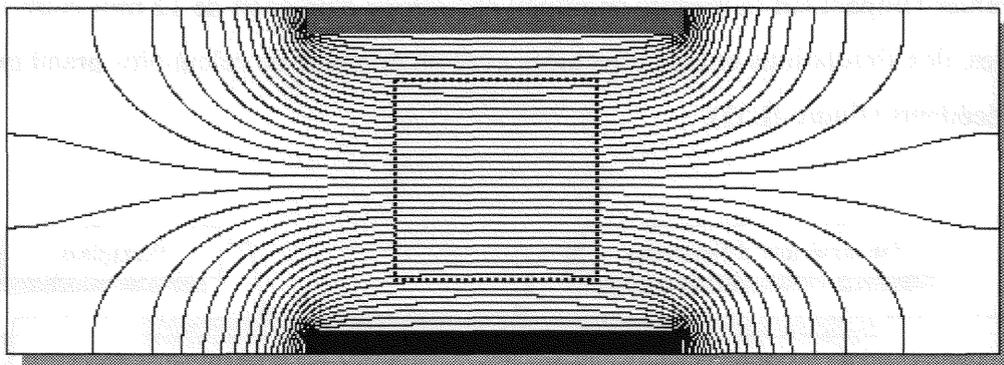


Figure II.56 (a) : Equipotentiels en présence d'un échantillon anisotrope.
Conductivité axiale : 1 S.m^{-1} , conductivité transversale : 5 S.m^{-1} .

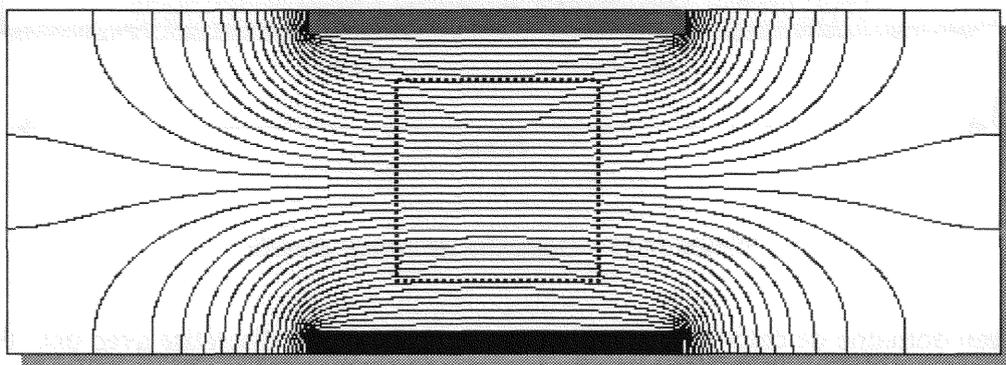


Figure II.56 (b) : Equipotentiels en présence d'un échantillon isotrope.
Conductivité : 1 S.m^{-1} .

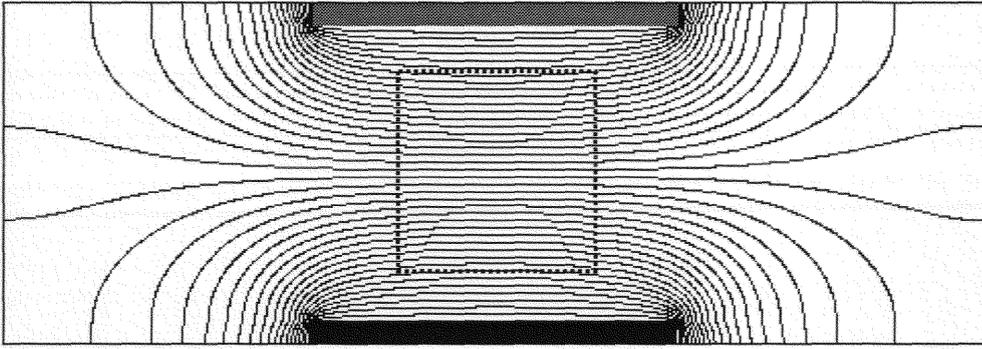


Figure II.56 (c) : Equipotentiels en présence d'un échantillon anisotrope.
Conductivité axiale : 1 S.m^{-1} , conductivité transversale : 0.2 S.m^{-1} .

Le calcul et l'intégration de la densité de courant montrent que dans le cas de la figure II.56-a le courant injecté est 0.95 % plus important que dans le cas isotrope alors que dans le cas de la figure II.56-c, le courant injecté est 0.86 % plus faible que dans le cas isotrope. Malgré une distance inter-électrodes élevée par rapport au diamètre des électrodes de garde, l'erreur due à un rapport d'anisotropie de 5 introduit une erreur inférieure à 1 % ce qui est tout à fait acceptable.

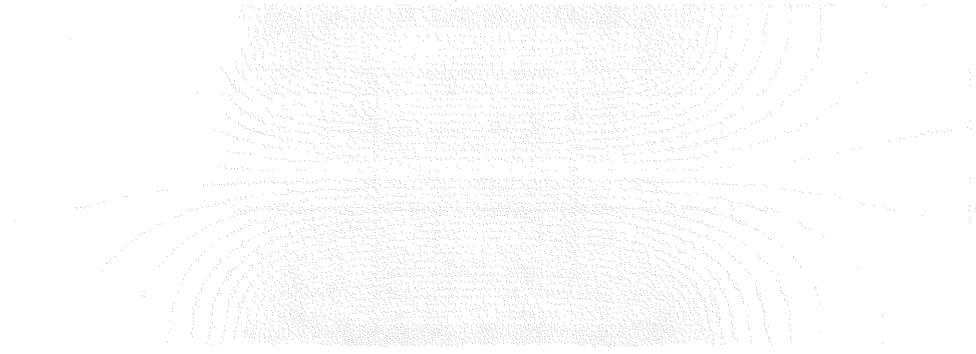


Figure 11.10 : Répartition des courbes de niveau de la fonction $f(x, y)$ pour $x \in [-1, 1]$ et $y \in [-1, 1]$.

La figure 11.10 illustre la répartition des courbes de niveau de la fonction $f(x, y)$ pour $x \in [-1, 1]$ et $y \in [-1, 1]$. On observe deux familles de courbes de niveau, l'une au-dessus de l'autre, qui sont plus denses au centre et s'éloignent à mesure qu'on s'approche des bords. Ces courbes de niveau sont approximativement elliptiques et concentriques, ce qui suggère une structure de la fonction qui est symétrique et régulière dans le domaine considéré.

CONCLUSION DE LA PARTIE II

Après avoir exposé le problème majeur des effets de bords, une solution basée sur l'utilisation d'un système d'électrodes de garde a été proposée. Un positionnement original des électrodes de mesure par rapport aux électrodes d'injection permet une utilisation facile de la cellule de mesure et autorise la caractérisation d'échantillons de faible épaisseur. Le diamètre des électrodes d'injection est de 5 mm ce qui permet également la caractérisation d'échantillons de petites dimensions latérales.

A cette cellule est associé un système de thermorégulation à double cuve autorisant un contrôle facile et économique à la fois de la température de la solution caloporteuse et de sa conductivité électrique. Cette solution entre directement en contact avec l'échantillon afin d'éviter sa déshydratation, ce qui est particulièrement important pour le tissu osseux. Le contrôle de la conductivité électrique de la solution caloporteuse est nécessaire en particulier lors de la caractérisation du tissu osseux (voir partie I) et plus généralement lors de la caractérisation d'échantillons anisotropes.

Après avoir présenté l'outil numérique mis en œuvre pour le calcul du champ électrique dans la cellule de mesure, l'influence des isolants séparant les électrodes ainsi que celle de l'anisotropie du milieu ont été étudiées.

Cette étude a été scindée en deux, l'une analysant l'impact sur le système de confinement du champ par les électrodes de garde, l'autre analysant l'influence sur les électrodes de mesure. Il apparaît alors que la configuration retenue pour les électrodes permet de caractériser les échantillons isotropes à condition que la calibration de la cellule tienne compte de l'épaisseur de l'échantillon. Cette configuration se révèle cependant sensible à l'anisotropie de l'échantillon, ce qui perturbe significativement la mesure. Une solution simple a cependant été proposée et les simulations numériques démontrent son efficacité, rendant la caractérisation d'échantillons anisotropes possible.

La cellule de mesure proposée s'avère donc à la fois simple d'utilisation puisque en pratique l'échantillon doit simplement être « pris en sandwich » entre les électrodes (comme pour un système bipolaire) et capable de caractériser des échantillons anisotropes.

PARTIE III

CONCEPTION ET CARACTERISATION DU SYSTEME D'ACQUISITION

INTRODUCTION A LA PARTIE III

Dans la partie précédente, la cellule de mesure réalisée a été décrite et son comportement a été analysé par simulations numériques. Cette nouvelle partie est consacrée à la présentation et à l'étude de la partie électronique et informatique associée à la cellule afin de réaliser la mesure de l'impédance de l'échantillon étudié.

Le premier chapitre (*Chapitre I – Système de conditionnement et d'acquisition*) décrit et caractérise l'étage de conditionnement de la cellule de mesure. Cet étage est particulièrement important car c'est lui qui produit les signaux porteurs de l'information utile. Il est donc important de le caractériser avec attention car son influence sur la qualité de la mesure est prépondérante. Ce chapitre décrit également l'étage numérique réalisant la conversion analogique/numérique des signaux issus de l'étage de conditionnement en vue de leur transfert vers un PC.

Le chapitre suivant (*Chapitre II – Algorithme de traitement des signaux*) présente l'algorithme de traitement du signal nécessaire à l'extraction de l'information utile. C'est par le biais de cet algorithme que l'amplitude et la phase des signaux numérisés sont calculées. Un chapitre complet lui est consacré car il joue un rôle prédominant quand à la réjection du bruit affectant les mesures.

Le dernier chapitre (*Chapitre III – Calibration de la chaîne de mesure*) présentera les notions de calibration et de compensation ainsi que la méthode retenue pour effectuer ces opérations. L'efficacité de la calibration sera alors vérifiée expérimentalement. Les performances globales de la chaîne instrumentale seront alors évaluées.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

CHAPITRE I

SYSTEME DE CONDITIONNEMENT ET D'ACQUISITION

1 - PRESENTATION GENERALE

Le système de conditionnement de la cellule de mesure et d'acquisition des signaux peut être décomposé en trois éléments principaux :

1.1 LE SYSTEME D'ALIMENTATION ET DE CONDITIONNEMENT DE LA CELLULE DE MESURE

La fonction de ce système est d'alimenter les électrodes d'injection du courant, de piloter les électrodes de garde au travers d'un amplificateur, de produire une image de la tension différentielle aux bornes des électrodes de mesure (signal de tension) et de produire une image du courant traversant l'échantillon (signal de courant).

1.2 LE SYSTEME D'ACQUISITION

Ce système dispose en entrée d'un amplificateur programmable large bande à deux voies afin d'assurer la mise à niveau des signaux de tension et de courant. Cet étage analogique est suivi d'un étage convertisseur analogique/numérique à deux voies réalisant l'échantillonnage et la quantification de ces signaux. Vient enfin un étage chargé de gérer le flot des échantillons durant leur transfert vers un PC.

1.3 LE MICRO-ORDINATEUR ET LE GENERATEUR DE SIGNAUX

A l'étage numérique précédent est associé un micro-ordinateur via une interface de décodage d'adresse branchée sur le bus ISA du PC. Ce PC permet de récupérer les échantillons, de les stocker et de les traiter pour le calcul de l'impédance mesurée. Ce PC est également en charge d'apporter les corrections de calibration et réalise le calcul des propriétés électriques σ et ϵ à partir de l'impédance mesurée.

Enfin, le PC commande également un générateur de fonction programmable HP33120A via une interface IEEE488.

Le synoptique de ce dispositif est présenté sur la Figure III.1.

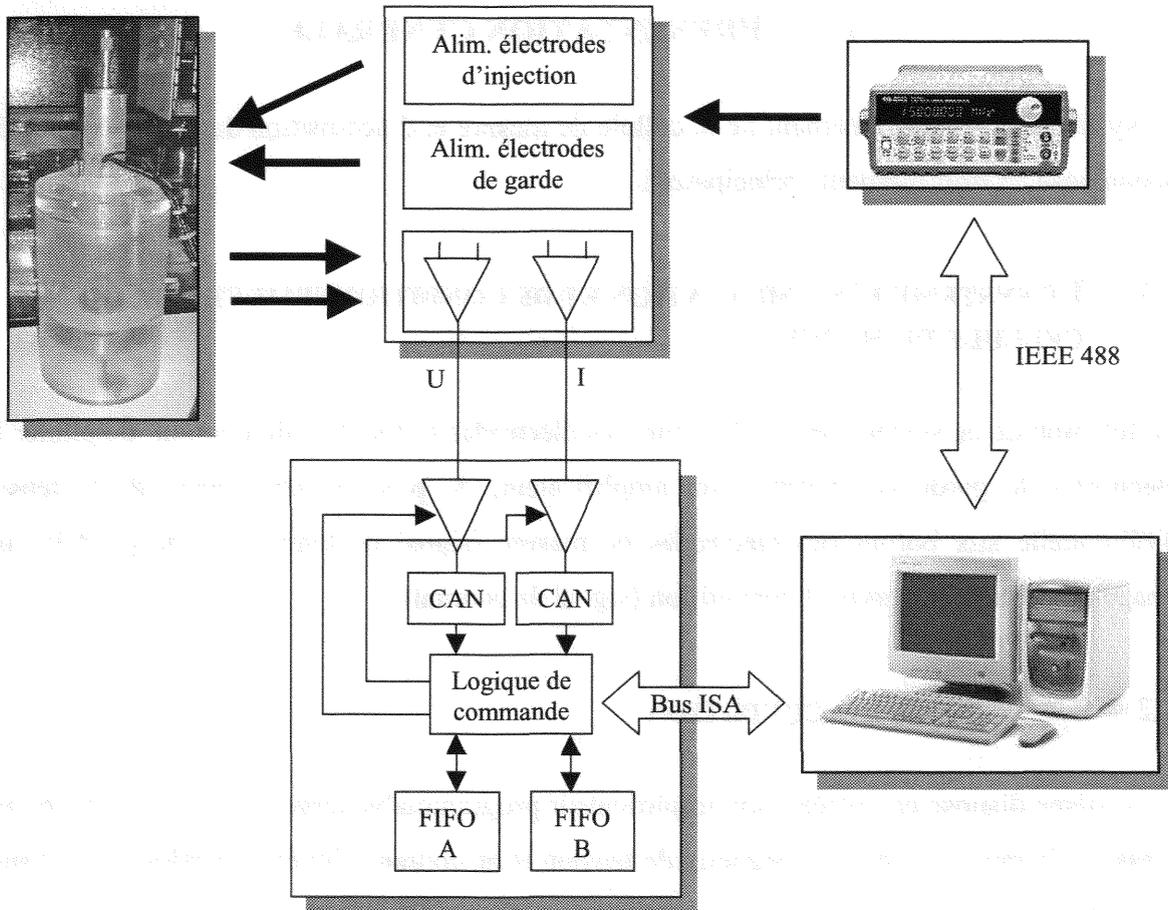


Figure III.1 : Synoptique du système d'acquisition

2 - PERFORMANCES REQUISES

2.1 RELATIONS D'INCERTITUDE

Afin de pouvoir évaluer les performances requises pour l'instrumentation, il est nécessaire d'évaluer les relations d'incertitude liant la conductivité σ et la permittivité ϵ aux erreurs sur les mesures.

On rappelle que σ et ε sont donnés par : $\sigma = \frac{h}{\pi \cdot R^2} \cdot G$ et $\varepsilon = \frac{h}{\pi \cdot R^2} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot B$ où G et B désignent respectivement les parties réelles et imaginaires de l'admittance mesurée, h est l'épaisseur de l'échantillon et R le rayon des électrodes d'injection du courant.

Notons K le facteur de cellule, c'est à dire $K = \frac{h}{\pi \cdot R^2}$.

Les erreurs relatives sur la conductivité et la permittivité sont donc données par :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta G}{G} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{\Delta\omega}{\omega} + \frac{\Delta B}{B}$$

La fréquence à laquelle la mesure est effectuée étant pilotée par quartz, cette dernière est connue avec une précision de l'ordre de 100 ppm. Le terme $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ est donc de l'ordre de 0.01 %, ce qui est négligeable.

L'erreur sur le facteur de cellule K , qui en théorie ne dépend que des tolérances mécaniques est donnée par :

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta h}{h} + 2 \cdot \frac{\Delta R}{R}$$

Cependant on sait grâce à l'étude du champ électrique dans la cellule que ce facteur de cellule théorique est loin du facteur de cellule réel, principalement en raison de la présence de l'isolant séparant électrode d'injection et électrode de mesure. L'incertitude sur le facteur de cellule est donc déterminée par l'incertitude des mesures effectuées lors de la phase de calibration. Ce point sera étudié plus en détail dans le troisième chapitre de cette partie.

Si, en première approximation, on néglige l'incertitude sur le facteur de cellule, alors il reste :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta G}{G} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta B}{B}$$

En pratique cependant on travaille plus volontiers avec l'impédance Z .

Sachant que :

$$|Y| = \frac{1}{|Z|} \text{ et } \varphi_Y = -\varphi_Z$$

On a alors : $G = \frac{1}{|Z|} \cdot \cos(\varphi_Z)$ et $B = -\frac{1}{|Z|} \sin(\varphi_Z)$.

Et on peut écrire par ailleurs :

$$dG = \frac{\partial G}{\partial Z} dZ + \frac{\partial G}{\partial \varphi_Z} d\varphi_Z$$

où le module $|Z|$ a été noté simplement Z pour alléger l'écriture.

Cette équation donne après calcul des dérivées :

$$dG = -\frac{1}{Z^2} \cdot \cos(\varphi_Z) \cdot dZ - \frac{1}{Z} \cdot \sin(\varphi_Z) \cdot d\varphi_Z$$

Le milieu étant proche d'un conducteur pur aux fréquences qui nous intéressent, on peut poser $\varphi_Z \approx 0$ ce qui conduit après passage aux petites variations à :

$$\Delta G \approx \frac{1}{Z^2} \cdot \Delta Z$$

D'où finalement :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{Z^2} \cdot \frac{Z}{\cos(\varphi_Z)} \cdot \Delta Z \approx \frac{1}{Z} \cdot \Delta Z$$

Un calcul identique sur la partie imaginaire de l'admittance donne :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{1}{Z} \cdot \Delta Z + \frac{1}{\tan(\varphi_Z)} \cdot \Delta \varphi_Z \approx \frac{1}{\tan(\varphi_Z)} \cdot \Delta \varphi_Z$$

Cette dernière équation peut encore être simplifiée car φ_Z est proche de zéro d'où :

$$\frac{\Delta B}{B} \approx \frac{\Delta \varphi_Z}{\varphi_Z}$$

En résumé nous avons :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta Z}{Z} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta\varphi_z}{\varphi_z}$$

Il est alors prévisible que la mesure de la conductivité sera plus facile que la mesure de la permittivité. En effet, l'erreur relative sur la conductivité est égale à l'erreur relative sur le module de l'impédance. Le module étant donné par le rapport de l'amplitude de la tension sur le courant, l'erreur relative sur cette grandeur est déterminée par l'erreur relative sur les gains des amplificateurs par lesquels passent ces signaux. Comme il sera présenté par la suite, une précision sur le gain d'au moins 1 % est facile à atteindre ce qui entraîne dans ce cas une erreur relative sur le module, et donc sur la conductivité, de 2 %. Lors de la calibration de l'étage amplificateur, nous constaterons qu'il est possible d'espérer dans notre cas une incertitude relative de 0.4 %.

Pour la permittivité, la situation est par contre moins favorable car l'angle φ_z à mesurer est faible. L'erreur relative $\frac{\Delta\varphi_z}{\varphi_z}$ peut de ce fait devenir rapidement importante. La calibration devra donc être particulièrement soignée et un grand nombre de mesures devront être prises afin d'améliorer le rapport signal sur bruit par moyennage.

2.2 LIMITE DE MESURE DE LA PERMITTIVITE

Comme il a déjà été établi dans la seconde partie de ce manuscrit, l'impédance complexe mesurée est liée à la conductivité σ et à la permittivité ε par la relation :

$$Z^* = \frac{K}{\sigma + j \cdot \omega \cdot \varepsilon}$$

où K est le facteur de cellule.

De cette équation on déduit :

$$\operatorname{tg}(\varphi_z) = -\frac{\omega \cdot \varepsilon}{\sigma}$$

Soit encore :

$$\varepsilon = -\frac{\sigma \cdot \operatorname{tg}(\varphi_z)}{\omega}$$

Ou de manière équivalente :

$$\varepsilon = \frac{\sigma \cdot \operatorname{tg}(\varphi_Y)}{\omega}$$

Définissons $\delta\varphi_Y$ comme étant « le plus petit déphasage mesurable ». On obtient alors la relation bien connue [HAM 94] :

$$\varepsilon_{\min} = \frac{\sigma \cdot \operatorname{tg}(\delta\varphi_Y)}{\omega}$$

Cette dernière relation permet d'évaluer la permittivité relative la plus faible détectable en fonction du plus petit déphasage mesurable. On observe au passage que plus la conductivité est élevée, plus la sensibilité sur la permittivité est faible.

Les courbes de la Figure III.2 donnent une abaque de la limite de détection sur la permittivité en fonction de la conductivité et de la sensibilité sur la phase.

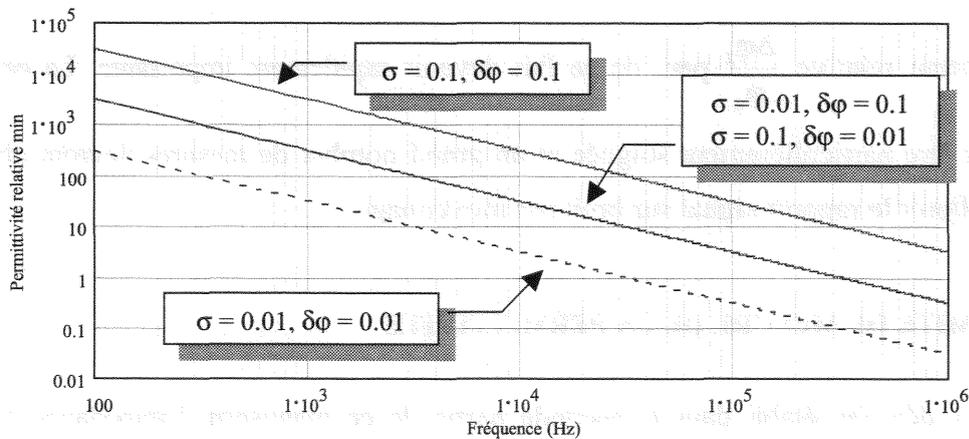


Figure III.2 : Limites de mesure de la permittivité

Cette limite de détection est à comparer avec ce qu'il est prévisible de rencontrer lors de la caractérisation du tissu osseux, ce dernier nous concernant plus particulièrement. Ainsi, on donne à nouveau les courbes obtenues grâce au modèle de Gabriel et al. [GAB 96] pour l'os compact (Figure III.3) et pour l'os spongieux (Figure III.4).

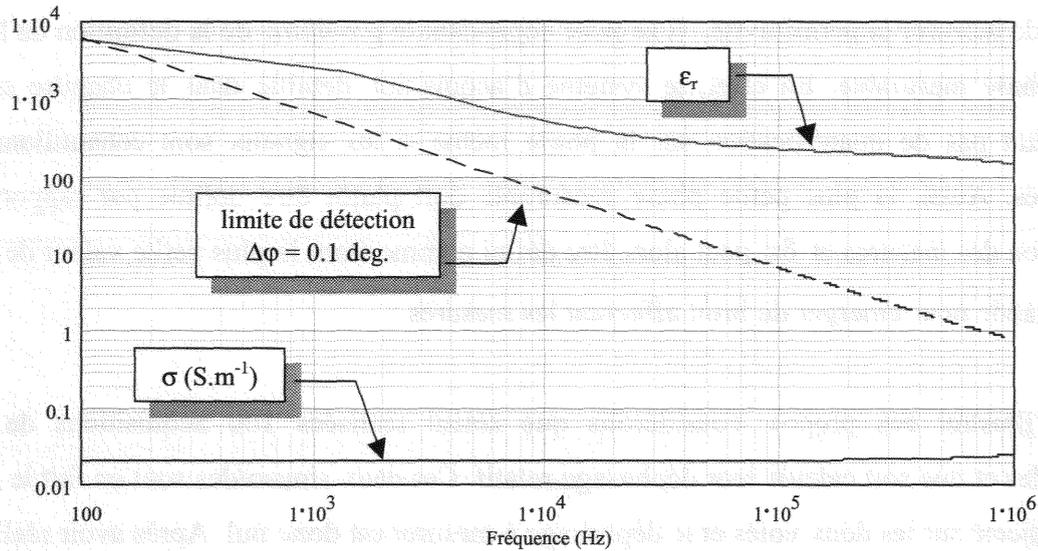


Figure III.3 : Limite de mesure de la permittivité (avec $\Delta\varphi = 0.1$ deg.) comparée à la permittivité de l'os compact

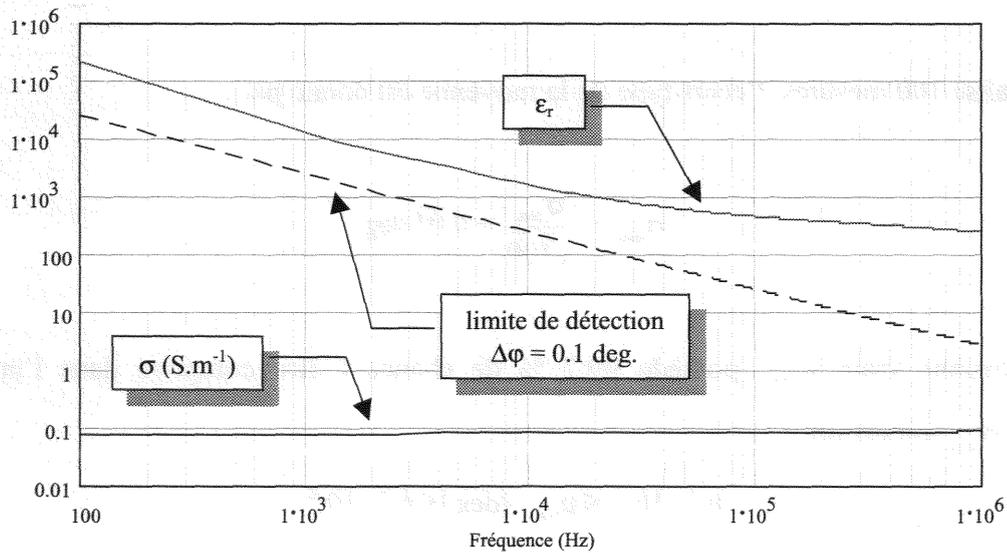


Figure III.4 : Limite de mesure de la permittivité (avec $\Delta\varphi = 0.1$ deg.) comparée à la permittivité de l'os spongieux

D'après ces modèles, il apparaît que si le plus petit déphasage mesurable est de 0.1 degré, la permittivité de l'os compact ou spongieux est mesurable même à basse fréquence. On observe cependant qu'à 100 Hz, la limite de détection est atteinte pour l'os compact et une meilleure résolution sur la mesure de phase sera nécessaire en pratique.

Bien que l'exploitation de la formule précédente soit utile afin d'évaluer s'il va être possible ou non de mesurer la permittivité, il se pose cependant le problème de la définition de la plus petite phase mesurable. En effet, le système d'acquisition détaillé dans le chapitre suivant n'introduit pas de quantification sur la phase même si les signaux sont échantillonnés et quantifiés. Ainsi, la plus petite phase mesurable doit plutôt être définie par rapport à la dispersion des mesures et $\delta\phi$ peut alors être défini comme étant la plus petite valeur de phase assez grande pour émerger du bruit affectant les mesures.

Afin d'illustrer ces propos, considérons que soient réalisées 100 acquisitions de deux sinusoïdes et que soit calculé leur déphasage relatif. Ces deux sinusoïdes sont en fait le même signal injecté sur les deux voies et le déphasage à mesurer est donc nul. Après avoir réalisé les 100 acquisitions, la moyenne et l'écart-type des mesures sont calculés et valent respectivement (ne pas confondre avec la conductivité σ) :

$$\mu_{\text{mes}} = 3.7 \cdot 10^{-2} \text{ deg et } \sigma_{\text{mes}} = 0.1 \text{ deg}$$

Ayant réalisé 100 mesures, l'écart-type de la moyenne est donné par :

$$\sigma_{\text{moy}} = \frac{\sigma_{\text{mes}}}{\sqrt{100}} = 0.01 \text{ deg}$$

Et la moyenne vraie μ_{vraie} possède 99.7 % de chance d'être comprise dans l'intervalle $\mu_{\text{mes}} \pm 3 \cdot \sigma_{\text{moy}}$ soit encore :

$$0.7 \cdot 10^{-2} \leq \mu_{\text{vraie}} \text{ (deg)} \leq 6.7 \cdot 10^{-2}$$

Une seconde série de 100 mesures est entreprise et cette fois on trouve :

$$\mu'_{\text{mes}} = 5.4 \cdot 10^{-2} \text{ deg et } \sigma'_{\text{mes}} = 0.1 \text{ deg}$$

Ce qui conduit à l'intervalle (avec 99.7 % de probabilité) :

$$2.4 \cdot 10^{-2} \leq \mu'_{\text{mes}} \text{ (deg)} \leq 8.4 \cdot 10^{-2}$$

Il y a donc recouvrement des deux intervalles comme le schématise la figure III.5 :

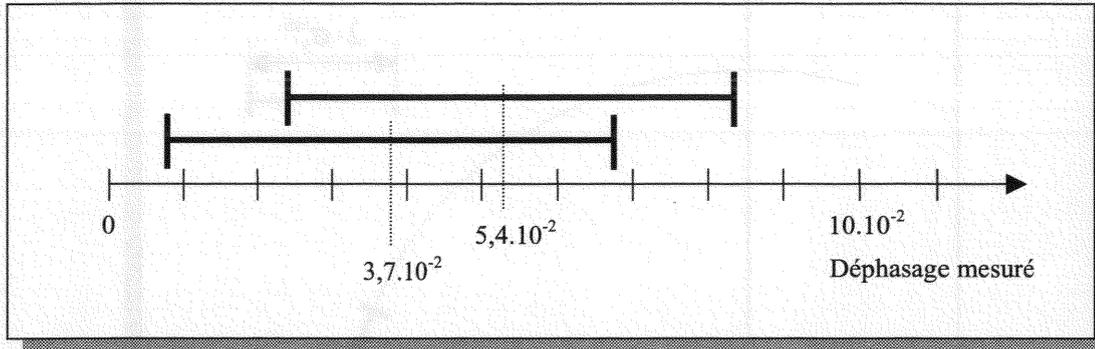


Figure III.5 : Recouvrement des intervalles d'incertitude

Du fait de ce recouvrement des intervalles d'incertitude sur les moyennes, il n'est pas possible de décider si le déphasage entre les deux signaux a effectivement varié entre les deux séries d'acquisitions ou si la différence entre les moyennes est due à la dispersion des mesures. Pour que toute ambiguïté soit levée, il ne faut donc aucun recouvrement (significatif) dans la distribution des mesures.

On peut alors définir le plus petit déphasage mesurable de la façon suivante :

Définition : Soit le système d'acquisition à caractériser. On admet que ce système n'introduit aucune erreur systématique. Soit σ_3^{moy} donné en prenant 3 fois l'écart-type sur la moyenne des mesures. On admet également que quel que soit le déphasage mesuré, toutes les séries de mesures admettent le même écart-type. Le plus petit déphasage mesurable est alors défini comme étant le déphasage minimal nécessaire pour assurer le non recouvrement des intervalles dans lesquels les mesures sont distribuées (figure III.6).

Le plus petit déphasage mesurable devient alors une grandeur dépendant étroitement du rapport signal sur bruit des signaux acquis, ce qui est intuitif. D'après la figure III.6, on a donc :

$$\delta\varphi \equiv 2 \cdot \sigma_3^{\text{moy}}$$

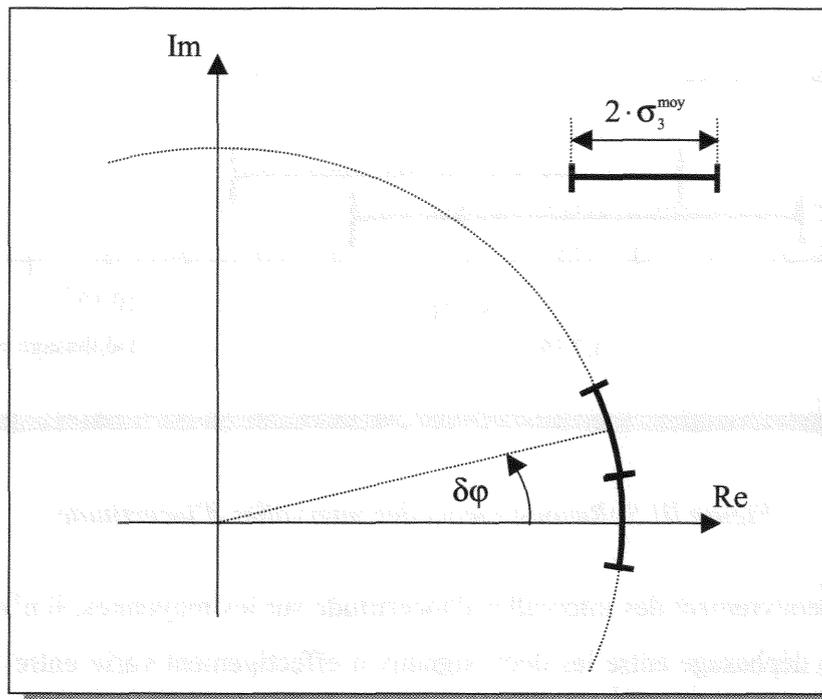


Figure III.6 : Illustration du plus petit déphasage mesurable

2.3 ECART-TYPE SUR LA PERMITTIVITE

Il s'agit ici d'évaluer l'écart-type sur la permittivité relative connaissant celui sur la mesure de phase. Fondamentalement, l'établissement de cette relation est redondante avec les deux paragraphes précédents mais elle permet d'observer sous un autre angle l'influence du bruit sur la mesure de permittivité.

Il a déjà été établi que :

$$\varepsilon = \frac{\sigma \cdot \operatorname{tg}(\varphi_Y)}{\omega}$$

ε peut donc être dérivé par rapport à φ_Y et après passage aux petites variations, on obtient :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta\varphi_Y} = \frac{\sigma}{\omega} \cdot (1 + \tan^2(\varphi_Y))$$

φ_Y étant proche de zéro, cette relation peut se simplifier pour donner :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta\varphi_Y} \cong \frac{\sigma}{\omega} \cdot (1 + \varphi^2) \cong \frac{\sigma}{\omega}$$

On a donc :

$$\Delta\varepsilon_r = \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon_0} \cdot \Delta\varphi_Y$$

En remplaçant $\Delta\varphi_Y$ par l'écart-type sur la moyenne σ_3^{moy} défini précédemment, on obtient alors directement l'écart-type sur la moyenne des mesures de la permittivité.

2.4 CONCLUSION

De l'étude qui vient d'être menée, il résulte que la mesure de la permittivité est bien plus délicate que la mesure de la conductivité. Cet état des choses est déterminé par le fait que l'erreur sur la conductivité dépend principalement de l'erreur sur le module de l'impédance mesurée alors que l'erreur sur la permittivité dépend avec une grande sensibilité des erreurs sur la phase. Afin de pouvoir mesurer les permittivités susceptibles d'être rencontrées, il faut que l'instrumentation et les algorithmes mis en œuvre pour la mesure du déphasage soient capable de rejeter le bruit avec l'efficacité la plus grande possible.

En utilisant la définition donnée pour la détermination du plus petit déphasage mesurable et compte tenu des permittivités et conductivités susceptibles d'être rencontrées lors de la caractérisation du tissu osseux, l'écart-type à 99.7 % sur la moyenne des mesures de déphasage doit être meilleur que 0.1 degré.

3 - ETAGE DE CONDITIONNEMENT DE LA CELLULE DE MESURE

3.1 STRUCTURE DE BASE

La structure de base constituant l'étage de conditionnement de la cellule de mesure est représentée figure III.7 :

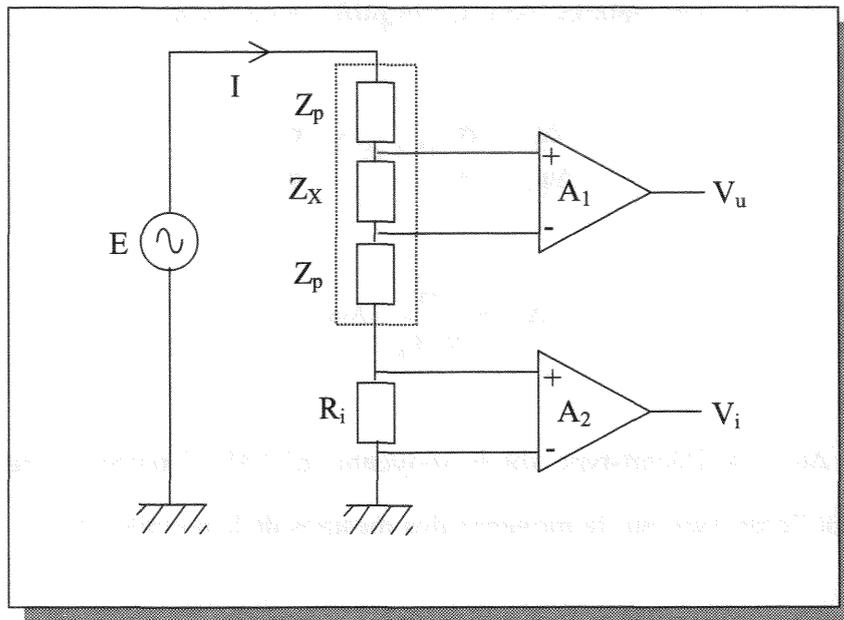


Figure III.7 : Structure de base de l'étage de conditionnement

Sur cette figure, le pointillé représente la cellule de mesure avec l'impédance inconnue Z_X à caractériser ainsi que les impédances de polarisation Z_p aux interfaces électrode d'injection/échantillon. De par la symétrie de la cellule, ces impédances de polarisation sont prises identiques.

L'amplificateur d'instrumentation A_1 mesure la tension différentielle aux bornes des électrodes de mesure.

L'amplificateur d'instrumentation A_2 mesure la chute de tension aux bornes de la résistance R_i réalisant une conversion courant/tension. L'amplificateur A_2 donne donc une image du courant traversant l'échantillon.

Les amplificateurs A_1 et A_2 utilisés sont des INA111 (Burr-Brown) à entrée à effet de champ. Les caractéristiques fondamentales ayant conduit au choix de ce type d'amplificateur sont résumées dans le tableau III.1.

Tableau III.1: Caractéristiques fondamentales des INA111

Paramètres	Valeurs
Courant de polarisation	20 pA max., 2 pA typique
Impédance d'entrée en mode commun	$10^{12} \Omega // 3 \text{ pF}$
Impédance d'entrée différentielle	$10^{12} \Omega // 6 \text{ pF}$
Bande passante à -3dB	2 MHz avec un gain de 10

3.2 CHOIX DE LA RESISTANCE DE CONVERSION COURANT/TENSION

Dans la partie basse du spectre, le courant circulant au travers de l'échantillon est choisi de faible amplitude (quelques μA) afin de rester dans la zone de linéarité de l'impédance de polarisation et d'éviter ainsi la production d'harmoniques. Bien que l'algorithme de démodulation synchrone utilisé ne soit pas sensible à ces harmoniques (chapitre II), le fait de ne pas utiliser de filtre anti-repliement (voir chapitre II, § 3) risque de perturber la mesure.

En effet, soit f_s la fréquence de la sinusoïde injectée dans la cellule. L'harmonique d'ordre k est repliée exactement en f_s si :

$$f_e - k \cdot f_s = f_s$$

où f_e est la fréquence d'échantillonnage.

Cela se produit donc lorsque $f_e = f_s \cdot (k + 1)$. Il y a donc un risque de repliement perturbant la mesure si la fréquence d'échantillonnage est un multiple entier de la fréquence de la sinusoïde injectée, ce qui est généralement le cas.

En raison de la faible valeur du courant à mesurer, la résistance de conversion courant/tension a été choisie élevée ($R_i = 1100 \Omega$). C'est une valeur élevée par rapport à ce qui est communément utilisé mais cela présente l'avantage de donner une tension aux bornes de R_i significative qu'il n'est pas nécessaire d'amplifier de manière importante. Si tel n'était pas le cas, il faudrait utiliser des amplificateurs à très large bande afin de ne pas introduire de

rotation de phase significative dans l'image du courant. Par ailleurs, l'utilisation d'une résistance comme « amplificateur » présente l'avantage d'être peu bruyant, seul le bruit thermique de cette dernière étant significatif.

Enfin, la résistance utilisée présente un coefficient de température de 100 ppm/°C.

3.3 ERREUR DE MODE COMMUN

Une des principales sources d'erreur liées aux amplificateurs différentiels, qu'ils soient d'instrumentation ou non, est leur réjection de mode commun finie [JOS 91-1], [SMI 94].

Soit un amplificateur différentiel dont l'entrée non inverseuse est reliée au potentiel V_A et l'entrée inverseuse au potentiel V_B . La tension en sortie de cet amplificateur est alors donnée par :

$$V_s = G_d \cdot \left((V_A - V_B) + 10^{-\frac{CMR}{20}} \cdot \frac{V_A + V_B}{2} \right)$$

où G_d est le gain différentiel de l'amplificateur, $\frac{V_A + V_B}{2}$ la tension de mode commun et CMR la réjection de mode commun exprimée en décibels (Common Mode Rejection).

La CMR est une grandeur dépendante de la fréquence et pour un INA 111 programmé avec un gain différentiel $G_d = 10$ (meilleurs compromis bande-passante / CMR), le taux de réjection de mode commun est donné par le tableau III.2 :

Tableau III.2 : Taux de réjection de mode commun de l'INA 111

Fréquence en Hz	CMR en dB
10	110
100	110
$1 \cdot 10^3$	95
$10 \cdot 10^3$	75
$100 \cdot 10^3$	55
$1 \cdot 10^6$	35

Smith montre [SMI 94] que dans la configuration utilisée ici, l'impédance mesurée est donnée par :

$$Z_m = \frac{Z_x + \alpha \cdot \left(Z_p + R_i + \frac{Z_x}{2} \right)}{1 + \frac{\alpha}{2}}$$

avec $\alpha = 10^{\frac{CMR}{20}}$.

Une estimation quantitative précise de l'erreur introduite par le gain en mode commun de l'amplificateur ($G_{MC} = G_d \cdot \alpha$) est pratiquement impossible à réaliser car cette erreur dépend :

- de l'impédance à mesurer, ce qui confère un caractère non linéaire à l'erreur,
- de l'impédance de polarisation dont la modélisation est délicate (voir partie I).

Par ailleurs, le métal utilisé pour le revêtement des électrodes est du nickel, métal pour lequel nous ne disposons pas d'éléments suffisamment précis pour calculer les paramètres du modèle. On se contentera donc d'une évaluation approximative permettant de conclure à l'influence significative ou non de l'erreur de mode commun.

L'erreur de mode commun est évaluée pour 5 fréquences discrètes dans la gamme 100 Hz-1 MHz. L'échantillon est supposé purement conducteur et différentes conductivités sont testées. A partir de 100 kHz, l'impédance de polarisation est admise nulle.

Les résultats sont présentés dans le tableau III.3. Les trois colonnes de gauche donnent l'erreur relative sur le module de l'impédance mesurée pour des échantillons de conductivités différentes. On remarquera la variation quasi-linéaire de l'erreur relative avec la conductivité.

Pour ces calculs, seul le module de l'impédance de polarisation a été introduit. En réalité, l'impédance de polarisation est une grandeur complexe. Il en résulte que non seulement le module mais aussi la phase de l'impédance mesurée sont altérés. Des essais avec l'introduction d'une impédance de polarisation complexe ont montré que dans la gamme de conductivité testée, l'erreur induite sur la phase est toujours négligeable.

Tableau III.3 : Evaluation de l'erreur relative de mode commun sur le module

Fréquence (Hz)	CMR (dB)	Polarisation (Ω)	$\sigma = 1 \text{ S.m}^{-1}$	$\sigma = 0.1 \text{ S.m}^{-1}$	$\sigma = 0.01 \text{ S.m}^{-1}$
			$Z_x = 509 \Omega$	$Z_x = 5093 \Omega$	$Z_x = 50.9 \text{ k}\Omega$
100	110	2300	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$
$1 \cdot 10^3$	95	195	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$
$10 \cdot 10^3$	75	26	0,039	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-4}$
$100 \cdot 10^3$	55	0	0,384	0,038	$3,8 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^6$	35	0	3,8	0,38	0,038

3.4 IMPEDANCE D'ENTREE DES AMPLIFICATEURS DIFFERENTIELS INA111

Bien que l'INA111 soit un amplificateur à entrées à effet de champ, ce qui implique un très faible courant de polarisation, la présence de capacités parasites rend l'impédance d'entrée dépendante de la fréquence. A une fréquence de 1 MHz, l'impédance d'entrée peut ainsi chuter fortement ce qui a des conséquences sur la mesure.

Le modèle SPICE de l'INA111 fourni par le constructeur pose des problèmes, aussi il n'a pas été possible de l'utiliser. Les simulations suivantes ont donc été réalisées en utilisant un modèle à composants discrets de l'impédance d'entrée de l'INA111. La figure III.8 présente le modèle de l'impédance d'entrée. Le courant de polarisation des entrées étant négligeable, ce dernier n'a pas été inclus.

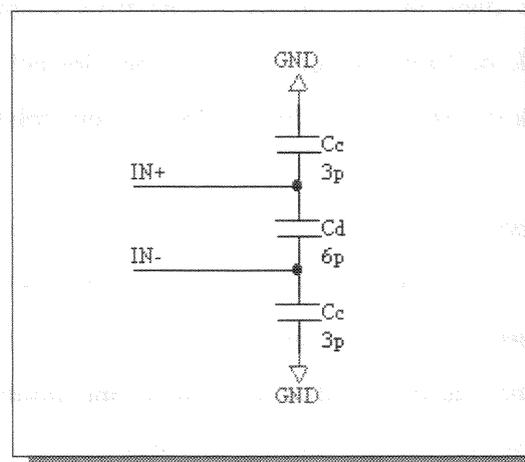


Figure III.8 : Modèle de l'impédance d'entrée d'un INA111

3.4.1 Influence résiduelle des impédances de polarisation

La méthode des quatre électrodes est totalement insensible aux impédances de polarisation à condition que les impédances d'entrée des amplificateurs différentiels utilisés soient infinies. En pratique cela n'est évidemment jamais le cas, surtout aux fréquences élevées.

Ainsi, et par exemple, l'impédance d'entrée de l'INA111 n'étant pas infinie, un courant circule sur ses entrées et une chute de tension apparaît aux bornes des impédances de polarisation des électrodes de mesure. La tension différentielle visible par l'amplificateur est alors différente de la tension différentielle réelle (Figure III.9).

On a la relation :

$$V_{d_m} = V_{d_r} - V_{p1} + V_{p2}$$

où V_{d_m} et V_{d_r} désignent respectivement la tension différentielle mesurée et la tension différentielle réelle.

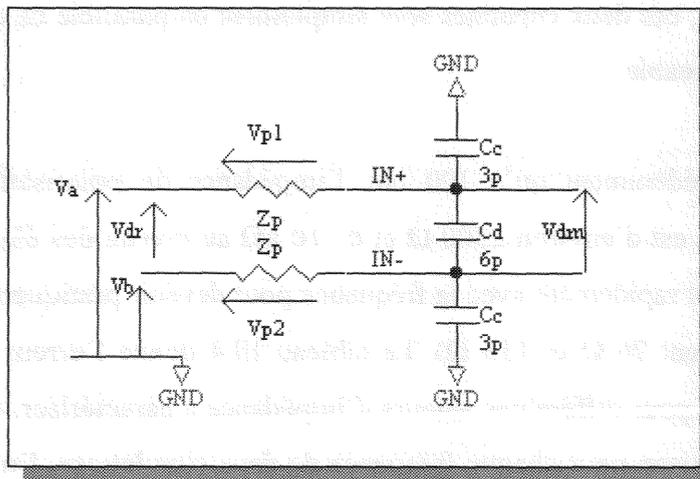


Figure III.9 : Schéma illustrant l'influence résiduelle des impédances d'interfaces électrodes/tissu associées aux électrodes de mesure

L'impédance de polarisation associée aux électrodes d'injection peut également avoir une influence comme le montre la figure III.10 qui présente le modèle complet utilisé pour les simulations.

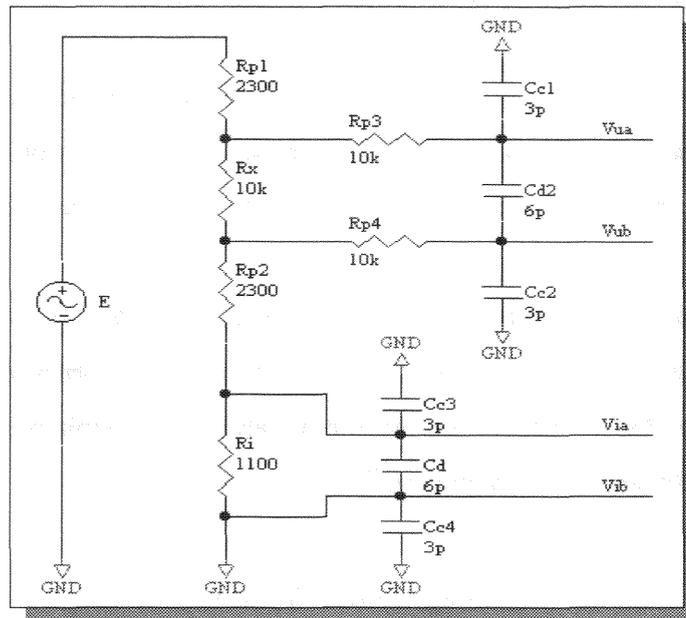


Figure III.10 : Modèle complet de l'influence des impédances d'entrée des INA111

On observe ainsi que R_{p2} (entre autre) modifie la façon dont C_{c2} et C_{c3} s'associent. Si R_{p2} est de valeur négligeable, ces deux capacités sont simplement en parallèle ce qui n'est pas le cas si R_{p2} n'est pas négligeable.

Il a été évalué précédemment qu'à 100 Hz, l'impédance de polarisation au niveau des électrodes d'injection est d'environ 2300 Ω et de 10 k Ω au niveau des électrodes de mesure. Ces valeurs décroissent rapidement avec la fréquence pour devenir pratiquement négligeables à 10 kHz (respectivement 26 Ω et 113 Ω). Le tableau III.4 donne l'erreur sur l'argument de l'impédance mesurée pour différentes valeurs d'impédance à caractériser. Ces erreurs ont été obtenues par comparaison pour chaque fréquence de deux simulations, l'une sans impédance de polarisation, l'autre en incluant ces dernières.

Tableau III.4 : Erreur sur la phase due à l'effet résiduel des impédances de polarisation

	Pola. Ω Injection	Pola. Ω Mesure	Err. (deg) $Z_x = 50 \Omega$	Err. (deg) $Z_x = 500 \Omega$	Err. (deg) $Z_x = 5 \text{ k}\Omega$	Err. (deg) $Z_x = 50 \text{ k}\Omega$
100 Hz	2300	10000	$-5,1 \cdot 10^{-3}$	$-5,1 \cdot 10^{-3}$	$-5,1 \cdot 10^{-3}$	$-5,1 \cdot 10^{-3}$
1 kHz	195	850	$-4,4 \cdot 10^{-3}$	$-4,4 \cdot 10^{-3}$	$-4,4 \cdot 10^{-3}$	$-4,4 \cdot 10^{-3}$
10 kHz	26	110	$-5,6 \cdot 10^{-3}$	$-5,6 \cdot 10^{-3}$	$-5,6 \cdot 10^{-3}$	$-5,6 \cdot 10^{-3}$

Il apparaît que l'erreur sur la phase reste toujours très faible et est indépendante de l'impédance à mesurer. La mesure du module de l'impédance se révèle encore moins sensible aux impédances de polarisation et l'erreur associée est totalement négligeable.

Il est donc confirmé que l'INA111 est bien adapté au conditionnement d'une sonde à quatre électrodes. Les capacités parasites présentes à ses entrées ne dégradent pas significativement les performances théoriques attendues pour une sonde de ce type. On remarquera cependant qu'avec des électrodes de surface plus faible, et donc avec des impédances de polarisation plus importantes, cette conclusion n'est plus forcément valide et doit être vérifiée.

3.4.2 Effet de charge

En raison de la présence des capacités parasites en entrée des amplificateurs différentiels, la totalité du courant produit par le générateur ne circule pas dans l'impédance à mesurer ainsi que dans la résistance R_i de conversion courant/tension. Au lieu de cela, une fraction du courant est détournée par les capacités parasites créant ainsi un effet de charge.

Les courbes suivantes (figure III.11, III.12 et III.13) décrivent pour différentes valeurs d'impédance à mesurer, le module et la phase effectivement mesurés en fonction de la fréquence. Dans tous les cas, l'impédance à mesurer est une résistance pure ce qui permet de mettre immédiatement en évidence l'erreur sur la phase.

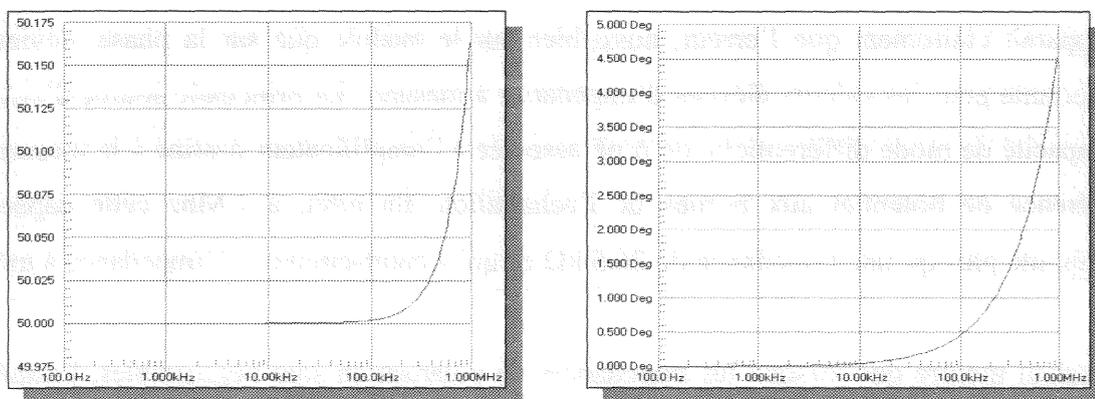


Figure III.11 : Effet de charge sur une résistance test de 50Ω

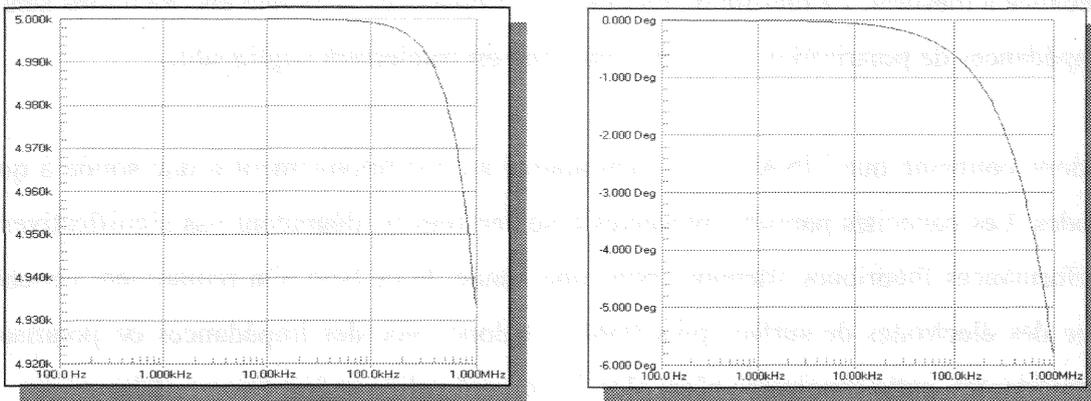


Figure III.12 : Effet de charge sur une résistance test de 5 kΩ

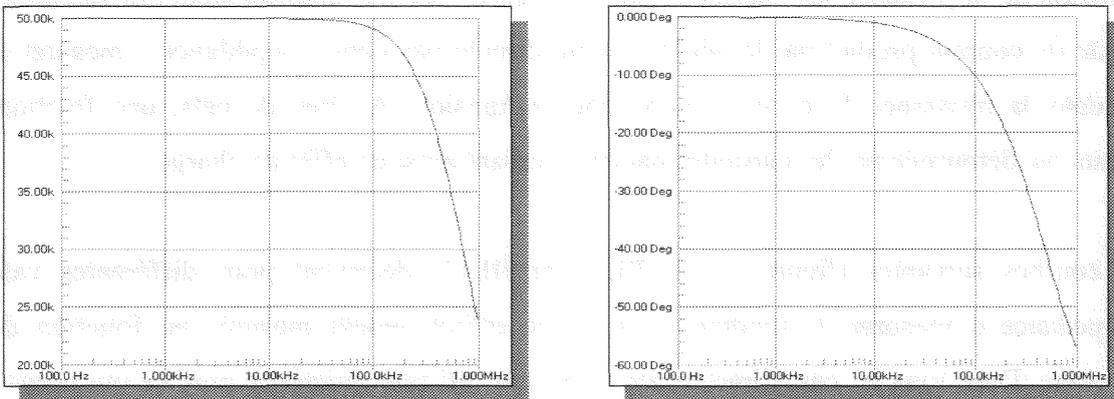


Figure III.13 : Effet de charge sur une résistance test de 50 kΩ

Il apparaît clairement que l'erreur, aussi bien sur le module que sur la phase, devient très importante pour les valeurs élevées d'impédance à mesurer. La principale source d'erreur est la capacité de mode différentielle de 6 pF associée à l'amplificateur destiné à la mesure de la différence de potentiel aux bornes de l'échantillon. En effet, à 1 Mhz cette capacité ne représente plus qu'une impédance de 26.5 kΩ ce qui « court-circuite » l'impédance à mesurer.

Le calcul montre que lorsque les impédances de polarisation sont négligeables, l'impédance mesurée Z_m est liée à l'impédance réelle Z_x par la relation :

$$Z_m = Z_x \cdot \frac{1 + j \cdot R_i \cdot (C_d + 2 \cdot C_c) \cdot \omega}{1 + j \cdot Z_x \cdot C_d \cdot \omega}$$

Malgré les apparences, Z_x peut être sorti de cette équation en séparant Z_m en sa partie réelle A_m et sa partie imaginaire B_m . On trouve alors :

$$Z_x = \frac{A_m + j \cdot B_m}{1 + B_m \cdot C_d \cdot \omega + j \cdot R_i \cdot \omega \cdot \left(C_d \cdot \left(1 - \frac{A_m}{R_i} \right) + 2 \cdot C_c \right)}$$

Il est ainsi possible de corriger la majeure partie des erreurs induites par les capacités parasites. Les erreurs résiduelles seront corrigées par la calibration.

3.5 INFLUENCE DES CABLES DE LIAISON

3.5.1 Présentation de la problématique

La carte de conditionnement de la cellule de mesure étant déportée de cette dernière, des câbles coaxiaux de longueurs non négligeables sont nécessaires pour assurer la liaison entre les électrodes et l'électronique.

La mise en œuvre de câbles blindés se fait dans le double objectif d'augmenter l'immunité au bruit et de réduire les capacités parasites couplant les câbles entre eux.

Malheureusement, lorsque le blindage de ces câbles est simplement relié à la masse, chaque câble apporte une capacité parasite importante comme le montre le schéma électrique équivalent représenté figure III.14. Avec du câble de type RG58/U, les capacités parasites sont d'environ 100 pF par mètre de liaison.

Ces capacités viennent s'ajouter aux capacités parasites déjà présentes sur les entrées des amplificateurs différentiels et dont l'influence a déjà été étudiée dans le paragraphe précédent. Cependant, les capacités apportées par les câbles sont bien plus importantes puisque 1 mètre de câble apporte 100 pF, valeur à comparer aux 3 pF de capacité de mode commun en entrée d'un INA 111. Compte tenu de l'influence déjà très importante des capacités apportées par les amplificateurs différentiels, il est clair que les capacités introduites par les câbles auront une influence énorme et inacceptable.

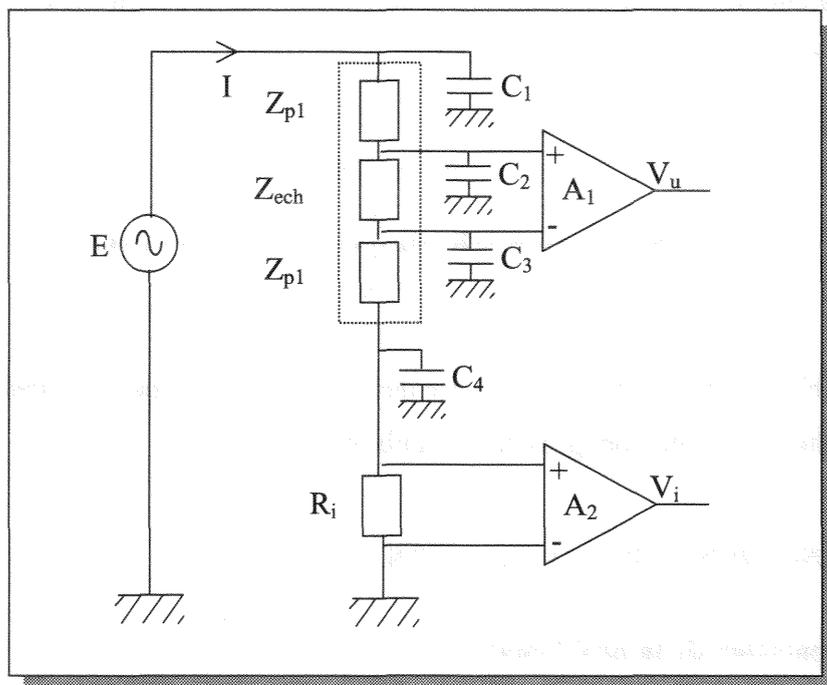


Figure III.14 : Schéma incluant les capacités parasites dues aux câbles de liaison

Les capacités parasites présentes sur les entrées des amplificateurs différentiels ont par ailleurs la fâcheuse propriété de dégrader le taux de réjection de mode commun (TRMC) des amplificateurs différentiels si les impédances de sources vues par chaque entrée ne sont pas identiques (figure III.15). En réalité, ce n'est pas le TRMC de l'amplificateur qui est réduit mais une partie de la tension de mode commun qui est transformée en tension différentielle par le déséquilibre des impédances de source.

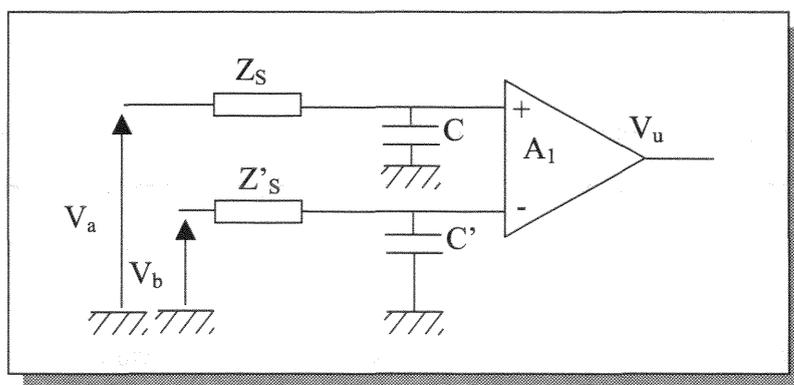


Figure III.15 : Schéma illustrant la conversion d'une tension de mode commun en tension différentielle en raison du déséquilibre des impédances de source

Ainsi, on montre [RIG 96], [ASC 99] que l'étage formé par les impédances Z_S et Z'_S ainsi que les capacités C et C' possède un taux de réjection de mode commun donné approximativement par :

$$\text{TRMC}_1 \cong \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot (Z_S \cdot C - Z'_S \cdot C')}$$

Et le TRMC de l'ensemble du circuit est alors donné par :

$$\text{TRMC}^{-1} \approx \text{TRMC}_1^{-1} + \text{TRMC}_{A1}^{-1}$$

De par la topologie de notre circuit, les impédances de source vues par les entrées des amplificateurs différentiels sont nécessairement différentes. Afin de préserver au mieux le TRMC, il faut donc que les capacités C et C' soient les plus faibles possibles.

Un dernier mode d'action des capacités parasites peut être enregistré. En effet, en observant toujours la figure III.15, on constate que le réseau passif alimentant chaque entrée constitue un filtre passe bas. Pour des électrodes de mesure de très faible surface, les impédances de source Z_S et Z'_S sont dominées par les impédances de polarisation des électrodes de mesure et deviennent très grandes. La fréquence de coupure des filtres ainsi formés peut alors être basse et atténuer le signal sur chaque entrée. La mesure étant différentielle, ce phénomène ne perturbe pas directement la mesure mais peut dégrader fortement le rapport signal sur bruit si l'atténuation est trop significative. Dans notre cas cependant, l'atténuation est négligeable.

Pour les différentes raisons évoquées précédemment, il s'avère indispensable de réduire les capacités parasites rapportées par les câbles. La solution classiquement mise en œuvre consiste à ne pas relier le blindage à la masse mais à le porter à un potentiel proche ou égal au potentiel de l'âme du câble. Il ne peut ainsi plus y avoir de courant circulant dans la capacité parasite du câble et celle-ci devient sans effet.

Plusieurs variantes sont envisageables pour la mise en œuvre de cette méthode et l'une d'entre elles est représentée figure III.16.

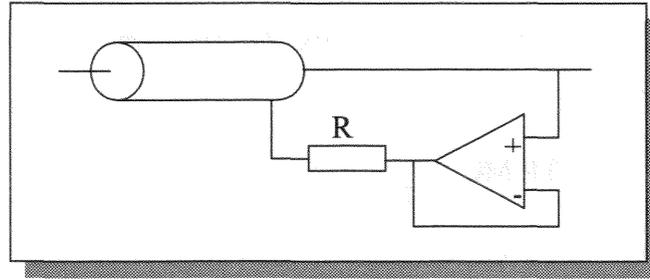


Figure III.16 : Circuit réduisant la capacité parasite amenée par un câble coaxial

La petite résistance en sortie du suiveur sert à limiter les effets d'une charge capacitive importante, les amplificateurs opérationnels n'étant généralement pas capables d'alimenter une telle charge (courant de sortie limité et problèmes de stabilité). Par ailleurs, il est clair que l'étage suiveur doit être à très faible courant de polarisation, faible capacité d'entrée, faible offset et large bande passante. En pratique des problèmes de stabilité sont souvent rencontrés.

3.5.2 Choix retenu

Comme il déjà été précisé antérieurement, l'un des objectifs du blindage des câbles de liaison est l'amélioration de l'immunité au bruit. Lors du développement de la carte de conditionnement, nous avons observé la réduction du bruit sur les signaux véhiculés par les câbles avec le blindage « laissé en l'air » et le blindage simplement relié à la masse. Il s'est avéré que l'amélioration du rapport signal sur bruit est négligeable. A posteriori, cela n'est pas très étonnant car la cellule de mesure n'est pas blindée. L'extrémité des câbles reliée aux électrodes n'est donc pas non plus blindée et il est bien connu que la moindre ouverture dans un blindage réduit pratiquement à néant l'efficacité de ce dernier. En terme de bruit, l'utilisation de câbles blindés n'est donc pas justifiée à moins de blinder l'ensemble de la cellule. Un tel blindage a été exclu lors de la conception de la cellule en raison des complications mécaniques requises.

La seconde justification d'un blindage est la réduction des capacités entre les câbles eux-mêmes. D'après les mesures faites sur la cellule et ses câbles avec les blindages laissés flottants, on a les capacités parasites représentées figure III.17.

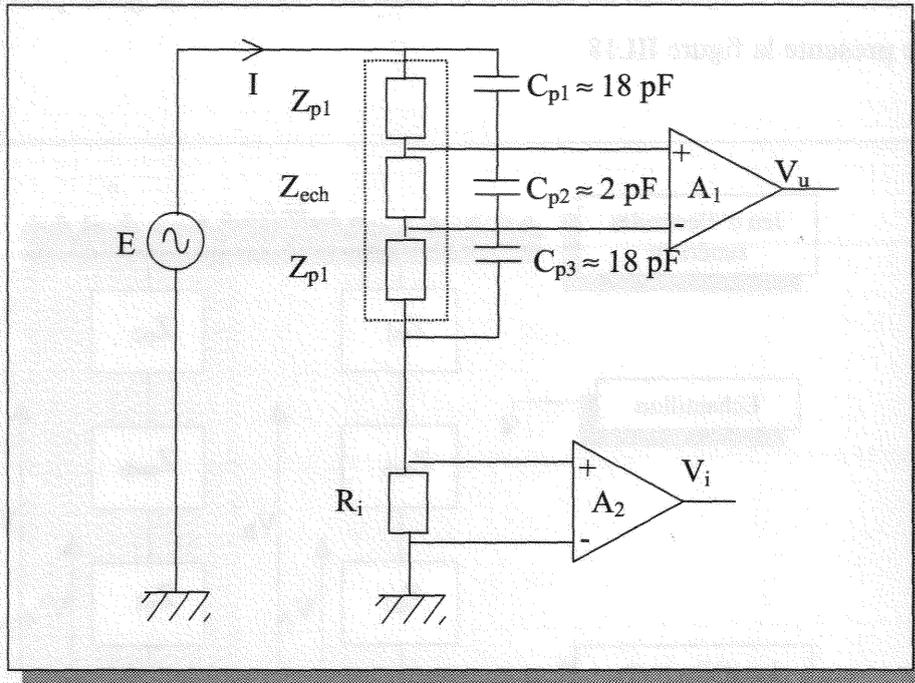


Figure III.17 : Capacités parasites mesurées entre les câbles

Les capacités C_{p1} et C_{p3} ne font que s'associer aux impédances de polarisation et n'ont donc pas d'influence sur la mesure. La capacité C_{p2} par contre vient s'ajouter directement aux 6 pF de la capacité différentielle apportée par l'INA 111. Cependant, de par la configuration de la cellule de mesure, les deux câbles associés aux électrodes de mesure sont très éloignés l'un de l'autre. La capacité parasite les couplant reste ainsi faible et une valeur d'environ 2 pF est mesurée.

Devant l'influence grave des capacités parasites des câbles, la lourdeur des solutions à mettre en œuvre pour les compenser, l'amélioration insignifiante de l'efficacité du blindage vis-à-vis du bruit et compte tenu de la valeur faible des capacités couplant les câbles, nous avons choisi de laisser les blindage « en l'air ». Si la cellule de mesure était elle-même blindée, il est clair qu'un tel choix ne serait pas justifié.

3.6 ALIMENTATION DES ELECTRODES DE GARDE

3.6.1 Influence des impédances de polarisation

En admettant le champ parfaitement uniforme dans la cellule de mesure, l'impédance située

entre les électrodes d'injection du courant et entre les électrodes de garde peut être modélisée comme le présente la figure III.18 :

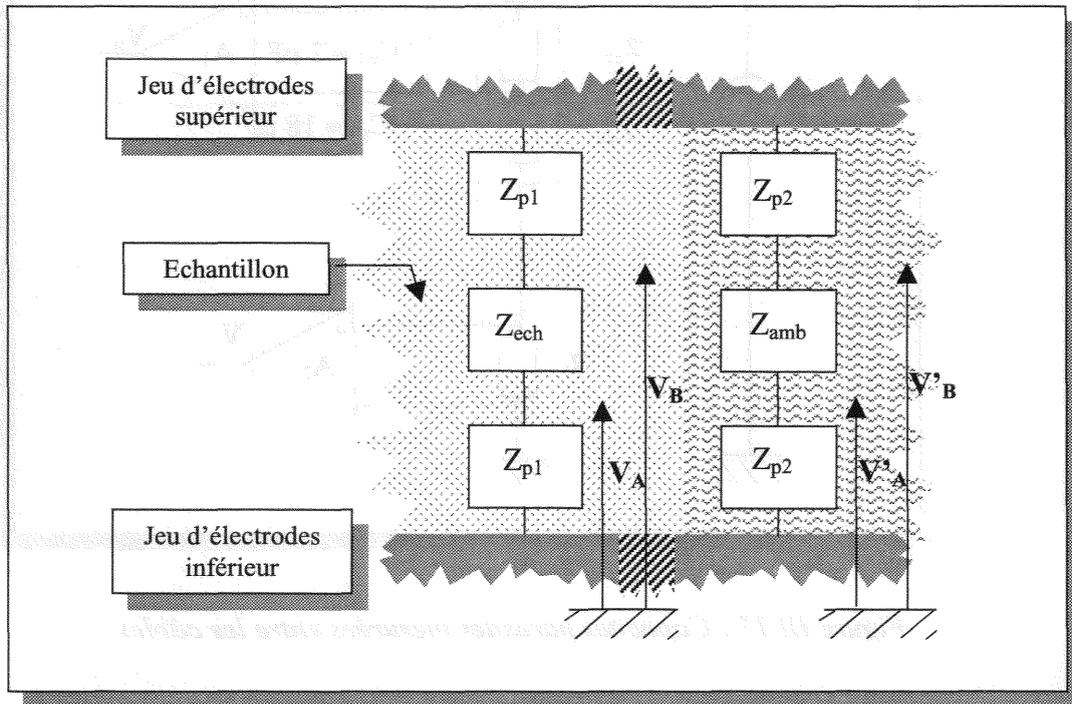


Figure III.18 : Modèle de la charge des électrodes en champ uniforme

Sur cette figure, les impédances notées Z_p représentent les impédances de polarisation, Z_{ech} est l'impédance mesurée à travers l'échantillon et Z_{amb} est l'impédance du milieu ambiant.

Lors de l'étude du champ dans la cellule de mesure, les impédances de polarisation n'ont pas été incluses dans le modèle. Une chute de tension ayant lieu à travers ces dernières, une distorsion du champ peut avoir lieu si par exemple $V_A \neq V'_A$.

En utilisant le modèle de la figure précédente, on a :

$$V_A - V_B = \frac{Z_{ech}}{2 \cdot Z_{p1} + Z_{ech}} \quad \text{et} \quad V'_A - V'_B = \frac{Z_{amb}}{2 \cdot Z_{p2} + Z_{amb}}$$

pour ne pas avoir de distorsion du champ, il faut donc vérifier :

$$\frac{Z_{ech}}{2 \cdot Z_{p1} + Z_{ech}} = \frac{Z_{amb}}{2 \cdot Z_{p2} + Z_{amb}}$$

Si la densité de courant au niveau des électrodes de garde et d'injection est faible (voir la première partie) l'impédance de polarisation par unité de surface est identique pour les deux types d'électrodes. Si de plus l'impédance de la solution caloporteuse est proche de celle du milieu à caractériser, alors il n'y a alors pas de distorsion du champ.

En effet dans ce cas, on peut écrire : $Z_{amb} = k_s \cdot Z_{ech}$ et $Z_{p2} = k_s \cdot Z_{amb}$ où le facteur k_s est une constante de proportionnalité traduisant la différence de surface présentée par les électrodes d'injection et les électrodes de garde.

Dans ces conditions, la relation $\frac{Z_{ech}}{2 \cdot Z_{p1} + Z_{ech}} = \frac{Z_{amb}}{2 \cdot Z_{p2} + Z_{amb}}$ est bien vérifiée.

3.6.2 Circuit d'alimentation de électrodes de garde

L'alimentation des électrodes de garde se fait suivant le schéma de la figure III.19.

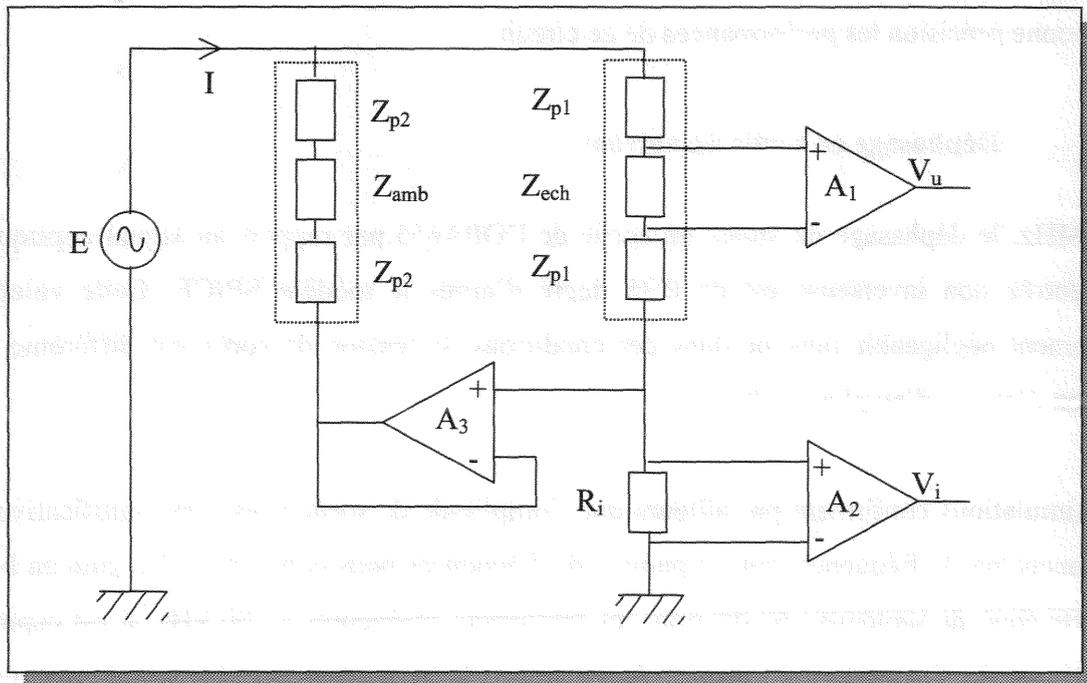


Figure III.19 : Alimentation des électrodes de garde

L'amplificateur suiveur A_3 ne doit dériver sur son entrée non inverseuse qu'un courant négligeable par rapport au courant circulant dans l'impédance Z_{ech} . Il faut donc que le circuit choisi consomme un courant de polarisation très faible et par ailleurs que son entrée non

inverseuse présente une impédance aussi grande que possible même à 1 MHz. Ces deux contraintes impliquent l'utilisation d'un amplificateur dont l'étage d'entrée est à transistor à effet de champ (faible courant de polarisation) et dont la capacité de l'étage d'entrée est faible.

Par ailleurs, la tension en sortie de l'amplificateur A_3 doit être rigoureusement en phase avec la tension « copiée » présentée sur l'entrée non inverseuse et cela même dans la partie haute du spectre, soit 1 MHz. L'amplificateur A_3 doit donc être à large bande passante afin de n'introduire aucun déphasage significatif.

Afin de remplir toutes ces spécifications, l'amplificateur opérationnel OPA655 (Burr-Brown) a été choisi. Il présente un courant de polarisation typique du 5 pA, une capacité d'entrée en mode commun de 1 pF, une bande passante à -3dB de 400 MHz avec un gain unité et une tension d'offset en entrée de 1 mV.

Grâce au model SPICE de ce circuit fourni par le constructeur, il est possible d'évaluer avec une bonne précision les performances de ce circuit.

3.6.3 Déphasage en sortie du suiveur

A 1 MHz, le déphasage du signal en sortie de l'OPA655 par rapport au signal appliqué sur son entrée non inverseuse est de 0.35 degré d'après le modèle SPICE. Cette valeur est totalement négligeable puisque dans ces conditions, la tension de sortie est différente de la tension d'entrée d'au plus 0.6 %.

Les simulations confirment par ailleurs que l'amplitude de sortie n'est pas significativement influencée par la fréquence dans la gamme de fréquences nous concernant. Le gain en boucle ouverte étant de seulement 60 dB pour les fréquences inférieures à 100 kHz, il est cependant intéressant de s'assurer que l'erreur résultante sur le gain est faible. La simulation réalisée avec le modèle SPICE de l'OPA655 donne une erreur maximale de 0.2 % jusqu'à 1 MHz.

3.6.4 Influence sur la mesure du courant

L'impédance d'entrée de l'OPA 655 venant se placer en parallèle de la résistance conversion

courant/tension, une incidence sur la mesure du courant est prévisible. Les simulations montrent que l'incidence sur l'amplitude de la chute de tension aux bornes de R_i est totalement négligeable. A 1 MHz, un déphasage parasite de 0.08 degré est observé.

3.6.5 Conclusion sur le choix du suiveur

Il ressort des simulations précédentes que le choix pour le suiveur A_3 de l'OPA 655 est tout à fait justifié, son incidence sur la mesure étant très faible et son efficacité à piloter les électrodes de garde étant prouvée. On remarquera cependant que l'électrode de garde pilotée par l'OPA 655 peut souvent être reliée directement à la masse en raison de la faible différence de potentielle développée aux bornes de la résistance de conversion courant/tension.

3.7 CONCLUSION

L'ensemble des études précédentes a montré que l'utilisation de l'INA111 comme amplificateur différentiel préserve de façon satisfaisante les propriétés théoriques de la configuration à quatre électrodes vis-à-vis des impédances de polarisation.

Il a été également montré que les capacités parasites présentes sur les entrées des amplificateurs perturbent significativement la mesure des impédances de forte valeur. Cependant, une formule de correction a été établie et la procédure de calibration de la cellule permettra de corriger les erreurs résiduelles.

Les conditions nécessaires à un fonctionnement efficace des électrodes de garde ont également été établies. Pour l'alimentation proprement dite des électrodes, un étage suiveur construit autour d'un OPA655 a été retenu. L'influence négligeable de l'OPA655 sur la mesure a également été démontrée.

4 - SYSTEME D'ACQUISITION

4.1 OBJECTIF

L'étage de conditionnement de la cellule de mesure produit deux grandeurs analogiques sinusoïdales que nous avons appelées signal de tension et signal de courant. Afin d'en déduire l'impédance mesurée, il reste à calculer le rapport des amplitudes de ces signaux (module de

l'impédance) ainsi que leur déphasage relatif (argument de l'impédance). Afin de pouvoir réaliser ces opérations en bénéficiant de la souplesse de l'informatique, il est nécessaire d'échantillonner et de quantifier ces signaux puis de les transférer vers un micro-ordinateur.

4.2 ACQUISITION PAR OSCILLOSCOPE NUMERIQUE

Afin de réaliser cette opération d'acquisition et de transfert, un premier essai a été effectué en utilisant un oscilloscope (HP 54600B) interfacé à un PC via une liaison IEEE 488. Il est alors apparu trois points importants :

- Le taux de transfert de la liaison IEEE 488 est faible. Il en résulte que la prise de mesures répétées devient rapidement trop longue. Devant la petitesse des déphasages à mesurer, la possibilité de prendre rapidement au moins une dizaine de mesures est indispensable.
- Il n'est pas possible de gérer la fréquence d'échantillonnage indépendamment de la durée d'acquisition. Il en résulte généralement un sur-échantillonnage excessif qui allonge considérablement la durée de transfert des échantillons ainsi que la durée des traitements informatiques.
- Enfin, une anomalie sur les déphasages a été constatée pour les fréquences inférieures à 20 kHz. Pour ces fréquences, des essais réalisés en envoyant le même signal sur les deux entrées de l'oscilloscope montrent que la distribution des mesures est multi-modale (figure III.20).

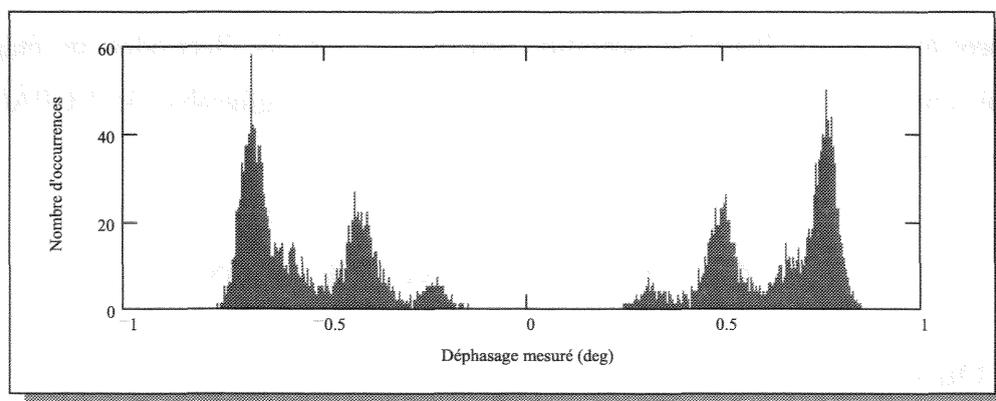


Figure III.20 : Histogramme de 10000 mesures de phase.
Déphasage réel = 0 deg, $f = 1$ kHz.

Une telle distribution rend difficile tout traitement statistique correct de ces mesures.

Devant des performances aussi médiocres, l'utilisation de l'oscilloscope a été abandonnée.

4.3 CARTE D'ACQUISITION

4.3.1 Introduction

Afin de pallier aux problèmes rencontrés lors de l'acquisition par oscilloscope, il a été décidé de réaliser une carte d'acquisition. Le système d'acquisition réalisé est construit autour de la carte d'évaluation du convertisseur analogique/numérique AD9281 d'Analog-Device. Ce circuit comporte deux convertisseurs analogiques/numériques spécialement conçus pour l'acquisition rigoureusement synchrone de deux signaux. La fréquence d'échantillonnage maximale est de 20 MHz ce qui permet de couvrir la bande 100 Hz/1MHz désirée. Cependant, la résolution des convertisseurs est de 8 bits ce qui nécessite de prévoir un système d'amplification programmable en entrée.

4.3.2 Schéma fonctionnel

Le système d'acquisition a été réalisé suivant une conception modulaire ce qui permet éventuellement de changer une carte sans avoir tout le système à refaire. On limite ainsi les conséquences d'une éventuelle erreur durant la phase de développement.

Le schéma de la figure III.21 présente le schéma fonctionnel du système d'acquisition. Le système de commande et les mémoires FIFO sont en fait regroupés sur une seule carte. A ce synoptique doit encore être ajouté une carte de décodage d'adresse du bus ISA installée directement dans le PC et autorisant par ce biais le transfert des données. Chaque module du schéma fonctionnel est détaillé dans l'annexe C.

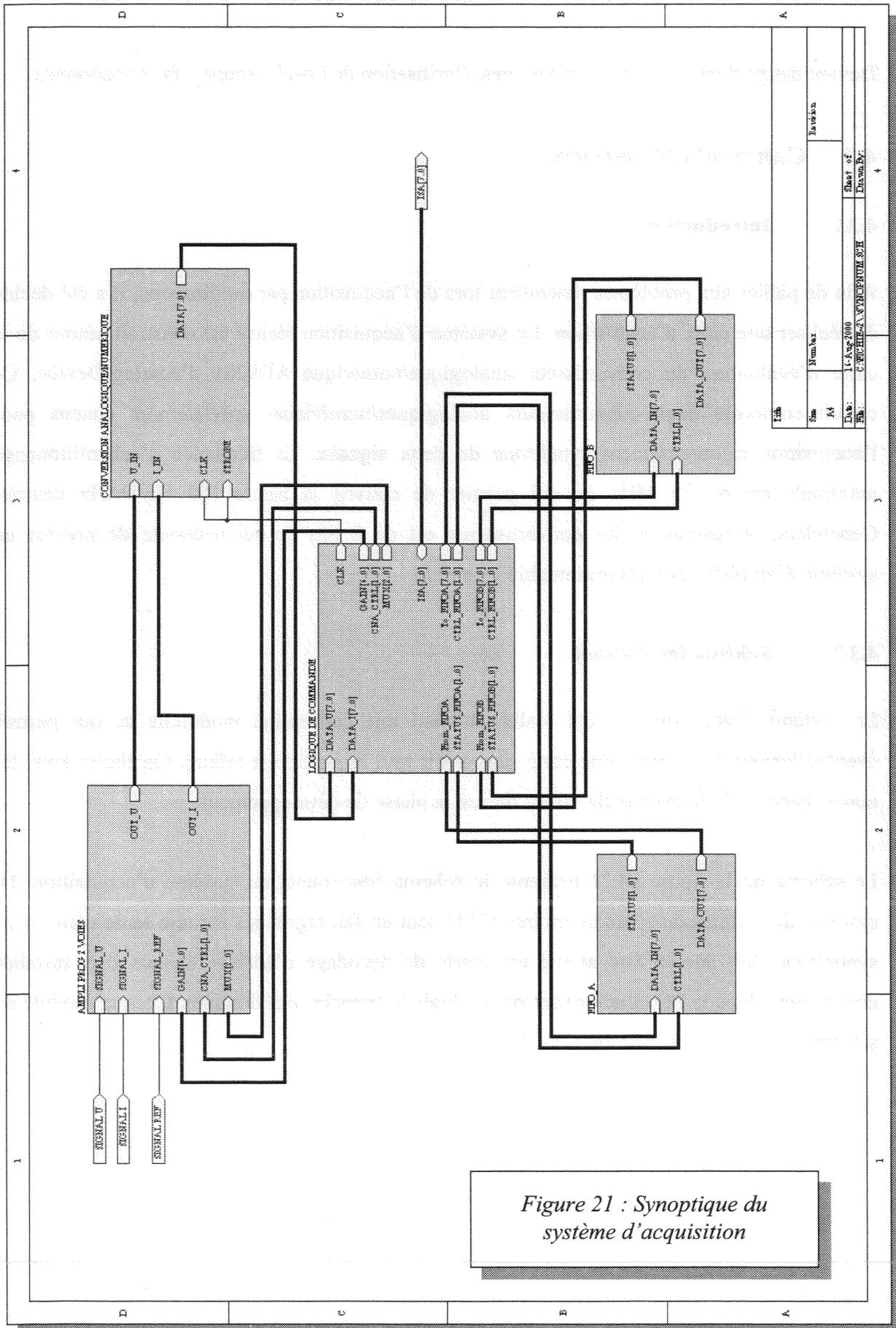


Figure 21 : Synoptique du système d'acquisition

Titre	Revision		
Site	Nantes		
Mat			
Date	14-Avg-2000	Sheet of	Drawn By:
Objet	CONVERSION ANALOGIQUE/DIGITALE		

CHAPITRE II

ALGORITHME DE TRAITEMENT DES SIGNAUX

Les différentes méthodes de mesure de l'impédance électrique ont été exposées dans la première partie de ce manuscrit. On rappelle que la méthode retenue dans notre cas est la méthode V/I : après avoir injecté un courant sinusoïdal à travers l'échantillon, la différence de potentiel instantanée $v(t)$ aux bornes de l'échantillon et le courant $i(t)$ le traversant sont enregistrés. Le module de l'impédance de l'échantillon est alors donné par le rapport de l'amplitude de $v(t)$ sur l'amplitude de $i(t)$. L'argument de l'impédance est quand à lui donné par le déphasage de $v(t)$ par rapport à $i(t)$.

L'objet du chapitre précédent était la conception de l'instrumentation électronique assurant la production des signaux $v(t)$ et $i(t)$ ainsi que leur acquisition et leur transfert vers un PC. L'objectif du présent chapitre est de présenter l'algorithme destiné à extraire de ces signaux leur amplitude et leur phase, en vue du calcul de l'impédance de l'échantillon. Une mesure étant toujours accompagnée de bruit, il convient de mettre en œuvre une méthode capable de filtrer efficacement ce signal parasite. Les techniques de type détection synchrone (dans la suite désignées par l'acronyme PSD pour Phase-Sensitive Demodulation ou Phase-Sensitive Detection) permettent de réaliser cette opération très efficacement.

1 - DETECTION SYNCHRONE OPTIMALE

Il existe diverses variantes des techniques de type PSD ainsi que des réalisations aussi bien analogiques que numériques. Afin de ne pas encombrer la lecture de ce manuscrit, le principe de ces méthodes, leur faculté à rejeter le bruit et leurs limitations sont présentés dans l'annexe C. Dans ce paragraphe, la méthode employée dans notre cas est directement présentée. Cette méthode diffère des méthodes PSD classiques mais présente un certain nombre d'avantages par rapport à ces dernières.

1.1 PRINCIPE DU DETECTEUR SYNCHRONE OPTIMAL

La figure III.22 reproduit le schéma fonctionnel du détecteur d'après Smith [SMI 92] :

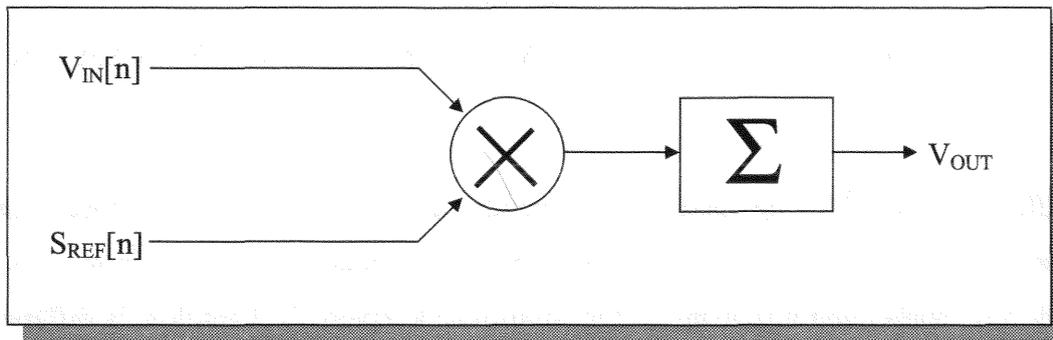


Figure III.22 : Schéma fonctionnel du détecteur synchrone optimal.

On peut noter dès à présent que bien que Smith parle de détecteur synchrone, si S_{REF} est pris cosinusoïdal ou sinusoïdal d'amplitude unité, cet algorithme ne fait ni plus ni moins que le calcul des parties réelles et imaginaires d'une raie spectrale de la transformée de Fourier discrète (TFD) du signal V_{IN} .

En effet, on rappelle que si $x_k = x(k \cdot T_e)$ est la version échantillonnée à la période T_e du signal temporel $x(t)$, sa TFD est donnée par :

$$X_n = \sum_{k=0}^{N-1} x_k \cdot e^{\frac{2\pi jkn}{N}}$$

où N est le nombre d'échantillons du signal et n l'indice de la composante fréquentielle calculée telle que $f_n = \frac{n}{N \cdot T_e}$.

L'expression précédente étant complexe, on peut la réécrire en séparant la partie réelle de la partie imaginaire pour obtenir :

$$\text{Re}\{X_n\} = \sum_{k=0}^{N-1} x_k \cdot \cos\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad \text{et} \quad \text{Im}\{X_n\} = \sum_{k=0}^{N-1} x_k \cdot \sin\left(\frac{2\pi kn}{N}\right)$$

La dénomination employée par Smith peut être justifiée au sens où le schéma fonctionnel de cet algorithme est très similaire à ceux des techniques PSD classiques telles que celles décrites en annexe B. Cette ressemblance est particulièrement vraie en ce qui concerne la multiplication du signal étudié par un signal de référence. Dans la suite, nous conserverons cette appellation.

En reprenant les notations figurant sur le schéma fonctionnel, $V_{IN}[n]$ constitue la suite des échantillons du signal analysé tandis que $S_{REF}[n]$ est la suite d'échantillons représentant le signal de référence. D'après ce schéma fonctionnel, on a donc :

$$V_{OUT} = \sum_{n=0}^{N-1} V_{IN}[n] \cdot S_{REF}[n]$$

avec N le nombre total d'échantillons.

Soit V_{IN} une sinusoïde d'amplitude A , de fréquence f_s et de phase φ par rapport à S_{REF} choisi sinusoïdal. Soit f_e la fréquence à laquelle V_{IN} est échantillonné. On peut donc écrire :

$$V_{IN}[n] = A \cdot \sin\left(2\pi f_s \cdot \frac{n}{f_e} + \varphi\right)$$

En prenant $S_{REF}[n] = \sin\left(2\pi f_s \cdot \frac{n}{f_e}\right)$, on a donc :

$$V_{OUT} = \sum_{n=0}^{N-1} A \cdot \sin\left(2\pi f_s \cdot \frac{n}{f_e} + \varphi\right) \cdot \sin\left(2\pi f_s \cdot \frac{n}{f_e}\right)$$

Ce qui donne après utilisation des identités trigonométriques :

$$V_{OUT} = \frac{A}{2} \sum_{n=0}^{N-1} \left[\cos(\varphi) - \cos\left(4\pi f_s \cdot \frac{n}{f_e} + \varphi\right) \right]$$

Soit T_m la durée d'observation du signal. Si T_m est un multiple entier de la période du signal alors le second terme disparaît puisque la somme des échantillons d'une sinusoïde ou d'une cosinusoïde (sans composante continue) est nulle sur une nombre entier de périodes.

Par ailleurs, on a également $T_m = \frac{N}{f_e}$ donc $N = T_m f_e$.

Finalement on obtient :

$$V_{OUT} = A \frac{T_m \cdot f_e}{2} \cos \varphi$$

ce qui montre que la sortie de l'algorithme est une grandeur continue proportionnelle à la composante réelle de la raie spectrale correspondant à la fréquence du signal sinusoïdal analysé.

En réalisant un calcul identique avec $S_{\text{REF}}[n] = \cos(2\pi f_s \cdot \frac{n}{f_e})$, on obtient :

$$V_{\text{OUT}} = A \frac{T_m \cdot f_e}{2} \sin \varphi$$

On obtient alors la partie imaginaire de la raie spectrale évoquée précédemment.

1.2 UTILISATION DANS LE CADRE DE LA MESURE D'IMPEDANCE

On définit la notation suivante : $V_C = A \frac{T_m \cdot f_e}{2} \sin \varphi$ et $V_S = A \frac{T_m \cdot f_e}{2} \cos \varphi$ où l'indice C ou

S rappelle le signal de référence (cosinus ou sinus) qui a été utilisé.

L'amplitude et la phase du signal d'entrée V_{IN} sont alors données par :

$$A = \frac{2}{T_m \cdot f_e} \sqrt{V_C^2 + V_S^2} \quad \text{et} \quad \varphi = \text{tg}^{-1} \left(\frac{V_C}{V_S} \right)$$

Dans le cadre d'une mesure d'impédance complexe réalisée avec la méthode V/I, on doit analyser successivement deux sinusoïdes, l'une, notée $v(t)$, résultant de la mesure de la tension aux bornes de l'échantillon, l'autre, notée $i(t)$, du courant le traversant. On obtient alors pour la tension l'amplitude A_V et la phase φ_V et pour le courant, l'amplitude A_I et la phase φ_I .

Le module de l'impédance Z est alors donné par $|Z| = \frac{A_V}{A_I}$.

En ce qui concerne la phase, on sait que par définition, l'argument de l'impédance est donné par le déphasage de la tension par rapport au courant. Dans notre cas, et à la condition que $v(t)$ et $i(t)$ aient été acquis rigoureusement en même temps, les phases φ_V et φ_I sont comparables entre elles car définies par rapport à la même référence, c'est à dire une sinusoïde (figure III.23).

L'argument de l'impédance est donc donné par : $\arg(Z) = \varphi_V - \varphi_I$.

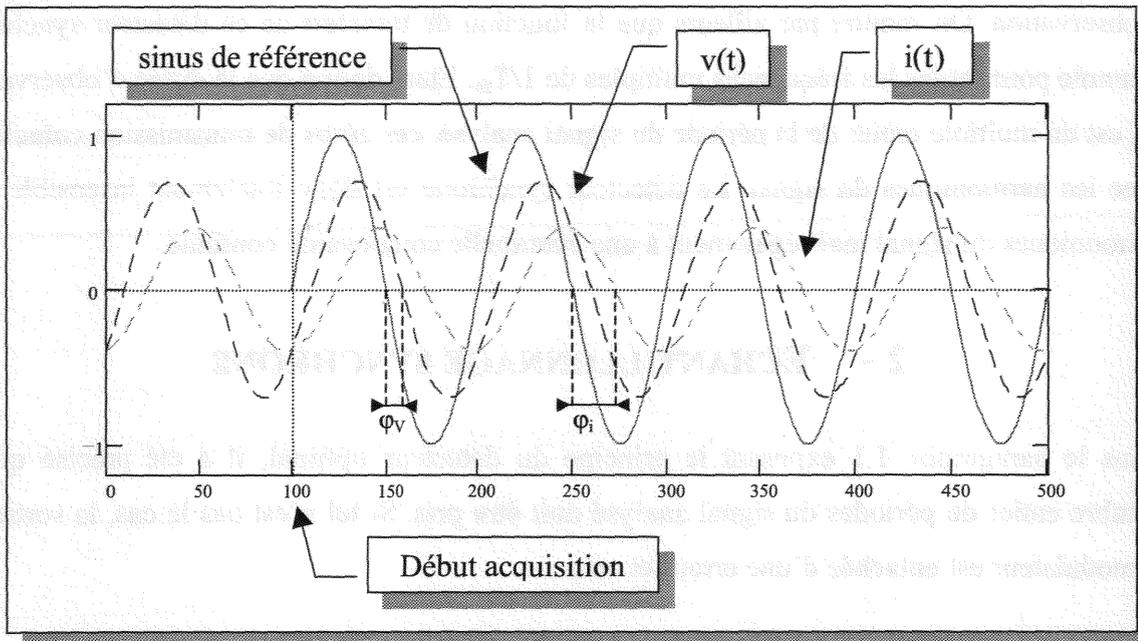


Figure III.23 : Illustration de la concordance des phases ϕ_v et ϕ_i

Remarque : On ne peut pas remplacer directement le signal de référence S_{REF} par le signal $i(t)$ car celui-ci n'est pas a priori d'amplitude unité. On ne pourrait alors plus déterminer le module de l'impédance.

1.3 PERFORMANCES EN BRUIT DU DEMODULATEUR

Smith montre que l'amélioration du rapport signal sur bruit ΔSNR entre entrée et sortie est donnée par :

$$\begin{cases} \Delta SNR = 2T_m B \cos^2 \varphi & \text{pour la composante réelle,} \\ \Delta SNR = 2T_m B \sin^2 \varphi & \text{pour la composante imaginaire.} \end{cases}$$

où B est la bande équivalente de bruit.

D'après Smith, cette amélioration du rapport signal sur bruit correspond à celle apportée par un filtre optimal dans le cadre d'un bruit gaussien (filtre adapté).

Il est important de remarquer que la fréquence d'échantillonnage n'apparaît pas dans ces

relations et que l'amélioration du rapport signal sur bruit croît linéairement avec la durée d'observation. On montre par ailleurs que la fonction de transfert de ce détecteur synchrone s'annule pour toutes les fréquences multiples de $1/T_m$. Etant donné que la durée d'observation T_m est un multiple entier de la période du signal analysé, ces zéros de transmission coïncident avec les harmoniques du signal. Le détecteur synchrone est donc totalement insensible aux harmoniques du signal mais également à une éventuelle composante continue.

2 - ÉCHANTILLONNAGE SYNCHRONE

Dans le paragraphe 1.1 exposant le principe du détecteur optimal, il a été précisé qu'un nombre entier de périodes du signal analysé doit être pris. Si tel n'est pas le cas, la sortie du démodulateur est entachée d'une erreur et on a :

$$V_s = \frac{A}{2} \sum_{n=0}^{N-1} \left[\cos(\varphi) - \cos\left(4\pi f_s \frac{n}{f_e} + \varphi\right) \right] \quad \text{et} \quad V_c = \frac{A}{2} \sum_{n=0}^{N-1} \left[\cos(\varphi) + \sin\left(4\pi f_s \frac{n}{f_e} + \varphi\right) \right]$$

où les indices C et S indiquent le signal de référence (Cosinusoïde ou Sinusoïde) utilisé.

En analyse spectrale par TFD, le fait d'observer un nombre entier de périodes est appelé échantillonnage synchrone [JAI 79] et assure que la fréquence analysée soit un multiple entier de la résolution spectrale. Si une telle précaution n'est pas observée et en raison de l'effet bien connu de périodisation du signal par l'opération de TFD (en raison de l'échantillonnage en fréquence), le spectre est altéré comme l'illustre la figure III.24.

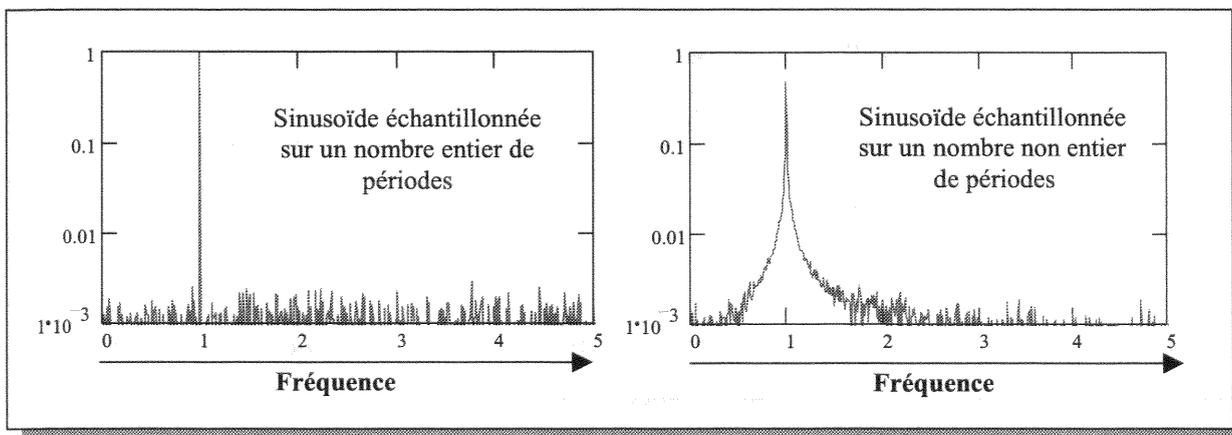


Figure III.24 : Illustration de l'effet d'un échantillonnage non synchrone

Pour une analyse détaillée de ce phénomène, on se reportera utilement à [JAI 79].

En utilisant les deux équations précédentes, il est utile d'analyser l'erreur induite sur l'amplitude et la phase du signal analysé lorsque la condition d'échantillonnage synchrone n'est pas parfaitement respectée. En effet dans la pratique, la fréquence du signal analysé ainsi que la fréquence d'échantillonnage ne sont jamais connues avec une précision absolue. Dans notre cas, ces deux fréquences sont pilotées par quartz et sont connues avec une précision d'environ 100 ppm soit encore 0.01 %. Le rapport de la fréquence d'échantillonnage sur la fréquence du signal est donc connu à 0.02 % près. De cette incertitude résulte un effet d'échantillonnage non synchrone.

On rappelle que l'amplitude A de la sinusoïde d'entrée et sa phase φ sont données par :

$$A = \frac{2}{T_m \cdot f_e} \sqrt{V_c^2 + V_s^2} \quad \text{et} \quad \varphi = \text{tg}^{-1} \left(\frac{V_c}{V_s} \right)$$

On peut alors calculer l'erreur relative sur l'amplitude et l'erreur sur la phase pour diverses configurations de phase φ , de durée d'observation, de fréquence d'échantillonnage et d'incertitude sur le rapport de la fréquence d'échantillonnage sur la fréquence du signal. Il apparaît de ces essais que l'erreur relative sur le module et l'erreur sur la phase ne dépendent pas significativement de φ . Les figures III.25-a et III.25-b présentent un abaque de l'erreur relative sur le module et de l'erreur sur la phase pour une fréquence d'échantillonnage valant 10 fois la fréquence de la sinusoïde analysée. Ce facteur varie d'exactement 10 à 10.002 ce qui correspond bien à 0.02 % d'erreur. Chaque courbe est tracée pour un nombre différent de périodes observée allant de 2 à 100.

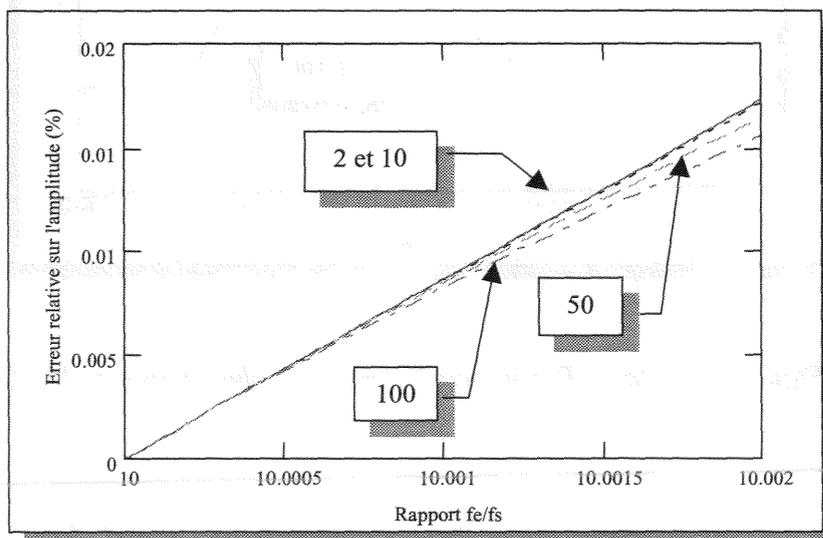
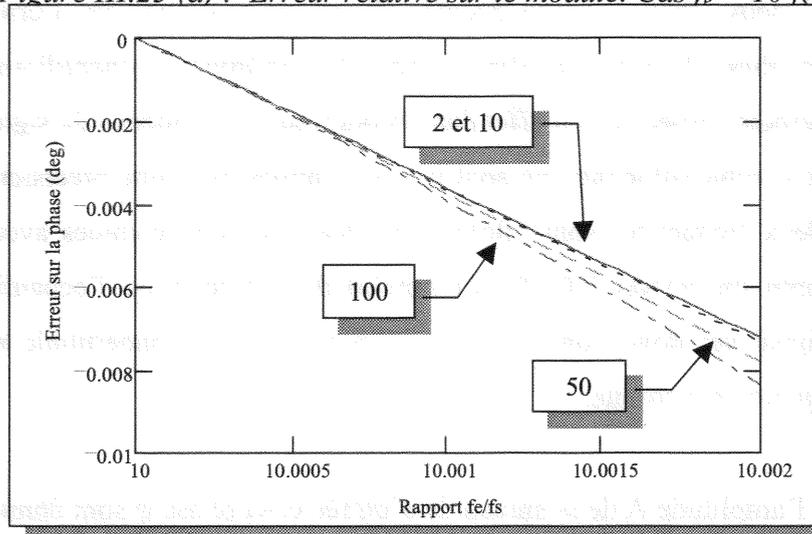
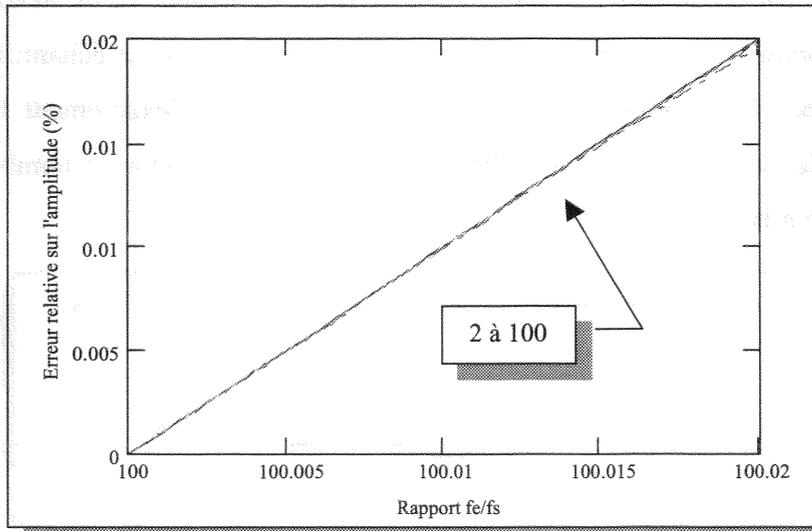


Figure III.25 (a) : Erreur relative sur le module. Cas $f_e = 10 f_s$ Figure III.25 (b) : Erreur sur la phase. Cas $f_e = 10 f_s$

Les figures III.26-a et III.26-b présentent les calculs effectués dans des conditions similaires mais avec une fréquence d'échantillonnage 10 fois supérieure au cas précédent.

Figure III.26 (a) : Erreur relative sur le module. Cas $f_e = 100 f_s$

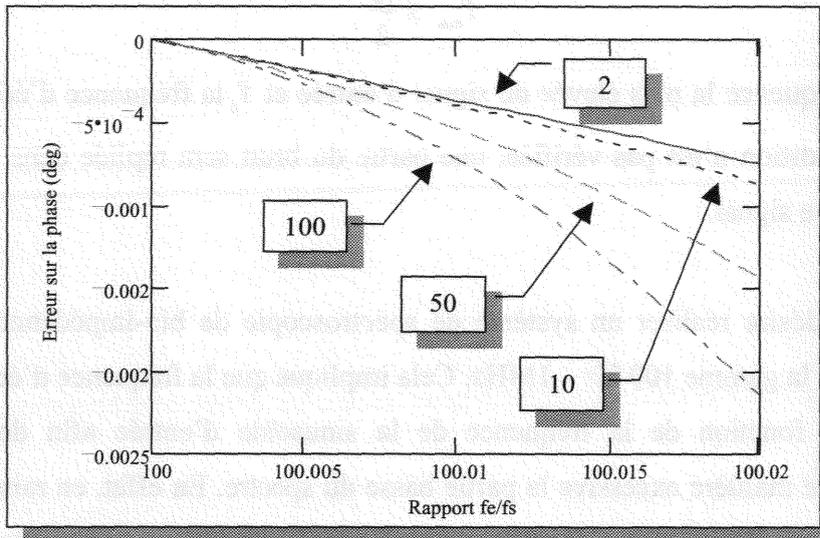


Figure III.26 (b) : Erreur sur la phase. Cas $f_e = 100 f_s$

L'ensemble de ces résultats montre que l'erreur relative sur l'amplitude reste faible (< 0.02 %) et qu'elle dépend très peu de la fréquence d'échantillonnage ainsi que du nombre de périodes observées.

L'erreur sur la phase dépend de manière plus importante de ces paramètres. Plus la fréquence d'échantillonnage est élevée, plus l'erreur est faible. De manière plus inattendue, il apparaît également que plus le nombre de périodes observées est important, plus l'erreur sur la phase est sensible à l'erreur sur le rapport des fréquences.

Dans tous les cas et même avec une fréquence d'échantillonnage valant seulement 10 fois la fréquence du signal, l'erreur sur le module et sur la phase est négligeable dans le cadre de la mesure de l'impédance de tissus biologiques.

3 - FILTRE ANTI-REPLIEMENT

Bien que le signal porteur de l'information soit dans notre cas purement sinusoïdal, celui-ci est accompagné de bruit. En ce sens, le signal d'entrée est à bande large. En raison de la conversion analogique/numérique que subira ce signal, il convient de réduire son étendue spectrale par filtrage passe bas afin qu'il respecte la condition d'échantillonnage de Shannon,

c'est à dire :

$$f_{\max} \leq \frac{f_e}{2}$$

où f_{\max} est la fréquence la plus élevée du signal d'entrée et f_e la fréquence d'échantillonnage. Si une telle condition n'est pas vérifiée, une partie du bruit sera repliée dans la bande utile dégradant ainsi le signal.

Cependant, on désire réaliser un système de spectroscopie de bio-impédance large bande, c'est à dire dans la gamme 100 Hz – 1MHz. Cela implique que la fréquence d'échantillonnage soit ajustée en fonction de la fréquence de la sinusoïde d'entrée afin de ne pas sur-échantillonner de manière excessive la partie basse du spectre. En effet, en raison des limites du système d'acquisition présenté dans le chapitre précédent, un sur-échantillonnage excessif réduit considérablement le nombre de périodes observables et augmente le temps de calcul de l'algorithme de détection synchrone. On rappelle ici que plus le nombre de périodes observées est grand, plus la réjection du bruit est efficace.

Une fréquence d'échantillonnage variable implique un filtre passe bas à fréquence de coupure elle aussi variable. Cela peut être obtenu de différentes façons, (banc de filtres, filtre programmable...) mais risque d'être assez lourde à mettre en œuvre. Ce dernier point est renforcé par le fait qu'il faudra réaliser non pas un seul mais deux systèmes de filtrage (un pour la tension $v(t)$, l'autre pour le courant $i(t)$) parfaitement appairés, c'est à dire dont les fréquences de coupure sont rigoureusement identiques. Cette contrainte est imposée par le déphasage important qu'introduisent les filtres. Tout écart dans les fréquences de coupure entraîne un déphasage parasite entre $v(t)$ et $i(t)$. L'expérience nous a montré que ce déphasage parasite pouvait être très important et donc difficile à corriger par calibration avec la précision souhaitée.

Enfin, dans le cas d'un repli total du bruit dans la bande utile, c'est à dire sans atténuation aucune apportée par un filtre, le rapport signal sur bruit du signal d'entrée n'est dégradé que de 3 dB.

En effet, soit N_{eff} la valeur efficace du bruit en entrée et S_{eff} le signal efficace en entrée. Après repliement total, le bruit en sortie N'_{eff} est donné par :

$$N'_{\text{eff}} = \sqrt{2 \cdot N_{\text{eff}}^2} = N_{\text{eff}} \cdot \sqrt{2}$$

Le rapport signal sur bruit en sortie vaut donc :

$$\text{RSN}' = 20 \cdot \log\left(\frac{S_{\text{eff}}}{N_{\text{eff}} \cdot \sqrt{2}}\right) = 20 \cdot \log\left(\frac{S_{\text{eff}}}{N_{\text{eff}}}\right) - 20 \cdot \log(\sqrt{2})$$

Ce qui donne bien :

$$\text{RSN}' = \text{RSN} - 3\text{dB}$$

avec RSN le rapport signal sur bruit en entrée.

Compte tenu des remarques précédentes, il est justifié de se passer de filtre anti-repliement.

Après avoir détaillé l'architecture du système d'acquisition dans le premier chapitre et exposé le principe de l'algorithme destiné au traitement des signaux dans le présent chapitre, l'ensemble de la chaîne instrumentale est connu. Il reste maintenant à la calibrer afin de réduire les erreurs introduites par celle-ci et à évaluer ses performances finales. Ces deux points sont l'objet du chapitre suivant.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

CHAPITRE III

CALIBRATION DE LA CELLULE DE MESURE

Lors de la conception de la chaîne instrumentale, allant de la cellule de mesure à l'étage de conversion analogique/numérique, un certain nombre de sources d'erreurs affectant la justesse de la mesure ont été mises en évidence.

Ainsi, lors de l'étude des électrodes de la cellule de mesure, il est apparu que la configuration retenue ne permet la mesure de la tension aux bornes de l'échantillon qu'à un coefficient de cellule près. Ce coefficient dépend des dimensions des électrodes, de l'épaisseur de l'isolant les séparant ainsi que de la distance séparant les deux jeux d'électrodes.

Aux erreurs introduites par le cellule de mesure elle-même il faut ajouter les erreurs introduites par l'étage de conditionnement et l'étage d'amplification à gain programmable. Les sources d'erreurs révélées lors de l'étude de ces étages sont principalement liées aux capacités parasites des étages d'entrée des amplificateurs d'instrumentation, aux capacités parasites existant entre les câbles de liaison et, dans une moindre mesure, aux incertitudes sur le gain des différents étages d'amplification.

La procédure de calibration de la chaîne instrumentale est une procédure expérimentale destinée à corriger l'ensemble de ces erreurs de mesure. L'objectif de ce chapitre est donc la présentation des méthodes de calibration couramment utilisées en impédancemétrie et la mise en œuvre de l'une d'entre elles. Les performances de l'ensemble de la chaîne instrumentale seront alors observées.

1 - LES METHODES DE CALIBRATION

1.1 TERMINOLOGIE

Avant d'entrer dans le vif du sujet, une précision sur la terminologie s'impose. En effet, une distinction est couramment faite entre les termes de "calibration" et de "compensation" et il est utile de rappeler ici la définition de ces termes.

1.1.1 Calibration

La calibration vise à la correction des erreurs d'un instrument de mesure lorsque la mesure est effectuée directement au niveau des bornes de l'instrument. Il n'y a donc pas de câble reliant l'instrument à une éventuelle cellule de mesure. Cette procédure permet de caractériser la précision de l'instrument dans une configuration standard et reproductible. Après la calibration, l'appareil de mesure doit présenter les performances précisées par le constructeur.

1.1.2 Compensation

La compensation est en pratique une procédure similaire à celle de la calibration mais vise à la correction des erreurs induites par les câbles liant l'appareil de mesure à la cellule de mesure. Les erreurs liées à la cellule de mesure sont également prises en compte.

Les appareils commerciaux nécessitent généralement d'être d'abord calibrés puis compensés. Dans notre cas, rien ne nous impose d'utiliser cette double procédure et nous ne ferons pas de distinction entre calibration et compensation. Dans le reste de ce chapitre, nous désignerons par calibration la procédure visant à corriger les erreurs introduites par l'ensemble de la chaîne de mesure.

1.2 METHODE DES TROIS CHARGES [BAO 93] [RIG 96]

Cette méthode, spécifique aux systèmes de mesure d'impédance, modélise le dispositif suivant le schéma de la figure III.27.

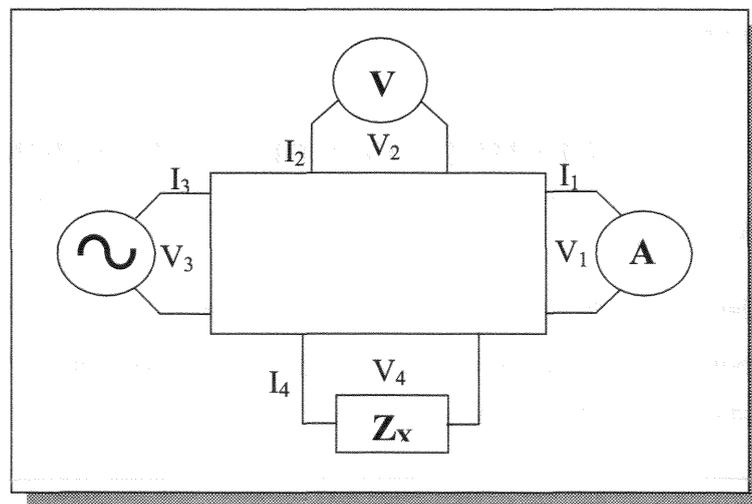


Figure III.27 : Circuit équivalent d'un impédancemètre par la méthode V/I

Si le système est linéaire, on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} & Z_{14} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} & Z_{24} \\ Z_{31} & Z_{32} & Z_{33} & Z_{34} \\ Z_{41} & Z_{42} & Z_{43} & Z_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix}$$

Dans le cas d'un impédancemètre idéal, on peut écrire que $I_3 = I_1$ et $I_2 \equiv 0$. Le système d'équations précédent se simplifie et il reste alors :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} + Z_{13} & Z_{14} \\ Z_{21} + Z_{23} & Z_{24} \\ Z_{31} + Z_{33} & Z_{34} \\ Z_{41} + Z_{43} & Z_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_4 \end{bmatrix}$$

En isolant la seconde et quatrième ligne, on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} V_2 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_4 \end{bmatrix}$$

Posons $Z_m = \frac{V_2}{I_1}$ la valeur de l'impédance mesurée et $Z_r = \frac{V_4}{I_4}$ la valeur réelle de l'impédance. En introduisant ces définitions dans le système précédent, on obtient :

$$Z_m = \frac{V_2}{I_1} = A + B \cdot \frac{I_4}{I_1}$$

$$Z_r = \frac{V_4}{I_4} = D + C \cdot \frac{I_1}{I_4}$$

et on en déduit :

$$Z_r = \frac{B \cdot C}{Z_m - A} + D$$

Cette équation traduit la relation liant l'impédance mesurée et sa valeur réelle. Il reste alors à déterminer les paramètres A, B, C et D. On remarquera au passage que ces paramètres sont en

général des grandeurs complexes dont la valeur dépend de la fréquence. Les paramètres de calibration doivent donc être déterminés pour chacune des fréquences auxquelles on compte utiliser le système de mesure.

Les paramètres B et C n'ayant pas à être connus séparément, seules 3 équations sont nécessaires. Ces trois équations sont obtenues en réalisant expérimentalement 3 mesures sur trois charges de référence dont les valeurs doivent entièrement inclure la gamme de mesure de l'appareil. Comme il n'est pas toujours aisé de disposer de trois charges calibrées avec précision, deux d'entre elles sont généralement constituées d'un circuit ouvert (Z_{∞}) et d'un court-circuit (Z_0). Il ne reste plus alors qu'à trouver une charge de valeur connue avec précision.

Dans ce cas, l'impédance réelle en fonction de l'impédance mesurée est donnée, après résolution du système d'équations, par la relation :

$$Z_r = Z_{rl} \cdot \frac{(Z_{ml} - Z_{m\infty}) \cdot (Z_m - Z_{m0})}{(Z_{ml} - Z_{m0}) \cdot (Z_m - Z_{m\infty})}$$

avec $Z_{m\infty}$ l'impédance mesurée en circuit ouvert, Z_{m0} l'impédance mesurée en court-circuit et Z_{ml} l'impédance mesurée sur une charge de référence.

Evidemment, l'utilisation d'un court-circuit et d'un circuit ouvert constitue une facilité expérimentale dont la contrepartie est une perte de précision si la gamme de mesure réellement exploitée est plus petite.

1.3 METHODE DES FRACTIONS PARTIELLES [BOL 85] [RIG 96]

Cette seconde méthode de calibration est plus générale que la précédente au sens où elle ne fait appel à aucun modèle du dispositif de mesure et n'est donc pas spécifique à la mesure d'impédance. Avec cette méthode, on pose que la valeur réelle de l'impédance est liée à l'impédance mesurée par la relation :

$$Z_r = C_0 + \frac{C_1 \cdot Z_m}{1 + C_2 \cdot Z_m}$$

Les coefficients C_0 , C_1 et C_2 sont bien sur complexes et dépendent de la fréquence. L'observation de l'équation précédente montre que le terme C_0 permet de corriger une erreur de décalage, le terme C_1 corrige une éventuelle erreur de gain et le terme C_2 permet la linéarisation de la mesure.

Comme avec la méthode précédente, trois coefficients sont à déterminer ce qui nécessite trois mesures sur trois charges de références. Pour les détails de calcul, on se reportera à [BOL 85].

Cette seconde méthode ayant été rapportée comme étant plus robuste que la première [RIG 96], c'est cette dernière qui sera retenue.

2 - CHARGES DE REFERENCES

Comme il vient d'être vu, trois charges de référence sont nécessaires à la calibration. Afin d'obtenir une bonne précision, on encadrera étroitement la gamme des impédances susceptibles d'être rencontrées, ce qui exclut un essai en circuit ouvert et un essai en court-circuit.

Une méthode simple et efficace pouvant être utilisée avec la cellule de mesure développée ici consiste à utiliser comme charges de référence des solutions aqueuses de chlorure de sodium (NaCl) à diverses concentrations. La quantité de sel permet de régler la conductivité de la solution. La permittivité de la solution quand à elle reste, pour les faibles concentrations mises en œuvre, pratiquement égale à celle de l'eau pure, soit environ une permittivité relative de 78.

La permittivité de telles solutions est inférieure à celle des tissus biologiques. Cependant, étant en basse fréquence, l'impédance est pratiquement entièrement déterminée par la conductivité, que ce soit celle des tissus biologiques ou des solutions de référence. Seul l'ajustement de la conductivité a donc de l'importance.

Dans le cadre plus spécifique de la caractérisation du tissu osseux, et compte tenu des valeurs déjà publiées dans la littérature [GAB 96], les conductivités susceptibles d'être rencontrées sont largement incluses dans l'intervalle allant de 0.001 S.m^{-1} à 0.5 S.m^{-1} .

La conductivité d'une solution aqueuse de NaCl est donnée en fonction de la concentration en NaCl par la relation :

$$\sigma = C \cdot (\lambda_{\text{Na}^+} + \lambda_{\text{Cl}^-})$$

où σ est la conductivité (S.m^{-1}), C la concentration molaire de NaCl (Mol.m^{-3}) et λ la conductivité équivalente de l'ion monovalent considéré. A 25°C , on a :

$$\lambda_{\text{Na}^+} = 50.08 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{S.Mol}^{-1}$$

et

$$\lambda_{\text{Cl}^-} = 76.31 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{S.Mol}^{-1}$$

Ces coefficients varient d'environ 2% par $^\circ\text{C}$ ce qui entraîne une variation d'autant de la conductivité de la solution. Il est donc impératif de réaliser la calibration à 25°C .

Si on procède par dissolution de sel cristallisé, la concentration de sel à dissoudre exprimée en gramme par litre est donnée par :

$$m_{\text{NaCl}} = \frac{C \cdot 10^{-3}}{mM_{\text{Na}} + mM_{\text{Cl}}} \text{ (g.l}^{-1}\text{)}$$

Avec mM_{Na} la masse molaire du sodium (22.99 g.Mol^{-1}) et mM_{Cl} la masse molaire du chlore (35.45 g.Mol^{-1}).

Compte tenu des conductivités désirées, la masse de sel à dissoudre est alors très faible. Ainsi, pour une conductivité de 0.5 S.m^{-1} , il faut seulement 0.23 g de sel par litre. Il faut alors disposer d'une balance de grande précision pour réaliser une telle pesée. Par ailleurs, une des propriétés du chlorure de sodium est d'absorber très facilement l'humidité de l'air ambiant ce qui augmente sa masse. Il faut donc avant toute pesée déshydrater les cristaux par passage au four.

Devant ces quelques difficultés, une solution alternative a été employée. Au lieu de procéder par dissolution de cristaux, on effectue une dilution d'une solution de chlorure de sodium pour injection physiologique par ajout d'eau distillée de conductivité négligeable. Une telle méthode présente l'avantage de partir d'une solution dont la concentration est déjà connue avec précision et dont la conductivité est assez proche de celles à réaliser.

En effet, une solution physiologique à 0.9 % de NaCl comporte 0.154 Mol.l^{-1} de NaCl. On ne dispose pas de la tolérance sur ce dosage mais il est raisonnable de supposer une précision supérieure à la millimole soit mieux que 0.65 %.

Compte tenu de ce dosage, on trouve une conductivité de 1.95 S.m^{-1} . Cette valeur étant supérieure aux conductivités à atteindre, ces dernières sont effectivement réalisables par dilution.

Afin de pouvoir réaliser les dilutions par pesée des masses de solution physiologique et d'eau distillée, les relations suivantes ont été établies :

$$m_{\text{Physio}} = \frac{V \cdot MV_{\text{Physio}}}{1 + \text{dilut}} \quad \text{et} \quad m_{\text{eau}} = \left(V - \frac{m_{\text{Physio}}}{MV_{\text{Physio}}} \right) \cdot MV_{\text{eau}}$$

où m_{Physio} et m_{eau} représentent respectivement les masses de solution physiologique et d'eau distillées, V le volume total de solution de référence désiré, MV_{Physio} et MV_{eau} les masses volumiques de la solution physiologique et de l'eau distillée et dilut le facteur de dilution. Ce facteur représente le nombre de volumes d'eau distillée à ajouter à un volume de solution physiologique pour obtenir la conductivité désirée.

A 20°C , $MV_{\text{eau}} \cong 0.9982 \text{ g.cm}^{-3}$ et $MV_{\text{Physio}} \cong 1.0072 \text{ g.cm}^{-3}$.

Le tableau III.5 qui suit donne les proportions pour diverses conductivités dans la gamme 0.001 S.m^{-1} à 0.5 S.m^{-1} . La balance utilisée ayant une résolution de 0.1 g (SARTORIUS type 1403 001), les solutions de conductivité inférieure ou égale à 0.1 S.m^{-1} ont été obtenues par dilutions successives. Le tableau spécifie quelle solution a été employée pour la dilution.

Les pesées ont été effectuées à une température ambiante d'environ 22°C . Entre 20°C et 30°C , le masse volumique de l'eau varie d'environ 0.03%, l'erreur due à la température est donc négligeable. A pleine charge (5500 g) la balance est donnée à une précision de 1g. Pour des masses inférieurs à 1 kg, des essais avec des masses de référence montrent que la précision est de l'ordre de la résolution, soit 0.1g. Les quantités de liquide pesées sont ajustées à la goutte près (2 gouttes pour 0.1g) grâce à une seringue et 3 litres de solutions sont produits

à chaque mélange. L'erreur due aux pesées est donc inférieure à celle commise en raison de la température ambiante différente des 20°C idéaux.

Tableau III.5 : Proportions pour obtenir par dilution 1 litre de solution étalon.

Conductivité (Sm^{-1})	Facteur de dilution	masse solution physiologique (g/l)	masse eau distillée (g/l)	Solution diluée
1,9464	-	-	-	
0,5	2,89	258,7	741,8	1.9464
0,25	6,79	129,4	870,0	1.9464
0,1	1,5	402,9	598,9	0.25
0,05	4	201,4	798,6	0.25
0,025	9	100,7	898,4	0.25
0,02	11,5	80,6	918,4	0.25
0,01	24	40,3	958,3	0.25
0,005	49	20,1	978,2	0.25
0,001	4	201,4	798,6	0.005

On constate donc qu'en admettant un dosage de la solution physiologique à la millimole près, on peut compter sur une précision sur la conductivité meilleur que 1% (0.65%).

Afin de vérifier qu'aucune erreur grossière n'a été commise, la solution à 0.01 S.m^{-1} a été testée grâce à l'analyseur de matériaux HP4291A associé à une cellule de caractérisation des liquide. A l'erreur instrumentale près, la conductivité prévue a bien été observée et une permittivité relative de 80 a été mesurée.

Grâce à la gamme de solutions de référence dont on dispose maintenant, il est possible de choisir parmi elles un triplet encadrant au mieux la conductivité du tissu à caractériser.

3 - EVALUATION DE L'EFFICACITE DE LA CALIBRATION

Afin d'évaluer l'efficacité de la procédure de calibration, une calibration a été effectuée avec les solutions présentant une conductivité de 0.005 S.m^{-1} , 0.01 S.m^{-1} et 0.025 S.m^{-1} . La solution à 0.02 S.m^{-1} a alors été caractérisée. L'ensemble des mesures ont été effectuées à une température de $25.0 \pm 0.3^\circ\text{C}$ régulée par le thermostat équipant la cellule de mesure. Les figures III.28 et III.29 donnent le résultat de la mesure après correction par la formule de

calibration sur la conductivité et la permittivité. Chaque point résulte d'une moyenne de 10 mesures. Les barres d'erreurs représentent trois fois l'écart-type de la moyenne.

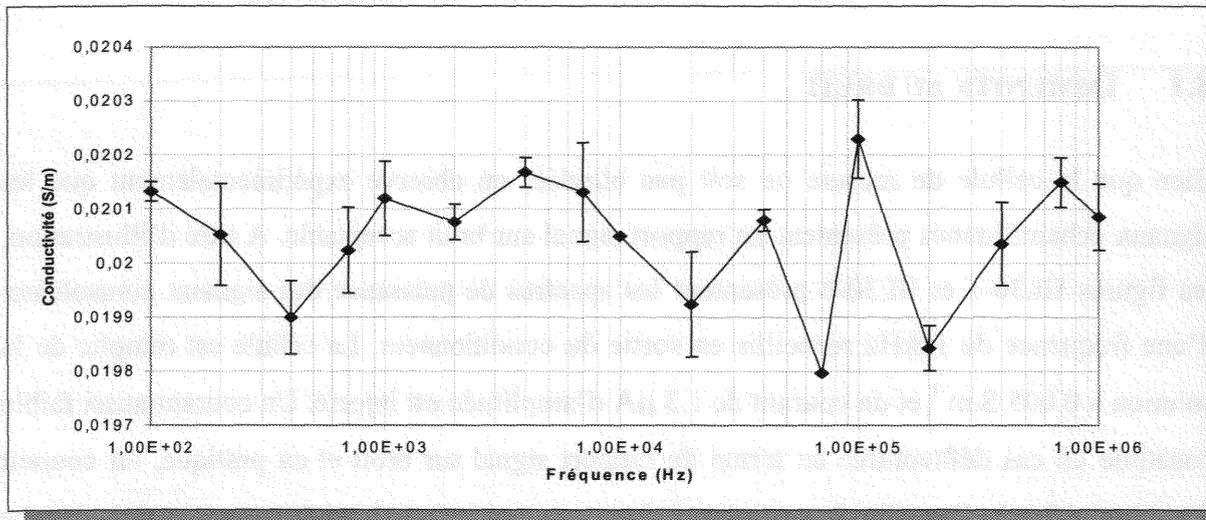


Figure III.28: Conductivité mesurée après correction par calibration

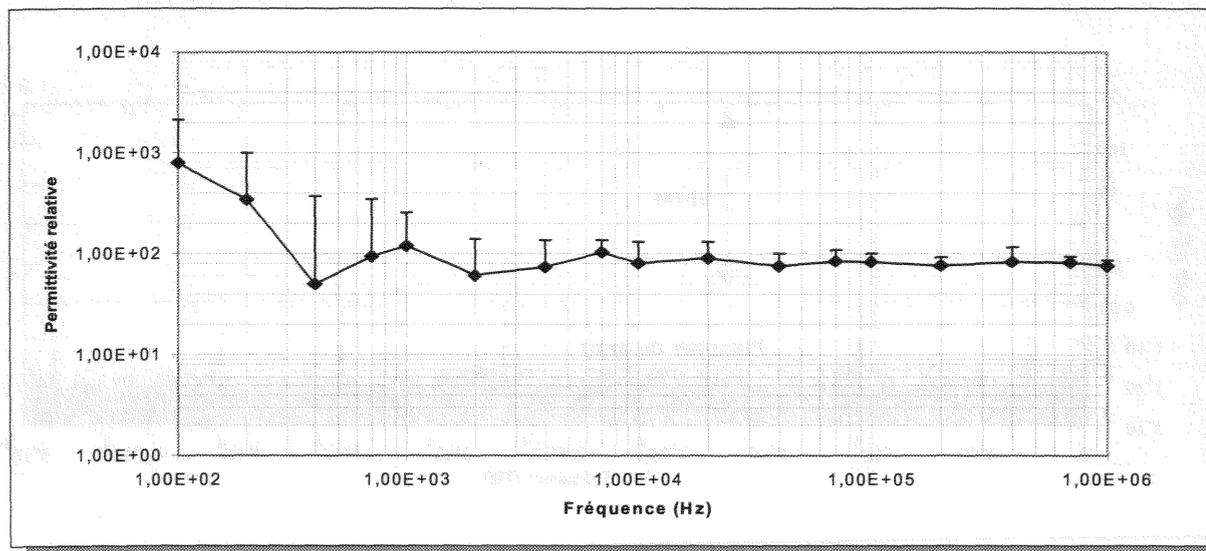


Figure III.29 : Permittivité mesurée après calibration

L'observation de ces courbes montre que l'erreur sur la conductivité est au maximum de l'ordre de 1% ce qui est tout à fait acceptable. Comme cela était prévisible, l'erreur et la dispersion sur la permittivité augmentent fortement lorsque la fréquence diminue. Cependant,

compte tenu des permittivités à mesurer lors de la caractérisation des tissus biologiques, l'erreur reste acceptable même à 100 Hz.

4 - REPRODUCTIBILITE DES MESURES

4.1 IMMUNITE AU BRUIT

Bien que la cellule de mesure ne soit pas blindée, on observe expérimentalement que les signaux échantillonnés présentent un rapport signal sur bruit acceptable. A titre d'illustration, les figures III.30-a et III.30-b présentent les spectres de puissance des signaux sinusoïdaux d'une fréquence de 10kHz recueillis en sortie du conditionneur. La cellule est remplie de la solution à 0.005 S.m^{-1} et un courant de $1.3 \mu\text{A}$ d'amplitude est injecté. Un courant aussi faible constitue un cas défavorable en terme de rapport signal sur bruit et en pratique, un courant d'environ $10 \mu\text{A}$ d'amplitude est injecté. Les spectres présentés ci-dessous ont été obtenus après avoir acquis 500 périodes à une fréquence d'échantillonnage de 100 kHz, soit 10 fois la fréquence du signal.

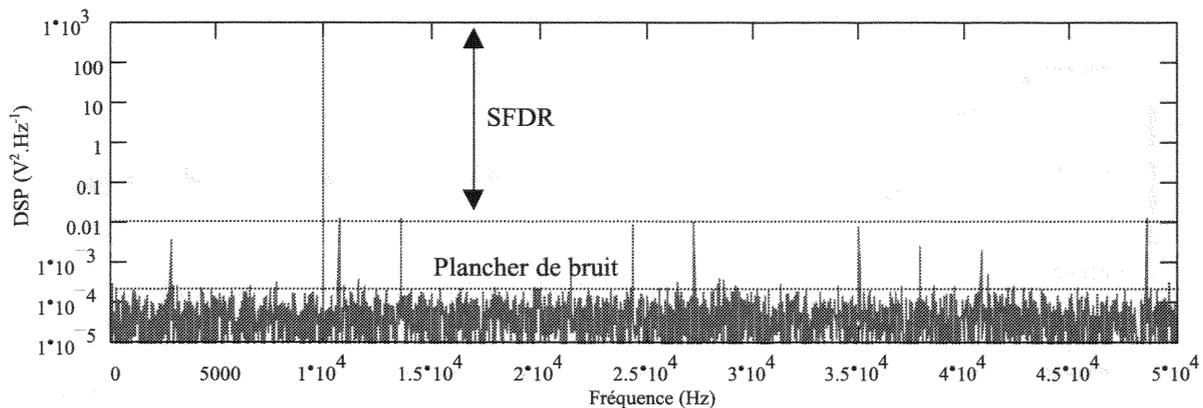


Figure III.30 (a) : Spectre de puissance de l'image de la tension recueillie en sortie du conditionneur

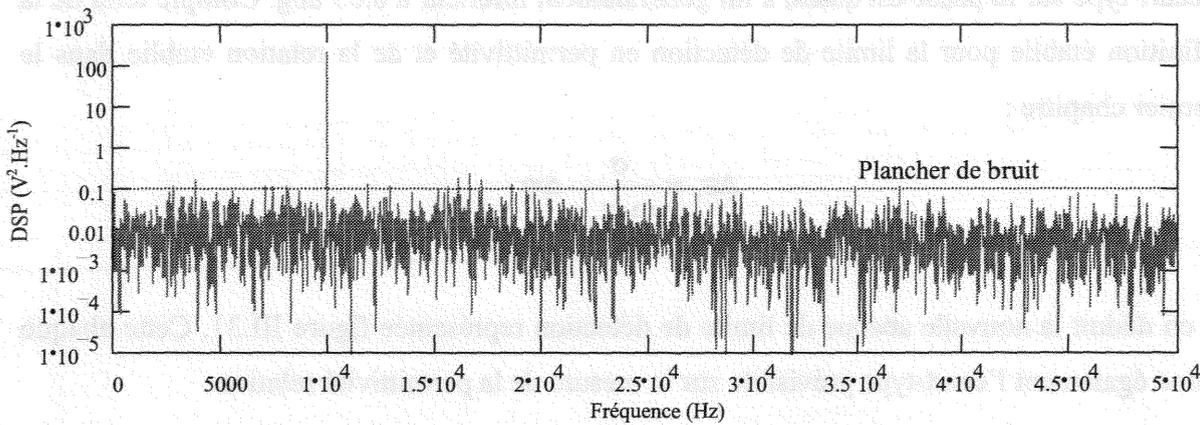


Figure III.30 (b) : Spectre de puissance de l'image du courant recueillie en sortie du conditionneur

Le rapport signal sur bruit calculé grâce à ces spectres est de 33 dB pour l'image de la tension et 9 dB pour l'image du courant. On remarquera cependant que pour l'image de la tension, la dynamique sans parasite (Spurious Free Dynamic Range (SFDR)) est de 46 dB et le rapport entre le signal utile et le plancher de bruit est de 63 dB. Pour l'image du courant, ce rapport est de 33 dB, à comparer aux 9 dB du signal original. Cet exemple illustre de façon très convainquante l'intérêt de travailler dans le domaine spectral, ce que fait implicitement le détecteur synchrone mis en œuvre.

Sauf accident de mesure produisant une valeur aberrante, la dispersion sur la mesure du module est très faible et l'écart-type est généralement inférieur à 0.1% pour une amplitude du courant injecté comprise entre 1 μ A et 10 μ A. Ayant établi dans le premier chapitre de cette partie que l'erreur relative sur la conductivité est égale à l'erreur relative sur le module de l'impédance mesurée :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta|Z|}{|Z|}$$

on en déduit directement que l'écart-type relatif sur la conductivité est égal à l'écart-type relatif sur le module de l'impédance. On peut donc espérer un écart-type sur la conductivité de l'ordre de 0.1% de la valeur mesurée.

L'écart-type sur la phase est quand à lui généralement inférieur à 0.05 deg. Compte tenu de la définition établie pour la limite de détection en permittivité et de la relation établie dans le premier chapitre :

$$\Delta\varepsilon_r = \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon_0} \cdot \Delta\varphi$$

on en déduit la nouvelle abaque de limite de détection représentée figure III.31. Cette abaque donne également l'écart-type prévisible sur la mesure de la permittivité relative.

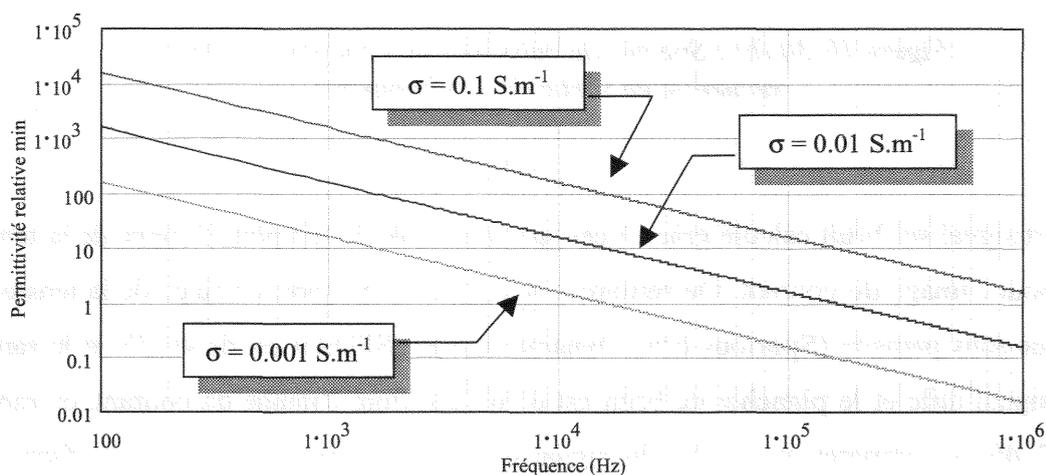


Figure III.31 : Limite de détection et écart-type sur la permittivité relative pour un écart-type sur la mesure de phase de 0.05 deg.

La limite de détection ainsi obtenue est compatible avec les permittivités susceptibles d'être mesurées. Les performances en bruit de la chaîne instrumentale sont donc suffisantes.

4.2 IMMUNITÉ AUX TOLERANCES MECANIQUES

4.2.1 Mise en place d'un échantillon

Le positionnement d'un échantillon dans la cellule de mesure nécessitant le retrait du jeu supérieur d'électrodes puis sa remise en place, il convient d'observer si la précision des mesures est affectée par ces opérations. Après avoir réalisé la calibration de la cellule avec les solutions étalons de conductivité respectives 0.005 S.m⁻¹, 0.01 S.m⁻¹ et 0.025 S.m⁻¹, la solution à 0.02 S.m⁻¹ a alors été caractérisée avant d'enlever le jeu supérieur d'électrodes puis

après avoir enlevé et remis en place ce dernier. Pendant la manipulation, la vis micrométrique a été délibérément actionnée (figure III.32)

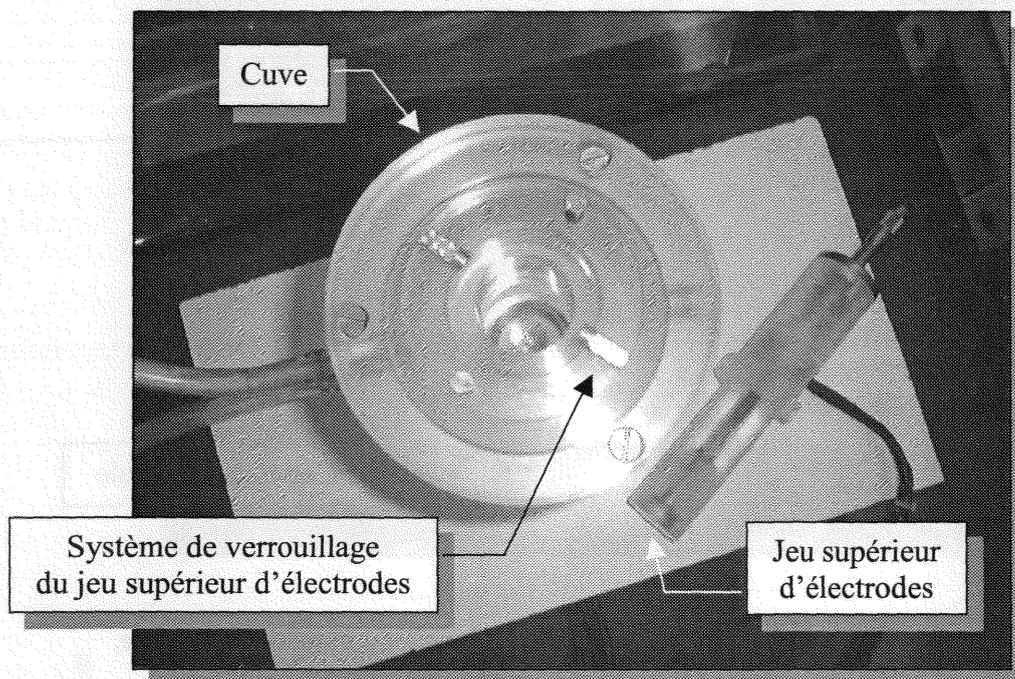


Figure III.32 : La cellule de mesure après retrait du jeu d'électrodes supérieur pour insertion d'un échantillon

Les différences enregistrées sur la conductivité sont du même ordre de grandeur (maximum 1%) que celles observées lors de la validation de la procédure de calibration. La manipulation du jeu d'électrodes supérieur n'a donc pas d'incidence notable sur la mesure.

4.2.2 Démontage de maintenance

En vue du nettoyage de la cuve, toute la partie supérieur de cette dernière est démontable via 3 vis (figure III.33). Afin d'observer l'influence d'un tel démontage sur la calibration de la cellule, une procédure similaire à celle employée précédemment a été effectuée. Des différences de l'ordre de 2% sur la mesure de la conductivité ont été enregistrées. La recalibration de la cellule de mesure après un démontage de maintenance ne semble donc pas systématiquement justifiée.

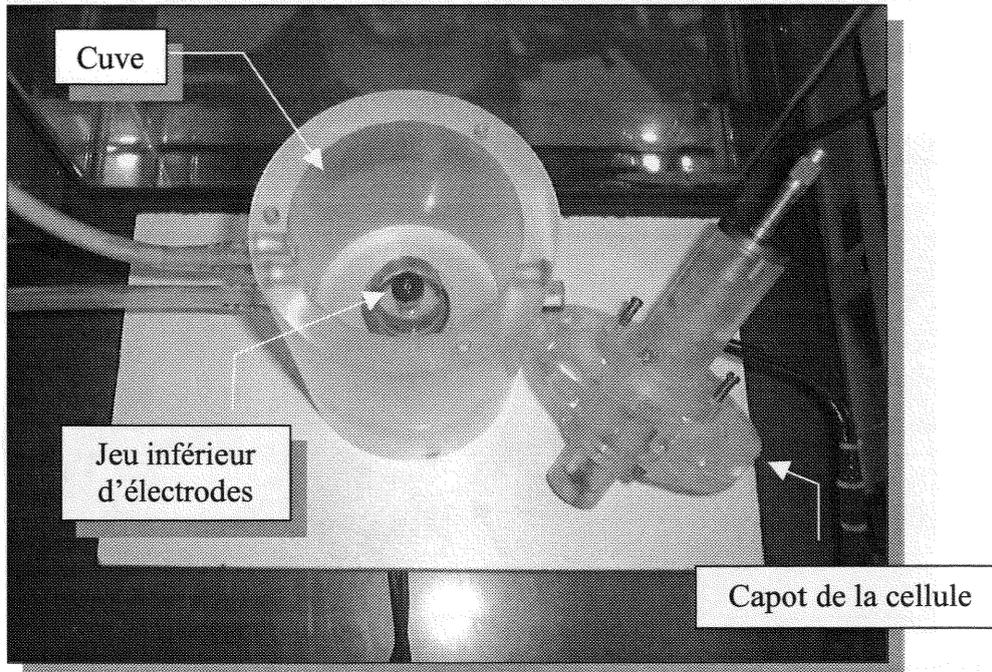


Figure III.33 : La cellule de mesure après démontage pour maintenance.

4.3 PORTE ECHANTILLON

Comme l'a montré l'étude numérique de la cellule de mesure, lorsque l'échantillon est anisotrope, ce dernier doit être préservé à distance des deux jeux d'électrodes. Un système de sur-élévation doit donc être utilisé. Dans la partie II, un système à base de vis en nylon a été proposé. Les expérimentations ultérieures ont montré que ce système perturbe la mesure de façon inacceptable aussi bien sur le module de l'impédance (jusqu'à 15 %) que sur l'argument de cette dernière (jusqu'à environ 10 degrés).

Après plusieurs essais avec diverses variantes, le système présenté figures III.34 et III.35 s'est révélé très efficace aussi bien en terme de praticité de positionnement de l'échantillon que de non perturbation de la mesure. Cette dernière propriété a été vérifiée en caractérisant la solution à 0.02 S.m^{-1} avec et sans le présence du porte échantillon. Les différences de mesures enregistrées ne peuvent être distinguées de celles induite par le nécessaire démontage du capot de la cellule afin de placer le porte échantillon.

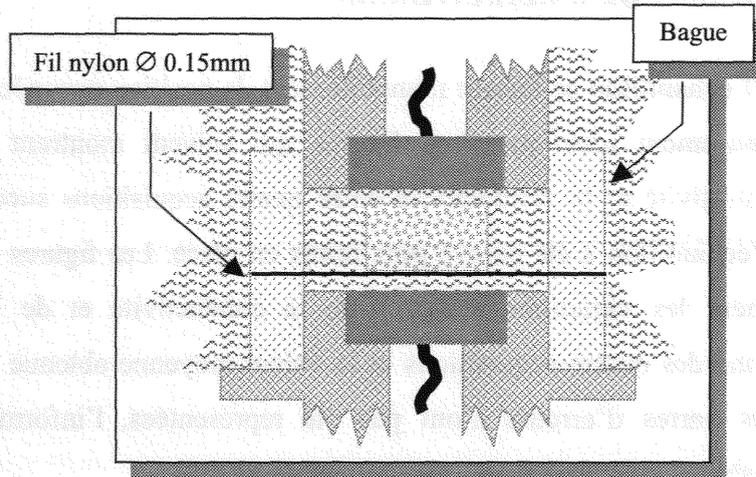


Figure III.34 : Porte échantillon à fils nylon

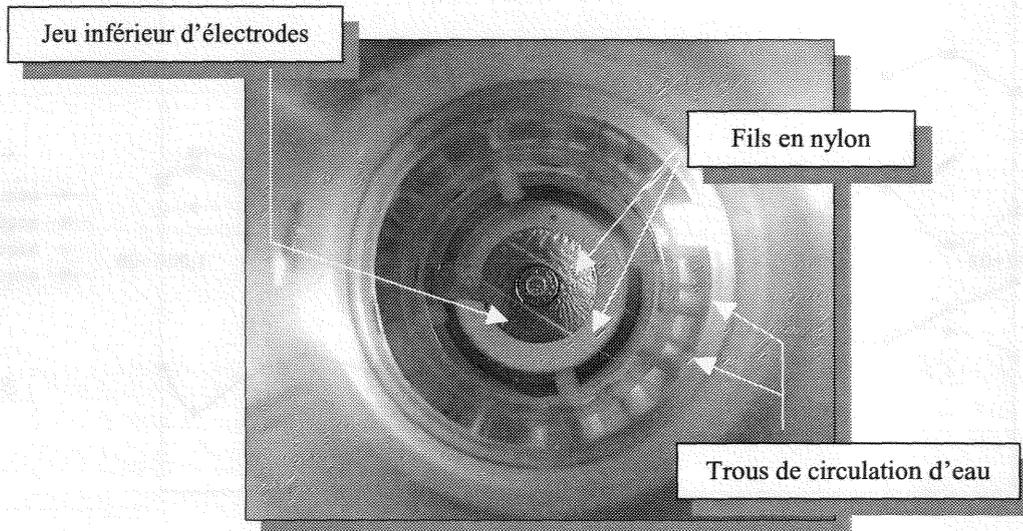


Figure III.35 : Porte échantillon à fils nylon

Ce système à fils permet de surélever des échantillons cubiques de moins de 7 mm de côtés. Il arrive cependant que lors de la mise en place du jeu supérieur d'électrodes, l'échantillon bouge et risque donc de ne plus être positionné correctement. Il est cependant facile d'améliorer le système proposé afin de maintenir plus fermement l'échantillon. Dans la pratique, nous nous sommes contenté du système présenté ici.

4.4 POSITIONNEMENT DE L'ÉCHANTILLON

La mise en place de l'échantillon se faisant manuellement, la position occupée par ce dernier n'est jamais rigoureusement identique. Les figures qui suivent montrent les variations observées sur la permittivité et la conductivité entre quatre acquisitions successives. Entre chaque acquisition l'échantillon a été enlevé puis remis en place. Les figures III.36 et III.37 donnent respectivement les variations relatives de la conductivité et de la permittivité calculées entre chacune des quatre acquisitions et la valeur moyenne obtenue à partir de ces mêmes données. Les barres d'erreurs n'ont pas été représentées, l'information associée n'étant pas indispensable.

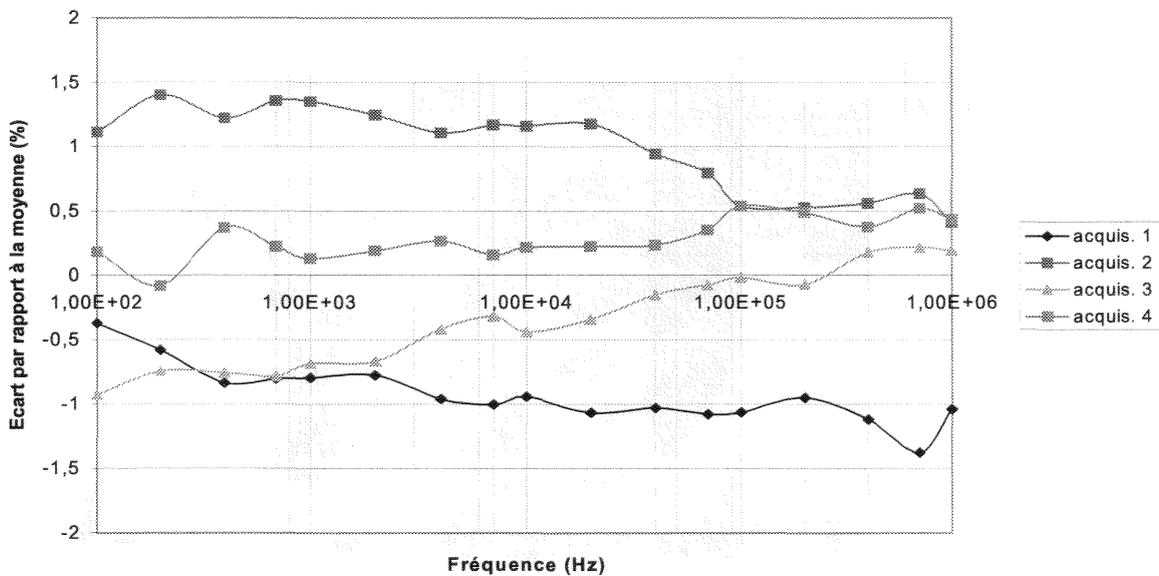


Figure III.36 : Variations relatives de la conductivité après avoir déplacé et remis en place l'échantillon

Les variations sur la conductivité sont inférieures à 1,5 % ce qui est du même ordre de grandeur que l'erreur résiduelle constatée lors de la vérification de l'efficacité de la procédure de calibration. Cette erreur est tout à fait acceptable.

L'erreur sur la permittivité est plus importante surtout en basse fréquence et des variations pouvant atteindre 25 % à 100 Hz sont enregistrées. Cependant, cette dispersion des mesures est tout à fait acceptable aux fréquences aussi basses et sont du même ordre de grandeur que la dispersion observée lors d'une même série de mesures. On rappelle que l'importance de la dispersion des mesures de la permittivité en basse fréquence est directement liée à la petitesse

des déphasages à mesurer.

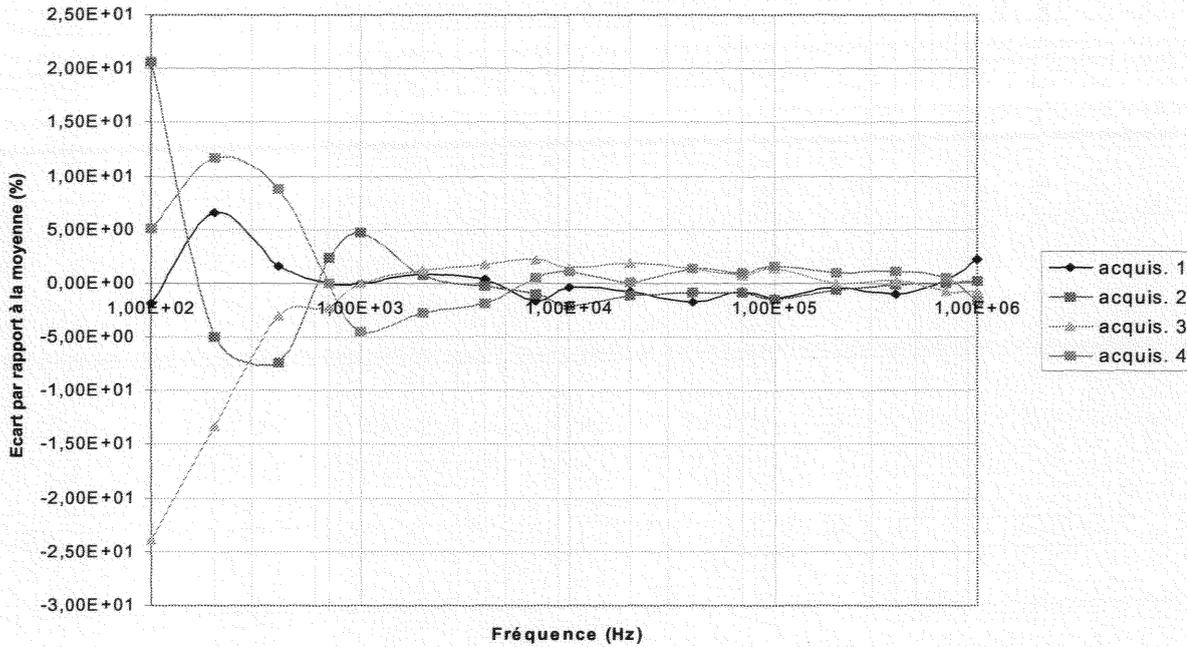


Figure III.37 : Variations relatives de la permittivité après avoir déplacé et remis en place l'échantillon

L'ensemble des résultats évoqués dans ce chapitre montre que la chaîne instrumentale développée est apte à la caractérisation diélectrique des tissus biologiques dans la gamme de fréquences 100 Hz – 1 MHz.



Figure 3.11: Calibration curve of the measurement cell. The curve shows the relationship between the measured value and the reference value.

The calibration curve is used to correct the measured values. The correction factor is calculated as the difference between the reference value and the measured value. The correction factor is then applied to the measured value to obtain the corrected value.

CONCLUSION DE LA PARTIE III

Dans le premier chapitre de cette partie, l'ensemble de l'électronique s'intégrant dans la chaîne instrumentale a été présenté. Après avoir brièvement décrit la structure globale du système, la partie analogique assurant le conditionnement de la cellule de mesure a été détaillée. Les sources d'erreur significatives introduites par cet étage ont été étudiées et le choix des composants mis en œuvre a été justifié.

Le système de numérisation des signaux issus du conditionneur et de transfert vers le PC en charge des calculs a alors fait l'objet d'une description. Les performances en terme de fréquence d'échantillonnage et de taux de transfert ont été évaluées et sont compatibles avec les vitesses d'acquisition requises.

Le second chapitre est dédié à l'algorithme destiné au calcul de l'amplitude et de la phase des signaux acquis. Afin de garantir une bonne réjection du bruit affectant les mesures, une technique de type détection synchrone a été mise en œuvre.

Enfin, le troisième et dernier chapitre expose dans un premier temps la méthode de calibration utilisée et son efficacité a été évaluée sur des solutions de référence. Sa capacité à corriger les erreurs induites par la chaîne instrumentale a été démontrée.

L'immunité des mesures vis-à-vis des perturbations électromagnétiques et des tolérances mécaniques a alors été analysée. Il apparaît que malgré le défaut de blindage de la cellule de mesure, le rapport signal sur bruit des signaux enregistrés est acceptable. Les performances sur la mesure de la conductivité et plus particulièrement sur la mesure de la permittivité en ont été déduites et sont satisfaisantes. Les tolérances mécaniques n'introduisent pas d'erreur significative supplémentaire.

L'influence du porte échantillon destiné à surélever un échantillon anisotrope a révélé que le premier modèle proposé perturbait la mesure de façon inacceptable. Une variante a été proposée et s'est révélée sans effet notable sur la mesure.

Il en ressort que l'ensemble de la chaîne instrumentale développée est apte à la caractérisation des tissus biologiques.

PARTIE IV

CARACTERISATION D'ECHANTILLONS OSSEUX ANIMAUX

INTRODUCTION : DIFFICULTES DE MESURE SUR LES TISSUS BIOLOGIQUES

La définition d'une chaîne de mesure sur le vivant se heurte à trois grandes difficultés :

- **D'ordres éthique et législatif.** La mise en place d'un protocole d'expérimentation humaine s'effectue sous contrainte législative. Les limites d'une expérimentation humaine et les démarches préalables à la mise en place d'un protocole sont fixées par la loi de bioéthique (loi Huriet de 1988 modifiée en 1994). Ainsi, toute mesure in-vivo ou ex-vivo ne peut s'effectuer que suivant un protocole drastique.
- **De définition de l'instrumentation.** Comme il a été vu au cours des trois parties précédentes, de nombreuses difficultés expérimentales et instrumentales compliquent la mesure des propriétés diélectriques des tissus biologiques. Pour des raisons d'invasivité, les mesures in-vivo ne sont que rarement possibles et ce point se vérifie en particulier dans le cas de la caractérisation basse fréquence où des électrodes supplémentaires sont nécessaires (mesure à quatre électrodes). Les mesures sur échantillons doivent être accompagnées d'un protocole rigoureux de préparation de ces derniers afin de les altérer le moins possible. Ce dernier point est également nécessaire afin de permettre la comparaison des résultats issus de différentes campagnes de mesures.
- **D'interprétation des résultats.** La validation des résultats obtenus est problématique car il n'existe pas d'étalon de bioimpédance. La comparaison avec les résultats issus des travaux antérieurs doit être effectuée avec précaution car ces données sont éparées et souvent sujettes à caution en raison du manque de précisions quant à la validation des chaînes de mesure.

Cette quatrième et dernière partie présente les résultats obtenus au cours d'une campagne de mesure réalisée sur une diaphyse fémorale de bœuf entreprise afin de valider définitivement la chaîne instrumentale

Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter les difficultés de mesure sur les tissus biologiques.

Les tissus biologiques sont des milieux hétérogènes et anisotropes, ce qui rend la mesure de leur élasticité et de leur viscosité complexe. Les méthodes de mesure doivent donc être adaptées à ces caractéristiques.

Les principales difficultés rencontrées sont liées à la complexité de la structure des tissus, à leur hétérogénéité et à leur anisotropie. Ces difficultés sont abordées dans les sections suivantes.

Les méthodes de mesure de l'élasticité et de la viscosité sont présentées dans les sections suivantes.

CHAPITRE I

PROCEDURE EXPERIMENTALE

1 - PROTOCOLE EXPERIMENTAL

La caractérisation des propriétés électriques des tissus biologiques in-vitro est très sensible aux traitements subis par l'échantillon. L'objet de ce chapitre est d'exposer la procédure suivie lors de la campagne de mesure visant à la caractérisation d'échantillons d'os compact d'origine animale.

1.1 PROVENANCE DES ECHANTILLONS

Les échantillons d'os ont été prélevés sur un fémur de bœuf obtenu grâce au concours des Nouveaux Abattoirs de Metz (La Maxe; 57). En raison de l'organisation du site d'abattage et de découpe, les os n'ont pu être obtenus qu'après avoir séjourné quelques heures dans une chambre froide.

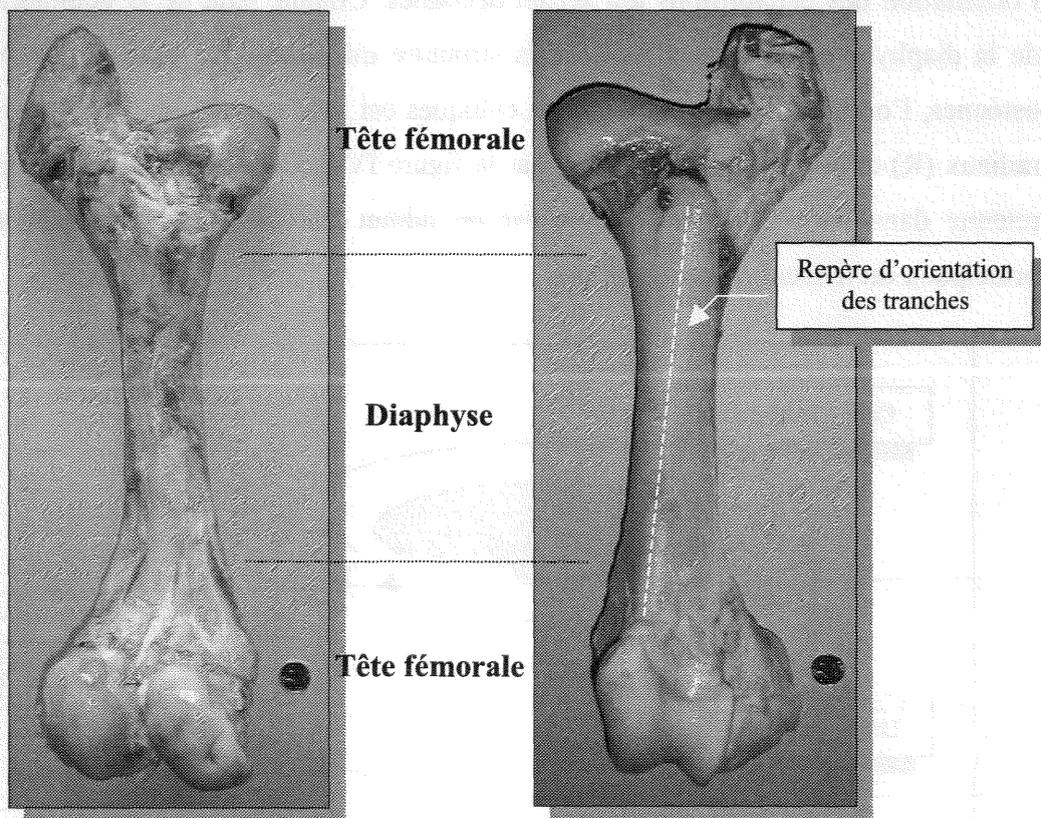


Figure IV.1 : Fémur de bœuf. A gauche face postérieure, à droite, face antérieure. L'échelle est donnée par une pièce de 1 Fr.

1.2 CONSERVATION AVANT EXCISION

Dès le retour au laboratoire, les têtes fémorales ont été séparées de la diaphyse en utilisant une scie à métaux. Afin d'éviter tout échauffement ainsi qu'une déshydratation des tissus, la découpe a été effectuée sous constante lubrification par eau.

Les têtes fémorales ont été emballées dans des sacs plastiques distincts préalablement remplis de solution saline présentant une conductivité de 0.1 S.m^{-1} . Après fermeture du sac plastique, l'os est totalement immergé dans la solution.

La partie diaphysaire a été emballée de la même manière mais avec une solution saline à 0.005 S.m^{-1} , ce qui constitue a priori une moyenne entre les conductivités longitudinales et transverses (radiales ou tangentiels).

Après fermeture des sacs, ces derniers sont placés dans un réfrigérateur à environ 10°C en vue de leur traitement ultérieur.

1.3 ORIENTATION DES ECHANTILLONS

Le tissu osseux compact étant anisotrope, il est nécessaire de se munir d'un repère définissant l'orientation des échantillons qui seront découpés. Compte tenu de la géométrie cylindrique de la diaphyse et de l'orientation de la structure microscopique osseuse, en particulier des ostéons, l'orientation des échantillons cubiques est faite suivant les axes longitudinaux (L), radiaux (R) et tangentiels (T) définis par la figure IV.2. Cette orientation est également celle retenue dans les études antérieures car on admet que ces axes correspondent aux axes principaux du tenseur de conductivité.

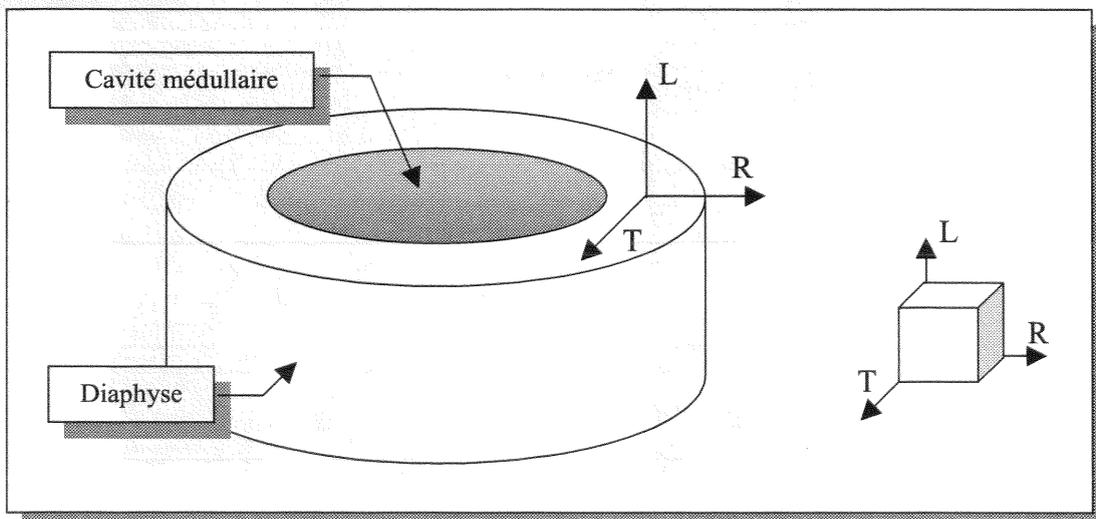


Figure IV.2 : Repère définissant l'orientation des échantillons

1.4 METHODE D'EXCISION

Pour des raisons pratiques, les échantillons n'ont été excisés que 5 jours après la mise au réfrigérateur. Seule la diaphyse, constituée exclusivement d'os compact, a été traitée.

Un trait a été tracé au crayon à papier le long de la diaphyse afin de servir de repère. L'os a alors été débité en 20 tranches d'environ 8 à 9 mm d'épaisseur. La découpe a été réalisée à la scie à métaux sous une irrigation permanente assurée par une pompe électrique. Aucun échauffement notable n'a été observé. La face supérieure de chaque tranche est repérée au moyen d'une marque tracée au crayon à papier. Les tranches sont alors plongées dans une solution saline à 0.005 S.m^{-1} puis placées au réfrigérateur. La moelle osseuse est conservée en place dans la cavité médullaire.

Après avoir débité les tranches, chacune d'entre elles est brièvement sortie de la solution d'hydratation en vue d'être scannée. Une image de chaque tranche est ainsi disponible ce qui permettra de repérer avec précision les sites de prélèvement des échantillons cubiques.

Cinq tranches ont alors été sélectionnées, réparties le long de la diaphyse. Dans chaque tranche, 3 échantillons cubiques de 8 à 9 mm de côtés ont été prélevés. Les découpes ont été réalisées avec une scie à fil métallique basse vitesse sous irrigation constante. Les défauts de découpe ont été corrigés au moyen d'une lime de précision toujours sous irrigation constante. Chaque échantillon est alors brossé puis plongé dans une solution saline à 0.005 S.m^{-1} et enfin placé au réfrigérateur. Chaque échantillon a alors été repris afin d'en relever les dimensions.

Les mesures ont été entreprises environ 12 heures après la découpe soit 6 jours après l'obtention des os.

1.5 COEFFICIENT DE TEMPERATURE DE LA SOLUTION D'HYDRATATION

La solution saline utilisée pour la préservation de l'hydratation des échantillons sera également employée comme fluide caloporteur dans la cellule de mesure. Sa conductivité n'est connue avec précision qu'à 25°C . Or, il est nécessaire de connaître la valeur de cette dernière à la température à laquelle la mesure est effectuée afin de pouvoir la corriger de la présence des pellicules d'eau séparant l'échantillon des électrodes (échantillon anisotrope).

La conductivité d'une des solutions calibrée a donc été mesurée en fonction de la température. La cellule de mesure étant thermostatée, une telle mesure peut être réalisée facilement avec

précision. La solution caractérisée présente une conductivité de 0.02 S.m^{-1} . Cependant, la dépendance de la conductivité à la température est due au coefficient de température des conductivités équivalentes des ions présents. Le résultat obtenu avec une solution est donc valable pour des solutions de conductivités différentes.

Chaque point de la courbe présentée figure IV.3 résulte d'une moyenne de 10 mesures. La fréquence à laquelle la mesure a été effectuée a été arbitrairement choisie égale à 10kHz. Les paramètres de la droite de régression linéaire figurent sur le graphique. Par rapport à la température de référence de 25°C , un coefficient de température de $1.92 \text{ \%/}^\circ\text{C}$ est mesuré. Les barres d'erreur représentent trois fois l'écart-type sur la moyenne.

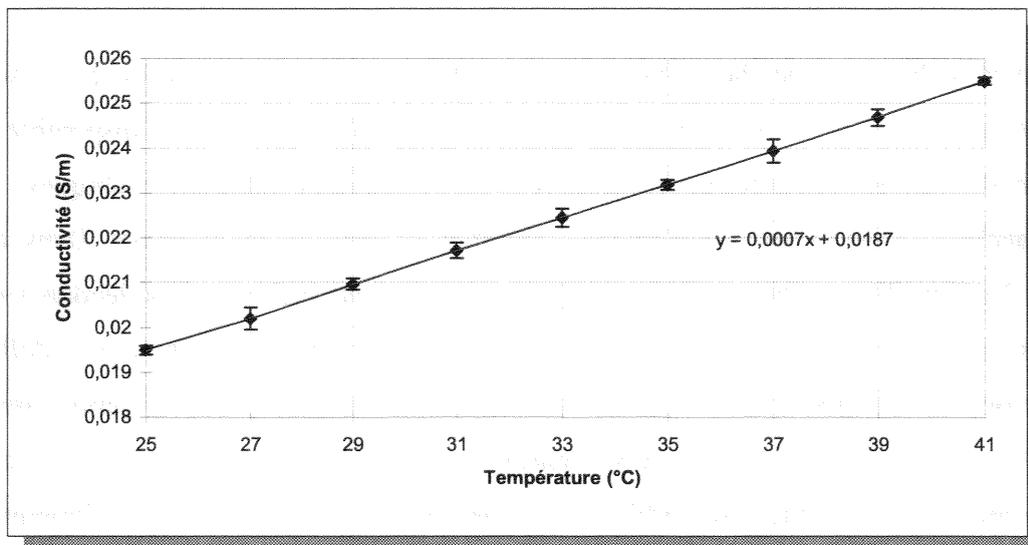


Figure IV.3 : Variation de la conductivité d'une solution saline en fonction de la température

1.6 CONTROLE DE LA TEMPERATURE

1.6.1 Equilibre thermique des échantillons

La température de la solution caloporteuse est mesurée directement dans la cellule au moyen d'un thermomètre numérique dont la sonde traverse le capot de la cellule. Sa précision est de $\pm 0.3^\circ\text{C}$.

Afin de porter les échantillons à une température proche de celle de la solution caloporteuse, ceux-ci sont placés avant la mesure dans un récipient hermétique plongé dans la réserve

principale d'eau régulée par le thermostat. Le récipient a été préalablement rempli de solution saline à 0.005 S.m^{-1} .

Une différence d'environ 1°C pouvant exister entre la réserve principale d'eau et la solution caloporteuse, tout échantillon allant faire l'objet d'une mesure est placé dans la cellule de mesure deux à trois minutes avant la mesure.

Juste avant de lancer la mesure, la pompe assurant la circulation de solution caloporteuse est arrêtée et l'échantillon est positionné correctement en place sur les fils du porte échantillon. La mesure est alors lancée.

1.6.2 Stabilité thermique pendant la mesure

Pendant la mesure, la circulation de solution caloporteuse étant stoppée, la température dans la cellule de mesure n'est plus régulée. Cependant, l'épaisseur des parois de la cuve en Plexiglas (15 mm au plus fin) et la quantité de solution caloporteuse dans la cuve (environ 0.5 litre) assurent une inertie thermique assez importante. Avec une température ambiante de 24°C et une solution caloporteuse à 40°C , on dispose d'environ 2 minutes pour faire la mesure sans que la température ne chute de plus de 0.1°C .

2 - PROCEDURE DE CALIBRATION

Compte tenu de la gamme de conductivité susceptible d'être rencontrée lors des mesures sur l'os compact, la cellule a été calibrée en utilisant les solutions de référence ayant une conductivité de 0.001 S.m^{-1} , 0.005 S.m^{-1} , et 0.01 S.m^{-1} . La calibration a été effectuée à $25 \pm 0.3^\circ\text{C}$.

En raison de la dépendance de la géométrie du champ électrique dans la cellule en fonction de la distance séparant les deux jeux d'électrodes, la calibration doit être refaite lorsque cette distance varie. La calibration devant également être accomplie pour toutes les fréquences de mesure, la procédure devient rapidement trop lourde. Cependant, dans le cadre de la caractérisation d'échantillons anisotropes, une certaine distance est aménagée entre l'échantillon et les électrodes.

Cette nécessité peut être mise à profit afin de réduire la charge de travail liée à la calibration. Compte tenu des dimensions assez proches des échantillons, la calibration a été réalisée avec une distance fixe de 12 mm entre les électrodes, réglée une fois pour toutes grâce à la vis micrométrique. Cette distance inter-électrodes a été choisie de sorte que l'épaisseur de la pellicule d'eau séparant les échantillons des électrodes soit d'environ 2 mm. Cette épaisseur est suffisante pour assurer que l'anisotropie du tissu n'influence pas la mesure de façon significative.

Le nombre de fréquences auxquelles la calibration a été effectuée a été limité à 17, soit à 4 fréquences par décade. Ce choix résulte d'un compromis entre résolution fréquentielle et durée d'acquisition. En effectuant dix mesures par fréquence en vue d'un moyennage et compte tenu des durées d'acquisition choisies, une durée d'environ 90 secondes est nécessaire pour couvrir l'ensemble du spectre. Des durées d'acquisition relativement longues sont choisies afin d'obtenir de bonnes performances en bruit (maximum 1 seconde d'observation par acquisition ou 5000 échantillons, le choix entre ces deux limites dépendant de la fréquence d'échantillonnage).

CHAPITRE II

RESULTATS SUR OS CORTICAL DE BOEUF

1 - MODE DE PRESENTATION DES RESULTATS

L'ensemble des données obtenues lors de la caractérisation des 15 échantillons cubiques d'os cortical représente une masse assez importante d'informations. Afin de structurer la compilation de ces données, celles-ci sont regroupées par tranche et une fiche descriptive garantit une localisation précise des sites d'excision. A titre d'exemple, les informations relatives à la tranche N°19 sont reproduites ci-dessous :

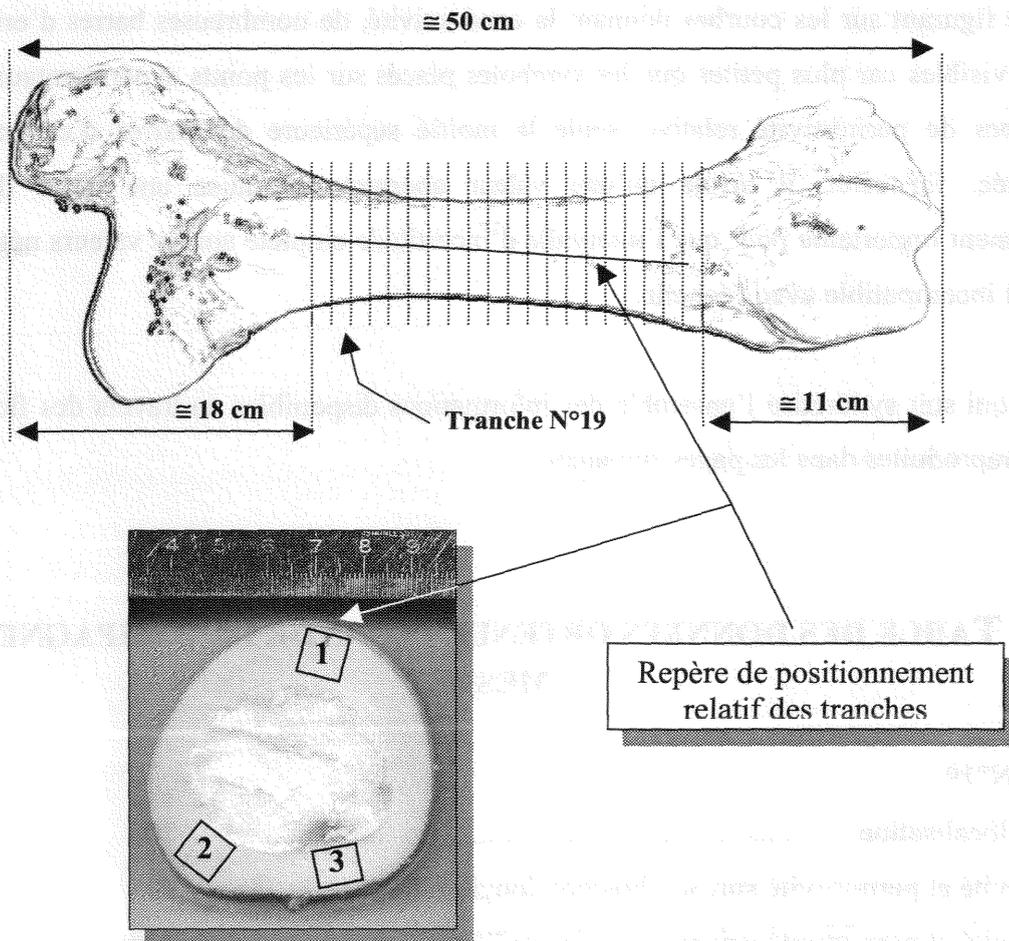


Figure IV.4 : Repérage des échantillons

Le dessin complet de l'os permet de visualiser le site de découpe ainsi que le trait destiné à l'orientation des tranches entre elles. L'os est représenté depuis sa face antérieure. La photographie de la tranche montre le repère d'orientation des tranches tracé au crayon à papier ainsi que les sites de découpe des 3 échantillons. Dans la mesure du possible, la

position relative des 3 échantillons est identique pour chacune des tranches afin d'assurer un suivi des structures osseuses suivant l'axe longitudinal de la diaphyse.

Comme précisé dans le premier chapitre, les mesures ont été effectuées suivant trois axes préalablement définis en raison de l'anisotropie du tissu osseux. Les mesures ont été effectuées à $37^{\circ}\text{C} \pm 0.3^{\circ}\text{C}$ en immersion dans une solution saline de conductivité 0.005 S.m^{-1} pour la caractérisation longitudinale de l'os et de 0.002 S.m^{-1} pour les caractérisations radiales et transverses. Cette précaution répond à la contrainte imposée par le fonctionnement des électrodes de garde (partie III, chapitre I).

Bien que figurant sur les courbes donnant la conductivité, de nombreuses barres d'erreur ne sont pas visibles car plus petites que les symboles placés sur les points expérimentaux. Pour les courbes de permittivité relative, seule la moitié supérieure des barres d'erreur a été représentée. En effet, il arrive qu'une valeur aberrante produise une barre d'erreur suffisamment importante pour que l'intervalle d'incertitude empiète sur les valeurs négatives, ce qui est incompatible avec l'échelle.

La table qui suit synthétise l'ensemble des informations disponibles au travers des fiches de données reproduites dans les pages suivantes.

2 - TABLE DES DONNEES OBTENUES LORS DE LA CAMPAGNE DE MESURE

Tranche N°19	
Fiche de localisation.....	206
Conductivité et permittivité suivant direction longitudinale.....	207
Conductivité et permittivité suivant direction radiale.....	208
Conductivité et permittivité suivant direction tangentielle.....	209
Tranche N°17	
Fiche de localisation.....	210
Conductivité et permittivité suivant direction longitudinale.....	211
Conductivité et permittivité suivant direction radiale.....	212
Conductivité et permittivité suivant direction tangentielle.....	213

Tranche N°16

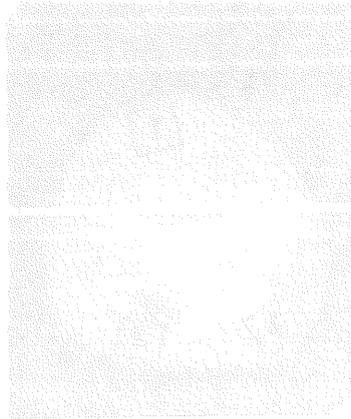
Fiche de localisation..... 214
Conductivité et permittivité suivant direction longitudinale..... 215
Conductivité et permittivité suivant direction radiale..... 216
Conductivité et permittivité suivant direction tangentielle..... 217

Tranche N°13

Fiche de localisation..... 218
Conductivité et permittivité suivant direction longitudinale..... 219
Conductivité et permittivité suivant direction radiale..... 220
Conductivité et permittivité suivant direction tangentielle..... 221

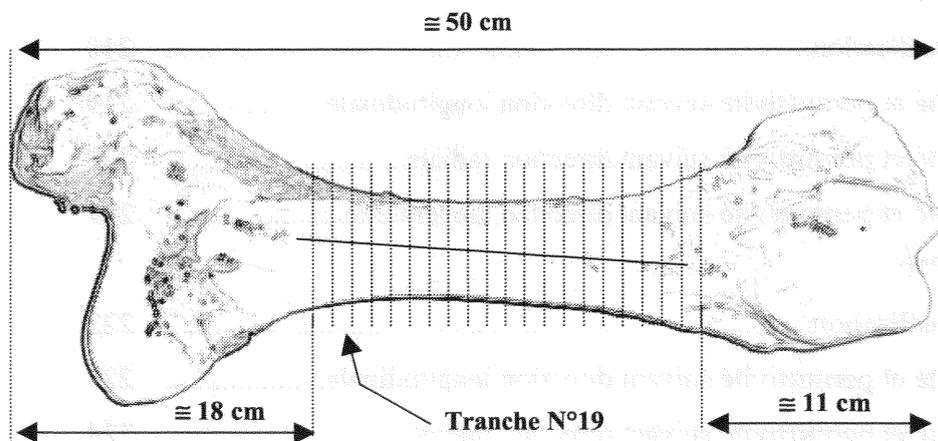
Tranche N°10

Fiche de localisation..... 222
Conductivité et permittivité suivant direction longitudinale..... 223
Conductivité et permittivité suivant direction radiale..... 224
Conductivité et permittivité suivant direction tangentielle..... 225

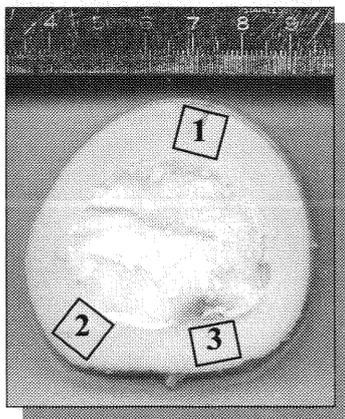


TRANCHE N°19

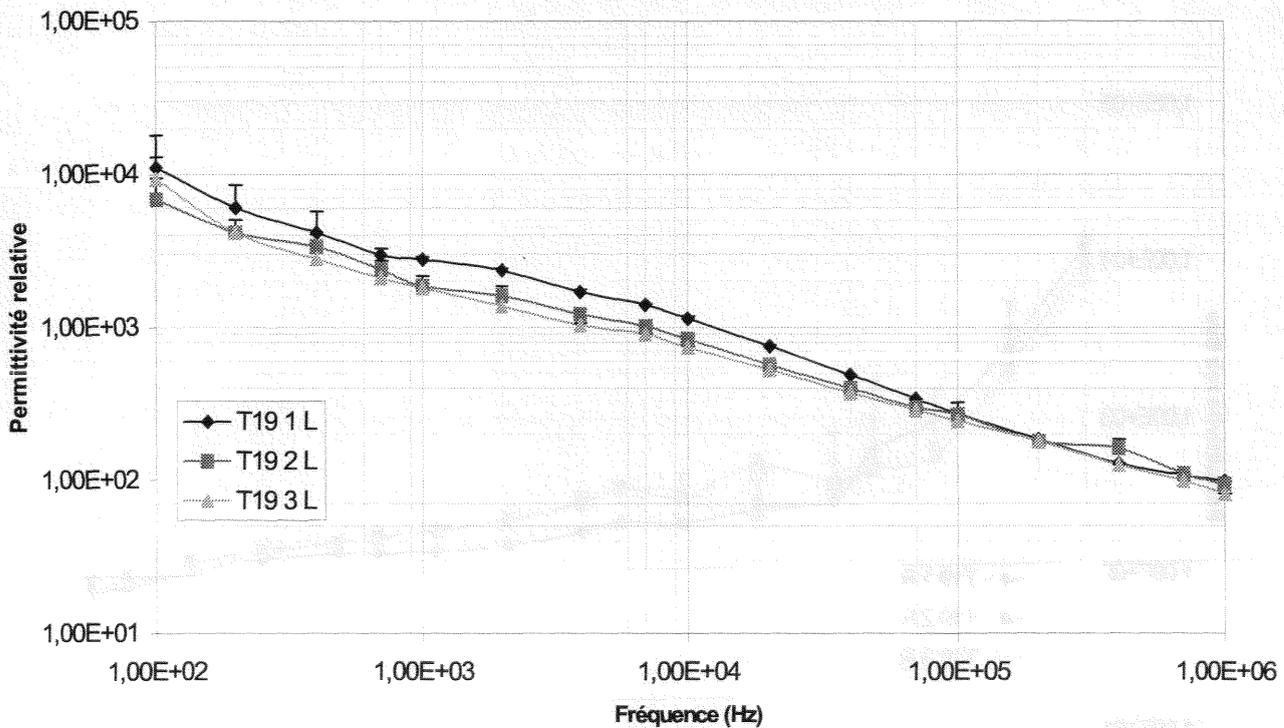
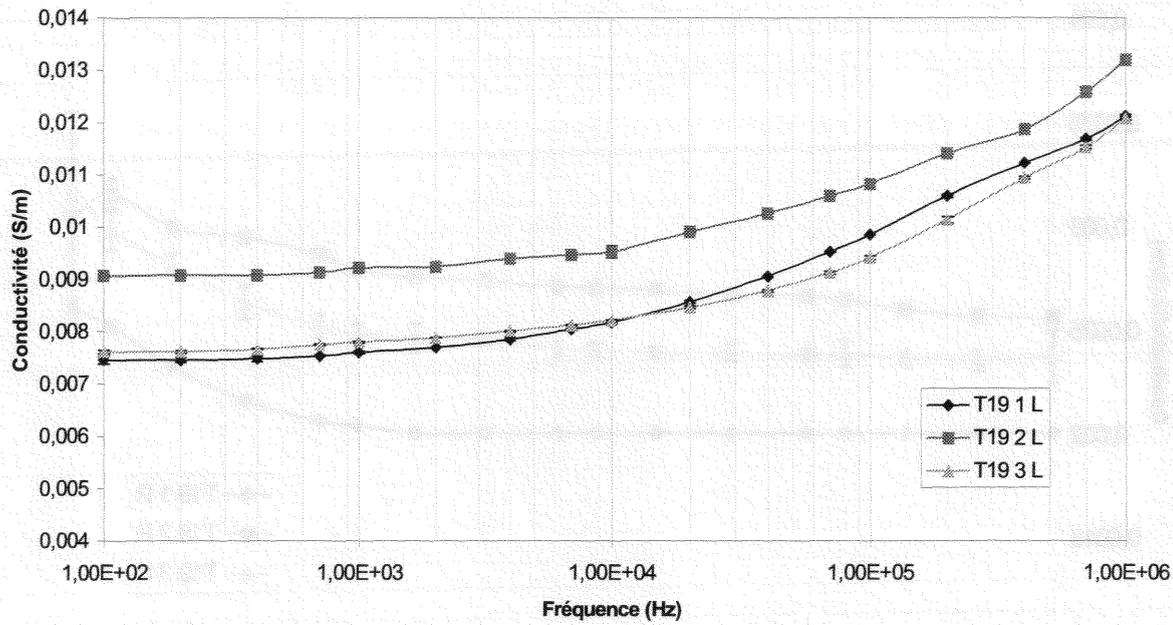
Localisation :



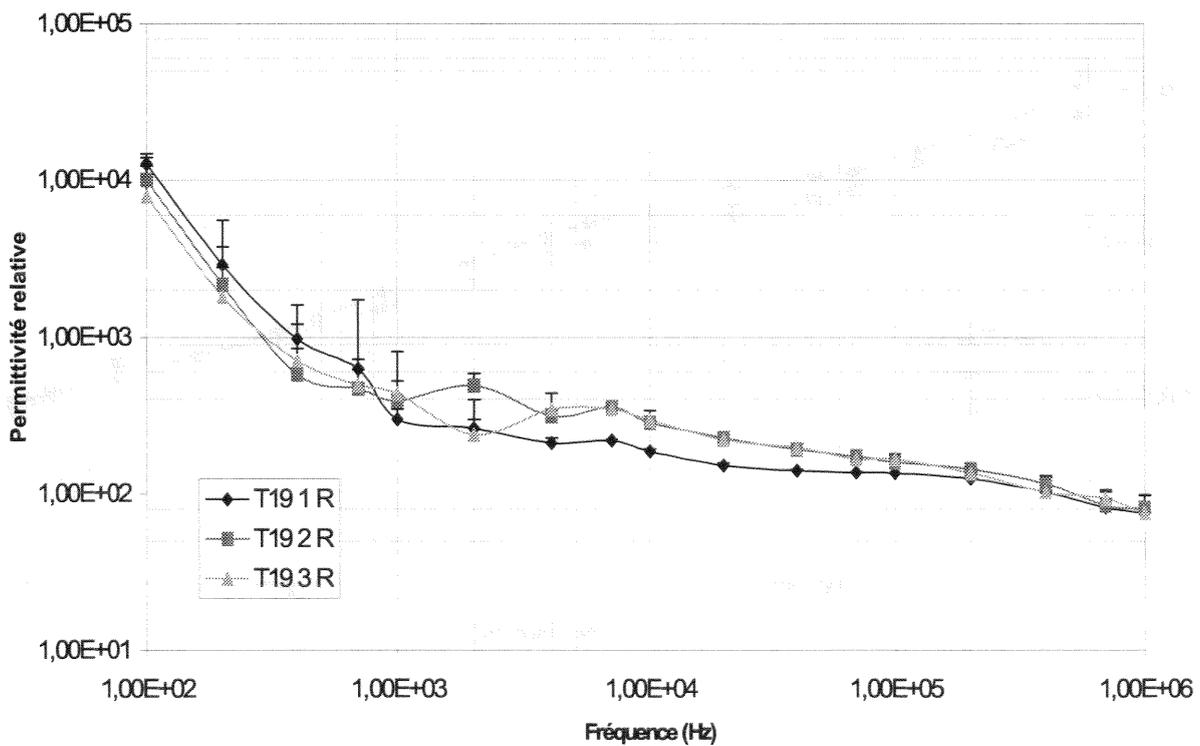
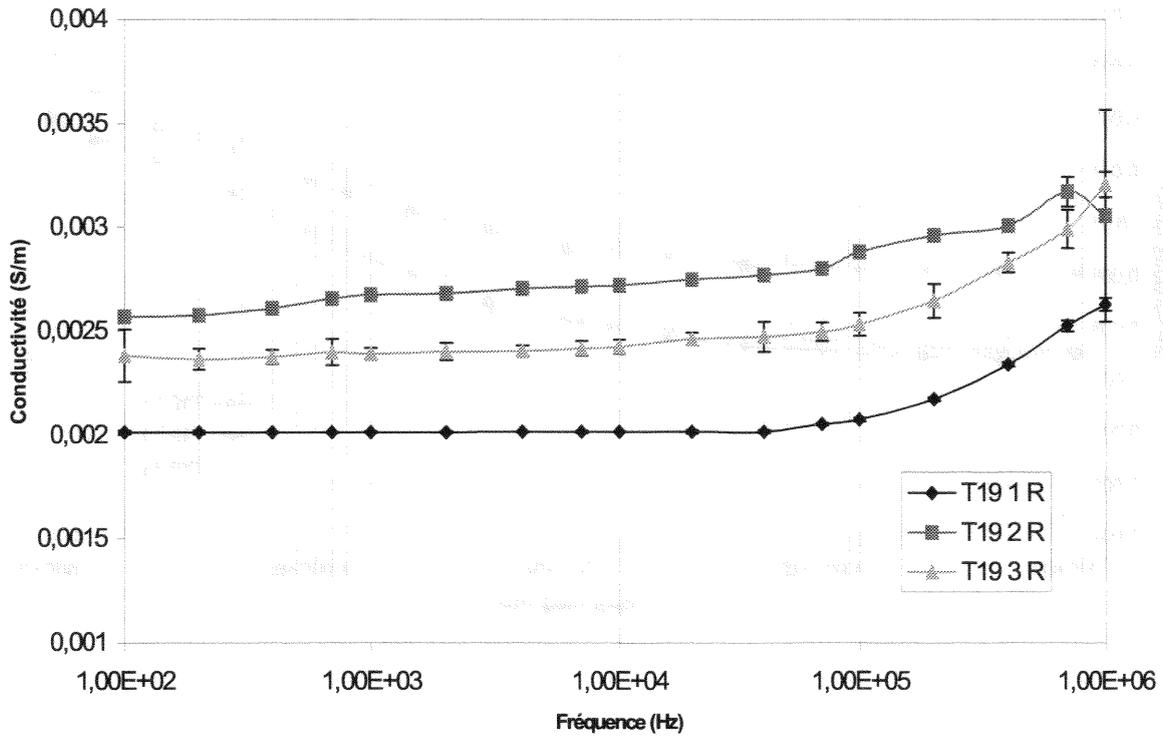
Sites d'excision des échantillons :



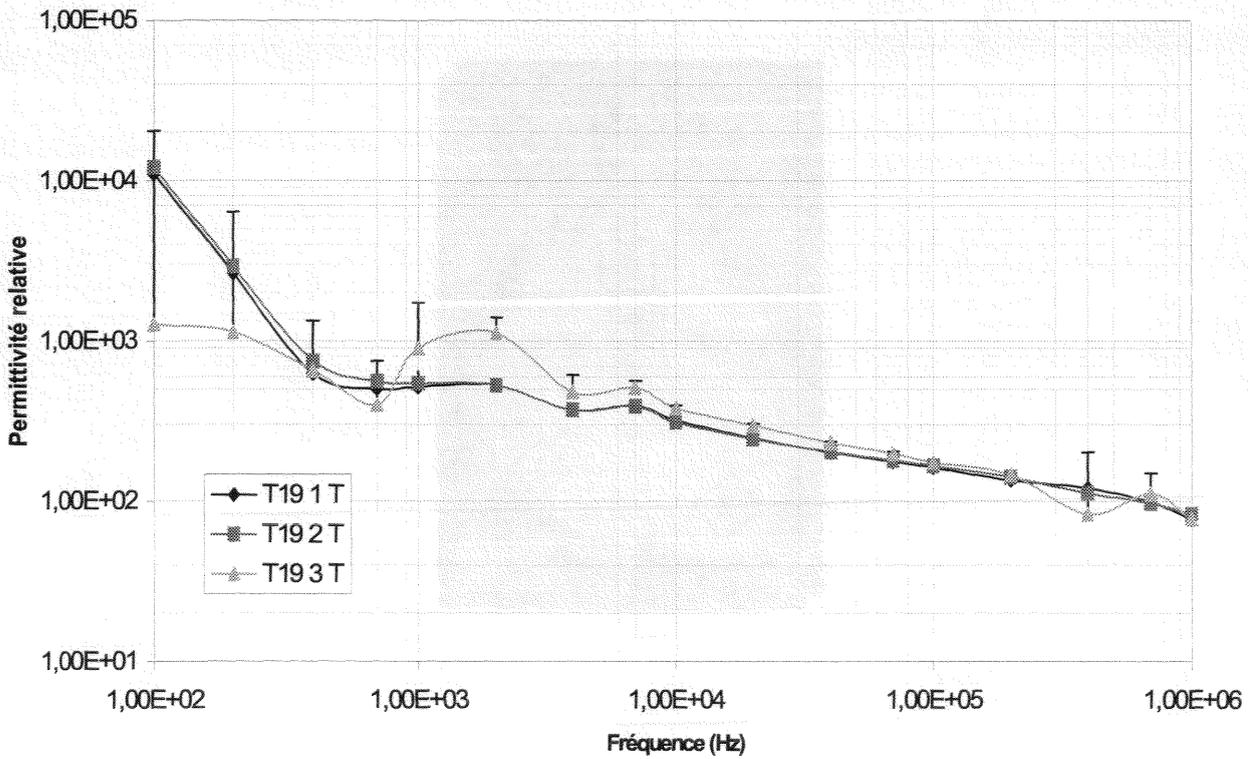
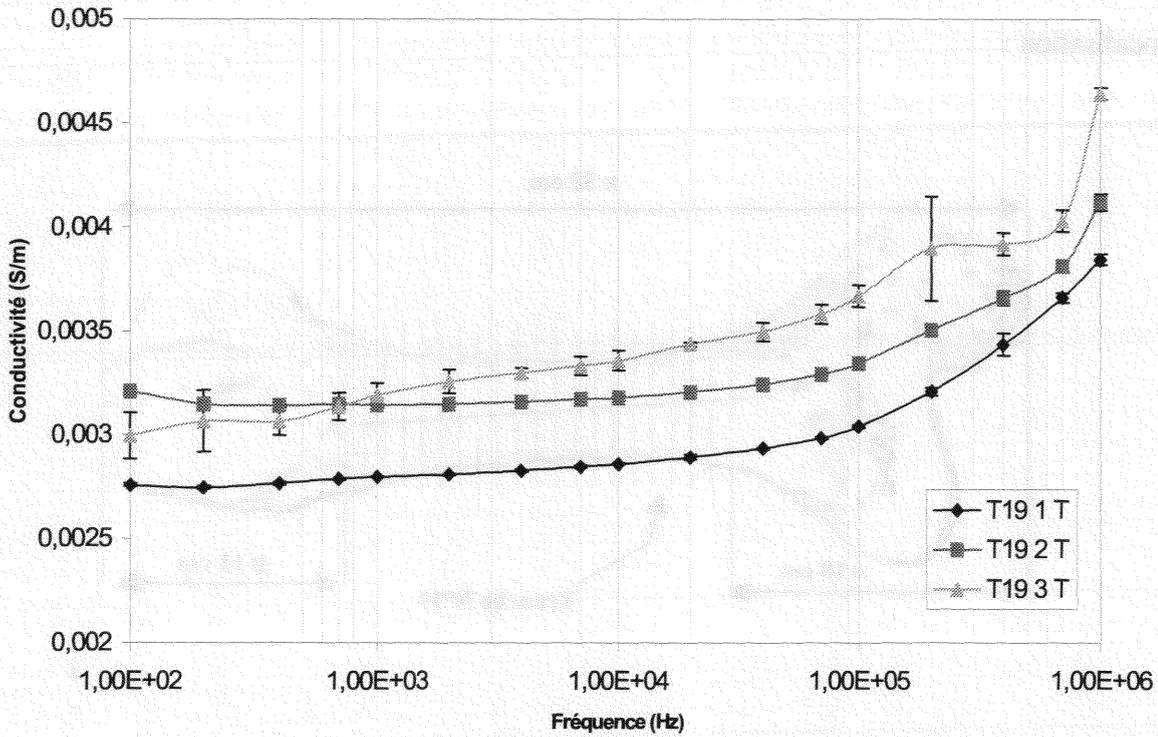
Mesures suivant l'axe longitudinal :



Mesures suivant l'axe radial :

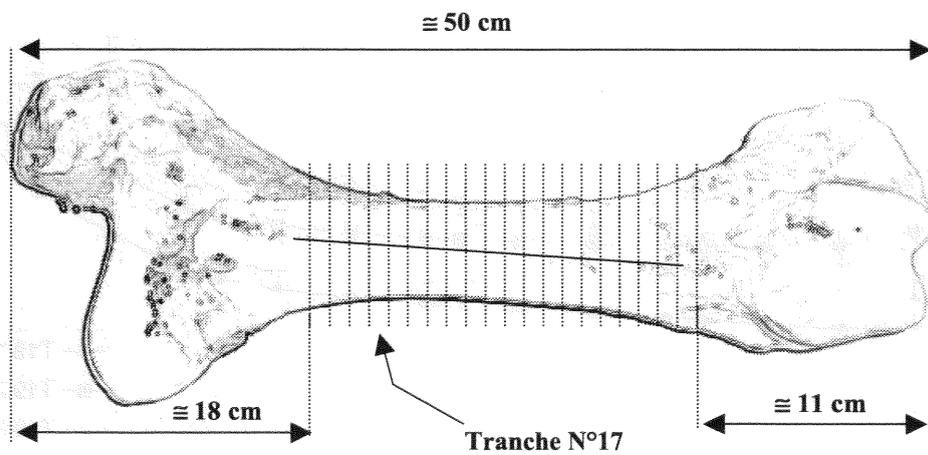


Mesures suivant l'axe tangentiel :

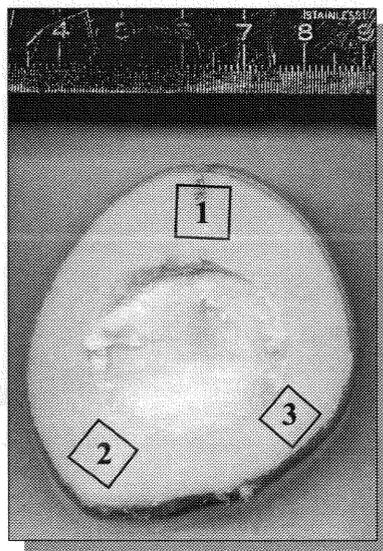


TRANCHE N°17

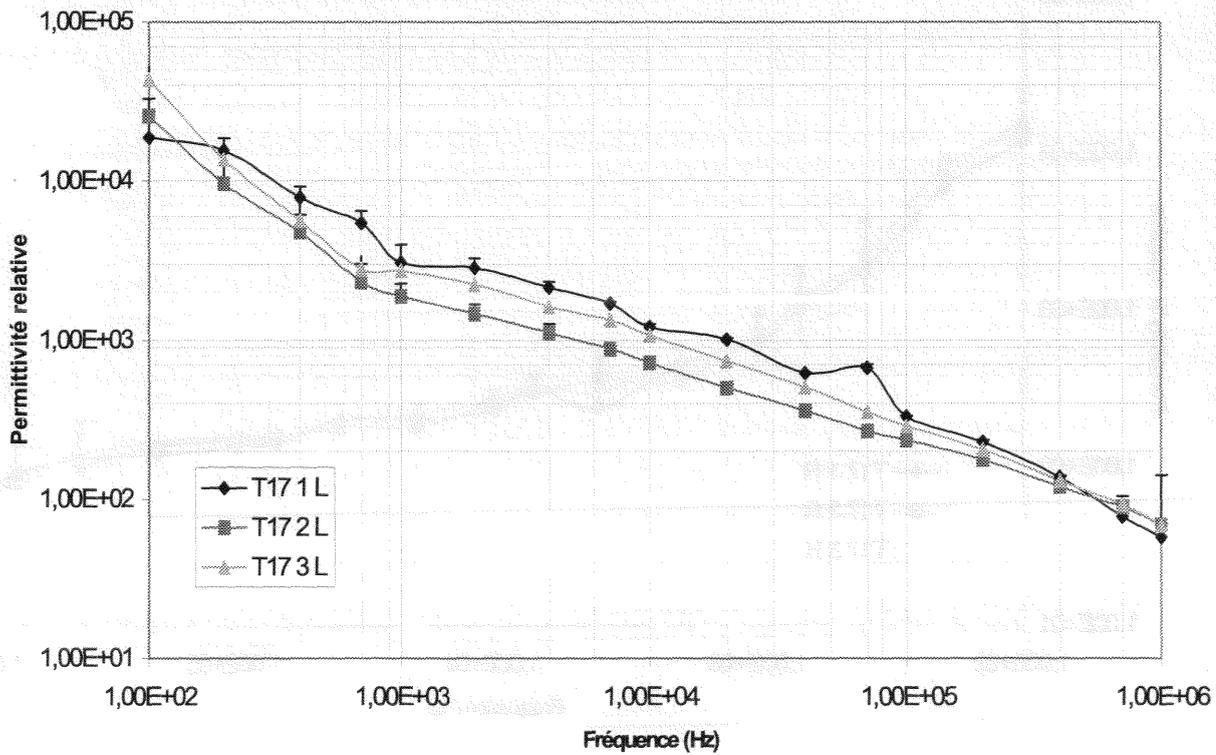
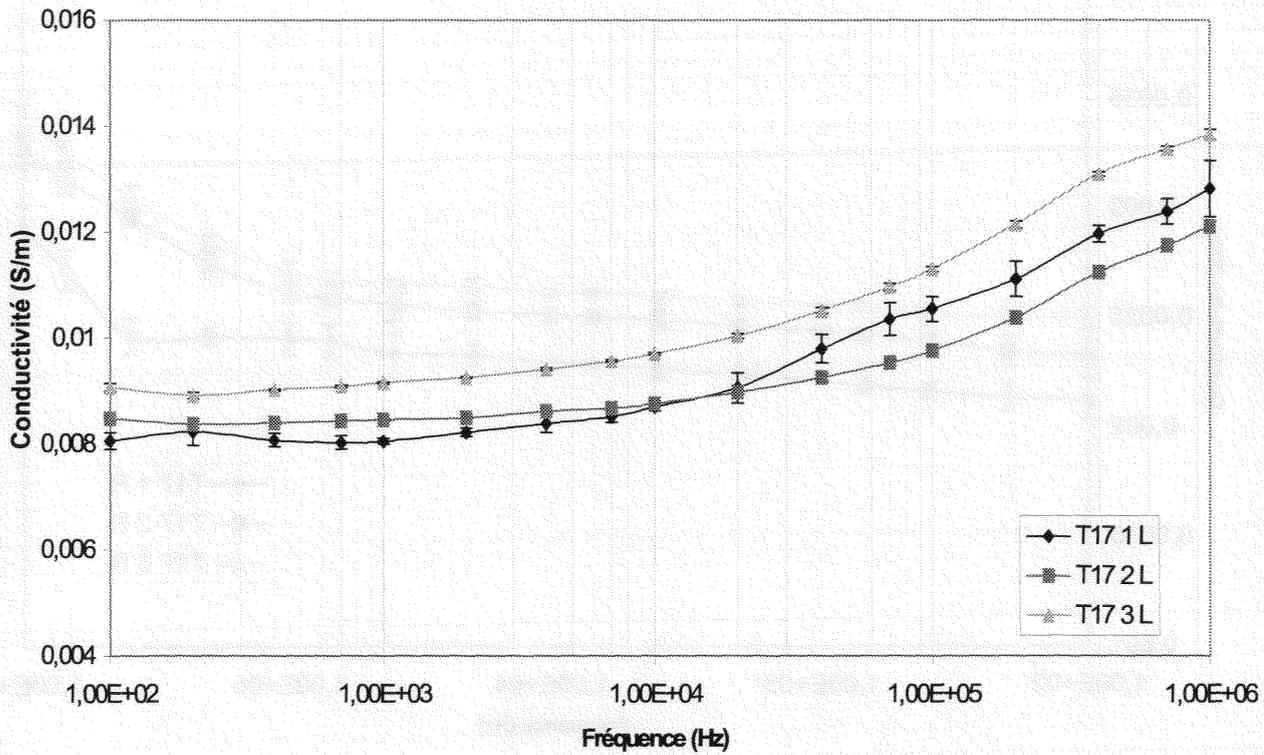
Localisation :



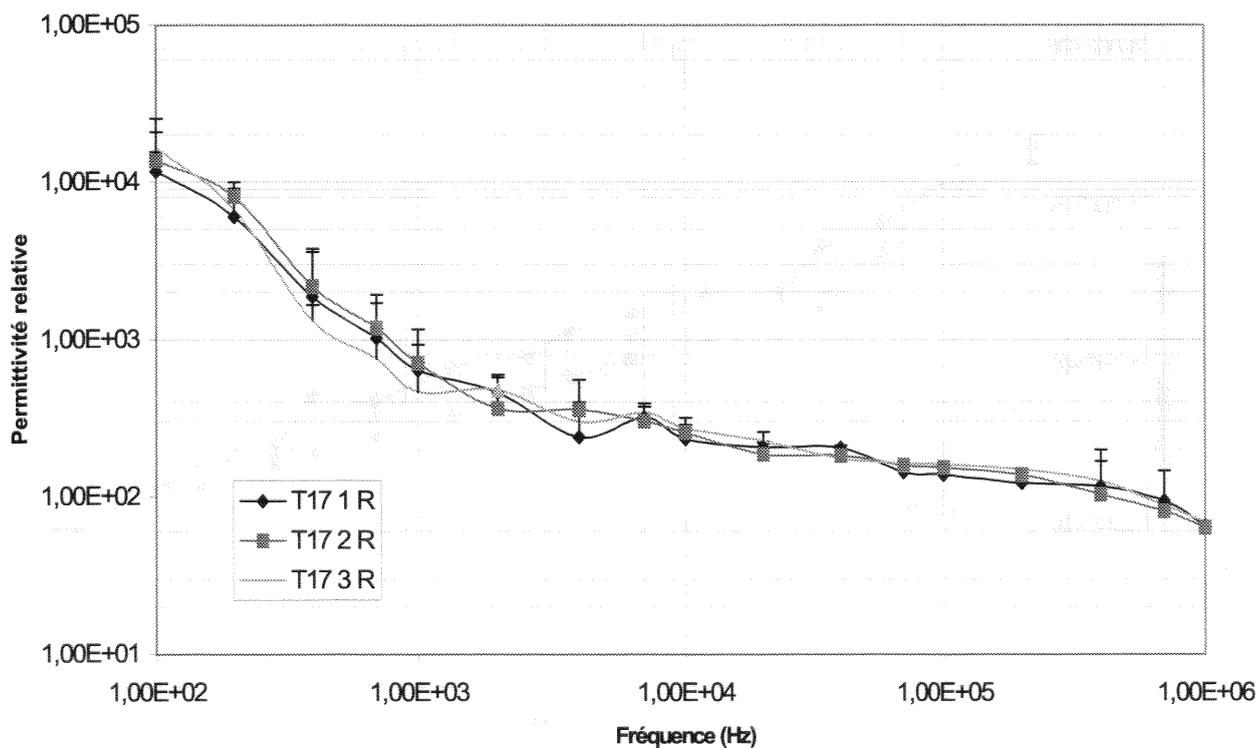
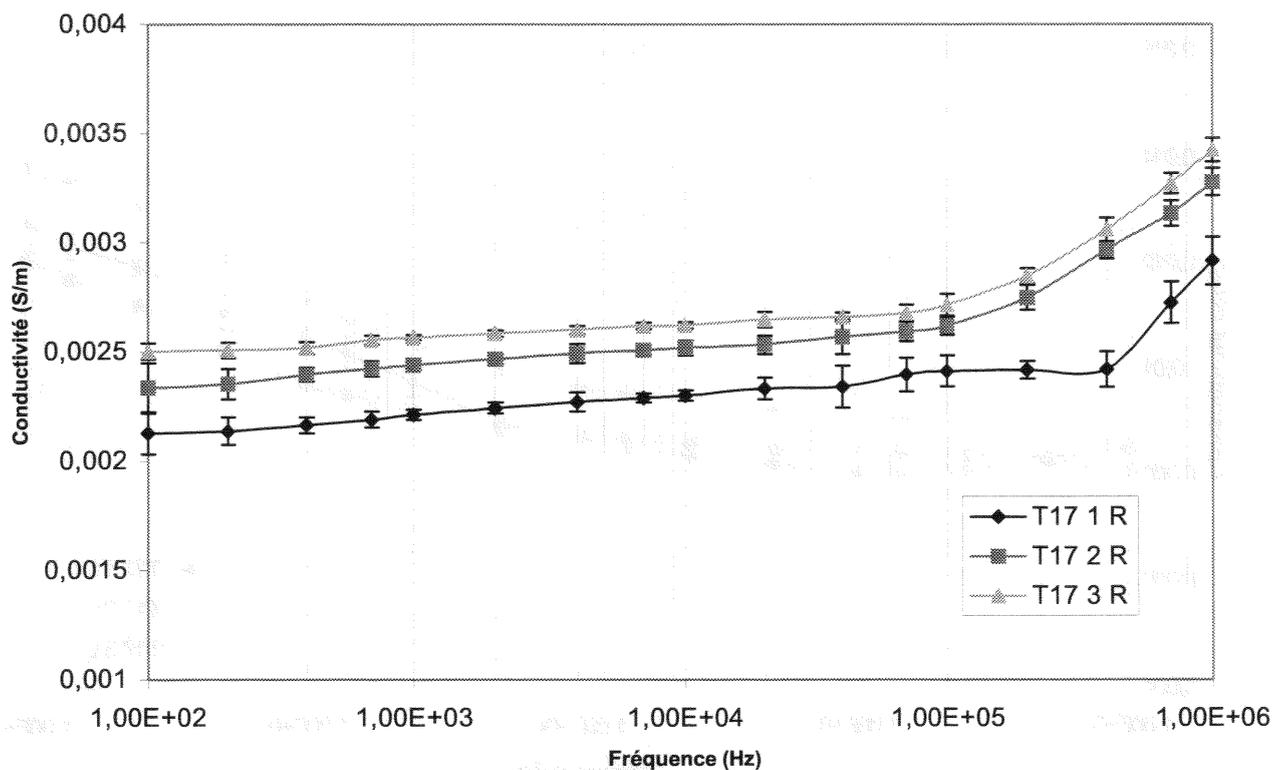
Sites d'excision des échantillons :



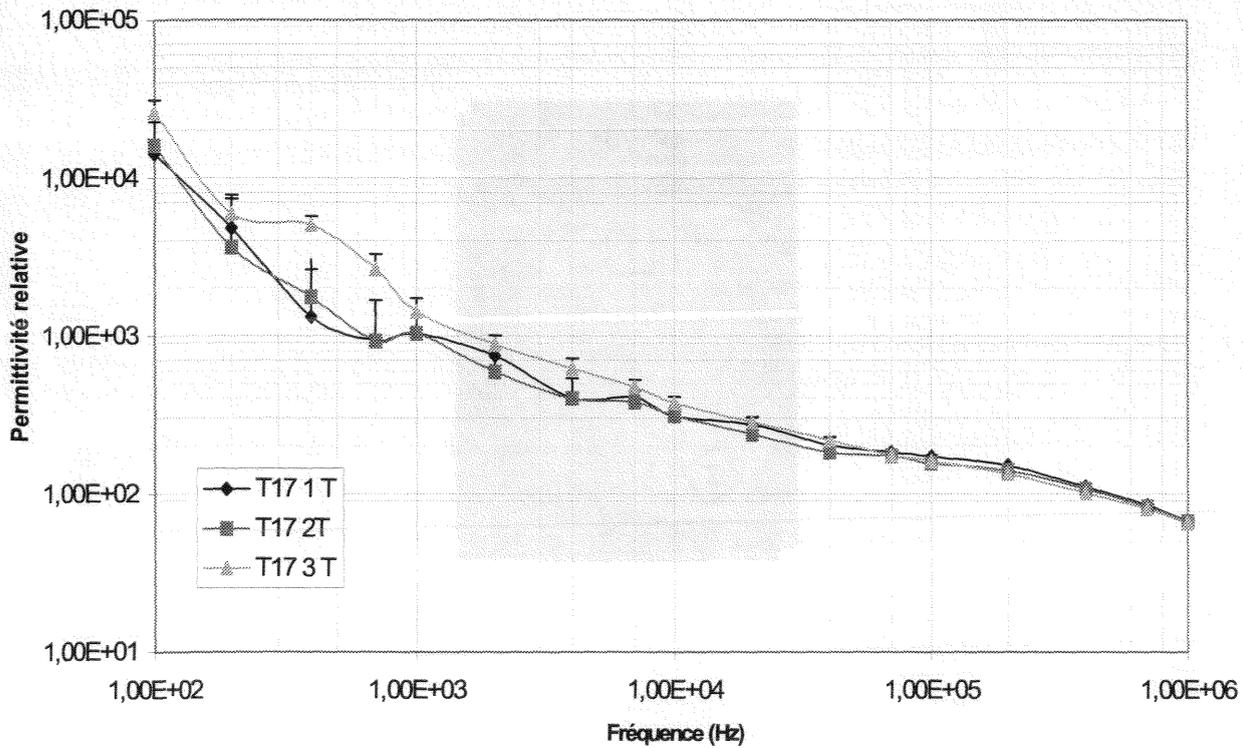
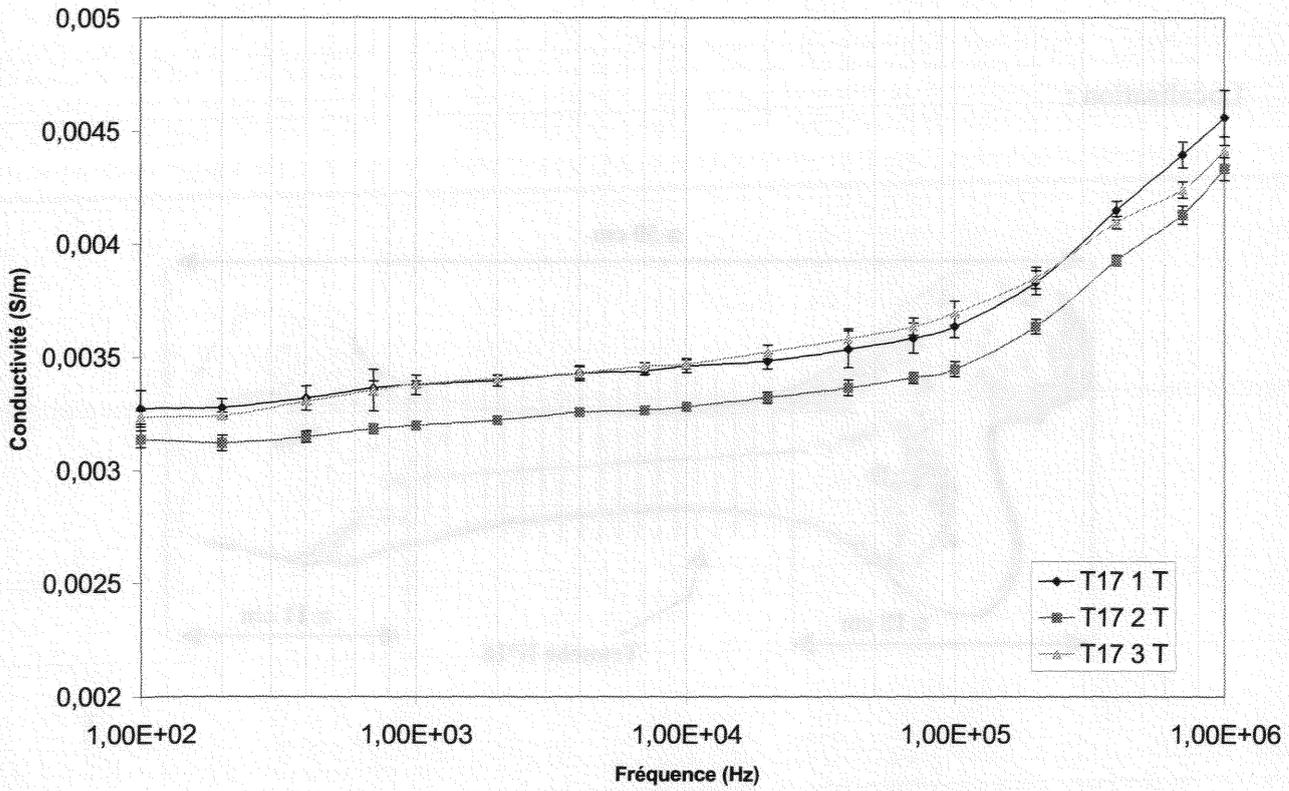
Mesures suivant l'axe longitudinal :



Mesures suivant l'axe radial :

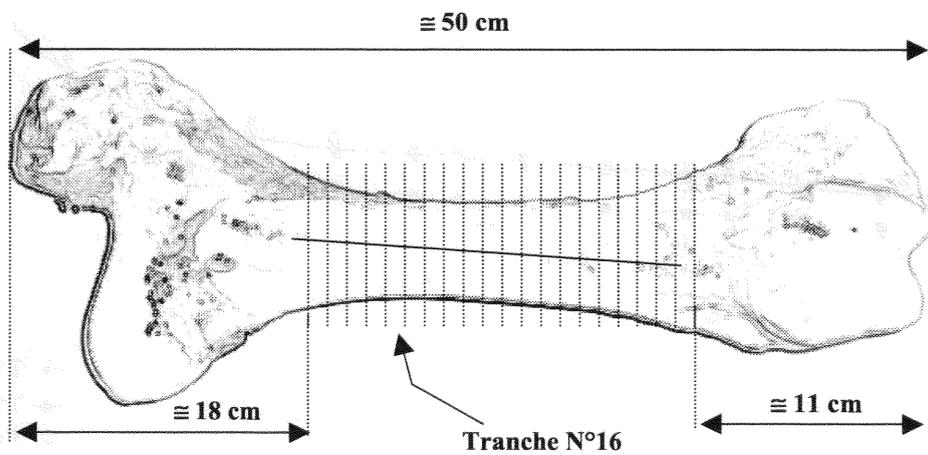


Mesures suivant l'axe tangentiel :

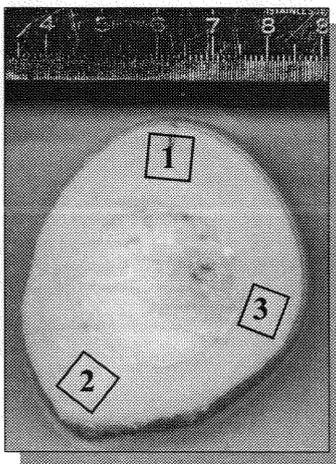


TRANCHE N°16

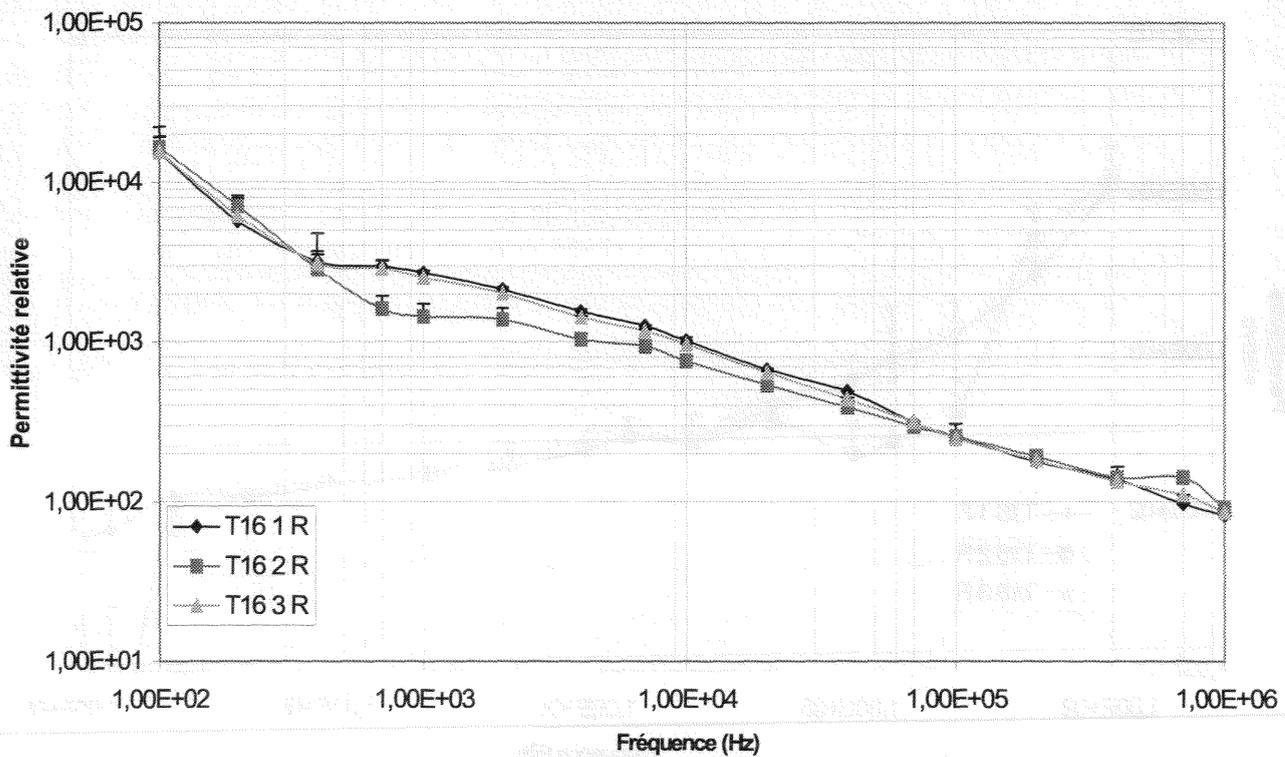
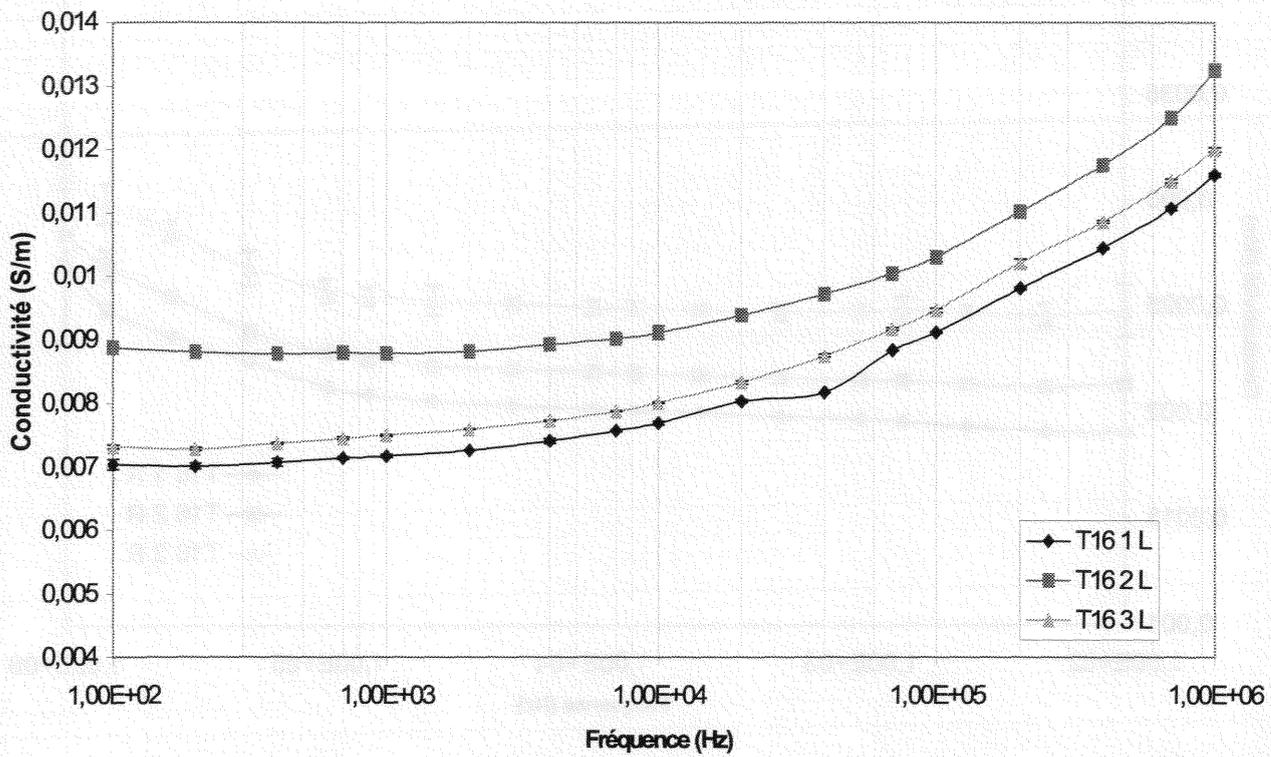
Localisation :



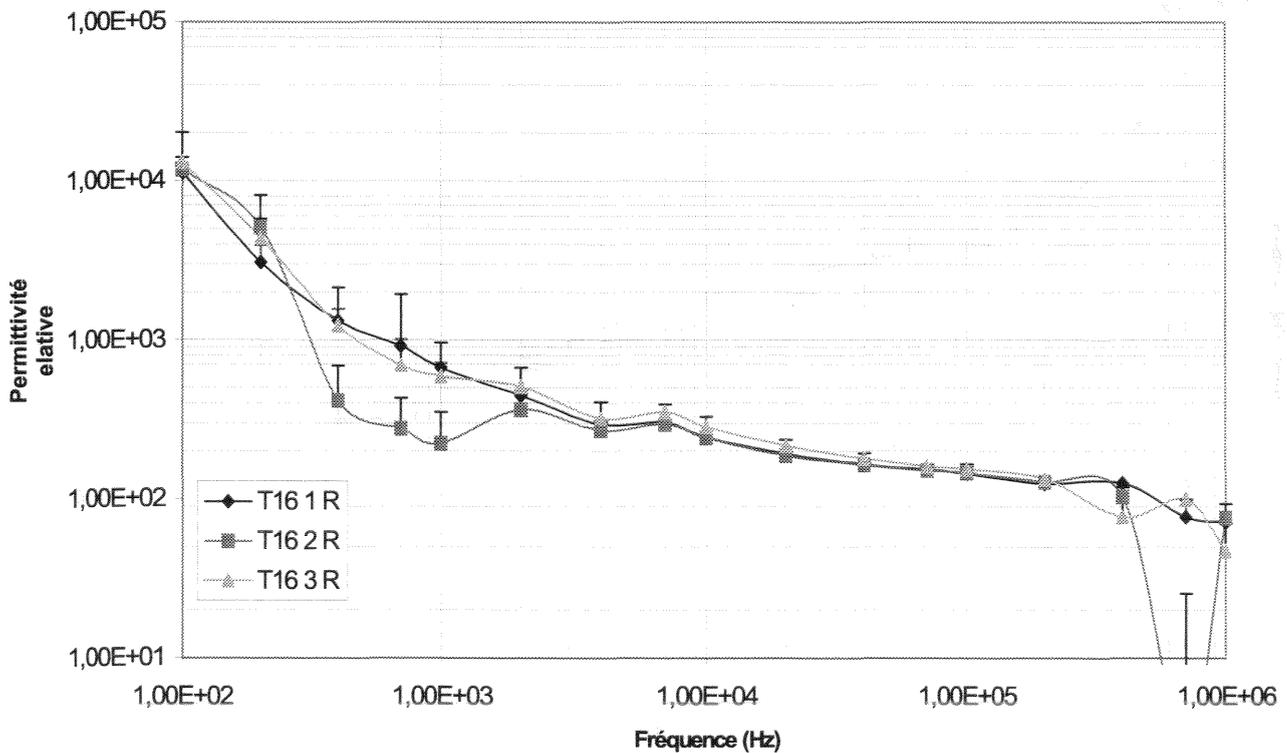
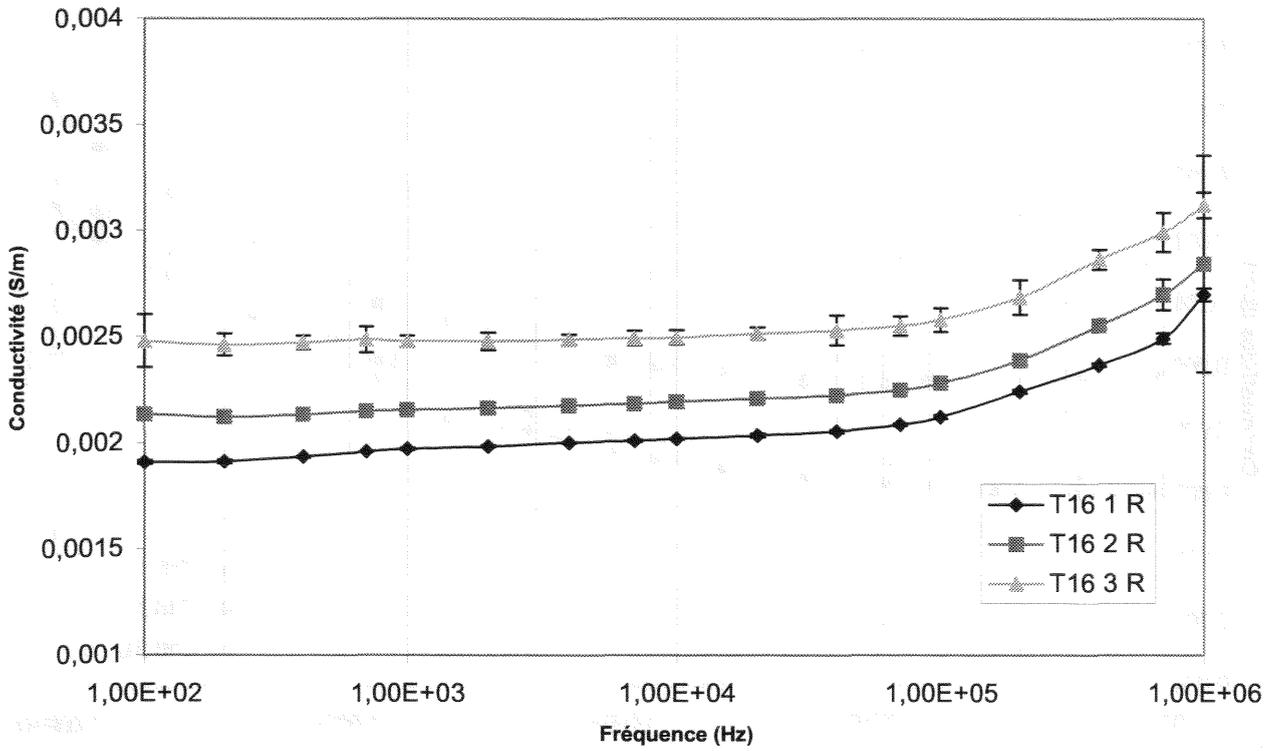
Sites d'excision des échantillons :



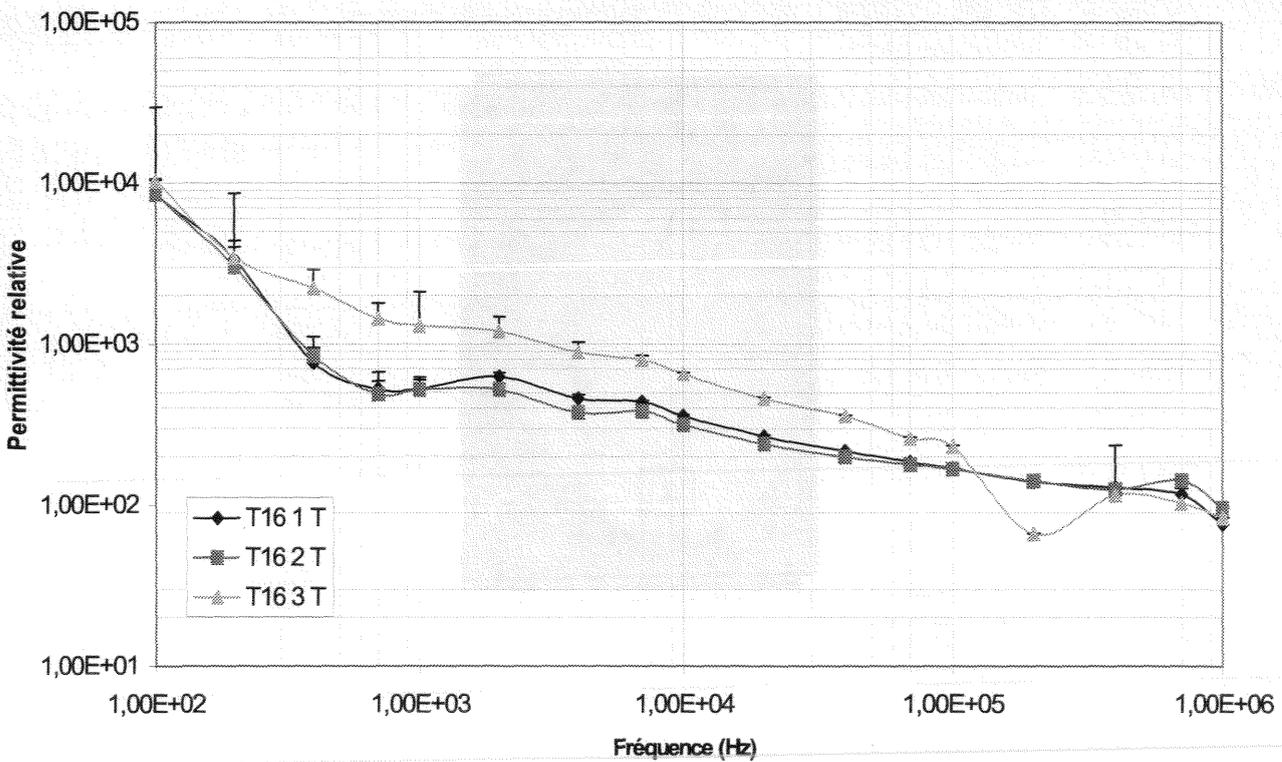
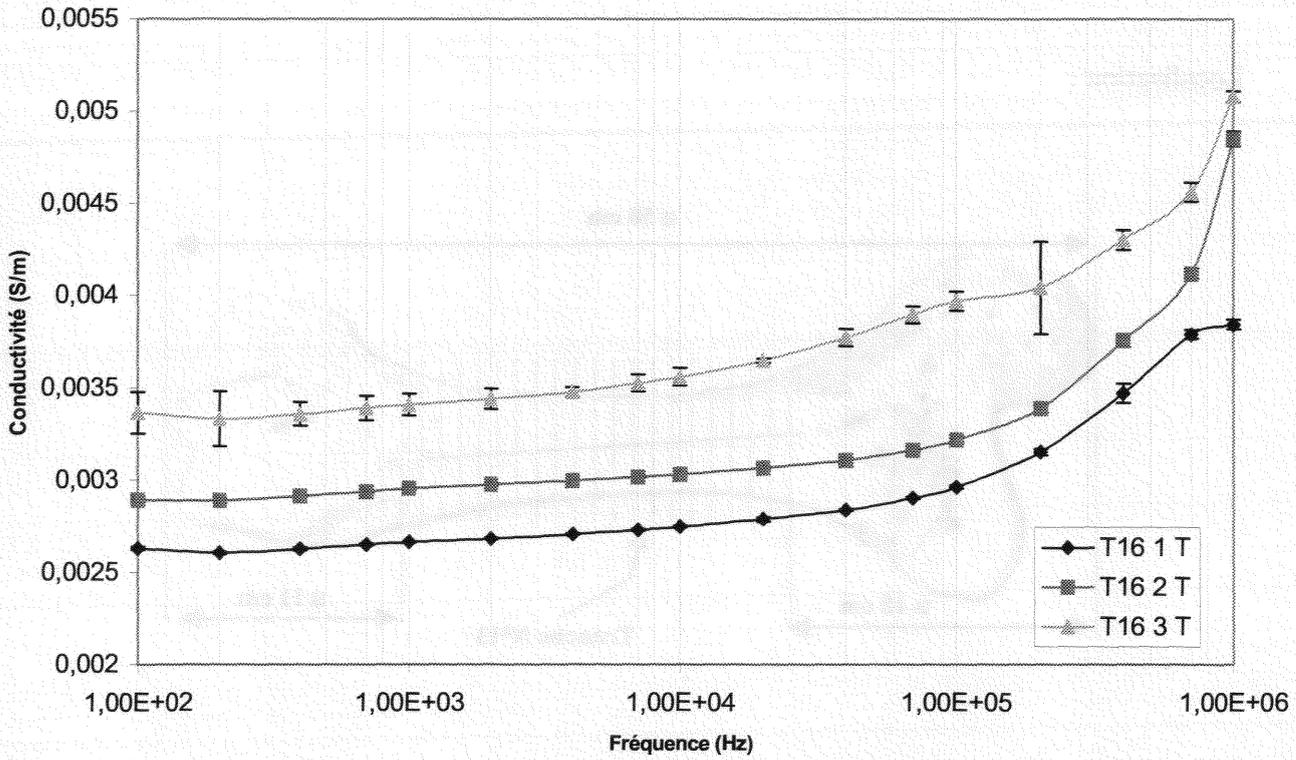
Mesures suivant l'axe longitudinal :



Mesures suivant l'axe radial :

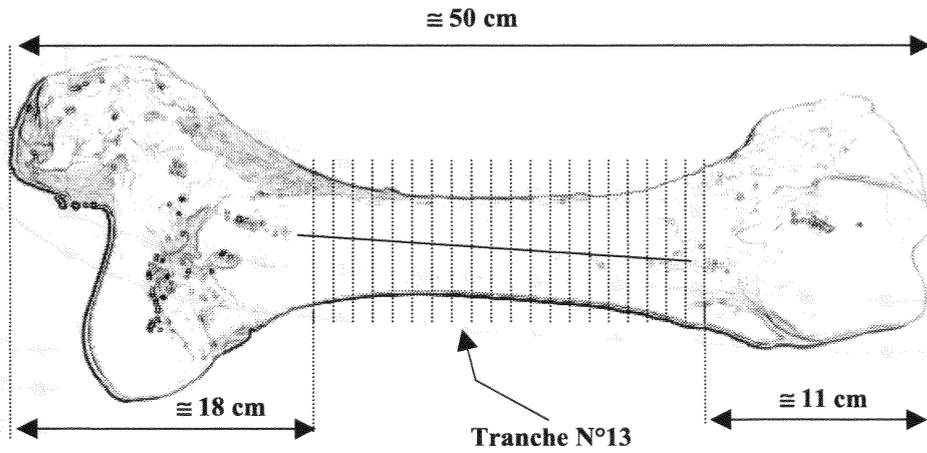


Mesures suivant l'axe tangentiel :

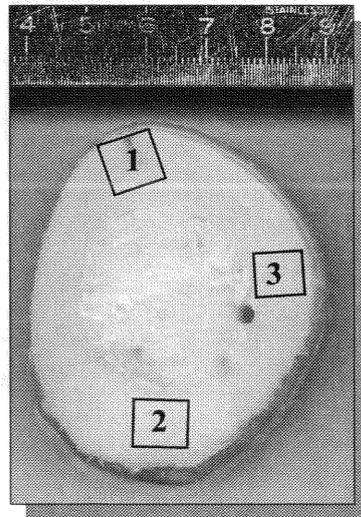


TRANCHE N°13

Localisation :

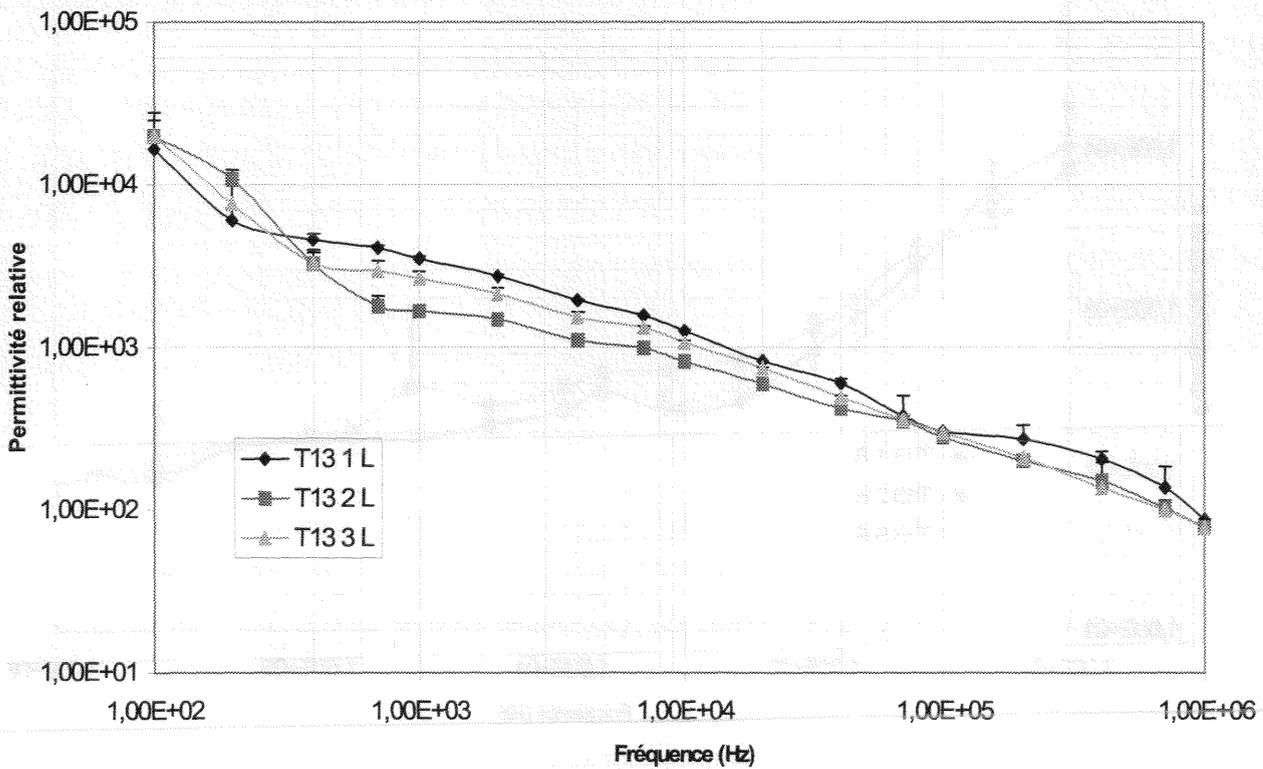
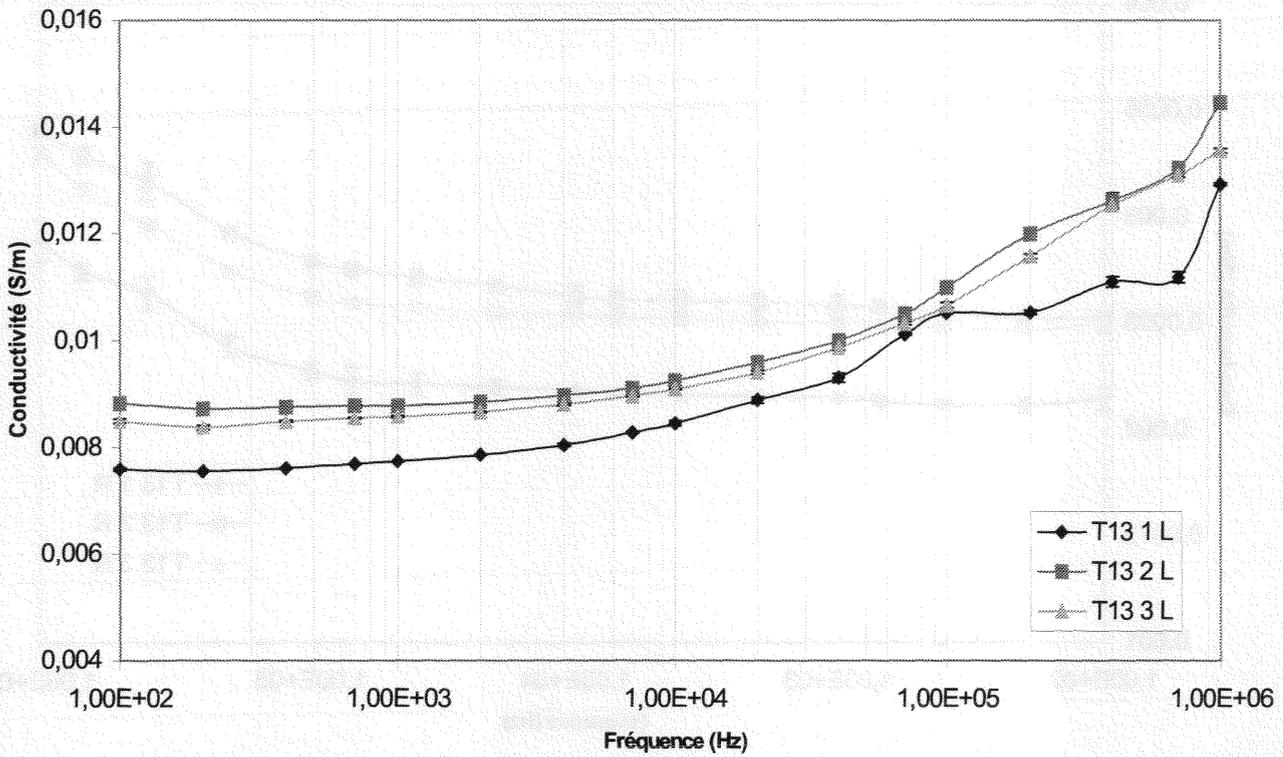


Sites d'excision des échantillons :

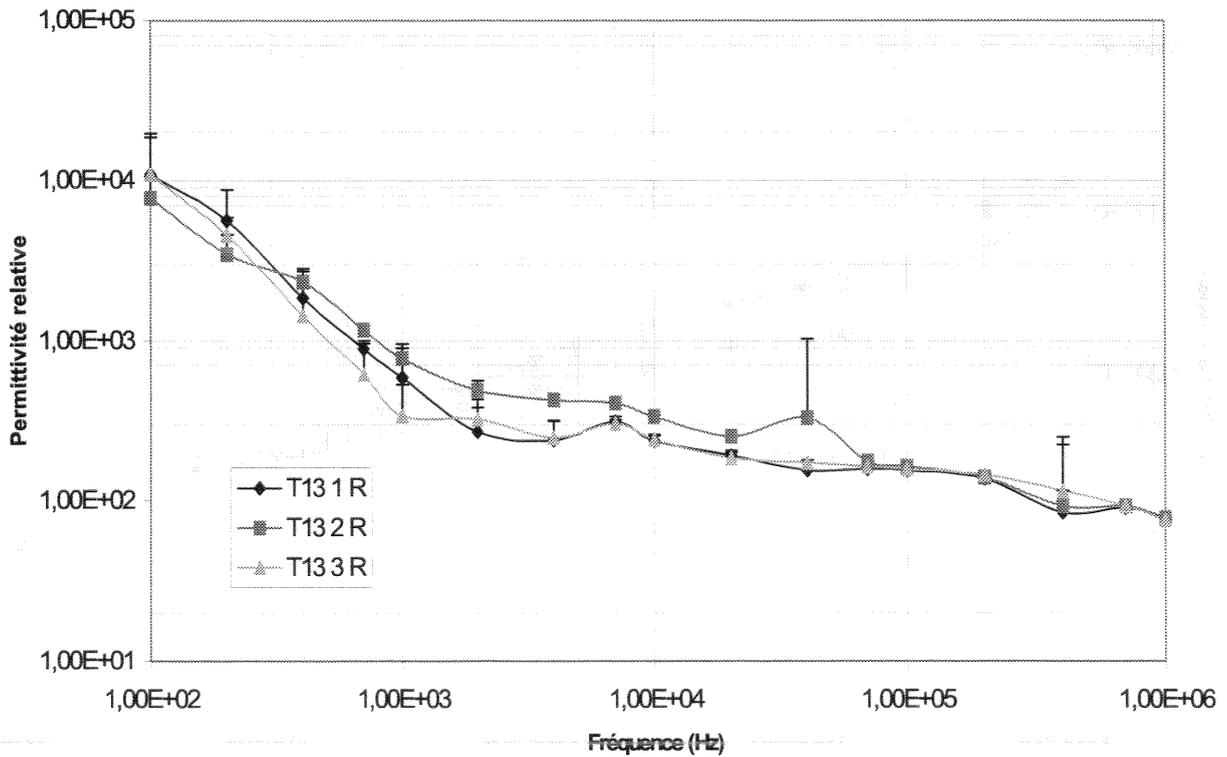
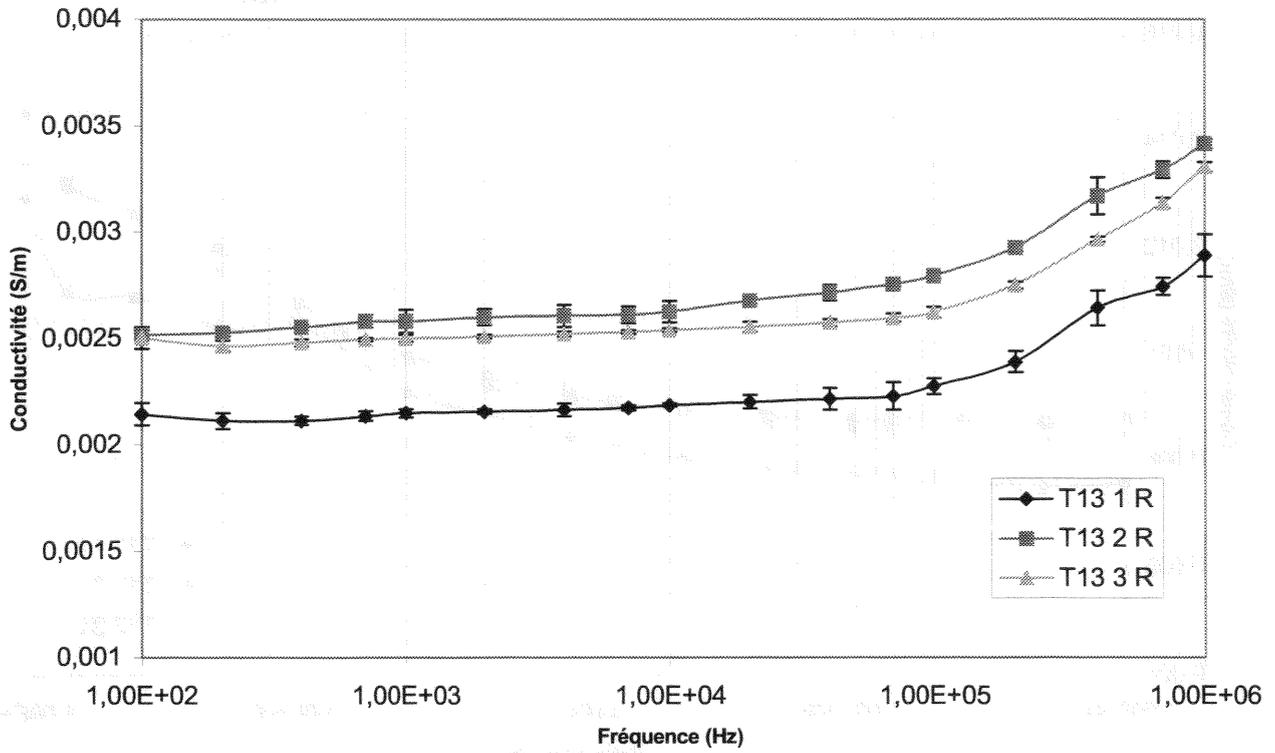


Mesures suivant l'axe longitudinal :

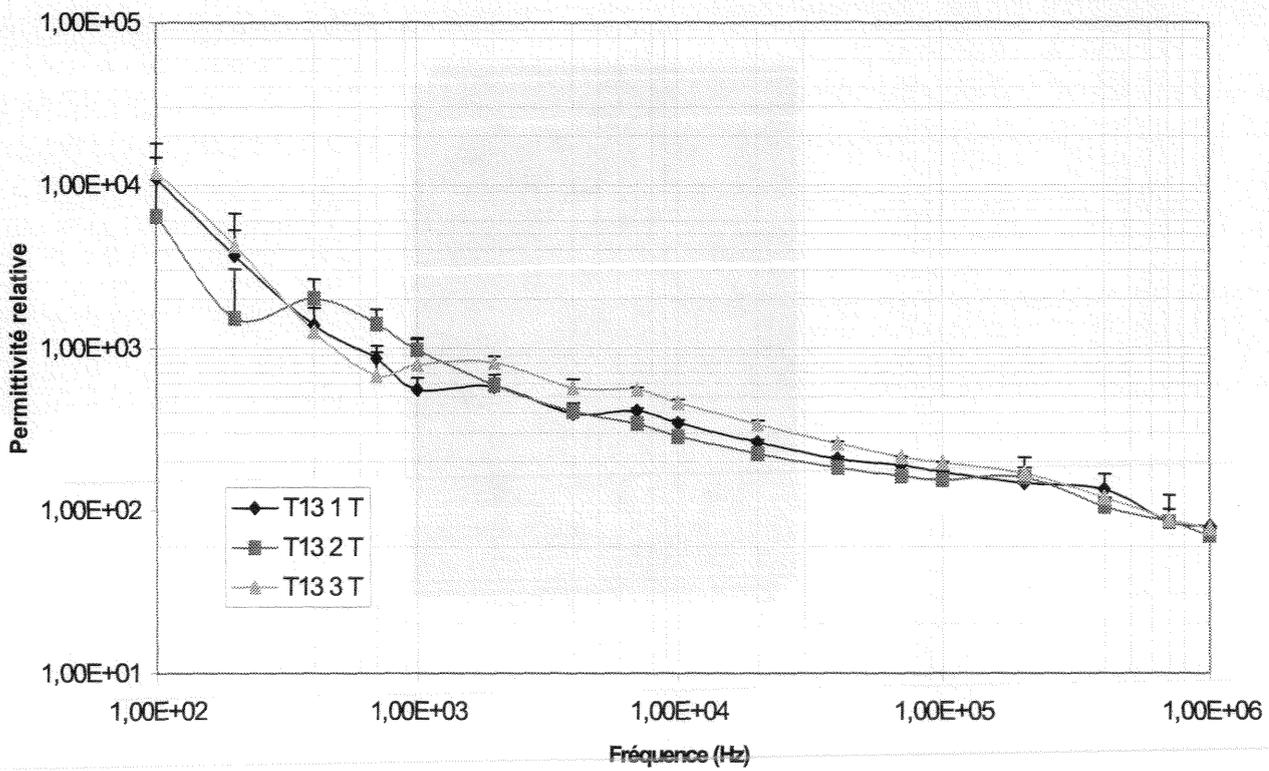
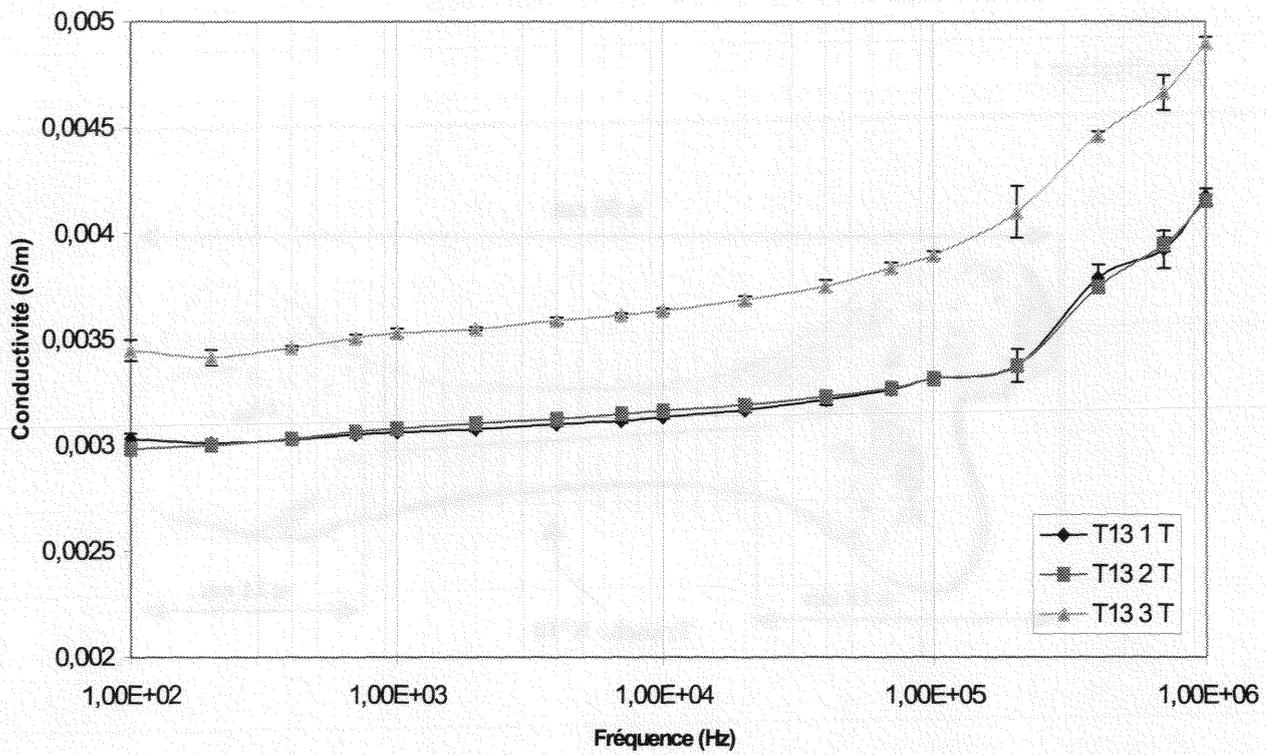
S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
 BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
 Rue du Jardin Botanique
 54600 VILLERS-LES-NANCY



Mesures suivant l'axe radial :

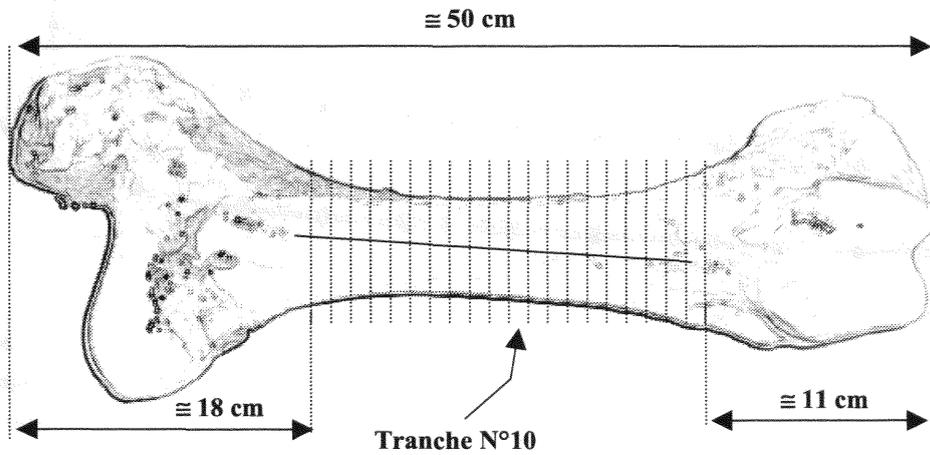


Mesures suivant l'axe tangentiel :

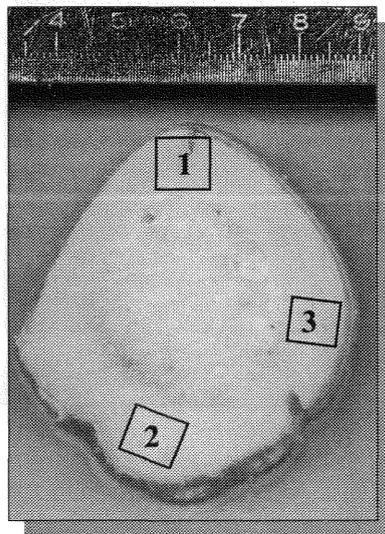


TRANCHE N°10

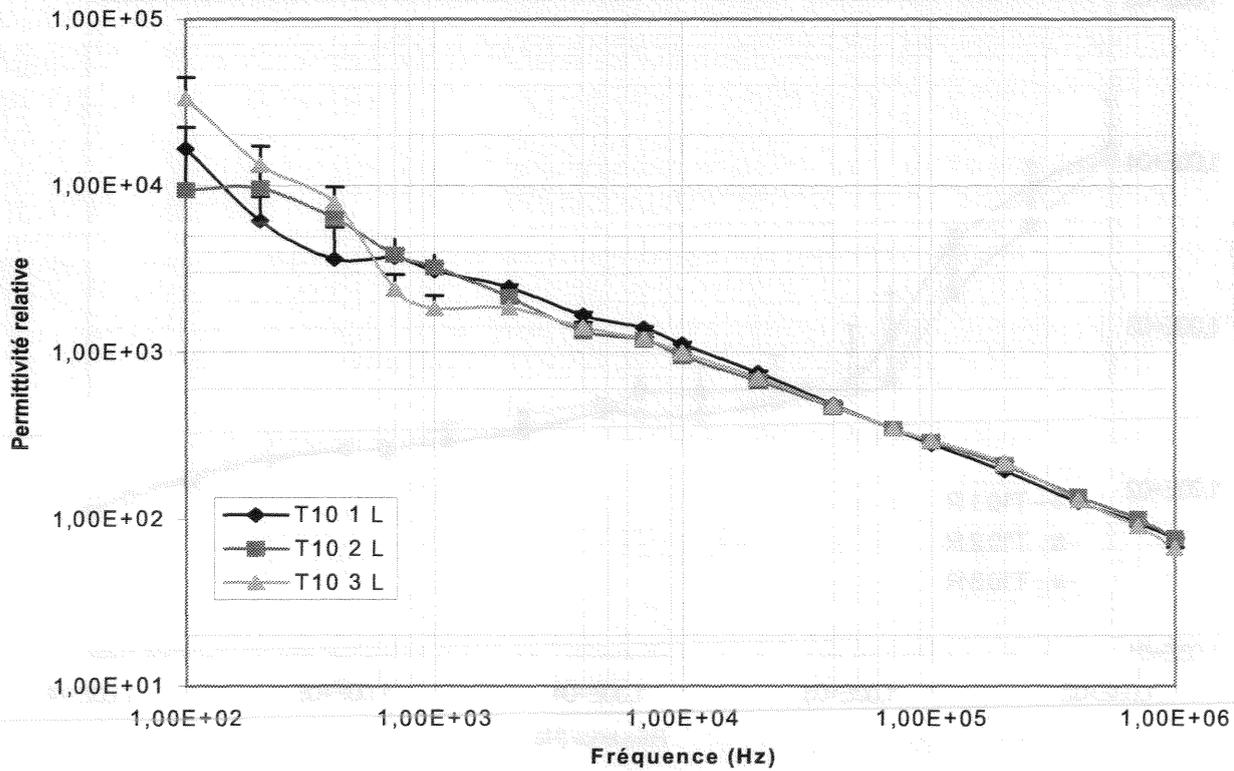
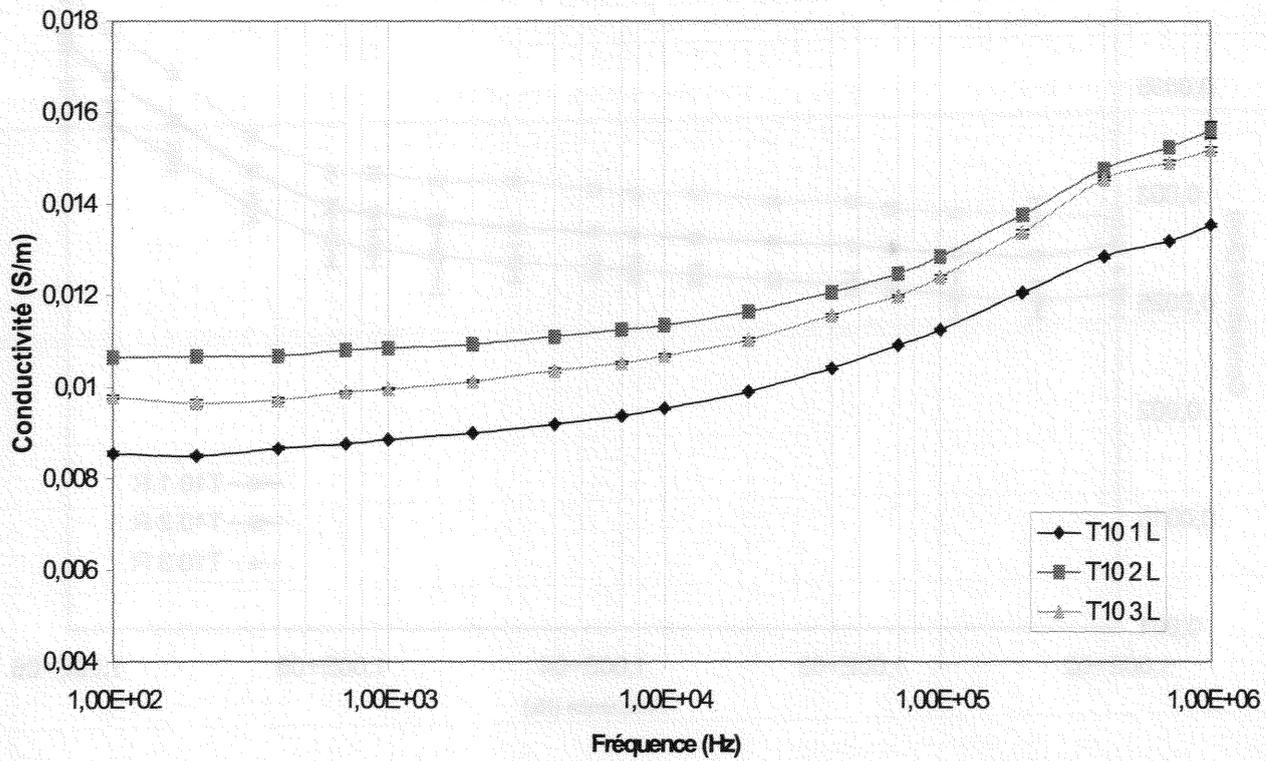
Localisation :



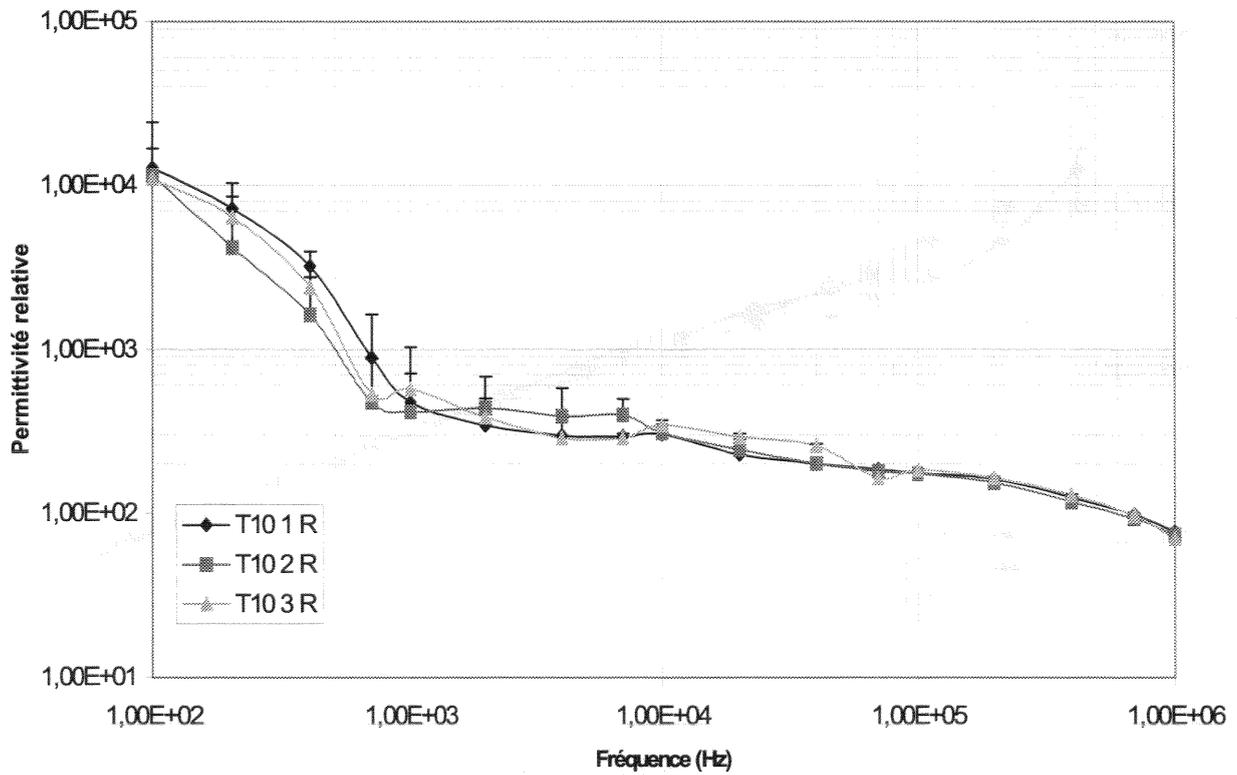
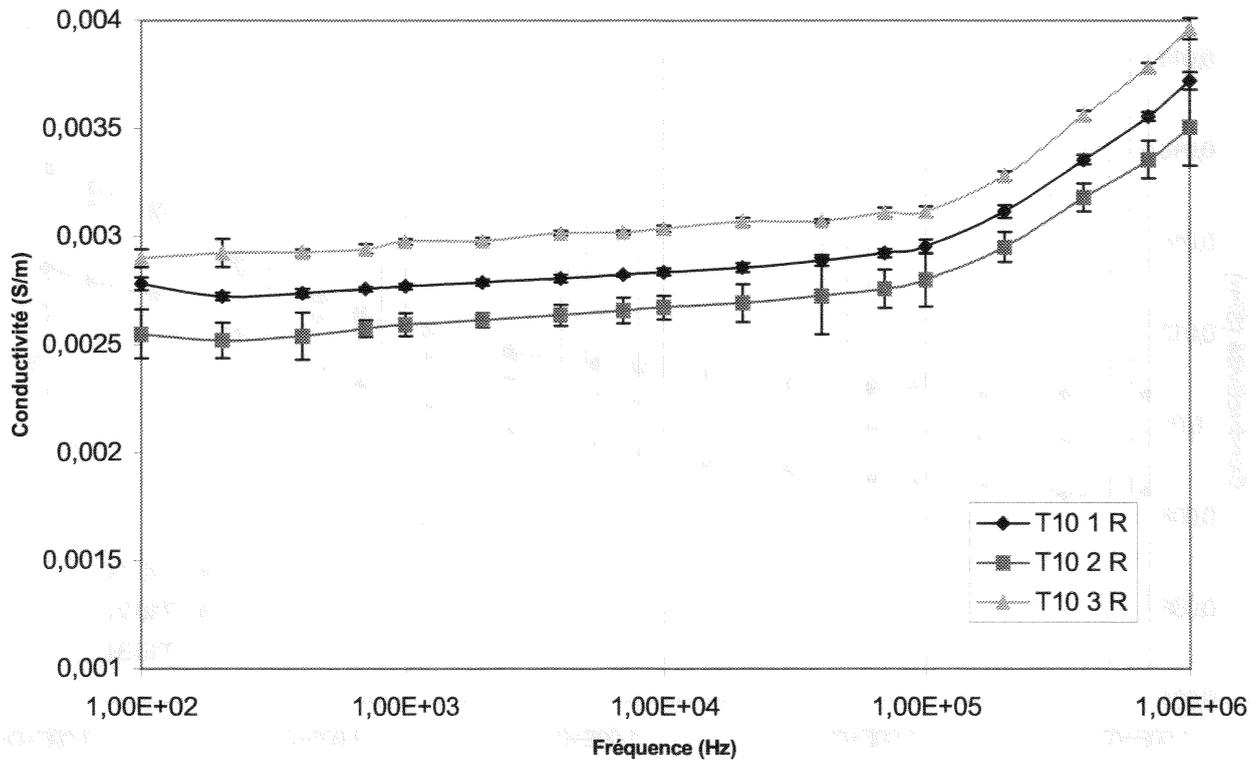
Sites d'excision des échantillons :



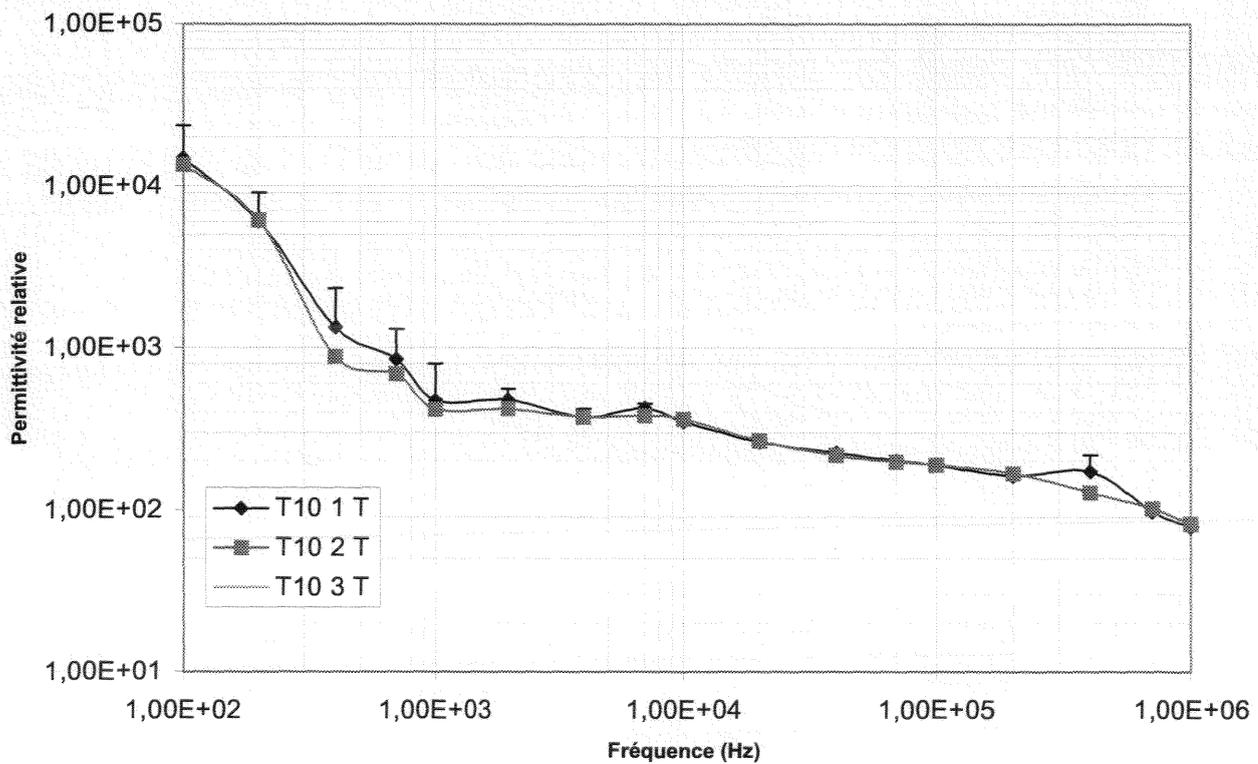
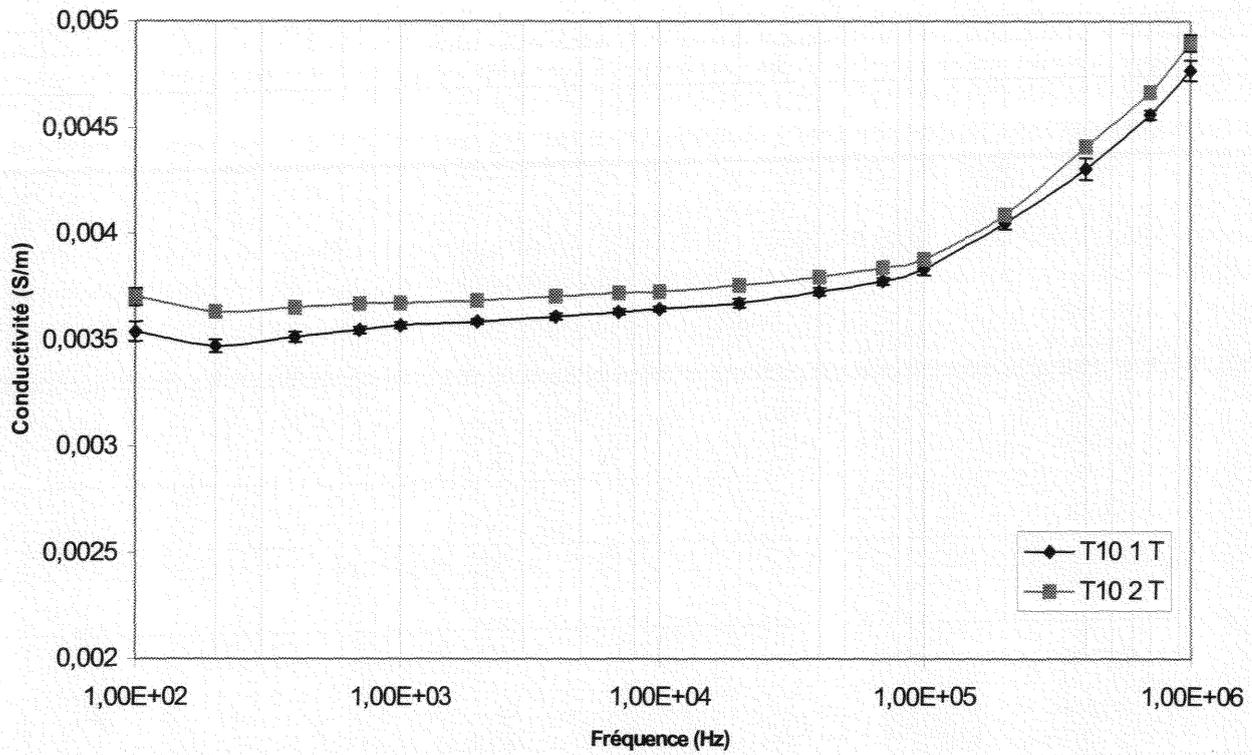
Mesures suivant l'axe longitudinal :



Mesures suivant l'axe radial :



Mesures suivant l'axe tangentiel :





CHAPITRE III

DISCUSSION DES RESULTATS

1 - COMPARAISON AVEC LES DONNEES PRECEDEMMENT PUBLIEES

L'une des difficultés en caractérisation diélectrique des tissus biologiques vient de ce que les valeurs des propriétés des tissus biologiques disponibles dans les publications des travaux antérieurs sont parcellaires et disparates. Cet état des choses est particulièrement vrai en ce qui concerne le tissu osseux. Cela peut sans doute s'expliquer par les problèmes expérimentaux spécifiques à ce tissu, en particulier la découpe des échantillons suivant un gabarit précis.

Un très gros travail de synthèse bibliographique a été accompli par S. GABRIEL et al. en regroupant dans un même article [GAB 96] et maintenant sur un site Internet (www.brooks.af.mil/AFRL/HED/hedr/reports/dielectric à la date de cette thèse) l'ensemble des résultats de caractérisation les plus pertinents.

Concernant l'os compact, les références les plus pertinentes sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau IV.1 : Résumé des principales références bibliographiques relatives à l'os compact

Année	Auteurs	Gamme freq.	Type d'os	Temp.	Ref.
1950	England	2 GHz - 20 GHz	Humain (tibia)	37°C	[ENG 50]
1951	Cook	2 GHz - 20 GHz	Humain (tibia)	37°C	[COO 51]
1980	Chakkalakal et al.	-	Bœuf (fémur)	T.A	[CHA 80]
1983	Kosterich et al.	100 Hz - 100 MHz	Rat (fémur)	37°C	[KOS 83]
1984	Kosterich et al.	10 Hz - 8 MHz	Rat (fémur)	37°C	[KOS 84]
1984	Reddy, Saha	1kHz - 1 MHz	Bœuf (fémur)	21°C	[RED 84]
1984	Saha, Reddy	-	Bœuf (fémur)	-	[SAH 84]
1985	Smith, Foster	1kHz - 10 MHz	Rat (fémur)	37°C	[SMI 85]
1988	De Mercato et al.	10 Hz - 10 MHz	Bœuf (tibia)	23°C	[DEM 88]
1988	Saha, Williams	1 kHz	Chien (fémur, tibia)	24°C	[SAH 88]
1989	Saha, Williams	10 kHz - 1 MHz	Humain (tibia distal)	27°C	[SAH 89]
1992	De Mercato et al.	1kHz - 1 MHz	Bœuf (fémur)	T.A.	[DEM 92]
1992	Saha, Williams	120 Hz - 10 MHz	Humain (tibia distal)	27°C	[SAH 92]
1994	Gabriel et al.	1 MHz - 20 GHz	Ovin (crane)	37°C	[GAB 94]
1996	Sanchez et al.	1 kHz - 3 MHz	bœuf (fémur)	23°C	[SAN 96]

Les références [KOS 84], [SAH 84], [CHA 80] et [SAH 88] sont focalisées sur l'influence des conditions expérimentales sur les mesures et ne donnent donc pas directement des valeurs pouvant servir de référence. Ces articles ont déjà fait l'objet de citations dans la première partie de ce manuscrit.

Dans la référence [DEM 88], seul un échantillon d'os compact est caractérisé car l'objectif de ce travail est la comparaison des propriétés électriques de l'os spongieux par rapport à l'os compact.

Dans [DEM 92], c'est l'étude des corrélations entre conductivité et permittivité qui constitue le fil conducteur. Quelques valeurs peuvent cependant être extraites.

Dans [SAN 96], l'os caractérisé a été préalablement déshydraté. Les conditions physiologiques ne sont donc pas respectées et les valeurs obtenues ne peuvent servir de référence à notre étude.

En éliminant les travaux effectués dans une gamme de fréquence différente de celle qui nous intéresse, il ne reste finalement que 6 références fournissant des valeurs pouvant servir de base de comparaison, à savoir [KOS 83], [RED 84], [DEM 88], [DEM 92], [SAH 89] et [SAH 92]. Ces mêmes travaux sont ceux utilisés comme références dans la synthèse [GAB 96].

Les deux graphiques qui suivent (figures IV.5 et IV.6) donnent la conductivité et la permittivité mesurées selon les 3 axes après avoir effectué une moyenne sur l'ensemble des 15 échantillons caractérisés. Afin de faciliter la comparaison avec les données existantes, ces dernières ont été reportées sur les graphiques. En particulier, les données issues de [RED 84] ont été distinguées suivant l'axe de mesure. Cette référence est la plus pertinente quand à la caractérisation de l'anisotropie du tissu osseux. Les lettres L,R et T de la légende font référence respectivement à une mesure suivant l'axe longitudinal, radial et tangentiel.

Du fait de la dispersion des valeurs de référence, une comparaison précise des résultats obtenus lors de la campagne de mesure avec ces dernières n'est pas possible. Cependant, on peut constater que les ordres de grandeur sont concordants.

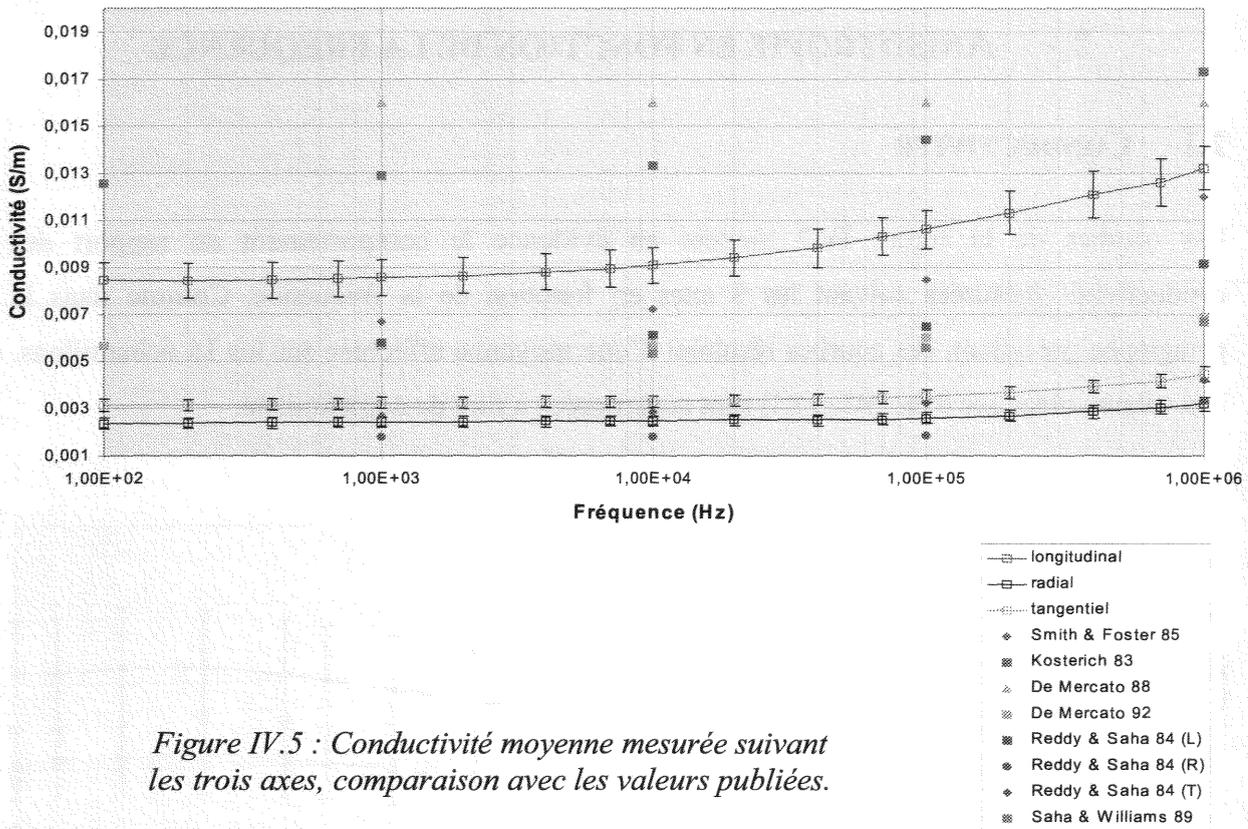


Figure IV.5 : Conductivité moyenne mesurée suivant les trois axes, comparaison avec les valeurs publiées.

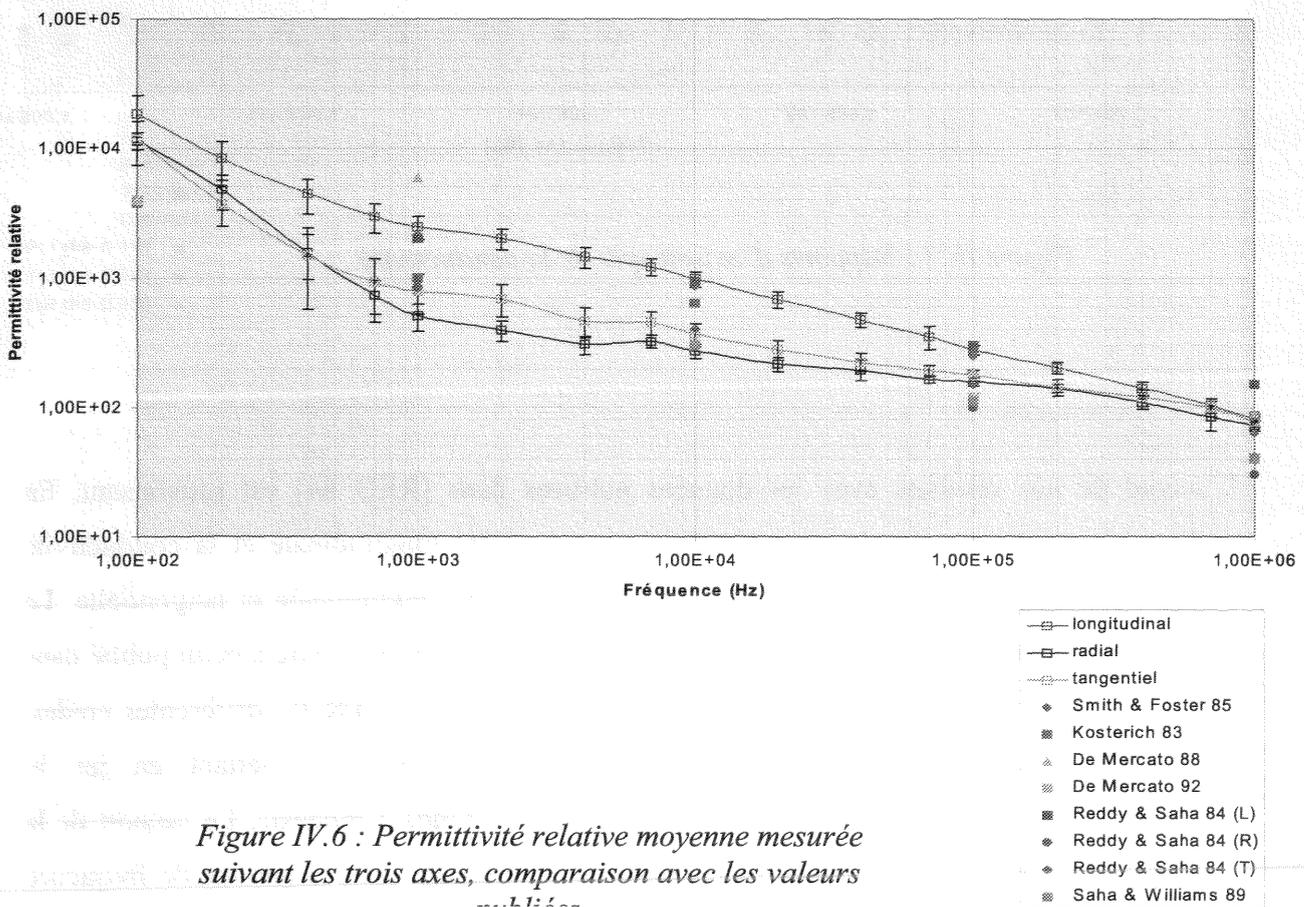


Figure IV.6 : Permittivité relative moyenne mesurée suivant les trois axes, comparaison avec les valeurs publiées.

2 - ANISOTROPIE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

2.1 CONDUCTIVITE

Les courbes de la figure IV.7 mettent en évidence le comportement du rapport des conductivités mesurées suivant les 3 axes en fonction de la fréquence. Comme dans le paragraphe précédent, ces courbes résultent d'une moyenne effectuée sur les 15 échantillons. Les valeurs obtenues dans [RED 84] sont superposées à titre de comparaison.

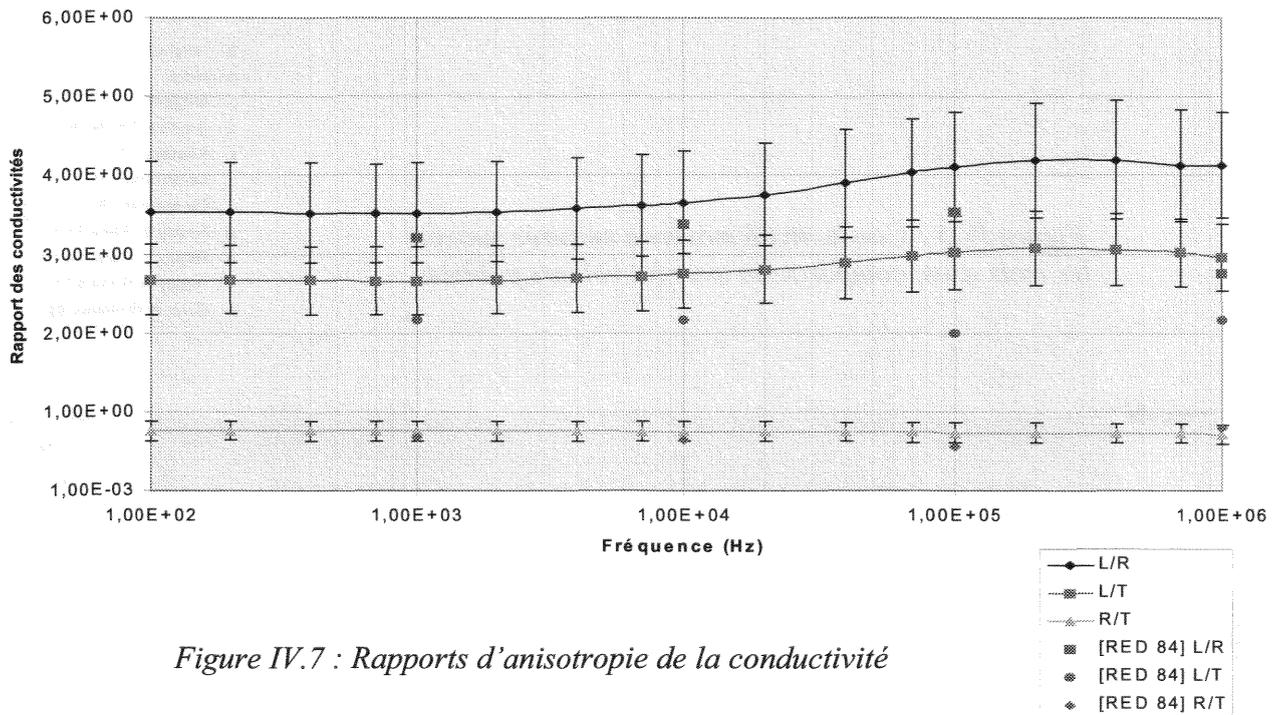


Figure IV.7 : Rapports d'anisotropie de la conductivité

L'accord de nos résultats avec les données publiées dans [RED 84] est satisfaisant. En particulier, on observe que le rapport entre la conductivité longitudinale et la conductivité radiale est plus important que le rapport entre conductivité longitudinale et tangentielle. Le rapport entre conductivité radiale et tangentielle est étonnamment similaire à celui publié dans [RED 84] compte tenu de la dispersion observée habituellement entre les différentes études. Bien qu'une dépendance fréquentielle des rapports d'anisotropie mettant en jeu la conductivité longitudinale apparaît, cette dernière reste cependant modeste. Le rapport de la conductivité radiale sur la conductivité tangentielle est constant dans la gamme de fréquence observée.

2.2 PERMITTIVITE

L'observation de l'évolution des rapports d'anisotropie en fonction de la fréquence peut également être faite concernant la permittivité. La figure IV.8 présente les rapports d'anisotropie suivant les trois axes. Les données issues de [RED 84] y sont superposées à titre de comparaison.

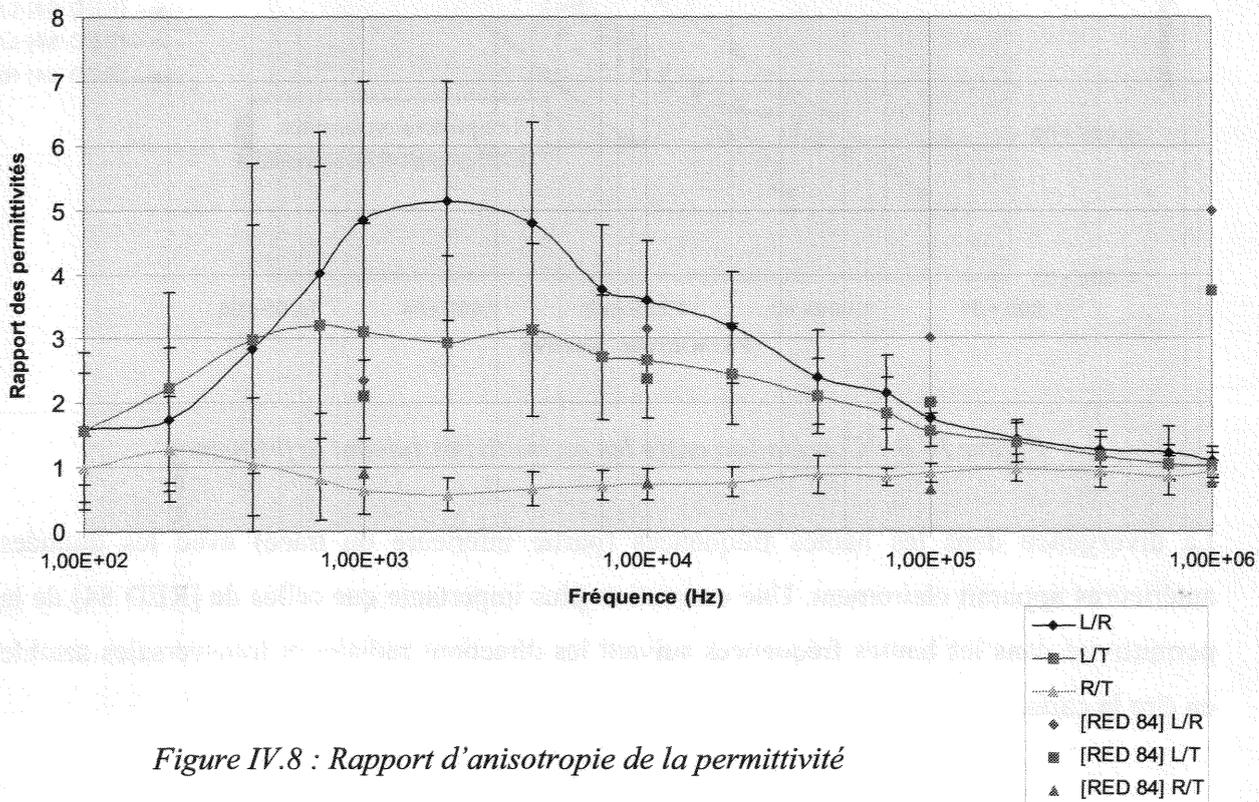


Figure IV.8 : Rapport d'anisotropie de la permittivité

Cette fois, et bien que le rapport proche de 1 entre la permittivité radiale et la permittivité tangentielle soit concordant avec [RED 84], une divergence notable apparaît avec les rapports mettant en œuvre la permittivité longitudinale. Cette différence est particulièrement importante dans les hautes fréquences. Par ailleurs, l'effet de "cloche" mis en évidence par nos mesures n'apparaît pas dans les données de référence. La multiplication des campagnes de mesure devrait permettre de trancher.

Le tracé sur un même graphique des permittivités les unes par rapport aux autres offre un point de vue alternatif à la représentation précédente et se révèle plus adéquat pour une comparaison avec les données antérieures (figure IV.9).

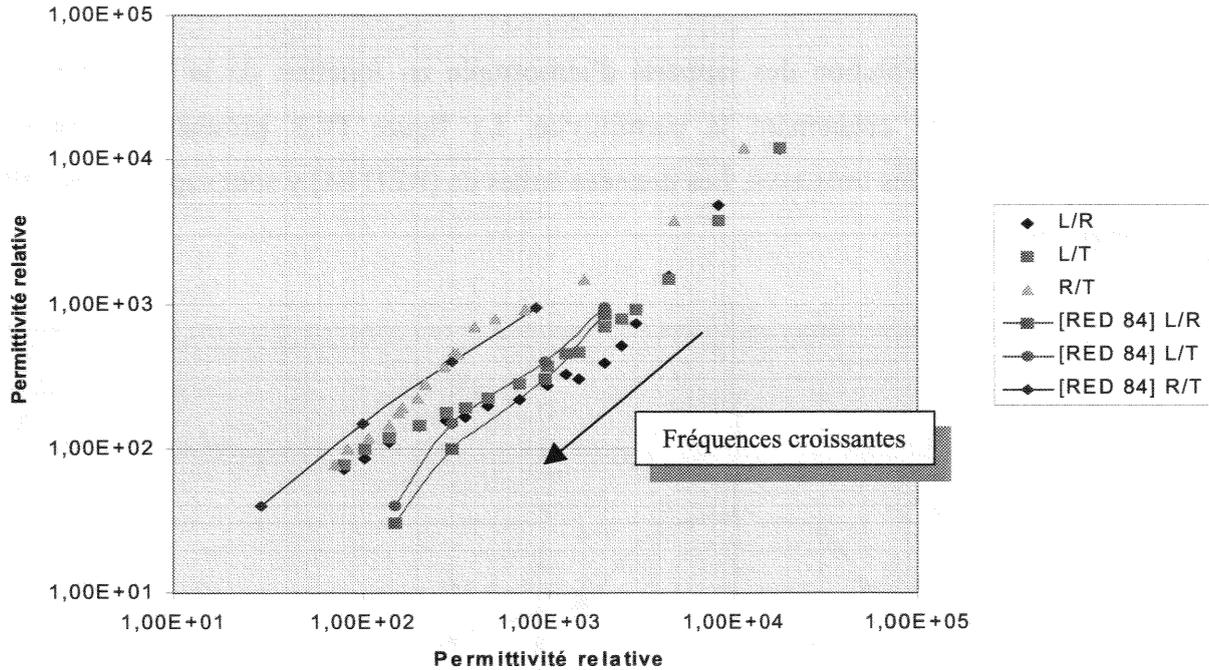


Figure IV.9 : Corrélation entre les permittivités suivant la fréquence

La divergence dans les hautes fréquences (partie inférieure du tracé) avec les données antérieures apparaît clairement. Une estimation plus importante que celles de [RED 84] de la permittivité dans les hautes fréquences suivant les directions radiales et transversales semble en être la cause.

3 - DEPENDANCE DE LA CONDUCTIVITE AVEC LA POSITION

3.1 DEPENDANCE LE LONG DE LA DIAPHYSE

Les sites d'excision ayant été répartis sur toute une moitié de diaphyse, il est envisageable d'observer l'existence éventuelle d'une corrélation entre propriétés électriques et position relative des échantillons. Comme cela a déjà été évoqué dans le chapitre relatif à la présentation du tissu osseux sur le plan histologique (Partie I), des différences structurelles existent. L'anisotropie électrique de l'os compact étant elle-même liée à une orientation de la structure tissulaire, il est légitime d'émettre l'hypothèse que les variations structurelles de l'os dues à son adaptation aux contraintes mécaniques puissent avoir une incidence sur les propriétés électriques.

Les courbes de la figure IV.10 présentent les conductivités moyennes longitudinales, radiales

et tangentielles observées le long de la diaphyse. Afin d'observer si une tendance générale se dégage et de réduire l'influence de la dispersion des points expérimentaux, un moyennage suivant l'axe des fréquences a été effectué. Bien que cette opération soit critiquable en raison de la dépendance fréquentielle de la conductivité, elle est cependant justifiée par le fait que tous les échantillons ont sensiblement la même loi de variation en fonction de la fréquence. La comparaison après moyennage reste donc possible. Un moyennage a également été effectué entre les échantillons provenant d'une même tranche.

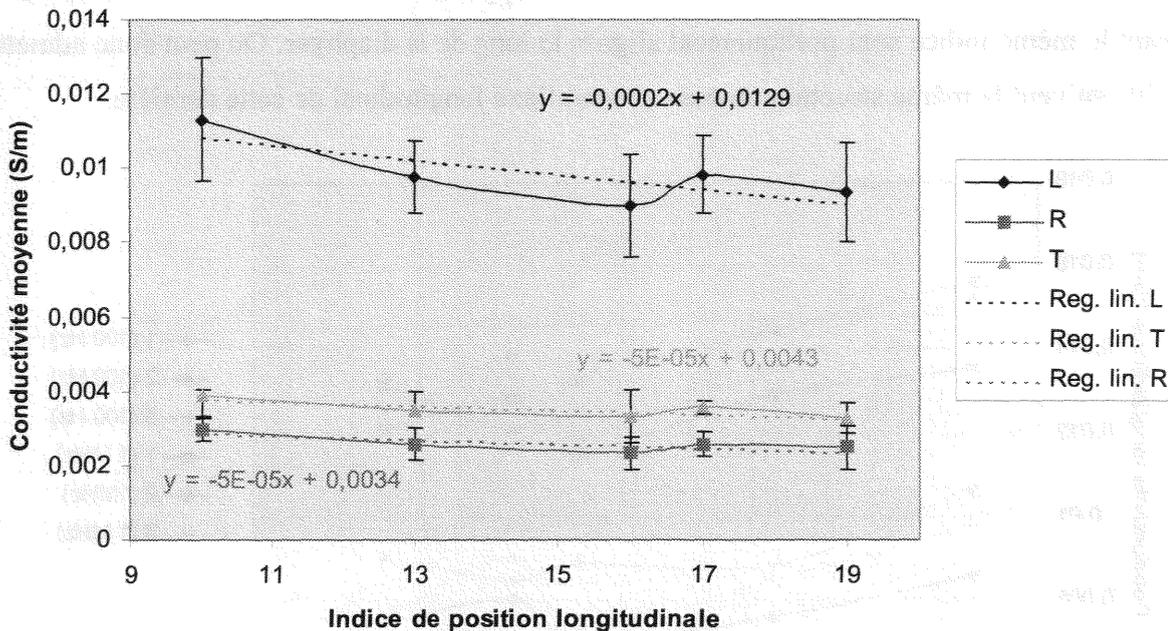


Figure IV.10 : Conductivité moyenne suivant l'axe longitudinal de la diaphyse

L'observation des courbes de la figure IV.10 tend à montrer une légère variation de la conductivité le long de la diaphyse. Afin de dégager une tendance générale, les droites de régression ont été tracées. On observe que la courbe de conductivité admet une bosse au niveau de la tranche N°17 et que ce comportement affecte la conductivité suivant les 3 axes. La conductivité longitudinale est cependant plus marquée que les conductivités radiales et transversales.

3.2 DÉPENDANCE SUIVANT LA CIRCONFÉRENCE DE LA DIAPHYSE

La conductivité particulière mise en évidence pour la tranche N°17 le long de la diaphyse a été observée après moyennage des conductivités des échantillons provenant d'une même tranche. Il est donc intéressant ici de déterminer si la bosse présente dans la courbe donnant la

conductivité le long de la diaphyse est due à un comportement global de la tranche ou si au contraire elle est associée à un échantillon particulier.

La figure IV.11 donne la conductivité longitudinale observée le long de la diaphyse sans qu'un moyennage n'ait été effectué entre les échantillons d'une même tranche. Contrairement au paragraphe précédent, aucun moyennage n'a été effectué suivant la fréquence. En légende, la fréquence à laquelle les mesures ont été effectuées est précédée de l'indice de position circonférentielle de l'échantillon. Les échantillons appartenant à des tranches différentes mais ayant le même indice sont pratiquement alignés le long de la diaphyse. On peut donc admettre qu'ils suivent la même structure osseuse suivant l'axe longitudinal de cette dernière.

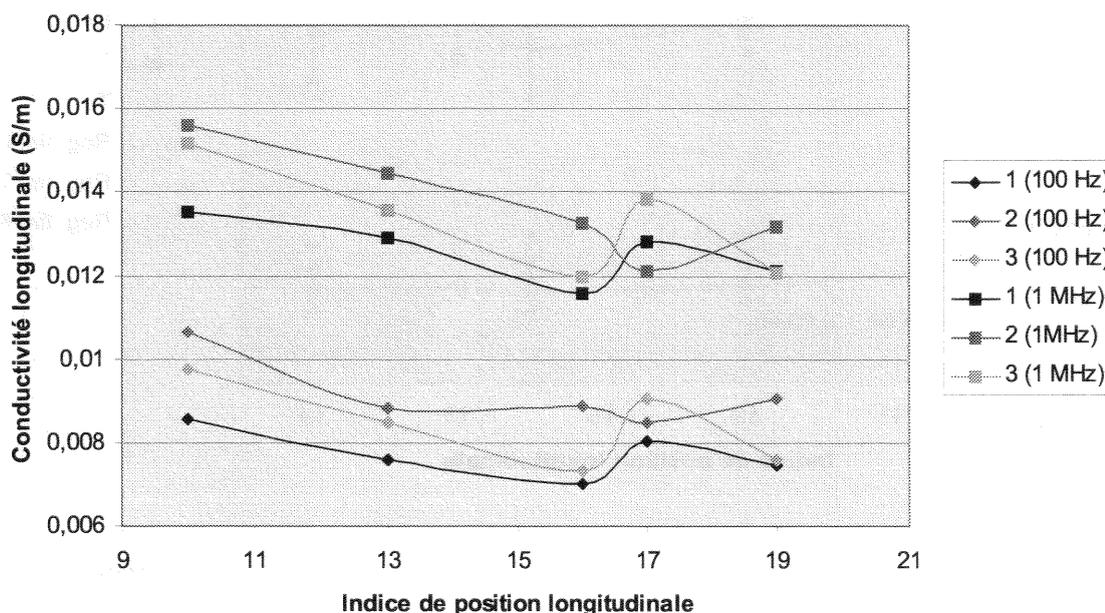


Figure IV.11 : Variation de la conductivité longitudinale le long et autour de la diaphyse. Conductivités à 100 Hz et 1 MHz.

Il ressort de ce diagramme que ce sont les secteurs associés aux échantillons d'indice 1 et 3 qui induisent l'augmentation de conductivité au niveau de la tranche N°17. Le secteur N°2 a au contraire tendance à voir sa conductivité diminuer dans cette même tranche.

Cette variation de la conductivité le long de la diaphyse peut peut-être s'expliquer par une modification du rapport de la quantité d'ostéones de type T par rapport aux ostéones de type L mesuré par Portigliatti et al. [POR 84] sur un fémur humain (voir partie I). La comparaison de nos données avec celles relatives à cette référence n'est cependant pas aisée et rien de concluant n'en ressort. Afin de pouvoir confirmer cette hypothèse, une étude spécifique devra être entreprise.

4 - DEPENDANCE DE LA PERMITTIVITE AVEC LA POSITION

4.1 DEPENDANCE LONGITUDINALE

Contrairement à l'analyse de la conductivité, il n'est pas envisageable ici de réaliser en préalable à l'analyse un moyennage de la permittivité suivant la fréquence. Il semble donc indispensable dans ce cas de présenter un réseau de courbes paramétrées suivant la fréquence.

Pour l'observation des variations de la permittivité suivant l'axe longitudinal de l'os compact, les permittivités des échantillons appartenant à une même tranche sont moyennées entre elles afin de réduire la masse d'information et de limiter l'influence des accidents de mesure. Les figures IV.12, IV.13 et IV.14 présentent respectivement les variations de la permittivité longitudinale, radiale et tangentielle le long de la diaphyse. La légende donne la fréquence (Hz) correspondant à chaque courbe.

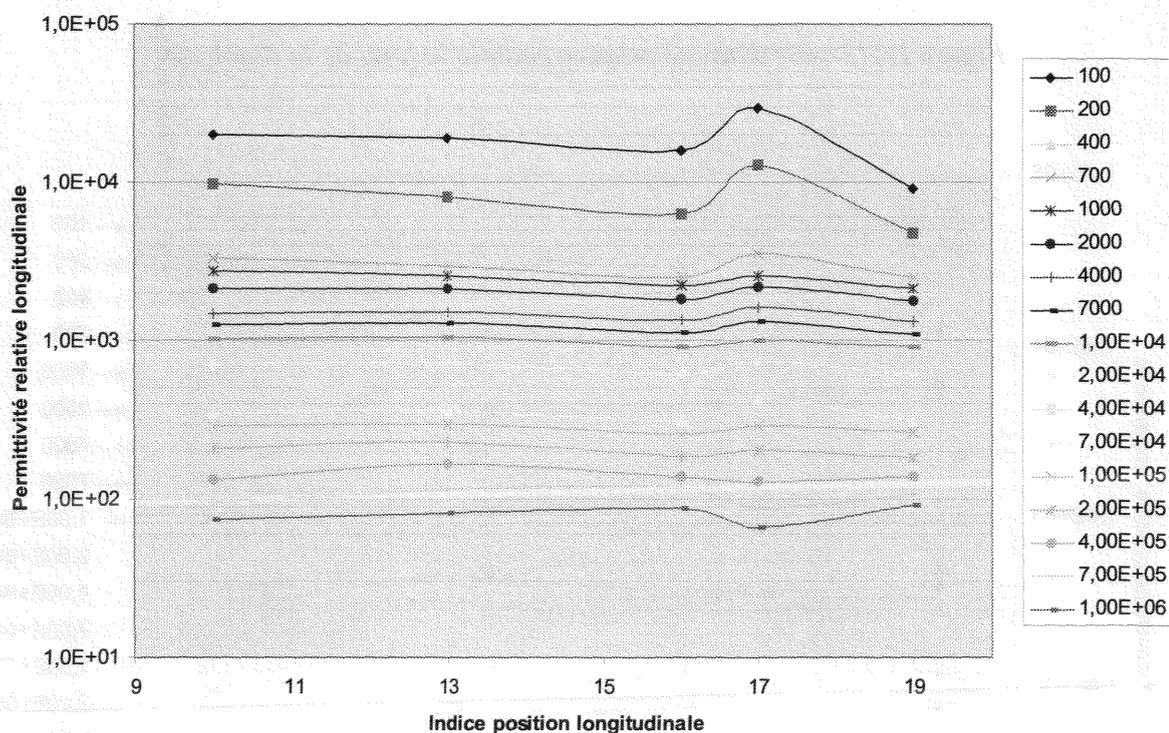


Figure IV.12 : Permittivité relative longitudinale le long de la diaphyse

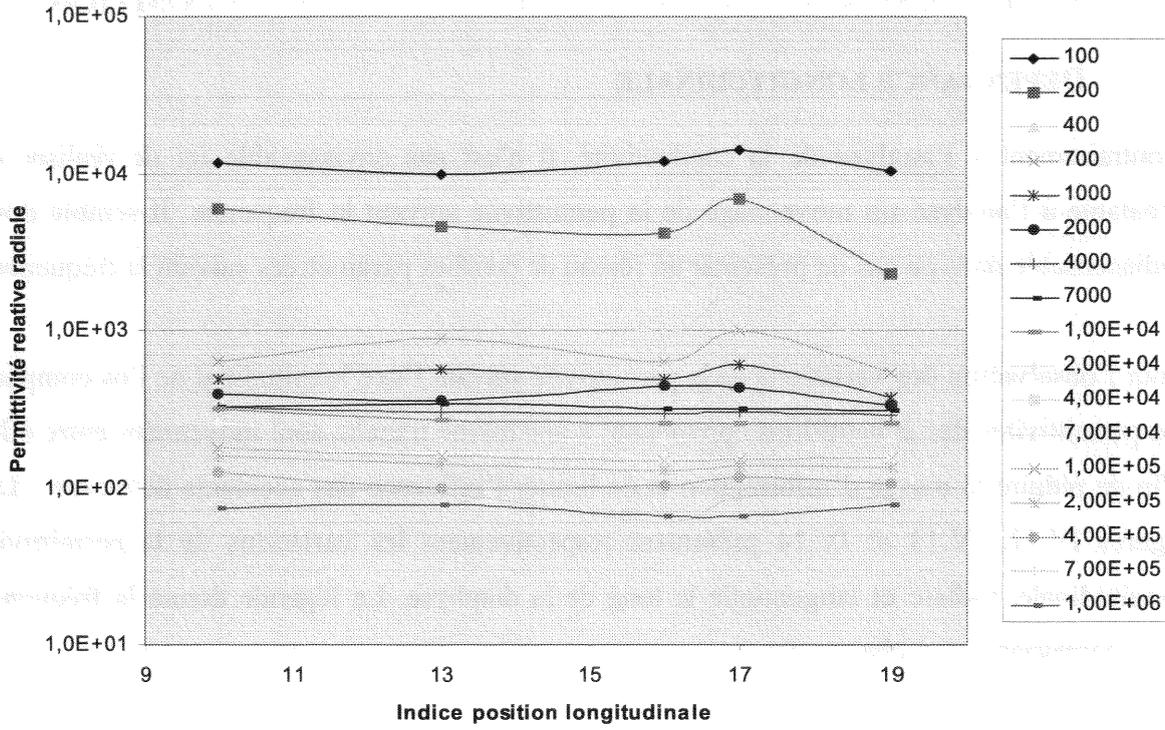


Figure IV.13 : Permittivité relative radiale le long de la diaphyse

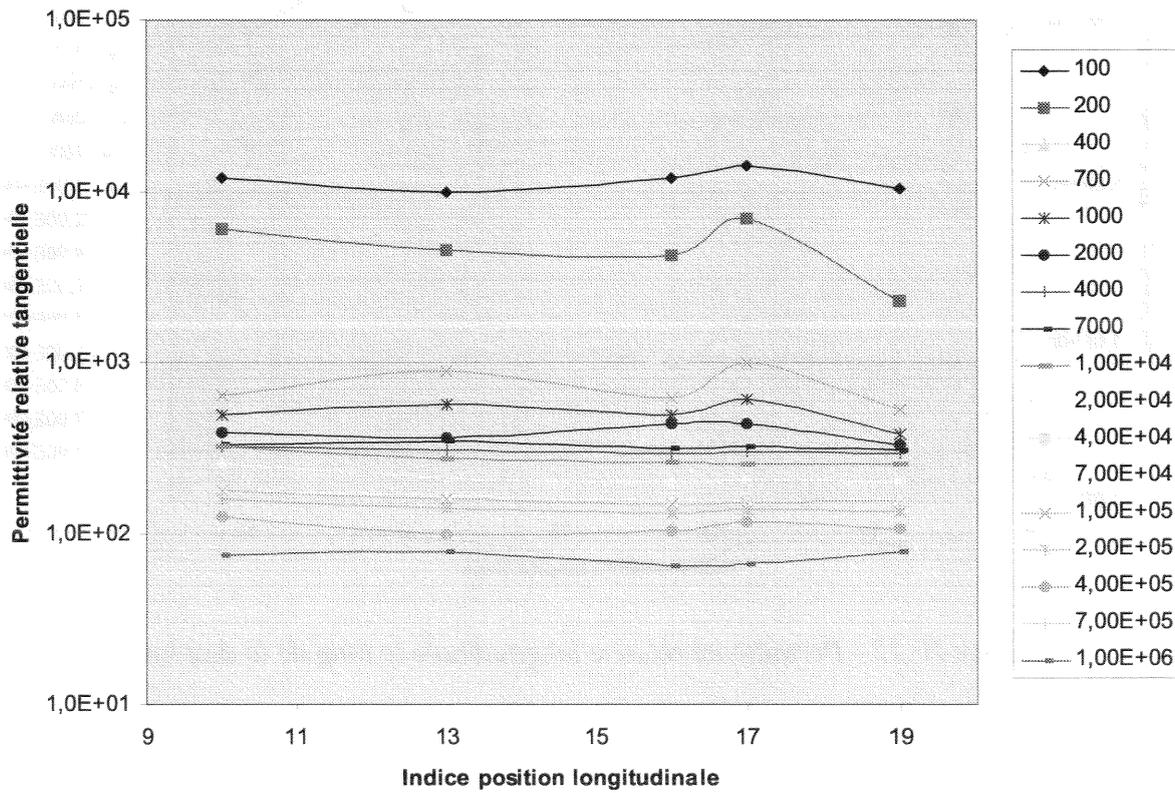


Figure IV.14 : Permittivité relative tangentielle le long de la diaphyse

Bien que la tendance générale semble indiquer que la permittivité ne varie pas le long de la diaphyse, la tranche N°17 se distingue à nouveau par un comportement particulier. On observe que le comportement particulier de la tranche N°17 est visible suivant les trois directions de mesure avec cependant une importance plus marquée suivant l'axe longitudinal. Une dépendance fréquentielle est également enregistrée puisque pour les fréquences inférieures à environ 10 kHz, la tranche N°17 présente une permittivité supérieure à celles des autres tranches alors que pour les fréquences supérieures à 10 kHz, les échantillons de la tranche N°17 présentent au contraire une permittivité plus faible.

Ayant réalisé au préalable une moyenne des permittivités sur les trois échantillons d'une même tranche, il convient d'observer si le comportement de la tranche 17 est lié à un échantillon particulier. Comme pour la conductivité, la permittivité a été tracée pour deux fréquences distinctes sans réaliser de moyenne sur les échantillons appartenant à une même tranche (figure IV.15).

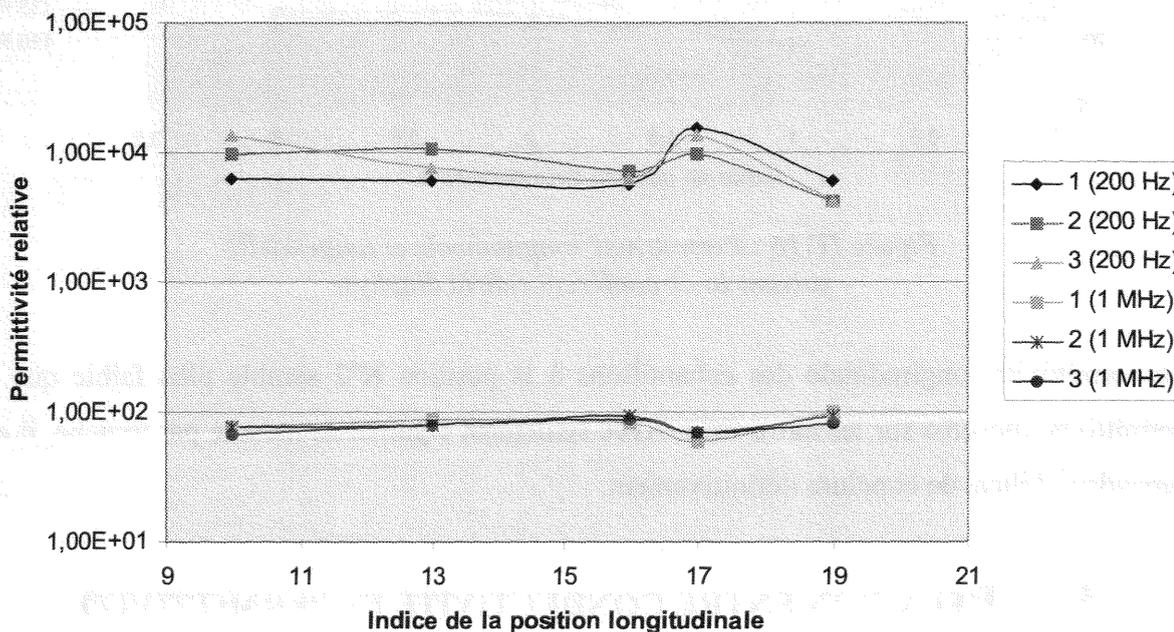


Figure IV.15 : Variation de la permittivité longitudinale le long et autour de la diaphyse. Permittivités à 200 Hz et 1 MHz.

Contrairement au cas de la conductivité, aucun échantillon ne se distingue des autres d'une même tranche. C'est donc l'ensemble de la tranche N°17 qui présente une permittivité sensiblement différente de celle des autres.

4.2 DEPENDANCE CIRCONFÉRENTIELLE

La dépendance de la permittivité suivant la circonférence est difficile à observer en raison du nombre restreint d'échantillons découpés dans une même tranche. La figure IV.16 donne la permittivité longitudinale et tangentielle de chaque échantillon, regroupés par tranche, en fonction de sa position circonférentielle. Les valeurs de la permittivité sont celles obtenues à 10 kHz, fréquence choisie arbitrairement. Par souci de clarté, les barres d'erreur associées à une seule tranche ont été représentées. Elles sont cependant représentatives de la dispersion de l'ensemble des mesures.

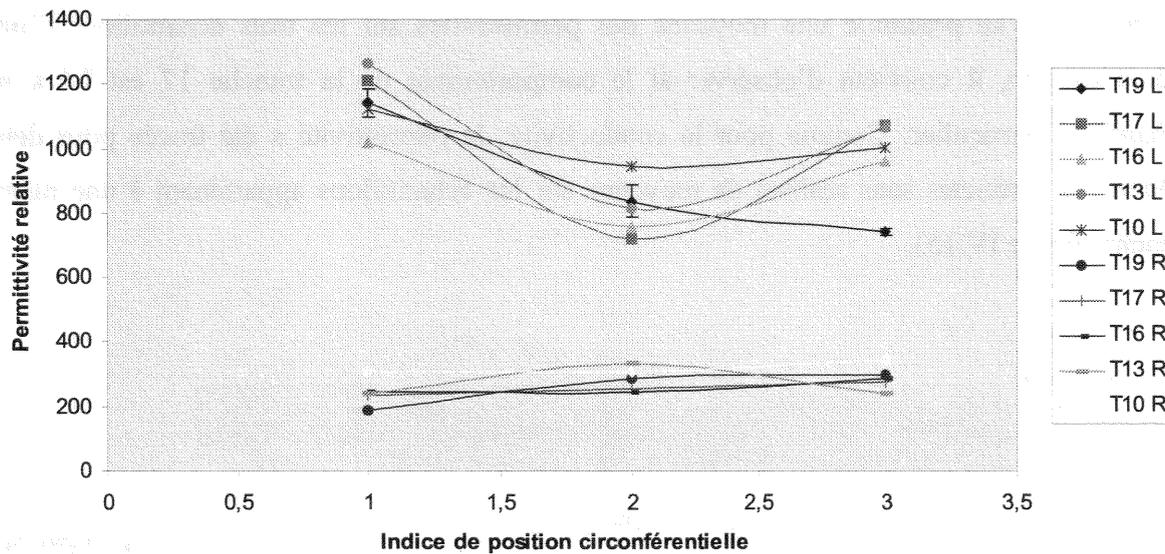


Figure IV.16 : Permittivité longitudinale et tangentielle suivant la circonférence de la diaphyse

La permittivité longitudinale des échantillons à la position N°2 semble plus faible que la permittivité mesurée sur les autres sites. Avec seulement 3 points de mesure par tranche, il est cependant délicat de conclure définitivement.

5 - RELATION ENTRE CONDUCTIVITE ET PERMITTIVITE

Le comportement singulier de la tranche N°17 étant observé aussi bien au niveau de sa conductivité que de sa permittivité, une corrélation entre ces deux paramètres est suspectée.

Une telle corrélation a par ailleurs déjà été mise en évidence par De Mercato et al. [DEM 92]. Afin de vérifier cette hypothèse, la permittivité longitudinale des 15 échantillons a été tracée en fonction de la conductivité longitudinale de ces mêmes échantillons et cela pour 5 fréquences différentes (figure IV.17).

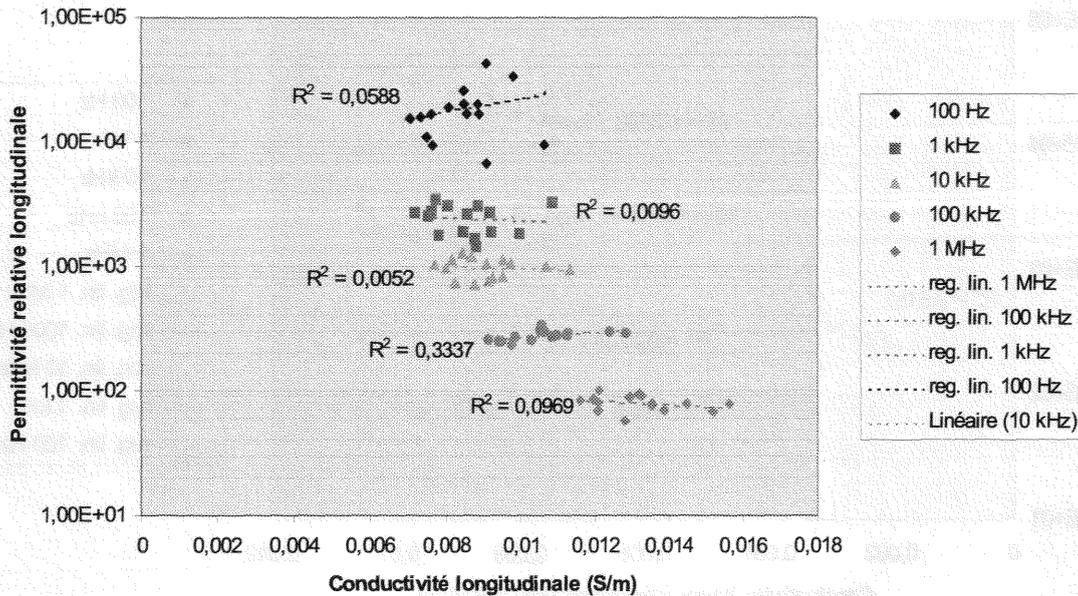


Figure IV.17 : Observation de la corrélation entre permittivité et conductivité

Les coefficients de détermination figurant sur le graphique infirment très nettement l'hypothèse émise. Aucun corrélation statistiquement significative entre permittivité et conductivité ne semble exister. Il est alors surprenant que dans [DEM 92] une corrélation au contraire très significative ait été mise en évidence.

Les conditions dans lesquelles cette corrélation a été observée sont cependant différentes de celles du tracé précédent. En effet, dans [DEM 92] les permittivités aux différentes fréquences sont toutes tracées en fonction de la conductivité basse fréquence mesurée à 100 Hz. Par ailleurs, les données résultant des mesures effectuées suivant les 3 axes sont utilisées simultanément. Le graphique de la figure IV.18 se rapproche de ces conditions. La conductivité de référence est pour chaque courbe celle mesurée à 100 Hz. Pour les courbes à 100 Hz, 1 kHz, 100 kHz et 1 MHz, seules les données relatives à l'axe longitudinal ont été utilisées. Ces courbes confirment une absence de corrélation. La courbe obtenue à 10 kHz par contre utilise les mesures effectuées suivant les trois axes. On observe cette fois une corrélation significative (probabilité de non corrélation pratiquement nulle). Cependant, il est également remarquable que les données se répartissent suivant deux nuages distincts et distants, ce qui est suffisant pour expliquer une apparente corrélation. Ces résultats étant contradictoires avec ceux présentés dans [DEM 92], des études similaires seront entreprises lors des futures campagnes de mesure.

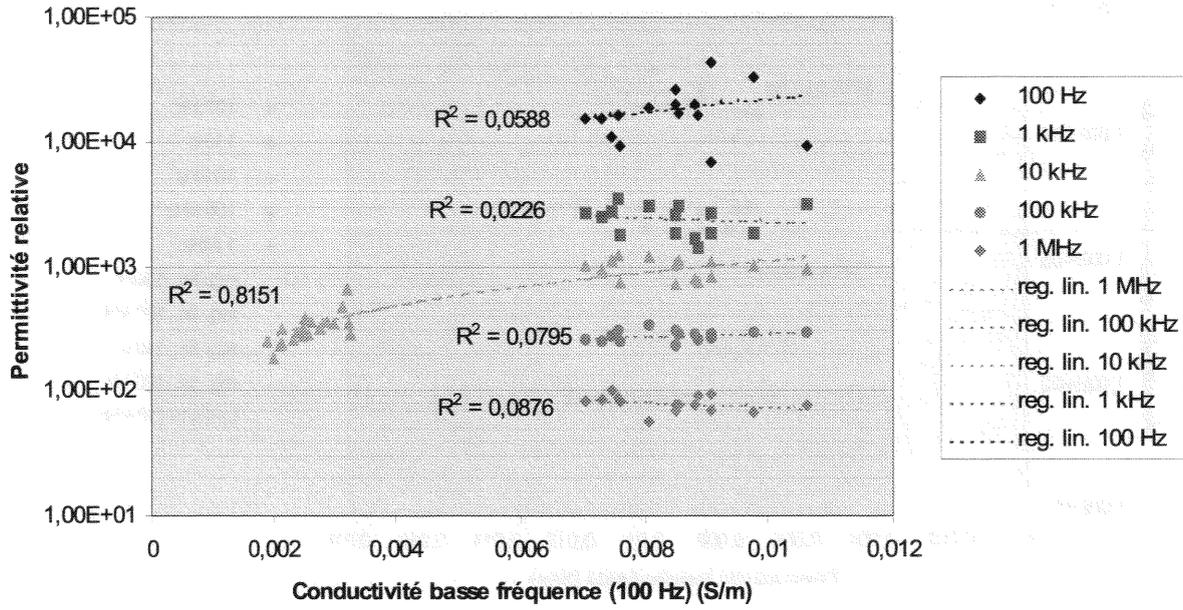


Figure IV.18 : Observation de la corrélation entre conductivité et permittivité.
Conditions similaires à [DEM 92]

La figure IV.18 illustre la relation entre la conductivité à basse fréquence (100 Hz) et la permittivité relative pour cinq différentes fréquences de mesure. L'axe des ordonnées est logarithmique, tandis que l'axe des abscisses est linéaire. Les données sont regroupées par fréquence, et une régression linéaire est appliquée à chaque série. La corrélation la plus forte est observée pour la fréquence de 10 kHz, avec un coefficient de détermination $R^2 = 0,8151$. Les autres fréquences (100 Hz, 1 kHz, 100 kHz, 1 MHz) montrent des corrélations faibles, avec des R^2 compris entre 0,0226 et 0,0876. Le graphique démontre que, dans ces conditions, la permittivité relative est plus fortement liée à la conductivité à 10 kHz qu'à celle à 100 Hz.

CONCLUSION DE LA PARTIE IV

Après avoir comparé les données obtenues lors de la campagne de mesures aux données pertinentes prises dans la littérature, la validité des mesures est attestée. Des différences significatives existent cependant mais avec une amplitude comparable à la dispersion des résultats des études antérieures.

L'évolution de l'anisotropie du tissu osseux compact en fonction de la fréquence a alors été observée. Le rapport d'anisotropie de la conductivité reste relativement indépendant de la fréquence alors qu'une dépendance plus marquée se dégage pour la permittivité.

L'évolution de la conductivité le long de la diaphyse et autour de cette dernière a ensuite été étudiée. Sur les cinq sites de mesure répartis le long de la diaphyse, une légère croissance de la conductivité semble exister en partant de la partie supérieure de la diaphyse (tranche 19). La tranche N°17 présente cependant une conductivité nettement supérieure. Cette particularité est associée aux échantillons d'indice de position circonférentielle 1 et 3. Les échantillons d'indice 2 présentent au contraire une conductivité plus faible au niveau de la tranche N°17.

Un effet très similaire a été observé au sujet de la permittivité. Cependant, le comportement de la tranche N°17 ne peut être imputé à un échantillon plus qu'à un autre.

Enfin, un point de désaccord a été soulevé par rapport à [DeM 92] puisque la corrélation entre conductivité et permittivité mise en évidence dans cette référence n'est pas statistiquement confirmée avec les données issues de notre propre campagne de mesure.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

CONCLUSION GENERALE

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit est l'étude et la réalisation d'une cellule de mesure des propriétés diélectriques des tissus biologiques dans la gamme 100 Hz – 1 MHz. Ce dispositif doit en particulier être compatible avec les contraintes particulières liées à la caractérisation du tissu osseux. La démarche mise en œuvre afin d'atteindre cet objectif a été décomposée en quatre grandes étapes, chacune faisant l'objet d'une partie de ce manuscrit.

La première partie, intitulée « Contexte et Problématique » présente tout d'abord la nature histologique du tissu osseux. Cette présentation met en évidence la structure complexe de ce tissu, l'orientation de son architecture suivant des directions préférentielles ainsi que sa nature poreuse induite par un réseau dense de canaux assurant l'apport en nutriments à la population cellulaire. Ces propriétés structurelles ne sont pas sans conséquence sur l'élaboration du protocole expérimental destiné à la caractérisation diélectrique de ce tissu. En particulier, l'orientation de la microstructure osseuse rend celui-ci anisotrope tant sur la plan mécanique qu'électrique. La présence des canaux montre que ce tissu est saturé d'eau à l'état libre pouvant s'échapper pendant l'excision d'un échantillon. Cette eau étant riche en ions, elle contribue de façon importante à la conductivité du tissu osseux. Il est donc indispensable de veiller à ce que le traitement subi par les échantillons préserve leur hydratation dans des conditions quasi-physiologiques. D'autres facteurs d'influence sont mis en évidence dans le troisième chapitre de cette partie. Avant cela, le second chapitre résume de façon didactique l'origine et le comportement en fonction de la fréquence des propriétés diélectriques des tissus biologiques. Ces derniers apparaissent alors comme des diélectriques à pertes auxquels il est possible d'appliquer les modèles de la théorie des diélectriques. Les modèles de Debye et de Cole-Cole sont plus particulièrement présentés en raison de leur utilisation très répandue. Enfin, le troisième chapitre décrit de façon détaillée les paramètres d'influence pouvant affecter la mesure. A l'hydratation et à l'anisotropie déjà évoquées dans ces lignes s'ajoutent évidemment la fréquence mais aussi le délai post-mortem, la température, l'âge et l'état pathologique du tissu ou encore le pH. Une brève revue des méthodes mises en œuvre en bioimpédancemétrie est alors effectuée. Il en ressort que dans le domaine des basses fréquences, la méthode V/I associée à un dispositif à quatre électrodes constitue un système classique et éprouvé.

La seconde partie traite de la conception d'une cellule de mesure à quatre électrodes. Afin de s'affranchir autant que possible des problèmes de découpe des échantillons osseux, cette cellule de mesure a été conçue de telle sorte à pouvoir caractériser des échantillons de tailles variables. Cette contrainte impose l'utilisation d'un système d'électrodes de garde assurant le confinement du champ dans l'échantillon quelles que soient ses dimensions. On notera cependant que le tissu osseux étant anisotrope, une caractérisation suivant les axes principaux de ses tenseurs de conductivité et de permittivité nécessite que l'échantillon soit à géométrie cubique. L'excision de ce cube devra par ailleurs être réalisée suivant une orientation définie par rapport à la microstructure osseuse. Afin d'assurer l'hydratation de l'échantillon et de permettre aux électrodes de garde de fonctionner correctement, une solution saline de conductivité connue remplit la cellule de mesure et est portée au contact de l'échantillon. Cette solution assure par ailleurs le rôle de fluide caloripporteur autorisant ainsi la régulation en température de l'échantillon. Afin de ne pas distordre le champ produit par les électrodes de garde, les électrodes de mesure ont été placées dans le même plan que les électrodes d'injection et de garde. L'échantillon est ainsi placé entre deux jeux de trois électrodes concentriques. En pratique, les électrodes appartenant à un même jeu sont séparées par un isolant. Cet isolant étant d'épaisseur finie, il a un impact sur la géométrie du champ. Afin de calculer ce dernier, la méthode des différences finies appliquée aux milieux hétérogènes et anisotropes a été programmée sur micro-ordinateur. L'étude du champ montre alors que l'isolant séparant l'électrode de garde de l'électrode d'injection du courant n'a qu'une influence négligeable. L'isolant séparant l'électrode d'injection du courant de l'électrode de mesure a au contraire une influence bien plus importante. Ainsi, dans le cas des tissus anisotropes, il est nécessaire de ménager une distance entre l'échantillon et les électrodes afin de le placer dans une zone de champ uniforme.

La géométrie des électrodes étant validée, la troisième partie est consacrée à la conception de l'électronique associée à la cellule de mesure et à la validation de l'ensemble de la chaîne instrumentale. Le conditionneur de la cellule de mesure, assurant l'alimentation des électrodes, la mesure du courant traversant l'échantillon ainsi que celle de la différence de potentiel à ses bornes a été caractérisé le plus rigoureusement possible. Il a ainsi été montré que les composants choisis préservent de façon très satisfaisante les propriétés théoriques de la configuration à quatre électrodes. Les problèmes de réjection de mode commun et de blindage des câbles de liaison ont également été abordés. La partie numérique assurant la

numérisation des signaux et leur transfert vers un micro-ordinateur a fait l'objet d'une rapide description. L'algorithme de traitement des signaux est présenté en détails. Sa capacité à éliminer le bruit de mesure ainsi que les possibles sources d'erreur risquant de l'affecter ont été discutées. Enfin, dans un troisième chapitre, la procédure de calibration basée sur la méthode des fractions partielles et sur l'utilisation de solutions salines de référence est exposée. L'efficacité de la procédure est ensuite évaluée ainsi que la reproductibilité des mesures vis-à-vis de divers facteurs d'influence. A l'issue de cette troisième partie, l'ensemble de la chaîne instrumentale est caractérisé.

Enfin, une quatrième et dernière partie présente les résultats issus d'une campagne de mesure effectuée sur une diaphyse fémorale de bœuf. Quinze échantillons cubiques d'os compact sont excisés et caractérisés. Un premier chapitre décrit en détail le protocole expérimental suivi lors du traitement des échantillons. Une attention particulière a été portée à la préservation de l'hydratation des échantillons pendant toute la procédure de découpe et de conservation. La comparaison des résultats obtenus avec ceux publiés lors des études antérieures valide l'instrumentation développée. Les sites d'excision ayant été répartis le long et autour de la diaphyse, une étude de corrélation entre la valeur des paramètres diélectriques et la position des sites d'excision par rapport à l'os entier a été entreprise. Bien que la population des échantillons soit trop réduite pour qu'une étude statistique puisse être concluante, des indices d'une interdépendance entre position, conductivité et permittivité se dégagent. La corrélation entre conductivité et permittivité a également été observée. Aucune corrélation statistiquement significative n'apparaît. Ce résultat est en contradiction avec une étude précédemment publiée par une autre équipe [DEM 92]. D'autres campagnes de mesures seront nécessaires afin de confirmer ou non cet aspect.

Perspectives

La chaîne instrumentale développée au cours de ce travail étant à présent validée, une étude sur tissu humain constitue l'étape logique suivante. Un protocole doit donc être mis en place entre le laboratoire et un service de chirurgie osseuse. La durée des procédures administratives pourra être mise à profit afin d'améliorer la technique d'excision des échantillons qui a été

jusqu'à présent « artisanale ». Si celle-ci convenait pour des échantillons animaux, il n'en est pas de même pour des échantillons humains, ne serait-ce que pour des raisons prophylactiques.

La caractérisation d'échantillons animaux conserve cependant tout son intérêt en raison de leur disponibilité. Ainsi, une étude de plus grande envergure doit être menée afin de clarifier les relations entre sites d'excision et propriétés diélectriques. En particulier, une étude histologique menée conjointement permettrait sûrement de confirmer le lien entre structures microscopiques

ANNEXES

ANNEXE A

LES METHODES A RELAXATION

Dans cette annexe sont présentés les éléments mathématiques relatifs aux méthodes de résolution du système d'équations linéaires résultant de la formulation par différences finies de l'équation de Laplace (partie II). De nombreuses méthodes ayant été développées, seule une classe de méthodes est abordée ici, à savoir les méthodes à relaxation, dont est issu l'algorithme utilisé lors de ce travail (méthode SOR pour Successive Over-Relaxation).

A.1 - FORMULATION MATRICIELLE

Dans le second chapitre de la deuxième partie, on a vu comment exprimer le potentiel en un point du domaine de calcul en fonction des paramètres du milieu et du potentiel de ses voisins. L'équation exprimant cette relation est une équation linéaire devant être appliquée simultanément à tous les points du domaine. C'est ainsi que le problème se transforme en la résolution d'un système de N équations linéaires à N inconnues où N est le nombre de points du domaine de calcul.

Par souci de simplification, on se place dans le cas d'un milieu homogène et isotrope. On rappelle alors que le potentiel en chaque point du maillage est donné par (équation A1) :

$$\phi(x, y) = \frac{\phi(x + \Delta, y) + \phi(x - \Delta, y) + \phi(x, y + \Delta) + \phi(x, y - \Delta)}{4} \quad \text{Eq. A1}$$

Cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$\phi(x + \Delta, y) + \phi(x - \Delta, y) + \phi(x, y + \Delta) + \phi(x, y - \Delta) - 4 \cdot \phi(x, y) = 0 \quad \text{Eq. A2}$$

Cette équation est valide pour tous les points à l'intérieur du domaine de calcul, c'est à dire qu'elle doit être appliquée simultanément à tous les points n'appartenant pas à la frontière du domaine. Une notation matricielle semble alors bien adaptée à la description du problème dans sa globalité.

Remarque : Dans le cadre de la résolution de l'équation de Laplace dans un milieu non homogène (et/ou anisotrope) et/ou si des limites de Neumann sont introduites, les coefficients de la matrice $[A]$ ne sont plus constants. Cependant, la structure de la matrice est conservée.

Il existe de très nombreuses méthodes pour résoudre une telle équation matricielle et les principales approches sont rapidement énumérées ci-après.

A.2 - METHODES DE RESOLUTION

A.2.1 - Méthodes directes

Il s'agit ici de résoudre directement l'équation matricielle $[A] \cdot \{\phi\} = \{b\}$ par inversion de $[A]$. De nombreuses méthodes existent [SAR 81], [NUM 92] mais la taille de la matrice $[A]$ est généralement prohibitive : si le problème est discrétisé avec une grille de 100×100 points, la matrice $[A]$ est de dimension 10000×10000 soit 10^8 éléments ! Cependant, comme l'a montré l'exemple précédent, la structure de la matrice est très particulière et peut être mise à profit au niveau de son stockage en mémoire (les valeurs nulles ne sont pas stockées) ainsi qu'au niveau des algorithmes de résolution. Ainsi, lorsque la matrice est symétrique et définie positive, la méthode du gradient conjugué peut être utilisée. Cependant, cette méthode nécessite une quantité de mémoire importante et se révèle assez sensible aux erreurs d'arrondis. Cette sensibilité aux erreurs d'arrondis est d'ailleurs souvent une caractéristique des méthodes directes et est d'autant plus marquée que la taille du problème augmente. Saleheen [SAL 97] a cependant appliqué cette méthode en utilisant la formulation des différences finies pour un milieu hétérogène et anisotrope avec plus de 4 millions de points. L'implantation de l'algorithme a été réalisée sur une machine parallèle (Connection-Machine 5) disposant de 256 processeurs.

A.2.2 - Méthodes rapides [NUM 92]

Lorsque l'équation différentielle à résoudre est à coefficients constants dans l'espace (milieu homogène) et que les limites du domaine de calcul suivent les lignes du système de coordonnées, une méthode rapide dite "méthode de la transformée de Fourier" peut être utilisée. Cette méthode n'est donc pas applicable à la résolution d'un problème en milieu hétérogène. La méthode appelée "réduction cyclique" entre également dans le cadre des

méthodes rapides et permet de résoudre des équations plus générales qu'avec la méthode précédente (coefficients non constants) à condition que l'équation soit à variables séparables. Sa programmation étant plus complexe que celle des méthodes à relaxation et la durée de calcul n'étant pas critique pour notre application, nous ne l'exploiterons pas.

A.2.3 - Méthodes à relaxation [NUM 92], [YOO 54], [CAR 61], [SAR 81]

Les méthodes à relaxation sont des méthodes itératives. Elles consistent à choisir un vecteur $\{\phi\}$ initial noté $\{\phi\}^0$ puis à y appliquer un opérateur donnant un nouveau vecteur $\{\phi\}^1$ plus près de la solution cherchée. Le processus est alors répété sur $\{\phi\}^1$ et s'arrête lorsqu'on estime être assez proche de la solution cherchée, la solution exacte ne pouvant être atteinte qu'après un nombre infini d'itérations. Ces méthodes ont des performances médiocres (Jacobi, Gauss-Seidel) ou moyennes (sur-relaxations successives ou SOR) vis-à-vis du temps de calcul mais ont l'avantage d'être aisées à programmer. En raison de cette simplicité et de nos exigences modestes en rapidité, nous exploiterons par la suite la méthode SOR. C'est cette méthode qui est détaillée plus avant.

A.2.4 - La méthode multi-grilles [BRA 77], [KET 86], [HOE 98]

Nous ne ferons ici que citer cette méthode apparue dans les années 70 car nous ne l'utiliserons pas. Par ailleurs, une description même sommaire serait trop longue dans un manuscrit dont ce n'est pas explicitement l'objet. Pour une introduction rapide, le lecteur est renvoyé à [NUM 92]. Cependant, il faut noter que cette méthode est actuellement une des plus performante puisqu'elle peut résoudre une équation elliptique (équation de Laplace par exemple) discrétisée sur un maillage de N^2 points en $O(N)$ opérations. Par ailleurs, sa programmation est relativement aisée mais reste toutefois plus complexe que celle des méthodes citées précédemment. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle recourt à des opérateurs (opérateur de prolongement et opérateur de lissage) qui nécessitent souvent d'être adaptés aux spécificités du problème à résoudre alors qu'il n'existe pas de méthode précise pour réaliser cette adaptation. Nous ne mettrons pas en œuvre cette méthode car dans notre cas, le gain en temps de calcul resterait bien inférieur au temps de développement du programme.

A.3 – LES METHODES A RELAXATION

A.3.1 – Convergence du processus itératif

Soit $\{x\}$ un vecteur inconnu solution de l'équation matricielle :

$$[A] \cdot \{x\} = \{b\} \quad \text{Eq. A6}$$

Par définition, une méthode itérative de recherche du vecteur $\{x\}$ consiste à répéter un certain nombre de fois l'opération :

$$\{x\}^{t+1} = [G] \cdot \{x\}^t \quad \text{Eq. A7}$$

où t est l'indice de l'itération en cours et la matrice $[G]$ est la matrice d'itération qui dépend de la méthode employée.

Avec ces notations, on définit le vecteur erreur à l'itération t comme : $\{e\}^t = \{x\}^t - \{x\}^{\infty}$

En admettant que la matrice $[G]$ a effectivement été correctement choisie, c'est à dire que le processus converge bien vers la solution du problème, alors on montre [DES 98] que le vecteur erreur à l'itération $t + 1$ vérifie :

$$\{e\}^{t+1} = [G] \cdot \{e\}^t \quad \text{Eq. A8}$$

Avant de poursuivre, il est utile de faire ici un rappel concernant les valeurs propres et les vecteurs propres d'une matrice [BOA 83] :

L'équation matricielle $[M] \cdot \{r\} = \{R\}$ réalise la transformation d'un vecteur $\{r\}$ en un nouveau vecteur $\{R\}$ en général de module et de direction différents de ceux de $\{r\}$. Dans le cas particulier où on a :

$$[M] \cdot \{r\} = \lambda \cdot \{r\} \quad \text{Eq. A9}$$

où λ est un scalaire (réel ou complexe), le nouveau vecteur $\{R\} = \lambda \cdot \{r\}$ est colinéaire au vecteur initial $\{r\}$ et seul son module peut être différent de celui de $\{r\}$. λ est alors appelée valeur propre de la matrice $[M]$ et $\{r\}$ le vecteur propre associé à λ . Une matrice carrée de taille $N \times N$ admet au moins une valeur propre et au plus N valeurs propres différentes.

Revenons alors à l'équation A8. Le vecteur erreur $\{e\}$ peut être décomposé sur la base formée par les vecteurs propres de la matrice $[G]$. Par hypothèse le processus itératif est convergent, c'est à dire que le module du vecteur erreur diminue à chaque itération en tendant vers zéro. Cela implique qu'à chaque itération, les composantes du vecteur erreur ont été réduites. On comprend alors que la convergence du processus est conditionnée au fait que toutes les valeurs propres de $[G]$ ont un module inférieur à 1 et que la convergence se fait au rythme de la valeur propre la plus grande.

L'ensemble des valeurs propres d'une matrice est appelé spectre de cette dernière et le module de la plus grande valeur propre donne le rayon spectral de la matrice. La vitesse de convergence dépend donc du rayon spectral de la matrice d'itération. Le rayon spectral dépend de chaque problème, c'est à dire dans notre cas de l'équation que l'on cherche à résoudre, de la grille de discrétisation et des conditions aux frontières.

Par ailleurs, on montre qu'en général le rayon spectral tend asymptotiquement vers 1 lorsque la taille de la grille (le nombre de nœuds) [NUM 92] augmente. La convergence est donc d'autant plus lente que le pas de discrétisation diminue. Ce point a pour conséquence qu'il faudra choisir un compromis entre précision de la description du problème (géométrie du domaine de calcul et linéarisation des équations différentielles) et temps de calcul.

Enfin, on montre également que le nombre d'itérations r nécessaire pour diviser l'erreur d'un facteur 10^p est donné approximativement par [NUM 92] :

$$r \cong \frac{p \cdot \ln 10}{-\ln \rho_s} \quad \text{Eq. A10}$$

où ρ_s est le rayon spectrale de la matrice d'itération (où opérateur de relaxation).

A.3.2 – La méthode de Jacobi

En reprenant les notation de l'équation A3, on peut écrire :

$$\phi_{i,j} = \frac{1}{4} \cdot (\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1}) \quad \text{Eq. A11}$$

Comme en général on ne connaît pas les quatre potentiels intervenant dans le membre de droite (sauf si certain d'entre eux font partie d'une limite de Dirichlet), le résultat trouvé pour $\phi_{i,j}$ est entaché d'une erreur. Après avoir appliqué cette équation à tous les points du domaine, il faut donc recommencer le balayage de la grille jusqu'à s'approcher suffisamment près de la solution cherchée.

En faisant apparaître en exposant l'aspect itératif du calcul on a alors :

$$\phi_{i,j}^{t+1} = \frac{1}{4} \cdot (\phi_{i+1,j}^t + \phi_{i-1,j}^t + \phi_{i,j+1}^t + \phi_{i,j-1}^t) \quad \text{Eq. A12}$$

Cette méthode est la méthode de Jacobi et elle peut être formulée sous forme matricielle afin d'analyser sa vitesse de convergence.

On rappelle que sous forme matricielle, le système d'équations aux différences s'écrit :

$$[A] \cdot \{\phi\} = \{b\} \quad \text{Eq. A13}$$

La matrice $[A]$ peut alors être décomposée suivant : $[A] = [L] + [D] + [U]$ où $[D]$ contient la diagonale de $[A]$, $[L]$ est le triangle inférieur de $[A]$ avec des zéros sur la diagonale et $[U]$ le triangle supérieur de $[A]$ avec également des zéros sur la diagonale. L'itération de Jacobi peut alors être écrite sous la forme matricielle :

$$[D] \cdot \{\phi\}^{t+1} = -([L] + [U]) \cdot \{\phi\}^t + \{b\} \quad \text{Eq. A14}$$

La matrice itérative est donc $-[D]^{-1} \cdot ([L] + [U])$ et c'est son rayon spectral qui détermine la vitesse de convergence. Ainsi, pour une grille de dimension $N \times N$ avec des conditions de Dirichlet sur les quatre côtés, le rayon spectral est donné, pour N grand, par :

$$\rho_s \cong 1 - \frac{\pi^2}{2 \cdot N^2} \quad \text{Eq. A15}$$

Et, compte tenu de A10 :

$$r \cong \frac{2 \cdot p \cdot N^2 \cdot \ln 10}{\pi^2} \cong \frac{1}{2} \cdot p \cdot N^2 \quad \text{Eq. A16}$$

La vitesse de convergence de la méthode de Jacobi est donc proportionnelle au carré du nombre de points du maillage ce qui n'est pas favorable quand à la durée des calculs.

Pour que la méthode de Jacobi soit convergente, il faut que la matrice [A] soit à diagonale dominante, ce qui, d'après la structure de [A] semble être assuré. Plus précisément, on peut utiliser l'un des trois critères suffisants (mais non nécessaires) de convergence suivants [HAR 98] :

$$\sum_{j=1, j \neq i}^n \left| \frac{a_{i,j}}{a_{ii}} \right| < 1 \quad \text{pour } i = 1, \dots, n \quad \text{Eq. A17}$$

ou :

$$\sum_{i=1, i \neq j}^n \left| \frac{a_{i,j}}{a_{ii}} \right| < 1 \quad \text{pour } j = 1, \dots, n \quad \text{Eq. A18}$$

ou encore (critère de Schmidt-von Mises) :

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1, j \neq i}^n \left(\frac{a_{i,j}}{a_{ii}} \right)^2 < 1 \quad \text{Eq. A19}$$

A.3.3 – La méthode de Gauss-Seidel

La méthode de Gauss-Seidel est très proche de la méthode de Jacobi. La différence réside dans le fait que toute valeur qui vient d'être calculée au cours de l'itération t+1 est utilisée pour calculer les autres points (mettant en œuvre ce point) au cours de la même itération. Ainsi, en admettant un sens de parcours de la grille suivant les i et j croissants, l'équation A12 devient :

$$\phi_{i,j}^{t+1} = \frac{1}{4} \cdot \left(\phi_{i+1,j}^t + \phi_{i-1,j}^{t+1} + \phi_{i,j+1}^t + \phi_{i,j-1}^{t+1} \right) \quad \text{Eq. A20}$$

Cette fois, l'écriture matricielle de cet algorithme est donnée par (avec les même notation que précédemment) :

$$([L] + [D]) \cdot \{\phi\}^{t+1} = -[U] \cdot \{\phi\}^t + \{b\} \quad \text{Eq. A21}$$

La matrice itérative est donc donnée par : $-([L] + [D])^{-1} \cdot [U]$

Dans les mêmes condition que pour la méthode de Jacobi, on a :

$$\rho_s \cong 1 - \frac{\pi^2}{N^2} \quad \text{Eq. A22}$$

et :

$$r \cong \frac{p \cdot N^2 \cdot \ln 10}{\pi^2} \cong \frac{1}{4} \cdot p \cdot N^2 \quad \text{Eq. A23}$$

La méthode de Gauss-Seidel fait donc gagner un facteur 2 sur la vitesse de convergence par rapport à la méthode de Jacobi. Plus généralement, on montre que le rayon spectral de la méthode de Gauss-Seidel vaut la racine carrée de celui de la méthode de Jacobi.

La convergence de la méthode de Gauss-Seidel est assurée suivant le même critère de dominance de la diagonale que la méthode de Jacobi. Par ailleurs, il est clair que si la méthode de Jacobi est convergente ($\rho_{\text{Jacobi}} < 1$), la méthode de Gauss-Seidel l'est également ($\rho_{\text{GS}} = \sqrt{\rho_{\text{Jacobi}}}$).

A.3.4 – La méthode de sur-relaxation

En réécrivant l'équation A21, on obtient :

$$\{\phi\}^{t+1} = -([L] + [D])^{-1} \cdot [U] \cdot \{\phi\}^t + ([L] + [D])^{-1} \cdot \{b\} \quad \text{Eq. A24}$$

On additionne et on soustrait $\{\phi\}^t$ au membre de droite :

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - ([L] + [D])^{-1} \cdot ([U] \cdot \{\phi\}^t - \{b\}) - \{\phi\}^t \quad \text{Eq. A25}$$

qu'on peut réécrire en introduisant la matrice identité [I] :

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - ([L] + [D])^{-1} \cdot ([U] \cdot \{\phi\}^t - \{b\}) - [I] \cdot \{\phi\}^t \quad \text{Eq. A26}$$

soit encore :

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - ([L] + [D])^{-1} \cdot ([U] \cdot \{\phi\}^t - \{b\}) - ([L] + [D])^{-1} \cdot ([L] + [D]) \cdot \{\phi\}^t \quad \text{Eq. A27}$$

d'où après factorisation :

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - ([L] + [D])^{-1} \cdot (([L] + [D] + [U]) \cdot \{\phi\}^t - \{b\}) \quad \text{Eq. A28}$$

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - ([L] + [D])^{-1} \cdot ([A] \cdot \{\phi\}^t - \{b\}) \quad \text{Eq. A29}$$

Le terme $[A] \cdot \{\phi\}^t - \{b\}$ forme un vecteur $\{\zeta\}$ qui est le résidu à l'itération t :

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - ([L] + [D])^{-1} \cdot \{\zeta\}^t \quad \text{Eq. A30}$$

Le principe de la sur-relaxation consiste à introduire un facteur ω apportant une sur-correction afin d'essayer d'anticiper les corrections des itérations futures. L'algorithme devient alors :

$$\{\phi\}^{t+1} = \{\phi\}^t - \omega \cdot ([L] + [D])^{-1} \cdot \{\zeta\}^t \quad \text{Eq. A31}$$

De manière explicite, l'équation matricielle précédente revient à appliquer à chaque point du domaine l'itération :

$$\phi_{i,j}^{\text{new}} = \omega \cdot \phi_{i,j}^{t+1} + (1 - \omega) \cdot \phi_{i,j}^t \quad \text{Eq. A32}$$

où $\phi_{i,j}^{\text{new}}$ est la nouvelle valeur du potentiel au points (i,j), $\phi_{i,j}^t$ est l'ancienne valeur en ce point et $\phi_{i,j}^{t+1}$ est la valeur obtenue en appliquant l'algorithme de Gauss-Seidel vu précédemment.

L'algorithme de sur-relaxation, ou Successive Overrelaxation (SOR), est convergent uniquement si le paramètre de sur-relaxation ω est tel que $0 < \omega < 2$ et la convergence est accélérée (sous certaines conditions) pour $1 < \omega < 2$.

Le paramètre de sur-relaxation optimal est donné par :

$$\omega_{\text{opt}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \rho_{\text{Jacobi}}^2}} \quad \text{Eq. A28}$$

où ρ_{Jacobi} est le rayon spectral associé à l'opérateur de relaxation de la méthode de Jacobi appliquée au problème étudié. Le rayon spectral de la méthode SOR est lié à ρ_{Jacobi} par :

$$\rho_{\text{SOR}} = \left(\frac{\rho_{\text{Jacobi}}}{1 + \sqrt{1 - \rho_{\text{Jacobi}}^2}} \right)^2 \quad \text{Eq. A29}$$

En reprenant l'exemple d'un problème discrétisé sur une grille de taille $N \times N$ et entouré partout d'une limite de Dirichlet, on trouve alors :

$$\omega_{\text{opt}} \cong \frac{2}{1 + \pi/N} \quad \text{et} \quad \rho_{\text{SOR}} \cong 1 - \frac{2 \cdot \pi}{N} \quad \text{pour } N \text{ grand.}$$

Dans ce cas, le nombre r d'itérations nécessaires pour diviser l'erreur d'un facteur 10^p est donné par :

$$r \cong \frac{p \cdot N \cdot \ln 10}{2 \cdot \pi} \cong \frac{1}{3} \cdot p \cdot N \quad \text{Eq. A30}$$

Il apparaît alors que la vitesse de convergence ne dépend plus de N^2 comme pour les méthodes de Jacobi et de Gauss-Seidel mais dépend simplement de N ce qui constitue un très important progrès.

A.4 – CONDITIONS INITIALES ET PARCOURS DU DOMAINE

A.4.1 - Conditions initiales

Lorsqu'un processus itératif de résolution du système d'équations aux différences est employé, la valeur initiale du potentiel à l'intérieur du domaine de calcul doit être fixée. Généralement, on se contente de choisir une valeur nulle partout. Cependant, si un calcul antérieur donne le champ de potentiel pour un problème très voisin, une économie substantielle de temps peut être obtenue en utilisant cette solution comme valeur initiale du nouveau problème.

La frontière extérieure du domaine de calcul doit être elle aussi portée à un potentiel initial. Si tout ou partie de cette frontière est décrite par une limite de Dirichlet (électrode) le potentiel est alors connu une fois pour toutes en ces points. Les frontières décrites par un autre type de

limite (Neumann...) sont à un potentiel inconnu et pourront prendre une valeur initiale arbitraire (zéro par exemple) comme pour le cas de l'intérieur du domaine.

A.4.2 - Stratégie de parcours du domaine de calcul [NUM 92]

Il semble tout à fait naturel de parcourir les points de domaine de calcul dans l'ordre croissant de leurs indices, c'est à dire, en deux dimensions, de gauche à droite et de haut en bas. Bien qu'aucune réelle objection ne puisse être faite à l'encontre de cette manière de procéder, on préfère généralement traiter d'abord tous les points ayant des indices pairs (ou impairs) puis tous ceux ayant des indices impairs (ou pairs). Cette méthode permet de réduire l'effet suivant lequel les points à droite et en bas du maillage convergent plus lentement vers la solution que les points à l'opposé. Bien que cette "méthode du damier" n'augmente en rien la vitesse de convergence globale, elle permet d'obtenir un résultat sensiblement "plus symétrique" si les itérations sont arrêtées prématurément.

A.5 - MESURE DE LA CONVERGENCE ET CHOIX DU FACTEUR DE RELAXATION OPTIMAL

A.5.1 - Mesure de la convergence [NUM 92], [CAR 61]

A.5.1.1 - Définition d'un indicateur

Afin de pouvoir observer la convergence du calcul et afin d'évaluer l'erreur commise sur le résultat final, il est nécessaire de disposer d'un indicateur reflétant l'évolution de l'erreur au cours des itérations. Evidemment, la connaissance précise de l'erreur sur le résultat final est impossible car alors la solution exacte serait disponible. L'indicateur retenu pour la suite des calculs est la norme du vecteur résidu défini ci-après.

Pour simplifier, on se place dans le cas d'un milieu homogène discrétisé sur une grille de pas $\Delta x = \Delta y = \Delta$.

Une fois remplacée par sa formulation aux différences, l'équation de Laplace $\nabla \cdot \nabla \phi = 0$ devient :

$$\phi(x + \Delta, y) + \phi(x - \Delta, y) + \phi(x, y + \Delta) + \phi(x, y - \Delta) - 4 \cdot \phi(x, y) = 0$$

Tant que la convergence n'est pas achevée (ce qui en toute rigueur ne se produit qu'après un nombre infini d'itérations), il reste un résidu ε tel que :

$$\phi(x + \Delta, y) + \phi(x - \Delta, y) + \phi(x, y + \Delta) + \phi(x, y - \Delta) - 4 \cdot \phi(x, y) = \varepsilon$$

On peut donc à chaque itération t construire un vecteur $\{\varepsilon\}^t$ dont les composantes sont les résidus en chaque point du maillage. Il ne reste alors plus qu'à choisir une norme de ce vecteur afin de disposer de l'indicateur de convergence cherché. Pour ce faire, nous avons retenu la norme euclidienne.

A.5.1.2 - Interprétation de l'indicateur résidu

L'expérience montre que le résidu ε (module du vecteur $\{\varepsilon\}$) prend en général des valeurs très grandes. Cela peut être interprété de la manière suivante : lorsque l'équation de Laplace dispose d'un second membre elle devient l'équation de Poisson qui s'écrit :

$$\nabla \cdot \nabla \phi = \frac{\rho_v}{\varepsilon_0}$$

où ρ_v est la densité volumique de charges et ε_0 la permittivité du vide. Le résidu ε peut donc être interprété comme résultant de la présence parasite d'une densité volumique de charge. Le terme ε_0 étant très faible, le rapport ρ_v/ε_0 peut devenir très important. A la lumière de cette interprétation, on comprend également que l'interprétation de la grandeur retournée par la norme du vecteur résidu est délicate en tant qu'erreur sur le champ de potentiel calculé. En effet, ε n'a pas la dimension d'un potentiel. Ce dernier point est par ailleurs concordant avec le fait déjà évoqué que l'erreur commise n'est jamais rigoureusement accessible.

La grandeur ε fournit tout de même un indicateur précieux. En effet, la comparaison de ε^t avec ε^0 donne le facteur par lequel l'erreur initiale a été réduite après t itérations. Une borne supérieure pour l'erreur initiale pouvant être facilement définie, on dispose alors d'une majoration de l'erreur à l'itération t .

A.5.2 - Facteur de relaxation optimal

En pratique, le choix du facteur de relaxation optimal est difficile car en général, on ne connaît pas le rayon spectral de l'opérateur de relaxation. En effet, comme on l'a déjà dit, ce rayon est dépendant du problème à résoudre. Il existe des méthodes (décomposition QR par exemple) permettant son calcul mais cette opération se révèle très coûteuse en temps de calcul. Il n'est donc généralement pas rentable de les mettre en œuvre. Afin de pallier à ce problème, on recourt souvent à une détermination expérimentale du rayon spectral [SAR 81]. Afin d'éviter les tâtonnements inhérents à une telle approche, [CAR 61] propose une méthode dont la mise en œuvre est brièvement exposée dans ce qui suit.

Dans un premier temps, on forme un vecteur $\{\delta\}$ tel que :

$$\{\delta\}^t = \{\phi\}^t - \{\phi\}^{t-1}$$

On montre alors que :

$$\{\delta\}^t = [M] \cdot \{\delta\}^{t-1}$$

où $[M]$ est la matrice d'itération.

Afin de calculer une approximation du rayon spectral, on définit une norme n du vecteur $\{\delta\}$ et on a alors :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{n^t}{n^{t-1}} = \rho$$

La norme n peut être définie de différentes façons et on peut prendre par exemple la norme euclidienne mais aussi la somme arithmétique des composantes ou encore la valeur absolue de la plus grande composante.

La procédure est alors la suivante. Le facteur de relaxation est fixé à une valeur initiale supérieure à 1 et aussi proche que possible du facteur de relaxation optimal. Cette valeur étant inconnue, on prend généralement $\omega_0 = 1.375$ [CAR 61]. Après avoir effectué quelques dizaines d'itérations, le rayon spectral est évalué grâce à la norme du vecteur $\{\delta\}$. Une approximation du facteur de relaxation optimal ω_{opt} est alors construite en évaluant :

$$\omega_{\text{opt}} = \beta - \frac{(2 - \beta)}{4}$$

avec :

$$\beta = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \frac{(\rho + \omega_0 - 1)^2}{\rho \cdot \omega_0^2}}}$$

Le facteur de relaxation initial est alors remplacé par cette nouvelle valeur et le processus peut être à nouveau effectué quelques dizaines d'itérations plus tard si une estimation plus précise peut être espérée.

A.5.3 - Accélération de Chebyshev

La méthode exposée dans le paragraphe précédent présente cependant l'inconvénient d'augmenter considérablement l'erreur au moment où le facteur de relaxation optimal est introduit. Une modification mineure de l'algorithme SOR appelée accélération de Chebyshev [NUM 92] permet un calcul progressif du facteur de relaxation au cours des itérations. Par ailleurs, cette méthode permet de prendre en compte le fait que le facteur optimal évalué grâce au rayon spectral de l'opérateur de relaxation n'est réellement optimal qu'asymptotiquement, c'est à dire après un grand nombre d'itérations.

Ainsi, en parcourant la grille en deux étapes comme le suggère la "méthode du damier", le facteur de relaxation est calculé à chaque 1/2 itération suivant l'algorithme :

$$\omega^0 = 1$$

$$\omega^{1/2} = \frac{1}{1 - \frac{\rho}{2}}$$

$$\omega^{t+1/2} = \frac{1}{1 - \frac{\rho \cdot \omega^t}{4}} \quad \text{avec } t = 1/2, 1, \dots, \infty$$

L'évaluation du rayon spectral ρ peut être faite en réalisant au préalable quelques dizaines d'itérations avec la méthode de Gauss-Seidel et en utilisant ici encore la relation $\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{n^t}{n^{t-1}} = \rho$.

A titre de comparaison, la figure A1 montre l'évolution du module normalisé du vecteur résidu pendant les 3000 premières itérations de la résolution d'un problème en milieu non homogène discrétisé sur une grille de 100×100 points. Les quatre méthodes suivantes sont comparées :

GS : Méthode de Gauss-Seidel

OPT100 : facteur de relaxation optimal évalué après 100 itérations

PERIOD : facteur de relaxation évalué après 20, 40, 60 et 80 itérations

CHEB : Accélération de Chebyshev utilisant le rayon spectral évalué après 100 itérations préliminaires avec la méthode de Gauss-Seidel.

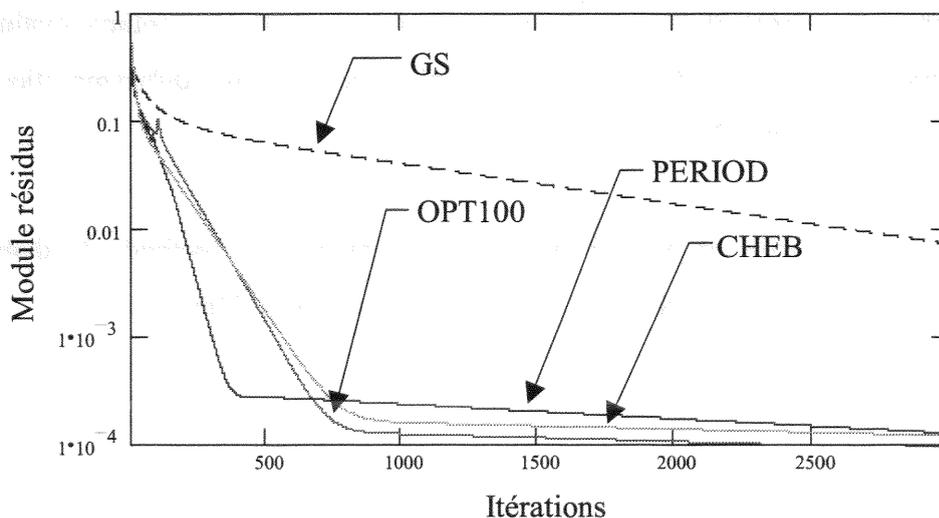


Figure A1 : Comparaison des vitesses de convergence

L'observation de ces courbes confirme que l'accélération de Chebyshev évite l'augmentation de l'erreur au moment de la modification du facteur de relaxation mais n'augmente pas la vitesse de convergence globale. L'évaluation successive du facteur optimal toutes les 20 itérations pendant les 80 premières d'entre elles, semble accélérer considérablement la convergence pendant les 500 premières itérations. Malheureusement, cette convergence ralentit très fortement par la suite ce qui rend la méthode moins efficace.

A la vue de ces résultats, nous exploiterons la méthode correspondant à la courbe OPT100 qui consiste en l'évaluation du facteur de relaxation optimal une fois pour toutes après environ 100 itérations.

ANNEXE B

CALCUL DU COURANT INJECTÉ

Le calcul du courant injecté dans la cellule de mesure nécessite tout d'abord le calcul de la densité de courant en tout point du domaine de calcul. La figure B1 rappelle le principe du maillage du domaine de calcul lors de l'utilisation de la formulation aux différences finies étendue.

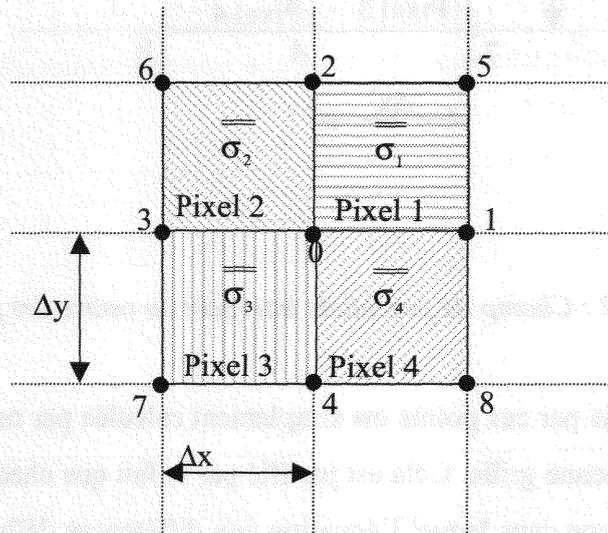


Figure B1 : Maillage du domaine de calcul

On observe alors qu'il se pose un problème. En effet, en un point du maillage, la densité de courant est donnée par :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$$

Or les potentiels sont toujours calculés entre les pixels décrivant la conductivité du domaine. On ne peut donc pas associer une conductivité à un point où le potentiel est connu.

Afin de palier à ce problème, un nouveau champ de potentiel est calculé sur une grille dont les nœuds coïncident avec le centre de chaque pixel (figure B2).

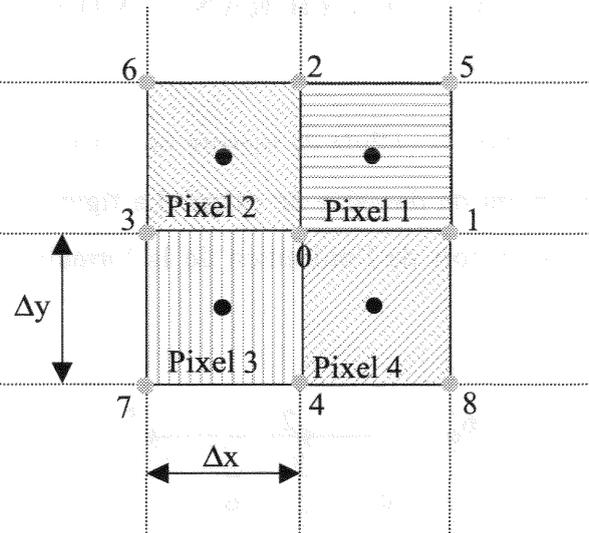


Figure B2 : Champ de potentiels interpolé au centre des pixels

La valeur du potentiel pris par ces points est simplement calculée par moyennage des quatre points adjacents de l'ancienne grille. Cela est justifié par le fait que chaque pixel constitue un domaine homogène isotrope dans lequel l'équation aux différences définie dans le chapitre II de la seconde partie peut être appliquée. On rappelle ainsi que dans un milieu homogène isotrope on a :

$$\phi(x, y) = \frac{\phi(x + \Delta, y) + \phi(x - \Delta, y) + \phi(x, y + \Delta) + \phi(x, y - \Delta)}{4}$$

où Δ est la pas du maillage.

Après avoir calculé ce nouveau champ de potentiels, ce qui est très rapide, il est maintenant facile de calculer les composantes du vecteur densité de courant au centre de chaque pixel. Ainsi, si les différences centrées sont utilisées pour le calcul du champ électrique, on a simplement :

$$J_{x,y}^x = \sigma_{x,y} \cdot \frac{\phi(x + \Delta, y) - \phi(x - \Delta, y)}{2 \cdot \Delta} \quad \text{et} \quad J_{x,y}^y = \sigma_{x,y} \cdot \frac{\phi(x, y + \Delta) - \phi(x, y - \Delta)}{2 \cdot \Delta}$$

où les exposants désignent la direction de la composante calculée du vecteur densité de courant au point (x, y) .

Pour finalement calculer le courant, il ne reste alors plus qu'à intégrer cette densité de courant le long du parcours choisi. On parle ici de parcours au lieu de surface car la majorité de nos simulations sont en 2D. Il n'y a donc pas de surface sur laquelle définir l'intégration. Cependant, afin de préserver l'équation aux dimensions, on peut définir arbitrairement une "profondeur" à la tranche 2D simulée. En pratique cependant, cela ne présente pas de réel intérêt car seuls les variations du résultat de l'intégration d'une simulation à l'autre nous intéressent.

On rappelle cependant que le courant circulant à travers une surface S est donné par :

$$I = \int \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

En pratique, nous effectuerons l'intégration de la densité de courant le long d'une ligne horizontale parallèle aux électrodes. La figure B3 définit la "surface" élémentaire d'intégration dS par rapport au maillage du domaine de calcul.

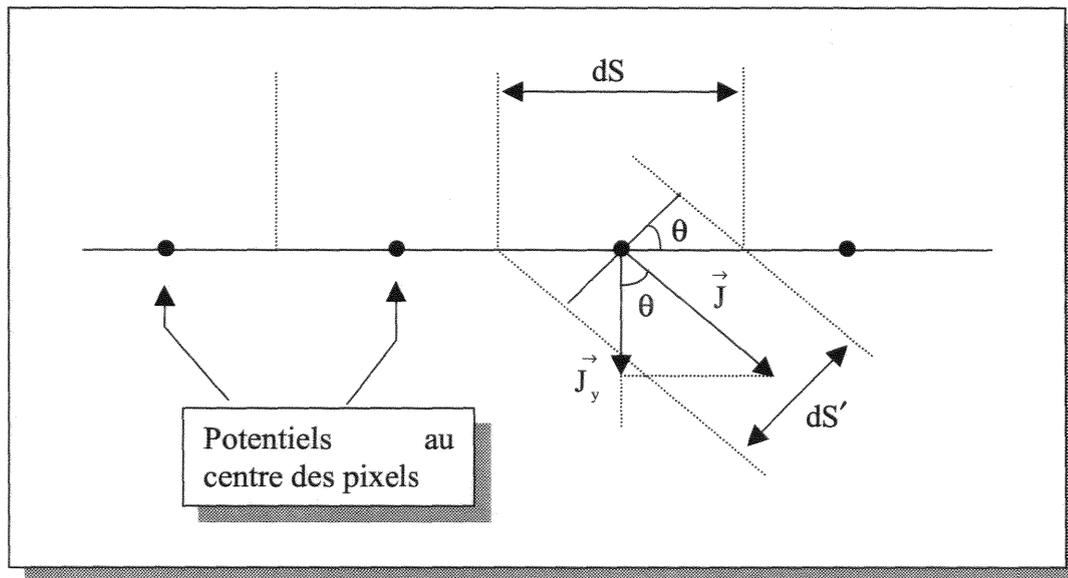


Figure B3 : Définition de la "surface" élémentaire d'intégration du courant

Ainsi, le courant élémentaire dI circulant au travers d'un élément de surface dS est donné par :

$$dI = \left\| \vec{J} \right\| \cdot dS'$$

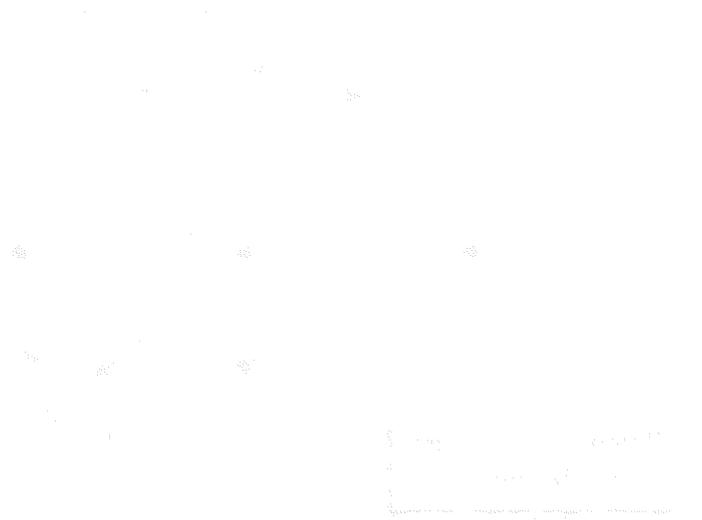
$$dI = \left\| \vec{J} \right\| \cdot dS \cdot \cos(\theta)$$

$$dI = \left\| J_y \right\| \cdot dS$$

Ainsi, dans notre cas où le terme dS ne peut être défini clairement, une mesure du courant injecté est donnée par la sommation des composantes suivant l'axe des ordonnées des vecteurs densité de courant.

$$I = \sum J_y$$

Figure 1 : Diagramme de la densité de courant J_y en fonction de la position x et y .



ANNEXE C

DESCRIPTION FONCTIONNELLE ET STRUCTURELLE DU SYSTEME D'ACQUISITION

C.1 - CARTE DE CONVERSION ANALOGIQUE/NUMERIQUE

Comme il a déjà été précisé, cette carte est une carte dévaluation du double convertisseur 8 bits AD9281. La présentation du schéma électrique complet de cette carte n'ayant pas d'intérêt, celui-ci n'est pas reproduit. Il est cependant utile de présenter succinctement le fonctionnement du convertisseur afin de mieux comprendre le fonctionnement global du système. Ainsi, la figure C.1 donne le schéma fonctionnel du convertisseur.

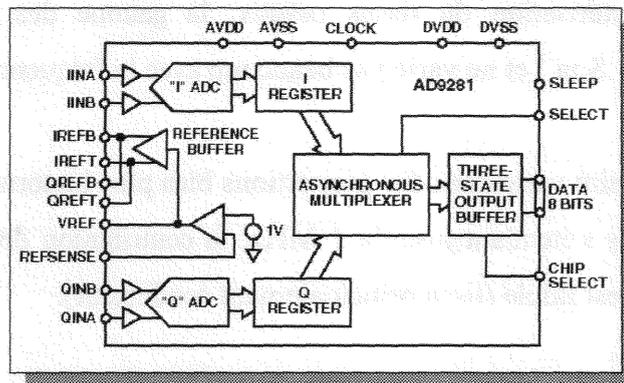


Figure C.1 : Schéma fonctionnel du convertisseur analogique/numérique AD9281

Ce circuit comporte donc deux convertisseurs analogique/numériques cadencés par une horloge commune (clock) ce qui assure leur synchronisme. Ainsi, un échantillon est prélevé sur chaque voie au même instant. Un multiplexeur asynchrone permet de sélectionner l'échantillon issu d'une voie ou de l'autre grâce à la broche SELECT (ou STROBE sur le schéma fonctionnel global). Cette broche de sélection fonctionnant sur niveau, il est possible de lire l'échantillon issu de chaque voie avant qu'une nouvelle conversion ne soit lancée.

La fréquence d'échantillonnage est égale à la fréquence de l'horloge. Les signaux de plus haute fréquence à acquérir étant à 1 MHz et afin de pouvoir disposer d'un léger coefficient de sur-échantillonnage, l'horloge pilotant le convertisseur devra pouvoir atteindre une fréquence de 10 MHz. Il est à noter que la limite fixée par le circuit est à 20 MHz mais il n'est pas

justifié d'atteindre cette valeur d'autant plus qu'une augmentation de la fréquence implique des contraintes temporelles plus sévères.

Enfin, l'utilisation de la tension de référence intégrée au circuit limite la tension pleine échelle à 1 Vpp soit encore une résolution de 3.9 mV.

C.2 - AMPLIFICATEUR A GAIN PROGRAMMABLE DOUBLE VOIE

C.2.1 - Dynamique des mesures

Afin d'évaluer la dynamique que le système d'acquisition doit être capable de couvrir, il faut évaluer la gamme d'impédances susceptible d'être rencontrée. En ne se restreignant pas uniquement à la caractérisation du tissu osseux, la gamme des conductivités s'étend d'environ 0.01 S.m^{-1} à 1 S.m^{-1} et ne varie pas beaucoup avec la fréquence pour un tissu donné.

La permittivité au contraire varie dans des proportions bien plus importantes. Cependant, dans le gamme de fréquences s'étendant jusqu'à 1 MHz, la contribution de la partie réactive des tissus à leur impédance est faible (tissu principalement conducteur).

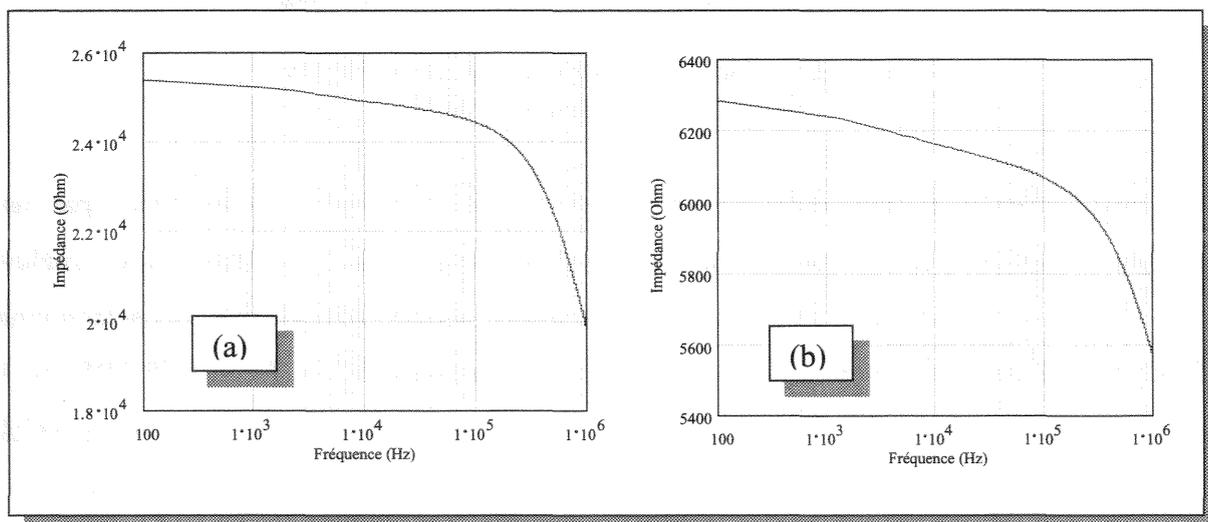


Figure C.2 -a et -b : Module de l'impédance d'un échantillon représentatif du tissu osseux en fonction de la fréquence

A titre d'illustration, les figures C.2a et C.2b donnent l'évolution de l'impédance d'un échantillon d'os compact et d'os spongieux de 10 mm d'épaisseur placé entre des électrodes

de même dimensions que celles de la cellule de mesure réalisée. Ces courbes ont été obtenues en utilisant le modèle de tissu osseux de [GAB 96] déjà évoqué dans les parties précédentes.

Ainsi, dans la gamme fréquentielle 100 Hz – 1 MHz, l'évaluation des impédances à mesurer peut se faire en ne considérant que la conductivité du milieu.

En prenant donc la gamme des conductivités telle que :

$$0.01 \leq \sigma \text{ (S} \cdot \text{m}^{-1}) \leq 1$$

Et une épaisseur d'échantillon d telle que :

$$1 \leq d \text{ (mm)} \leq 10$$

La gamme d'impédance à mesurer est alors telle que (avec les dimensions de notre cellule) :

$$50 \leq |Z| \text{ (}\Omega\text{)} \leq 50000$$

Soit un rapport 1000 ou encore une dynamique de 60 dB.

Cependant cette dynamique est celle du rapport de la tension mesurée sur le courant mesuré. Elle est donc différente de la dynamique des signaux à acquérir. En effet, admettons par exemple que le réglage de l'amplitude du générateur de signaux soit effectué de telle sorte à ce que le courant traversant l'échantillon soit toujours compris entre 1 μA et 10 μA . La dynamique du canal mesurant le courant n'est alors plus que de 20 dB et la dynamique du canal mesurant la tension est alors de 40 dB. La dynamique d'un convertisseur 8 bit étant de 48 dB, cette dernière est suffisante pour couvrir la gamme d'impédance à mesurer.

La réflexion précédente tend à suggérer qu'il n'y a pas besoin d'élargir la dynamique de mesure du système d'acquisition. Les points suivants doivent alors être pris en compte :

- Un courant compris entre 1 μA et 10 μA ne produit qu'un signal compris entre 11 mV et 110 mV en sortie de l'étage de conditionnement. Le signal de pleine échelle en entrée du

convertisseur analogique/numérique étant de 1 Vpp, il est nécessaire d'apporter une amplification si on veut minimiser le bruit de quantification.

- Une dynamique de 40 dB sur le signal de tension implique que le signal le plus faible n'a qu'une amplitude de 5 mV. Pour la même raison que précédemment, une amplification se révèle nécessaire.

Il s'avère donc indispensable de disposer d'un étage d'amplification à gain programmable en entrée du système d'acquisition.

C.2.2 - Schéma fonctionnel

Le schéma de la figure C.3 représente l'architecture de la carte d'amplification à deux voies.

Chaque voie comporte :

- En entrée, un multiplexeur (ADG508) permettant de choisir parmi quatre signaux différents. Le tableau TC.1 résume les quatre signaux disponibles :

Tableau TC.1 : Codes des multiplexeurs

Code multiplexeur	Signal sélectionné
00	Sortie conditionneur
01	signal de référence
10	référence / 20
11	référence / 100

Le code 00 est utilisé en mode normal, c'est à dire lors de l'acquisition d'un signal issu du conditionneur de cellule. Les autres sont utilisés en phase de calibration de la carte d'amplification et permettent l'acquisition d'un signal sinusoïdal de référence éventuellement divisé par 20 ou 100. On reviendra ultérieurement sur ce point.

- Le multiplexeur est suivi d'un étage suiveur OPA627 rendu indispensable par la petitesse de l'impédance d'entrée de l'étage suivant (100 Ω).
- Vient alors l'amplificateur à gain programmable (PGA) proprement dit (AD 603). Il s'agit d'un amplificateur large bande (30 Mhz dans la configuration utilisée ici) dont le gain est programmable via une tension analogique. Plusieurs modes de fonctionnement sont possibles et celui retenu implique la relation entre gain et tension de programmation suivante :

$$\text{Gain (dB)} = 40 \cdot V_G + 20$$

$$\text{avec } -0.5 \leq V_G \text{ (V)} \leq 0.5$$

Le gain peut donc être choisi entre 0 dB et 40 dB ce qui est suffisant par rapport à nos besoins.

- Un convertisseur numérique/analogique (CNA) permet de produire la tension analogique de contrôle du gain. Le modèle utilisé est un AD7302 qui présente l'avantage de comporter deux convertisseurs 8 bits avec bus de données multiplexé. Le nombre de lignes numériques est ainsi réduit.

Pour une raison d'économie de broches qui nous a été imposée par la carte de commande, le bit de poids faible du double CNA a été détourné au profit des multiplexeurs. On dispose donc non pas de 256 gains différents mais seulement de 128 ce qui est plus que suffisant.

- Deux ponts diviseurs ajustables sont associés à chaque PGA de telle sorte à pouvoir calibrer la tension de contrôle issue du CNA.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

C.2.3 - Calibration de la carte d'amplification

Les amplificateurs programmables AD603 ont une précision sur le gain programmé de 0.5 dB ce qui autorise près de 6% d'erreur. A cette erreur vient s'ajouter celle de la tension de programmation issue du CNA double voies AD7302. Cette dernière se révèle importante en raison de la tension de décalage présente en sortie du circuit.

Malgré la bande passante assez élevée de ces mêmes amplificateurs programmables (30 MHz), la programmation d'un gain différent sur chacune des voies peut conduire à l'apparition d'un déphasage parasite entre ces dernières. Ainsi, il a été déterminé expérimentalement qu'un déphasage d'environ 2 degrés existe à 1 MHz lorsqu'une voie est programmée avec un gain de 1 et l'autre avec un gain de 100. On remarquera cependant que ce déphasage reste faible et que le cas présenté constitue un extrême.

Afin de pouvoir mesurer le gain réel obtenu pour divers codes de programmation envoyés au CNA, la carte a été dotée d'une entrée permettant de recevoir un signal de référence ainsi que de deux ponts diviseurs de précision (0.2 %) réalisant une division par 20 et par 100 du signal de référence. Ces ponts diviseurs sont rendus nécessaires par le fait que la tension de référence est délivrée par un générateur de signaux HP 33120A dont l'amplitude de sortie est au minimum de 25mV. Compte tenu des gains à tester et de l'amplitude maximale admissible en entrée des convertisseurs analogiques/numériques, cette tension est trop élevée et doit donc être réduite.

La précision de chaque pont diviseur étant de 0.2 % (résistances à 0.1 %), la précision sur le module de l'impédance est alors de 0.4 %.

La correction du déphasage entre les voies en fonction de la fréquence et des gains programmés est bien plus délicate car les éléments réactifs parasites présents sur les résistances constituant les ponts diviseurs peuvent introduire une rotation de phase parasite. Compte tenu de la faible correction à apporter, celle-ci est sera effectuée lors de la phase de calibration de l'ensemble de la cellule de mesure.

C.3 - CARTE DE COMMANDE

C.3.1 - Schéma fonctionnel

Les deux cartes décrites dans les deux paragraphes précédents nécessitent un certain nombre de signaux de contrôle. Par ailleurs, le flot de données issu de la carte de conversion analogique/numérique doit être démultiplexé et transféré vers le PC via le bus ISA. La carte de commande est chargée de remplir l'ensemble de ces fonctions.

Le schéma fonctionnel de cette carte est présenté figure C.4.

C.3.2 - Le circuit programmable EPM7128

Le cœur du système est intégré dans un composant programmable (EPM7128) de type CPLD produit par ALTERA. L'utilisation d'un tel circuit comporte deux avantages très importants à savoir l'utilisation d'un seul composant là où plusieurs dizaines auraient été nécessaires et la possibilité de reconfigurer ce circuit (via le connecteur J4) sans même avoir à le débrancher. Cette fonctionnalité assure la possibilité de corriger les erreurs lors de la phase de mise au point, ainsi que la possibilité de faire évoluer la carte.

Ce circuit est cadencé par un oscillateur intégré à 20 MHz. Cette fréquence permet par division par deux de produire une horloge à 10 MHz destinée au double convertisseur analogique/numérique de la carte de conversion.

Le détail de la logique implantée dans ce circuit est présenté dans la section C.4 de cette annexe.

C.3.3 - Les mémoires FIFO

La carte de commande dispose également de deux mémoires FIFO de type 16Kx9 (CY7C462A). A chaque voie d'acquisition est associée une de ces mémoires ce qui autorise le stockage de 16384 échantillons par voie.

La présence de ces mémoires FIFO est justifiée par la limite du taux de transfert du bus ISA. Avec ce bus, il est possible dans le meilleur des cas d'avoir un taux de transfert de 1 Mo par seconde. Ayant deux voies à acquérir simultanément et cela avec une fréquence d'échantillonnage pouvant atteindre 10 MHz, le taux de transfert nécessaire est de 20 Mo par seconde. Le bus ISA ne peut donc transférer en temps réel un tel flot de données.

L'utilisation des mémoires FIFO résout ce problème en apportant les solutions suivantes :

- Les mémoires FIFO pouvant être lues et écrites au même instant et suivant des rythmes différents, le PC peut lire des échantillons pendant que les acquisitions ont lieu. Il n'y a donc pas de temps perdu et la différence de rythme entre carte d'acquisition et PC n'a pas d'incidence.
- Pour les fréquences d'échantillonnage inférieures à 500 kHz (par voie), le transfert sur le bus ISA se fait en continu sans que les FIFO ne soient jamais saturées. Celles-ci sont donc transparentes et le nombre d'échantillons transférés n'est pas limité.
- Pour les fréquences d'échantillonnages supérieures à 500 kHz, le PC lit les échantillons moins vite que la carte de commande ne les stocke dans les FIFO. Ces dernières se remplissent donc progressivement jusqu'à saturation. Lorsque celle-ci est atteinte, l'écriture dans les FIFO doit être arrêtée car sinon des échantillons seraient perdus. Le nombre d'échantillons acquis est donc limité d'où l'intérêt d'avoir choisi des mémoires de taille importante.

C.3.4 - Les connecteurs

Trois connecteurs distincts équipent cette carte.

- Le connecteur J1 de type DB25 assure la connexion de la carte de commande avec la carte de décodage d'adresse logée dans le PC.
- Le connecteur J2 permet la connexion à la carte de conversion analogique/numérique.
- Le connecteur J3 assure la liaison avec le double amplificateur programmable.

On notera également la présence de deux connecteurs BNC véhiculant sous 50 Ω les horloges nécessaires au pilotage de la carte de conversion analogique/numérique.

C.3.5 - Les registres de contrôle et d'état

Le contrôle de la carte de commande se fait depuis le PC via le bus ISA. Un certain nombre de registres de contrôle ont été définis et implantés dans le circuit programmable EPM7128 et permettent de piloter l'ensemble du système. Des registres d'état renseignent sur l'état du système. Le tableau 6 décrit ces registres et donne les adresses auxquelles ils sont accessibles.

Tableau TC.2 : Registres d'état et de contrôle

Registre	Adresse (Hex)	Description
CHAN_SLCT	0300	sélection voies d'entrée et RAZ système.
DECIM_L	0301	poids faible du facteur de décimation
DECIM_H	0302	poids fort du facteur de décimation
FIFO_A	0303	registre de donnée FIFO A
FIFO_B	0304	registre de donnée FIFO B
STATE_FIFO	0305	registre d'état des FIFO
CNA_DATA	0306	registre de donnée du CNA (prog. gain)
CNA_CTRL	0307	registre de contrôle du CNA

- CHAN_SLCT : Permet la commande des multiplexeurs de la carte d'amplification programmable. Il commande également la remise à zéro du système ainsi que le lancement des acquisitions.

MSB	6	5	4	3	2	1	LSB
X	X	X	1 = RAZ 0 = ACQUIS	MSB MUX B	LSB MUX B	MSB MUX A	LSB MUX A

- DECIM_L et DECIM_H : Ces deux registres permettent de sélectionner la valeur du facteur de division de l'horloge principale en vue de la production de l'horloge alimentant les convertisseurs analogiques/numériques.
- FIFO_A et FIFO_B : Registres au travers desquels les FIFO peuvent être lus.
- STATE_FIFO : Registre permettant de savoir si une mémoire FIFO est actuellement vide, pleine ou si elle a été pleine à un instant passé.

MSB	6	5	4	3	2	1	LSB
A vide période précédente	B vide période précédente	A a été pleine	B a été pleine	A pleine	B pleine	A vide	B vide

- CNA_DATA : Registre permettant l'envoi du code 8 bits de programmation du gain d'une voie de la carte d'amplification.
- CNA_CTRL : Registre de contrôle du double CNA de programmation des gains.

MSB	6	5	4	3	2	1	LSB
X	X	X	X	X	X	1 = ECRITURE CNA	0 = CNA A 1 = CNA B

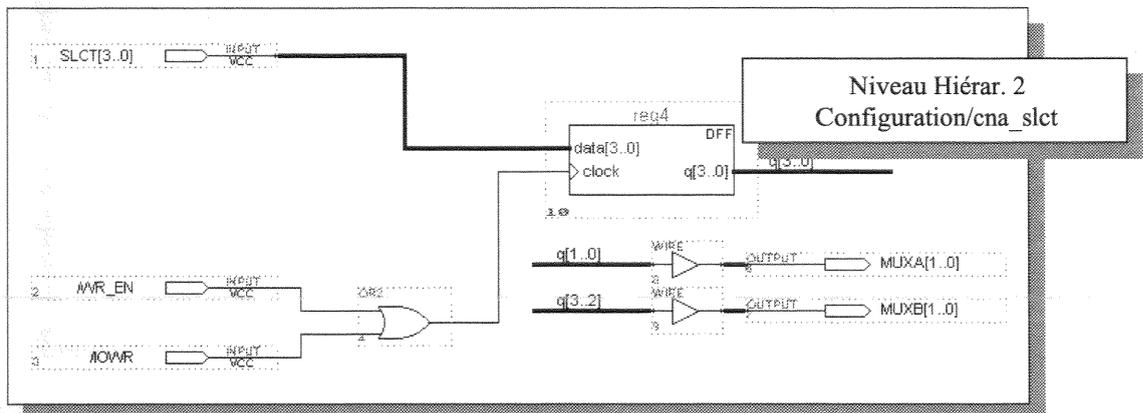
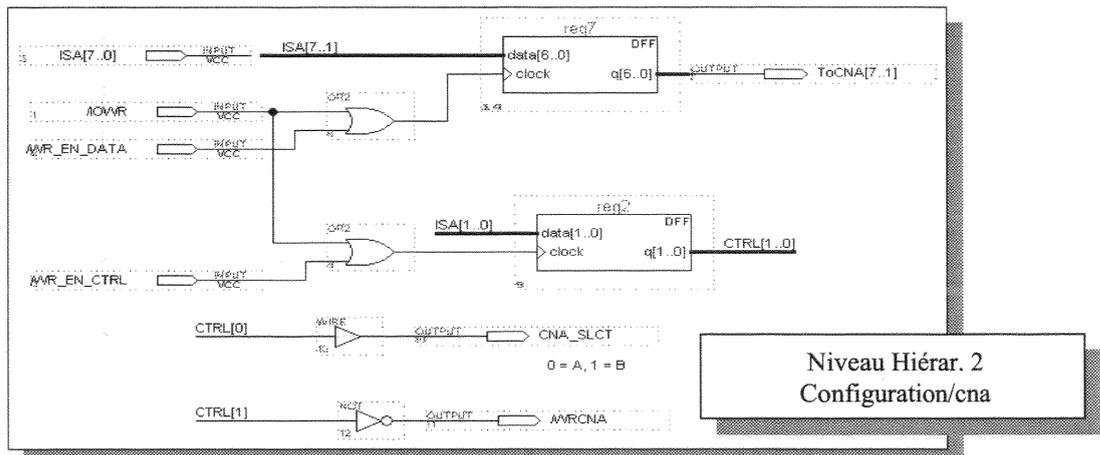
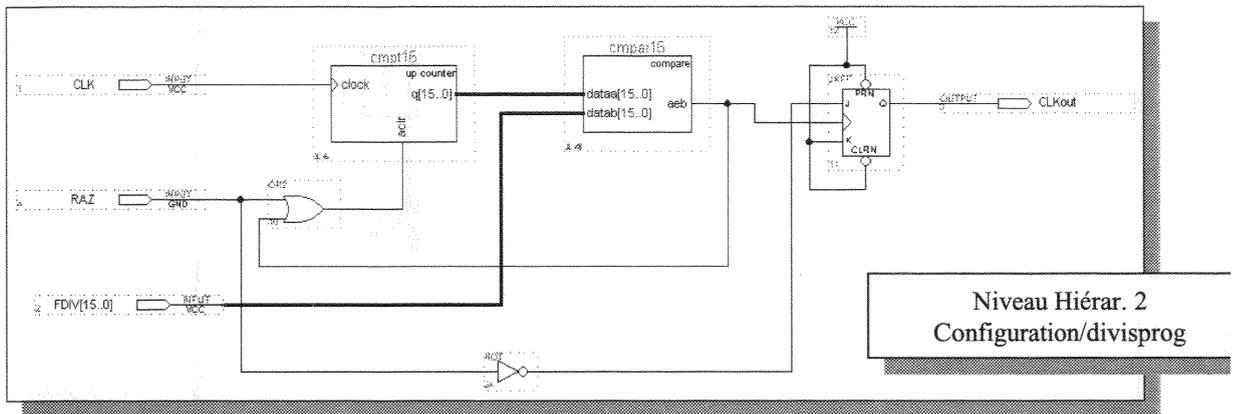
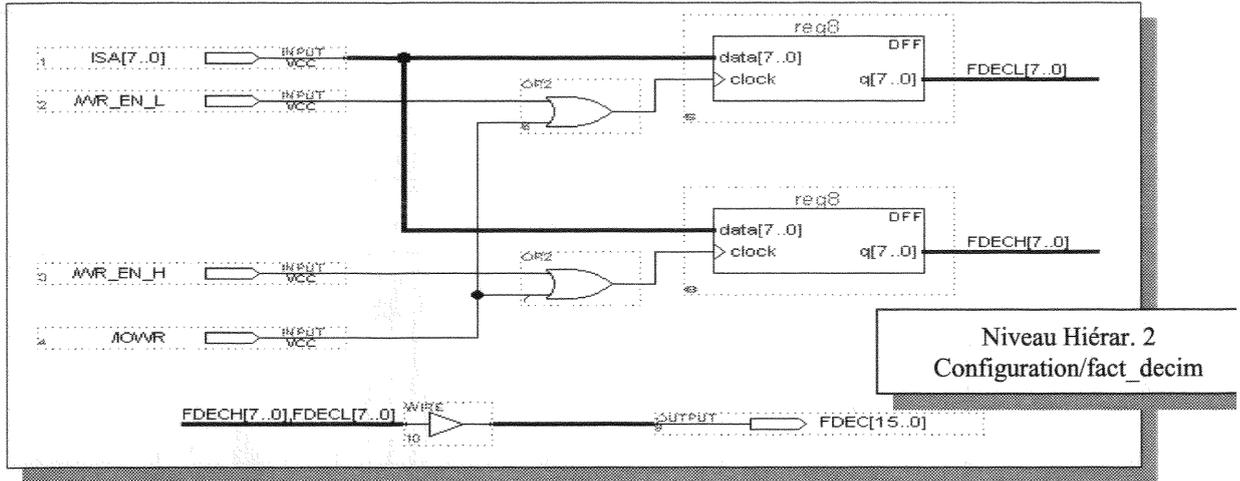
C.4 – UNITE DE COMMANDE

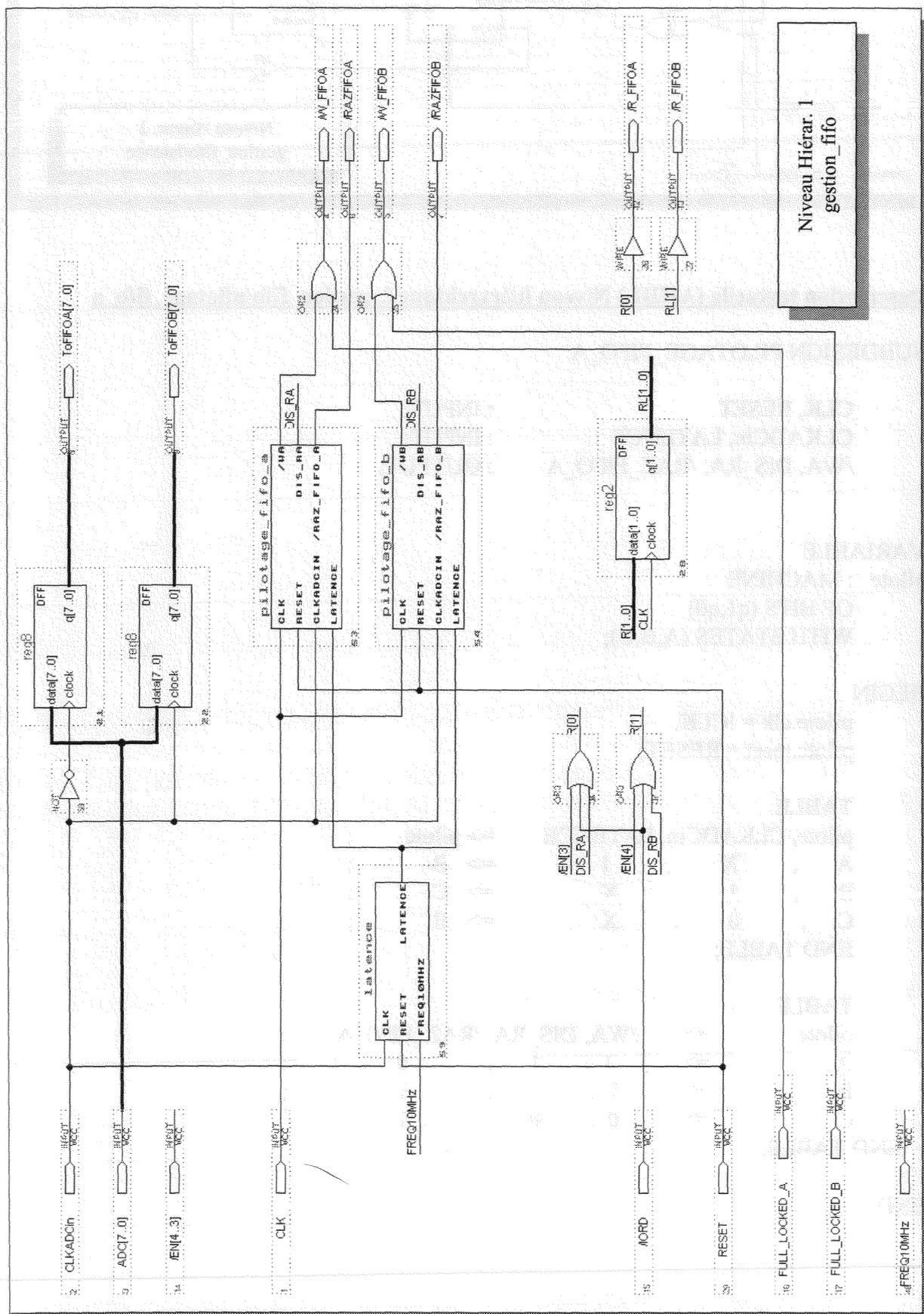
Toute la partie du système d'acquisition est réalisée à partir d'un circuit programmable de type CPLD. Le circuit utilisé est produit par ALTERA et porte la référence EPM7128STC100-15. Ce circuit présente l'immense avantage de pouvoir être programmé et reprogrammé alors qu'il est déjà en place dans l'application. Il est ainsi possible de corriger très facilement toute erreur de conception sans avoir à toucher à la partie matérielle.

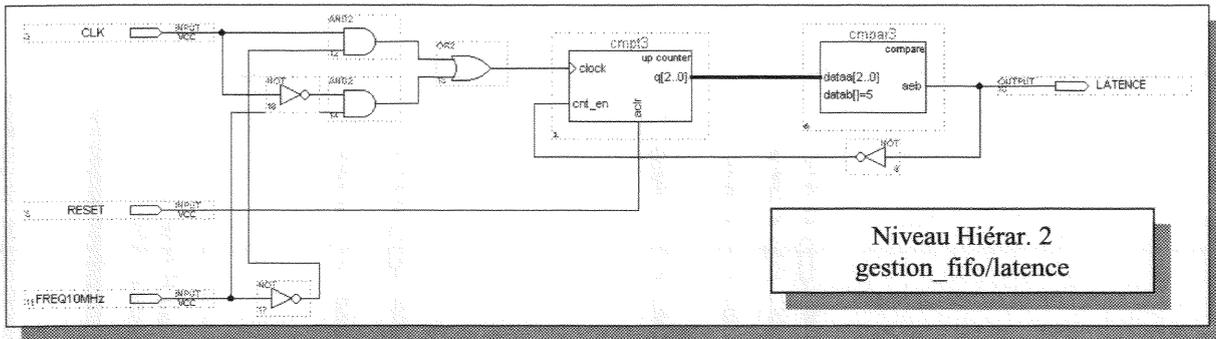
Dans les pages qui suivent, on trouvera les schémas du circuit implanté. S'agissant d'une description hiérarchique, le niveau de hiérarchie est rappelé par un chiffre sur chaque schéma. Le niveau 0 repère le niveau hiérarchique le plus élevé.

Comme le montre le schéma de niveau 0, l'unité de commande est décomposée en trois blocs fonctionnels principaux :

- Bloc "configuration" : C'est ce bloc qui reçoit et mémorise l'ensemble des paramètres de configuration émis par le PC et place les divers organes sous son contrôle dans l'état conforme à la valeur de ces paramètres. Il contrôle ainsi les multiplexeurs et le CNA de la carte à amplificateurs programmables et réalise également la division de l'horloge principale afin d'obtenir la fréquence d'échantillonnage désirée.
- Bloc "gestion_fifo" : Ce bloc fonctionnel produit les signaux d'écriture, de lecture et d'effacement des mémoires fifo et réalise au préalable le démultiplexage des données issues de la carte de conversion analogique/numérique. Il reçoit également des informations sur l'état des mémoires et afin de ne pas perdre de données, bloque les écritures dès que les mémoires sont pleines.
- Bloc "State_fifo" : Comme son nom l'indique, ce bloc fonctionnel collecte les informations relatives à l'état des mémoires fifo et produit deux signaux supplémentaires qui se verrouillent à l'état haut dès qu'une mémoire est pleine. Ce sont ces signaux qui seront pris en compte par le bloc "gestion_fifo" afin de ne pas perdre de données.







Description textuelle (AHDL) Niveau hiérarchique 2, gestion fifo/pilotage fifo a

SUBDESIGN PILOTAGE_FIFO_A

```
(
    CLK, RESET                : INPUT;
    CLKADCin, LATENCE         : INPUT;
    /WA, DIS_RA, /RAZ_FIFO_A : OUTPUT;
)
```

VARIABLE

```
pilote : MACHINE
        OF BITS (q1,q0)
        WITH STATES (A,B,C);
```

BEGIN

```
pilote.clk = !CLK;
pilote.reset = RESET;
```

TABLE

```
pilote, CLKADCin, LATENCE => pilote ;
A , X , 1 => B ;
B , 1 , X => C ;
C , 0 , X => B ;
END TABLE;
```

TABLE

```
pilote => /WA, DIS_RA, /RAZ_FIFO_A ;
A => 1 , 1 , 0 ;
B => 1 , 0 , 1 ;
C => 0 , 0 , 1 ;
```

END TABLE;

END;

Description textuelle (AHDL) Niveau hiérarchique 2, gestion fifo/pilotage fifo b

SUBDESIGN PILOTAGE_FIFO_B

```
(
  CLK, RESET           : INPUT;
  CLKADCin, LATENCE   : INPUT;
  /WB, DIS_RB, /RAZ_FIFO_B : OUTPUT;
)
```

VARIABLE

```
pilote : MACHINE
  OF BITS (q1,q0)
  WITH STATES (A,B,C);
```

BEGIN

```
pilote.clk = !CLK;
pilote.reset = RESET;
```

TABLE

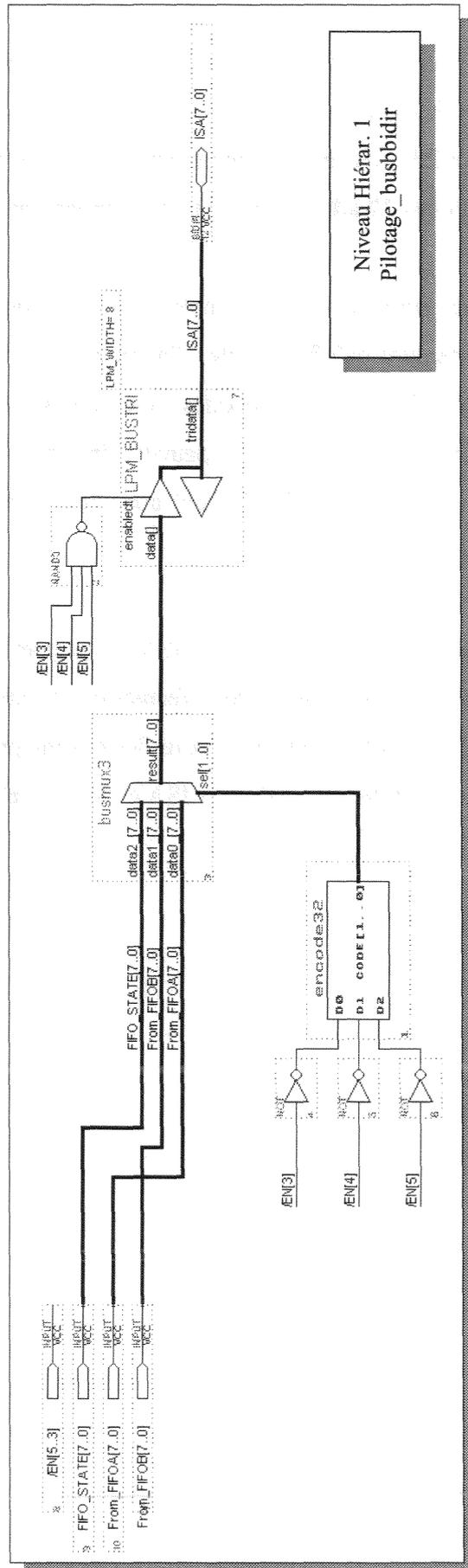
```
pilote, CLKADCin, LATENCE => pilote ;
A , X , 1 => B ;
B , 0 , X => C ;
C , 1 , X => B ;
END TABLE;
```

TABLE

```
pilote => /WB, DIS_RB, /RAZ_FIFO_B ;
A => 1 , 1 , 0 ;
B => 1 , 0 , 1 ;
C => 0 , 0 , 1 ;
```

END TABLE;

END;

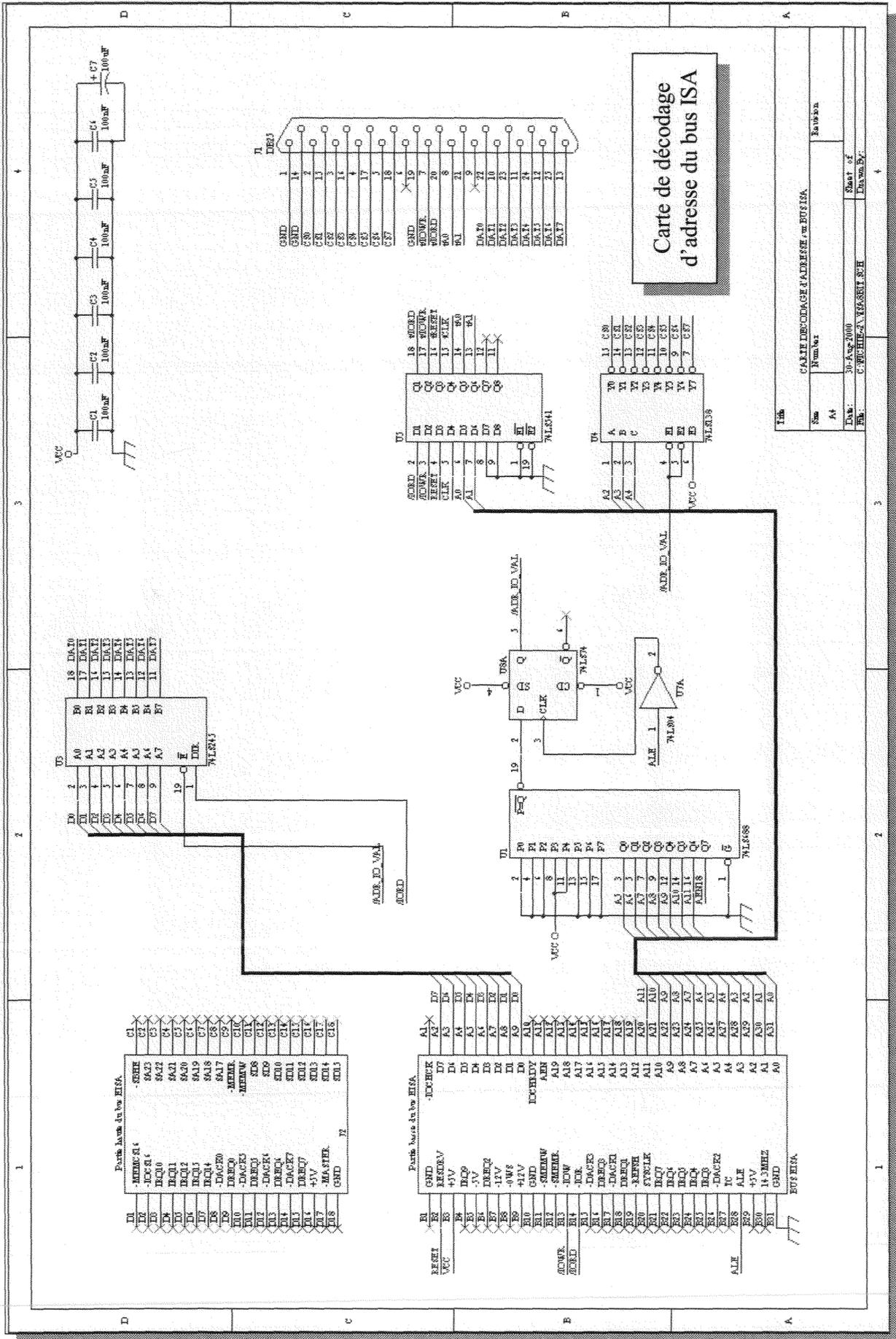


C.5 – CARTE DE DECODAGE D'ADRESSE SUR BUS ISA.

Afin d'assurer la communication entre le PC et la carte de commande, une carte de décodage d'adresse s'insère entre ces deux unités. Sur le bus d'adresse du bus ISA, 32 adresses, à partir de H0300 (hex), sont disponibles car normalement jamais utilisées par aucun périphérique. Il est ainsi possible d'exploiter ces 32 adresses pour le développement de cartes personnelles.

Le schéma présenté à la page suivante est très simple et n'appelle que peu de commentaires. Il convient cependant de remarquer qu'afin d'éviter d'avoir à utiliser un décodeur à 32 sorties, seuls les bits A2 à A7 sont effectivement décodés. A chaque signal CS (Chip Select) ainsi produit correspond 4 adresses différentes qui peuvent être décodée grâce aux deux bits d'adresse restants A0 et A1. Ces deux bits doivent donc être présents sur le connecteur de sortie afin de ne pas perdre d'adresses.

Les PC actuels sont généralement équipés du bus EISA qui permet un transfert sur 16 bits au lieu de 8. Cependant, des essais que nous avons effectués ont montré que le taux de transfert n'était pas amélioré en utilisant cette extension. Pour des raisons pratiques, nous avons donc choisi d'utiliser simplement la partie basse du bus ISA et donc de réaliser des transferts sur 8 bits.



ANNEXE D

DEMODULATION ET DETECTION SYNCHRONE

D.1 - DEMODULATION ET DETECTION SYNCHRONE [SMI 92] [IAC 83]

D.1.1 - Démodulation synchrone

Encore appelée détection cohérente ou lock-in detection, cette méthode nécessite un signal de référence sinusoïdal (figure D1). Le signal étudié est alors mélangé au signal de référence grâce à un multiplicateur. Toutes les composantes fréquentielles sont alors rejetées par un filtre passe bas qui ne conserve que la composante continue du signal issu du multiplicateur.

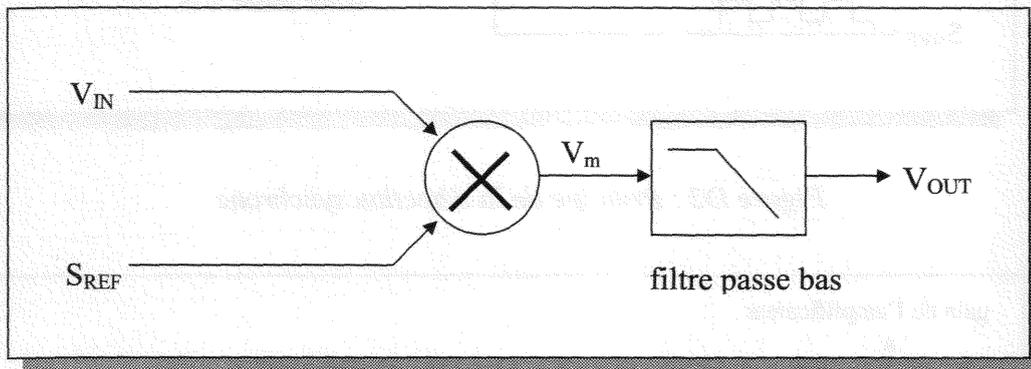


Figure D1 : Principe de la démodulation synchrone

Ainsi, avec $V_{IN} = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$ et $S_{REF} = \sin(\omega_0 t)$, on obtient avant filtrage :

$$V_m = \frac{A}{2} [\cos \varphi - \cos(2\omega_0 t + \varphi)]$$

Après filtrage il reste donc une composante continue V_{OUT}

$$V_{OUT} = \frac{A}{2} \cos \varphi$$

qui est proportionnelle à la composante réelle du signal.

En prenant $S_{REF} = \cos(\omega_0 t)$, on obtient alors après filtrage :

$$V_{OUT} = \frac{A}{2} \sin \varphi$$

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

qui est proportionnel à la composante imaginaire du signal.

D.1.2 - Détection synchrone

La structure du détecteur synchrone résulte d'une simplification technologique du démodulateur synchrone. En effet, dans le cas présent, le signal de référence initialement sinusoïdal est remplacé par un signal carré d'amplitude unité (figure D2). Par ailleurs, au lieu d'utiliser un véritable multiplicateur, on réalise un découpage du signal analysé :

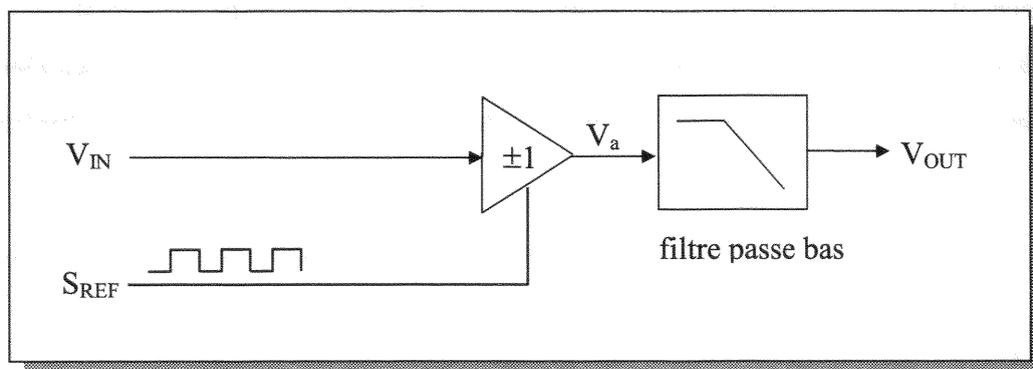


Figure D2 : Principe de la détection synchrone

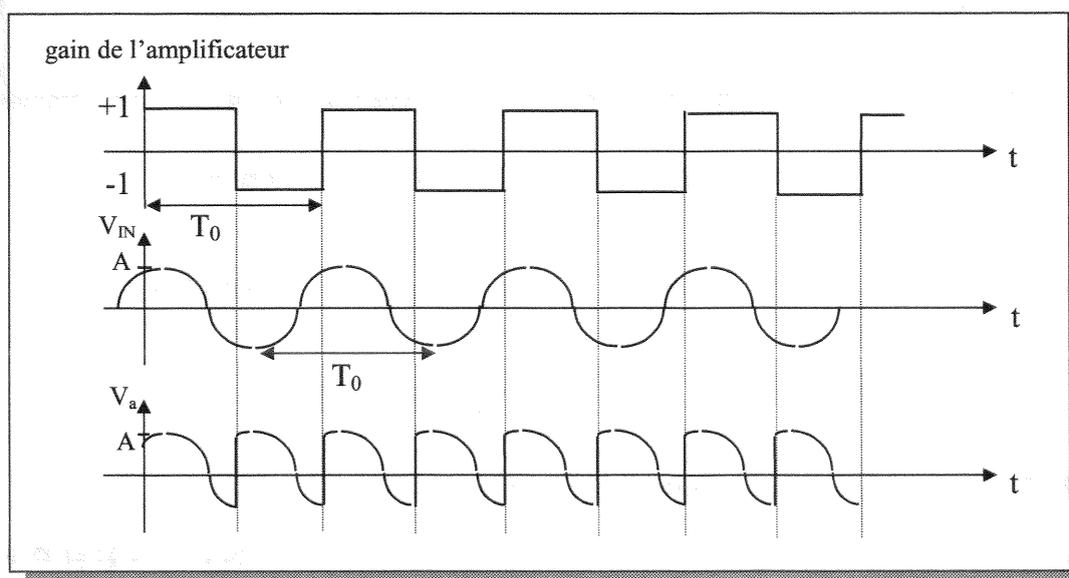


Figure D3 : Illustration du fonctionnement de la détection synchrone

Après filtrage passe bas du signal présent en sortie de l'amplificateur, il ne reste plus que sa composante continue, c'est à dire sa valeur moyenne. Cette dernière, dans le cadre de l'exemple de la figure D3 et pour des signaux de période T_0 est donnée par :

$$V_{\text{OUT}} = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0/2} V_{\text{IN}} dt$$

$$V_{\text{OUT}} = \frac{2A}{T_0} \int_0^{T_0/2} \sin(2\pi f_0 t + \varphi) dt$$

$$V_{\text{OUT}} = \frac{2A \cos \varphi}{\pi}$$

En prenant S_{REF} en quadrature par rapport au cas précédent, on obtient :

$$V_{\text{OUT}} = \frac{2A \sin \varphi}{\pi}$$

D.2 - PRINCIPE DE LA REJECTION DU BRUIT PAR PSD

Outre le fait que les méthodes de PSD permettent d'obtenir les composantes réelles et imaginaires du signal d'entrée, ces méthodes présentent avant tout l'avantage d'améliorer considérablement le rapport signal sur bruit de la mesure. Nous présentons ici brièvement le principe mis en œuvre.

Pour comprendre d'où vient l'amélioration du rapport signal sur bruit, il faut d'abord évaluer ce que vaut la sortie lorsque la fréquence du signal analysé est différente de la fréquence du signal de référence. En se plaçant dans le cas de la démodulation synchrone (mais le principe est le même pour la détection synchrone), nous pouvons donc écrire pour le signal en sortie du multiplicateur :

$$V_m = A \sin(\omega_0 t + \varphi) \cdot \sin(\omega_{\text{ref}} t)$$

Dans cet exemple, le signal d'entrée a une pulsation ω_0 et la sinusoïde de référence est à la pulsation ω_{ref} . En prenant $\varphi = 0$ pour simplifier le calcul, on a donc :

$$V_m = \frac{A}{2} [\cos(\omega_{\text{ref}} - \omega_0)t - \cos(\omega_{\text{ref}} + \omega_0)t]$$

En admettant que le filtre passe bas rejette totalement la seconde composante, il reste :

$$V_{\text{OUT}} = \frac{A}{2} \cos \Delta\omega t$$

avec $\Delta\omega = \omega_{\text{ref}} - \omega_0$.

Cette composante de pulsation $\Delta\omega$ sera fortement atténuée si elle est supérieure à la fréquence de coupure ω_c du filtre passe bas de sortie. La composante en entrée de pulsation ω_0 aura donc d'autant moins d'influence sur la sortie V_{OUT} que ω_0 est éloigné de ω_{ref} . Tout se passe donc comme si un filtre passe bande de largeur de bande $2\omega_c$ était centré sur ω_{ref} .

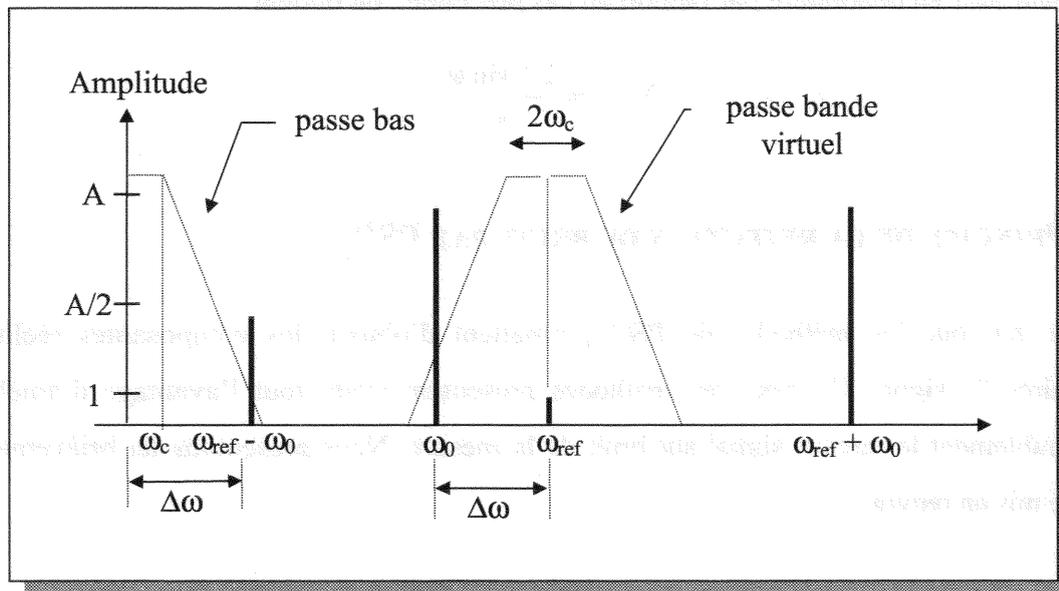


Figure D4 : Principe de réjection du bruit par PSD
(L'amplitude des différentes composantes est représentée avant filtrage)

Comme il est possible de réaliser un filtre passe bas ayant une fréquence de coupure très faible, le filtre passe bande « virtuel » centré sur ω_{ref} sera alors extrêmement étroit (couramment 1 mHz [BLA 75]) et pourra donc présenter un coefficient de qualité très élevé ce qui est très difficile à réaliser en basse fréquence. Ainsi, en dessous de 100 Mhz, on estime qu'un coefficient de qualité Q égal à 200 constitue pratiquement une limite. Avec un filtre passe bas ayant une fréquence de coupure de 0.01 Hz (soit une constante de temps de près de 16 secondes !), et une fréquence de référence de 1 kHz, on obtient $Q = 5.10^4$ ce qui est considérable.

D.3 - LIMITATIONS DE LA DETECTION ET DE LA DEMODULATION SYNCHRONES

D.3.1 - Filtre passe bas

A la lumière des explications précédentes, il apparaît clairement que le filtre passe bas de sortie est capital. Afin d'assurer une réjection maximale du bruit, celui-ci doit présenter une fréquence de coupure aussi faible que possible. Malheureusement, la fréquence de coupure étant liée à la constante de temps du filtre, le temps de réponse de ce dernier peut rapidement devenir excessif surtout si on désire réaliser une mesure en temps réel.

D.3.2 - Tension d'offset

Une source d'erreur importante provient du fait que la valeur mesurée en sortie du détecteur (ou du démodulateur) est une grandeur continue. Ainsi, toute tension d'offset perturbe directement la mesure. Ce problème peut être réduit en ajustant cet offset mais il faut alors recourir à des composants très stables afin que d'éventuelles dérives ne viennent pas détériorer le réglage.

D.3.3 - Sensibilité aux harmoniques et aux composantes non cohérentes

La détection synchrone se révèle particulièrement sensible aux éventuelles harmoniques impaires présentes dans le signal analysé. Ce phénomène résulte du fait que le signal de référence n'est pas sinusoïdal mais carré, ce dernier étant lui-même riche en harmoniques impaires. En effet, en décomposant en série de Fourier le signal de référence, le résultat de sa multiplication avec V_{IN} s'écrit (pour un signal carré symétrique par rapport à zéro) :

$$V_a = A \sin(\omega_0 t + \varphi) \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \left[\cos \omega_{ref} t - \frac{\cos 3\omega_{ref} t}{3} + \frac{\cos 5\omega_{ref} t}{5} - \dots \right]$$

soit encore :

$$V_a = \frac{2A}{\pi} \left\{ \sin[(\omega_0 + \omega_{ref})t + \varphi] + \sin[(\omega_0 - \omega_{ref})t + \varphi] - \frac{1}{3} \sin[(\omega_0 + 3\omega_{ref})t + \varphi] - \frac{1}{3} \sin[(\omega_0 - 3\omega_{ref})t + \varphi] + \frac{1}{5} \dots \right\}$$

On constate alors que si V_a est de pulsation multiple impaire de ω_{ref} , alors une composante continue apparaît. Une telle composante peut donc résulter de la présence d'une harmonique

impaire dans le signal d'entrée. Cette source d'erreur est généralement réduite en ajoutant un filtre passe bas ayant une fréquence de coupure inférieure à $3\omega_0$.

Grâce à la formule précédente, on constate également qu'une composante fréquentielle légèrement décalée par rapport à la fréquence de référence, c'est à dire non cohérente avec cette dernière, peut également produire une erreur en sortie si l'écart des fréquences ($\Delta\omega$) est inférieur à la fréquence de coupure du filtre passe bas.

D.3.4 - Synchronisation des signaux de référence

Comme nous l'avons vu précédemment, l'obtention de la composante réelle et de la composante imaginaire du signal d'entrée nécessite deux signaux de référence en quadrature. Il est clair que ces deux signaux doivent être parfaitement synchronisés afin que les déphasages pris en compte lors des deux mesures soient identiques.

On trouvera dans [MEA 82] et [BLA 75] une étude détaillée des performances et applications de la détection synchrone.

D.3.5 - Implémentation numérique des techniques PSD

Les difficultés exposées au paragraphe précédent montrent que bien qu'étant simple dans son principe, la réalisation purement analogique d'un système de détection ou de démodulation synchrone nécessite la prise de précautions ainsi que l'usage de composants de hautes performances (offset, linéarité, stabilité...). Afin de palier à ce problème, des réalisations numériques sont apparues.

Dans une implémentation numérique, le principe fondamental de la PSD est conservé. La différence majeure est que le signal d'entrée est numérisé, éventuellement après être passé dans un filtre le débarrassant de ses harmoniques, puis un algorithme réalise la multiplication des échantillons avec ceux du signal de référence pour finalement passer dans un filtre passe-bas numérique. On peut ainsi idéaliser les opérations de multiplication et de filtrage.

Le signal de référence peut être synthétisé soit par une table de valeurs mise dans la mémoire du calculateur, soit par un générateur de signaux dont la sortie est numérisée en même temps que le signal étudié [CHA 94]. La première solution est la plus performante puisque que le signal de référence est alors vierge de tout bruit (s'il est codé sur un nombre suffisant d'octets) et son amplitude est parfaitement connue et stable.

On notera également que le résultat de la démodulation peut être évalué au fur et à mesure de l'arrivée des échantillons ou au contraire après avoir mémorisé toute une trame d'échantillons. Le choix entre ces deux solutions sera conditionné par les contraintes temporelles (résultat temps réel, temps de latence autorisé...) et la rapidité du calculateur.

Chauveau et al. [CHA 94] proposent un démodulateur synchrone numérique implanté sur DSP et réalisant simultanément l'acquisition du signal étudié et du signal de référence. Ils montrent par ailleurs que l'acquisition peut se faire en sous échantillonnage, dans le but de réduire le coût du convertisseur analogique-numérique, mais au prix de la nécessité d'observer un nombre important de périodes.

Iacopini et al. [IAC 83] proposent une implémentation numérique où le filtrage passe-bas est réalisé par intégration. Dans cette architecture, les signaux de référence en quadrature sont stockés dans deux tables distinctes. L'avantage de cette solution est qu'elle élude le problème de la synchronisation des signaux de référence.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[ACK 80] : J. J. ACKMANN, M. A. SEITZ, "Methods of complex impedance measurements in biologic tissue", CRC Critical Review in Biomedical Engineering, Vol. 11, Issue 4, pp. 281-309, 1980.

[ART 94] : J. ARTOLA, J. DELL, "Broyden quasi-Newton method applied to electrical impedance tomography", Electronics letters, Vol. 30 (1), pp. 27-28, 1994.

[ASC 67] : A. ASCENZI, E. BONUCCI, "The tensile properties of single osteons", Anatomical record, Vol. 158, pp. 375-386, 1967.

[ASC 68] : A. ASCENZI, E. BONUCCI, "The compressive properties of single osteons", Anatomical record., Vol. 161, pp. 377-392, 1968.

[ASC 99] : G. ASCH, "Acquisition de données. Du capteur à l'ordinateur.", Ed. Dunod, Paris, 1999.

[BAO 93] : J.Z. BAO, C.C. DAVIS, R.E. SCHMUKLER, "Impedance spectroscopy of erythrocytes: System calibration and nonlinear modeling", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 40 (4), pp. 364-378, 1993.

[BEH 81-1] : J. BEHARI, D. V. RAI, "Effects of some physiologically important drugs on the skin impedance", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 19, pp. 244-246, 1981.

[BEH 81-2] : J. BEHARI, S. SINGH, "Bioelectric characteristic of unstressed in vivo bone", Medical & Biological engineering & Computing, pp. 49-54, January 1981.

[BER 90] : M. BERTOLINI, "Spectromètre de bioimpédométrie à gestion automatisée", Thèse présentée à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1990.

[BLA 75] : D. P. BLAIR, P. H. SYDENHAM, "Phase sensitive detection as a means to recover signals buried in noise", J. Phys. E. : Sci. Instrum., Vol. 8, 621-627, 1975.

[BOA 83] : M.L. BOAS, "Mathematical methods in the physical sciences", Sec. Ed., John Wiley & Sons, 1983.

[BOL 85] : W. T. BOLK, "A general digital linearising method for transducers", J. Phys. E. : Sci. Instrum., Vol. 18, pp. 6164, 1985.

[BRA 77] : A. BRANDT, "Multi-level adaptive solutions to boundary-value problems", Mathematics of Computation, Vol. 31 (138), pp. 333-390, 1977.

[CAR 61] : B. A. CARRE, "The determination of the optimum accelerating factor for successive over relaxation", Computer Journal, pp. 73-78, 1961.

[CHA 80] : D. A. CHAKKALAKAL, M. W. JHONSON, R. A. HARPER & al., " Dielectric properties of fluid saturated bone ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-27 (2), pp. 95-100, 1982.

[CHA 94] : N. CHAVEAU, B. RIGAUD, J. P. MORUCCI, " Digital demodulation in bio-impedance measurement ", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 32 (5), pp. 566-571, 1994.

[COL 41] : K. S. COLE, R. H. COLE, " Dispersion and absorption in dielectrics. I. Alternating current characteristics ", Journal of Chemical Physics, Vol. 9, pp. 341-351, 1941.

[CZY 75] : J-C. CZYBA, P. DUBOIS, C. GIROD, "Eléments de biologie humaine, embryologie et histologie ", 2^{ème} édition, Flammarion médecine – sciences, sous la direction de J-M LEGAY, pp. 202-216, 1975.

[DEB 29] : P. DEBYE, " Polar molecules ", Edition New York : The chemical catalog, 1929.

[DEM 88] : G. DE MERCATO, F. J. G. SANCHEZ, " Dielectric properties of fluid saturated bone : a comparison between diaphysis and epiphysis ", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 26, pp. 313-316, 1988.

[DEM 92] : G. DE MERCATO, F. J. G. SANCHEZ, " Correlation between low-frequency electric conductivity and permittivity in the diaphysis of bovine femoral bone ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 39 (5), pp. 532-526, 1992.

[DES 98] : J.A. DESIDERI, " Modèles discrets et schémas itératifs", HERMES, 1998.

[EPS 83] : B. R. EPSTEIN, K. R. FOSTEIN, " Anisotropy in the dielectric properties of skeletal muscle ", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 21, pp. 51-55, 1983.

[FRI 32] : H. FRICKE, " The theory of electrolytic polarization ", Phil. Mag., pp. 310-318, 1932.

[GAB 96] : S. GABRIEL, E. CORTHOUT, C. GABRIEL, " The dielectric properties of biological tissues : I. Literature survey ", Phys. Med. Biol., Vol. 41, pp. 2231-2249, 1996.

[GAG 98] : C. GAGNY, " Conception et réalisation d'une sonde de mesure des caractéristiques électromagnétiques des tissus biologiques et de l'instrumentation associée : spectroscopie de bioimpédance par la méthode V/I dans la bande [1MHz, 1 GHz] ", thèse de l'Université Henri Poincaré, 1998.

[GAR 87] : F. GARDIOL, " Electromagnétisme ", Traité d'électricité, d'électronique et d'électrotechnique, publié sous la direction de J. Neirynek, Edition Dunod, 1987.

[GED 67] : L. A. GEDDES, L. E. BAKER, " The specific resistance of biological material. A compendium of data for the biomedical engineer and physiologist ", Med. & Biol. Engng., Vol. 5, pp. 271-293, 1967.

[GLI 95] : M. GLIDEWELL, T. Ng. KWONG, "Anatomically constrained electrical impedance tomography for anisotropic bodies via a two-step approach", IEEE Transactions on Medical Imaging, Vol. 14 (3), pp. 498-503, 1995.

[GOE 98] : C. GOEURY, J.F. CHATEAUX, P.A. CHAPELON & al., "Characterizing a gelatin phantom in the low frequency band", ESHO 98 (European Society for Hyperthermic Oncology), Sept. 3-5, Nancy, France, 1998.

[GOO 98] : H. G. GOOVAERTS, T. J. C. FAES, E. RAAIJMAKERS & al., "A wide band high common mode rejection ratio amplifier and phase-locked loop demodulator for multifrequency impedance measurement", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 36, pp. 761-767, 1998.

[HAM 94] : L. HAMZAOU-IDRISSI, "Caractérisation des tissus biologiques par spectroscopie de la bio-impédance électrique", Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1994.

[HAR 98] : J.W. HARRIS, H. STOCKER, "Handbook of mathematics and computational sciences", Springer, 1998.

[HIN 94] : M. HINSENKAMP, "Stimulation électromagnétique de l'ostéogénèse et de la consolidation des fractures", Classe des Sciences, Académie Royale de Belgique, Edition R. de Bernardi, Aachen 1980.

[HOE 98] : R. HOEKEMA, K. VENNER, J. STRUIJK & al., "Multigrid solution of the potential field in modelling electrical nerve stimulation", Computers and Biomedical Research, Vol. 31, pp. 348-362, 1998.

[HON 89] : M. HONDA, "The impedance measurement handbook, a guide to measurement technology and techniques", Ed. : Hewlett Packard, 1989.

[HUA 87] : Z. HUANG, E. ZHENG, "Four-ring-electrode system for impedance measurement", IEEE Ninth Annual Conference of the Engineering in Medicine and Biology Society, pp. 1433-1434, 1987.

[HUR 85] : W. D. HURT, "Multiterm Debye dispersion relations for permittivity of muscle", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-32 (1), pp. 60-64, 1985.

[IAC 83] : E. IACOPINI, B. SMITH, G. STEFANINI & al., "Digital techniques applied to phase-sensitive detection", J. Phys. E. : Sci. Instrum., Vol. 16, pp. 844-847, 1983.

[INA 99] : U.S. INAN, A.S. INAN, "Engineering electromagnetics", Addison-Wesley, 1999.

[ISA 94] : D. H. ISAAC, M. GREEN, "The origins of preferred orientation in bone", Clinical Materials, Vol. 15, pp. 79-87, 1994.

[JAC 95] : P. JACOBS, A. VARLAN, W. SANSEN, "Design optimization of planar electrolytic conductivity sensors", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 33, pp. 802-810, 1995.

[JAI 79] : V. K. JAIN, W. L. COLLINS, D. C. DAVIS, "High-accuracy analog measurements via interpolated FFT", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. IM-28 (2), pp. 113-122, 1979.

[JOS 85] : J. JOSSINET, A. LOBEL, C. MICHOULET & al., "Quantitative technique for bioelectrical spectroscopy", J. Biomed. Eng., Vol. 7, pp. 289-294, 1985.

[JOS 91-1] : J. JOSSINET, C. TRILLAUD, "The design of current sources and voltmeters for electrical impedance measurements", Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 12 (1), pp. 73-80, 1991.

[JOS 91-2] : J. JOSSINET, E. T. McADAMS, "The skin-electrode interface impedance", Innov. Tech. Biol. Med., Vol.12 (1), pp. 21-31, 1991.

[KET 86] : R. KETTER, "Aspects of multigrid methods for problems in three dimensions", Applied Mathematics and Computation, Vol. 19, pp. 159-168, 1986.

[KIN 83] : Y. J. KINGMA, J. LENHART, K. L. BOWES & al., "Improved Ag/AgCl pressure electrodes", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 21, pp. 351-357, 1985.

[KOS 83] : J. D. KOSTERICH, K. R. FOSTER, S. R. POLLACK, "Dielectric permittivity and electrical conductivity of fluid saturated bone", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-30 (2), pp. 81-86, 1983.

[KOS 84] : J. D. KOSTERICH, K. R. FOSTER, S. R. POLLACK, "Dielectric properties of fluid-saturated bone. The effect of variation in conductivity of immersion fluid", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-31 (4), pp. 369-374, 1984.

[KRA 83] : A. KRASZEWSKI, S. S. STUCHLY, M. A. STUCHLY & al., "On the measurement accuracy of the tissue permittivity in vivo", IEEE Transactions on Instrumentation, Vol. 32 (1), pp. 37-42, 1983.

[KUN 00] : S. KUN, R. PEURA, "Effects of sample geometry and electrode configuration on measured electrical resistivity of skeletal muscle", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 47 (2), pp. 163-169, 2000.

[LEE 80] : C. R. LEESON, T. S. LEESON, "Histologie", 2^{ème} édition revue et augmentée, Masson, chapitre VII, pp.121-136, 1980.

[MAX 81] : J. C. MAXWELL, "A treatise on electricity and magnetism", 2^{ème} édition, Edition Oxford : Clarendon Press, 1881.

[MCA 91] : E. T. McADAMS, J. JOSSINET, "Electrode-electrolyte impedance and polarization", Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 12 (1), pp. 11-20, 1991.

[MCA 92] : E. T. McADAMS, J. JOSSINET, " A physical interpretation of Scwan's limit current of linearity ", Annals of Biomedical Engineering, Vol. 20, pp. 307-319, 1992.

[MCA 94] : E. T. McADAMS, J. JOSSINET, " The detection of the onset of electrode-electrolyte interface impedance nonlinearity : a theoretical study ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 11(5), pp. 498-500, 1994.

[MCA 95] : E. T. McADAMS, J. JOSSINET, " Modélisation du comportant à 'angle de phase constant' des tissus biologiques : pièges possibles ", Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 16 (6), pp. 661-670, 1995.

[MEA 82] : M. L. MEADE, " Advances in lock-in amplifiers ", J. Phys. E. : Sci. Instrum., Vol. 15, pp. 395-403, 1982.

[MIC 87] : S. M. MICHAELSON, J. C. LIN, " Biological effects and health implications of radio frequency radiation ", Ed. : Plenum Press, 1987.

[MOM 81] : F. MOMO, G. A. RANIERI, A. SOTGIU & al., " Microcomputer based phase sensitive detector ", J. Phys. E. : Sci. Instrum., Vol. 14, pp. 1253-1256, 1981.

[MOR 96] : J-P. MORUCCI, P-M. MARSILI, "Bioelectrical impedance techniques in medicine. Part III: Impedance imaging, Sec. Section: Reconstruction algorithms", Critical Reviews in Biomedical Engineering, Vol. 24(4-6), pp. 599-654, 1996.

[MOR 84] : F. MORIN, " Conductimètre de précision à quatre électrodes en courant alternatif ", J. Phys. E. : Sci. Instrum., Vol. 17, pp. 1224-1226, 1984.

[NEE 79] : P. S. NEELAKANTASWAMY, R. GOVINDARAJAN, " Noninvasive beam-wave reflectometric instrumentation for measuring complex permittivity of dielectric materials at microwave frequencies ", Review of Scientific instrumentation, Vol. 49 (6), pp. 858-860, 1979.

[ONA 82] : B. ONARAL, H. P. SCHWAN, " Linear and nonlinear properties of platinum electrode polarisation. Part 1 : frequency dependence at very low frequencies ", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 20, pp. 299-306, 1982.

[PAL 93-1] : R. PALLAS-ARENY, J. G. WEBSTER, " AC instrumentation amplifier for bioimpedance measurements ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 40 (8), pp. 830-833, 1983.

[PAL 93-2] : R. PALLAS-ARENY, J. G. WEBSTER, " Bioelectric impedance measurements using synchronous sampling ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 40 (8), pp. 824-829, 1993.

[PAN 76] : M. PANIZO, A. CASTELLANOS, J. RIVAS, " Finite-difference operators in inhomogeneous anisotropic media ", Journal of Applied Physics, Vol. 48 (3), pp. 1054-1057, 1976.

[PER 97] : J-P. PEREZ, R. CARLES, R. FLECKINGER, "Electromagnétisme : Fondements et applications", 3^{ème} Ed., Masson, 1997.

[PET 84] : R. PEETHIG, "Dielectric properties of biological materials : biophysical and medical applications ", IEEE Transactions on Electrical Insulation ,Vol. EI-19 (5), pp. 453-473, 1984.

[PID 92] : R. PIDAPARTI, D. B. BURR, " Collagen fiber orientation and geometry effects on the mechanical properties of secondary osteons ", Biomechanics, Vol. 25 (8), pp. 869-880, 1992.

[PLI 00] : U. PLIQUETT, E. GERSING, F. PLIQUETT, " Evaluation of fast-time domain based impedance measurements on biological tissue ", Biomedizinische Technik, Vol. 45, pp. 6-13, 2000.

[PLO 67] : R. PLONSEY, D. B. HEPPNER, " Considerations of quasi-stationarity in electrophysiological systems ", Bulletin of mathematical biophysics, Vol. 29, pp. 657-664, 1967.

[PLO 82] : R. PLONSEY, R. BARR, " The four electrode resistivity technique as applied to cardiac muscle ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-29 (7), pp. 541-546, 1982.

[POP 74] : M. H. POPE, O. OUTWATER, " Mechanical properties of bone as a function of position and orientation ", Biomechanics, Vol. 7, pp. 61-66, 1974.

[POR 84] : M. PORTIGLIATTI BARBOS, P. BIANCO, A. ASCENZI & al., " Collagen orientation in compact bone : II. Distribution of lamellae in the whole of the human femoral shaft with reference to its mechanical properties ", Metab. Bone Dis. & Rel. Res., Vol. 5, pp. 309-315, 1984.

[PRE 96] : W.H. PRESS, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING, B.P. FLANNERY, "Numerical recipes in C", Sec. Ed., Cambridge University Press, 1996.

[RAG 90] : RAGHEB, GEDDES, " Electrical Properties of Metallic Electrodes ", Medical and Biological Engineering and Computing, Vol 28 (2), pp. 182-186, 1990.

[RED 84] : G. N. REDDY, S. SAHA, " Electrical and dielectric properties of wet bone as a function of frequency ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-31 (3), pp. 296-303, 1984.

[RIG 96] : B. RIGAUD, J-P. MORUCCI, N. CHAUVEAU, " Bioelectrical impedance techniques in medicine. Part I : Bioimpedance measurement. Second section : Impedance spectrometry ", Critical Reviews in Biomedical Engineering, Vol. 24 (4-6), p. 257-351, 1996.

[ROB 68] : D. A. ROBINSON, " The electrical properties of metal microelectrodes ", Proceedings of the IEEE, Vol. 56 (6), pp. 1065-1071, 1968.

[ROB 79] : P. N. ROBILLARD, D. POUSSART, "Spatial resolution of four electrode array", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-26 (8), pp. 465-470, 1979.

[RUS 62] : S. RUSH, "Methods of measuring the resistivities of anisotropic conducting media in situ", Journal of Research of the National Bureau of standards, Vol. 66C (3), pp. 217-222, 1962.

[RUS 63] : S. RUSH, J. A. ABILDSKOV, R. McFEE, "Resistivity of body tissues at low frequencies", Circulation Research, Vol. XII, pp. 40-50, 1963.

[SAH 84] : S. SAHA, G. N. REDDY, J. A. ALBRIGHT, "Factors affecting the measurement of bone impedance", IEEE Transactions on Biomedical Engineering and Computing, Vol. 22, pp. 123-129, 1984.

[SAH 88] : S. SAHA, P. A. WILLIAMS, "Effect of storage methods on the dielectric properties of compact bone", Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 26, pp. 199-202, 1988.

[SAH 89] : S. SAHA, P. A. WILLIAMS, "Electric and dielectric properties of wet human cancellous bone as a function of frequency", Annals of Biomedical Engineering, Vol. 17, pp. 143-158, 1989.

[SAH 92] : S. SAHA, P. A. WILLIAMS, "Electrical and dielectric properties of wet human cortical bone as a function of frequency", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 39 (12), pp. 1298-1304, 1992.

[SAL 97] : H. I. SALEHEEN, T. Ng. KWONG, "New finite difference formulations for general inhomogeneous anisotropic bioelectric problems", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 44 (9), pp. 800-809, 1997.

[SAN 96] : F. J. G. SANCHEZ, G. DE MERCATO, "A study of dielectric anisotropy in dehydrated cortical bone", Medical Progress through Technology, Vol. 21, pp. 165-170, 1996.

[SAR 81] : T. K; SARKAR, K. R. SIARKIEWICZ, B. F. STRATTON, "Survey of numerical methods for solution of large systems of linear equations for electromagnetic field problems", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-29 (6), pp. 847-856, 1981.

[SCH 53] : H. P. SCHWAN, K. LI, "Capacity and conductivity of body tissues at ultrahigh frequencies", Proc. of the I.R.E., Vol. 41, pp. 1735-1740, 1953.

[SCH 57] : H. P. SCHWAN, C. F. KAY, "The conductivity of living tissues", Annals New York Academy of Sciences, pp. 1007-1013, 1957.

[SCH 63] : H. P. SCHWAN, "Physicals techniques in biological research", Vol. 6, Academic Press, 1963.

[SCH 92] : H. P. SCHWAN, "Linear and nonlinear electrode polarization and biological materials ", Annals of Biomedical Engineering, Vol. 20, pp. 269-288, 1992.

[SCH 95] : M. SCHAFFER, E. GERSING, B. SCHULTHEISS & al., "Measurement of the electrical impedance in biological tissues in frequency range from 0.1 Hz to 10 MHz. Investigation of the electrode interface and presentation of a new probe ", Proc. IX ICEBI, Heidelberg, Germany, Heidelberg : University of Heidelberg, pp. 32-35, 1995.

[SHI 98] : C. A. SHIFFMAN, R. AARON, "Angular dependence of resistance in non invasive electrical measurements of human muscle : the tensor model ", Phys. Med. Biol., Vol. 43, pp. 1317-1323, 1998.

[SMI 92] : R. W. M. SMITH, I. L. FREESTON, B. H. BROWN & al., "Design of a phase-sensitive detector to maximize signal-to-noise ratio in the presence of gaussian wideband noise ", Meas. Sci. Technol., Vol. 3, pp. 1054-1062, 1992.

[SMI 94] : J. R. SMITH, "The reduction of common-mode errors in impedance spectroscopy ", Meas. Sci. Technol., Vol. 5, pp. 333-336, 1994.

[STE 93] : P. STEENDIJK, G. MUR, E. T. VAN DER VELDE & al., "The four electrode resistivity technique in anisotropic media : theoretical analysis and application on myocardial tissue in vivo ", IEEE Transactions on Biomedical Engineering ,Vol. 40 (10), pp. 1135-1148, 1993.

[STO 82] : R. D. STOY, K. R. FOSTER, H. P. SCHWAN, "Dielectric properties of mammalian tissues from 0.1 to 100 MHz : a summary of recent data ", Phys. Med. Biol., Vol. 27 (4), pp. 501-513, 1982.

[STU 80] : M. A. STUCHLY, S. S. STUCHLY, "Dielectric properties of biological substances _ Tabulated ", Journal of Microwave Power, Vol. 15 (1), pp. 19-26, 1980.

[STU 84] : M. A. STUCHLY, S. S. STUCHLY, "Permittivity of mammalian tissues in vivo and in vitro. Advances in experimental techniques and recents ", International journal of electronics, Vol. 56, pp. 443-456, 1984.

[SUE 93] : M. F. SUESSERMAN, F. A. SPELMAN, "Quantitative in vivo measurements of inner ear tissue resistivities : I. In vitro characterization", IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 40 (10), pp. 1032-1047, 1993.

[SUR 85] : A. SUROWIEC, S. S. STUCHLY, A. SWARUP, "Radiofrequency dielectric properties of animal tissue as a function of time following death ", Phys. Med. Biol., Vol. 30 (10), pp. 1131-1141, 1985.

[SUR 86] : A. SUROWIEC, S. S. STUCHY, A. SWARUP, "Postmortem change of the dielectric properties of bovine brain tissues at low radiofrequencies ", Bioelectromagnetics, Vol. 7, pp. 31-43, 1986.

[SUR 87] : A. SUROWIET, S. S. STUCHLY, L. EIDUST & al., "In vitro dielectric properties of human tissues at radiofrequencies ", Phys. Med. Biol., Vol. 32 (5), pp. 615-621, 1987.

[TAY 00] : J. TAYLOR, "Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques", Sec. Ed., Dunod, 2000.

[THU 84] : M. THURAI, V. GOODRIDGE, R. J. SHEPPARD & al., "Variation with age of the dielectric properties of mouse brain cerebrum", Phys. Med. Biol., Vol. 29, pp. 1133-1136, 1984.

[TOR 94] : G.J TORTURA, G.J GRABOWSKI, "Principes d'anatomie et de physiologie", DeBoeck Université, 2nd Ed. française, pp. 156-158, 1994, Bruxelles.

[VAL 96] : M. E. VALENTINUZZI, "Bioelectrical impedance techniques in medicine ; Part I : Bioimpedance measurement ; First section : General concepts", Critical Review in Biomedical engineering, Vol. 24 (4-6), pp. 223-225, 1996.

[WAG 14] : K. W. WAGNER, "Explanation of the dielectric fatigue phenomenon on the basis of Maxwell's concept", Arkiv für electrotechnik – Edition Shering H. Berlin : springer-verlag, 1914.

[WEB 91] : J. G. WEBSTER, "Noise sources in surface electrodes", Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 12 (1), pp. 39-44, 1991.

[WOO 93] : E. J. WOO, P. HUA, J. G. WEBSTER & al., "A robust image reconstruction algorithm and its parallel implementation in electrical impedance tomography", IEEE Transactions on Medical Imaging, Vol. 12 (2), pp. 137-146, 1993.

[WTO 98] : J. WTOREK, A. POLINSKI, J. SELTER & al., "Cell for measurements of biological tissue complex conductivity", Technology and Health Care, Vol. 6, pp. 177-193, 1998.

[YOU 54] : D. YOUNG, "Iterative methods for solving partial difference equations of elliptic type", (référence inconnue), 1954.

LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications dans revues avec comité de lecture :

CHATEAUX J-F., NADI M., " Comparison of Performances of Electrical Impedance Tomography Evaluated with 2D and 3D Models ", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Special Issue on Medical Applications and Biological Effects of R/F Microwave, Vol. 48(11), pp. 1874-1878, 2000.

C. GOEURY, A. HEDJIEDJ, J-F. CHATEAUX, M. NADI "Caractérisation de l'immunité des stimulateurs cardiaques aux perturbations électromagnétiques basses fréquences 50 Hz et 25 kHz : Evaluation dans l'air de l'interaction aux perturbations conduites". Soumise à ITBM-RBM, Mai 2000

Communications à des Congrès internationaux avec actes indexés :

CHATEAUX J-F., NADI M., " Comparison between 2D and 3D electromagnetics fields in an impedance cell based on Electrical Impedance Tomography", 17th Annual Meeting of the European Society for Hyperthermic Oncology, Septembre 1998, Nancy.

C. GOEURY, J.F. CHATEAUX, P.A. CHAPELON, A. HEDJIEDJ, M. NADI " Characterizing a gelatin phantom in the low frequency band " ESHO 98 (European Society for Hyperthermic Oncology), Sept. 3-5, 1998, Nancy, France.

C. GOEURY, A. HEDJIEDJ, J-F. CHATEAUX, M. NADI "Caractérisation de l'immunité des stimulateurs cardiaques aux perturbations électromagnétiques basses fréquences 50 Hz et 25 kHz : Evaluation dans l'air de l'interaction aux perturbations conduites". Présentation orale au 10^{ème} Forum des Jeunes Chercheurs, 13-14 juin 2000, Tours, France.

S.C.D. - U.H.P. NANCY 1
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES
Rue du Jardin Botanique
54600 VILLERS-LES-NANCY

Résumé

La modélisation de l'interaction d'un champ électromagnétique avec les tissus biologiques nécessite une connaissance des valeurs de leur conductivité électrique et de leur permittivité diélectrique. Bien que de nombreux travaux aient déjà été effectués dans ce domaine, les données disponibles n'en restent pas moins éparses et sujettes à caution. Le système développé lors de ce travail est destiné à la caractérisation des tissus dans le domaine des basses fréquences [100 Hz - 1 MHz]. La cellule de mesure est de type tétrapolaire. Des électrodes de garde assurent le confinement du champ électrique afin de pouvoir caractériser des échantillons de tailles variables. Les électrodes de mesure du potentiel sont placées dans le même plan que les électrodes d'injection du courant afin de pouvoir caractériser des échantillons minces ou irréguliers. Le champ est modélisé par différences finies. L'influence de l'anisotropie de l'échantillon sur la mesure a été étudiée en détail. Des mesures ont été effectuées sur échantillons osseux animaux (fémur de boeuf). La comparaison des résultats obtenus avec quelques données issues de la littérature valide la chaîne instrumentale. Des indices d'une corrélation entre sites d'excisions des échantillons et valeurs des paramètres diélectriques ont été mis en évidence. L'intérêt de l'instrumentation proposée ici ouvre des perspectives de caractérisation systématique des tissus osseux en basses fréquences.

Mots clefs : Conductivité, permittivité, bioimpédance, cellule à quatre électrodes, basses fréquences, bioélectromagnétisme.

Abstract

Modelling the interaction between an electromagnetic field and biological tissues require to know the values of both the electrical conductivity and the dielectrical permittivity. Despite many studies done in the past, data are still sparse and unreliable. The system developed in this work is designed for the characterisation of tissues in the low frequency range [100 Hz - 1 MHz]. The measurement cell is of tetrapolar type. Guarding electrodes are used to confine the electrical field to be able to characterise samples with different sizes. Measurement electrodes are placed in the same plane as current injecting electrodes for characterising thin or irregular sample. The field was computed using finite differences. The influence of electrical anisotropy on measurement was studied. Measurements were performed on animal samples for cortical bone (bovine femur). The comparison of the results with data found in previous works allows to validate the whole measurement system. Indications of a correlation between samples sites of excisions and the electrical parameter values are shown.

Keywords : Conductivity, permittivity, tetrapolar probe, low frequency, bioimpedance, bioelectromagnetism.