



HAL
open science

Contribution à l'étude des champs électriques très basses fréquences en milieu océanique

Valéry Poulbot

► **To cite this version:**

Valéry Poulbot. Contribution à l'étude des champs électriques très basses fréquences en milieu océanique. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 1993. Français. NNT : . tel-00139537

HAL Id: tel-00139537

<https://theses.hal.science/tel-00139537>

Submitted on 1 Apr 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

spécialité : **Génie électrique**

par

Valéry POULBOT

ingénieur E.N.S.I.E.G. (I.N.P.G.)

**Contribution à l'Étude des
Champs Électriques Très Basses Fréquences
en Milieu Océanique**

-

Électromètre Expérimental Haute-Sensibilité

Modélisation du Système à l'aide d'Éléments Finis Interfaciaux

soutenue le 13 Octobre 1993 devant la commission d'examen

composition du jury :

Président :	A. NICOLAS
Rapporteurs :	J. MOSNIER Ph. MASSÉ
Examineurs :	H. DUCHAUSSOY R. BLANPAIN L. KRÄHENBÜHL

Résumé :

La mesure des champs électromagnétiques de très basses fréquences en milieu océanique intéresse de nombreuses disciplines scientifiques, de l'océanographie à la géophysique en passant par la détection sous-marine. L'étude du champ électrique, complémentaire de celle du champ magnétique, n'a cependant pas suscité jusqu'à présent un intérêt aussi important que son homologue. Cette thèse propose ainsi une contribution à l'étude des champs électriques très basses fréquences en milieu océanique.

Dans un premier temps, afin de montrer l'intérêt de la mesure du champ électrique, nous présentons les phénomènes électromagnétiques très basses fréquences observables en mer. Une revue de l'état de l'art de l'électrométrie en milieu océanique met en évidence les difficultés et les limitations au niveau de l'instrumentation haute-sensibilité.

Nous décrivons ensuite la conception et la mise au point d'une maquette expérimentale d'électromètre utilisant un principe physique original. Le système, calibré en laboratoire, affiche une sensibilité de l'ordre du nV/m dans une bande de fréquence descendant jusqu'à 0,01 Hz, ce qui le situe parmi les meilleurs appareils existants.

Quelques expériences de mesure sont présentées, visant à la mise en évidence de champs électriques très faibles d'origine physique (électrodynamique) ou électrochimique (corrosion). En marge de l'électrométrie, nous nous intéressons également de façon générale, théorique et expérimentale, aux champs électromagnétiques engendrés par les phénomènes de corrosion.

Nous présentons enfin une modélisation tridimensionnelle de notre électromètre par la méthode des éléments finis, validée par comparaison avec une méthode intégrales de frontière. Des développements théoriques se sont avérés nécessaires pour permettre à la méthode de prendre en compte des discontinuités d'interfaces. Ces développements dépassent le cadre de l'application pour aboutir à une méthode générale et une nouvelle classe d'éléments finis interfaciaux.

Mots-clés :

Électromagnétisme - Très Basses Fréquences - Milieu Marin -
Champ Électrique - Électrométrie - Instrumentation - Corrosion -
Champs Électromagnétiques de Corrosion - Simulation Numérique -
Éléments Finis - Éléments Interfaciaux

Remerciements

Ce document présente une synthèse des travaux que j'ai effectués durant trois années au sein du Département Système du LETI (Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation, CEA - DTA). Je remercie B. DUPEYRAT, E. POCHON et P. DARIER de m'y avoir accueilli.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux membres du jury qui ont accepté de juger cette thèse:

M. Alain NICOLAS, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, a été le directeur de cette thèse. Il m'a fait l'honneur de présider ce jury.

M. Roland BLANPAIN, chef de projet au LETI, est à l'origine de cette étude. En m'intégrant à son équipe de recherche, il a permis à cette thèse de bénéficier d'une dynamique de groupe et d'un environnement très riche. Il a toujours su se rendre disponible pour suivre mon travail et l'orienter.

M. Jean MOSNIER, Professeur au Laboratoire de Géophysique Appliquée d'Orléans, a accepté la charge d'être rapporteur de ce mémoire. Ses travaux en électrométrie marine ont constitué la base de notre approche instrumentale, et je suis très sensible à l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail.

M. Philippe MASSÉ, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble, a également accepté d'être rapporteur de cette thèse. Ses connaissances des méthodes numériques et son esprit d'analyse m'ont en outre guidé vers les solutions adaptées à mes problèmes de modélisation. Les éléments interfaciaux lui doivent beaucoup.

M. Laurent KRÄHENBÜHL a bien voulu participer à ce jury. Il s'est intéressé à certains de mes problèmes théoriques, et nos discussions ont souvent été fructueuses.

M. Hugues DUCHAUSSOY, ingénieur, chef du groupe 3 de la DRET, m'a également fait l'honneur d'être membre de ce jury.

Il ne faut sans doute pas voir dans une thèse autre chose que ce qu'elle se doit d'être, ni le travail parfaitement abouti dont certains voudraient tirer orgueil, ni cependant la facilité et le refus du "vrai" monde du travail comme le dénoncent d'autres. Simplement, si le but est d'apporter sa pierre à l'édifice, et d'avoir en retour beaucoup appris, alors peut-être l'ai je atteint.

Trois années de thèse représentent une suite d'événements tour à tour motivants et décourageants, et si un bilan global s'avère positif, certains passages sont parfois douloureux. Aussi, je tiens ici à remercier vivement les personnes qui, à différents titres, ont permis que ce travail soit mené à bien.

Je voudrait en premier lieu souligner le rôle prépondérant de M. Francis ROBACH, à l'origine de l'électromètre avec M. BLANPAIN, et le remercier pour ses conseils avisés, ses multiples idées et sa disponibilité.

L'expérimentation est un métier, que le thésard débutant ne saurait prétendre connaître. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. Henri GLÉNAT, technicien au LETI. Les performances de l'électromètre n'auraient sans doute pas été les mêmes sans sa connaissance des magnétomètres à RMN et sa grande habileté expérimentale. Ce travail lui doit beaucoup.

Au sein du projet SIGMA, les discussions avec Jean Jacques CHAILLOUT sur l'électromagnétisme et les problèmes de modélisation, si elles ont parfois été houleuses, ont souvent été fructueuses, et je l'en remercie. Merci également à Jean Charles VIDAL, pour son aide informatique, mais aussi et surtout pour sa sympathie. Quant à Bruno FLAMENT, il a su me supporter pendant tout ce temps comme collègue de bureau et ami, et mérite rien que pour cela toute ma gratitude.

Les aspects instrumentaux de ce travail ont été réalisés en étroite collaboration avec le projet "magnétométrie haute-résolution" de Nelly KERNEVEZ: je la remercie de son accueil et de son aide.

Fabienne COULET a mis en place les premières manipulations d'impédancemétrie et m'a ainsi initié aux "mystères" de l'électrochimie. Je lui adresse ici mes remerciements, tant pour son aide que pour sa bonne humeur. Merci également à Messieurs J.J. RAMEAU et F. DALARD, du CREM/GP, pour leur conseils avisés sur les problèmes de corrosion et l'intérêt qu'ils ont voulu manifester quant à la mesure des champs électromagnétiques de corrosion, qui a conduit au travail commun de l'annexe 2 de ce mémoire.

Merci encore aux personnes du groupe "algorithmie et modélisation" de Jean Louis AMANS, parmi lesquelles j'ai évolué durant mon séjour au LETI, et qui l'ont rendu agréable par leur présence amicale. Je pense en particulier aux thésards, compagnons de peine et de fête, que je tiens à saluer ici et qui se reconnaîtront parmi les prénoms suivants: Bruno, Christophe, Jean-Luc, Jean-Michel, Louis, Philippe, Stéphane, Vincent, Yannis et les autres...

Qu'il me soit permis d'adresser une pensée toute particulière à l'ensemble de ma famille, à laquelle j'associerais S. et A. WARGNIES, pour leur affection et leur soutien continu, ainsi qu'à I. et P. MARTINEZ. Ce travail n'aurait sans doute pas atteint à son terme sans eux.

Merci enfin à Agnès, pour son soutien sans limites.

Avant-propos

Avant-propos

Les problèmes posés par la mesure des champs électromagnétiques en milieu océanique sont complexes. L'aspect conducteur de l'eau de mer, qui privilégie la propagation des phénomènes de très basses fréquences, le caractère hostile du milieu, mobile et corrosif, engendrent des difficultés importantes quant au développement de l'instrumentation et sa mise en oeuvre.

A ces difficultés s'ajoute encore une grande diversité dans l'origine des phénomènes, qui rend peu aisée l'interprétation des mesures. Les sources de champs électromagnétiques naturels peuvent ainsi être extérieures au milieu: ce sont les effets géomagnétiques engendrés dans la haute atmosphère, ou les variations du champ magnétique terrestre. Elles peuvent également se trouver dans le milieu lui même, induites par les mouvements marins.

L'étude de ces champs électromagnétiques intéressent ainsi des disciplines variées. En particulier, elle fournit aux géophysiciens et aux océanographes des renseignements précieux sur le globe terrestre et son environnement.

Des phénomènes d'origine artificielle peuvent se superposer aux effets naturels, qui deviennent alors des bruits gênant la mesure. Ces effets électromagnétiques peuvent être exploités en détection sous marine, recherche d'épave ou contrôle non destructif.

De façon générale, toutes ces manifestations électromagnétiques sont de faible amplitude, et nécessitent des dispositifs de mesure très sensibles.

Si l'instrumentation magnétométrique a évolué de façon relativement rapide, pour aboutir aujourd'hui à des dispositifs très performants, basés sur des principes physiques variés, l'électrométrie marine de haute-sensibilité n'a pas connu le même développement. Plusieurs raisons justifient cette carence instrumentale, la principale tenant probablement aux problèmes posés par le point de contact nécessaire entre les parties sensibles de l'appareillage et le milieu. Cependant, la mesure du champ électrique en mer présente tout autant d'intérêt que celle du champ magnétique, et le besoin en instrumentation est réel.

Notre travail de thèse s'articule ainsi autour de la conception, de la validation expérimentale et de la modélisation d'un électromètre marin haute résolution. Il s'inscrit dans le cadre d'un projet d'étude plus vaste, sur le thème de l'électromagnétisme très basses fréquences en milieu océanique et du développement de systèmes de mesure adaptés, qui s'appuie sur les compétences historiques du Département Système du LETI en matière de traitement des signaux issus de capteurs magnétiques et de conception des capteurs eux-mêmes.

Le présent mémoire est divisé en quatre chapitres, qui s'enchaînent de façon logique, mais peuvent être abordés séparément.

Un premier chapitre introduit le sujet dans son ensemble: il présente les propriétés électromagnétiques du milieu, les phénomènes électromagnétiques basses fréquences en mer et fournit une synthèse de l'état de l'art de l'électrométrie en milieu marin. Une conclusion permet de justifier nos axes de recherche, et présente de façon détaillée la démarche qui a été la nôtre.

Le deuxième chapitre concerne la conception d'une maquette expérimentale d'électromètre haute-sensibilité reposant sur un principe original, qui permet la mesure simultanée du champ magnétique et du champ électrique. Ce chapitre comprend deux parties principales, axées respectivement sur le calcul et la validation du détecteur interne du dispositif, à base de magnétométrie RMN, et sur les études électrochimiques théoriques et expérimentales qui ont abouties au choix d'un matériau d'électrode.

Le troisième chapitre présente la calibration expérimentale de l'électromètre, ainsi que quelques expériences visant à la fois à mettre en évidence des champs électriques faibles d'origine physique (induit par le mouvement) ou électrochimique (corrosion), et à illustrer les capacités de notre dispositif. La sensibilité atteinte (qq. nV/m) et le faible niveau de bruit en très basses fréquences (10^{-2} Hz - 10 Hz) classe notre électromètre parmi les meilleurs existant sur la scène internationale. Des perspectives d'améliorations sont avancées, qui permettront d'accroître encore les performances.

Le quatrième chapitre, enfin, a pour objectif la modélisation tridimensionnelle et la simulation du fonctionnement de l'électromètre par la méthode des éléments finis. Nous présentons les développements théoriques que nous avons dû mettre en oeuvre, pour permettre à la méthode de prendre en compte et de gérer des discontinuités de la variable d'état à la traversée d'une frontière, matérialisée par les électrodes dans notre problème. Le modèle est validé par comparaison avec une méthode intégrale de frontière. Ces développements aboutissent à une nouvelle classe d'éléments finis, les éléments interfaciaux, dont la portée dépasse le cadre de l'application. Ces éléments autorisent de façon générale la prise en compte des phénomènes impliquant une discontinuité d'interface, tant de la variable que de son gradient.

On trouvera encore, à la fin de ce mémoire, deux annexes. La première, théorique, présente les équations de Maxwell et leur extension aux milieux en mouvement. Cette présentation nous a paru nécessaire, dans la mesure où nombre d'effets électromagnétiques observables en milieu océanique prennent leur origine dans des phénomènes de mouvement par rapport au champ magnétique terrestre. Nous l'avons voulu à l'écart du texte, pour ne pas entraver la lisibilité de celui-ci, mais générale, en raison de la relative pauvreté de la littérature à ce sujet, et de l'aspect trop souvent restrictif de celle-ci. La seconde annexe, expérimentale, relate les études sur les champs magnétiques engendrés par les phénomènes de corrosion, que nous avons effectuées en parallèle avec nos travaux sur les champs électriques. L'étude des processus de corrosion par des mesures électromagnétiques révèle des potentialités importantes pour la discipline électrochimique.

Sommaire

Avant-propos	5
Sommaire	9

Chapitre 1

Introduction à l'électrométrie en milieu marin..... 17

Introduction.....	19
1. Contraintes et propriétés du milieu océanique.....	21
1.1. Composition de l'eau de mer	21
1.2. Propriétés physiques de l'eau de mer	22
1.2.1. Conductivité électrique.....	22
1.2.2. Perméabilité électrique	22
1.2.3. Permittivité électrique.....	23
1.3. Rigueur de l'environnement marin.....	23
2. Les sources électromagnétiques ULF en mer	24
2.1. L'environnement électromagnétique naturel de l'océan.....	24
2.1.1. Le champ magnétique terrestre.....	24
2.1.2. Les sources externes au milieu: effets géomagnétiques.....	25
2.1.2.1. Recensement des phénomènes.....	25
2.1.2.2. Pénétration dans l'océan.....	26
2.1.2.3. Influence de la conductivité du fond et effet de bord de mer	28
2.1.3. Les sources internes: induction par les mouvements marins	30
2.1.4. Conclusions sur les phénomènes naturels.....	34
2.2. Les phénomènes artificiels	36
2.2.1. Les phénomènes directs	36
2.2.2. Les phénomènes indirects	40
3. Synthèse de l'état de l'art de l'électrométrie en milieu marin.....	43
3.1. Évolution historique de l'appareillage de mesure des champs électriques en milieu marin.....	43
3.2. Électromètres à mesure de tension	46
3.2.1. Principe et applications	46

3.2.1.1. Principe physique.....	46
3.2.1.2. Validité de la mesure	47
3.2.1.3. Que mesure-t-on en pratique?.....	49
3.2.2. Les électrodes	51
3.2.3. Types d'appareils pour la mesure en point fixe	52
3.2.3.1. "Salt Bridge Chopper" de Filloux	52
3.2.3.2. Appareillage à "base longue" de Cox.....	54
3.2.3.3. Appareillage de Subspection	54
3.3. Électromètre à collection de courant.....	56
3.3.1. Principe.....	56
3.3.2. Dispositif de Mosnier et Rakotosoa	57
4. Conclusion : notre approche du sujet	59
Références bibliographiques	62

Chapitre 2

Conception d'un dispositif de très haute sensibilité pour la mesure des champs électriques très basses fréquences en milieu marin.....75

Introduction	77
1. Spécifications et principe général de fonctionnement.....	79
1.1. Spécifications.....	79
1.2. Principe et description fonctionnelle	79
1.3. Séparation des problèmes	81
2. Transducteur interne: transformateur de courant.....	82
2.1. Choix et caractérisation des magnétomètres.....	82
2.1.1. Principe de fonctionnement des magnétomètres à RMN.....	82
2.1.2. Sensibilité des sondes choisies.....	84
2.1.3. Problèmes liés à notre utilisation des magnétomètres	85
2.1.3.1. Présence de spires en court-circuit autour des sondes.....	85
2.1.3.2. Stabilité de la mesure.....	85
2.2. Transducteur courant - champ magnétique	87
2.2.1. Calcul et réalisation.....	87
2.2.1.1. Calcul des grandeurs utiles	87

2.2.1.2. Optimisation théorique des grandeurs de construction.....	89
2.2.1.3. Réalisation.....	89
2.2.2. Validation expérimentale.....	90
2.2.2.1. Impédance.....	91
2.2.2.2. Bruit.....	91
2.2.2.3. Sensibilité.....	92
2.3. Conclusion.....	93
3. Transducteur externe : électrodes plaques	96
3.1. Notion d'impédance électrochimique.....	96
3.2. Spécifications et critères de sélection de matériaux.....	98
3.2.1. Impédance.....	98
3.2.2. Bruit électrochimique.....	99
3.2.3. Autres critères.....	100
3.3. Résultats de Rakotosoa.....	101
3.3.1. Mesure d'impédance.....	102
3.3.2. Mesures de bruit.....	103
3.3.3. Résultats et remarques générales.....	103
3.3.4. Analyse critique - conclusions pour notre approche.....	105
3.4. Tests de matériaux.....	106
3.4.1. Conditions expérimentales et méthodes de mesure.....	106
3.4.1.1. Matériaux testés.....	106
3.4.1.2. Électrodes tests et cellule de mesure.....	107
3.4.1.3. Matériels et méthodes de mesure.....	109
3.4.2. Résultats.....	111
3.4.2.1. Impédance.....	111
3.4.2.2. Bruit.....	116
3.4.2.3. Conclusion - choix du matériau d'électrodes.....	118
3.5. Étude et caractérisation d'électrodes en Graphite.....	118
3.5.1. Influence de la taille sur l'impédance.....	119
3.5.2. Modèle d'impédance.....	122
3.5.3.1. Analyse du diagramme d'impédance.....	122
3.5.3.2. Détermination des paramètres du schéma équivalent.....	124
3.5.3. Conclusion sur le Graphite.....	126
4. Montage de la maquette expérimentale	127
Conclusion.....	128
Références Bibliographiques.....	129

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale de la maquette d'électromètre

Application à la mise en évidence

de champs électriques faibles.....133

Introduction	135
1. Caractérisation de la maquette expérimentale.....	137
1.1. Conditions d'essai.....	137
1.1.1. Dispositif expérimental.....	137
1.1.2. Caractérisation du banc de mesure.....	139
1.2. Bruit et stabilité du système	141
1.2.1. Stabilisation du signal de mesure à la mise à l'eau.....	141
1.2.2. Problème de battement - résolution.....	143
1.2.3. Bruit du système en régime permanent.....	144
1.3. Sensibilité du système	146
1.3.1. Fonction de transfert de l'électromètre en alternatif.....	146
1.3.2. Analyse spectrale	148
1.4. Conclusion sur les performances - perspectives d'évolution.....	151
2. Champs électrostatiques induits par le déplacement de conducteurs dans le champ magnétique terrestre.....	153
2.1. Problème physique.....	153
2.2. Descriptif de l'expérience.....	153
2.3. Observations expérimentales.....	158
2.4. Éléments d'interprétation	158
2.5. En guise de conclusion	163
3. Champs électriques induits par la corrosion des métaux	164
3.1. Quelques définitions	164
3.2. Buts des manipulations	165
3.3. Observations	167
Conclusion.....	170
Références Bibliographiques.....	171

Chapitre 4

Éléments interfaciaux pour la prise en compte de discontinuités d'interfaces par la méthode des éléments finis

Application à la modélisation tridimensionnelle de l'électromètre

.....	173
Introduction.....	175
1. Position du problème.....	177
1.1. Physique du problème.....	177
1.1.1. Mise en équation.....	177
1.1.2. Conditions aux limites.....	178
1.1.3. Domaine d'étude - interfaces particulières.....	179
1.2. Méthodes numériques de résolution.....	180
1.2.1. Différences finies.....	180
1.2.2. Intégrales de frontière.....	181
1.2.3. Éléments finis.....	181
2. Prise en compte de discontinuités d'interfaces par la méthode des éléments finis : les éléments interfaciaux.....	183
2.1. Présentation de la méthode des éléments finis.....	183
2.2. Discrétisation du problème physique.....	186
2.3. Prise en compte de discontinuités interfaciales.....	187
2.3.1. Formulation du problème.....	187
2.3.2. Les éléments interfaciaux de Dirichlet.....	188
2.3.2.1. Principe et méthode.....	188
2.3.2.2. Calcul de l'intégrant interfacial.....	189
2.3.2.3. Lien avec la physique.....	191
2.3.3. Une première méthode d'implémentation.....	192
2.3.4. De nouveaux éléments interfaciaux.....	193
2.3.4.1. Principe.....	193
2.3.4.2. Hypothèses et définitions.....	193
2.3.4.3. Conséquences sur le maillage.....	196
2.3.4.4. Commentaires sur la programmation de l'intégrant interfacial.....	198
2.4. Validation : cas test analytique.....	199
2.5. Extension : éléments interfaciaux de Neumann.....	201
2.5.1. Justification.....	201
2.5.2. Les éléments interfaciaux de Neumann.....	202

3. Application à la modélisation de l'électromètre	205
3.1. Quelques mots sur Flux-expert	205
3.2. Géométrie et maillage du problème.....	205
3.3. Modèles de propriétés.....	207
3.4. Résultats - comparaison avec la méthode des intégrales de frontières.....	208
3.5. Comparaison entre les résultats expérimentaux et la modélisation.....	213
Références Bibliographiques.....	215

Conclusion.....	217
------------------------	------------

Annexe 1

Électrodynamique des milieux en mouvement

Introduction	223
1. Rappels sur l'électromagnétisme et le principe de la relativité restreinte.....	225
2. Électromagnétisme en présence de milieux en mouvement : considérations générales	229
Références bibliographiques	239

Annexe 2

Étude des champs magnétiques engendrés par la corrosion...241

Introduction	243
Study of Corrosion Processes by Magnetic Measurements	247
Références Bibliographiques.....	257

Chapitre 1 :
**Introduction à l'électrométrie
en milieu marin**

Chapitre 1 :

Introduction à l'électrométrie en milieu marin

Introduction

Ce chapitre introductif, essentiellement théorique et bibliographique, nous a semblé nécessaire tant pour présenter le sujet dans sa globalité que pour mettre en évidence nos propres axes d'investigation. Bien que cela ait pu nous échapper, nous n'avons pas trouvé dans la littérature scientifique de langue française de synthèse qui présente le milieu océanique sous son aspect électromagnétique et qui expose à la fois les phénomènes et l'instrumentation associée. C'est cette lacune que nous tentons ici modestement de combler, en nous intéressant plus particulièrement au champ électrique et à l'électrométrie, relativement peu étudiée par rapport à la magnétométrie marine. Cette approche nous permet de situer, par rapport à l'état de l'art, nos propres travaux dans le domaine de l'instrumentation, de la compréhension et de la modélisation de certains phénomènes.

Les propriétés physico-chimiques du milieu marin, son étendue, et son hostilité, n'ont pas permis à l'instrumentation électromagnétique marine un développement aussi rapide que son homologue terrestre. La diversité des sources de champs qu'il renferme, de fréquences et d'amplitudes extrêmement basses, a de plus fait de l'investigation électromagnétique de l'océan un sujet extrêmement vaste et complexe, à l'intersection de nombreuses disciplines scientifiques.

Nous présenterons donc dans un premier temps le milieu lui même du point de vue de l'électromagnétisme, puis les phénomènes - naturels et artificiels - à l'origine des signaux électromagnétiques mesurables en mer, avant de proposer une synthèse de l'état de l'art de l'électrométrie en milieu océanique. Nous dégagerons enfin et justifierons les axes de travail qui ont été les nôtres dans cette étude.

Pour privilégier une certaine lisibilité, les calculs et équations ont été réduits au minimum au profit des résultats et des explications générales. On trouvera en annexe le détail de la mise en équation des champs électromagnétiques pour les milieux en mouvement. Les références bibliographiques, volontairement nombreuses sans avoir cependant la prétention d'être exhaustives, permettront au lecteur intéressé d'approfondir les aspects peu développés.

1. Contraintes et propriétés du milieu océanique

Du point de vue de l'électromagnétisme, l'eau de mer est un milieu relativement complexe. De conductivité finie, il est également diélectrique et présente des pertes. La conductivité est quant à elle une fonction de différents paramètres: salinité, température, pression, profondeur,... . Nous passerons rapidement sur la composition de l'eau de mer, dont la connaissance est cependant nécessaire pour la compréhension des phénomènes électrochimiques mis en jeu, pour exposer les propriétés électriques du milieu qui nous sont utiles pour les calculs et la modélisation. Un bref aperçu des contraintes inhérentes au milieu lui-même est ensuite présenté.

1.1. Composition de l'eau de mer

Les propriétés de la molécule d'eau font de cet élément un solvant universel, et l'on trouve dans la mer pratiquement tout les éléments du tableau de Mendeleev, au moins à l'état de traces. Les composants principaux, ceux qui fournissent au milieu marin ses propriétés macroscopiques, sont au nombre de 13, parmi lesquels dominent les ions **chlorure** Cl^- (55 % de la masse des constituants, soit 19 g/l) et les ions **sodium** Na^+ (30 %, soit 11 g/l) [WIESENBURG 87]. Les milieux chlorés sont connus pour être particulièrement corrosifs. Les ions magnésium et calcium (calcomagnésien), ainsi que les sulfates, ont également une incidence sur les propriétés du milieu malgré leur faible concentration, en raison du rôle qu'ils jouent dans certains processus de corrosion. Le pourcentage de gaz dissous, l'oxygène en particulier (de 4 à 8 ml/l), est aussi un facteur très important dans la corrosion des métaux. La réduction de l'oxygène constitue en effet un des "moteurs" naturel de la corrosion. L'eau de mer est ainsi un milieu relativement agressif, et nous serons naturellement amenés dans la suite à nous préoccuper de problèmes de corrosion.

Bien que l'eau de mer ait une composition relativement constante, la salinité globale présente des fluctuations d'une mer à l'autre. Cependant, on peut considérer comme valeur moyenne une **salinité de 3,5 %**, soit environ **35 g/l**. La salinité peut par ailleurs s'apprécier en fonction de la chlorinité, selon la relation empirique suivante [ROGERS 68]:

$$\text{Salinité} = 0,03 + 1,805 \times \text{Chlorinité}$$

La salinité de l'eau de mer est en quelque sorte à l'origine de toute cette étude: outre l'aspect corrosif qu'elle lui confère, elle rend celle-ci conductrice, ce qui implique de nombreuses conséquences du point de vue électromagnétique. Des courants - et par conséquent du champ électrique - sont ainsi susceptibles de se développer dans l'eau de mer, prenant leur origine dans des processus de corrosion, induits par les variations temporelles du champ magnétique terrestre ou encore par l'interaction entre celui-ci et les mouvements du milieu.

1.2. Propriétés physiques de l'eau de mer

Nous ne nous intéressons qu'aux propriétés physiques qui influent directement sur la propagation électromagnétique dans le milieu, soit la conductivité, la perméabilité et la permittivité électrique. Une synthèse très complète des propriétés physico-chimiques de l'eau de mer est effectuée de façon beaucoup plus générale dans [WIESENBURG 87].

1.2.1. Conductivité électrique

La conductivité de l'eau de mer est relativement élevée (entre 3 et 5 S.m^{-1}), en comparaison de celle des sols ($\sim 10^{-3} \text{S.m}^{-1}$) ou de l'eau douce ($5 \cdot 10^{-6} \text{S.m}^{-1}$), par exemple. Elle est fonction entre autres de la salinité, de la température et de la pression (donc de la profondeur). Un changement de salinité de 1 g/l donne par exemple une variation de 2,5 % de la conductivité pour une eau de mer dans des conditions normales (35 g/l) à 20 °C [FILLOUX 87]. La dépendance de la conductivité de l'eau de mer par rapport aux différents facteurs physico-chimiques, ainsi que les méthodes de mesure, sont décrites dans [BRADSHAW 80].

Les variations de la conductivité et de ses paramètres sont susceptibles d'induire des signaux électriques parasites non négligeables sur les électrodes des instruments de mesure de champ électrique. Ces effets sont encore mal connus. Dans le cas d'électrodes impolarisables Ag-AgCl (cf. § 3.2.2.), ils sont estimés à 350 μV par °C de variation de température et à 500 μV par pourcentage de changement de salinité [DREVER 70].

Ces quelques rapides considérations introduisent les problèmes posés par la mesure des signaux électriques en mer. Pour ce qui est des calculs, on utilisera une valeur moyenne, communément admise, de 4 S.m^{-1} .

La conductivité induit ainsi une forte atténuation des signaux alternatifs dans la mer et rend nécessaire une sensibilité élevée des appareils de mesure. Pour des sources externes au milieu, une bonne approximation du facteur d'atténuation est donnée par la *profondeur de pénétration* δ ("skin depth", ou *épaisseur de peau* en électrotechnique), qui correspond à la distance, à laquelle le signal subit une réduction relative de 1/e (où e est tel que $\text{Ln}(e) = 1$). En notant σ la conductivité, μ la perméabilité, f la fréquence et T la période du signal:

$$(1.1) \quad \delta = \left(\frac{1}{\pi f \mu \sigma} \right)^{1/2} = 503 \left(\frac{T}{\sigma} \right)^{1/2} \quad \text{avec } \mu = \mu_0 = 4 \pi 10^{-7} \text{ H/m}$$

1.2.2. Perméabilité électrique

La perméabilité μ de l'eau de mer peut être considérée comme pratiquement identique à celle de l'air. Elle est indépendante des autres paramètres et de la fréquence des signaux. On prendra pour les calculs $\mu = \mu_0 = 4 \pi 10^{-7} \text{ H/m}$.

1.2.3. Permittivité électrique

La permittivité électrique relative ϵ_r de l'eau de mer, telle que $\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ ($\epsilon_0 = 1/36 \pi 10^{-9}$ C/m) varie entre 78 et 81 en fonction de la salinité, de la température et de la profondeur. La plupart des auteurs utilisent une valeur moyenne de $\epsilon_r = 80$ pour la modélisation [FARAIL 90].

1.3. Rigueur de l'environnement marin

Une contrainte importante est imposée par l'océan de par sa nature complexe et souvent hostile. L'instrumentation doit tenir compte de nombreux facteurs liés à l'environnement marin lui-même: difficulté de mise en place au fond liée à la mouvance de l'interface air-eau, instrumentation annexe nécessaire pour connaître les directions de mesure des grandeurs vectorielles, pressions importantes, problèmes d'étanchéité. Toute imperfection au niveau de la mise en œuvre du dispositif de mesure introduit des erreurs, non-négligeables si les signaux à mesurer sont faibles, qui s'ajoutent aux effets électrochimiques précités et aux bruits d'origines diverses. Comme bien d'autres sciences marines, l'électrométrie en mer - et les opérations au fond en particulier - doit donc être considérée comme une discipline coûteuse en infrastructure marine et en temps d'utilisation de bâtiment.

Un handicap supplémentaire, de la plus grande importance pour l'instrumentation, réside dans la nature électrolytique de l'eau de mer. La corrosion éventuelle des parties métalliques des dispositifs de mesure, ou le couplage *galvanique* (phénomène de pile électrique) entre des éléments de natures différentes, peut engendrer des champs électriques et magnétiques locaux de très basses fréquences masquant les signaux utiles à mesurer. Cela entraîne des difficultés au niveau de la conception des appareillages, et introduit des problèmes spécifiques de matériaux. Un degré d'isolation électrique important est également nécessaire pour des mesures à long terme. En abordant le problème par son autre extrémité, on s'aperçoit que la corrosion peut être à l'origine de phénomènes électromagnétiques mesurables, ou du moins détectables. La corrosion prend ainsi sa place parmi les multiples sources de champs électromagnétiques basses fréquences du milieu marin, que nous abordons plus loin.

La nature liquide du milieu permet l'introduction de capteurs et d'instruments de mesure en son sein; cependant, la différence de propriétés physiques (la conductivité électrique en particulier) entre le capteur lui même et l'eau qui l'entoure peut induire des erreurs sur la mesure. [BLANPAIN 90] fait état de ce type d'anomalie, qu'il baptise *effet conteneur*. Cet effet a pour cause un simple phénomène d'extrusion ou de concentration de courant, si des courants sont à l'origine du signal à mesurer [JOSEPH 84b]. La présence de l'enveloppe non conductrice du capteur peut également influencer sur les mouvements hydrodynamiques locaux, générant ainsi un signal électromagnétique perturbateur [JOSEPH 83, 84a], [WASYLKIWSKYJ 79].

Ces remarques illustrent, si besoin était, la difficulté des mesures électromagnétique en mer. Dans le paragraphe suivant, nous recensons les différentes sources électromagnétiques océaniques de très basses fréquences, dont la diversité ajoute encore aux difficultés de mesures et à l'interprétation de celles-ci.

2. Les sources électromagnétiques ULF en mer

On distinguera, parmi les multiples sources de champs électromagnétiques (magnétique et électrique) *ULF* (*Ultra Low Frequency*: de 10^{-3} à quelques Hertz) susceptibles d'être présentes en mer, celles qui ont une origine naturelle de celles dites *artificielles*, qui résultent de l'introduction de corps étrangers au milieu.

Les premières sont utiles dans de nombreuses disciplines (océanographie physique, géophysique, magnétotellurique, météorologie,...) et leur étude est susceptible de contribuer largement à la connaissance du milieu océanique et des fonds sous-marins. Elle comprennent, outre le champ magnétique terrestre lui-même et ses anomalies, les effets induits par ses variations d'origine *externe* (au milieu) et les effets dits *internes*, résultant de son interaction avec les mouvements marins. Nous mettrons l'accent sur les sources de champ électrique qui nous intéressent plus particulièrement.

Les secondes constituent l'origine des signaux utiles en détection sous-marine, recherche d'épaves et de pipelines, ou Contrôle Non Destructif (CND). Les signaux naturels deviennent alors pour ces disciplines un bruit de mesure à éliminer. Du point de vue du champ électrique, elles sont essentiellement le fait de phénomènes électrochimiques, ou induites par le déplacement de corps conducteurs dans le champ magnétique terrestre.

Il existe par ailleurs des techniques de prospection électromagnétique qui utilisent des sources dipolaires artificielles pour l'investigation des fonds sous-marins [TOSSMAN 79], [COX 80], [YOUNG 81].

2.1. L'environnement électromagnétique naturel de l'océan

Les trois tomes de l'ouvrage *Geomagnetism*, édités sous la direction de J.A. JACOBS [JACOBS 89], sont très complets en ce qui concerne l'étude de l'environnement électromagnétique de la planète dans son ensemble. Ils nous ont été d'une grande utilité pour la compréhension de l'ensemble des phénomènes que nous abordons dans ce paragraphe.

2.1.1. Le champ magnétique terrestre

Vu de sa surface, la terre se comporte presque comme une sphère uniformément aimantée et présente donc un champ magnétique de nature pratiquement dipolaire, dont l'axe fait un angle de $11^{\circ}30'$ avec l'axe de rotation de la planète [COURTILLOT 75]. Selon une théorie aujourd'hui universellement admise, ce champ prend sa source dans la couche externe du noyau, entre 3000 km et 5000 km de profondeur, par un mécanisme magnétohydrodynamique auto-entretenu communément appelé *géodynamo terrestre*.

En un point du globe, on repère le champ magnétique terrestre par son *inclinaison* (I) par rapport au plan horizontal, et son angle par rapport au méridien géographique, appelé *déclinaison* (D). En France, ces angles valent respectivement 64° pour l'*inclinaison* I et -6° pour la *déclinaison*, pour une intensité totale de **46 500 nT** environ, et une composante horizontale (souvent notée H) de l'ordre de 20 000 nT. La figure 1.1. illustre les composantes du champ terrestre dipolaire.

A ce champ dipolaire s'ajoutent des champs d'anomalies dites *mondiales* distribuées sur des régions très étendues, pouvant dépasser localement 15 000 nT, et des anomalies *locales* dues au magnétisme des roches de la croûte terrestre, qui peuvent atteindre jusqu'à 3000 nT, au dessus des dorsales océaniques par exemple [ACHACHE 88]. La **partie dipolaire** représente cependant en moyenne **90% du champ total**. [COURTILLOT 75] permet d'avoir une vue d'ensemble du champ terrestre dipolaire et de ses anomalies; [LARSON 79] s'intéresse plus particulièrement aux anomalies en milieu océanique. Les océans, comme l'ensemble du globe, baignent dans le champ magnétique terrestre, qui constitue en mer la source d'excitation des champs électriques induits par les mouvements marins.

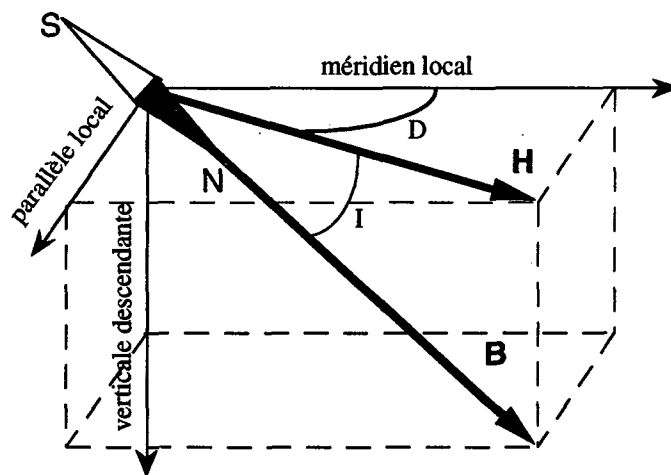


Figure 1.1 - Repérage du champ magnétique terrestre dipolaire

2.1.2. Les sources externes au milieu: effets géomagnétiques

2.1.2.1. Recensement des phénomènes

Outre ses variations spatiales, le champ magnétique terrestre subit des variations temporelles de périodes diverses, extrêmement importantes pour les variations d'origine intraterrestre (échelle géologique), de quelques centièmes de secondes à 11 ans pour les variations d'origine extraterrestre.

Les variations séculaires du champ dipôle (inversion de polarité), ainsi que la dérive vers l'ouest du champ d'anomalies mondiales ($0,2^\circ$ par an) [VALET 92], conduisent à des fréquences extrêmement basses et sortent du cadre de nos préoccupations. Leur étude renseigne les paléomagnéticiens sur l'évolution du globe [HOFFMAN 88], [BLOXHAM 90].

L'essentiel des variations du champs géomagnétique de la bande ULF est généré par le soleil, qui émet en permanence, outre un rayonnement lumineux, un flux de particules composé de protons et d'électrons de haute énergie.

Ce *vent solaire* confine ainsi le champ terrestre dans une zone dissymétrique autour de la planète appelée *magnétosphère*, bornée par la *magnétopause* [GENDRIN 73], qui est située à une distance de l'ordre de 10 rayons terrestres ($R_T = 6370$ km). Les rayonnements qui la traversent sont susceptibles d'interagir avec l'*ionosphère*, couche supérieure (ionisée) de l'atmosphère au delà de 80 km d'altitude (entre 80 et 140 km environ), et créent dans celle-ci des circulations de courants électriques. [LEGRAND 89] et [SIMON 89] réalisent une synthèse des phénomènes physiques à l'origine de l'activité géomagnétique solaire. Très succinctement, on distingue:

- **les variations journalières**: dues au vent solaire et fonction de la vitesse d'émission des particules. Elles sont pratiquement limitées à l'hémisphère éclairé. Ces variations sont pseudo-périodiques (27 jours: durée de rotation du soleil) lors des jours calmes, avec des périodes caractéristiques de 24, 12, 8 et 6 heures, et atteignent des amplitudes de quelques dizaines de nT en latitude moyenne, jusqu'à 100 nT à l'équateur géomagnétique, avec une moyenne nulle sur une journée [CAMPBELL 89]. Ces perturbations sont parmi les effets ionosphériques les plus visibles en terme de champ électrique induit (cf. figure 1.7).

- **les orages magnétiques**: perturbations irrégulières et extrêmement soudaines, apparaissant lors d'éruptions solaires et se traduisant par un brusque accroissement de la composante horizontale du champ géomagnétique. Ce sont des phénomènes occasionnels et très violents du point de vue magnétique, qui couvrent une bande temporelle d'une semaine à une heure (soit de 10^{-6} à qq. 10^{-4} Hz), d'amplitudes typiques de 100 à 200 nT [COX 71].

- **les pulsations géomagnétiques**: phénomènes magnétohydrodynamiques d'origine magnétosphérique, dont la physique est encore mal connue. Ces pulsations sont classées en fonction de leur fréquence caractéristique, comprise entre 0,002 et 5 Hz, et de leur caractère régulier (*continuous pulsation*: Pc1 à Pc5) ou irrégulier (*irregular pulsation*: Pi1 et Pi2). L'amplitude de ces perturbations dépend de leur fréquence: elle va de quelques pT à quelques nT à la surface de la terre, jusqu'à 30 nT pour Pc5 (0,00415 Hz) [HERMAND 91].

A des fréquences plus élevées (*Extremely Low Frequency ELF*: de 5 à 3000 Hz), les fluctuations les plus importantes sont dues à des phénomènes de résonance de cavité dans le guide d'onde sphérique terre-ionosphère (milieux tous deux plus conducteurs que l'air) [BANNISTER 84]. Ces perturbations sont connues sous le nom de *résonances de SHUMANN*, elles ont été étudiées par de nombreux auteurs depuis les années 1950, notamment dans le cadre de projets de communications électromagnétiques ELF tels SEAFARER ou SANGUINE [WAIT 77]. Il existe encore d'autres phénomènes comme les *marées ionosphériques*, qui n'ont cependant qu'une très faible influence perturbatrice sur le champ géomagnétique.

2.1.2.2. Pénétration dans l'océan

Les variations temporelles du champ magnétique terrestre sont à l'origine de courants et de champs électriques induits dans la mer, dont l'amplitude dépend de l'onde transmise dans le milieu: nous avons déjà souligné l'atténuation de celle-ci dans la mer en raison de la conductivité de l'eau. La pénétration des ondes électromagnétiques dans l'océan peut se résoudre analytiquement de manière simplifiée dans une géométrie bidimensionnelle, en considérant une onde plane de direction perpendiculaire aux interfaces parallèles (et infinies) air-eau-fond [CHAFFEE 79], [MC DEWITT 80].

Le calcul (qui revient à résoudre une équation de HELMOLTZ) donne, pour un axe Oz dirigé vers le bas et $z = 0$ à la surface de la mer, un champ magnétique dans la mer de la forme:

$$(1.2) \quad B_y(z) = B_0 \cdot \frac{(1+q) \cdot e^{-\gamma \cdot (z-d)} + (1-q) \cdot e^{+\gamma \cdot (z-d)}}{(1+q) \cdot e^{+\gamma \cdot d} + (1-q) \cdot e^{-\gamma \cdot d}}$$

où l'indice 0 renvoie au champ à la surface (complexe), d représente la profondeur de la mer, et

$$(1.3) \quad \gamma = (1+j) \sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \sigma_{\text{eau}}} = (1+j) / \delta,$$

où δ est la profondeur de pénétration (1.1) des ondes dans le milieu, avec $q = \sqrt{\sigma_{\text{eau}} / \sigma_{\text{fond}}}$, σ représentant la conductivité électrique des milieux considérés.

A ce champ magnétique variable est associé, selon les lois de l'électromagnétisme, un champ électrique synchrone et perpendiculaire, qui subit une loi d'atténuation du même type:

$$(1.4) \quad E_x(z) = E_0 \cdot \frac{(1+q) \cdot e^{-\gamma \cdot (z-d)} - (1-q) \cdot e^{+\gamma \cdot (z-d)}}{(1+q) \cdot e^{+\gamma \cdot d} - (1-q) \cdot e^{-\gamma \cdot d}}$$

En faisant tendre d vers l'infini (ou σ_{fond} vers σ_{eau} , ce qui revient à éliminer l'interface eau - fond) on retrouve la loi de décroissance bien connue d'une onde plane dans un milieu conducteur pour une seule interface, en $e^{-z/\delta}$. On voit que l'atténuation dépend de l'inverse de la racine carrée de la fréquence et qu'ainsi, seules les très basses fréquences se propagent de manière significative dans la mer. Pour fixer les idées, les figures 1.2 a&b montrent respectivement les décroissances du champ magnétique en mer pour différentes fréquences dans l'hypothèse "mer infinie", et obtenues avec le modèle à trois couches pour une mer de 1000 mètres de profondeur et une conductivité du fond de $5 \cdot 10^{-3} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ (1.2).

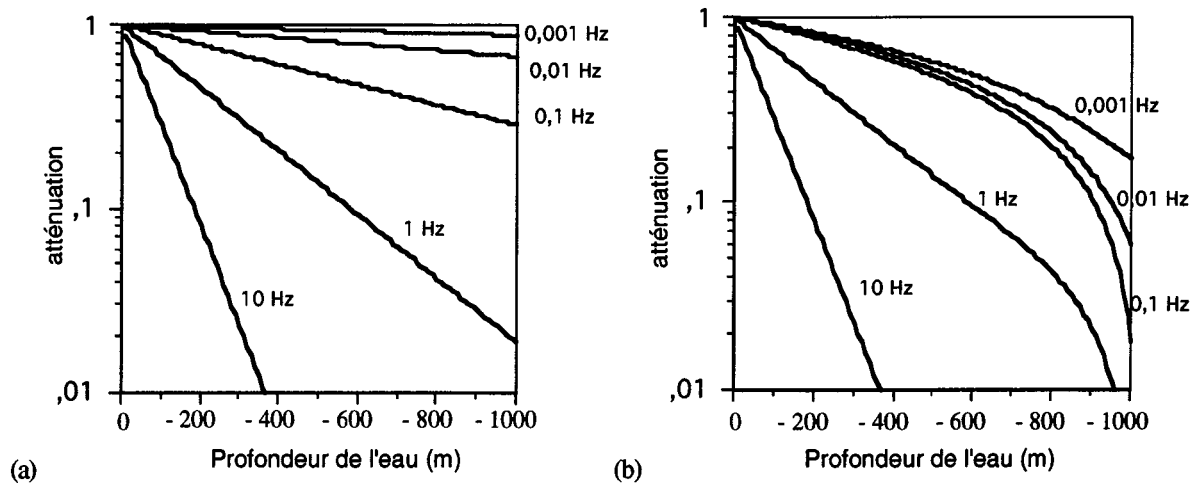


Figure 1.2 - Décroissance du champ géomagnétique en mer en fonction de la profondeur: épaisseur d'eau infinie (a) et fond de 1000 m avec $\sigma_{\text{fond}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ (b)

Différents auteurs ont développé des modèles tabulaires plus complexes à N couches, tels ceux que l'on trouvera, par exemple, dans l'ouvrage collectif de BERDICHEVSKY et ZDHANOV [BERDICHEVSKY 84], ou dans [SCHMUCKER 75].

2.1.2.3. Influence de la conductivité du fond et effet de bord de mer

L'influence du fond de la mer est déjà simplement sensible par la seule présence de celui-ci: on peut constater sur les figures 1.2 a&b précédentes que le champ magnétique d'origine externe est plus atténué, à une profondeur donnée, dans le cas où le fond de la mer est proche que si la colonne d'eau sous le point de mesure est importante. Ce fait a pu être vérifié par l'expérience lors d'une campagne de cartographie magnétique des fonds sous-marins réalisée par le LETI en mer Méditerranée en juillet et septembre 1991. Une amplification du champ géomagnétique, enregistré par des capteurs à profondeur fixe a en effet été constatée dans les zones de grands fonds par rapport aux zones de petits fonds [BLANPAIN 92a&b]. Cette différence est particulièrement gênante lorsque l'on souhaite éliminer les effets d'origine géomagnétique des mesures, pour conserver uniquement le champ magnétique d'origine géologique: du point de vue du traitement du signal, il n'est pas possible d'exploiter directement les propriétés de cohérence spatiale de ces effets et de les éliminer par une simple soustraction entre des mesures mobiles en mer et des mesures effectuées par des références fixes à terre (opération communément appelée *réduction*); des calculs de fonctions de transfert complexes entre les capteurs d'un réseau sont nécessaires pour pouvoir s'en affranchir [FLAMENT 92], [BLANPAIN 92a&b]. Ces remarques sont également valables pour le champ électrique: on doit s'attendre à des niveaux de champ électrique induit différents en fonction de la position du capteur bien sûr, mais également en fonction de la profondeur totale.

Pour un capteur (magnétique ou électrique) posé au fond, la conductivité de ce dernier prend une grande importance pour l'interprétation des mesures: les figures 1.3a&b illustrent l'atténuation des champs électromagnétiques en mer en fonction de la conductivité du fond.

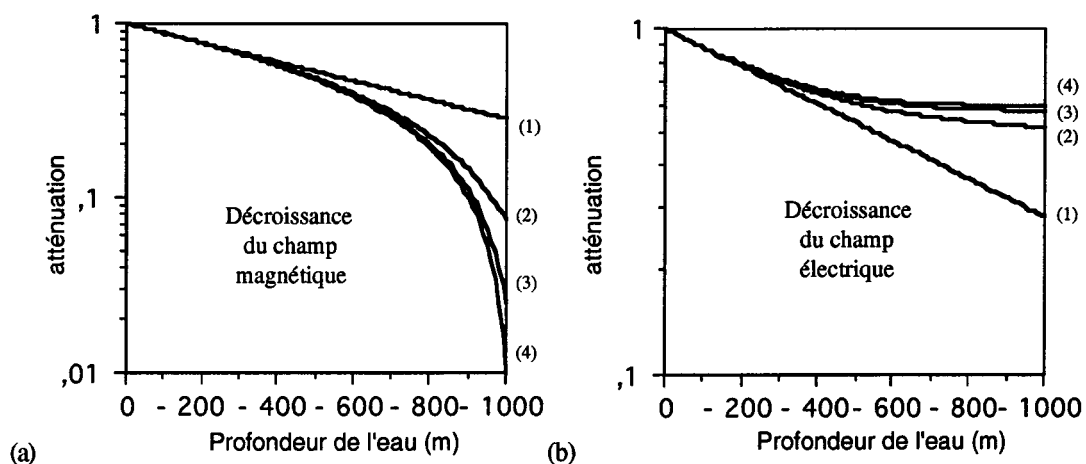


Figure 1.3 - Décroissance des champs électromagnétiques en mer en fonction de la profondeur pour une épaisseur d'eau de 1000 m et une fréquence de 0,1 Hz - Influence de la conductivité du fond
 (1): 4 S.m⁻¹; (2): 0,1 S.m⁻¹; (3): 0,01 S.m⁻¹; (4): 0,001 S.m⁻¹;

Une valeur de 10^{-3} S.m^{-1} correspond à la conductivité d'une roche basaltique, tandis qu'une valeur de 4 S.m^{-1} correspond à des couches sédimentaires, qui possèdent à peu près les mêmes propriétés électriques que l'eau de mer [LARSEN 71].

Toute inhomogénéité de conductivité locale du fond est, de plus, susceptible de modifier la répartition des courants dans le sous-sol, provoquant ainsi des anomalies de champ induit dans l'eau. L'étude du champ magnétique naturel et de la réponse en champ électrique en fonction de la fréquence constitue la base de la méthode *magnétotellurique* d'exploration du sous sol, dont les principes terrestres ont été jetés par CAGNIARD et TIKHONOV dans les années 1950 [CAGNIARD 53], [TIKHONOV 50], et appliqués depuis à l'exploration des fonds sous-marins par de nombreux chercheurs américains, russes ou français. La liste est longue, et on citera simplement pour mémoire les travaux de pionnier de COX [COX 71] et parmi les plus récents ceux de A.D. CHAVE [CHAVE 89b] et J.H. FILLOUX [FILLOUX 80b, 83, 87]. D'autres méthodes d'analyse de la conductivité électrique du sous-sol ou du fond de la mer, utilisant également les variations naturelles du champ terrestre, sont encore basées sur l'interprétation de mesures de gradients de champ magnétique verticaux ou horizontaux (*sondage magnétique différentiel* [MOSNIER 77]) ou de simples mesures de courants telluriques.

Nous n'avons envisagé dans les quelques considérations précédentes que des géométries tabulaires: cette hypothèse n'est plus vérifiée le long des côtes et dans la pratique, la forme de celles-ci joue un rôle dans la répartition des courants [LAUNAY 70]. Les anomalies de champs résultantes sont généralement désignées sous l'appellation générique d'*effet de bord de mer* (*coastal effect*). La géométrie n'est cependant pas la cause principale et l'effet dit de bord de mer s'apparente plutôt à des problèmes d'anomalies de conductivité. Les courants telluriques induits dans les sols par les variations du champ magnétique d'origine ionosphérique, ont une tendance naturelle et bien légitime à s'engouffrer dans les zones de conductivité maximale. Sur des échelles spatiales très étendues, un continent par exemple, la répartition des courants induits et donc des champs électromagnétiques résultants n'est pas uniforme: en fonction de la carte tridimensionnelle de conductivité du sous-sol, on peut ainsi observer des zones de concentration de courant.

C'est un phénomène du même type que l'on retrouve le long des côtes, l'eau de mer étant souvent plus conductrice que les roches du sous-sol terrestre. Il y a donc en mer côtière un phénomène de concentration de courant induit dans l'eau, de par la proximité de la côte moins conductrice, et par la même, une augmentation du champ magnétique induit en retour, ainsi que du champ électrique. Ce phénomène a été mis en évidence par W.D. PARKINSON dans la fin des années 50 [PARKINSON 59,62], et étudié depuis de nombreuses années par différents auteurs. On citera parmi les études expérimentales et théoriques américaines les plus anciennes sur le sujet [FILLOUX 67], [COX 74] ou [LARSEN 75], ainsi que les multiples travaux effectués depuis lors par H.W. DOSSO [DOSSO 92] et W.D. PARKINSON [PARKINSON 79]. Des équipes françaises ont également travaillé depuis longtemps sur les phénomènes de concentration de courant en général, à terre ou en mer, et leur interprétation en terme d'anomalies de conductivité [BABOUR 76], [MOSNIER 77], [LE MOUËL 82].

Lors de la campagne de cartographie magnétique effectuée par le LETI et citée plus haut, une augmentation de 45 % du champ magnétique variable en très basses fréquences, mesuré en mer, par rapport au champ mesuré à terre par une station de référence, a pu être observée [BLANPAIN 92a], [FLAMENT 92].

2.1.3. Les sources internes: induction par les mouvements marins

Le déplacement d'un milieu conducteur dans un champ magnétique crée, par interaction avec celui-ci, un champ électrique dans l'espace environnant et donc des courants associés dans les domaines conducteurs. Ceux-ci donnent naissance en retour à un champ magnétique de perturbation. Ce processus d'induction, rapporté par J.C. MAXWELL et étudié entre autres par H. LORENTZ (ce qui justifie la qualification d'*effet de LORENTZ* qui lui est encore souvent donné), a été mis en évidence auparavant par des manipulations expérimentales aujourd'hui classiques, comme par exemple l'expérience dite du *disque de FARADAY*. C'est d'ailleurs M.J. FARADAY qui, le premier, pressent l'existence de champs électromagnétiques induits selon le même mécanisme par les mouvements marins dans le champ magnétique terrestre¹. Il ne peut cependant les mettre en évidence faute de matériel de mesure suffisamment précis [FARADAY 32].

Les premières observations effectives de champs électriques induits par les mouvements marins sont effectuées par F.B. YOUNG en 1920 [YOUNG 20]. La mesure du champ magnétique en mer bénéficie quant à elle des études menées sur les mines magnétiques et de l'expérience acquise pendant la seconde guerre mondiale par les marines militaires [BARBER 48]. Les premières études théoriques significatives sur le sujet sont ainsi publiées dans le début des années 1950 par H. STOMMEL, M.S. LONGUET-HIGGINS, W.V.R. MALKUS et M.E. STERN de la "Woods Hole Oceanographic Institution" [STOMMEL 48], [LONGUET-HIGGINS 49,54], [MALKUS 52]. L'article de 1954 de M.S. LONGUET-HIGGINS fait encore référence aujourd'hui comme l'un des plus clairs sur les aspects théoriques bidimensionnels de l'effet de LORENTZ, et surtout sur l'interprétation des mesures de champ électrique en mer. Par la suite, le problème a été reformulé par différents auteurs: on citera parmi les travaux les plus significatifs et les plus généraux ceux de T.B. SANFORD [SANFORD 67,71], W. WASYLKIWSKYJ [WASYLKIWSKYJ 79] et A.D. CHAVE [CHAVE 90a]. Ces auteurs proposent, après établissement des équations de MAXWELL en présence de milieux en mouvement, leur résolution analytique en 3 dimensions, sous diverses hypothèses simplificatrices, à l'aide de fonctions de GREEN. Le LETI étudie également depuis 1990 les effets électromagnétiques basses fréquences induits par les mouvements marins et notamment, leur modélisation par la méthode des éléments finis avec le logiciel FLUX-EXPERT [BLANPAIN 91,92c]. Nous proposons simplement pour notre part, en annexe pour ne pas entraver la lisibilité de ce mémoire, une étude théorique détaillée - et nous l'espérons compréhensible -, sur la mise en équation des grandeurs électromagnétiques en présence de milieux mobiles.

De manière extrêmement simplifiée, lorsqu'un conducteur se déplace dans un champ magnétique préexistant, il apparaît selon la loi d'induction de MAXWELL - FARADAY un champ électrique de la forme:

¹ " Theoretically, it seems a necessary consequence that where water is flowing, the electric current should be formed. [...] Where the lateral extent of the moving water is enormously increased, it does not seem improbable that the effect should become sensible." M.J. FARADAY 1832 ([FARADAY 32], p. 176)

$$(1.5) \quad \vec{E}_m = \vec{v} \wedge \vec{B}$$

où \vec{B} représente le champ magnétique. Ce champ est faible: le simple produit du champ terrestre vertical par une vitesse de déplacement de 1 cm.s^{-1} donne un champ électrique de l'ordre de $0,5 \mu\text{V.m}^{-1}$. En général, le vecteur vitesse du déplacement peut être considéré comme se trouvant dans le plan horizontal. L'orientation des différents champs est illustrée sur la figure 1.4 suivante: le champ électrique produit est tridimensionnel, avec une composante horizontale perpendiculaire à la vitesse et proportionnelle au module de celle-ci et au champ magnétique vertical, et une composante verticale, proportionnelle au module du champ magnétique horizontal. C'est la première qui semble être la plus exploitée, mais certains auteurs se préoccupent également de la partie verticale [FONAREV 63], [HARVEY 74], [PODNEY 75]. Le courant produit par ce champ électrique, ainsi que le champ magnétique secondaire induit en retour, dépendent directement de la répartition de la conductivité de l'eau et des fonds sous-marins.

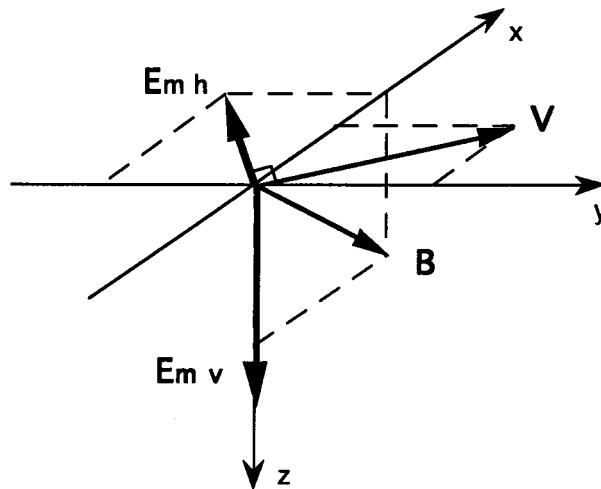


Figure 1.4 - Champ électrique induit par le mouvement

Le milieu marin est conducteur et, de par sa nature liquide, est soumis à des mouvements variés, d'origines physiques diverses: attraction lunaire et phénomènes de gravitation, gradient de température, vent. Ainsi, les effets électromagnétiques (de Lorentz) induits sont nombreux.

Les champs dus aux ondes progressives de surface et à la houle ont reçu une attention considérable depuis de nombreuses années. Ils ont été étudiés en détail de façon théorique depuis les années 1960. WARBURTON et CAMINITI fournissent une solution analytique pour le champ magnétique induit par les vagues de surface en mer profonde [WARBURTON 64]. GROSKAYA étend les résultats aux eaux peu profondes [GROSKAYA 72]. WEAVER s'intéresse au champ magnétique de la houle [WEAVER 65], LARSEN puis PODNEY revisitent ensuite le problème dans son ensemble en examinant également le champ électrique [LARSEN 71]. [PODNEY 74,75]. Plus récemment DAVEY et BARWES fournissent de nouvelles méthodes de résolution et comparent les champs électromagnétiques créés par les vagues à ceux d'un dipôle

électrique horizontal (*HED: Horizontal Electric Dipole*) [DAVEY 85]. CHAILLOUT, POULBOT et BLANPAIN enfin proposent une formulation générale et la résolution en 3D des équations de Maxwell dans un repère lié à la vitesse de phase de la houle par la méthode des éléments finis [CHAILLOUT 92]. Les études expérimentales sont également nombreuses, réalisées par des équipes américaines [MACLURE 64], [FRASER 66], françaises [KLEIN 75], ou russes [KROTEVICH 77].

Une houle de période de 20 secondes et de 10 cm d'amplitude est susceptible d'engendrer un champ magnétique de 0,2 nT à 100 m sous la surface de l'eau, et de 0,1 nT à 50 m d'altitude au dessus [WEAVER 65]. A titre indicatif, la figure 1.5 présente des profils de champ magnétique dû à la houle, obtenus par différentes techniques de modélisation, analytique ou numérique. Ces mouvements d'eau conduisent à des fréquences supérieures à 10^{-2} Hz (De $5 \cdot 10^{-2}$ à 1 Hz [CHAVE 90b]). La source hydrodynamique de ces phénomènes étant localisée en surface, les champs électromagnétiques engendrés par la houle décroissent rapidement avec la profondeur et pénètrent donc peu dans la mer. Ils peuvent cependant être gênants pour des mesures haute sensibilité dans le milieu. Pour des eaux peu profondes (plateau continental), ils peuvent être encore significatifs au fond et même être influencés par celui-ci [BIRD 77]. Des trains d'ondes de périodes différentes peuvent également produire, par des interactions hydrodynamiques non-linéaires (*microseismes*), des signaux importants, même par grande profondeur comme le rapporte [COX 78]. D'un point de vue théorique, ces effets particuliers ont été formulés par [LONGUET HIGGINS 50], et sont repris et étendus dans [BLANPAIN 92c]

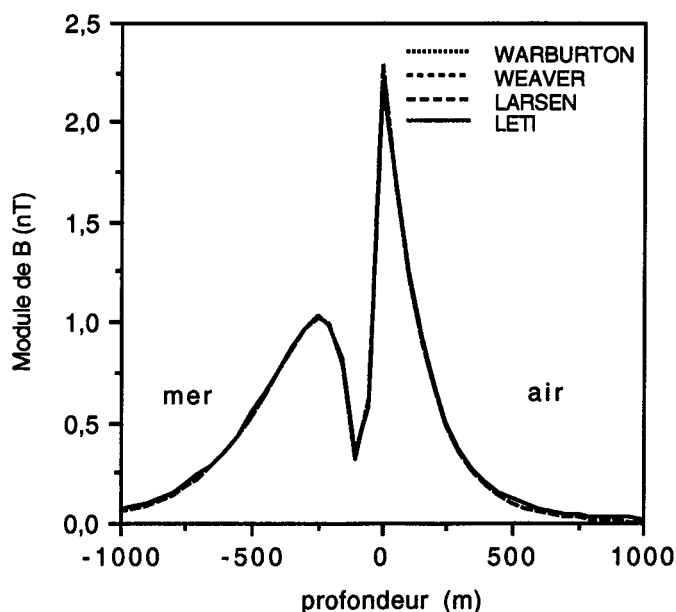


Figure 1.5 - Module du champ magnétique induit dans un plan vertical par une houle de 1 m et de longueur d'onde de 1000 m, déphasage de 30° par rapport à l'onde hydrodynamique.

Comparaison entre les résultats analytiques 2D de Warburton et Caminiti (1964), Weaver (1965), Larsen (1971) et les résultats numériques 3D de Chaillout, Poulbot et Blanpain (1992) [CHAILLOUT 92].

Parmi les champs électromagnétiques dus à des phénomènes hydrodynamiques de surface, les plus énergétiques sont le fait des courants de marées et des ondes gravitationnelles de surface dites *planétaires* (ou *tsunamis*: onde solitaire peu amortie d'origine sismique [GOGUEL 59]) et ont été de ce fait étudiés depuis de nombreuses années [LARSEN 66,68,71]. Les longueurs d'onde de ces effets sont importantes en comparaison des profondeurs d'eau et les champs électromagnétiques - le champ électrique en particulier - sont en général mesurables au fond de l'eau. L'influence de la conductivité du fond n'a cependant été abordée de façon théorique que plus tard [HARVEY 74,77] [CHAVE 83b]. Des mesures de champ électrique vertical ont ainsi pu être corrélées avec les marées [HARVEY 77], [CHAVE 85].

Il existe encore une considérable variété de courants, *ondes internes* (un mouvement dans un fluide est dit *interne* si les déplacements verticaux des particules sont plus importants à l'intérieur de la colonne d'eau qu'en surface) [CHAVE 84b], [DAVIS 91] et turbulences de natures diverses [COX 71, 80] qui contribuent au spectre des effets électromagnétiques induits au fond et couvrent toute la bande ULF. Les ondes internes semblent fournir la plus importante contribution au spectre de champ magnétique induit dans le milieu et mesuré au fond. Le champ électrique de ces mêmes effets est peu sensible, et cela uniquement par sa composante verticale [CHAVE 84b]. Une revue des phénomènes hydrodynamiques et des champs induits en conséquence, ainsi que de leurs ordres de grandeur, est effectuée par J.F. BIRD et H.W. KO [BIRD 77]. Le LETI fournit également une étude sur le sujet [BLANPAIN 91, 92c].

Les champs électriques sont ainsi le plus souvent détectables, mais difficilement identifiables en raison de la diversité des sources hydrodynamiques. Il peuvent être cependant remarquables pour des courants barotropes en raison de la grande longueur d'onde et de la forte énergie de ceux-ci. Dans pratiquement tous les cas, ils contribuent au bruit ULF pour les mesures magnétotelluriques.

Les champs magnétiques sont pour leur part souvent masqués au fond de l'eau par les effets ionosphériques, mais compliquent cependant les fonctions de transfert pour la prospection électromagnétique [FILLOUX 87].

Les deux champs présentent à l'inverse un grand intérêt pour les océanographes et les études météorologiques, en fournissant une méthode d'investigation des courants marins, par des mesures dérivantes ou fixes, en surface ou au fond de l'eau [HARVEY 72], [SANFORD 86]. Il faut cependant faire extrêmement attention à l'interprétation que l'on donne des données recueillies, et tenir compte pour ce faire des méthodes de mesure elles-mêmes [LONGUET-HIGGINS 54]; cet aspect est abordé plus loin dans le paragraphe sur l'instrumentation électrométrique (§ 3.2.1).

Puisque certains effets se propagent relativement loin dans l'eau et les fonds marins, les champs électromagnétiques induits par les mouvements de l'eau peuvent également être utilisés comme sources pour l'exploration de la conductivité du fond, à l'instar des effets ionosphériques [KOROTAEV 81], [CHAVE 83a]. Les marées se prêtent particulièrement bien à ce type d'application, en raison de leur aspect prévisible et de leur bande de fréquence très étroite liée aux cycles lunaires [CHAVE 83b, 84a]. Les effets électromagnétiques des marées peuvent même se faire sentir sous formes de courants telluriques à l'intérieur des terres continentales [JUNGE 88]. Les champs électriques des ondes hydrodynamiques internes puissantes et des mouvements inertiels, même plus modérés que les marées, sont toujours présents au fond, et les plus larges interagissent également avec celui-ci.

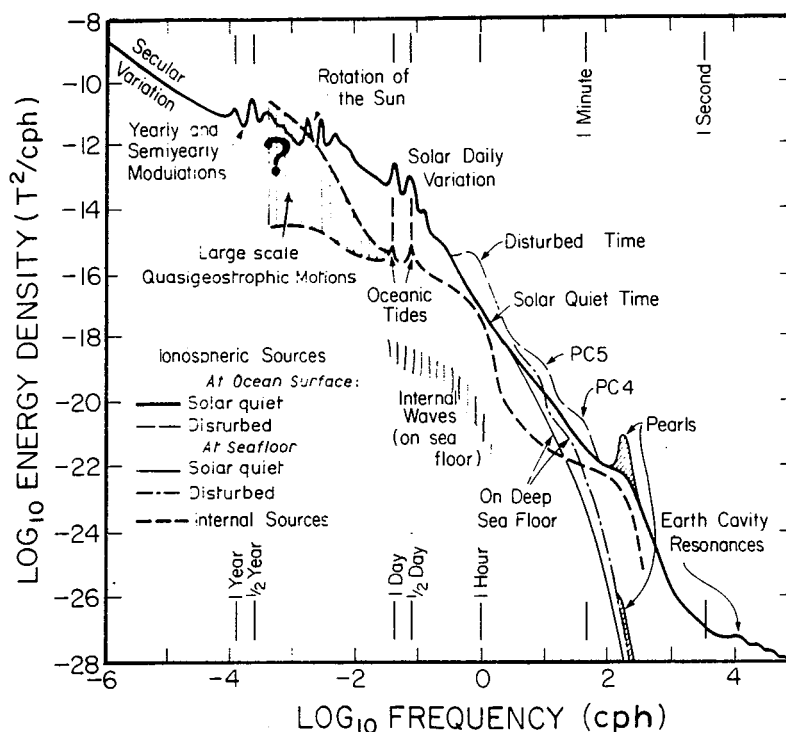


Figure 1.6 - Spectre des variations naturelles du champ magnétique en mer enregistrées en surface et au fond (latitude moyenne, profondeur 5 km) [FILLOUX 87]

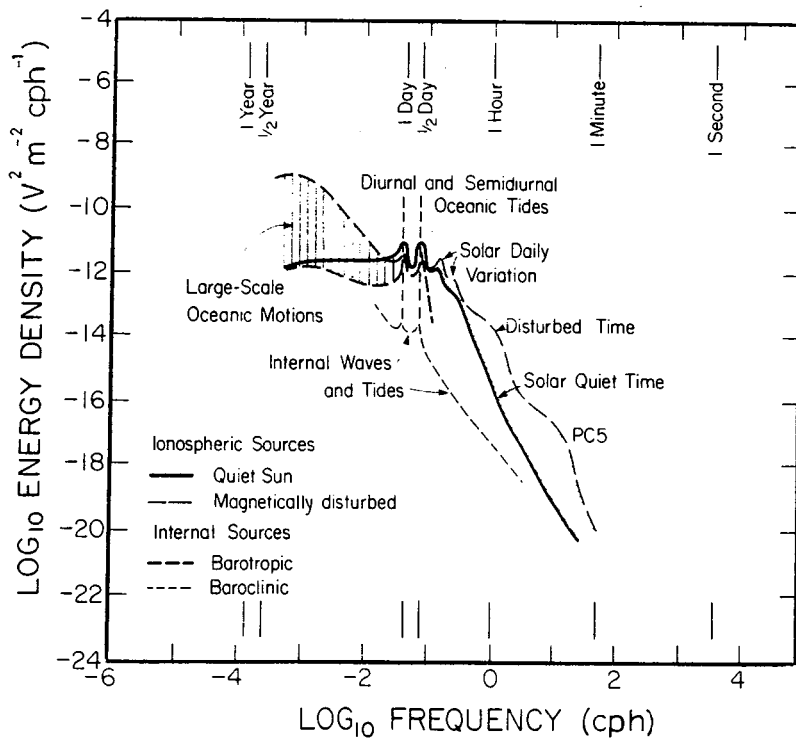


Figure 1.7 - Spectre des variations naturelles du champ électrique en mer enregistrables au fond (mer ouverte) [FILLOUX 87]

2.1.4. Conclusions sur les phénomènes naturels

Les différentes fluctuations naturelles typiques des champs électriques et magnétiques mesurables au fond de la mer sont regroupées sur les spectres des figures 1.6 et 1.7 précédentes, issues de [FILLOUX 87]. On notera que les fréquences sont données en cycles par heures (*cph*) et non pas en Hertz, comme c'est souvent le cas dans les documents Anglo-saxons.

Les effets ionosphériques subissent peu d'atténuation en deçà de 10^{-3} Hz, et sont plus visibles en champ magnétique que les effets dus au mouvement, qui sont cependant souvent du même ordre de grandeur. Les marées et autres effets très basses fréquences sont par contre bien visibles en champ électrique. On notera que les effets de houle ne sont pas portés sur les spectres dans la mesure où ils sont rapidement atténués, et ne sont donc plus présents par grands fonds.

Les lignes précédentes et ces spectres pourraient laisser supposer que les champs électromagnétiques en mer sont parfaitement connus de façon expérimentale et théorique: c'est en fait loin d'être le cas. De façon générale, les effets ionosphériques sont encore relativement mal cernés. Les champs induits par les mouvements marins sont eux-mêmes encore moins bien connus. Tous les auteurs sans exception soulignent le besoin impératif d'instrumentation adaptée en très basses fréquences et la nécessité de multiplier les campagnes de mesures pour améliorer la connaissance du milieu océanique. Cela est d'autant plus vrai pour les eaux peu profondes comme celles des plateaux continentaux: s'il existe un certain nombre de mesures par des fonds de 1500 m ou plus, très peu ont été effectuées sur la plate-forme continentale et en eau de profondeur inférieure à 1000 m. Dans ces eaux, les effets hydrodynamiques sont assez différents, dominés par les ondes de gravité de surface, mais comportent de multiples turbulences. Les ondes internes se présentent également différemment, par paquets épisodiques (*solitons*) plutôt que comme des fluctuations autour d'un niveau continu; elles résultent d'interactions non-linéaires entre les marées et les côtes [CHAVE 90b]. La présence toute proche du fond et des côtes complique de plus la répartition des courants induits. Peu d'informations sont disponibles, pour la même raison, sur la propagation des ondes acoustiques et de pression (*ondes de Raleigh*) par petits fonds, alors que celles-ci sont responsables d'une bonne partie des champs électromagnétiques induits en eau profonde, entre 0,03 et 1 Hz [WEBB 82,84].

On citera pour en terminer la conclusion d'un "Workshop" regroupant, en Novembre 1989, 40 des meilleurs spécialistes mondiaux de l'électromagnétisme en milieu marin sur le thème de *l'environnement géoélectrique et géomagnétique des plateaux continentaux*, qui souligne qu'il reste énormément de questions en suspens sur le sujet, et que celles-ci ne peuvent être résolues sans la collection de données expérimentales [CHAVE 90b]. Les auteurs insistent sur le fait que nombre de problèmes fondamentaux en géophysique et en océanographie sont directement liés à l'étude des champs électromagnétiques en mer, et que dans bien des cas la mesure du champ électrique peut se révéler être la meilleure méthode d'étude ².

² "In some cases, electric field measurements have proven to be among the best ways to study the hydrodynamics or physics; [...] Thus, a focussed research effort on continental shelf motional EM fields has implications for a variety of fields, and clearly transcends electromagnetics alone." ([CHAVE 90b], p. 11)

2.2. Les phénomènes artificiels

Nous nous intéressons ici en priorité aux phénomènes électromagnétiques éventuellement utilisables en détection sous-marine. Nous nous limitons également aux très basses fréquences, dans la mesure où elles seules se propagent dans le milieu conducteur de façon significative.

Dans la suite, nous pratiquons une distinction qui peut sembler arbitraire, entre les phénomènes dits *directs* et les phénomènes *indirects*, il ne s'agit nullement de discriminer les différents effets en fonction de leur importance. Nous entendons simplement par *effets directs* les champs électromagnétiques dont l'origine est la cible elle-même (ou le déplacement de tout ou partie de celle-ci dans le champ terrestre) en tant que source au sens électromagnétique du terme, en opposition avec les *effets indirects*, qui résultent de phénomènes d'origines hydrodynamiques (*sillage*) engendrés par le déplacement de la cible dans le milieu marin.

2.2.1. Les phénomènes directs

Les navires de surface et sous-marins possèdent en général des moments (dipolaires) magnétiques (induit et rémanent) et électriques statiques, causés respectivement par le magnétisme de la coque et de la machinerie, et par les courants de corrosion circulant entre différentes parties de la coque. Par un phénomène d'extrusion ou de concentration des courants électriques d'origine naturelle (différence de conductivité par rapport au milieu), ou à cause de la différence des autres propriétés électromagnétiques (permittivité, perméabilité) par rapport à l'eau de mer, la simple présence d'un corps étranger au milieu est également susceptible de perturber les champs électromagnétiques naturels (§ 2.1.). A ces effets statiques peuvent se superposer des phénomènes fréquentiels, dus au rebouclage de courants du réseau de bord par l'eau (où trouver une prise de terre sur un bateau?), aux mouvements de parties tournantes possédant une aimantation non-uniforme ou simplement très conductrices, ou à la modulation par le propulseur de courants de corrosion quasi-statiques [CHAVE 90b] [BOSTICK 77]. L'ensemble de ces phénomènes constituent une *indiscrétion* électromagnétique du bâtiment, qui peut ainsi être utilisée en détection et en localisation [LATOURE 90].

Le magnétisme statique de la cible est exploité depuis de nombreuses années en détection *MAD* (*Magnetic Anomaly Detection*) aéroportée [WALSH 76], [BLANPAIN 79]. Le signal n'est détectable que s'il existe un mouvement relatif entre la cible et le capteur, une anomalie parfaitement statique s'avérant indissociable du champ terrestre. Pour un aéronef volant à 50 m.s⁻¹, une cible positionnée à un *cpa* (*closest point of approach*) à 1000 m produit un signal transitoire dans une bande de fréquence supérieure à 0,005 Hz [CHAVE 90b]. D'importants travaux de recherche ont été effectués, notamment au LETI, depuis les années 1970, sur la conception et le développement de systèmes de détection exploitant ce type de phénomènes, ainsi que sur les traitements des signaux adaptés [BLANPAIN 79]. Des techniques de détection par réseaux de magnétomètres dérivants sont aujourd'hui à l'étude [FLAMENT 91,92,93].

La modélisation de ce type d'effets magnétostatiques peut être effectuée grâce à des modèles ellipsoïdaux à deux (plusieurs) dipôles magnétiques (boucles infinitésimales de courant) en champ proche [PEJAS 93], ou par un modèle dipolaire simple en champ lointain.

Cependant, de nombreux travaux portent aujourd'hui sur une modélisation plus fine et beaucoup plus proche des bâtiments réels, par des techniques numériques, principalement les éléments finis [PARKIN 92],[BRUNOTTE 91,93]. La connaissance précise de l'aimantation des navires permet en effet de mettre en œuvre des techniques de compensation (*degaussing*) de leur *signature magnétique*, de façon à limiter leur vulnérabilité. La modélisation vise à compléter, voire à remplacer aujourd'hui, les essais effectués autrefois sur des maquettes de bateaux, selon une technique proposée après la seconde guerre mondiale par Louis NEEL [LMN 61].

Contrairement à son homologue magnétique, le champ électrique n'a jusqu'ici bénéficié que de peu d'attention en détection sous marine, ce qui ne signifie pas, loin de là, qu'il ne présente pas d'intérêt. La difficulté de mise en œuvre des dispositifs de mesure et leur évolution relativement lente par rapport aux magnétomètres marins (§ 3.1.) l'explique peut-être en partie. L'exploitation du champ magnétique repose également sur des considérations historiques liées à la guerre des mines. Ainsi, extrêmement peu de documents de la littérature accessible (non classifiée) abordent le sujet, malgré un accroissement sensible, ces dernières années, de l'intérêt de la communauté scientifique et militaire internationale pour celui-ci [BAXENDALE 89], [CHAVE 90b], [LATOUR 90].

Des mesures de signatures électriques de navires ont cependant été effectués en 1973 par F.X. BOSTICK, H.W. SMITH et J.E. BOEHL, et sont décrites dans un rapport intitulé "*The detection of ULF/ELF emissions of the moving ships*" [BOSTICK 77]. Les auteurs ont disposé à proximité d'un chenal, où circulent des bâtiments civils, des électromètres (mesure de tension: § 3.2.) et des magnétomètres de façon à mesurer les trois composantes du champ magnétique et les deux composantes horizontales du champ électrique. Des signatures magnétiques et électriques ont ainsi été observées pour une douzaine de cargos, dont des exemples sont reproduits figure 1.8 . Les auteurs ont comparé les signatures mesurées à celles d'un dipôle électrique horizontal (HED) équivalent, placé selon l'axe du bâtiment, à l'aide de formules de propagation simplifiées de P.R. BANNISTER [BANNISTER 66]. L'adéquation est parfaite, comme le montre la figure 1.9, et permet ainsi de valider l'hypothèse HED. Les auteurs attribuent les signatures dynamiques des bâtiments aux courants de corrosion, dont une partie est modulée par le propulseur. Les ondes mesurées sont quasi-sinusoïdales, de fréquence fixe, comprise entre 1 et 2 Hz, qui correspondent aux vitesses de rotation des hélices, avec modulation d'amplitude. **Les composantes des champs utiles atteignent à plus de 300 m des valeurs de l'ordre de 1 μ V/m en champ électrique et de quelques 25 pT seulement en champ magnétique.** Des distances de détection sont également calculées sur la base d'un filtrage adapté, à partir des densités spectrales de puissance des nuisances naturelles mesurées et celles (calculées) dues aux vagues de surface, et des signaux mesurés et modélisés. Les résultats sont regroupés sur le tableau de la figure 1.10, où l'on peut voir que ces distances de détection sont non-négligeables (quelques kilomètres). Les auteurs concluent à la faisabilité et à l'intérêt pour l'extraction des signaux utiles, de systèmes de détection fixes permettant de mesurer à la fois les signatures statiques et dynamiques très basses fréquences, magnétique et électrique. Cette conclusion est également celle des participants au "Workshop" précité [CHAVE 90b]. Notons encore que l'utilisation d'électromètres en réseau à des fins de détection sous-marine apparaît dès 1972 dans un brevet de dispositif de mesure américain [PITTMAN 72].

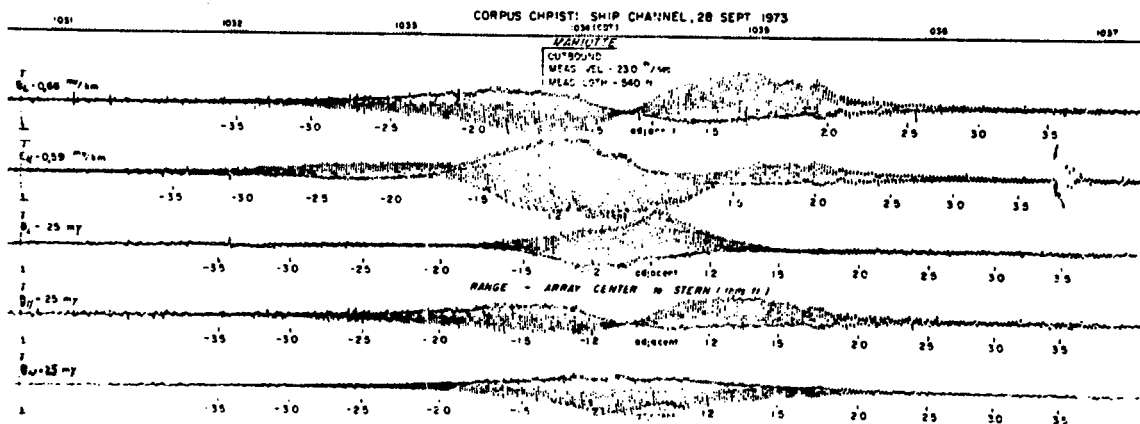


Figure 1.8 - Signatures magnétiques et électriques obtenues lors du passage du "Mariotte" (mauvaise qualité du document original) [BOSTICK 77]

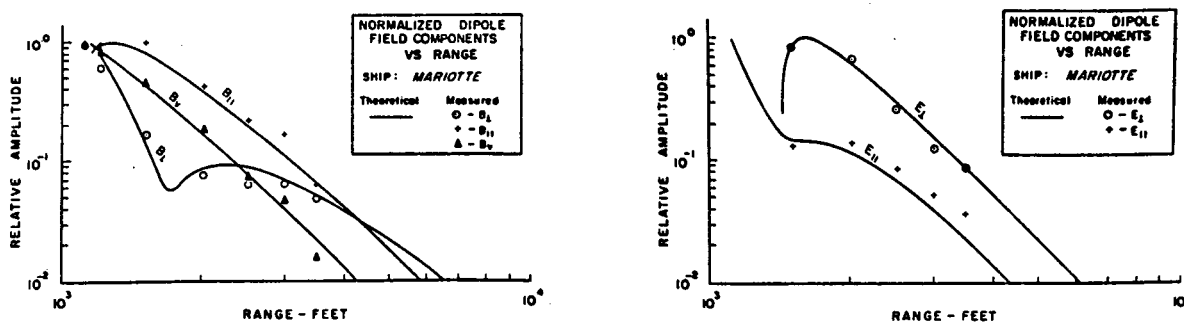


Figure 1.9 - Comparaison entre les mesures et le modèle théorique HED [BOSTICK 77]

Bâtiments	M (A.m)	f_0 (Hz)	$d_{10\%}$ (km)	$d_{1\%}$ (km)	$d_{0,1\%}$ (km)
Benja River	119	1,7	3,85	3,35	2,92
Stainless Trader	120	2,0	3,41	2,97	2,58
Nopal Trader	7	1,2	1,24	1,08	0,94
Tumi	36	1,2	2,48	2,16	1,88
Gulfstream	26	1,4	2,15	1,87	1,63
Inger	178	1,4	4,82	4,19	3,65
Texas Sun	53	1,2	3,15	2,74	2,38
Mariotte	179	1,3	4,57	3,98	3,46

Figure 1.10 - Distances de détection équivalentes pour différents bâtiments civils [BOSTICK 77]

Le calcul dans l'espace des champs électromagnétiques ULF/ELF générés par des dipôles immergés est le plus souvent effectué par introduction du potentiel (vecteur) de Hertz et en décomposant l'onde en modes TM (Transverse Magnetic) et TE (Transverse Electric). Le calcul exact fait intervenir des intégrales de *Sommerfeld* et nécessite l'utilisation des transformées de *Hankel* pour les évaluer, outils mathématiques assez lourds à manipuler [CHAVE 83c]. Pour cette raison, de nombreux auteurs ont cherché des formulations approchées sous différentes hypothèses, qui soient simples d'utilisation. La littérature est ainsi abondante sur la propagation dipolaire quasistatique en milieu stratifié, et traite des géométries tabulaires à 2 ou 3 milieux pour les quatre types de dipôles (HED, VED, HMD, VMD) localisés dans les différents milieux et sur les différentes interfaces. Les premiers travaux sont dus à A. SOMMERFELD (1926), puis R.H. LIEN (1953), J.R. WAIT (1961), P.R. BANNISTER (1966), A. BANOS (1966), et R. GABILLARD (1971) en France. J.T. WEAVER résout pour la première fois le problème pour trois milieux et des dipôles électriques immergés sous certaines hypothèses [WEAVER 67]. Les résultats pour différents cas sont regroupés par M.B. KRAICHMAN en 1970 [KRAICHMAN 70]. De nombreux travaux suivent pour étendre les résultats sans trop d'hypothèses restrictives et obtenir des formulations approchées toujours plus aisées à utiliser, dans tous les cas de figures. On citera parmi les auteurs A.C. FRASER-SMITH, D.M. BUBENIK, J.R. WAIT, R.W.P. KING et surtout P.R. BANNISTER dont les multiples publications sont regroupées par le Naval Underwater Systems Center (NUSC) en 1987 [BANNISTER 87a&b]. [HABASHY 85] propose une comparaison entre différentes techniques d'intégration des formulations exactes et des formulations approchées, pour des dipôles électriques immergés et en tenant compte du fond. Comme pour des sources externes (effets géomagnétiques § 2.1.2.), la présence d'un fond peu conducteur peut modifier de façon conséquente la propagation des champs électromagnétiques dans la mer en fonction de la position de la source [FRASER-SMITH 87]. Plus récemment, une étude bibliographique générale et un logiciel capable de résoudre le problème dans sa globalité pour une géométrie tabulaire à quatre milieux au maximum ont été développés par G. BEAUQUET à l'université de Rennes [BEAUQUET 88].

Lorsque le dipôle source est localisé près d'une des interfaces et que la mer est profonde, on peut se restreindre à une géométrie comportant deux demi-espaces. On montre dans ce cas de figure, grâce à l'application de la théorie des images modifiées [BANNISTER 87a&b] et sous certaines hypothèses sur la longueur d'onde, que les champs électromagnétiques dans l'eau pour un dipôle immergé dans un demi-espace conducteur infini, se décomposent en trois parties, correspondant aux contributions d'une onde *directe* (source réelle), de l'onde *réfléchie* par l'interface (source image) et de l'onde *latérale* se propageant le long du dioptré. Celui-ci peut être l'une des interfaces air-eau ou eau-fond, ce dernier étant en général moins conducteur que l'eau salée. Le dipôle électrique horizontal (parallèle aux interfaces), en particulier, est celui qui crée les champs les plus intenses comparativement aux autres types de dipôles [CHAVE 82]. Les trois termes subissent tous un facteur d'atténuation proportionnel à l'inverse de la distance au cube, ainsi qu'un facteur exponentiel dépendant des coordonnées d'espace, et ils décroissent donc relativement rapidement dans le milieu dissipatif.

Les formules suivantes [BANNISTER 87b] donnent les termes d'atténuation exponentielle des trois contributions précitées, en coordonnées polaires, pour un dipôle immergé positionné à la profondeur h proche de l'interface, soit:

$e^{-\gamma_0 R_0}$, avec $R_0 = [r^2 + (z-h)^2]^{1/2}$ pour l'onde directe;

$e^{-\gamma_0 R_{-1}}$, avec $R_{-1} = [r^2 + (z+h)^2]^{1/2}$ pour l'onde réfléchie (source image)

$e^{-\gamma_0(z+h)}$ pour l'onde latérale

Dans ces formulations, $\gamma_0 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma + j\omega\epsilon_0)}$ représente la constante de propagation du milieu conducteur, l'indice "0" renvoyant aux propriétés électriques de celui-ci.

On constate que l'atténuation exponentielle de l'onde latérale ne dépend pas de la distance radiale en coordonnées polaires, et celle-ci se propage ainsi plus loin que les deux autres contributions. Ce qui est valable pour deux demi-espaces est extensible aux géométries tabulaires sous certaines approximations: les ondes électromagnétiques de surface décroissent moins vite en fonction des distances radiales que les ondes de volume.

Les propriétés des ondes latérales ont été étudiées en détail de façon théorique par R.W.P. King [KING 85a, 86]. Cette particularité de propagation plus lointaine qui les caractérise est intéressante le long de l'interface eau - fond pour le sondage électromagnétique [CHAVE 82, 83], [KING 85b], [CHAVE 90c]. Elle trouve également des applications dans le domaine des communications sous-marine avec des sources dipolaires [FRASER-SMITH 88] ou des lignes de courants [INAN 86] disposées au fond. Elle peut être de la même façon exploitée en détection dans le cas du dioptré, ainsi qu'en localisation puisqu'en champ lointain la prédominance de l'onde transverse autorise la mise en œuvre de techniques d'inversion qui ne soient pas trop complexes [BRUXELLE 93].

L'exploitation des champs électromagnétiques statiques et dynamiques très basses fréquences rayonnés par les navires, du champ électrique en particulier, est ainsi susceptible de fournir un complément, voire une alternative aux techniques de détection/localisation purement magnétostatiques.

2.2.2. Les phénomènes indirects

De la même façon que les mouvements marins naturels produisent des champs électromagnétiques, les ondes hydrodynamiques générées par le déplacement d'un bateau et par son propulseur sont susceptibles d'induire des effets électromagnétiques par interaction avec le champ magnétique terrestre, selon le mécanisme postulé encore une fois par M.J. FARADAY³.

³ " Theoretically, even a ship or a boat when passing on the surface of the water, in nothern or southern latitudes, should have currents of electricity running through it directly accross the line of her motion." M.J. FARADAY 1832 ([FARADAY 32], p. 176)

Le sillage d'un bateau est une "figure d'interférence complexe" [WALKER 88]. La partie la plus spectaculaire d'un sillage de surface est constituée par une figure en V, d'angle constant (39°) quelles que soient la taille et la vitesse de l'objet qui se déplace, qui est habituellement désignée sous l'appellation de *sillage de Kelvin*. Ce n'est cependant qu'un des aspects du sillage, qui comprend plusieurs phénomènes hydrodynamiques. On peut en général le décomposer en trois parties, selon le schéma de la figure 1.11 suivante.

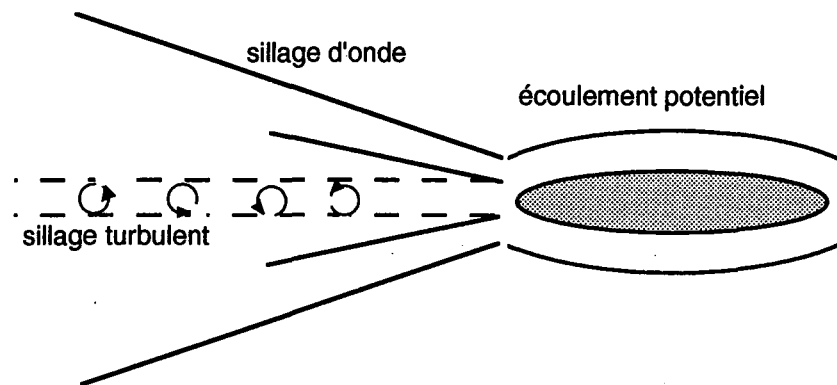


Figure 1.11 - Composantes du sillage d'un bâtiment immergé

Le calcul des champs de vitesse et de pression d'un sillage est complexe. Cependant, la littérature est abondante à ce sujet dans la mesure où un sillage constitue une perte d'énergie et donc une résistance à l'avancement, et constitue également une source de bruit acoustique.

Plusieurs codes de calcul hydrodynamique ont été développés, qui permettent la prise en compte des différentes composantes, le plus souvent en deux dimensions en ce qui concerne la partie turbulente [DELHOMMEAU 89]. Très peu de travaux sont en revanche disponibles sur les perturbations électromagnétiques associées. Le problème est étudié explicitement par J.F. BIRD et H.W. KO [BIRD 77], qui discutent des approximations nécessaires et fournissent quelques calculs simplifiés. Les difficultés tiennent à la fois à la complexité des équations hydrodynamiques tridimensionnelles et à celle des champs de vitesse obtenus pour le calcul électromagnétique. W. WASYLKIWSKYJ propose des techniques de résolution des équations de l'électromagnétisme par une méthode intégrale utilisant des fonctions de Green pour des champs de vitesse compliqués [WASYLKIWSKYJ 79].

Le LETI étudie ces phénomènes depuis 1990, et propose notamment une résolution tridimensionnelle sériée des équations hydrodynamiques et électromagnétiques en trois parties, correspondant aux différentes composantes d'un sillage immergé [BLANPAIN 91, 92c].

L'écoulement potentiel est calculé analytiquement. Le sillage turbulent est obtenu par résolution numérique des équations de Navier-Stokes avec un modèle de turbulence, à l'aide du code de calcul par volumes finis TRIO du CEA/DRN. Le sillage d'onde, enfin, est calculé par résolution analytico-numérique (fonction de Green) des équations de Bernoulli linéarisées. Les champs de vitesse obtenus sont utilisés dans un second temps pour la résolution des équations de Maxwell avec terme de Lorentz, avec le logiciel éléments finis FLUX-EXPERT et les formulations décrites dans [CHAILLOUT 92], qui fournissent les perturbations magnétique et

électrique. La taille des systèmes à résoudre nécessite en 3D l'utilisation d'un CRAY 2. Il ressort de ces modélisations que les perturbations électromagnétiques sont relativement faibles par rapport aux bruits naturels. Elles restent cependant mesurables dans le cadre de systèmes adaptés et optimisés [BLANPAIN 92c].

Si l'aspect hydrodynamique du sillage est utilisé en détection grâce à l'utilisation de radar *latéraux* (SAR: *Synthetic Aperture Radar*) [GRIFFIN 92], les effets électromagnétiques associés ne semblent pas encore bien connus ni a fortiori exploités. Certains documents y font cependant référence [LATOURE 90]. O. BECKMAN en particulier décrit les dispositifs de mesure des champs électrique et magnétique mis en place par la marine Suédoise pour la surveillance des côtes [BECKMAN 91a&b]. Il souligne qu'un sillage est détectable par voie magnétique lorsque la vitesse de déplacement de la cible excède 15 nœuds ($\approx 25 \text{ km.h}^{-1}$).

3. Synthèse de l'état de l'art de l'électrométrie en milieu marin

3.1. Évolution historique de l'appareillage de mesure des champs électriques en milieu marin

C'est FARADAY qui le premier, suppose l'existence de champs électriques induits par les courants marins dans le champ magnétique terrestre [FARADAY 32]. Il ne peut les mettre en évidence expérimentalement, le bruit d'origine électrochimique de ses électrodes en cuivre étant beaucoup trop important en regard de la faible amplitude des effets à mesurer. Le principe de base de l'électrométrie en milieu conducteur - une mesure de potentiel entre deux électrodes - est cependant jeté, et c'est ce principe qui sera développé jusqu'à ces dernières années. Toutes les évolutions consisteront à s'affranchir des problèmes de bruit (électrochimique en particulier) et de mise en œuvre, le milieu océanique n'étant pas particulièrement facile d'investigation comme nous l'avons dit plus haut.

Par la suite, WOLLASTON effectue les premières observations de courants telluriques sous-marins (1881 - cité dans [LONGUET-HIGGINS 1949]) grâce à un câble télégraphique trans-Manche. La superposition des différents effets pose à l'époque des problèmes d'interprétation des résultats obtenus. Il faut attendre l'entre-deux guerres pour que YOUNG, GERRARD et JEVONS montrent la faisabilité d'un appareil remorqué véritablement dédié à la mesure de champ électrique, constitué de deux électrodes montées au bout d'antennes de longueurs très différentes et reliées par un voltmètre [YOUNG 20]. Ils mesurent ainsi des champs électriques qu'ils corrèlent avec les mouvements océaniques de surface et les marées. L'évolution de ce type d'appareillage donne naissance dans les années 1950 au Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI, Massachusetts), au *GEK (Geomagnetic ElectroKinetograph)*, électromètre dérivant (remorqué) destiné à mesurer les courants de surface de faible amplitude [VON ARX 50], [LONGUET-HIGGINS 54]. Pour la première fois, les électrodes utilisées sont de type impolarisable (Ag-AgCl). Les lignes font 200 m.

En 1965, deux campagnes océanographiques intègrent des mesures de champ électrique en profondeur, profitant de l'avènement des premiers submersibles autonomes. L'équipe du Professeur SODERBERG, utilisant la capsule plongeante de J.Y. COUSTEAU, réalise en Californie des mesures du champ horizontal par des profondeurs de 30 m à 300 m dans la bande ELF (4 - 100 Hz), de façon à mettre en évidence les résonances de Shumann et leur pénétration dans l'océan [SODERBERG 66,69]. Les électrodes utilisées sont en carbone et espacées de 5m. Le bruit de fond de l'appareil est de 50 $\mu\text{V}/\text{m}$. Une autre équipe réalise à la même époque avec le bathyscaphe français "Archimède" des mesures jusqu'à 5000 m de profondeur, dans la bande 2 - 300 Hz avec des électrodes espacées de 20 m [SELZER 66, 68], [LAUNAY 64].

Suite aux travaux des pionniers de la magnétotellurique [CAGNIARD 53], le besoin se fait sentir de dispositifs fixes destinés à fonctionner au fond de l'eau. L'équipe du Professeur C.S. COX (SIO: "Scripps Institution of Oceanography", La Jolla, Californie) réalise ainsi dans la fin des années 1960 le premier véritable électromètre autonome "base longue" [FILLOUX 67], [COX 71]. L'appareil utilise une ligne de 1 km et permet d'enregistrer des signaux de 0,1 $\mu\text{V}/\text{m}$.

Bien que les électrodes Ag-AgCl soient déjà reconnues comme les meilleures, c'est leur dérive qui limite la sensibilité du dispositif et nécessite une telle longueur d'antenne. Pour tenter de pallier ce problème, MANGELSDORF propose l'utilisation d'un tube d'eau de mer (Salt bridge) à la place du câble pour un dispositif remorqué type GEK [MANGELSDORF 68]. Cette solution nécessite le rapprochement des électrodes et l'inversion de leur polarité par un système de vannes permet de s'affranchir par soustraction des bruits et dérives électrochimiques. Le gain en sensibilité autorise ainsi une considérable réduction de longueur du dispositif. J.H. FILLOUX a appliqué ce type de solution à un dispositif de mesures en point fixe (*Salt Bridge Chopper*), en l'améliorant au fil des années [FILLOUX 73, 74, 78, 87], [PETITT 92]. Un soin tout particulier est apporté à la mise au point des électrodes. Dès 1978, une résolution de 10 nV/m est obtenue pour une distance de 6 m entre les électrodes. Cependant, ce système est développé pour des mesures telluriques au fond et des fréquences extrêmement basses, et les périodes d'inversion des électrodes limitent son utilisation à des champs pratiquement statiques (typiquement jusqu'à 10^{-2} Hz: bas de la bande ULF). Il a donné de très bons résultats dans des campagnes océanographiques internationales (*ROSE* 1979 [FILLOUX 82], *BEMPEX* 1986 [LUTHER 87]).

Parallèlement, et dans une gamme de fréquences plus élevées (1 Hz: haut de la bande ULF), COX poursuit le développement et l'amélioration de dispositifs "base longue" à câble destinés aux fonds marins, qui bénéficient entre autres de l'évolution technologique des électrodes [PETIAU 80], [FILLOUX 80a] et de l'électronique faible bruit. En 1978, un système destiné à l'étude des champs induits par les courants internes descend à un niveau de bruit de $1 \text{ pV/m/Hz}^{1/2}$ au delà du Hertz avec une ligne de 1 km [COX 78]. Par la suite, un récepteur plus compact muni de deux antennes de 9 m permet de mesurer un signal artificiel calibré de 10^{-10} V/m dans la bande 0,25 - 2,25 Hz [YOUNG 81]. Un dispositif autonome intégrant mesure du champ électrique horizontal et de la pression est utilisé en 1985 dans le but d'étudier les micro-séismes. Le bruit de mesure est uniquement d'origine électrochimique (électronique soignée), de l'ordre de $1 \text{ pV/m/Hz}^{1/2}$ autour de 1 Hz avec une remontée en f^{-2} en dessous, pour une ligne de 1 km [WEBB 85]. Cette distance importante entre les électrodes est jugée minimale pour moyenniser la dérive en tension et le bruit [WEBB 84], malgré l'optimisation de leur réalisation. Ce dispositif est probablement actuellement le meilleur en ULF et a été utilisé entre autres durant la campagne océanographique internationale *EMSLAB-Juan de Fuca (ElectroMagnetic Study of the Lithosphere and Asthenosphere Beneath the Juan de Fuca Plate)* [BOOKER 89], qui ne comportait pas moins d'une quarantaine de dispositifs de mesures de champs électromagnétiques, pour des observations de champs électriques induits par les mouvements marins [CHAVE 89a] ou des expérimentations magnétotelluriques [WANNAMAKER 89].

Les systèmes mis au point par le S.I.O. Californien ne mesurent que le champ électrique horizontal, ou du moins parallèle au fond de l'eau (une ou deux composantes). Pour la mesure de certains courants marins et des marées, ont été développés à l'université de Hawaii depuis les années 1970 des dispositifs de mesure du champ horizontal sur un principe similaire [HARVEY 77], mais aussi du champ vertical [HARVEY 72]. Ces derniers comportent simplement un câble tendu entre une masse posée au fond et une bouée en surface qui supportent un transmetteur, avec à chaque extrémité une électrode du même type que celles utilisées par FILLOUX et COX, et bien sur une électronique de mesure de tension. Des dispositifs plus récents étudiés à l'Université de Tokyo atteignent des sensibilités de $2,5 \cdot 10^{-8}$ V/m (YUKUTAKE et al., cité dans [FILLOUX 87]).

Par ailleurs, des mesures de champs électriques sont encore effectuées aujourd'hui à l'aide de câbles sous-marins à usage de transmissions télégraphique ou téléphonique, sur le même principe que les appareils à base longue [LARSEN 85, 91]. Ils offrent l'avantage d'être déjà installés au fond, le plus souvent pour relier deux zones émergées à travers un canal étroit. Ainsi ils se trouvent pratiquement perpendiculaires au courant hydrodynamique, et permettent d'accéder à la vitesse de déplacement de l'eau par une mesure du champ électrique induit par le mouvement du liquide conducteur dans le champ magnétique terrestre. Ce type de mesure est essentiellement conduit dans des buts climatologiques et d'étude des circulations océaniques.

Les "ponts d'eau salée" (*Salt bridge*) ont également été utilisés pour l'étude directe des courants marins: citons le *Free-fall Electromagnetic Current Profiler*, développé par le WHOI sur la base des travaux de VON ARX depuis les années 1960 [SANFORD 67, 78 a&b, 86], [DREVER 70]. L'appareil fonctionne sur le principe d'un GEK, avec cependant des différences notables: lâché en surface, il tourne sur lui-même en s'enfonçant, réalisant ainsi une inversion physique des électrodes. Un compas magnétique permet la mesure sur un azimut donné et on rejette les bruits électrochimiques par soustraction.

Enfin, divers appareils ont été développés spécifiquement pour la mesure de la vitesse des courants marins sous l'appellation "induction flowmeter" [CUSHING 58], [BEVIR 70], "electromagnetic current meter" [THORPE 73], [SORRELL 90], ou simplement "courantomètre" [DOLOU 90]. Ils utilisent le principe de l'induction d'un champ électrique par le déplacement de l'eau salée (conductrice) dans un champ magnétique. L'eau est canalisée dans un volume où règne un champ magnétique constant (appliqué); une différence de potentiel est relevée entre deux électrodes placées perpendiculairement à la direction de la vitesse de l'eau et au champ magnétique inducteur, qui permet d'accéder à la valeur de cette vitesse, selon la loi d'induction de Faraday. Ce type d'instrumentation est marginal par rapport à nos préoccupations, le lecteur se reportera aux références bibliographiques pour plus de détails.

Les dispositifs dont nous venons de décrire succinctement le fonctionnement, qu'ils soient directement dédiés à la mesure de champ électrique ou simplement utilisés ponctuellement à cet effet, sont tous basés sur le même principe: on accède au champ électrique par une mesure de différence de potentiel entre deux électrodes à l'aide d'un voltmètre (résistance infinie). Une nouveauté apparaît dans les années 1980 avec les travaux de l'équipe du Professeur J. MOSNIER (Laboratoire de Géophysique Appliquée d'Orléans: LGA). Un brevet [MOSNIER 86], développé dans la thèse de U. RAKOTOSOA [RAKOTOSOA 89], décrit un nouveau type de dispositif basé cette fois sur une mesure de densité de courant, quantité duale de la tension en milieu conducteur. Notons que ce principe était ébauché en 1972 dans un appareillage breveté par Pittman et Stanford [PITTMAN 72]. L'avantage de cette méthode est la considérable réduction de volume du dispositif, qui atteint une sensibilité de l'ordre du $nV/m/Hz^{1/2}$ au dessus de 5 Hz, avec une envergure simplement de l'ordre du mètre. L'appareil est conçu pour fonctionner au fond de l'eau, en point fixe, et est destiné à la mise en évidence des effets électriques induits par les pulsations géomagnétiques et à l'étude des effets directs.

Pour être complet, citons encore un dispositif assez original, puisque sans électrodes, permettant également d'accéder au champ électrique par une mesure de densité de courant

[BAXENDALE 89]. Le principe repose sur une canalisation du courant dans un tore ferromagnétique, à l'aide d'une collerette isolante: le champ magnétique créé dans le tore est détecté, soit directement, selon le principe d'un magnétomètre Flux-Gates, soit par le courant qu'il induit dans un bobinage. Nous n'avons pas d'informations sur les éventuelles réalisations de ce dispositif, ni sur sa sensibilité prévue ou obtenue, pas plus que sur sa bande passante.

Nous exposons plus en détail les travaux de Mosnier et Rakotosoa (§ 3.3.) - qui constituent la base de notre propre approche instrumentale - après avoir présenté les meilleurs appareils type "mesure de tension" (§ 3.2.) Nous pourrions ainsi ensuite tirer des conclusions sur les avantages et les inconvénients des deux méthodes.

3.2. Électromètres à mesure de tension

3.2.1. Principe et applications

3.2.1.1. Principe physique

Le principe peut sembler relativement simple, et reste le même que ce soit pour des mesures terrestres ou marines: on relève la différence de potentiel entre deux électrodes placées en contact avec le milieu conducteur. Le champ électrique moyen vu par le système est en général égal à la mesure du voltmètre divisée par la distance séparant les électrodes, c'est à dire au gradient de potentiel entre celles-ci. En pratique, les choses sont beaucoup moins évidentes pour les applications marines.

Deux types de dispositifs de mesure en mer sont utilisés. Les électrodes sont:

- soit éloignées, reliées simplement par un câble au travers d'un voltmètre;
- soit proches, placées dans des tubes isolants remplis de liquide conducteur (eau de mer) et ouverts à leurs extrémités.

Les deux configurations de mesure sont illustrées sur la figure 1.12 suivante, inspirée de [FILLOUX 73].

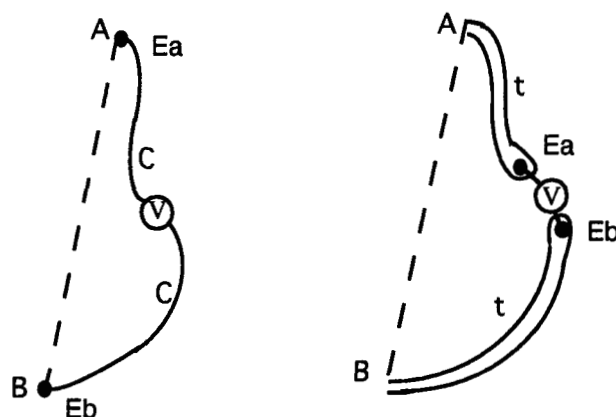


Figure 1.12 - Représentation schématique des deux configurations utilisées pour la mesure de tension

3.2.1.2. Validité de la mesure

Lorsque plusieurs types d'excitations sont présents dans le milieu, le champ électrique total que l'on souhaite mesurer s'écrit, selon la loi d'Ohm en milieu conducteur:

$$(1.6) \quad \vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E} + \vec{E}_m = \frac{\vec{J}}{\sigma}$$

avec $\vec{E}_m = \vec{v} \wedge \vec{B}$ (1.5) ("m" pour *motional induction*: induit par le mouvement). Dans cette formule, le champ électrique *vrai*, celui qui répond aux équations de Maxwell dans un repère fixe par rapport à la Terre, est le champ \vec{E} (cf. Annexe 1).

La non-divergence du champ magnétique ($\text{div} \vec{B} = 0$) et l'utilisation de l'identité (1.7):

$$(1.7) \quad \forall \vec{u} \in \mathcal{X}^3, \text{div} (\text{rot } \vec{u}) = 0$$

permet d'écrire celui-ci sous la forme d'un rotationnel de potentiel vecteur $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$, sous une condition de jauge nécessaire pour assurer l'unicité de celui-ci, la *jauge de Coulomb* par exemple, qui s'écrit $\text{div} \vec{A} = 0$.

En appliquant la seconde identité (1.8) du calcul vectoriel:

$$(1.8) \quad \forall p \in \mathcal{R}, \text{rot} (\text{grad } p) = \vec{0}$$

l'équation de Maxwell exprimant la loi de Faraday devient alors, en notant ϕ le potentiel électrique scalaire:

$$(1.9) \quad \text{rot} (\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi$$

L'équation (1.6) peut ainsi s'écrire sous la forme d'un bilan de potentiel. On a:

$$(1.10) \quad -\text{grad } \phi + \vec{v} \wedge \vec{B} - \frac{\vec{J}}{\sigma} - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{0}$$

Les 4 termes représentent respectivement les contributions:

- du champ électrostatique (force de Coulomb);
- du champ induit par l'interaction du mouvement avec le champ magnétique (force de Laplace);
- de la résistance du milieu aux courants électriques (force résistive Ohmique);
- du champ induit par les variations temporelles du champ magnétique (courants de Foucault).

Le champ électrique prend une définition différente suivant le référentiel dans lequel il est considéré. Dans un repère fixe, lié au fond de la mer par exemple, il s'écrit:

$$(1.11) \quad \vec{E} = -\vec{\text{grad}} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{\vec{J}}{\sigma} - \vec{v} \wedge \vec{B}$$

En utilisant les formules simplifiées (1.12) de changement de repère Galiléen (on se reportera à l'annexe 1 de ce mémoire pour plus de détails concernant les équations de Maxwell et leur extension aux milieux en mouvement) :

$$(1.12) \quad \begin{cases} \vec{B}' \approx \vec{B} \\ \vec{E}' \approx \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \end{cases}$$

la grandeur globale observée sera, dans un repère mobile avec l'eau:

$$(1.13) \quad \vec{E}' = \frac{\vec{J}}{\sigma}$$

Notons qu'en pratique, pour un dispositif remorqué, le câble a une vitesse propre \vec{v}_c , et dans le repère lié au bateau, le champ électrique effectif s'écrit:

$$(1.14) \quad \vec{E}'' = \vec{E}' - \vec{v}_c \wedge \vec{B} = \vec{E} + (\vec{v} - \vec{v}_c) \wedge \vec{B}$$

L'intégration de l'équation (1.10) le long d'un contour fermé passant par le câble et se refermant par l'eau le long de celui-ci donne, avec les notations de la figure 1.12:

$$(1.15) \quad \oint_{ABCA} \left(-\vec{\text{grad}} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \frac{\vec{J}}{\sigma} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) \cdot d\vec{l} = 0$$

Parmi les quatre termes, seuls les deux premiers sont définis de la même façon sur tout le contour; les deux autres prennent un sens différent selon que la ligne d'intégration passe par l'eau (AB) ou le câble (BCA). On peut ainsi traiter les intégrales du gradient et du terme de courant de Foucault de façon globale. L'utilisation du théorème de Stokes (1.16) (formule du rotationnel):

$$(1.16) \quad \oint_{\text{Contour}} \vec{u} \cdot d\vec{l} = \iint_{\text{surface}} (\vec{n} \cdot \text{rot } \vec{u}) dS$$

et de l'identité (1.8) permet d'annuler le terme de gradient de potentiel scalaire. Si le câble est parfaitement tendu, la surface délimitée par le contour est nulle. En appliquant encore le théorème de Stokes, et en utilisant la remarque précédente, l'intégrale du terme d'induction temporel disparaît également.

On peut ainsi écrire:

$$(1.17) \quad \int_{\text{Câble}} \frac{\vec{J}}{\sigma_c} \cdot d\vec{l} = \int_{\text{Câble}} (\vec{v}_c \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l} + \int_{AB} (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot d\vec{l} - \int_{AB} \frac{\vec{J}}{\sigma} \cdot d\vec{l}$$

Si le voltmètre est parfait (résistance infinie), le terme de gauche de l'équation représente la tension aux bornes du câble mesurée par le voltmètre, soit la circulation du champ électrique apparent le long de celui-ci. Les intégrales de droite sont quant à elles effectuées sur le même chemin (au signe près) dans la mesure où le câble est rectiligne, et l'équation (1.17) se réécrit:

$$(1.18) \quad U = \int_{\text{Câble}} \vec{E}_{\text{apparent}} \cdot d\vec{l} = \int_A^B \left[\frac{\vec{J}}{\sigma} - (\vec{v} - \vec{v}_c) \wedge \vec{B} \right] \cdot d\vec{l}$$

La validité de la formule (1.18) est générale et on retrouve dans le terme de gauche le champ électrique effectif quel que soit le repère envisagé, puisqu'en effet:

- pour un instrument fixe, $\vec{v}_c = \vec{0}$ et:

$$(1.19) \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\text{grad}} \phi = \frac{\vec{J}}{\sigma} - \vec{v} \wedge \vec{B}$$

- pour un instrument dérivant, $\vec{v}_c \approx \vec{v}$ et:

$$(1.20) \quad \vec{E} = \frac{\vec{J}}{\sigma} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\text{grad}} \phi + \vec{v} \wedge \vec{B}$$

Dans les deux cas, la différence de potentiel mesurée par le voltmètre représente bien la moyenne du champ électrique pris dans le repère considéré, divisé par la longueur du câble (ou la différence d'envergure des tubes). Le champ en question n'a cependant pas la même signification dans les deux configurations de mesure.

Les quelques calculs auxquels nous venons de nous livrer ne sont acceptables que dans le cas où le câble est parfaitement rectiligne. Si celui-ci présente une courbure, on commet sur la mesure une erreur correspondant au flux de $-\partial \vec{B} / \partial t$ dans la surface (non nulle) comprise entre le câble et la ligne droite joignant les électrodes. On voit que la tension de la ligne de base constitue une condition essentielle de bonne mesure, particulièrement pour les appareillages à base longue. Ce point est très contraignant vu l'hostilité de l'environnement marin.

3.2.1.3. Que mesure-t-on en pratique?

Les équations (1.19) et (1.20) semblent montrer que les instruments dérivants sont insensibles aux champs électriques induits par les mouvements du milieu. La situation n'est pourtant pas aussi tranchée.

Les deux types de dispositif enregistrent en fait des parties complémentaires du champ électrique. Cela dépend fortement de la forme du champ de vitesse et de sa localisation, ainsi que de la géométrie (et de la conductivité respective) des couches du milieu. L'atténuation avec la distance pour une source locale joue également un rôle important.

En pratique, les mouvements surfaciques (peu profond) sont mieux enregistrés par un GEK, tandis que les mouvements barotropes sont mieux "sentis" par une installation fixe.

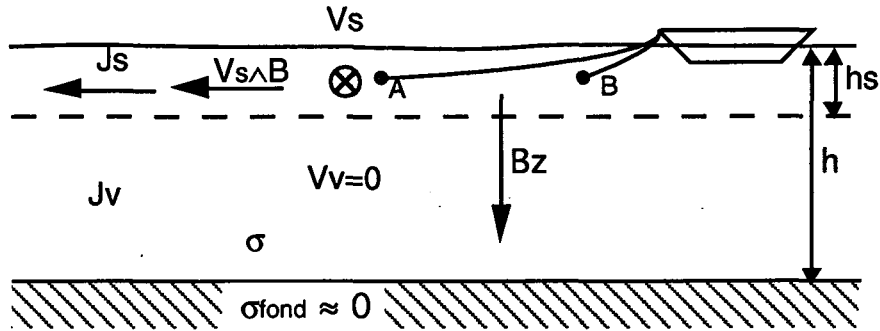


Figure 1.13 - Représentation schématique de la méthode GEK

La figure 1.13 (inspirée de [FILLOUX 87]) schématise l'utilisation d'un instrument dérivant pour la mesure des courants marins de surface. Si l'extension spatiale des mouvements, localisée dans une couche de hauteur h_s , est faible en comparaison de la profondeur totale h de l'océan, le signal induit sur un instrument fixe au fond est très faible tandis qu'un dispositif dérivant voit la majeure partie de l'induction.

Avec les notations de cette figure, en effet, un observateur fixe voit un champ électrique de la forme $\vec{v}_s \wedge \vec{B}_z$, qui produit un courant \vec{J}_s dans la tranche d'eau d'épaisseur h_s . Si le fond est supposé peu conducteur, ce courant se reboucle dans la partie profonde de l'océan de hauteur $h-h_s$, avec une densité qui vaut au signe près:

$$(1.21) \quad \vec{J}_v \approx \frac{\vec{J}_s h_s}{h - h_s}$$

L'intégration de l'équation (1.11) sur un contour fermé donne, en annulant le terme de courants de Foucault:

$$(1.22) \quad \vec{v}_s \wedge \vec{B}_z = \frac{\vec{J}_s}{\sigma} \cdot \left(1 - \frac{h_s}{h}\right)^{-1} \approx \frac{\vec{J}_s}{\sigma}$$

Un GEK qui mesure, selon (1.20), \vec{J}_s/σ dans l'axe de \vec{v}_s "voit" donc directement $\vec{v}_s \wedge \vec{B}_z$, tandis qu'en accord avec (1.19), un instrument fixe n'enregistre pratiquement pas de signal.

Ainsi, des effets de houle ou de vagues de surface (10^{-2} Hz), par exemple, ne seront plus mesurables au delà de 300 m de fond (< qq. pT) par un appareil fixe.

En revanche, un courant marin de grande amplitude affectant la colonne d'eau jusqu'à de grandes profondeurs, une onde interne ou un effet de marée, généreront des champs électriques détectables par un appareil fixe placé au fond. Les mécanismes mis en jeu sont décrits plus en détail dans [FILLOUX 87].

Dans le cas où le fond de l'océan n'est pas conducteur, il n'y a plus de retour possible pour le courant électrique et on peut considérer qu'aucune densité de courant induit ne se développe: $\vec{J}_{\text{eau}} = \vec{0}$. En point fixe au fond, on mesure donc directement $U = \vec{E} \cdot \vec{I} = -(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{I}$, en accord avec l'équation (1.19), alors qu'un instrument dérivant ne détecte pratiquement aucun signal.

La lithosphère, première couche terrestre, n'est que très faiblement conductrice (de 10^{-3} à 10^{-1} S.m⁻¹ [FILLOUX 82]). Cependant, si une couche de sédiments, de conductivité voisine de celle de l'eau de mer, recouvre le fond, il y a maintenant possibilité de rebouclage et un courant peut s'établir dans l'eau. Le champ mesuré se trouve ainsi minoré par un terme en $\vec{J}_{\text{eau}}/\sigma$. On peut ainsi commettre, pour une profondeur de 5 km et des courants marins d'étalement très large par rapport à cette hauteur d'eau, jusqu'à 10% d'erreurs sur la valeur de la vitesse, si celle-ci est la grandeur utile. Dans le cas de fonds marins peu profonds type plateaux océaniques (100 m à 1000 m de fond) et qui comportent une couche sédimentaire importante (du même ordre que la hauteur d'eau), des marées pourtant violentes en amplitude peuvent ne produire aucun signal détectable, le terme de Lorentz étant parfaitement compensé par le terme ohmique dans (1.19).

On voit l'importance de la connaissance des fonds marins dans les expérimentations océanographiques où l'on cherche à déterminer par voie électromagnétique des valeurs de vitesse de déplacement, plus encore dans une optique de détection en point fixe où les champs induits par les mouvements océaniques constituent des bruits parasitant les mesures.

3.2.2. Les électrodes

Le problème le plus fondamental pour le développement d'électromètres marins haute sensibilité, réside probablement au niveau de la connexion entre le dispositif de mesure (phase solide) et l'océan (phase liquide), qui introduit des différences de potentiel parasites d'origine électrochimique. La mise au point d'électrodes les moins bruyantes possible est ainsi un volet important de l'évolution de l'électrométrie océanique. Sans nous appesantir sur le sujet, il semble au moins nécessaire de l'aborder pour présenter une étude complète.

Tous les auteurs dont nous avons parlé jusqu'à présent ont été confrontés à ce problème. Depuis de nombreuses années, leur choix s'est porté sur des électrodes impolarisables formées d'un couple Métal - Chlorure de Métal, en raison de la forte teneur en ion chlorure de l'eau de mer. On trouve ainsi des électrodes Pb-PbCl₂ ou Cu-CuCl₂ [PETIAU 80] qui sont par ailleurs utilisées en magnétotellurique terrestre, mais le couple le plus utilisé pour les électrodes marines reste Ag-AgCl.

Le potentiel de ces électrodes dans une solution saline dérive de l'équation de Nernst:

$$(1.22) \quad U = U_{0_{AgCl}} - \frac{RT}{F} \text{Log}(\alpha_{Cl^-})$$

où α_{Cl^-} représente l'activité des ions Cl^- , R la constante des gaz parfaits, T la température absolue, F la constante de Faraday et U_0 le potentiel normal de l'électrode (soit 0,22 V à 25 °).

On peut supposer que le potentiel est constant et que la différence s'annule pour deux électrodes identiques en circuit fermé sur une impédance infinie. Cette affirmation n'est pas parfaitement vérifiée, même si l'approximation est bonne. Le bruit d'électrode existe donc même si il est faible ($\approx 10^{-5}$ V). Les électrodes subissent par ailleurs une dérive lente, de l'ordre de quelques millivolts par an. Cela a obligé les expérimentateurs, soit à allonger leur ligne de base pour améliorer le rapport signal à bruit (COX), soit à rejeter ce bruit en réalisant des inversions périodiques d'électrodes de façon hydraulique (FILLOUX: valves) ou mécanique (DREVER et SANFORD: rotation de l'appareil). Pour se placer dans les meilleures conditions possibles, les électrodes sont appairées deux à deux de façon à présenter un minimum de différence de polarisation.

La réalisations des électrodes, de la même façon que la conception des appareillages eux-mêmes, est directement en rapport avec le type d'utilisation souhaitée. Les contraintes diffèrent en effet sensiblement d'un mode de réalisation à l'autre (tenue mécanique: plus robuste pour un GEK, isolation électrique du câble de sortie, dimensions, ...). On trouvera des éléments sur les méthodes de fabrication d'électrodes impolarisables dans l'ouvrage de IVES et JANZ [IVES 61], qui fait encore référence aujourd'hui.

3.2.3. Types d'appareils pour la mesure en point fixe

3.2.3.1. "Salt Bridge Chopper" de Filloux

Le premier appareillage de ce type expérimenté par Mangelsdorf est de type GEK. Il utilise deux tubes de 0,7 cm de diamètre et d'une centaine de mètres de longueur. Un dispositif de robinetterie en verre permet de mettre en communication l'eau des deux tubes au niveau des électrodes, réalisant ainsi un court-circuit du point de vue électrique. Dans cette configuration, la mesure fournit uniquement le bruit des électrodes. Les mesures circuit fermé - circuit ouvert sont alternées et leur soustraction rejette ce bruit.

Le principe a été repris et modifié par Filloux pour un appareil fixe baptisé "Salt bridge Chopper". Un système de valve, illustré sur la figure 1.14, connecte alternativement l'une ou l'autre des électrodes à l'un ou l'autre des tubes. Ce principe a l'avantage immédiat de doubler le signal utile, tout en éliminant à la fois les bruits des électrodes et de l'électronique. Pour chaque paire de mesure, on a en effet:

$$(1.23) \quad |\bar{E}| = \frac{1}{2L} (U_1 - U_2)$$

$$(1.24) \quad U_{\text{bruit}} = \frac{1}{2} (U_1 + U_2)$$

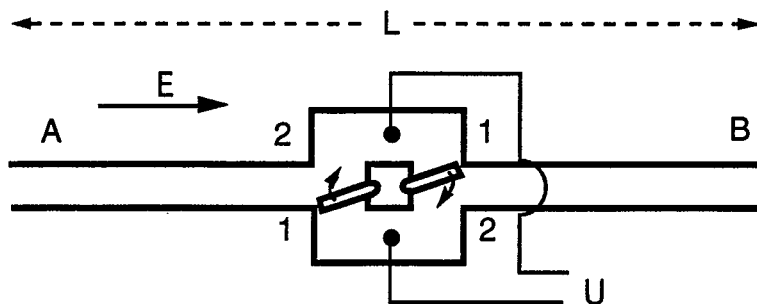


Figure 1.14 - Système de valves pour le "Salt Bridge Chopper" de Filloux

L'appareil réalisé par Filloux reproduit deux fois le même schéma et permet ainsi de mesurer deux composantes à angle droit du champ électrique horizontal. L'inversion d'électrode se fait de façon automatique grâce à un système d'électroaimants commandés par impulsion. L'ensemble du système est enfermé dans un conteneur métallique (aluminium anodisé) cylindrique de 22,5 cm de diamètre pour 1,5 m de longueur. Des tubes en propylène de 5 cm de diamètre intérieur sont montés perpendiculairement au conteneur vertical, et reliés au chopper par des tuyaux flexibles courant le long du cylindre. L'écartement entre deux sorties opposées est ainsi de 6,4 m. On se reportera à [FILLOUX 87] par exemple pour une description plus détaillée.

L'avantage d'un tel dispositif, outre sa sensibilité et la possibilité de mesurer plusieurs composantes du champ, est essentiellement son faible encombrement en regard des systèmes à base longue. Par contre, le choix de la fréquence de basculement des vannes détermine la bande d'investigation des signaux et la limite très rapidement. Ce type de système ne permet pas l'enregistrement de signaux de manière satisfaisante au-delà d'environ 10^{-2} Hz.

La Figure 1.15. issue de [FILLOUX 74] montre à titre indicatif un exemple d'enregistrement réalisé par 1000 m de fond avec une fréquence d'inversion de $1,7 \cdot 10^{-2}$ Hz. Le signal prédominant semble être un effet de marée (période de 12 heures) correspondant à une vitesse de 4 cm/s, auquel s'ajoutent des effets de courants barotropes (1,5 cm/s).

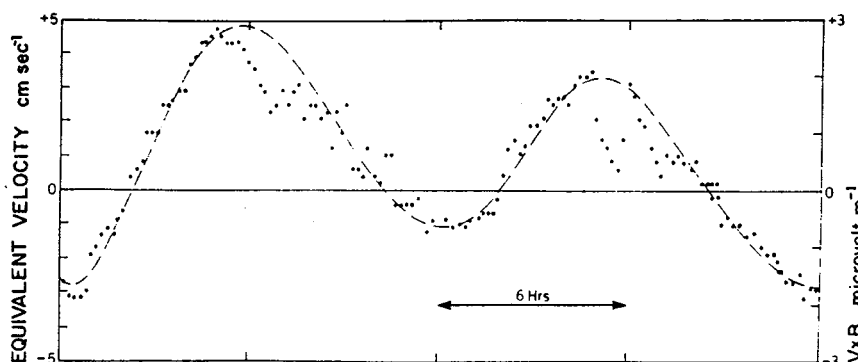


Figure 1.15 - Enregistrement du champ électrique par 1000 m de fond [FILLOUX 74]

3.2.3.2. Appareillage à "base longue" de Cox

L'utilisation d'une ligne de base très longue pour la mesure de tension est requise pour minimiser les bruits d'électrodes, lorsque l'on souhaite étudier les effets électriques dans une bande de fréquence située au delà de 10^{-2} Hz. Un autre avantage réside dans le fait que les lignes longues ont tendance à lisser les perturbations locales (les turbulences, par exemple, ou l'effet des différences locales de conductivité du fond). Notons cependant que le principe même de la méthode n'autorise la mesure que d'une seule composante de champ.

Bien que relativement simple en principe, l'utilisation de tels dispositifs s'avère techniquement difficile à mettre en œuvre et relativement coûteuse en infrastructure marine. Les difficultés résident dans le déploiement du câble, très long, et surtout dans le contrôle de sa rectitude, condition sine qua non de bonne mesure.

Les premiers dispositifs ont été expérimentés par Cox et Filloux dans les années 1965 [FILLOUX 67], [COX 71]. Le câble utilisé fait 1 km de long. Il est terminé d'un côté par le dispositif d'enregistrement sous container, de l'autre par une masse d'ancrage (200 kg) destinée à maintenir le câble tendu. Des "compas optiques" montés sur toute la longueur donnent des informations sur la tension et les mouvements de la ligne. Ce dispositif a permis de mesurer à l'époque des effets de bord de mer avec une résolution de 100 nV/m. Par la suite le dispositif évolue [COX 78]. Des mesures de fluctuations électriques induites par les courants internes sont effectuées avec un niveau de bruit de l'appareillage de $10 \text{ pV/m/Hz}^{1/2}$ au delà du Hertz.

La version la plus récente a été utilisée pour étudier les microséismes [WEBB 85]. Elle est autonome et remonte à la surface grâce à un système de ballasts. Les électrodes (Ag-AgCl) sont plus soignées, le circuit d'amplification (FET) et de détection synchrone a un bruit très faible après intégration ($<0,13 \text{ nV/Hz}^{1/2}$). Une capacité très importante (0,5 F), montée en série, permet de couper les bruits ULF d'électrodes ou induits par les courants marins. La collecte des données est assurée par un microprocesseur. L'appareil conçu pour fonctionner un mois au fond, a été utilisé avec succès pour des lignes de base allant de 200 à 1000 m (longueur maximale autorisée par les contraintes de tension de la ligne). Le niveau de bruit atteint avec la ligne de 1 km, ramené en champ électrique, est de $1 \text{ pV/m/Hz}^{1/2}$.

La figure 1.16 reproduit les signaux enregistrés à partir d'une source artificielle (HED). Avec intégration du bruit, un signal de 10^{-12} V/m est détecté autour du Hertz avec un rapport signal à bruit de 10, en utilisant une résolution fréquentielle très étroite de $5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$. Cet appareil est manifestement le plus performant actuellement dans cette gamme de fréquence.

3.2.3.3. Appareillage de Subpection

La Société Subpection LTD développe des électromètres marins très basses fréquences à mesure de tension qui semblent très performants (au dire des constructeurs), bien que nous ne disposions pas d'enregistrements réels pour le vérifier [SUBSPECTION 93]. Peu d'informations à caractère scientifique sont cependant disponibles sur ces capteurs, la société en question ne souhaitant sans doute pas dévoiler ses secrets de fabrication.

Deux capteurs (présentés à UDT 92 & 93: Undersea Defence Technology Conference) sont disponibles à la vente:

- une version compacte de forme cylindrique (diamètre 25 cm, hauteur 50 cm pour 28 kg), qui comprend à la fois les électrodes et l'électronique de mesure, affiche un niveau de bruit de 10 $\text{nV/m/Hz}^{1/2}$ à 5 Hz et permet une mesure triaxiale;
- une version "ultra high sensitivity", triaxiale également, qui est annoncée comme "beaucoup plus sensible" que la première. Les électrodes sont espacées d'un mètre et montées sur une structure sphérique. L'électronique est séparée dans un conteneur à part. L'ensemble pèse 250 kg. La bande de fonctionnement va de 1 mHz à 1 kHz. Un espacement entre les électrodes 4 fois plus important que l'appareil compact laisse supposer un bruit ramené en champ électrique de l'ordre de quelques $\text{nV/m/Hz}^{1/2}$ à 5 Hz, probablement plus en dessous en raison de la classique remontée en $1/f$ du bruit de l'électronique et de l'importance du bruit électrochimique en très basses fréquences.

Globalement, malgré l'incertitude qui subsiste quant à la sensibilité de l'appareil, il semble que celui-ci ne soit pas plus performant que celui de C.S. COX.

Il semble de toute façon difficile de descendre en dessous du seuil de qq. $\text{nV/m/Hz}^{1/2}$ de bruit avec un écartement de un mètre, même avec des électrodes extrêmement soignées, dans la mesure où les meilleurs amplificateurs faible bruit existants affichent un bruit ramené à l'entrée de l'ordre de qq. $\text{nV/Hz}^{1/2}$.

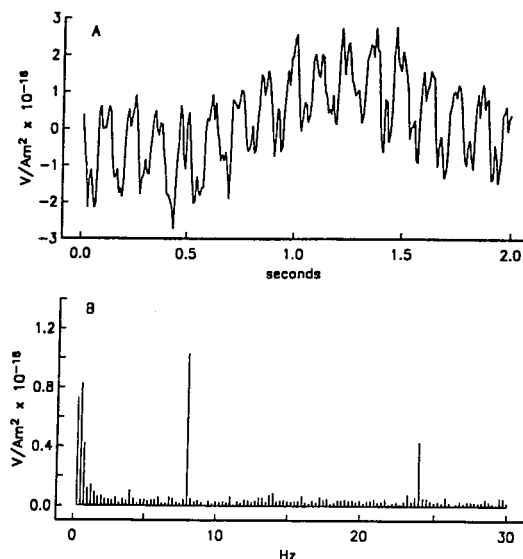


Figure 1.16 - Mesure de champ électrique (artificiel) au fond avec le dispositif de COX;

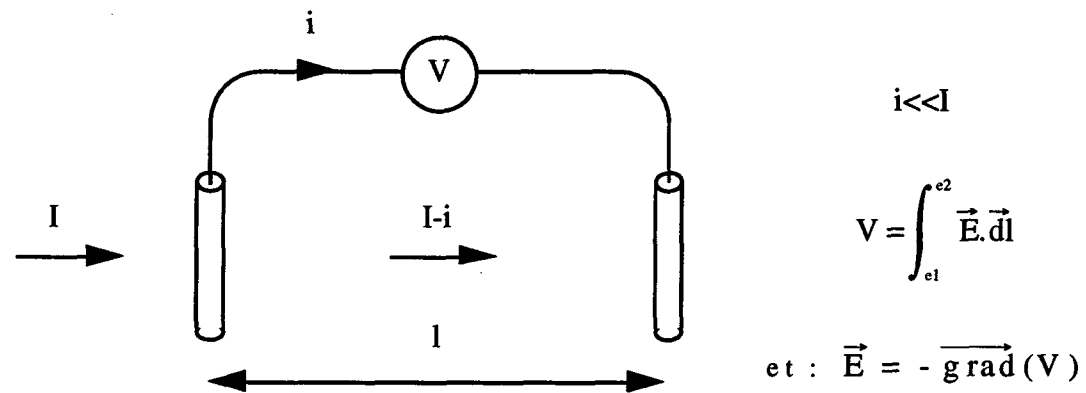
(Source: HED 8 et 24 Hz - 3,6.105 A.m à 50 km du récepteur) [WEBB 86]

3.3. Électromètre à collection de courant

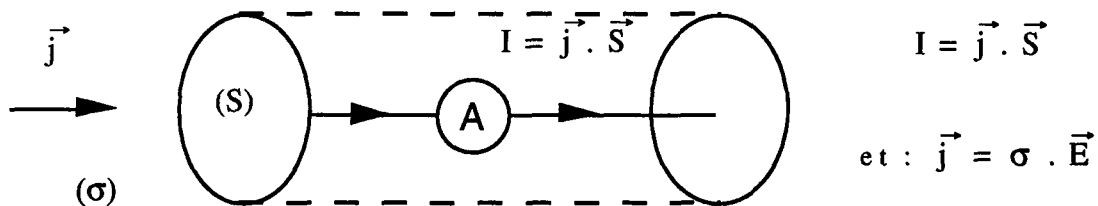
3.3.1. Principe

Depuis quelques années, J. MOSNIER et le Laboratoire de Géophysique Appliquée d'Orléans (LGA) expérimentent une approche totalement différente de mesure du champ électrique en mer [MOSNIER 86]. Les résultats de ces études sont accessibles dans la thèse de U. RAKOTOSOA [RAKOTOSOA 89].

En milieu conducteur, nous l'avons vu, le champ électrique est directement lié à la densité de courant par l'intermédiaire de la conductivité du milieu. Effectuer une mesure de tension ne prélève qu'une faible partie du signal utile puisque la résistance du dispositif doit être très élevée. L'idée nouvelle consiste à prélever toute l'énergie du signal de façon à augmenter le rapport signal à bruit, en remplaçant un volume d'eau par un volume isolant, fermé aux extrémités par des électrodes plaques. On mesure ainsi, entre les électrodes, un courant I proportionnel à la surface utile des électrodes et à la densité de courant électrique dans le milieu. La figure 1.17 suivante illustre les principes comparés des deux méthodes.



a. - Mesure de tension



b. - Mesure de courant

Figure 1.17 - Principes comparés des méthodes de mesure du champ électrique

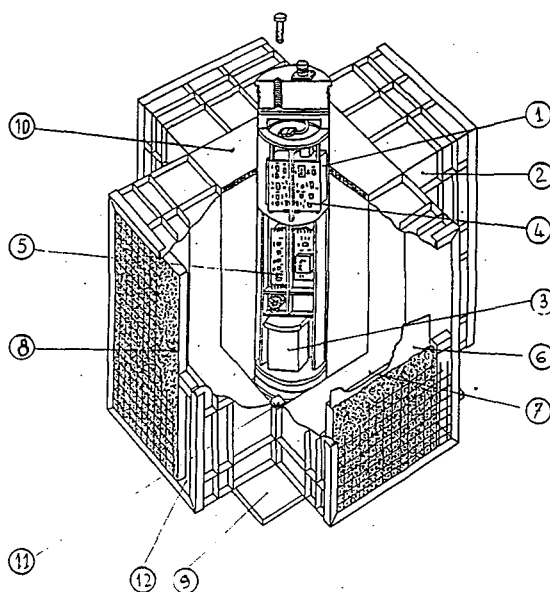
Pour ne pas perturber le champ à mesurer, il est cependant nécessaire de ne pas modifier la conductivité du milieu. Ainsi, pour éviter un "effet conteneur", il faut que l'impédance d'entrée totale du dispositif soit adaptée au volume d'eau virtuellement enlevé. L'impédance de contact électrodes - électrolyte prend ainsi une importance considérable, qu'elle n'avait pas dans les dispositifs à mesure de tension, ce qui nécessite un étude poussée du matériau destiné à servir d'électrode. En plus du bruit électrochimique, l'impédance (surfacique) de contact et la taille des électrodes et du capteur, deviennent des paramètres déterminants pour la conception du dispositif de mesure.

Les avantages de la méthode sont immédiats et séduisants: utilisation de toute l'énergie du signal, adaptation à l'environnement, possibilité de réduction de taille du dispositif puisque la distance entre électrodes n'importe plus et que l'on ne perturbe pas le champ électrique local.

3.3.2. Dispositif de Mosnier et Rakotosoa

Plusieurs prototypes ont été construits et sont décrits dans la thèse de RAKOTOSOA, qui ont permis de vérifier la validité du principe de mesure. Le but était de mettre en évidence les fréquences des résonances de SHUMANN (§ 2.1.2.) induites en mer du point de vue électrique. La bande de fréquence étudiée est donc celle des ELF.

Le prototype (P7) le plus au point, dont la structure est reproduite sur la figure 1.18, comporte une colonne centrale étanche servant de conteneur pour l'électronique et les batteries d'alimentation. Des caissons sont montés à 90° l'un de l'autre sur cette colonne, aux extrémités desquels sont fixés des électrodes plaques en acier de 40 cm x 75 cm. La liaison avec la surface se fait par transmission radio grâce à une bouée.



Légende :

- 1 - Batterie d'alimentation "surface".
- 2 - Caisson support d'une électrode de mesure.
- 3 - Batteries d'alimentation "fond".
- 4 - Circuit de transmission et de sortie.
- 5 - Amplificateur large bande à asservissement direct.
- 6 - Electrode en acier inoxydable.
- 7 - Plaque isolante porte-électrode en PVC.
- 8 - Mousse de protection des électrodes.
- 9 - Socle en PVC.
- 10 - Plaque support du compartiment électronique.
- 11 - Colonnnette de fixation des caissons.
- 12 - Ouverture latérale de remplissage.

Figure 1.18 - Structure générale de l'électromètre à collection de courant [RAKOTOSOA 89]

La détection de courant se fait à l'aide d'un transformateur (torique) d'entrée et d'un amplificateur large bande, montés tous les deux de façon à fonctionner en contre-réaction de flux, ce qui permet de maîtriser l'impédance du circuit d'entrée. Nous ne présenterons pas l'électronique de mesure associée, qui est décrite en détail dans la thèse précitée. Le choix de l'acier pour les électrodes est justifié après quelques études comparatives de matériaux par un faible bruit électrochimique dans la bande de fréquence considérée, une impédance raisonnable et un coût très bas pour de grandes surfaces.

Si l'appareil donne de très bons résultats au delà de quelques Hertz avec un niveau de bruit de l'ordre de $2 \text{ nV/m/Hz}^{1/2}$, il est cependant rapidement limité en très basses fréquences, essentiellement par le bruit des électrodes et leur polarisation.

4. Conclusion : notre approche du sujet

Le présent chapitre met en évidence la complexité et l'étendue des problèmes posés par l'électromagnétisme basses fréquences en milieu marin, tant par la multiplicité des approches théoriques nécessaire que par la diversité des disciplines d'application. Il est bien évident que ce sujet n'est pas traitable dans sa globalité dans le cadre d'un simple travail de thèse, qui ne constitue ainsi qu'une contribution axée essentiellement autour du champ électrique et de l'électrométrie.

Notre travail s'inscrit cependant dans le cadre d'une étude plus vaste menée par le LETI, s'appuyant sur les compétences historiques du laboratoire dans les systèmes magnétiques exploitant des signaux issus de magnétomètres hautes sensibilités et dans la conception des capteurs magnétiques eux-mêmes. Ce projet concerne en particulier l'étude et la modélisation des phénomènes électromagnétiques ULF naturels et artificiels, ainsi que la conception de simulateurs et de systèmes de détection et de surveillance.

Outre une contribution à la réflexion générale sur le projet, nos attributions à l'intérieur de celui-ci ont concerné de façon plus particulière l'étude, l'évaluation et les méthodes de mesure des phénomènes physiques artificiels à l'origine de champs électriques en mer. Le **chapitre bibliographique** que nous concluons ici faisait, à ce titre, partie de nos axes de travail. Nous pensons avoir largement montré l'intérêt de la mesure du champ électrique tant en détection sous-marine que pour la géophysique et l'océanographie en général, ainsi que la relative pauvreté de l'instrumentation océanique associée à la gamme de fréquences intéressantes en ULF.

Le **chapitre 2** de ce mémoire est consacré à l'étude et à la réalisation d'un électromètre haute-sensibilité de conception nouvelle, sur la base des travaux de MOSNIER et RAKOTOSOA. Nous conservons ainsi dans notre approche le principe d'une collection de courant plutôt que d'une mesure de tension, techniques dont les mérites comparés ont été présentés. Notre objectif est d'étendre vers le bas la bande de fréquence des signaux mesurables par l'électromètre MOSNIER, pour une sensibilité du même ordre, soit le nanoVolt par mètre. Le principe de détection de courant que nous mettons en œuvre est nouveau; il permet en outre de mesurer simultanément le champ électrique et le champ magnétique. Nous nous étendons assez largement sur les études électrochimiques théoriques et expérimentales qui ont été nécessaires pour le choix du matériau d'électrodes, électrodes qui constituent le facteur limitatif des performances du dispositif du LGA en très basses fréquences.

Le **troisième chapitre** consiste en la validation et la caractérisation des performances de la maquette que nous avons construite. Nous décrivons les manipulations expérimentales qui ont permis la calibration de notre électromètre, et mettons en évidence les bons résultats obtenus par rapport à nos spécifications de départ. Des perspectives d'évolution sont présentées pour améliorer encore ces performances.

En liaison avec les travaux de F.X. BOSTICK (§ 2.2.1.), nous appliquons dans ce même chapitre notre appareil à l'observation de champs électriques basses fréquences d'origine

physique et chimique. Nous mettons ainsi en évidence de très faibles champs électriques engendrés par le déplacement de volumes conducteurs dans le champ magnétique terrestre et tentons d'apporter quelques éléments théoriques à l'explication de ce phénomène.

Des champs électriques dus à des processus de corrosion naturelle en eau salée sont également observés, qui peuvent fournir aux électrochimistes des informations sur la nature de ces processus. L'interaction des deux phénomènes, mouvement et corrosion, pourrait être à notre avis à l'origine des effets observés par BOSTICK.

Nous présentons dans le **quatrième chapitre** des modélisations 2D et 3D du dispositif par la méthode des éléments finis: la modélisation permet en effet de pouvoir extrapoler certains résultats sans avoir à réaliser de nombreuses maquettes. Le choix de la méthode est justifié. Cependant, les éléments finis nodaux classiques ne permettent pas de prendre en compte les discontinuités de la variable d'état aux interfaces, soit dans notre application les sauts du potentiel électrique aux électrodes dus à l'impédance de contact de celles-ci. Nous présentons donc au préalable les développements théoriques et mathématiques permettant de résoudre ce problème, que nous avons implantés dans le logiciel FLUX-EXPERT. Cette partie de notre travail doit beaucoup à Mr. Philippe Massé, professeur à l'INPG et concepteur du logiciel [MASSÉ 84]. La méthode de traitement des discontinuités interfaciales est générale et ne dépend pas de l'application. Elle permet de traiter les problèmes de discontinuité d'interface dans de nombreux domaines: électrolyse, protection cathodique, thermique, mécanique.

Des développements en cours de tests autoriseront de façon encore plus générale la modélisation des phénomènes interfaciaux mettant en jeu des discontinuités à la fois de la variable et de son gradient, et permettant ainsi de résoudre de nombreux problèmes de la physique (effet thermoélectrique, charges de surfaces induites en électrodynamique, ...)

Deux **annexes** encore sont rejetées à la fin de ce mémoire:

La **première** concerne les équations de Maxwell et leur extension aux milieux en mouvement. Les lois de l'électromagnétisme, qui sous-tendent l'ensemble de notre travail, sont rappelées. Des développements théoriques, utiles à la compréhension des phénomènes d'induction électrique par le mouvement, évoqués dans ce chapitre et que nous avons pu observer grâce à notre électromètre (chapitre 3), sont présentés. Rappelons que ce type d'induction est à la base de nombreux phénomènes électromagnétiques naturels ou artificiels observables en mer.

Les problèmes de corrosion apparaissent naturellement dès que l'on est en eau de mer (§ 1.1.). Leur étude s'est avérée nécessaire pour la mise au point de l'instrumentation (chapitre 2). De plus, ces phénomènes semblent à l'origine d'effets artificiels (conformément à la définition que nous en avons faite) détectables. Aussi, nous nous sommes intéressés de façon générale aux champs électriques induits par les phénomènes de corrosion, comme décrit dans le chapitre 3, mais également aux champs magnétiques engendrés par ces mêmes phénomènes. Quelques résultats de ces études sont reproduits dans l'**annexe 2**, sous la forme d'une communication présentée au 10^{ème} Congrès International de Corrosion, qui s'est tenu à Barcelone en juillet 1993.

Au delà des applications en détection sous-marine, la mise en contact de deux disciplines comme l'électrochimie et la mesure des champs électromagnétiques, domaines n'ayant jusqu'alors aucun recouvrement, aboutit à des conclusions intéressantes.

La mesure des champs électromagnétiques (magnétique et électrique) générés par la corrosion (courant galvanique et bruit électrochimique) est susceptible de fournir des informations sur les mécanismes réactionnels. Elle se révèle être une technique nouvelle, puissante et non-invasive, d'investigation des processus de corrosion [POULBOT 93 a&b].

Références bibliographiques

- [ACHACHE 88] J. ACHACHE, Y. COHEN, J.-L. COUNIL
Les anomalies magnétiques de la croûte terrestre
La Recherche, vol. 19, no. 199, pp. 586-594, 1988
- [BABOUR 76] K. BABOUR, J. MOSNIER, M. DAIGNIERES, G. VASSEUR, J.L. LE MOUËL, J.C. ROSSIGNOL
A geomagnetic variation anomaly in the northern Pyrenees
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 45, pp. 583-600, 1976
- [BANNISTER 66] P.R. BANNISTER
Quasi-static fiels of dipole antennas at the earth's surface
Radio Science, vol. 1, no. 11, pp. 1321-1330, 1966
- [BANNISTER 84] P.R. BANNISTER
ELF propagation update
IEEE J. Ocean. Eng., vol. OE-9, pp. 179-188, 1984
- [BANNISTER 87a] P.R. BANNISTER et al.
Quasi-static electromagnetic fields
Scientific and Engineering Studies, Naval Underwater Systems Center, New-London, Connecticut, 1987
- [BANNISTER 87b] P.R. BANNISTER
Simplified expressions for the electromagnetic fields of elevated, surface, or buried dipole antennas
Compiled 87 vol. 1, Scientific and Engineering Studies, Naval Underwater Systems Center, New-London, Connecticut, 1987
- [BARBER 48] N.F. BARBER
The magnetic field produced by earth currents flowing in an estuary or sea channel
Mont. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 5, pp 258-269, 1948
- [BAXENDALE 89] J.E. BAXENDALE
Underwater electric field sensor
UK Patent no. 8726908 (GB 2 212 621) 26 Juillet 1989
- [BEAUQUET 88] G. BEAUQUET, G. DUBOST
Etude et modélisation de la propagation des champs électromagnétiques en mer
Rapport, Université de Rennes, Juil. 1988
- [BECKMAN 91a] O. BECKMAN, M. CERVENKA, L. CRONA, G. DURING, P. KRYLSTEDT, R. SKOGLUND, L. STÖMGREN, P. SVEDLINDH
A review of recent developments in applied magnetics at the National Defence Research Establishment (Sweden)
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 721-727, UDT 91, Paris, France, 23 - 25 Avril 1991
- [BECKMAN 91b] O. BECKMAN
Detection of sea-waves in magnetic loop systems
Référence inconnue
- [BERDICHEVSKY 84] M.N. BERDICHEVSKY, M.S. ZHDANOV (ed.)
Advanced theory of deep geomagnetic sounding
Elsevier, 1984

- [BEVIR 70] M.K. BEVIR
The theory of induced voltage electromagnetic flowmeters
J. Fluid Mech., vol. 43, part 3, pp. 577-590, 1970
- [BIRD 77] J.F. BIRD, W. KO
Ocean magnetics: I. Fundamental survey and estimates of induction phenomena
Technical Memorandum APL/JHU TG 1315A, Johns Hopkins University, Applied Physics Laboratory, Laurel, US - Oct. 1977
- [BLANPAIN 79] R. BLANPAIN
Traitement en temps réel du signal issu d'une sonde magnétométrique pour la détection d'anomalies magnétiques
Thèse, INPG, Grenoble, Oct. 1979
- [BLANPAIN 90] R. BLANPAIN, J.-J. CHAILLOUT, J. BERTHIER, V. POULBOT, J.-C. VIDAL
Phénomènes physiques électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique.
Deuxième rapport d'avancement - phase 1, LETI DSYS / SETIA / 90-445 / RB / SS, Déc. 1990
- [BLANPAIN 91] R. BLANPAIN, J.-J. CHAILLOUT, J. BERTHIER, J.-C. VIDAL, V. POULBOT
Phénomènes physiques électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique.
Rapport de synthèse phase 1 - 2 tomes, LETI DSYS / SETIA / 260391 / C0114, Mars 1991
- [BLANPAIN 92a&b] R. BLANPAIN
Réalisation de relevés et de cartes magnétiques de zones d'expérimentation de bouées MAD
Rapports de synthèse - Tranches ferme et optionnelle
LETI DSYS / SETIA / 001792 / C291, Juillet 1992
LETI DSYS / SETIA / 150792 / C311, Juillet 1992
- [BLANPAIN 92c] R. BLANPAIN, J.-J. CHAILLOUT, J. BERTHIER
Phénomènes physiques électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique.
Rapport final - 2 tomes, LETI DSYS / SETIA / 080992 / C364, Sept. 1992
- [BLOXHAM 90] J. BLOXHAM, D. GUBBINS
L'évolution du champ magnétique terrestre
Pour la science, no. 148, pp. 82-89, 1990
- [BOOKER 89] J.R. BOOKER, A.D. CHAVE
Introduction to the special section on the EMSLAB-Juan de Fuca experiment
J. Geophys. Res., vol. 94, no. B10, pp. 14.093-14.098, 1989
- [BOSTICK 77] F.X. BOSTICK Jr., H.W. SMITH, J.E. BOEH
The detection of ULF-ELF emissions of moving ships
Final Report, AD A037 830, Electrical Engineering Research Laboratory, Univ. of Texas, Austin, Texas, Mars 1977
- [BRADSHAW 80] A.L. BRADSHAW, K.E. SCHLEICHER
Electrical conductivity of seawater
IEEE J. Ocean. Eng., vol. OE-5, no. 1, pp. 50-62, 1980
- [BRUNOTTE 91] X. BRUNOTTE
Modélisation de l'infini et prise en compte de région magnétiques minces - Application à la modélisation des aimantations de navires
Thèse, INPG, Grenoble, Dec. 1991

- [BRUNOTTE 93a] X. BRUNOTTE, G. MEUNIER, J.-P. BONGIRAUD
Ship magnetization modelling by the finite element method
IEEE Trans. Mag., vol. 29, no. 2, pp. 1970-1975, 1993
- [BRUNOTTE 93b] X. BRUNOTTE, G. MEUNIER, J.-P. BONGIRAUD, J.-P. DALLET
Application of the finite element method to the modelling of ship magnetization
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 484-487, UDT 93,
Cannes, France, 15 - 17 Juin 1993
- [BRUXELLE 93] J.-Y. BRUXELLE
Electromagnetic field properties in sea water localization of a dipolar target
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 158-162, UDT 93,
Cannes, France, 15 - 17 Juin 1993
- [CAGNIARD 53] L. CAGNIARD
Principe de la méthode magnéto-tellurique, nouvelle méthode de prospection géophysique.
Annales de Géophysique, Tome 9, Fas. 2, pp. 95-125, 1953
- [CAMPBELL 89] W.H. CAMPBELL
The regular geomagnetic-field variations during quiet solar conditions
in J.A. Jacobs (ed.), Geoelectromagnetism, vol. 3, chap. 6, pp. 385-460, 1989
- [CHAFFEE 79] J. CHAFFEE
Low frequency geomagnetic fluctuations (0,01 to 3 Hz) on the floor of Monterey bay
Rapport, AD A081 075, Dec. 1979
- [CHAILLOUT 92] J.-J. CHAILLOUT, V. POULBOT, R. BLANPAIN
Some geophysical fields by the finite element method
International Workshop on Electric and Magnetic Fields proceedings, pp. 13.1-13.6,
Liège, Belgique, 28-30 Sept. 1992
- [HAVE 82] A.D. HAVE, C.S. COX
Controlled electromagnetic sources for measuring electrical conductivity beneath the oceans. 1. Forward Problem and model study
J. Geophys. Res., vol. 87, no. B7, pp. 5327-5338, 1982
- [HAVE 83a] A.D. HAVE, C.S. COX
Electromagnetic induction by ocean currents and the conductivity of the oceanic lithosphere
J. Geomag. Geoelectr., vol. 35, pp 491-499, 1983
- [HAVE 83b] A.D. HAVE
On the theory of electromagnetic induction in the earth by ocean currents
J. Geophys. Res., vol. 88, no. B4, pp. 3531-3542, 1983
- [HAVE 83c] A.D. HAVE
Numerical evaluation of related Hankel transforms by quadrature and continued fraction expansion
Geophysics, vol. 48, no. 12, pp. 1671-1686, 1983
- [HAVE 84a] A.D. HAVE, J.H. FILLOUX
Electromagnetic induction fields in the deep ocean of California: oceanic and ionospheric sources
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 77, pp. 143-171, 1984

- [CHAVE 84b] A.D. CHAVE
On the electromagnetic fields induced by oceanic internal waves
J. Geophys. Res., vol. 89, no. C6, pp. 10.519-10.528, 1984
- [CHAVE 85] A.D. CHAVE, J.H. FILLOUX
Observation and interpretation of the seafloor vertical electric field in the eastern north Pacific
Geophys. Res. Lett., vol. 12, no. 12, pp. 793-796, 1985
- [CHAVE 89a] A.D. CHAVE, J.H. FILLOUX, D.S. LUTHER, L.K. LAW, A. WHITE
Observations of motional electromagnetic fields during EMSLAB
J. Geophys. Res., vol. 94, no. B10, pp. 14.153-14.166, 1989
- [CHAVE 89b] A.D. CHAVE, D.J. THOMSON
Some comments on magnetotelluric response function estimation
J. Geophys. Res., vol. 94, no. B10, pp. 14.215-14.225, 1989
- [CHAVE 90a] A.D. CHAVE, D.S. LUTHER
Low-frequency, motionally induced electromagnetic field in the ocean
J. Geophys. Res., vol. 95, no. C5, pp. 7185-7200, 1990
- [CHAVE 90b] A.D. CHAVE, J.R. BOOKER, C.S. COX, P.L. GRUBER, L.W. HART, H.F. MORRISON, J.G. HEACOCK, D. JOHNSON
Report of a workshop on the geoelectric and geomagnetic environment of continental margins
NTIS AD-A223 743, Rapport Scripps Institution of Oceanography 90-20, Univ. of California, San Diego, Avril 1990
- [CHAVE 90c] A.D. CHAVE, A.H. FLOSADÓTTIR, C.S. COX
Some comments on seabed propagation of ULF/ELF electromagnetic fields
Radio Science, vol. 25, no. 5, pp. 825-836, 1990
- [COURTILLOT 75] V. COURTILLOT, J.-L. LE MOUËL
Le champ magnétique de la terre
La Recherche, vol. 6, no. 59, pp. 720-730, 1975
- [COX 71] C.S. COX, J.H. FILLOUX, J.C. LARSEN
Electromagnetic studies of ocean currents and electrical conductivity below the ocean floor
in Maxwell (ed.), *The Sea*, vol.4, part I, pp 637-693, Willey Interscience, New York, 1971
- [COX 74] C.S. COX, J.H. FILLOUX
Two dimensional numerical models of the california electromagnetic coastal anomaly
J. Geomag. Geoelectr., vol. 26, pp. 257-267, 1974
- [COX 78] C.S. COX, N. KROLL, P. PISTEK, K. WATSON
Electromagnetic fluctuations induced by wind waves on the deep-sea floor
J. Geophys. Res., vol. 86-C1, pp. 431-442, 1978
- [COX 80] C.S. COX
Electromagnetic induction in the ocean and interference on the constitution of the earth
Geophysical Surveys, vol. 4, pp. 137-156, 1980
- [CUSHING 58] V. CUSHING
Induction flowmeter
Review of Scientific Instruments, vol. 29, pp. 692-697, 1958

- [DAVEY 85] K.R. DAVEY, W.J. BARWES
On the calculation of magnetic fields generated by ocean waves
J. Geomag. Geoelectr., vol. 37, pp. 701-714, 1985
- [DAVIS 91] C.A. DAVIS
Magnetic fields generated by internal seawater motion
Ph. D. Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, Californie, Dec. 1991
- [DELHOMMEAU 89] G. DELHOMMEAU, P. SULMONT, G. FERNANDEZ, C. BERHAULT, R. COINTE, B. MOLIN
Un point sur la recherche Française en hydrodynamique navale
Revue Scientifique et Technique de la Defense, pp. 55-68, 2ème trimestre 1989
- [DOLOU 90] H. DOLOU, B. LEBRETON, M. LE GOFF, J.C. KERINEC
Mesure des courants de grande vitesse
Rapport d'étude du SHOM, CEDOCAR M1241-4/001/91, 1990
- [DOSSO 92] H.W. DOSSO, Z.W. MENG
The coastal effect response in geomagnetic field measurements
Phys. Earth Planet. Inter., vol. 70, pp. 39-56, 1992
- [DREVER 70] R.G. DREVER, T.B. SANFORD
A free-fall electromagnetic current meter - Instrumentation
Proc. IERE Conf. on Electronic Eng. and Ocean Tech., pp 353-370, 1970
- [FARADAY 32] M. FARADAY
Bakerian Lectures - Experimental research in electricity
Phil. Trans. Roy. Soc. London, part 1, pp.163-177, 1832
- [FARAIL 90] F. FARAIL
Modélisation de la reception d'ondes electromagnétiques en milieu sous-marin
Thèse, INPG, Grenoble, 1990
- [FILLOUX 67] J.H. FILLOUX
Oceanic electric currents, geomagnetic variations and the deep electrical conductivity structure of the ocean-continent transition of central California
Ph. D. Thesis, Univ. of California, San Diego, 1967
- [FILLOUX 73] J.H. FILLOUX
Techniques and instrumentation for study of natural electromagnetic induction at sea
Phys. Earth Planet. Inter., vol. 7, pp. 323-338, 1973
- [FILLOUX 74] J.H. FILLOUX
Electrical field recording on the sea floor with short span instruments
J. Geomag. Geoelec., vol. 26, pp. 269-279, 1974
- [FILLOUX 78] J.H. FILLOUX
Observation of VLF electromagnetic signals in the ocean
in U. Schmuker (ed.), Advances in Earth and Planetary Sciences, vol. 9, pp. 1-12, 1978
- [FILLOUX 80a] J.H. FILLOUX
Observation of very low frequency electromagnetic signals in the ocean
J. Geomag. Geoelec., vol. 32, pp. SI1-SI12, 1980
- [FILLOUX 80b] J.H. FILLOUX
Magnetotelluric soundings over the Northeast Pacific may reveal spatial dependence of depth and conductance of the asthenosphere
Earth and planetary Science Letters, vol. 46, pp. 244-252, 1980

- [FILLOUX 82] J.H. FILLOUX
Magnetotelluric experiment over the ROSE area
J. Geophys. Res., vol. 87, B10, pp. 8364-8378, 1982
- [FILLOUX 83] J.H. FILLOUX
Seafloor magnetotelluric soundings in the Mariane island arc area
Geophysical Monograph, vol 27, pp. 255-265, 1983
- [FILLOUX 87] J.H. FILLOUX
Instrumentation and experimental methods for oceanic studies
in J.A. Jacobs (ed.), *Geoelectromagnetism* (1989), vol. 1, pp. 143-248, 1987
- [FLAMENT 91] B. FLAMENT, R. BLANPAIN
Traitement d'antenne et réseaux magnétiques
Actes du 13^{ème} colloque sur le traitement du signal et des images, pp. 109-113,
GRETSI 91, Juan-les-Pins, France, 16 - 20 Sept. 1991
- [FLAMENT 92] B. FLAMENT
Système de réduction de bruit pour réseaux de magnétomètres haute sensibilité
Thèse, INPG, Grenoble, Dec. 1992
- [FLAMENT 93] B. FLAMENT, S. GUÉDON, R. BLANPAIN
Extraction d'un signal utile noyé dans un bruit spatialement cohérent; la formation de voie pondérée: application à un réseau de magnétomètres
Actes du 14^{ème} colloque sur le traitement du signal et des images, pp. 277-280,
GRETSI 94, Juan-les-Pins, France, 13 - 16 Sept. 1993
- [FONAREV 63] G.A. FONAREV
Vertical electric currents in the sea
Geomagn. Aeron. (traduction), vol. 3, pp. 636-637, 1963
- [FRASER 66] D.C. FRASER
The magnetic fields of ocean waves
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 11, pp. 507-517, 1966
- [FRASER-SMITH 87] A.C. FRASER-SMITH, D.M. BUBENIK, O.G. VILLARD Jr
Large-amplitude changes induced by a seabed in the sub-LF electromagnetic fields produced in, on, and above the sea by harmonic dipole sources
Radio Science, vol. 22, no. 4, pp. 567-577, 1987
- [FRASER-SMITH 88] A.C. FRASER-SMITH, A.S. INAN, O.G. VILLARD Jr, R.G. JOINER
Seabed propagation of ULF/ELF electromagnetic fields from harmonic dipole sources located on the seafloor
Radio Science, vol. 23, no. 6, pp. 931-943, 1988
- [GENDRIN 73] R. GENDRIN
La magnétosphère terrestre
La Recherche, vol. 4, no. 39, pp. 957-966, 1973
- [GOGUEL 59] J. GOGUEL (ed.)
La terre
Encyclopédie de la pléiade, Gallimard, Paris, 1959
- [GRIFFIN 92] O.M. GRIFFIN, R.D. PELTZER, A.M. REED, R.F. BECK
Remote sensing of surface ship wakes
Naval Engineers Journal, pp. 245-258, May 1992

- [GROSKAYA 72] Y.M. GROSKAYA, R.G. SKRYNNIKOV, G.V. SOKOLOV
Magnetic field variations induced by the motion of sea waves in shallow water
Geomagn. Aeron. (traduction), vol. 12, pp. 131-134, 1977
- [HABASHY 85] T.M. HABASHY, J.A. KONG, L. TSANG
Quasi-static electromagnetic fields due to dipole antennas in bounded conducting media
IEEE Trans. Geos. Rem. Sens., vol. GE-23, no. 3, pp. 325-333, 1983
- [HARVEY 72] R.R. HARVEY
Oceanic water motion derived from the measurement of the vertical electric field
Rapport, Hawaii Institute of Geophysics, HIG-72-7, Honolulu, Hawaii, 1972
- [HARVEY 74] R.R. HARVEY
Derivation of oceanic water motions from measurement of the vertical electric field
J. Geophys. Res., vol. 79, no. 30, pp. 4512-4516, 1974
- [HARVEY 77] R.R. HARVEY, J.C. LARSEN, R. MONTANER
Electric field recording of tidal currents in the strait of Magellan
J. Geophys. Res., vol. 82, no. 24, pp. 3472-3476, 1977
- [HERMAND 91] J.-P. HERMAND
The Formiche '89 experiment: spatial and temporal variability of magnetic ambient noise
SACLANT Undersea Research Report no. SR-176, Mars 1991
- [HOFFMAN 88] K.A. HOFFMAN
Les inversions du champ magnétique terrestre
Pour la science, no. 129, pp. 78-85, 1988
- [INAN 86] A.S. INAN, A.C. FRASER-SMITH, O.G. VILLARD Jr
ULF/ELF electromagnetic fields generated along the seafloor interface by a straight current source on infinite length
Radio Science, vol. 21, no. 3, pp. 409-420, 1986
- [IVES 61] D.J.G. IVES, G.J. JANZ
References electrodes
Academic Press, New York, 1961
- [JACOBS 89] J.A. JACOBS (ed.)
Geomagnetism
Academic Press, London, 1989 (3 tomes)
- [JOSEPH 83] R.I. JOSEPH, M.E. THOMAS, K.R. ALLEN
Magnetic field and field gradient corrections within a nonconducting sensor enclosure in a conducting fluid - Part I: Potential flow
IEEE Trans. Geos. Rem. Sens., vol. GE-21, no. 4, pp. 409-415, 1983
- [JOSEPH 84a] R.I. JOSEPH, M.E. THOMAS
Magnetic field and field gradient corrections within a nonconducting sensor enclosure in a conducting fluid - Part II: Vorticity
IEEE Trans. Geos. Rem. Sens., vol. GE-22, no. 2, pp. 159-165, 1984
- [JOSEPH 84b] R.I. JOSEPH
Magnetic field and field gradient corrections within a nonconducting sensor enclosure in a conducting fluid - Part III: Current exclusion contribution for an arbitrary axisymmetric enclosure
IEEE Trans. Geos. Rem. Sens., vol. GE-22, no. 4, pp. 353-359, 1984

- [JUNGE 88] A. JUNGE
The telluric field in northern Germany induced by tidal motion in the North Sea
Geophysical Journal, vol. 95, pp. 525-533, 1988
- [KING 85a] R.W.P. KING
Electromagnetic surface waves: New formulas and applications
IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, no. 11, pp. 1204-1212, 1985
- [KING 85b] R.W.P. KING
Electromagnetic surface waves: New formulas and their application to determine the electrical properties of the sea bottom
J. Appl. Phys., vol. 58, no. 9, pp. 3612-3624, 1985
- [KING 86] R.W.P. KING, M. OWENS, T.T. WU
Properties of lateral electromagnetic fields and their application
Radio Science, vol. 21, no. 1, pp. 13-23, 1986
- [KLEIN 75] M. KLEIN, P. LOUVET, P. MORAT
Measurement of electromagnetic effects generated by swell
Phys. Earth Planet. Inter., vol. 10, pp. 49-54, 1975
- [KOROTAEV 81] S.M. KOROTAEV, I.L. TROFIMOV, V.S. SHNEYER
Integral conductivity determination of sea sediments in some World Ocean areas by the sea currents electric fields
Ann. Géophys., t. 37, fasc. 2, pp. 321-325, 1981
- [KRAICHMAN 70] M.B. KRAICHMAN
Handbook of electromagnetic propagation in conducting media
Rapport, U.S. Naval Ord. lab., Maryland, Janv. 1970
- [KROTEVICH 77] N.F. KROTEVICH, V.Y. SEMENOV, G.A. FONAREV
Results of experimental observations of the magnetic field from sea waves
Geomagn. Aeron. (traduction), vol. 17, no. 6, pp. 729-731, 1977
- [LARSEN 66] J.C. LARSEN
Electric and magnetic fields induced by oceanic tidal motion
Ph. D. Thesis, Univ. of California, San Diego, 1966
- [LARSEN 66] J.C. LARSEN
Electric and magnetic fields induced by deep sea tides
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 16, pp. 47-70, 1968
- [LARSEN 71] J.C. LARSEN
The electromagnetic field of long and intermediate water waves
J. Mar. Res., vol. 69, no. 20, pp. 28-45, 1971
- [LARSEN 75] J.C. LARSEN
Low frequency (0.1 - 6.0 cpd) electromagnetic study of deep mantle electrical conductivity beneath the Hawaiian islands
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 43, pp. 17-46, 1975
- [LARSEN 85] J.C. LARSEN, T.B. SANFORD
Florida current volume transports from voltage measurements
Science, vol. 227, pp. 302-304, 1985
- [LARSEN 91] J.C. LARSEN
Transport measurements from in-service undersea telephone cables
IEEE J. Ocean. Eng., vol. 16, pp. 313-318, 1991

- [LARSON 79] R. LARSON
Le géomagnétisme marin
La Recherche, vol. 10, no. 100, pp. 456-464, 1979
- [LATOUR 90] PH. LATOUR, CH. TONIAZZI
Magnetic detection: detection for the futur ?
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 71-76, UDT 90, Londres, Angleterre, 7 - 9 Fev. 1990
- [LAUNAY 64] L. LAUNAY, S.W. LICHTMAN, E. SELZER
ULF environment of the sea floor
Symposium on ULF Electromagnetic Fields, paper no. 13, Boulder, Colorado, Août 1964
- [LAUNAY 70] L. LAUNAY
Modèles réduits magnéto-telluriques: principe et premiers résultats; étude de " l'effet de bord de mer ": influence de la forme de la côte
Ann. Géophys., t. 26, Fasc. 3, pp. 805-810, 1970
- [LEGRAND 89] J.P. LEGRAND, P.A. SIMON
Solar cycle and geomagnetic activity: A review for geophysicists
Part I. The contributions to geomagnetic activity of shock waves and the solar wind
Annales Geophysicae, vol. 7, no. 6, pp. 565-578, 1989
- [LE MOUËL 82] J.L. LE MOUËL, M. MENVIELLE
Geomagnetic variation anomalies and deflection of telluric currents
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 68, pp. 575-587, 1976
- [LMN 61] LABORATOIRE DE MAGNÉTISME DU NAVIRE
Utilisation des maquettes pour le réglage magnétique des batiments en acier
Colloque de Portland, Sept. 1961
- [LONGUET-HIGGINS 49] M.S. LONGUET-HIGGINS
The electrical and magnetic effects of tidal streams
Mont. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 5, pp. 295-307, 1949
- [LONGUET-HIGGINS 50] M.S. LONGUET-HIGGINS
A theory of the origin of microseisms
Référence inconnue, vol. 243 A.857, Sept. 1950.
- [LONGUET-HIGGINS 54] M.S. LONGUET-HIGGINS, M.E. STERN, H. STOMMEL
The electrical field induced by ocean-currents and waves, with applications to the method of towed electrodes
Paper in Phys. Oceanogr. Meteorol., MIT-WHOI, vol. 13, no. 1, pp. 2-37, 1954.
- [LUTHER 87] D.S. LUTHER, A.D. CHAVE, J.H. FILLOUX
BEMPEX: a study of barotropic ocean currents and lithospheric electrical conductivity
Eos, vol. 68, no. 27, 1987
- [MC DEWITT 80] G.R. MC DEWITT, B.B. HOMAN
Low frequency geomagnetic fluctuations (0,04 to 25 Hz) on land and on the floor of Monterey bay
Rapport, AD A092 399, june 1980
- [MACLURE 64] K.C. MACLURE, R.A. HAFER, J.T. WEAVER
Magnetic variations produced by ocean swell
Nature, vol. 204, pp. 1290-1291, 1964

- [MALKUS 52] W.V.R. MALKUS, M.E. STERN
Determination of ocean transports and velocities by electromagnetic effect
J. Mar. Res., vol 11, no. 2, pp. 97-105, 1948
- [MANGELSDORF 68] P.C. MANGELSDORF Jr
Gulf stream transport measurements using the salt-bridge GEK and Loran navigation
Trans. Am. Geophys. Un., vol.49, p 198, 1968.
- [MASSÉ 84] PH. MASSÉ
Modelling of continuous media methodology and computer-aided design of finite element programs
IEEE Trans. Mag., vol. MAG-20, no. 5, pp. 1885-1890, 1984
- [MOSNIER 77a] J. MOSNIER
Le sondage magnétique différentiel
Courrier du CNRS, no. 26, pp. 6-14, Oct. 1977
- [MOSNIER 86] J. MOSNIER
Dispositif de mesure d'un champ électrique dans un fluide conducteur, et procédé utilisant un tel dispositif
Brevet français no. 84 19577 (FR 2 575 296 - A1) du 27 Juin 1986
- [PARKIN 92] T.S. PARKIN, A.J. DAVIES
Finite-element magnetic signature prediction - A practical modelling technique
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 491-496, UDT 92, Londres, Angleterre, 30 Juin - 2 Juil. 1992
- [PARKINSON 59] W.D. PARKINSON
Direction of rapid geomagnetic fluctuations
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 2, pp. 1-14, 1959
- [PARKINSON 62] W.D. PARKINSON
The influence of continents and oceans on geomagnetic variations
Geophys. J. R. astr. Soc., vol. 4, pp. 441-449, 1962
- [PARKINSON 79] W.D. PARKINSON
The geomagnetic coastal effect
Review of geophysics and space physics, vol. 17, no. 8, 1979
- [PEJAS 93] S. PEJAS
Approximation of ship's magnetic field with utilization of model: ellipsoid + N local sources
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 71-76, UDT 93, Cannes, France, 15 - 17 Juin. 1993
- [PETIAU 80] G. PETIAU, A. DUPIS
Noise, temperature coefficient and long time stability of electrodes for telluric observations
Geophys. Prosp., vol. 28, pp. 792-804, 1980
- [PETITT 92] R.A. PETITT Jr., J.H. FILLOUX, A.D. CHAVE
Technology for the measurement of oceanic low frequency electric fields
IEEE Ocean 92 conference proceedings, pp. 642-647, OCEANS 92, Newport, Rhode Island, 26 - 29 Octobre 1992
- [PITTMAN 72] E.P. PITTMAN, R.A. STANFORD
Electric field sensor
United States Patent, No. 862,642 (US 3,641,427), 8 Fev. 1972

- [PODNEY 74] W. PODNEY
Electromagnetic field generated by ocean waves
Rapport technique, NTIS AD 783 904, Août 1974
- [PODNEY 75] W. PODNEY
Electromagnetic fields generated by ocean waves
J. Geophys. Res., vol. 80, no. 21, 1975
- [POULBOT 93a] V. POULBOT, F. COULET, J.J. RAMEAU
Etude des phénomènes de corrosion par des mesures magnétiques
Journées d'électrochimie 93 (sans actes), 7-10 juin 1993, Grenoble, France
- [POULBOT 93b] V. POULBOT, H. GLÉNAT, N. KERNEVEZ, F. COULET, F. DALLARD, J.J. RAMEAU
Study of corrosion processes by magnetic measurements
Proc. of the 10th European Corrosion Congress, July 1993, Barcelona, Espagne
- [RAKOTOSOA 89] U. RAKOTOSOA
Appareillage de mesure des très faibles champs électriques en milieu marin. Application à la mise en évidence des signaux électromagnétiques induits dans la mer
Thèse, Univ. de Paris VI, France, 1989
- [ROGERS 68] T.H. ROGERS
Marine Corrosion; Appendix 1: Sea Water
pp 272-281, Georges Newnes Ltd, London, 1968
- [SANFORD 67] T.B. SANFORD
Measurement and interpretation of motional electric field in the sea
Ph. D. Thesis, Mass. Inst. of Tech., 1967
- [SANFORD 71] T.B. SANFORD
Motionally induced electric and magnetic field in the sea
J. Geophys. Res., vol. 76, no. 15, pp. 3476-3492, 1971
- [SANFORD 78a] T.B. SANFORD, R.G. DREVER, J.H. DUNLAP
A velocity profiler based on the principle of geomagnetic induction
Deep-Sea Research, vol. 25, pp. 183-210, 1978
- [SANFORD 78b] T.B. SANFORD, R.G. DREVER, J.H. DUNLAP
Deep ocean velocity profiles from electromagnetic and acoustic doppler measurement
Proc. Working Conf. on Current Measur., pp. 137-151, 1978
- [SANFORD 86] T.B. SANFORD
Recent improvements in ocean currents measurement from motional electric fields and currents
Proc. IEEE Third Conf. on Current Measur., pp. 1-12 1986
- [SCHMUCKER 75] U. SCHMUCKER, P. WEIDELT
Electromagnetic induction in the earth
Lectures notes, Aarhus, 1975
- [SELZER 66] E. SELZER, L. LAUNAY, S.W. LICHTMAN
Compte-rendu d'enregistrements électromagnétiques à très basses fréquences faits en bathyscaphe en eaux profondes
AGARD conf. proc. no. 20, pp. 595-606-470, Nov. 1966

- [SELZER 68] E. SELZER
Mesures électromagnétiques effectuées en mer profonde à bord du bathyscaphe ARCHIMÈDE (campagne Grèce, 1965)
Annales de l'Institut Océanographique, vol. 46, pp. 19-28, 1968
- [SIMON 89] P.A. SIMON, J.-P. LEGRAND
Solar cycle and geomagnetic activity: A review for geophysicists. Part II. The solar sources of geomagnetic activity and their links with sunspot cycle activity
Annales Geophysicae, vol. 7, no. 6, pp. 579-594, 1989
- [SODERBERG 66] E.F. SODERBERG
Undersea ELF measurements of the horizontal E-Field to depths of 300 meters
AGARD conf. proc. no. 20, pp. 453-470, Nov. 1966
- [SODERBERG 69] E.F. SODERBERG
ELF noise in the sea at depths from 30 to 300 meters
J. Geophys. Res., Space Physics, vol. 74, pp. 2376-2387, 1969
- [SORRELL 90] F.Y. SORRELL, T.B. CURTIN, M.D. FEEZOR
An electromagnetic current meter-based system for application in unsteady flows
IEEE J. Ocean. Eng., vol. 15, pp. 373-379, 1990
- [STOMMEL 48] H. STOMMEL
The theory of the electric field induced in deep ocean currents
J. Mar. Res., vol. 7, no. 3, pp. 386-392, 1948
- [SUBSPECTION 93] SUBSPECTION
Underwater electric field systems
Plaquette commerciale de la société Subspection ltd, Alresford, Hampshire, GB, 1993
- [THORPE 73] S.A. THORPE, E.P. COLLINS, D.I. GAUNT
An electromagnetic current meter to measure turbulent fluctuations near the ocean floor
Deep-Sea Research, vol. 20, pp. 933-938, 1973
- [TIKHONOV 50] A.N. TIKHONOV
On determination of electric characteristics of deep layers of the earth's crust
Dokl. Akad. Nauk. SSSR, vol. 73, pp. 295-297, 1950
- [TOSSMAN 79] B.E. TOSSMAN, D.L. THAYER, W.A. SWARTZ
An underwater towed electromagnetic source for geophysical exploration
IEEE J. Ocean. Eng., vol. OE-4, pp. 84-89, 1979
- [VALET 92] J.-P. VALET, V. COURTILOT
Les inversions du champ magnétique terrestre
La Recherche, vol. 23, no. 246, pp. 1002-1013, 1992
- [VON ARX 50] W.S. VON ARX
An electromagnetic method for measuring the velocities of ocean currents from a ship underway
Paper in Phys. Oceanogr. Meteor., MIT-WHOI, vol. 11, no. 3, pp. 1-62, 1950
- [WAIT 77] J.R. WAIT
Propagation of ELF Electromagnetic waves and project Sanguine / Seafarer
IEEE J. Ocean. Eng., vol. OE-2, pp. 161-172, 1977

- [WALKER 88] J. WALKER
Expérience d'amateur: le sillage
Pour la science, pp. 98-101, Avril 1988
- [WALSH 76] B. WALSH
Subdetection
Countermeasures, Avril 1976
- [WANNAMAKER 89] P.E. WANNAMAKER, J.R. BOOKER, J.H. FILLOUX, A.G. JONES, G.R. JIRACEK, A.D. CHAVE, P. TARITS, H.S. WAFF, G.D. EGBERT, C.T. YOUNG, J.A. STODT, M. MARTINEZ G., L.K. LAW, T. YUKUTAKE, J.S. SEGAWA, A. WHITE, A.W. GREEN Jr.
Magnetotelluric observations across the Juan de Fuca subduction system in the EMSLAB project
J. Geophys. Res., vol. 94, no. B10, pp. 14.111-14.125, 1989
- [WARBURTON 64] F. WARBURTON, R. CAMINITI
The induced magnetic field of sea waves
J. Geophys. Res., vol. 69, no. 20, pp. 4311-4318, 1964
- [WASYLKIVSKYJ 79] W. WASYLKIVSKYJ
Electromagnetic fields induced by ocean currents
Inst. Defense Analysis, VA, IDA Paper P-1399, 1979
- [WEAVER 65] J.T. WEAVER
Magnetic field associated with ocean waves and swell
J. Geophys. Res., vol. 70, no. 8, pp. 1921-1929, 1965
- [WEAVER 67] J.T. WEAVER
The quasi-static field of an electric dipole embedded in a two-layer conducting half-space
Canadian J. of Physics, vol. 45, pp. 1981-2002, 1967
- [WEBB 82] S.C. WEBB, C.S. COX
Electromagnetic field induced at the seafloor by Rayleigh-Stoneley waves
J. Geophys. Res., vol. 87, no. B5, pp. 4093-4102, 1982
- [WEBB 84] S.C. WEBB, C.S. COX
Pressure and electric fluctuations on the deep seafloor: background noise for seismic detection
Geophys. Res. Lett., vol. 11, pp. 967-970, 1984
- [WEBB 85] S.C. WEBB, S.C. CONSTABLE, C.S. COX, T.K. DEATON
A seafloor electric field instrument
J. Geomag. Geoelec., vol. 37, pp. 1115-1129, 1985
- [WIESENBURG 87] D.A. WIESENBURG, B.J. LITTLE
A synopsis of the chemical/physical properties of seawater
Ocean Physics and Eng., vol. 12 (3&4), pp. 127-165, 1987-88
- [YOUNG 20] F.B. YOUNG, H. GERRARD, W. JEVONS
On electric disturbances due to tides and waves
Phil. Mag., série 6, vol. 40, pp. 149-159, 1920
- [YOUNG 81] P.D. YOUNG, C.S. COX
Electromagnetic active sounding near the east pacific rise
Geophys. Res. Lett., vol. 8, no. 10, pp. 1043-1046, 1981

Chapitre 2 :

**Conception d'un dispositif
de très haute sensibilité
pour la mesure des champs électriques
très basses fréquences en milieu marin**

Chapitre 2 :

Conception d'un dispositif de très haute sensibilité pour la mesure des champs électriques très basses fréquences en milieu marin

Introduction

Ce chapitre décrit la conception et la réalisation d'une maquette exploratoire d'un nouveau type d'électromètre marin très basses fréquences, capable de mesurer simultanément le champ électrique et le champ magnétique.

Le procédé est décrit dans un brevet du LETI [BLANPAIN 91]. Nos travaux se sont concentrés sur le développement et l'optimisation d'une maquette exploratoire utilisant les magnétomètres à RMN du LETI, ainsi que sur la caractérisation de ses performances et la validation du dispositif en laboratoire.

Un premier paragraphe présente le principe général de fonctionnement du dispositif, ainsi que les spécifications que nous nous sommes imposées pour sa réalisation. Les suivants correspondent aux calculs et à la validation des différents transducteurs composant la chaîne de mesure, qui permettent de passer du signal utile (le champ électrique dans l'eau) au signal de mesure. On décrira ainsi successivement la mise au point de ce que nous appelons le transducteur interne de l'appareil, puis l'étude théorique et expérimentale qui nous a conduit au choix d'un matériau d'électrodes.

La caractérisation du fonctionnement et des performances expérimentales de l'appareil en bassin d'eau salée sont décrites dans le chapitre suivant.

1. Spécifications et principe général de fonctionnement

1.1. Spécifications

Nous avons détaillé dans le premier chapitre les phénomènes électromagnétiques très basses fréquences à mesurer en milieu marin. La faible énergie de ces effets, qu'ils soient d'origine naturelle ou artificielle, nous a conduit à nous fixer comme objectif une sensibilité de **1 nV/m** environ, dans une bande de fréquence couvrant au mieux la bande ULF, soit de **qq. 10^{-3} Hz à qq. Hz**.

Dans un premier temps, seules des **mesures à poste fixe**, a priori au fond, ont été envisagées. Les possibilités de mesure par systèmes dérivants, éventuellement en réseaux pour permettre l'extraction d'un signal utile du bruit ambiant, ou à bord de systèmes mobiles pourront constituer une évolution ultérieure du système. D'autres problèmes que ceux que nous avons abordés seront alors à prendre en compte. Dans un objectif de mesure à long terme, des contraintes de consommation minimale doivent être intégrées dans le choix des solutions techniques de réalisation.

L'instrumentation doit pouvoir accéder à des mesures relativement ponctuelles, pour éviter de moyennner par trop des signaux à faible étalement spatial, et pour conserver une certaine facilité de mise en œuvre par rapport aux appareils à "base longue". Ces critères nous imposent un **objectif de compacité**, la géométrie du système subissant de toute façon des contraintes liées à la méthode de mesure elle-même.

Nous n'avons pas effectué de recherches particulières en ce qui concerne la transmission des signaux enregistrés, ce problème étant totalement découplé de la mesure elle-même. Notre objectif est ici de valider un principe physique et de le mettre en œuvre, beaucoup plus que de produire une réalisation industrielle. Cette évolution sera effectuée par la suite en fonction des orientations stratégiques du LETI.

1.2. Principe et description fonctionnelle

Le principe de base du dispositif repose sur une collection de densité de courant par des électrodes plaques, principe mis en œuvre pour la première fois par MOSNIER et RAKOTOSOA, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Pour ne pas perturber la répartition des lignes de champ électrique dans le milieu et canaliser ainsi l'ensemble du signal dans le dispositif, il est nécessaire que **l'impédance du circuit reliant les électrodes** (y compris l'impédance de contact des électrodes elles-mêmes) **soit égale à l'impédance équivalente du volume d'eau remplacé** dans la direction considérée. La validité et les aspects physiques de la méthode, ainsi que ses avantages par rapport à la mesure de tension, ont été exposés au chapitre 1 et nous n'y reviendrons pas.

Dans notre approche, la mesure du courant collecté à l'intérieur du dispositif s'avère totalement différente de celle adoptée par RAKOTOSOA.

Les électrodes sont placées de part et d'autre d'un volume non conducteur. Elles sont reliées à l'intérieur de celui-ci par un circuit inductif composé de deux bobinages identiques montés en série-opposition. Lorsqu'un signal est appliqué, un courant circule dans les bobines et crée à l'intérieur de celles-ci des champs magnétiques égaux en module et en direction, mais de sens opposés.

Des sondes magnétométriques, positionnées de façon symétrique à l'intérieur des bobinages, mesurent donc la superposition du champ magnétique environnant et des champs induits par le courant. Si les sondes sont suffisamment proches l'une de l'autre, on peut considérer qu'elles "voient" le même champ magnétique ambiant; par contre, elles mesurent des champs *utiles* opposés. Une mesure différentielle entre les deux magnétomètres permet donc de rejeter le champ ambiant pour fournir le double du signal utile, qui est lié, par l'intermédiaire du courant, au champ électrique à mesurer. La sommation des mesures des deux capteurs rejette quant à elle le champ magnétique induit, et donne accès au double de la valeur du champ magnétique existant dans le milieu.

Il suffit de répéter le même schéma sur les trois axes d'un repère orthogonal pour obtenir des mesures triaxiales, le courant canalisé dans les bobinages étant une fonction de la valeur de la composante normale aux électrodes du champ électrique.

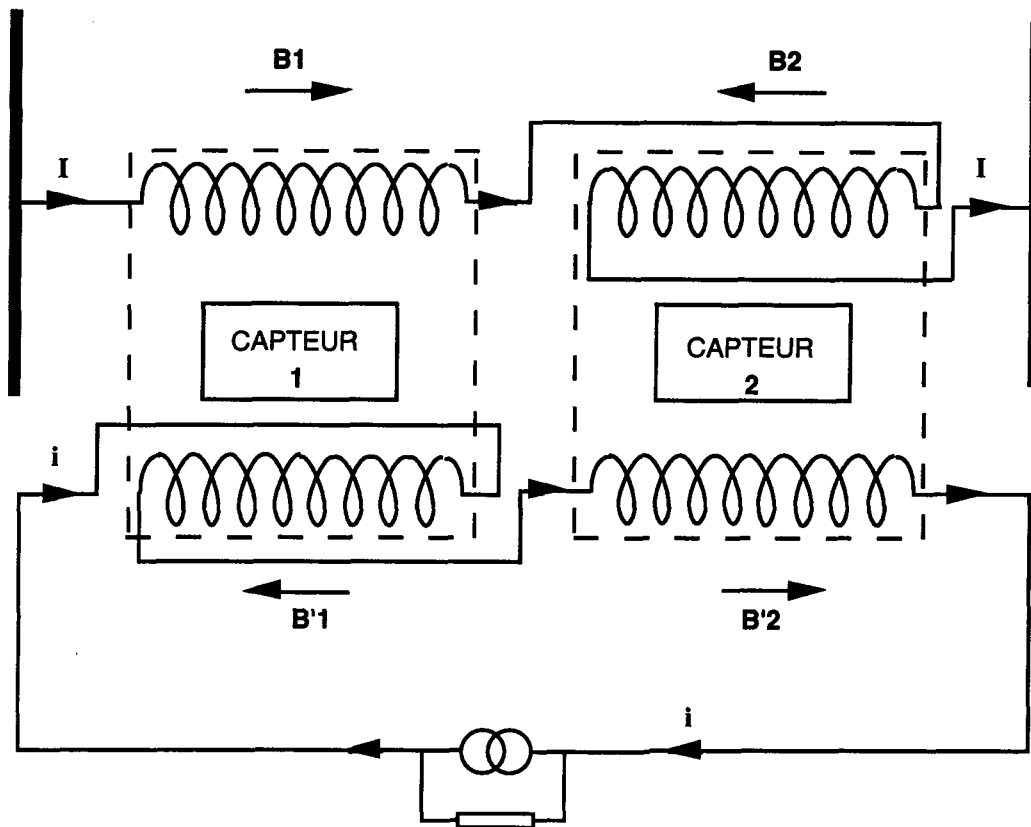


Figure 2.1 - Schéma de principe de l'électromètre

La figure 2.1 illustre une réalisation schématique uniaxiale, la méthode globale étant quant à elle décrite dans le brevet de R. BLANPAIN et F. ROBACH [BLANPAIN 91]. Notons que le gain total de l'appareil est réglable en jouant sur le nombre de spires des bobinages, sous réserve d'adaptation d'impédance.

Un circuit de bobinage secondaire alimenté par un générateur de courant est envisageable, qui permet d'éviter, si besoin, la saturation des magnétomètres (ultrasensibles vue la faiblesse des signaux) en créant un champ opposé à celui qui est induit par le courant dû au signal. Le système fonctionne alors en mesure de zéro.

Le principe de mesure possède, sur la méthode de MOSNIER et RAKOTOSOA, l'avantage de fournir une mesure simultanée du champ magnétique et du champ électrique. Une réalisation avec des magnétomètres possédant un faible bruit en basse fréquence permet de plus de s'affranchir des problèmes de bruit et de dérive TBF de l'électronique de détection de courant. Les magnétomètres à RMN, en particulier, possèdent d'excellentes performances en stabilité ainsi qu'un bruit ULF extrêmement faible. Des sondes d'une telle précision nécessitent en contrepartie un soin tout particulier quant à leur utilisation.

Le critère d'adaptation d'impédance rend quant à lui primordiale l'impédance de l'interface électrode - électrolyte. Le bruit électrochimique des électrodes prend également une grande importance, dans la mesure où il limite la sensibilité même de l'appareil. En particulier, les matériaux utilisés par RAKOTOSOA présentent une impédance faible mais un bruit important en ULF.

1.3. Séparation des problèmes

La figure 2.2 schématise la chaîne de mesure. Nous distinguons deux étapes, qui nous ont conduits à des études de natures différentes. Les électrodes réalisent le changement de mode de conduction, qui de ionique dans le milieu devient électronique dans le dispositif: elles constituent ce que nous nommerons le *transducteur externe*, qui permet de passer du champ électrique à mesurer à un courant filaire. L'étude électrochimique nécessaire pour effectuer un choix de matériau est décrite dans le paragraphe 3. Le *transducteur interne* est un détecteur de courant: il comprend des bobinages qui assurent la transformation du courant en un champ magnétique, et des magnétomètres qui permettent de convertir ce dernier en une tension de mesure. La mise au point de ce transducteur est exposée dans le paragraphe 2. de ce chapitre.

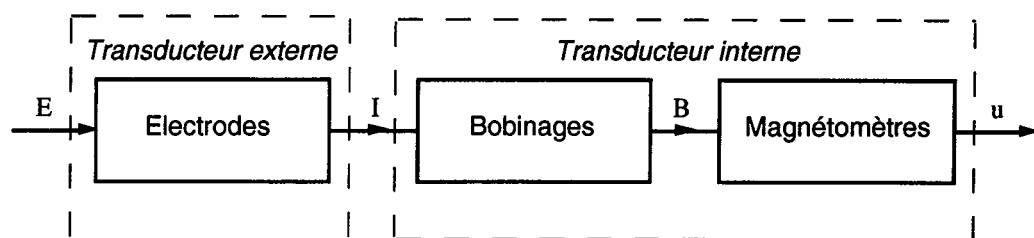


Figure 2.2 - Chaîne de mesure

2. Transducteur interne: transformateur de courant

2.1. Choix et caractérisation des magnétomètres

Depuis de nombreuses années, le LETI développe des magnétomètres de très haute sensibilité pour diverses applications civiles, militaires ou spatiales. Les principes physiques utilisés sont également variés: **SQUID** (*Supraconducting QUantum Interference Device*) [THOMAS 86], Résonance Magnétique Nucléaire (**RMN**) [KERNEVEZ 91], [DURET 91], Résonance Paramagnétique Électronique (**RPE**) [DURET 92], [KERNEVEZ 92], ou pompage optique de l'**Hélium** [LÉGER 90], [LÉGER 92].

Les magnétomètres utilisant la RMN ou l'Hélium réalisent une mesure de champ total (intégration sur un volume) et sont ainsi habituellement classés sous l'appellation *magnétomètres scalaires*. Les autres types de magnétomètres sont dits *vectoriels* ou *directionnels*, lorsqu'ils permettent de mesurer les différentes composantes du champ magnétique. Parmi ceux-ci, les magnétomètres *Flux-gates* qui utilisent les propriétés des matériaux magnétiques saturables, représentent la plus grande part du marché de la mesure magnétique, toutes gammes de sensibilité confondues. D'autres technologies sont encore utilisées, comme la détection du mouvement d'aimants suspendus [MOSNIER 77b]. On trouvera dans [LENZ 90] et [DURET 93] de bonnes synthèses des techniques utilisées en magnétométrie des champs faibles, notre objectif n'étant pas ici de les détailler.

Pour la réalisation de notre électromètre, notre choix s'est porté sur des magnétomètres à RMN développés au LETI, pour des raisons évidentes de coût et de bonne connaissance, mais également pour leurs excellentes performances tant en fiabilité qu'en sensibilité et en stabilité. La RMN présente pour notre application le grand avantage d'avoir un bruit très basses fréquences constant et très faible, contrairement à la majorité des systèmes électronique qui affiche une remontée de bruit en $1/f$ en basses fréquences. Les magnétomètres à RMN du LETI sont probablement les plus performants de leur catégorie sur la scène internationale. Ce choix n'exclut cependant pas d'autres éventuels modes de réalisation avec des capteurs d'un autre type; rappelons encore une fois que nous souhaitons mettre en évidence un principe de mesure du champ électrique et non présenter un produit définitif.

2.1.1. Principe de fonctionnement des magnétomètres à RMN

Les magnétomètres RMN à champ total fonctionnent comme des transducteurs champ - fréquence. Les protons d'un solvant sont dotés d'un moment magnétique proportionnel à leur spin. En présence d'un champ magnétique, ils précessionnent autour de ce champ à une fréquence ν_0 proportionnelle à son module, appelée *fréquence de Larmor* (1 à 3 kHz dans le champ terrestre), selon la relation (2.1):

$$(2.1) \quad 2\pi \nu_0 = \gamma B_0$$

dans laquelle γ désigne le *rapport gyromagnétique* du proton ($0,2675 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{nT}^{-1}$) [BLOCH 46]. La résultante macroscopique des moments en précession est pratiquement nulle si les mouvements ne sont pas corrélés.

L'application d'un champ magnétique B_1 tournant à la fréquence de Larmor et perpendiculaire au champ d'excitation met en phase les moments tournants, et induit un phénomène de résonance. Comme les populations de moments *parallèles* et *antiparallèles* au champ B_0 sont légèrement différentes, une composante macroscopique d'aimantation apparaît. La figure 2.3 illustre le principe physique de la RMN.

Cette aimantation résultante est cependant trop faible pour être détectée: elle est amplifiée grâce à un phénomène de *polarisation dynamique électronique*. On excite la résonance magnétique des électrons présents dans le solvant qui comporte des radicaux libres, ce qui permet d'augmenter fortement la *polarisation* des noyaux d'hydrogène, c'est à dire par définition la différence de population entre les niveaux parallèle et antiparallèle des protons. Ce phénomène, connu sous le nom d'*effet Overhauser* [OVERHAUSER 53], permet d'amplifier le signal par un facteur théorique compris entre 1000 et 4000. Un choix adéquat de la fréquence de résonance électronique, fonction du radical utilisé, permet d'obtenir une amplification positive ou négative.

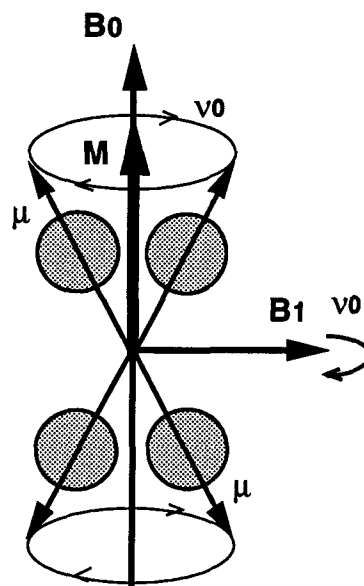


Figure 2.3 - RMN: Principe physique

Une sonde se compose donc de :

- deux flacons contenant les solvants hydrogénés où un radical libre est en solution;
- un circuit basses fréquences, composé de deux bobinages identiques montés en pont de Wheasthone, qui permet à la fois l'excitation de la résonance nucléaire et la détection du signal;
- un circuit hautes fréquences qui réalise l'excitation des résonances électroniques de signes opposés dans les deux flacons.

La présence de deux flacons et des bobinages symétriques associés permet le montage en oscillateur anti-bruit: la tension de sortie du circuit BF est réinjectée à travers un potentiomètre

BF en $1/f$ comme la plupart des systèmes électroniques. En revanche, ce bruit augmente au delà de 0,1 Hz environ.

Dans notre cas, le bruit différentiel du continu à 0,1 Hz est inférieur à $10 \text{ pT/Hz}^{1/2}$. A 1 Hz, il est théoriquement 19 fois plus important et son écart type dans la bande passante correspondante environ 16 fois plus grand. Des mesures effectuées sur site non-parasité (station de mesures magnétiques fines du LETI) confirment ces résultats [POULBOT 90b].

2.1.3. Problèmes liés à notre utilisation des magnétomètres

Certains problèmes liés à l'utilisation particulière que nous souhaitons faire des capteurs ont été identifiés:

2.1.3.1. Présence de spires en court-circuit autour des sondes

Les couches de bobinages en parallèle, nécessaires pour régler l'impédance du système électromètre, sont susceptibles de capter des champs parasites et de perturber les sondes.

La seule présence de spires autour du capteur peut, par couplage avec les spires de la sonde elle-même, poser des problèmes au niveau de l'équilibrage du circuit BF (symétrie nécessaire du montage oscillateur anti-bruit). Des essais ont été effectués, qui ont montrés que l'équilibrage était possible (il tient compte dans ce cas des inductances mutuelles introduites) et que le bruit n'était pas augmenté par la présence de boucles fermées autour des sondes, dans la mesure où le système était maintenu fixe (pas de flux "coupé" par un déplacement). Un léger effet de blindage est même observable, qui tend à réduire le bruit.

2.1.3.2. Stabilité de la mesure

La proximité de deux sondes placées sur le même axe peut engendrer des problèmes au niveau de la mesure différentielle. En effet, les bobinages BF de la première sonde rayonnent et les lignes de champ ainsi créées sont colinéaires aux lignes de champ de la deuxième sonde. Celle-ci se trouve donc soumise à une double excitation, à la même fréquence, mais avec un déphasage. L'effet du rayonnement extérieur sur la sonde 2 peut ainsi se faire sentir sur le champ propre d'excitation, mais également par son gradient au niveau de l'excitation des deux flacons. Sans reproduire ici les calculs théoriques, on peut s'attendre à un glissement de fréquence (battement autour de la fréquence d'excitation BF) sur la mesure. On observe effectivement sur un traceur une sinusoïde, de fréquence et d'amplitude proportionnelles au gradient de champ entre les sondes, qui pourrait être prise pour un signal.

Pour remédier à cela, plusieurs solutions sont possibles, que nous avons expérimentées:

- **éloignement des sondes**; mais cela conduit à augmenter par trop la dimension du dispositif total dans le cas d'un gradient local important, ce qui est incompatible avec nos contraintes d'adaptation d'impédance et de compactage. Nous avons cependant essayé par la suite de tenir compte de ce critère.

- **désaxement des sondes**; supprime le problème à sa source sous réserve d'un certain éloignement, mais n'autorise plus une forme cylindrique de l'électromètre ou oblige à augmenter la taille. Par ailleurs, il est souhaitable que les sondes soient dans la même direction par rapport au champ terrestre, ce qui est plus facile à réaliser si elles sont dans le même axe.

- **blindage des sondes**; mais l'épaisseur nécessaire pour que celui-ci soit efficace augmente le rayon interne des bobinages de l'électromètre, et donc réduit le champ magnétique créé à l'intérieur tout en augmentant l'impédance pour un même nombre de spires. Ces effets vont à l'encontre de nos contraintes. Une solution, que nous avons retenue pour la suite, consiste à insérer une plaque conductrice entre les sondes pour contribuer à couper les rayonnements. Nos essais montrent en effet qu'avec une plaque d'Aluminium de 1 cm d'épaisseur, on réduit considérablement le signal de battement (de 20 pT à un signal ne sortant plus du bruit).

- **couplage des circuits BF des deux sondes**; permet d'en symétriser le fonctionnement. Deux modes sont possibles: réinjecter simplement le signal BF du circuit de la première sonde sur la boucle du circuit BF de la deuxième (montage dit *oscillateur filtre*), ou croiser les boucles de contre-réaction des deux oscillateurs (montage dit *oscillateur croisé*, figure 2.5). Ces montages ont été testés: ils suppriment totalement les problèmes de battement, cependant ils ne permettent plus d'effectuer une mesure différentielle en fréquence, puisque l'on impose une fréquence commune de fonctionnement pour les deux oscillateurs. Une mesure de différence de phase est néanmoins possible, il suffit pour cela de remplacer le fréquencemètre par un phasemètre bien sûr, et d'effectuer un étalonnage de la sensibilité de façon à retrouver la correspondance champ-phase qui n'est pas directe: l'oscillateur fonctionne alors sur la courbe de phase du système au lieu de sa courbe de résonance en fréquence. Cette variante de montage est prévue dans le brevet [BLANPAIN 91].

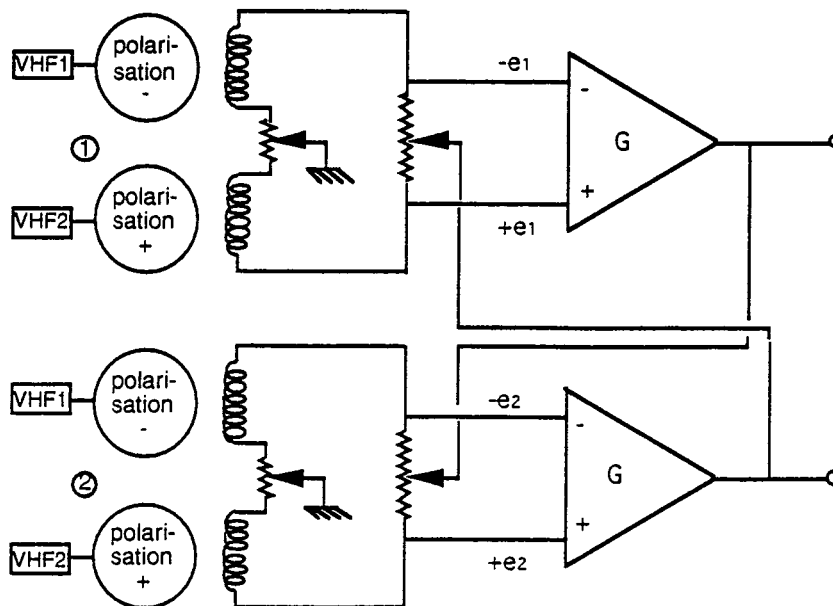


Figure 2.5 - Montage différentiel en "oscillateur croisé"

Suite à ces différents essais, nous avons donc pris le parti de conserver la configuration coaxiale des bobinages et donc des sondes, en éloignant les deux blocs symétriques au maximum autorisé par le critère d'impédance et en insérant un disque d'Aluminium pur (pas de matériaux aimantés à proximité des sondes) entre eux, sachant qu'un montage "en phase" serait à même de supprimer le battement si celui-ci persistait en eau. Pour des essais en laboratoire, il est de toute façon possible de compenser artificiellement le gradient en positionnant convenablement à distance du dispositif un élément légèrement magnétique.

Une configuration exploitant des bobines parallèles plutôt que coaxiales résout complètement le problème, nous ne l'avons cependant pas retenue pour pouvoir réaliser un dispositif cylindrique, au demeurant plus facile à manipuler et offrant une meilleure tenue mécanique.

2.2. Transducteur courant - champ magnétique

Le circuit primaire de transduction courant - champ magnétique est constitué de deux bobines identiques montées en série-opposition. Les sondes magnétométriques sont placées à l'intérieur de chacune d'elles.

2.2.1. Calcul et réalisation

Les premiers calculs de bobines effectués [POULBOT 90a] ont montré qu'il était néfaste pour la maximisation du champ créé (sous contrainte d'adaptation d'impédance), d'imbriquer le secondaire (cf. § 1.2.) dans les bobinages primaires. Cette maximisation exige également la mise en parallèle de plusieurs galettes de spires. Nous avons donc envisagé, pour le calcul des bobines primaires, des solénoïdes multicouches composés de plusieurs "galettes" concentriques de même nombre de spires.

2.2.1.1. Calcul des grandeurs utiles

Nous donnons ici les résultats de nos calculs, sans reproduire le détail de ceux-ci [POULBOT 90 a & b].

Pour un solénoïde simple à N couches de p spires en série, de rayon interne r, composé de fil de diamètre d, la longueur de fil vaut:

$$l = 2\pi N \sum_{i=1}^{i=p} \left(r + i d - \frac{d}{2} \right)$$

soit en effectuant les sommations:

$$(2.3) \quad l = \pi N p (2r + pd)$$

La j-ème galette (N,p) d'un solénoïde à q galettes a donc une longueur de fil de:

$$l_j = \pi N p [2(r + (j-1)pd) + pd] = \pi N p (2r + (2j-1)pd)$$

ce qui donne après sommation la longueur totale de fil pour le solénoïde:

$$(2.4) \quad l = \pi N p q (2r + p q d)$$

et une résistance R_t pour deux bobines en série, composées de q galettes (N, p) en parallèle:

$$(2.5) \quad R_t = 8\rho \frac{N p}{d^2} \left[\sum_{j=1}^{j=q} \frac{1}{2r + (2j-1)pd} \right]^{-1}$$

L'adaptation de la formule de Nagaoka, qui figure dans de nombreux manuels de radioélectricité, donne en μH avec nos notations pour un solénoïde multi-couches (N, p):

$$L_j = 31,496 \cdot \frac{[r + (j-1/2)pd]^2 p^2 N^2}{(6r + 9Nd + (6j+7)pd)}$$

soit pour q galettes en parallèle, deux bobines en série:

$$(2.6) \quad L = 63 N^2 p^2 \cdot \left[\sum_{j=1}^{j=q} \frac{6r + 9Nd + (6j+7)pd}{(r + (j-1/2)pd)^2} \right]^{-1}$$

Pour un courant I (supposé continu) circulant dans le circuit, le champ magnétique créé sur l'axe de la bobine en son centre, celui qui est donc vu par les sondes magnétométriques, vaut littéralement:

$$(2.7) \quad B = \mu_0 N p I \cdot \frac{\sum_{j=1}^{j=q} \left[\frac{1}{2r + (2j-1)pd} \cdot \frac{1}{\sqrt{(Nd)^2 + (2r + (2j-1)pd)^2}} \right]}{\sum_{j=1}^{j=q} \frac{1}{2r + (2j-1)pd}}$$

tandis que plus généralement le champ créé sur l'axe à la distance Z du bord de la bobine s'écrit:

$$B_Z = \frac{\mu_0 p I}{2d} \cdot \frac{\sum_{j=1}^{j=q} \left[\frac{1}{2r + (2j-1)pd} \cdot \left[\frac{Nd + Z}{\sqrt{(Nd + Z)^2 + (r + (j-1/2)pd)^2}} - \frac{Z}{\sqrt{Z^2 + (r + (j-1/2)pd)^2}} \right] \right]}{\sum_{j=1}^{j=q} \frac{1}{2r + (2j-1)pd}}$$

2.2.1.2. Optimisation théorique des grandeurs de construction

Nous avons effectué le calcul des paramètres de construction des bobinages et des dimensions (diamètre D, longueur H) du conteneur cylindrique en essayant de maximiser le champ magnétique créé à l'intérieur des bobinages pour un champ électrique de 1nV/m. Les électrodes plaques (disques) qui seront rapportées par la suite sont dans un premier temps supposées peu impédantes et n'induisent pas de perte de tension; cela se traduit dans la formule (2.7) par:

$$I = \vec{J} \cdot \vec{S} = J_n \frac{\pi D^2}{4} = \sigma E_n \frac{\pi D^2}{4}$$

où E_n désigne le champ normal à l'électrode, pour peu que le critère d'adaptation d'impédance (2.8) soit respecté:

$$(2.8) \quad \frac{4H}{\sigma \pi D^2} - R_t = 0$$

Il suffit ensuite de moduler la taille du cylindre et sur le diamètre des électrodes pour prendre en compte l'impédance des électrodes.

Nous avons donc écrit un programme en Fortran utilisant des procédures mathématiques préprogrammées (IMSL) qui réalise la maximisation de (2.7) avec les 7 variables (N, p, q, r, d, D, H) sous la contrainte (2.8) et plusieurs contraintes de dimensionnement de masse, ou de pourcentage de champ rayonné par une bobine sur l'autre par rapport au champ utile.

Les résultats ont été analysés et différents compromis entre les variables ont été trouvés. Nous avons abouti à la configuration suivante, qui a été utilisée pour la réalisation:

Le conteneur cylindrique a une longueur initiale de 0,6 m pour 0,5 m de diamètre initial.

Le fil à été choisi en Aluminium (masse moins importante que le Cuivre pour une conductivité voisine) à section ronde, de diamètre normalisé 2,65 mm.

Les bobines, de rayon interne 60 mm, comprennent 5 galettes concentriques connectées en parallèle de 67 (longueur) x 8 spires (hauteur).

Chacune des bobines doit ainsi avoir une masse de 25 kg, le circuit ayant une résistance totale de 0,73 Ohms et une inductance totale de 19,4 mH, pour une impédance équivalente du milieu conducteur de 0,8 Ohm avec une conductivité de 4 S.m⁻¹. Dans cette configuration, le champ magnétique calculé au centre de chacune des bobines est de **2,13 pT pour 1 nA**, pour un champ parasite rayonné de quelques %.

2.2.1.3. Réalisation

Les solénoïdes ont été bobiné avec précision, avec du fil d'Aluminium pur à 99,7%, testé au préalable au magnétomètre à SQUID (résolution inférieure au pT) et ne présentant pas d'aimantation mesurable avec ce type de magnétomètre.

Les flasques et le manchon de bobinage sont en fibre de verre amagnétique. Un disque de blindage en Aluminium pur est inséré entre les bobines pour le montage (figure 2.6) dans le conteneur, réalisé en PVC. Une ouverture est ménagée sur le dessus de celui-ci pour permettre la sortie des fils des sondes.

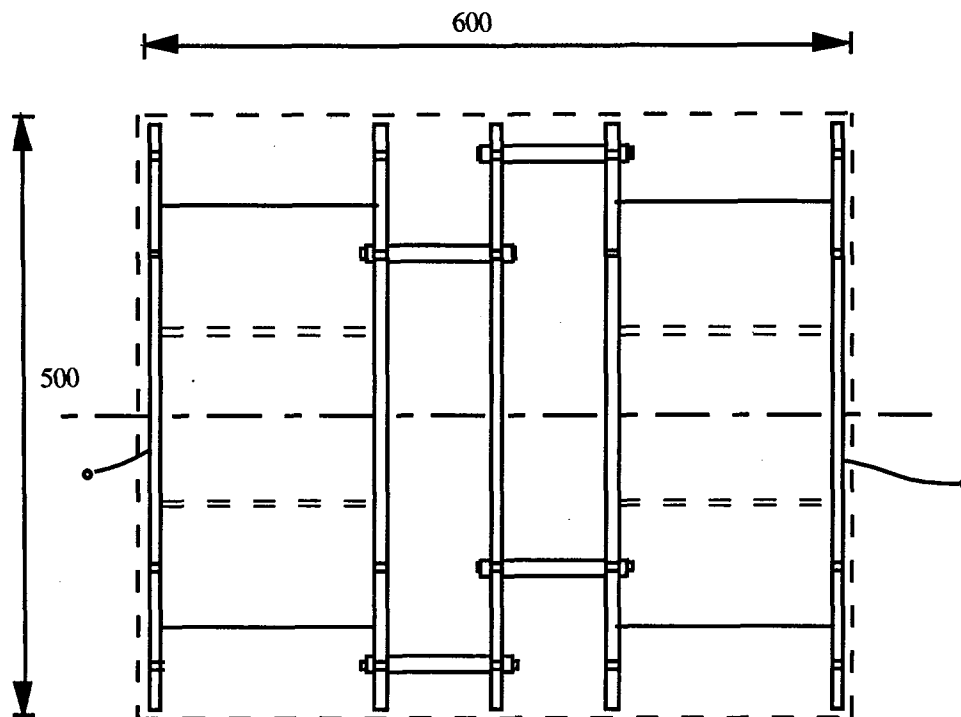


Figure 2.6 - Schéma de montage du transducteur interne

Pour éviter au maximum les bruits de jonction (thermocouple) ou de corrosion galvanique, toutes les soudures ont été réalisées au laser à partir de l'Aluminium des fils, sans adjonction de métaux supplémentaires.

2.2.2. Validation expérimentale

L'installation du dispositif et les tests ont été faits à la station de mesures magnétiques du LETI. Le site est situé loin de tout environnement urbain et les locaux de mesure sont construits avec des matériaux amagnétiques. Malgré cela, la manipulation de sondes magnétométriques très sensibles, et la mesure de tensions de l'ordre du nanoVolt et de courants de l'ordre du nanoAmpère, ne sont pas choses faciles: de nombreuses sources de bruits basses fréquences, habituellement négligées pour leur petitesse dans les applications électrotechniques ou d'électricité industrielle, sont apparues dans notre cas et de nombreux problèmes ont dû être identifiés et résolus. On trouvera quelques éléments théoriques sur l'origine des bruits dans les mesures électriques dans [CHOUTEAU TI] et [KNOSP TI].

2.2.2.1. Impédance

L'impédance du système est mesurée à l'aide d'un impédancemètre très basses fréquences (Solartron 1260 de Schlumberger).

La résistance des deux bobines ainsi reliées est mesurée à **0,70 Ohms** environ, ce qui correspond à la valeur théorique attendue.

La partie imaginaire est bien selfique. La valeur de l'inductance correspondante vaut expérimentalement, pour les deux bobines en série, de 55 mH à 0,01 Hz, à 39 mH en hautes fréquences (>1000 Hz). Il y a probablement couplage entre les bobines en TBF, malgré la plaque de blindage en Aluminium. Il est même possible qu'un couplage inductif se fasse entre cette plaque et chacune des bobines: elle est très conductrice et des courants induits sont susceptibles de se développer en son sein. Elle peut ainsi se comporter comme une spire et induire un couplage mutuel avec les deux solénoïdes. La valeur HF de **18,5 mH** par bobine est cependant tout à fait satisfaisante par rapport à la valeur théorique calculée de 19,5 mH.

2.2.2.2. Bruit

L'influence néfaste des soudures et des connections a été rapidement mise en évidence, de même que celle des gradients de température entre les différents points du circuit: le simple fait de toucher une extrémité de fil génère ainsi des signaux de bruit visibles (> 10 nA). Des effets électrostatiques probablement dus aux câbles coaxiaux utilisés sont également sensibles.

De plus, nous nous sommes aperçu que le circuit inductif était susceptible de capter des perturbations électromagnétiques ambiantes, d'origines géomagnétiques ou radioélectriques. Même lorsque celui-ci est ouvert, des fluctuations sont observables, probablement dues à des phénomènes de charge.

Pour solutionner ces différents problèmes, nous avons pris les dispositions suivantes:

- toutes les **soudures** des bobinages ont été effectuées sans apport de métal, uniquement avec l'Aluminium des fils, comme nous l'avons déjà précisé plus haut;

- les **connections** avec les appareils de mesure sont effectuées par serrage, avec des bornes en Aluminium réalisées pour cette application;

- la longueur des **fils de liaison**, même des câbles coaxiaux, a été réduite au minimum (soit la longueur nécessaire pour que les appareils ne perturbent pas les sondes) et torsadés;

- l'un des cotés du circuit de bobinage est relié à la **masse** de façon à "écouler" les bruits captés (cette disposition s'avère particulièrement efficace).

Un léger battement de fréquence subsiste malgré la plaque de blindage, qui remplit cependant son rôle en le diminuant: il se produit probablement un couplage des circuits BF des sondes, non directement, mais par l'intermédiaire des spires des bobines qui les entourent. Ce problème est cependant parfaitement éliminé en positionnant correctement les sondes à l'intérieur des bobines et en effectuant l'équilibrage des circuits oscillateurs dans cette position, ou encore en passant en mesure de phase.

Toutes ces précautions permettent de réduire considérablement le bruit (facteur 10^3) et les problèmes de dérive, pour obtenir un **signal magnétique parfaitement stable et dont le bruit se réduit au bruit propre des magnétomètres**. (cf. figure 2.10).

2.2.2.3. Sensibilité

Les capteurs de champ magnétique mesurent la projection du champ de perturbation (B_{Induit}) sur la direction du champ magnétique terrestre. Si les effets à mesurer, sont faibles, on peut en effet assimiler le champ total à sa projection sur le champ excitateur (B_{Terre}), comme le montre la figure 2.7 .

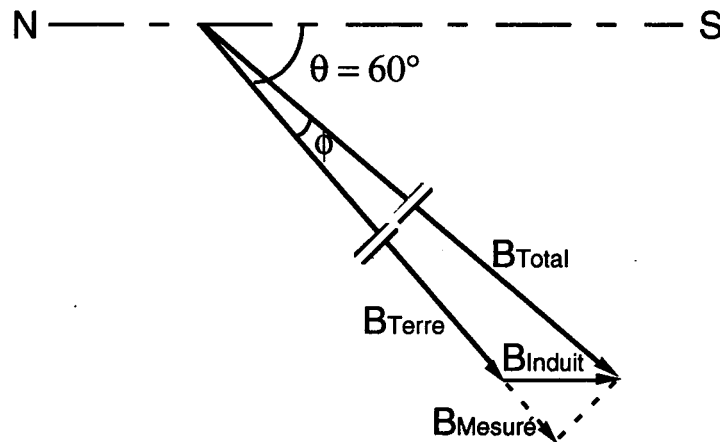


Figure 2.7 - Champ magnétique mesuré

Le champ mesuré en différentiel doit donc s'exprimer en fonction du courant injecté selon l'équation (2.9), qui correspond à un développement au premier ordre:

$$(2.9) \quad B_{\text{mesuré}} = 2 \frac{B_{\text{th}}}{I_{\text{th}}} I \cos \theta$$

soit avec les valeurs calculées précédemment, si l'on place le système (coaxial) de bobines sur un axe Nord-Sud ($\theta \approx 60^\circ$): $B \text{ (pT)} = 2,13 \cdot I \text{ (nA)}$

Nous avons placé le système dans une telle configuration. Des problèmes se sont posés pour l'alimentation directe des bobinages par de très faibles courants ou tensions: il est nécessaire de connecter l'un des cotés du circuit à la masse de façon à ne pas transmettre les bruits du générateur de signaux au système de détection, et d'effectuer les connexions par serrage. Nous avons ainsi pu alimenter le système en courant continu, directement avec un générateur de courant, ou en courant alternatif, en injectant une tension alternative à travers une résistance faible bruit. Les figures 2.8 a&b suivantes présentent les résultats obtenus pour le champ magnétique mesuré en différentiel pour une injection de courant continu de 1 à 100 nA dans les bobinages. On peut voir que le rapport théorique courant-champ est parfaitement respecté.

Nous avons également testé la sensibilité en courant alternatif pour différentes fréquences (du continu à quelques Hertz) et différentes formes de signaux (sinusoïdes, carrés, triangles).

Le champ magnétique mesuré est alors observé en sortie du fréquencemètre à la fois sur un traceur (Kontron) et sous forme de Densité Spectrale de Puissance (DSP) sur un analyseur de spectre TBF (Hewlett Packard). Les fréquences mesurées pour le champ magnétique correspondent parfaitement aux fréquences des courants injectés. Pour quelque forme de signaux que ce soit, le rapport théorique de 2,1 environ, entre le champ et le courant, est respecté.

Nous avons enfin pu vérifier que le signal magnétique était bien doublé ($1/\cos 60^\circ=2$) lorsque l'on plaçait le système dans un axe Nord-Sud à -60° par rapport à l'horizontale.

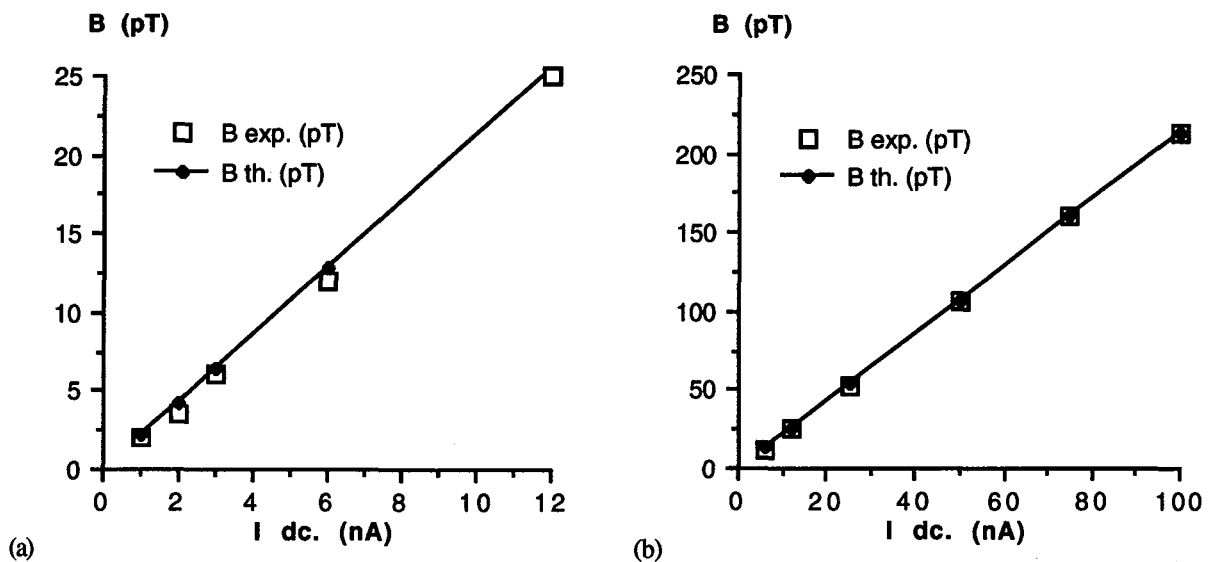


Figure 2.8 - Comparaison entre les valeurs théoriques et mesurées du champ magnétique différentiel pour des courants continus variant de 1 à 10 nA (a) et de 1 à 100 nA (b)

2.3. Conclusion

Le dispositif construit, moyennant un soin particulier dans la mise en œuvre, s'avère ainsi être un excellent détecteur de courant basses fréquences. La bande passante n'est pas limitée vers le bas et le gain est constant, dépendant uniquement des paramètres de construction des bobinages.

Le bruit se réduit au bruit propre des magnétomètres RMN utilisés: il est constant et faible en dessous de 0,2-0,3 Hz et subit une remontée en f^2 au delà. Le fréquencemètre est ainsi muni d'un filtre passe-bas numérique à fréquence de coupure (à -9 dB) réglable, qui permet d'éliminer le bruit "HF". Ce filtre est constitué de trois cellules passe-bas en cascade [BLANPAIN 75], sa fonction de transfert est donnée par la formule (2.10).

$$(2.10) \quad FT(f) = \frac{1}{\left(1 + j \frac{f}{f_c}\right)^3}$$

La planche 2.10a présente une Densité Spectrale de Puissance expérimentale de bruit du système entre $2,5 \cdot 10^{-3}$ Hz et 1 Hz, filtrée à 1,1 Hz. Le premier point à fréquence nulle n'est pas physique et ne doit pas être pris en compte. La planche 2.10b suivante montre la même DSP comportant une raie de signal utile, qui correspond à un courant de 1 nA (crête - crête) à 0,1 Hz.

A titre d'illustration, la figure 2.9 suivante est une photographie du transducteur interne de notre prototype, sur laquelle on peut distinguer:

- les bobinages en Aluminium, réalisés sur une structure en fibre de verre;
- la plaque de découplage en Aluminium placée entre les bobines;
- les sondes magnétométriques positionnées à l'intérieur de ces mêmes bobines;
- les coffrets contenant l'électronique des sondes.

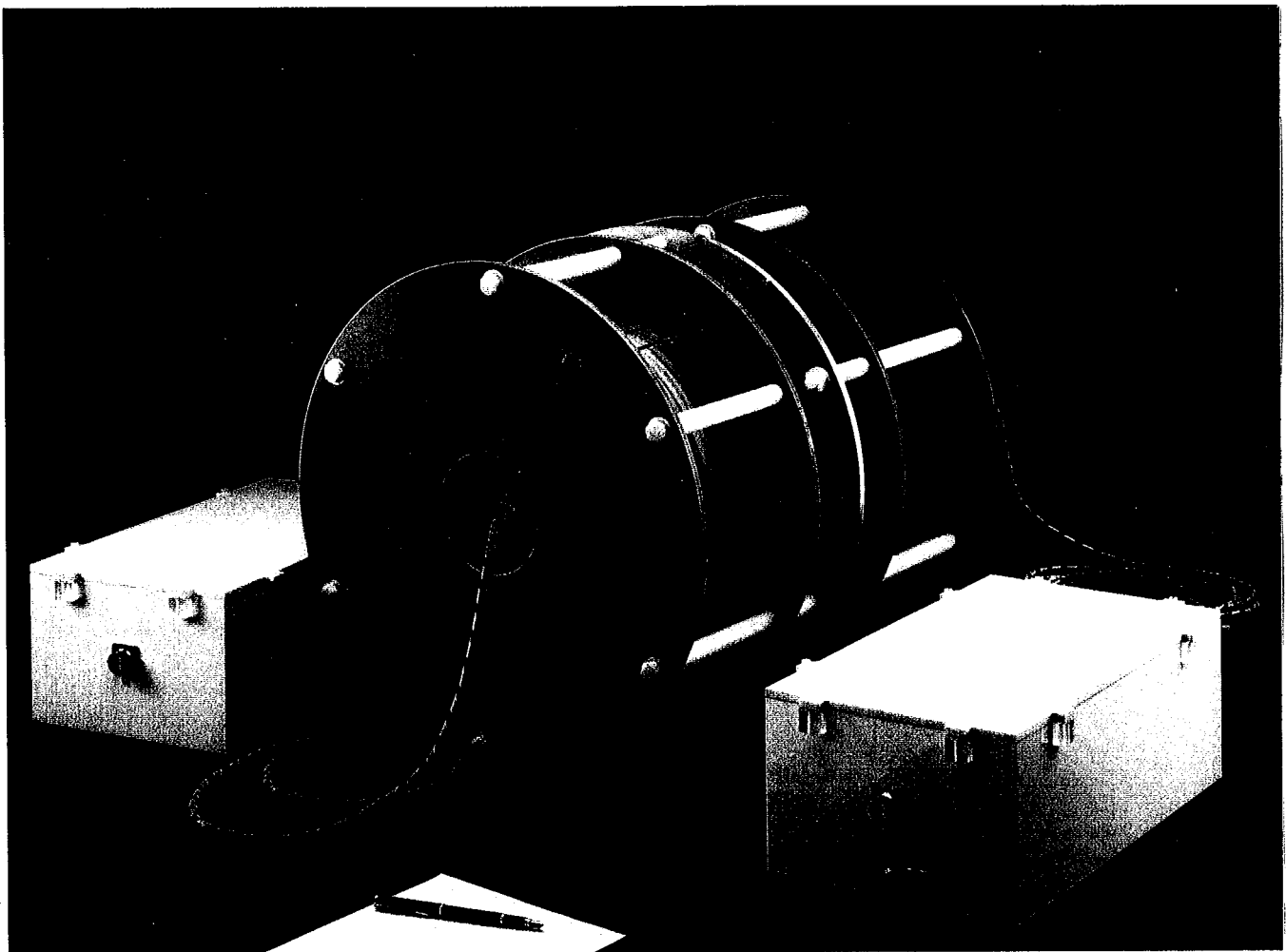


Figure 2.9 - Photographie du transducteur interne du prototype d'électromètre

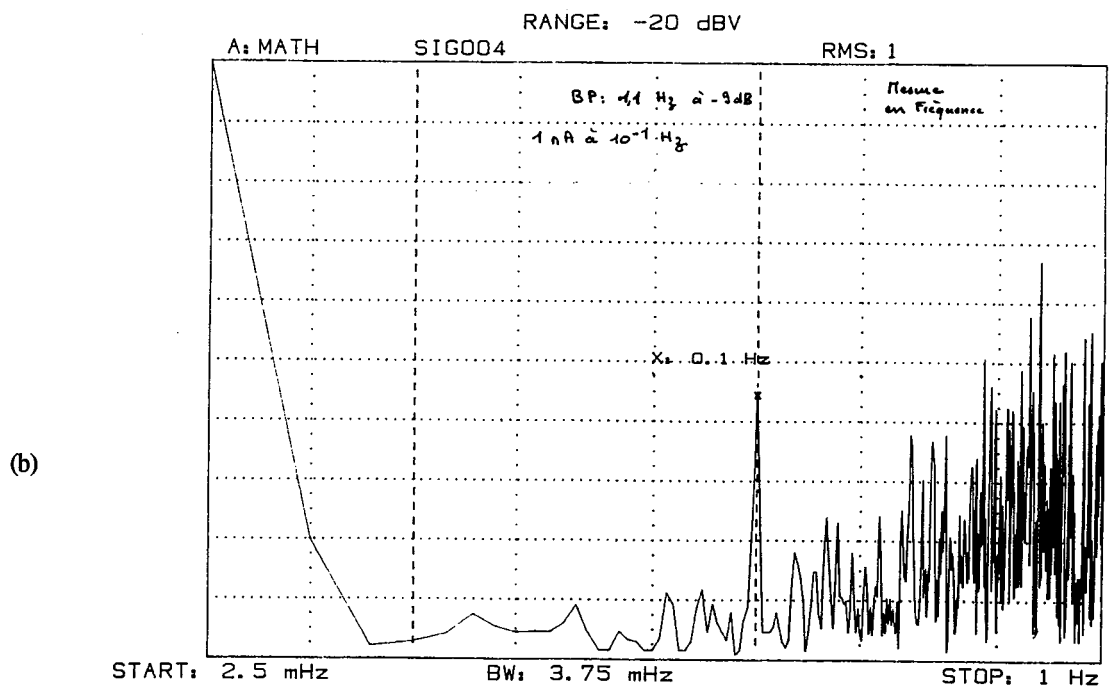
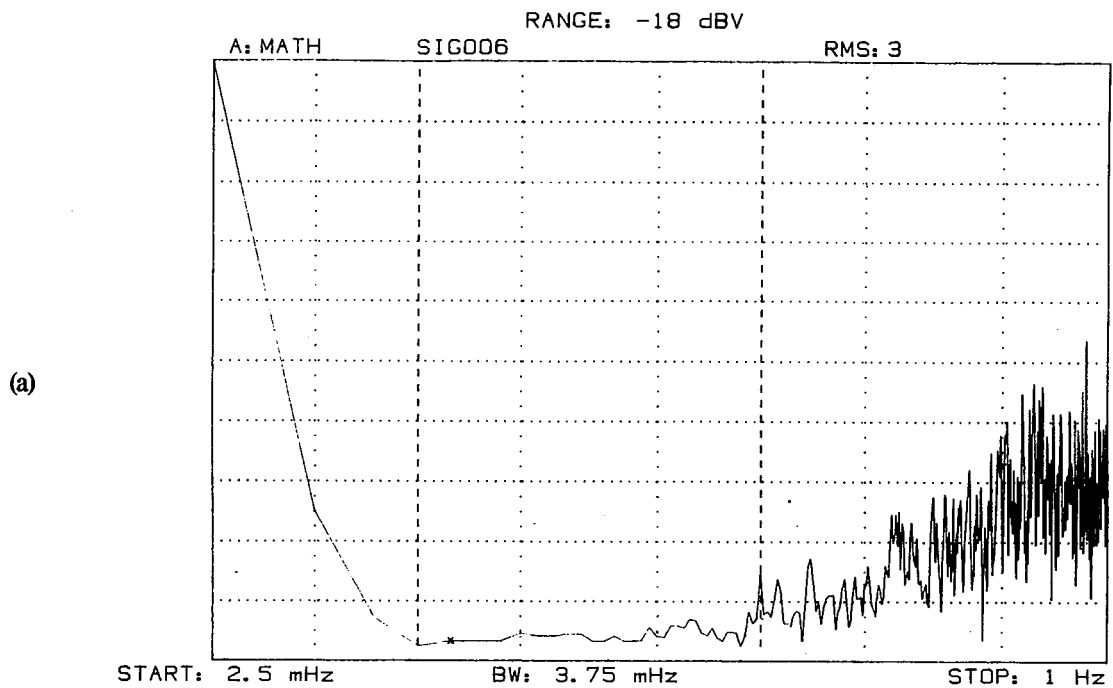


Figure 2.10 - DSP de bruit du transducteur interne courant-champ magnétique;
 (a) - bruit seul, (b) - bruit et raie de signal utile (1 nA c-c.) à 0,1 Hz

3. Transducteur externe : électrodes plaques

Les électrodes constituent les points de contact entre le milieu et le système de mesure. C'est à leurs surfaces que s'effectue, par des mécanismes électrochimiques, le changement de mode de conduction du courant, qui de ionique dans le milieu conducteur liquide (l'électrolyte) devient électronique dans le matériau solide constituant l'électrode. Du point de vue électrique, ce passage ne s'effectue pas sans pertes: une électrode se comporte ainsi comme une impédance complexe, dépendant de la fréquence, et souvent non-linéaire. Cette impédance est le plus souvent négligeable par rapport à celle du circuit de détection lorsque l'on effectue des mesures de tension. En revanche, dans notre application, elle revêt un caractère particulièrement important en raison de notre critère d'adaptation d'impédance du système global. Le bruit électrochimique est également rédhibitoire, vu la faiblesse des effets que nous souhaitons mesurer. Nous avons donc été amenés à réaliser des tests sur différents matériaux, de façon à mettre en évidence celui qui convenait le mieux pour notre système.

Sans entrer dans le détail, il nous a semblé utile d'introduire succinctement, avant toute chose, la notion d'impédance électrochimique, peu commune pour l'électricien ou l'électronicien. Nous exposerons ensuite les critères de choix de matériaux qui ont sous-tendu notre étude, puis les résultats obtenus par RAKOTOSOA pour ses propres applications, voisines des nôtres, qui ont constitué le point de départ de notre étude. Nous présenterons le matériel que nous avons utilisé ainsi que les méthodes de mesure, avant d'exposer les résultats de nos études comparatives de matériaux, et enfin la caractérisation et la modélisation du matériau retenu.

3.1. Notion d'impédance électrochimique

En l'absence de courant, une phase (chimique) conductrice est équipotentielle, selon la définition thermodynamique du potentiel électrique. Si l'on introduit des charges, celles-ci se répartissent sur la surface de la phase et modifient son potentiel par effet électrostatique. Lorsque deux phases de nature différentes sont en contact, par exemple une phase liquide (porteurs de charges ioniques) et une phase solide (porteurs électroniques), il existe entre elles une tension dite interfaciale, différence entre leur potentiels de repos respectifs. Cette tension n'est pas mesurable: on ne peut mesurer de différence de potentiel qu'entre deux phases de même nature. Cependant, elle induit des modifications dans les deux phases, qui tendent à rétablir la continuité du potentiel: les électrons de la phase solide (le métal en général) sont attirés (ou repoussés) à la surface tandis qu'un excès (ou un défaut) d'espèces ioniques positives se produit coté électrolyte, la charge totale de l'interface devant rester nulle. Une interface entre deux phases se comporte ainsi physiquement comme un condensateur chargé, la dimension des porteurs de charges en solution étant non nulle.

Ce phénomène, illustré sur la figure 2.11 par le modèle de GRAHAME, est bien connu sous l'appellation de *double-couche électrochimique*. Celle-ci est en fait composée de deux zones, interne et externe, dites de Helmholtz. Le lieu des centres des ions solvatés (liés à des molécules de solvant) définit le *plan externe de Helmholtz* (PEH).

La couche la plus près de l'électrode est souvent appelée *couche compacte*; elle contient des ions non solvatés. Le lieu des centres de ces ions est nommé *plan interne de Helmholtz* (PIH).

L'attraction de ces ions dans la double couche est le résultat de forces de nature électrostatique, agissant à distance, et qui sont indépendantes de la nature chimique des espèces ioniques et de celle de l'électrode. Pour cette raison, ces ions sont dits *non-spécifiquement adsorbés*, en opposition aux espèces *spécifiquement adsorbées*, dont l'attraction à la surface de l'électrode est de nature chimique ou électrochimique (*électrosorption*). On trouvera des informations plus complètes sur la double couche dans [RAVIV 69] et dans de nombreux cours d'électrochimie [DIARD 91] ou ouvrages de références [BARD 83]. Une capacité de double-couche (totale), composée des capacités des couches interne et externe en série, varie typiquement entre 10 et 40 $\mu\text{F}/\text{cm}^2$ [ROSSET TI], [BARD 83] suivant les matériaux et les électrolytes.

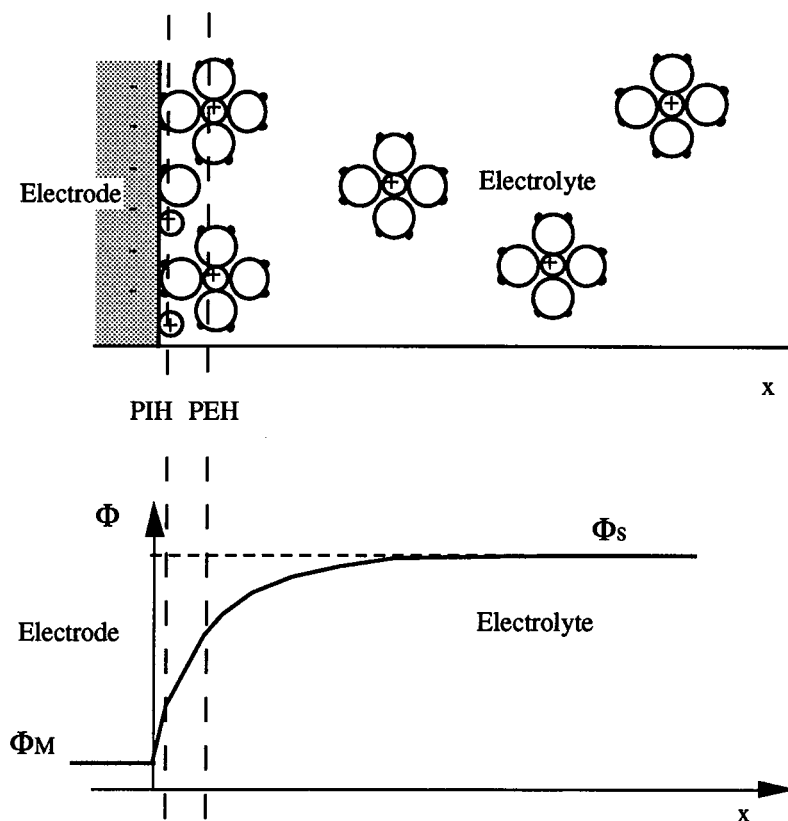


Figure 2.11 - Modèle de double-couche électrochimique

De façon générale, une électrode est le siège de deux types de processus, qui correspondent à deux modes différents de passage du courant à travers l'interface. Un premier courant résulte de la charge et de la décharge de la double-couche (*processus non-faradiques*). Un second courant est en général dû aux réactions électrochimiques, d'oxydo-réduction par exemple, qui peuvent avoir lieu à la surface de l'électrode, et produisent des espèces chargées

de part et d'autre de l'interface (*processus faradiques*). Ces deux courants s'additionnent et l'impédance équivalente de l'interface peut ainsi être modélisée par deux éléments en parallèle: la capacité de double couche et l'impédance faradique. Lorsque plusieurs étapes de cinétiques différentes ont lieu lors d'un processus faradique, cette dernière peut être décomposée en plusieurs impédances en série, qui traduisent les vitesses de réaction de chacune des étapes, soit en quelque sorte le degré de résistance de l'électrode à chacune des réactions. Si plusieurs processus faradiques ont lieu, cela se traduit au niveau de l'impédance équivalente par plusieurs impédances faradiques en parallèle, comme l'illustre la figure 2.12. Un revêtement sera lui considéré comme une impédance en parallèle sur le tout [PICAUD 87]. Toute ces grandeurs sont a priori surfaciques et varient en fonction de la surface de l'électrode en contact avec l'électrolyte.

On voit que le concept d'impédance électrochimique est directement lié aux mécanismes de réactions se produisant à l'interface; l'impédancemétrie constitue ainsi pour l'électrochimiste ou le corrosionniste une méthode d'investigation des processus électrochimiques, dont on trouve les premières traces dans [EPELBOIN 72], et qui a été depuis largement développée et utilisée. Pour l'électricien, à l'inverse, ce type d'impédance représente une notion complexe, dépendant de multiples paramètres thermodynamiques et physico-chimiques, non-linéaire, et qui doit être appréhendée comme une grandeur dynamique, définie autour d'un point de fonctionnement statique déterminé (polarisation).

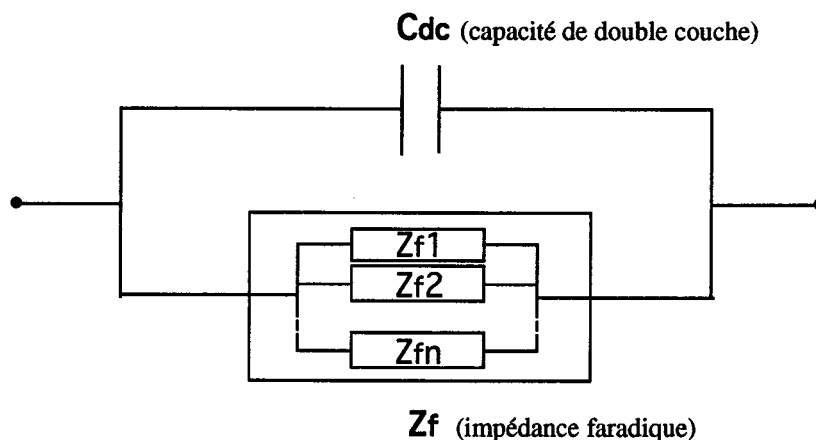


Figure 2.12 - Modèle général d'impédance électrochimique

3.2. Spécifications et critères de sélection de matériaux

3.2.1. Impédance

Elle doit être pour notre application la plus faible possible dans la bande de fréquence qui nous intéresse: en effet, nous ne disposons que de peu de "marge" pour réaliser l'adaptation d'impédance au milieu marin.

En outre, plus l'impédance des électrodes est élevée, plus les pertes de tension dans celle-ci sont importantes: si l'adaptation n'est réalisée qu'approximativement, il est souhaitable que l'on perde le moins possible de signal dans les électrodes.

A priori, l'impédance électrochimique est une grandeur surfacique - elle diminue avec l'augmentation de la surface, puisque la densité surfacique des sites de réactions augmente - et est de nature essentiellement capacitive - elle doit donc augmenter de façon inversement proportionnelle à la fréquence. Notre but sera de trouver un matériau qui permette de "descendre" le plus bas possible en fréquence. Il est souhaitable que cette impédance soit également la plus constante possible: il ne serait pas acceptable d'obtenir un gain global variable en temps pour l'électromètre.

Nous souhaitons mesurer des champs électriques très faibles: la grandeur qui nous intéresse est donc l'impédance dynamique autour du potentiel de repos des électrodes (qui du point de vue électrique sont pratiquement en court-circuit par le circuit de transduction interne).

3.2.2. Bruit électrochimique

De façon très générale, les vibrations d'origine thermique constituent une source de bruit inévitable: dans la mesure où les électrodes sont impédantes, elles n'échappent pas à la loi de Nyquist qui exprime la relation entre la DSP de bruit en tension et l'impédance [NYQUIST 28]:

$$(2.11) \quad V^2 / \Delta v = 4 k T |Z|$$

où k est la constante de Boltzmann ($1,380 \cdot 10^{-29} \text{ J.K}^{-1}$) et T la température absolue (K). Notre critère consistant à retenir un matériau ayant la plus faible impédance possible va dans le bon sens en ce qui concerne la minimisation du bruit thermique (encore appelé *Bruit Johnson*). Pour une impédance donnée, il constitue le minimum absolu de bruit que l'on peut obtenir. Ainsi pour des électrodes passives (ne se corrodant pas), le bruit mesuré correspond parfaitement à la courbe théorique donnée par la formule de Nyquist et peut même permettre la détermination de l'impédance [BERTOCCI 89].

Cependant, pour les systèmes électrochimiques, le bruit effectif peut être de plusieurs ordres de grandeur supérieur au bruit minimal. Le concept de *bruit électrochimique* a été défini pour la première fois par BARKER [BARKER 69] et TYAGAI [TYAGAI 71]. Il correspond aux fluctuations naturelles et spontanées des grandeurs électriques (courant et tension) du système électrochimique électrode - électrolyte. Il peut ainsi par la même, être vu comme une fluctuation de l'impédance électrochimique du système. Du point de vue de l'électrochimie, il est en fait le résultat des processus naturels de corrosion localisée qui se produisent à la surface du matériau (piqûre [BERTOCCI 84], rupture de couche passive [BERTOCCI 80], formation de bulles [GABRIELLI 91], et de nombreux autres phénomènes qui ne sont pas encore tous expliqués). Nous ne nous étendrons pas ici sur les mécanismes mis en jeu, qui sont d'ailleurs abordés également dans le chapitre 3. On trouvera une synthèse concernant le bruit électrochimique et ses origines dans la thèse de J.G. BELLINGHAM [BELLINGHAM 88], ainsi que dans l'article de référence de SEARSON et DAWSON sur le sujet [SEARSON 88].

Le bruit électrochimique s'apparente plus à une fluctuation de courant que de tension. Il se rapproche de ce fait du *bruit Schottky* [SCHOTTKY 18]: des paquets de charges libérées ponctuellement se déplacent pour se recombinaer en un autre endroit et produisent des courants transitoires pendant la courte durée de leur déplacement. Ce phénomène se traduit en densité spectrale de puissance par la formule (2.12) suivante:

$$(2.12) \quad i^2 / \Delta v = \frac{2qI}{1 + (2\pi\nu\tau)^2}$$

où I est le courant moyen, τ la durée moyenne du Dirac de courant, et q la charge équivalente à un "acte" de corrosion localisée, soit un "paquet" de charges électroniques ou ioniques.

Notons que, de la même façon que l'impédance, le bruit électrochimique est directement lié aux processus de réaction se déroulant à la surface de contact électrode - électrolyte. Son étude constitue ainsi une discipline en elle-même, qui permet d'accéder à des informations sur les processus de corrosion.

Notre intérêt est bien évidemment que ce bruit soit le plus faible possible, pour ne pas couvrir les signaux à mesurer. On peut remarquer que les métaux ayant une tendance naturelle à la corrosion en eau salée seront probablement plus "bruyants" que les matériaux *nobles*. Cependant, la résistance à la corrosion se traduit également par une impédance souvent élevée: il faut ainsi trouver un compromis acceptable entre le niveau de bruit et la valeur de l'impédance.

3.2.3. Autres critères

- Polarisation des électrodes

Il n'est pratiquement pas concevable d'obtenir deux électrodes parfaitement identiques, même si le matériau utilisé et la technique de fabrication sont les mêmes. Pourtant, compte tenu du niveau de précision que l'on souhaite, il est nécessaire que les deux électrodes présentent le moins de disparités possibles. La conséquence première serait une polarisation continue des électrodes (différence entre leurs potentiels de repos par rapport à l'électrolyte), assortie de fluctuations de celle-ci, induisant à la fois un bruit électrochimique de niveau différent et une différence entre les impédances (dynamique) des deux électrodes. Ce problème est crucial au niveau du bruit lorsque l'on réalise un électromètre type tension avec inversion électronique du signal (voir chapitre 1), de ce fait les électrodes sont pour ces applications appairées en fonction de critères d'identité sévères [FILLOUX 87]. Il est moins important pour nous dans la mesure où nos plaques sont pratiquement en court-circuit par le système de détection de courant, ce qui permet la décharge. Il serait cependant extrêmement gênant pour la sensibilité du système qu'un courant continu ou quasi-statique circule en permanence entre les plaques. L'identité des impédances de chaque côté est également souhaitable. Il faut donc retenir un matériau n'ayant pas une tendance trop marquée à la polarisation.

- Stabilité de l'impédance et du bruit dans le temps et rapidité de stabilisation

Il ne faut pas s'attendre à ce que la stabilité du système soit atteinte immédiatement à la première mise à l'eau: de par l'inévitable dissymétrie entre les électrodes si soignées soient-elles (état des surfaces notamment), il se produira nécessairement une sorte de régime transitoire correspondant à l'évolution des paramètres critiques des électrodes (établissement de la double couche, décharge de la polarisation, réactions avec les impuretés des surfaces, et sans doute bien d'autres phénomènes).

Il faut qu'une stabilisation ait lieu suite au transitoire. Les fluctuations d'impédance et du niveau de bruit sont à proscrire: il est bien évidemment nécessaire que la sensibilité (gain) du système soit constante, et donc que l'impédance ne varie pas dans le temps. Même si le bruit est par définition un phénomène aléatoire, il est également souhaitable que son niveau moyen soit constant, et en particulier que les performances ne se détériorent pas au fil du temps.

Il faut de surcroît que la stabilisation n'intervienne pas après un temps trop long. Si un temps de stabilisation important est acceptable pour une mise en route, il ne l'est plus pour un système opérationnel.

Enfin, le régime permanent atteint doit être reproductible à chaque mise à l'eau.

- amagnétisme

Dans la mesure où nous utilisons des magnétomètres extrêmement sensibles pour la détection de courant dans les bobinages, tout matériau possédant une aimantation importante - induite ou rémanente - est à rejeter pour la réalisation des électrodes. Une faible aimantation pourrait être acceptable en supposant qu'elle soit identique sur les deux plaques, mais cela n'a aucune raison d'être le cas. On choisira donc des matériaux les plus amagnétiques possible.

D'autres critères, moins cruciaux pour le fonctionnement du dispositif, sont également à prendre en compte, tels que le coût du matériau, sa résistance à la corrosion et aux salissures microorganiques marines (*biofilm*) susceptibles de faire évoluer ses paramètres [MITCHELL 90] (en particulier d'accélérer la corrosion en modifiant le pH local à l'interface [LITTLE 90]).

3.3. Résultats de RAKOTOSOA

Pour son dispositif qui utilise le même principe physique que le nôtre, au moins en ce qui concerne la collection de courant, RAKOTOSOA a effectué des mesures d'impédance et de bruit sur un certain nombre de matériaux [RAKOTOSOA 89]. Il a également pu observer l'influence de certains paramètres (taille, temps, état de surface) sur ces grandeurs. Nous rendons compte ici succinctement des résultats qu'il obtient et des conclusions qu'il propose. Ces conclusions ne sont pas directement applicables à notre système, certains éléments étant incompatibles avec nos propres objectifs. Nous nous en expliquons, justifiant par là même l'étude du même type que nous avons dû mener, et qui pourrait sembler superflue au premier abord. Nous avons par ailleurs renouvelé le matériel qu'il a utilisé pour ses mesures et étendu la diversité des matériaux testés. Les travaux de RAKOTOSOA ont cependant constitué la base de notre approche, et nombre de ses conclusions et méthodes, qui, qualitativement parlant, conservent tout leur intérêt et leur validité, méritent d'être rapportées et permettent de fixer les idées sur des problèmes peu communs pour l'électricien.

3.3.1. Mesure d'impédance

RAKOTOSOA postule un schéma très simplifié de l'impédance de contact en supposant qu'elle est constituée uniquement d'une capacité (non linéaire) avec une résistance en série. La mesure de cette impédance est effectuée de façon classique [BOYER 64], en injectant à travers une résistance connue un courant dans le circuit constitué de deux électrodes immergées dans un volume d'électrolyte (NaCl).

Le principe de la mesure est alors celui d'un pont diviseur de tension: pour des tensions V_r et V_z linéaires, prises respectivement aux bornes de la résistance calibrée et du voltamètre, on accède directement à l'impédance $Z = R \cdot (V_z / V_r)$. Un balayage en fréquence grâce à un générateur BF permet d'obtenir la courbe totale $Z = f(F)$. Il est à noter que l'on mesure ainsi l'impédance totale du voltamètre ainsi constitué, c'est à dire la somme des impédances de contact des deux électrodes (supposées identiques) et de la résistance du volume d'électrolyte dans lequel baignent les électrodes, selon le schéma de la figure 2.13:

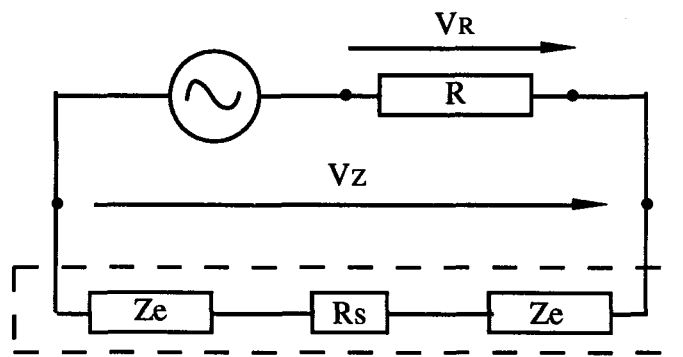


Figure 2.13 - Schéma électrique équivalent de la cellule de mesure

Dans ce schéma, R_s représente la résistance du volume d'électrolyte, Z_e l'impédance de contact d'une électrode, et R la résistance calibrée introduite dans le circuit. L'impédance totale du voltamètre est désignée par Z . L'impédance Z_e correspond à une impédance faradique en parallèle avec la capacité de double couche. Cette impédance peut être selon RAKOTOSOA négligée au delà du Hertz. Il remarque cependant que Z n'est pas linéaire et dépend de la valeur de la tension appliquée.

Plusieurs séries de mesures ont été réalisées par l'auteur sur plusieurs jours (pour obtenir un niveau de bruit et une impédance constants à fréquence donnée) dans une solution salée à 15 g/l. Les électrodes, rectangulaires, sont de faibles dimensions (10 cm x 5 cm) et sont placées dans une cuve parallélépipédique (11 cm x 5 cm x 50 cm) de façon à ce qu'une seule des faces de chaque électrode soit en contact avec l'électrolyte (la capacité double couche dépend a priori de la surface exposée). Plusieurs métaux sont comparés: Acier, Acier inoxydable, Cuivre Argenté, Cuivre chromé, nickel, plomb. Les résultats de ces études sont reproduits sur la figure 2.14a.

3.3.2. Mesures de bruit

Les mesures de bruit ont été effectuées grâce à un analyseur de spectre basses fréquences. Dans la même configuration d'électrodes que pour la mesure d'impédance, on mesure un bruit (en courant) total que l'on compare au bruit thermique d'une résistance équivalente à l'impédance du voltamètre. La différence peut être considérée comme du bruit électrochimique pur. L'analyseur utilisé est étalonné au préalable (largeur de bande) pour pouvoir passer de la DSP à l'intensité et réciproquement.

RAKOTOSOA a effectué des mesures de bruit comparatives pour les mêmes métaux que précédemment et avec les mêmes éprouvettes. Les résultats sont regroupés sur la figure 2.14b. On retiendra l'importance des conditions d'expériences: milieu calme et non parasité, attente de quelques jours pour la stabilisation du bruit.

3.3.3. Résultats et remarques générales

Ses conclusions intègrent quatre paramètres quant au choix du matériau: impédance de contact faible, bruit faible, rapidité de stabilisation du bruit, bonne résistance à la corrosion. Son choix se porte sur l'Acier inoxydable, qui satisfait très bien au premier critère, assez bien au second, mais cependant assez mal aux deux derniers. Le faible coût de l'Acier semble également avoir joué un rôle dans sa sélection. C'est sur ce métal uniquement qu'est étudiée l'influence de la taille des électrodes et du temps d'immersion dans l'électrolyte. Les résultats sont reproduits sur les figures 2.15 a&b.

Il est significatif que le temps d'immersion préalable joue un rôle dans la valeur de l'impédance de contact (le métal utilisé se corrode, même si il est dit inoxydable). Cependant, le temps d'évolution est beaucoup plus bref pour des électrodes de grande taille.

Pour ce qui est de l'évolution de l'impédance, on voit que celle-ci diminue fortement avec l'augmentation de la taille des électrodes: de l'ordre de 10 Ohms en module pour des plaques de 1800 cm², contre 100 Ohms avec des électrodes de 225 cm². L'impédance de contact est manifestement nettement moins importante pour des grandes tailles d'électrodes, en particulier pour les fréquences inférieures à 5 Hz. Ceci semble logique dans la mesure où la capacité double couche est définie par unité de surface (cm²).

La procédure de mesure de bruit électrochimique est la même que précédemment: le bruit mesuré est comparé à celui d'une résistance équivalente, l'excédant étant considéré comme du bruit électrochimique pur (erreur: ± 2 dB). Les relevés sont effectués après trois semaines d'attente de stabilisation. S'il est équivalent à un bruit résistif pur (≈ 0 dB) et semble indépendant de la taille à partir de 5 Hz, le bruit est variable en deçà. Il est cependant également nettement moins important pour des plaques de grandes dimensions.

Les variations de l'impédance avec la fréquence entre 1 et 10 Hz sont imputables à un comportement presque uniquement capacitif des électrodes dans ce domaine de fréquence (1 Hz à 10 Hz).

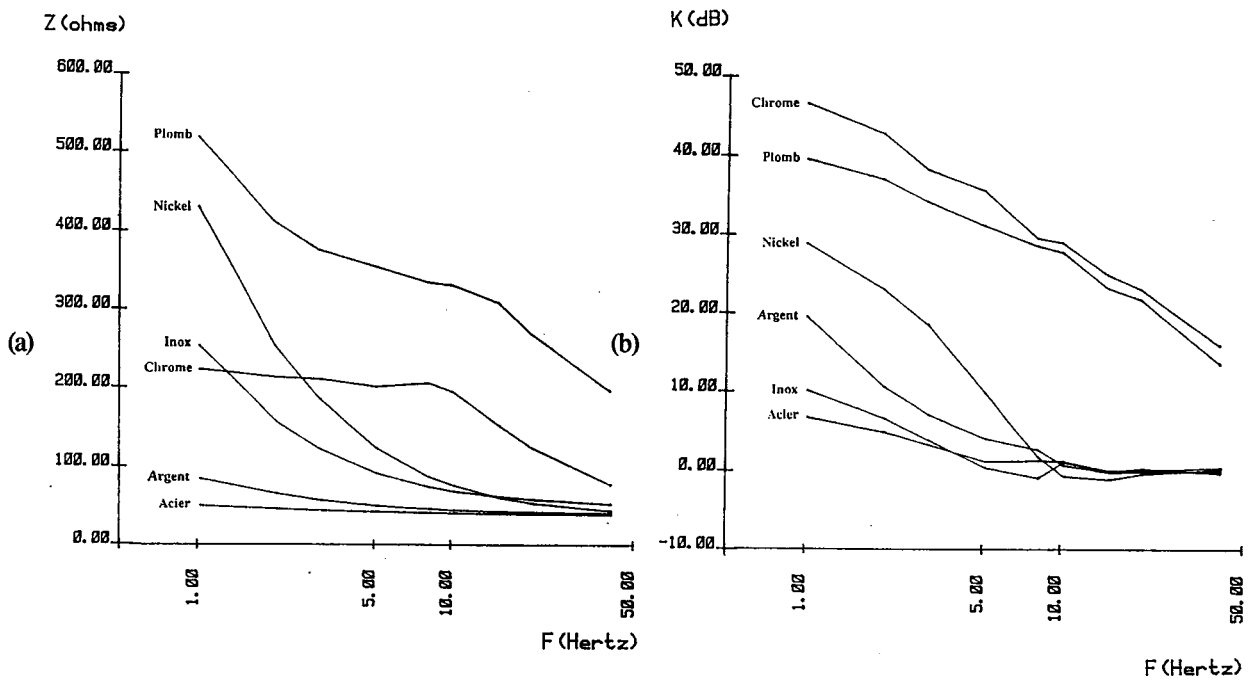


Figure 2.14 - Impédance d'électrodes (a) et bruit électrochimique (b):
comparaison entre différents métaux [RAKOTOSOA 89]

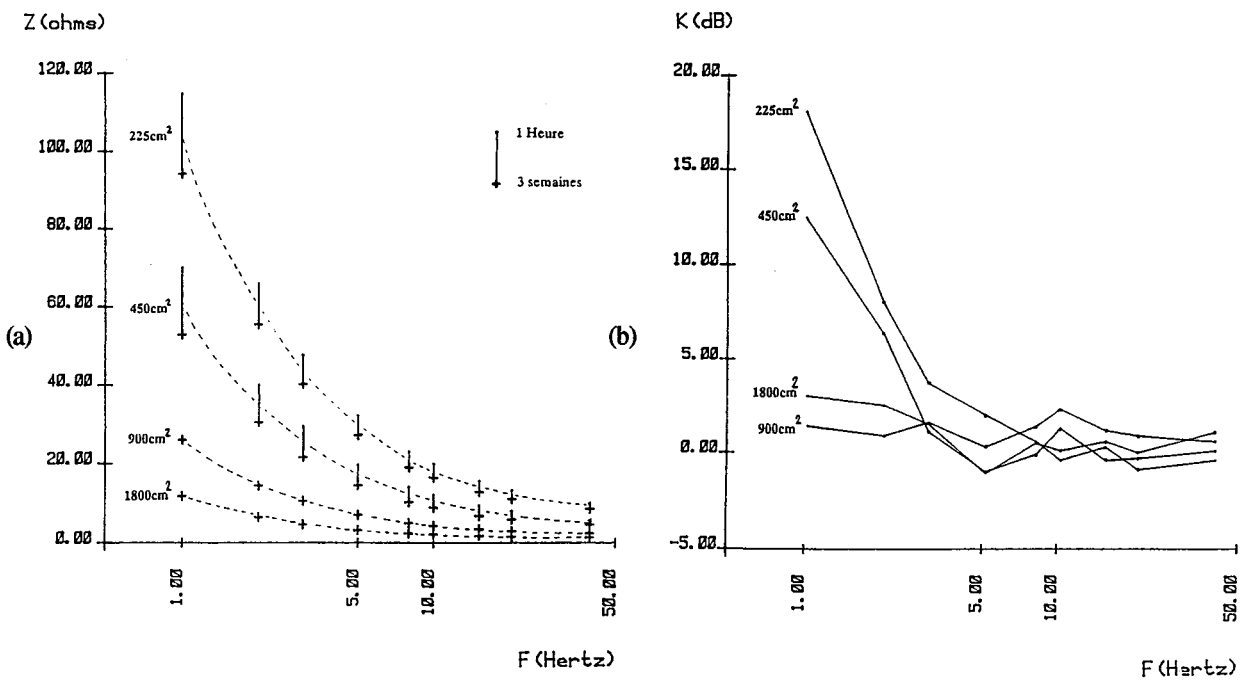


Figure 2.15 - Impédance (a) et bruit électrochimique (b) d'électrodes en Acier inox:
influence de la taille et du temps d'immersion [RAKOTOSOA 89]

Pour le circuit d'étude, avec les notations de la figure 2.13:

$$Z = 2 Z_e + R_s, \quad \text{soit:} \quad Z^2 = (\pi F C_e)^{-2} + R_s^2.$$

La courbe $Z = f(\pi.F^{-2})$ doit donc être une droite de pente C_e^{-2} . RAKOTOSOA a effectué quelques calculs de capacités pour différentes tailles d'électrodes en Acier, dans des solutions de salinités différentes. Il obtient une bonne corrélation des points, validant ainsi l'hypothèse. Pour l'Acier inox qu'il utilise, la capacité double couche est estimée à $C_e \approx 12$ à $15 \mu\text{F}/\text{cm}^2$.

Ses expérimentations montrent en outre que:

- toute la surface d'électrode non isolée (et pas seulement les faces en regard) est à prendre en compte pour le calcul de la capacité;
- la capacité par unité de surface est indépendante de la taille des électrodes;
- elle est indépendante de la concentration de l'électrolyte (ce qui est logique si on se reporte à § 3.1. : c'est la taille des ions en présence qui importe en la matière, et non pas leur nombre).

En résumé, la capacité surfacique des électrodes est une caractéristique du métal considéré (non isolé ou peint) et ne dépend que de la nature de celui-ci (valeur typique: ≈ 10 à $40 \mu\text{F}/\text{cm}^2$ pour les métaux courants [ROSSET TI], mais des variations importantes sont observables en fonction de divers traitements). Ce sont les hypothèses théoriques des électrochimistes qui sont ainsi vérifiées.

Nous citerons encore quelques observations faites par RAKOTOSOA. :

- des électrodes usinées en surface présentent une impédance de contact plus élevée que des plaques non usinées. Un traitement thermique réarrange la structure cristalline de la surface du métal et permet de retrouver une impédance normale;
- de la même façon, des électrodes chauffées et nettoyées avec une gomme abrasive donnent une impédance plus faible après traitement (capacité plus grande).

3.3.4. Analyse critique - conclusions pour notre approche

Le bon fonctionnement d'un électromètre marin du type "mesure de courant" nécessite donc du point de vue des électrodes plaques:

- une impédance de contact électrode - électrolyte faible et la plus stable possible en fréquence (soit une capacité de double couche importante);
- un bruit électrochimique TBF (en courant) le plus faible possible;
- une bonne résistance à la corrosion (sans pour cela user d'un revêtement anticorrosion, qui augmenterait l'impédance de contact);
- une stabilisation rapide du bruit électrochimique.

On peut retenir certains des résultats de RAKOTOSOA concernant l'évolution des paramètres significatifs des électrodes avec leur taille, obtenus avec des plaques en Acier:

- pour des métaux "évolutifs", le temps de stabilisation semble être plus court pour des plaques de grande surface;

- l'impédance de contact est plus faible pour des surfaces plus importantes (du moins dans la bande 1 - 10 Hz). Ceci est corroboré par le fait que cette impédance est essentiellement capacitive dans ce domaine de fréquence, et que la capacité double couche est surfacique et ne dépend que du métal considéré;

- le bruit électrochimique pur semble également nettement moins élevé pour des plaques de grandes dimensions.

Cependant, il n'est pas possible de nous satisfaire simplement de ses conclusions. En effet, plusieurs points diffèrent sensiblement entre nos préoccupations et les siennes:

- l'appareillage développé par MOSNIER et RAKOTOSOA est destiné à fonctionner au delà de 1 Hertz, soit dans le bas de la bande ELF (Extremely Low Frequency). Nous souhaitons pour notre part fonctionner dans la bande ULF (Ultra Low Frequency), soit en dessous de quelques Hz, et nous avons déjà précisé que le modèle d'impédance d'électrodes en solution est plus complexe dans cette gamme de fréquences. Le comportement d'électrodes plaques dans cette bande n'a pas été étudié par RAKOTOSOA. Outre les problèmes d'impédance, le bruit électrochimique est plus important dans les fréquences qui nous intéressent. Une étude bibliographique et théorique plus complète sur les problèmes d'électrodes, de corrosion, et d'électrochimie en général en milieu aqueux salin a donc été nécessaire, la complexité des problèmes tenant à la petitesse des fréquences que nous souhaitons étudier.

- les métaux possédant une aimantation propre sont à proscrire pour notre dispositif; aussi nous ne pouvons exploiter complètement les résultats obtenus pour l'Acier. Ce choix n'est de toute façon pas optimal pour notre électromètre puisque le bruit semble remonter dès 1 Hz.

- des contraintes peut être économiques l'ont poussé à éliminer d'office certains métaux nobles coûteux (Or, Argent, Platine) qui manifestement présentent une bien meilleure résistance à la corrosion et un bruit moindre (ce sont en effet les métaux les plus électropositifs, donc les moins susceptibles de se corroder naturellement de façon anodique). Nous avons donc élargi sensiblement le champ des matériaux testés par rapport au panel retenu par RAKOTOSOA.

3.4. Tests de matériaux

Nous présentons ici les matériaux que nous avons testés et les conditions de l'étude, puis l'instrumentation que nous avons utilisée et les résultats que nous avons obtenus. Leur analyse justifie le choix que nous avons fait.

3.4.1. Conditions expérimentales et méthodes de mesure

3.4.1.1. Matériaux testés

En fonction des critères et des remarques qui ont été formulés plus haut et des conseils dont nous avons pu bénéficier de la part de spécialistes en électrochimie et corrosion (MM J.-J. RAMEAU et F. DALARD du CREM/GP: Centre de Recherche en Électrochimie Minérale et Génie des Procédés - ENSEEG - INP Grenoble), nous avons choisi d'étudier le comportement d'une dizaine de matériaux:

- Platine massif
- Or massif
- Or déposé sur Aluminium (10 μm)
- Argent
- Graphite (différentes qualités)
- Aluminium
- Zicral (Al 95 %, Zn 5 %)
- Arcap (Ni, Cu)
- Acier inox
- Cuivre

Les métaux nobles (Pt, Au, Ag) ont été retenus pour leur bonne résistance à la corrosion, qui laisse présager par voie de conséquence un faible bruit électrochimique. Nous avons cependant voulu tester des matériaux corrodables, qui sont susceptibles de présenter une impédance de contact peu élevée. Les alliages type Zicral ou Arcap sont par ailleurs connus à la fois pour leur robustesse et leur amagnétisme.

Le cas du Graphite est un peu à part: des électrodes en Graphite ont déjà été utilisées pour des mesures de champ électrique en tension (voir Chapitre 1) dans des applications marines ou terrestres. Il est selon PETIAU et DUPIS [PETIAU 80] relativement bruyant pour la mesure de tension, mais l'usage que nous souhaitons en faire est tout à fait particulier. De plus, la qualité d'un Graphite se juge à sa pureté, mais aussi au soin apporté à son élaboration (pressage à chaud), et les techniques ont évolué depuis lors. Il existe d'ailleurs différentes qualités de Graphite de la même façon qu'on trouve plusieurs sortes d'Acier. Nous l'avons sélectionné en espérant que son caractère poreux pouvait lui conférer des propriétés allant dans le sens de nos critères (surface utile importante pouvant donc produire une impédance de contact peu élevée).

Nous avons retenu l'inox malgré les réserves évoquées plus avant pour pouvoir comparer nos résultats avec ceux de RAKOTOSOA et valider en quelque sorte nos expérimentations. Certains Aciers peuvent être peu magnétiques, nous disposons de plus au LETI d'un désaimanteur pouvant réduire considérablement l'aimantation des matériaux.

Le Cuivre enfin est connu pour sa nocivité pour les organismes marins. Bien que craignant un bruit électrochimique important, nous l'avons donc retenu en considérant que cette propriété (*anti-fooling*) serait une qualité supplémentaire intéressante, si le métal répondait bien à nos exigences.

3.4.1.2. Électrodes tests et cellule de mesure

Pour effectuer une sélection parmi différents matériaux selon les critères que nous avons largement exposés plus haut, nous avons résolu de travailler dans un premier temps sur des électrodes de petite dimension, de façon à pouvoir effectuer les manipulations dans un volume d'électrolyte restreint et donc peu encombrant.

Les électrodes tests ont toutes été réalisées selon la même méthode. Ce sont des disques de 1 cm de diamètre et 3 mm d'épaisseur, prolongé par une excroissance cylindrique usinée dans la masse. Quelques électrodes de plus grande taille ont été réalisées pour certains matériaux. La connexion est réalisée par un fil du même métal pour les métaux nobles, ou de Cuivre pour les autres matériaux, serti sur le raccord cylindrique à l'aide d'un manchon métallique.

La géométrie des électrodes test est illustrée sur la figure 2.16. L'isolation est assurée à la fois par une gaine thermorétractable couvrant le raccord et le fil, et une résine (araldite ou époxy) coulée par dessus toute la face arrière de l'électrode et ses bords.

Dans la mesure ou l'état de surface joue un grand rôle, la surface des disques destinée à être exposée à l'électrolyte est polie jusqu'à un grain de $0,1 \mu\text{m}$ de façon à avoir une homogénéité et une planéité les plus parfaites possibles. Seules, les électrodes de trop grande taille ($>50 \text{ mm}$ de diamètre) et celles à dépôt d'Or n'ont pas subi ce traitement.

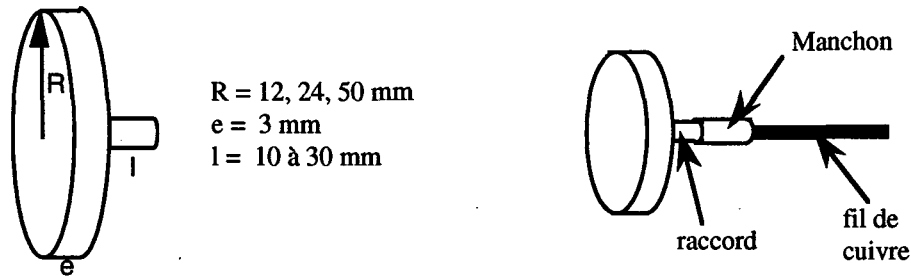


Figure 2.16 - Élaboration des électrodes tests

Les électrodes test, par paires du même métal, sont placées en général dos à dos (pour se rapprocher des conditions nominales d'utilisation) dans un récipient en verre prévu à cet effet, l'ensemble constituant la *cellule de mesure*, représentée sur la figure 2.17.

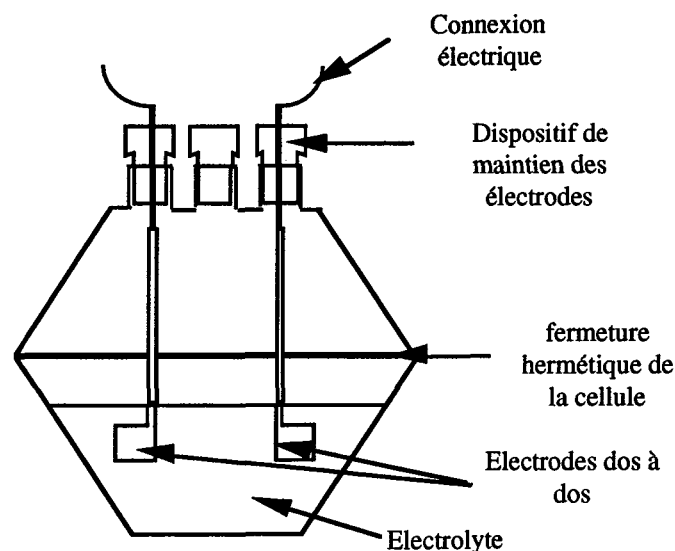


Figure 2.17 - Cellule de mesure

L'électrolyte est constitué d'eau désionisée additionnée de sel (NaCl) normapur dans une proportion de 35 g/l , qui correspond à la salinité moyenne de l'eau de mer naturelle. Le pH est ajusté à $8,2$ (pH moyen de l'eau de mer) à l'aide de soude concentrée. Les expérimentations ont lieu dans une pièce régulée en température et celle-ci ne subit que peu de variations ($24^\circ\text{C} \pm 2,5$).

La teneur en oxygène dissous, mesurée à l'oxymètre, est d'environ 5 mg/l, ce qui est une valeur vraisemblable pour une eau du plateau continental. L'important étant de déterminer des tendances générales de comportement des matériaux de façon à les comparer entre eux, nous n'avons pas poussé plus loin la simulation de l'eau de mer, dont la composition variée et les propriétés ont été abordées dans le Chapitre 1. Par contre, il est nécessaire de contrôler la stabilité des paramètres comme la température, le pH, la salinité, qui agissent sur les processus électrochimiques, et dont les variations d'une série de mesures à une autre pourraient fausser les comparaisons.

3.4.1.3. Matériels et méthodes de mesure

Toutes nos mesures d'impédances sur les électrodes ont été effectuées sur la cellule précédemment décrite avec un impédancemètre (analyseur d'impédance Solartron 1260 de Schlumberger) commandé de façon automatique par un ordinateur (PC compatible IBM) au travers d'un bus standard IEEE. Nous avons préféré cette solution à la méthode employée par RAKOTOSOA, d'abord pour sa plus grande fiabilité, mais surtout en raison de la possibilité de l'automatisation de la mesure, rendue nécessaire par le délai important d'acquisition en très basses fréquences. Notons cependant qu'un impédancemètre n'est dans son principe rien d'autre qu'un pont de mesure, simplement son utilisation est transparente pour l'utilisateur.

Un logiciel (expérimental) de pilotage développé par M. J.-P. PETIT nous a été fourni par le CREM/GP. Le programme de commande proprement dit a été réalisé par nos soins. L'appareil impose une consigne de tension (ou de courant) alternative aux bornes de la cellule. La réponse en courant (ou en tension), qui peut être une tension prise aux bornes d'une résistance calibrée ou directement un courant, permet le calcul de l'impédance de la cellule à une fréquence donnée. Le balayage en fréquence est automatique et les valeurs extrêmes ainsi que le pas sont imposés par le manipulateur. Les données sont stockées sur fichiers informatiques sous la forme de colonnes fréquence/partie réelle/partie imaginaire, et retravaillées ensuite par programmes sur PC/DOS ou VAX/VMS pour la visualisation de diagrammes de Nyquist (Partie Imaginaire en fonction de la Partie Réelle, paramétrage en fréquence) ou de Bode (Module et Phase en fonction de la Fréquence).

Des précautions sont à prendre, à défaut desquelles les mesures peuvent être faussées. Travailler en très basses fréquences signifie toujours s'exposer à de nombreuses sources de bruit. L'utilisation de câbles blindés de longueur minimale est conseillée pour réduire le bruit de mesure et ne pas entacher celle-ci de trop d'erreurs. Les connexions avec les fils de sortie des électrodes sont effectuées par serrage ou à l'aide de mini fiches mâle - femelle serties. Nous avons validé la manipulation en effectuant des mesures d'impédances connues et en vérifiant la forme et la qualité des signaux à l'oscilloscope et à l'analyseur de spectre basses fréquences.

La cellule est conçue de façon à ce que les électrodes soient en situation voisine de leur utilisation nominale, les paramètres de mesure doivent également respecter cet état: la mesure est ainsi effectuée autour du potentiel de repos des électrodes, avec une différence de potentiel continu imposée à zéro, et il faut veiller à ce que la consigne de tension alternative soit faible pour ne pas déplacer le point de fonctionnement du système. Rappelons ici que nous souhaitons accéder à une impédance dynamique: la loi d'Ohm étendue aux grandeurs complexes n'est ici valable que pour de faibles variations autour du point de polarisation continue.

Malgré ces précautions, la dispersion de la mesure peut atteindre 15 à 20 %, particulièrement en très basses fréquences [BOYER 64], ce que nous avons pu effectivement observer.

Pour la mesure de bruit, nous avons utilisé d'abord un analyseur de spectre basses fréquences (Hewlett Packard 3561A) directement branché sur les bornes de la cellule. Le bruit propre de l'appareillage a auparavant été observé en court-circuitant l'analyseur: il évolue linéairement en fonction du calibre sur lequel on travaille, selon la loi expérimentale suivante:

$$B_a \text{ (dB(V)/}\sqrt{\text{Hz}}) = -93 + \text{Cal (dB(V))}$$

Cependant le choix du calibre est la plupart du temps effectué automatiquement par l'appareil, en fonction de la différence de potentiel continue (polarisation) aux bornes des électrodes. Sur la plage de fréquence, il a l'allure d'un bruit blanc, et présente la classique remontée en $1/f$ aux fréquences les plus basses.

Le bruit des électrodes est a priori relativement faible, il serait utile de l'amplifier. Bien que ce matériel existe, nous n'avons pas trouvé d'amplificateur ayant un bruit propre inférieur à celui de l'analyseur de fréquences. Une bonne solution mise en œuvre par RAKOTOSOA consiste à réaliser une modulation du signal, de façon à le déplacer vers des zones de fréquence moins bruitées. Nous ne l'avons cependant pas utilisée: c'est un bruit en tension que l'on mesure avec cette méthode, une résistance étant insérée entre les électrodes de par la présence de l'appareillage. Nous pouvons nous ramener à un bruit en courant par la connaissance de l'impédance de la cellule, cependant ce bruit ne peut être vraiment considéré comme un bruit en situation de fonctionnement puisque dans l'électromètre les électrodes sont pratiquement en court-circuit et ne doivent pas présenter de polarisations différentes. Les mesures permettent donc uniquement l'élimination des matériaux trop "bruyants", et ne renseignent pas directement sur le niveau de bruit en fonctionnement nominal.

Nous avons également essayé de réaliser une mesure de bruit directement en courant à l'aide d'un SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) couplé à une inductance. La figure 2.18 donne le schéma de montage de la manipulation. On se reportera à [DELAHAYE TI] et [GALLOP 91] par exemple pour avoir des détails sur les SQUIDS et leurs applications en métrologie. Dans le montage que nous utilisons [COULET 91], les variations de courant sont converties en variations de flux magnétique par l'inductance et transmises au SQUID. Celui-ci est sensible à d'infimes variations de flux, de l'ordre de 10^{-18} Wb ($1 \text{ Wb} = 1 \text{ T.m}^2$). Une électronique associée amplifie et transforme le signal de sortie en tension visualisable sur l'analyseur de spectre. La fonction de transfert du dispositif complet, fournie par un étalonnage s'écrit: $I/V = 300 \text{ pA.V}^{-1}$.

Nous nous sommes ensuite rapidement aperçu, pour les électrodes de taille supérieure, que le circuit de détection de l'électromètre (transducteur interne) constituait en lui même un excellent moyen d'étude du bruit basses fréquences, en raison de son très faible bruit et du fait que celui-ci ne présente pas de remontée en $1/f$.

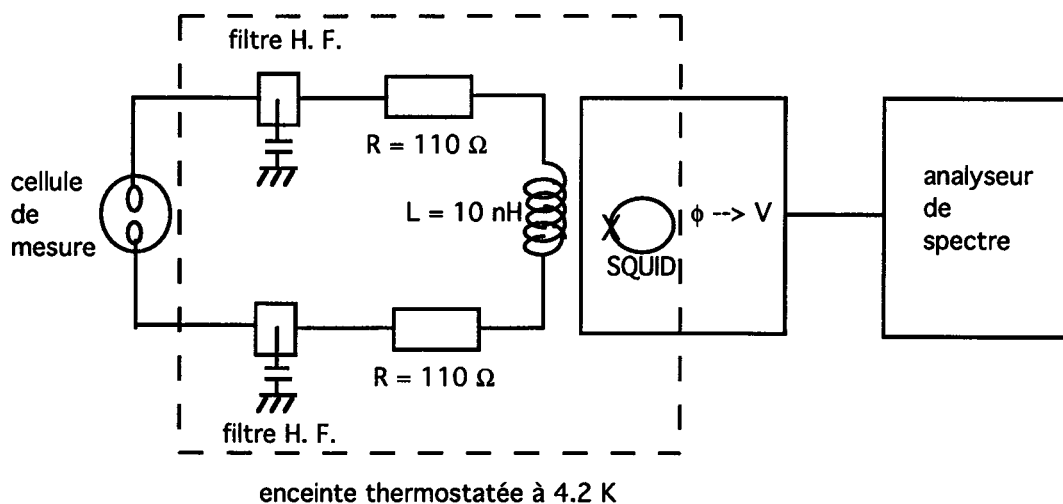


Figure 2.18 - Montage utilisé pour les mesures de bruit en courant

3.4.2. Résultats

Pour l'analyse de résultats d'impédancemétrie, les électrochimistes travaillent sur des diagrammes de Nyquist où le signe de la partie imaginaire est inversé. Nous y avons ajouté des diagrammes de Bode, dans la mesure où c'est le module de l'impédance qui nous intéresse directement pour notre application. Nous ne présentons ici que des résultats succincts, de façon à justifier le choix que nous avons fait. Une analyse plus complète est réalisée dans [COULET 91].

Rappelons que nous donnons ici des résultats d'impédance pour la cellule complète, soit l'impédance de deux électrodes supposées identiques en série avec la résistance de l'électrolyte. Cette dernière est cependant négligeable dans notre cas, puisque les électrodes sont de très petite taille ($1,13 \text{ cm}^2$) et présentent donc une impédance élevée.

Nous appellerons temps de stabilisation (t_s) le temps au bout duquel la variation de l'impédance (parties réelle et imaginaire) à 0,1 Hz est inférieure à 10 %.

3.4.2.1. Impédance

On peut distinguer 2 classes de matériaux parmi ceux que nous avons testés:

- **les matériaux nobles** qui sont peu oxydables et présentent donc une impédance relativement élevée comme cela était prévisible. Ce sont l'Argent, l'Arcap, le Graphite, l'Or, le Platine, et dans une certaine mesure l'inox. Leur stabilisation dans le temps n'excède pas en général une dizaine de jours.

- **les matériaux sensibles à la corrosion** (Aluminium, Zircal, Cuivre), d'impédance plus faible et qui présentent des diagrammes de Nyquist différents. Ces matériaux sont cependant évolutifs et leur stabilisation dans le temps est très longue, supérieure au mois.

Matériaux "nobles"

A titre d'exemple, la figure 2.19 donne le type de diagramme de Nyquist obtenu pour le Platine. On observe une droite de pente à l'origine voisine de 3. La partie imaginaire est donc dominante sur la partie réelle.

Les diagrammes de Bode sont représentés sur la figure 2.20. Le module est relativement constant aux hautes fréquences (>qq. 100 Hz) puis augmente linéairement (en échelle logarithmique) aux fréquences plus basses. Cette remontée est typiquement en $1/f$ et est ainsi caractéristique d'une dominante capacitive de l'impédance. La phase évolue de façon inverse: relativement constante aux basses fréquences, elle augmente aux hautes fréquences.

Le tableau suivant compile les résultats obtenus sur des électrodes de $1,13 \text{ cm}^2$ en ce qui concerne le temps de stabilisation et la valeur de l'impédance à 0,1 et 1 Hz pour les différents matériaux.

Matériau	Temps de stabilisation t_s	Impédance à t_s à 0,1 Hz		Impédance à t_s à 1 Hz	
		Part. réelle Ω	Part. imag. (Ω)	Part. réelle (Ω)	Part. imag. (Ω)
Argent	19 jours	$1,1 \cdot 10^4$	$-2,4 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^3$	$-4,3 \cdot 10^3$
Arcap	12 jours	$1,5 \cdot 10^4$	$-3,7 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^3$	$-6,2 \cdot 10^3$
Inox	15 jours	$0,5 \cdot 10^4$	$-3,9 \cdot 10^4$	$0,9 \cdot 10^3$	$-5,0 \cdot 10^3$
Graphite	5 jours	$0,2 \cdot 10^4$	$-0,9 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^3$	$-1,2 \cdot 10^3$
Or	11 jours	$1,7 \cdot 10^4$	$-4,5 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$	$-7,2 \cdot 10^3$
Platine	5 jours	$0,5 \cdot 10^4$	$-3,1 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^3$	$-3,7 \cdot 10^3$

Les impédances n'augmentent que peu (< 20 %) entre l'état initial et la stabilisation. On peut constater cependant sur les diagrammes de Nyquist que le rapport Partie Imaginaire/Partie Réelle diminue entre 1 Hz et 0,1 Hz pour tous les métaux, à l'exception de l'Or et du Platine, ce qui signifie que la "droite" observée en réalité s'incurve. Il est probable que le même phénomène se produise également sur l'Or et le Platine, mais qu'il ne soit visible qu'à des fréquences plus faibles encore.

D'une manière générale, et sans entrer dans le détail de l'interprétation électrochimique des graphes, ces résultats confirment nos prévisions à savoir que les matériaux peu "réactifs", opposent une forte résistance au passage d'un courant. Seules des réactions électrochimiques concernant le solvant sont possibles, les principales en eau salée étant :



Or, comme nous sommes autour du potentiel d'équilibre du matériau, ces réactions n'ont que de faibles chances de se produire. Des phénomènes dits d'adsorption et de désorption (spécifiques) peuvent également avoir lieu à la surface des électrodes.

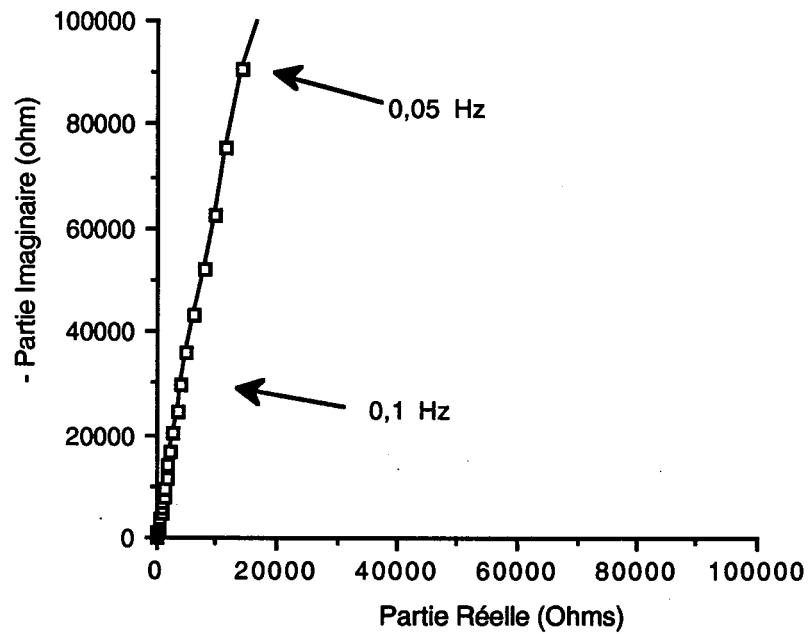


Figure 2.19 - Diagramme de Nyquist du Platine

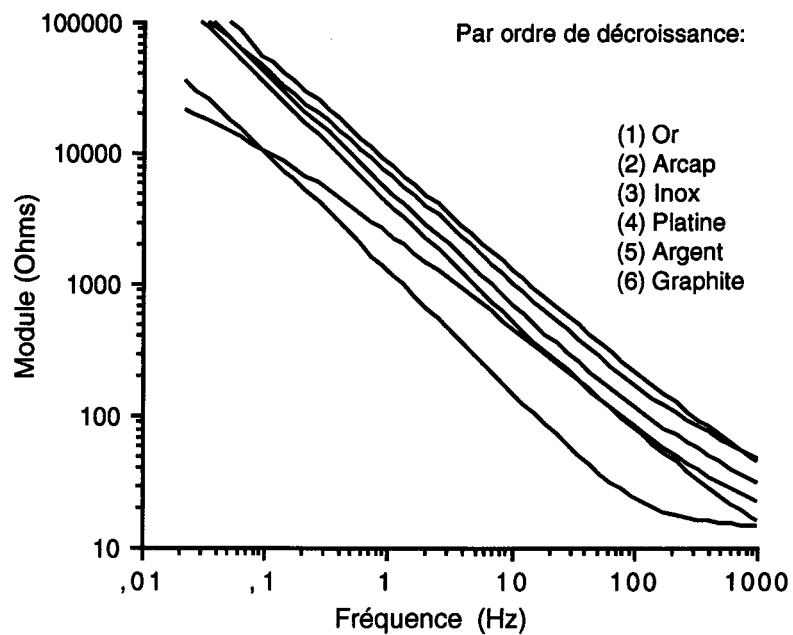


Figure 2.20 - Diagrammes de Bode comparés (modules) pour les matériaux nobles

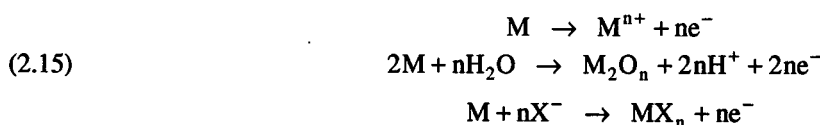
Le schéma réactionnel est alors par exemple le suivant:



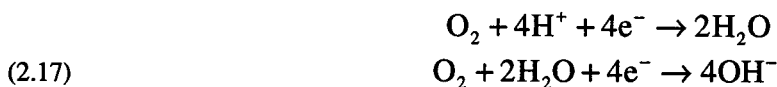
Mis à part l'inox et l'Argent, qui s'altèrent en surface à la longue (plusieurs mois), et dont les diagrammes de Bode semblent d'ailleurs s'incurver avec le temps, les autres matériaux ne s'oxydent pas: l'état de surface reste identique, aucune attaque, aucune formation de couche d'oxyde n'est apparue.

Matériaux Oxydables

Il s'agit de l'Aluminium, du Zircal et du Cuivre. Ils se corrodent selon un schéma Redox classique. L'oxydation s'effectue par l'une des réactions anodique (2.15) [RAMEAU 90]:



Le moteur naturel de la corrosion est constitué par l'une des réactions cathodiques de réduction de l'eau (2.16) ou de l'oxygène (2.17).



La figure 2.21 présente le diagramme de Nyquist obtenu pour l'Aluminium: on observe pour les premiers jours un demi-cercle suivi éventuellement d'une remontée aux basses fréquences. Le diagramme de Bode donne un module relativement constant aux basses et hautes fréquences et une transition en $1/f$ entre les deux, et une phase "en cloche" dans ce domaine de transition. Le tableau ci-dessous permet une comparaison des résultats obtenus au bout de 1 et 10 jours (les valeurs non reportées correspondent à une trop mauvaise reproductibilité de la mesure).

Matériau	Impédance au bout de 1 jour (Ω)				Impédance après 10 jours (Ω)			
	0,1 Hz		1 Hz		0,1 Hz		1 Hz	
	R	Im	R	Im	R	Im	R	Im
Zircal	2250	-1200	1000	-900	4700	-1650	1100	-1800
Alu	?	?	1800	-1200	32400	-45600	6000	-16800
Cuivre	10^5	$-7 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^4$	$-3,4 \cdot 10^4$?	?	16500	-19100

Ces matériaux mettent beaucoup plus de temps que les précédents à se stabiliser. Leur impédance augmente considérablement (jusqu'à un Facteur 14) dans le temps pour l'Aluminium et le Zicral, diminue pour le Cuivre.

A l'inverse de l'inox, dont le diagramme tend à ressembler avec le temps à celui d'un matériau oxydable, l'Aluminium passe progressivement du statut de matériau oxydable à celui de matériau noble: sa courbe de Nyquist se redresse (figure 2.21), le demi cercle s'élargit. Le métal s'auto-passive probablement: les produits de corrosion (probablement de l'Alumine Al_2O_3 formée par la seconde des réactions (2.15)) se déposent en surface et empêche la poursuite de l'attaque. La même évolution est observable sur le Zicral, quoi que moins draconienne. Malgré l'augmentation du diamètre du demi cercle, un paramétrage montre que chaque fréquence reste au même endroit sur le cercle. Ceci prouve que l'on a affaire à un processus de réaction électrochimique: la valeur de la capacité double couche, pas plus que celle de la résistance de transfert en parallèle ne varie; par contre, la partie complexe de l'impédance faradique évolue avec le taux de réaction.

Ce phénomène d'augmentation d'impédance est bien évidemment néfaste pour notre application, mais illustre bien l'intérêt de l'impédancemétrie pour la compréhension des processus de corrosion.

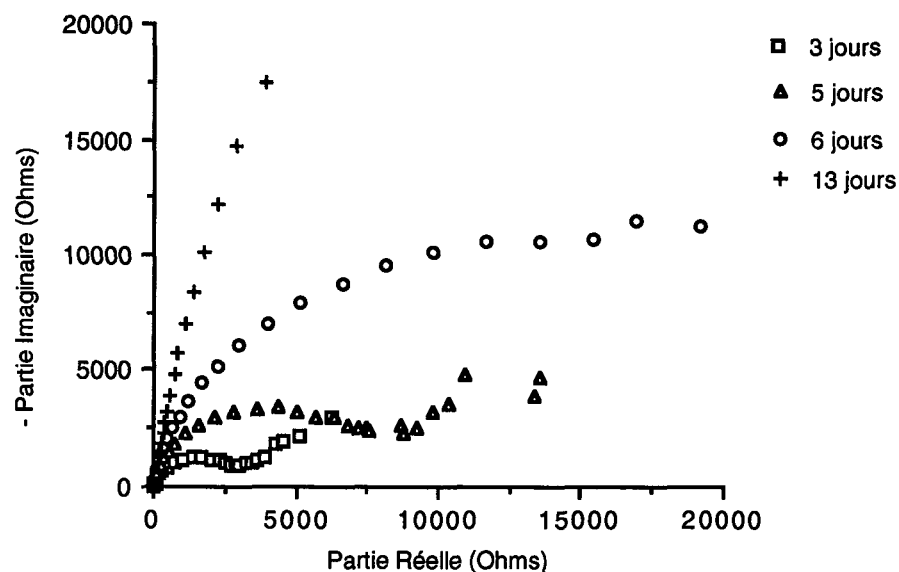


Figure 2.21 - Diagramme de Nyquist de l'Aluminium: évolution temporelle

Le comportement du Cuivre se démarque de celui des métaux précédents. En fait, durant les premiers jours d'immersion on observe une bonne résistance à la corrosion (pas d'altération de la surface) ce qui explique des valeurs élevées de l'impédance. Puis les électrodes sont attaquées, phénomène qui s'accompagne donc d'une diminution de l'impédance. Cette tendance persiste et tendrait donc à prouver que les produits de corrosion du Cuivre ne forment pas de film protecteur sur la surface de l'électrode et que le processus de corrosion est de plus en plus facilité, jusqu'à stabilisation.

Cas du dépôt d'Or sur Aluminium

Les résultats obtenus pour les électrodes à dépôt d'Or sur Aluminium et celles en Or massif diffèrent sensiblement. Le diagramme des premières se rapproche plutôt de celui des matériaux oxydables. La différence de comportement ne peut s'expliquer que par une mauvaise homogénéité ou adhérence du dépôt d'Or qui laisse à nu de petites surfaces d'Aluminium, lesquelles se corrodent d'autant plus vite. La différence entre les potentiels standards d'équilibre de l'or (+ 1,5 V par rapport à l'Électrode Normale à Hydrogène) et de l'Aluminium (- 1,66 V/ENH) est importante et fait que le dépôt d'Or est d'autant plus polarisé cathodiquement et l'Aluminium d'autant plus polarisé anodiquement. On se trouve ainsi en présence d'une multitude de piles galvaniques locales. Ces résultats ont été également confirmés par les mesures de bruit et de différence de potentiel entre les électrodes. Sur des électrodes du même type et d'un diamètre de 0,5 m, des cloques et piqûres ont pu être observées. Ce genre de dépôt doit donc être proscrit pour nos applications.

Remarques générales

Nous avons observé sur le Cuivre et quelques autres matériaux l'influence de la taille des électrodes sur l'impédance. Nous constatons qualitativement que la valeur de l'impédance et le temps de stabilisation diminuent lorsque la surface exposée à l'électrolyte augmente. Cependant, nous n'avons pas pu en tirer de conclusion quantitative nette. Cela peut être dû à de nombreux phénomènes, tels que des différences d'état de surface ou l'amas de produits de corrosion près de l'électrode, ou tout simplement des erreurs de mesure trop importantes en très basses fréquences. Nous ne nous étendons pas sur le sujet, pourtant très intéressant, pour ne pas trop alourdir ce mémoire. Nous étudierons donc l'influence de la taille ultérieurement, uniquement sur le matériau que nous avons retenu pour l'électromètre.

Le sens de balayage en fréquence semble ne pas avoir d'influence sur l'impédance mesurée: les systèmes sont réversibles. Sur l'Aluminium seul, nous avons observé des variations en début de vieillissement, mais celui-ci est également le matériau qui présente les plus grande disparités de mesure ce qui ne permet pas de conclure.

La position des électrodes, face à face ou dos à dos, ne modifie pas non plus de façon significative les valeurs d'impédances mesurées [COULET 91].

3.4.2.2. Bruit

Pour les matériaux à impédance élevée, soit les matériaux nobles ainsi que l'Aluminium après passivation (>20 jours), le bruit en tension de l'analyseur de spectres est toujours supérieur à leur bruit propre. Ces mesures ne nous permettent donc d'obtenir qu'une limite supérieure du bruit, variable selon les électrodes, qui n'est pas significative puisque dépendant du calibre et donc essentiellement de la polarisation entre les électrodes. Nous ne pouvons seulement en déduire que le bruit ne dépasse pas $1 \mu\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ aux alentours du Hertz.

Avec le montage à SQUID, le bruit propre des matériaux nobles n'a pu être décelé et ne nous permet la encore de donner seulement une limite supérieure, plus faible cependant.

Le tableau suivant donne des résultats comparés des valeurs de bruit à 1 Hz mesurées directement en tension et transcrites en courant, et mesurées avec le montage à SQUID.

Matériau	Bruit (ou limite sup.) à 1 Hz en pA/√Hz mesuré par l'analyseur	Bruit (ou limite sup.) à 1 Hz en pA/√Hz mesuré au SQUID
Inox	< 20	< 6
Argent	< 120	< 32
Graphite	< 6870	< 3
Or	< 1110	< 10
Platine	< 480	< 3
Alu 1 (20 jours)	< 1790	-
Alu 2 (6 jours)	-	250
Zical (20 jours)	2800	800

Le bruit des matériaux à impédance faible, quand à lui, sort bien de celui de l'analyseur. La Densité Spectrale de Puissance obtenue pour le Zical est présentée sur la figure 2.22. Le bruit varie de - 85 dB(V).Hz^{-1/2} (56 μV.Hz^{-1/2}) à 5 Hz, à - 75 dB(V).Hz^{-1/2} (178 μV.Hz^{-1/2}) à 0,5 Hz. Il ne peut être identifié au bruit Johnson, qui vaudrait de l'ordre de - 220 dB(V).Hz^{-1/2} et représente bien un bruit électrochimique.

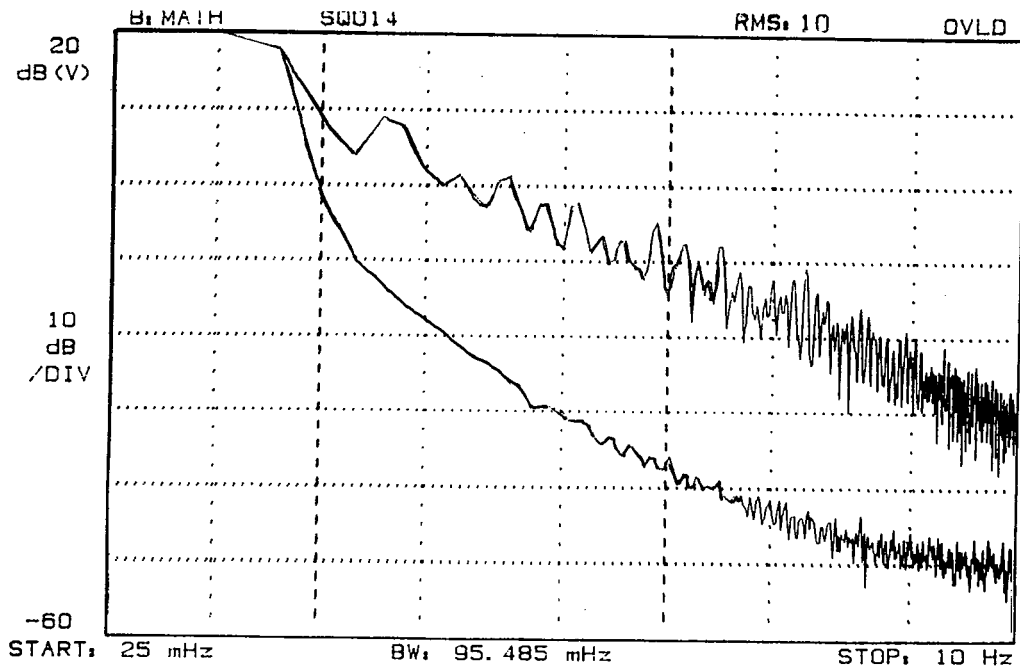


Figure 2.22 - DSP de bruit en tension du Zical (20 jours d'immersion);
comparaison avec le bruit de l'analyseur de spectre

3.4.2.3. Conclusion - choix du matériau d'électrodes

La manipulation que nous avons mise en place pour la mesure d'impédances en très basses fréquences s'est avérée bien adaptée au problème. Par contre, les montages pour la mesure de bruit n'aboutissent qu'à des résultats partiels.

Ceux-ci ont cependant été suffisants pour vérifier nos hypothèses de départ (à savoir essentiellement une antinomie entre une impédance faible et un bruit faible si des réactions Redox sont possibles), tirer des conclusions sur les matériaux que nous avons testés et effectuer un choix. Ces conclusions ne sont bien entendu valables que pour l'électrolyte considéré, dans les conditions d'expériences que nous avons décrites.

- la prudence invite à proscrire les dépôts, à moins qu'ils n'aient une épaisseur importante; ils n'offrent dans ce cas plus aucun avantage par rapport aux matériaux massifs.

- les matériaux oxydables, si ils ont une impédance relativement faible, sont extrêmement bruyants. Ils ne deviennent éventuellement compétitifs de ce point de vue qu'au prix d'une augmentation drastique de leur impédance, jusqu'à les rendre plus impédants que les matériaux nobles. Ils n'ont donc plus dans ce cas d'intérêt par rapport à ces derniers, d'autant plus qu'ils présentent des fluctuations d'impédance et une stabilisation très lente.

- les matériaux nobles sont peu bruyants, mais très impédants comme nous le supposons. L'Or et le Platine, qui sont les plus électropositifs, sont de ce fait sans doute les meilleurs en ce qui concerne le bruit, mais présentent une impédance trop élevée. Il en est de même pour l'Arcap, qui se révèle ainsi être un métal intéressant pour les usages marins. L'inox est également fort impédant; les travaux de RAKOTOSOA montrent par ailleurs que son bruit se dégrade de façon importante au cours du temps, particulièrement en très basses fréquences. L'Argent possède une impédance un peu plus faible, mais semble évoluer très lentement et suivre le chemin de l'Acier inoxydable: des traces de corrosion sont observables au bout de 2 ou 3 mois et le bruit s'en ressent nécessairement. Reste le Graphite, qui présente l'impédance la plus faible parmi les matériaux non oxydables que nous avons testé. Nous avons donc porté notre choix sur lui et fait réaliser des électrodes de grande taille en Graphite ultra pur, celui que nous avons retenu pour les électrodes tests étant de qualité inférieure.

3.5. Étude et caractérisation d'électrodes en Graphite

Nous reproduisons ici les observations d'impédances que nous avons obtenues pour différentes tailles d'électrodes en Graphite pur. Nos conclusions sur le bruit apparaîtront plus loin, dans le paragraphe sur la validation de la maquette exploratoire complète, dans la mesure où celle-ci s'est avérée être le meilleur outil d'étude du bruit en courant.

L'interprétation des diagrammes d'impédance nous permet de proposer un modèle d'impédance pour les électrodes en même temps qu'un schéma réactionnel probable. Les paramètres du circuit équivalent sont calculés à partir des données expérimentales.

3.5.1. Influence de la taille sur l'impédance

La géométrie des électrodes ainsi que leur élaboration sont les mêmes que précédemment. Les modules des impédances mesurées pour 5 tailles d'électrodes, corrigés de la résistance de l'électrolyte, sont tracés sur la figure 2.23.

L'influence de la surface exposée ne fait aucun doute: l'impédance diminue en fonction de l'augmentation de surface. Les deux plus petites tailles présentent des impédances strictement capacitives dans la bande de fréquence étudiée, et qui sont dans le rapport des surfaces. Ce n'est plus le cas pour les suivantes: on voit apparaître entre deux zones de pente unité un palier qui se déplace vers les basses fréquences lorsque la taille augmente. Cette forme se retrouve sur les petites électrodes, mais à des fréquences plus hautes dépassant la bande d'étude. La phase, dont un exemple est présenté plus loin (figure 2.28), suit la même évolution: elle présente une forme de cloche, maximale à la fréquence correspondant au milieu du palier du module et qui se déplace vers les basses fréquences lorsque la surface augmente. Les formes observées sur les diagrammes de Bode semblent donc être générales et caractéristiques du matériau lui-même.

Les impédances des électrodes de grandes tailles ne sont pas dans le rapport des surfaces, ce qui tendrait à invalider le concept d'impédance surfacique. On peut pourtant apporter plusieurs explications logiques à cela, qui permettent de ne pas remettre en cause complètement ce concept:

- en premier lieu, l'erreur de mesure est nettement plus importante sur des valeurs d'impédances faibles que sur des impédances très élevées comme celles des électrodes de petites tailles.

- nous avons présenté la capacité de double couche comme étant une grandeur physique, dépendant de la taille des ions en solution; cette grandeur est donc par essence surfacique; cependant, l'impédance faradique en parallèle sur le schéma électrique équivalent (figure 2.12) n'a pas nécessairement la même dépendance directe vis à vis de la surface exposée, dans la mesure où elle reflète les réactions électrochimiques mises en jeu; les fluctuations des paramètres physico-chimiques gouvernant les phénomènes d'interfaces influent directement sur cette impédance, et sont de plus beaucoup plus sensibles sur des mesures de faibles valeurs.

- une polarisation différente des couples d'électrodes, qui ne manque pas de se produire lorsque ceux-ci sont en circuit ouvert, implique que l'on ne mesure pas l'impédance dynamique exactement autour du même point de fonctionnement statique pour chacune des cellules; ce facteur est sans doute pénalisant pour une comparaison fine entre différentes mesures.

- enfin, et c'est sans doute le point le plus important, il faut tenir compte du fait que les plaques de grandes tailles n'ont pu être polies comme l'ont été les petites: la bonne adéquation des mesures pour les petites tailles peut venir de l'identité de leurs états de surface respectifs; pour des états de surfaces plus chaotiques, la surface *effectivement utile* à l'échelle microscopique pour l'établissement des couches compacte et externe de la double couche, peut être différente de la surface macroscopique; il n'y a aucune raison pour que les surfaces utiles soient comparables si les états de surface ne le sont pas, plus encore pour un matériau poreux et à gros grain comme le Graphite.

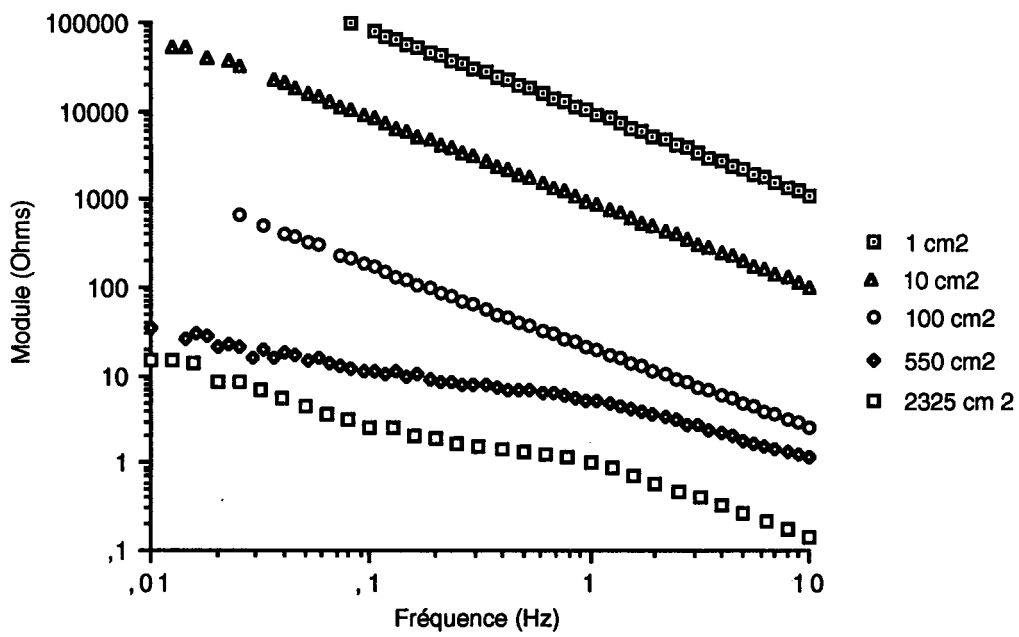


Figure 2.23 - Diagrammes de Bode (module) pour le Graphite;
 Comparaison en fonction de la taille des électrodes

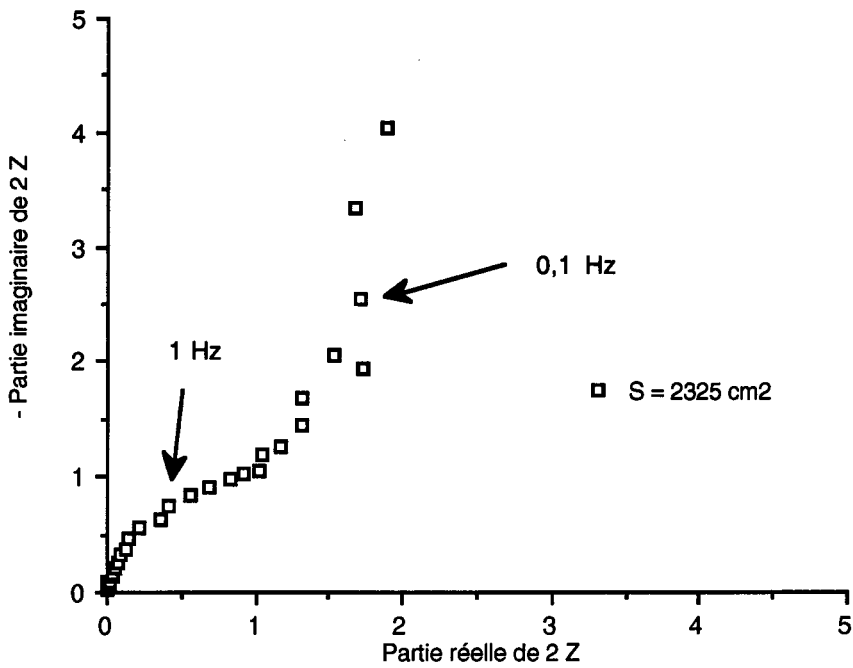


Figure 2.24 - Diagramme de Nyquist pour le Graphite

On voit ainsi, à la lumière des remarques précédentes, que ce n'est pas tant l'impédance globale qui doit être considérée comme une grandeur surfacique, mais bien plutôt les composants passifs du circuit électrique équivalent - voire même seulement certains d'entre eux - ce qui semble plus logique. Un calcul simple montre d'ailleurs qu'un circuit parallèle RC où chacun des composants est défini par unité de surface ne donne pas une impédance équivalente surfacique, sauf si la partie capacitive est nettement dominante, ce qui est le cas pour les échantillons de RAKOTOSOA dans le domaine de fréquence qu'il a considéré. Il faut sans doute également tenir compte d'une certaine *surface utile*, somme des lieux microscopiques, qui dépend probablement de l'état de surface du matériau, et non pas simplement de la surface macroscopique, au sens métrique du terme.

Ces conclusions nous sont personnelles. Elles sont cependant corroborées par un document très récent sur les dépôts métalliques poreux, dans lequel les auteurs calculent et valident des relations de dépendance complexe entre le potentiel de corrosion et la résistance (statique) de polarisation d'une part, et les surfaces utiles d'autre part [NOTTER 93]. Ces deux grandeurs étaient jusqu'à présent considérées, dans la littérature, comme indépendante de la surface exposée. Un système électrochimique électrode - électrolyte est défini pour un pH donné par sa *courbe de polarisation*, qui représente l'intensité en fonction du potentiel. La dérivée en un point de cette courbe est appelée *résistance de polarisation*, elle correspond à la pente $\Delta E/\Delta I$ pour un léger déplacement le long de la courbe. NOTTER et GABE montrent que cette résistance de polarisation s'exprime selon la loi (2.18) suivante:

$$(2.18) \quad \log \left(\frac{\Delta I}{\Delta E} \times \frac{1}{A} \right) = K_1 + K_2 \log \left(\frac{A^A}{A} \right) + K_3 \log \left(\frac{A^C}{A} \right)$$

où A désigne la surface totale de l'électrode, A^A et A^C respectivement les surfaces anodique et cathodique, et où les K_i sont des constantes propres au couple métal - électrolyte. On voit que cette loi n'est pas linéaire en fonction de la surface totale: il nous semble que, de la même façon, l'impédance dynamique en très basses fréquences ne possède pas non plus de dépendance simple vis à vis de la surface, sauf peut-être dans des cas particuliers. NOTTER souligne également la difficulté de connaître précisément les valeurs des trois surfaces, et que la porosité joue un rôle important dans l'expression des constantes K_i . Le caractère trop récent de ces travaux ne nous a pas permis de les étudier plus en détail.

Pour ce qui est de notre application, l'impédance des électrodes de taille nominale pour l'électromètre ($S = 2325 \text{ cm}^2$) est tout à fait acceptable et ne nous oblige pas à redéfinir complètement les dimensions extérieures prévues pour le dispositif. Celui-ci sera donc un peu trop impédant en dessous de 0,1 Hz pour respecter la conductivité du milieu, ce qui n'est pas trop pénalisant. Cette étude d'impédance permet par ailleurs de mettre en évidence le fait que la fonction de transfert totale du dispositif ne sera pas constante en très basses fréquences. La caractérisation expérimentale de celle-ci est présentée dans le Chapitre 3.

3.5.2. Modèle d'impédance

De façon à connaître les pertes effectives en tension dans les électrodes et pouvoir interpréter les expérimentations faites sur l'électromètre, un modèle analytique de l'impédance des électrodes en Graphite est souhaitable. Il est également préférable à une fonction définie point par point, pour faciliter la modélisation du fonctionnement du dispositif. La détermination d'un modèle électrique de l'interface présente de façon très générale un grand intérêt, puisque le circuit équivalent rend directement compte des phénomènes électrochimiques, dont la connaissance dépasse le simple cadre de la discipline électrochimique et de notre application instrumentale, pour alimenter l'interprétation des mesures en géophysique [OLHOEFT 85] en particulier, et dans bien d'autres domaines.

3.5.3.1. Analyse du diagramme d'impédance

Une impédance interfaciale traduit la façon dont s'effectue un transfert de charge et est de ce fait - nous l'avons déjà souligné - directement en relation avec les réactions électrochimiques se produisant à l'interface. La dépendance fréquentielle de l'impédance transcrit la vitesse à laquelle s'effectuent le processus électrochimique, celle-ci étant limitée par l'étape réactionnelle la plus lente. On parle ainsi de processus limités ou contrôlés par la diffusion ou la diffusion - convection pour les réactions REDOX, par l'activation dans le cas de corrosion localisé par piqûre, On trouvera plus de détail sur la cinétique des réactions dans [BARD 83].

Selon [OLHOEFT 85], le Graphite est typiquement sous contrôle de diffusion: le processus d'interface est limité par le transport par diffusion dans l'électrolyte des espèces produites par les réactions REDOX. La résolution de l'équation de la diffusion permet de déterminer une impédance équivalente, dite *impédance de Warburg*, dont l'expression est donnée par la formule (2.19). Son graphe dans le plan de Nyquist est une droite de pente unité, et celui de son module dans le plan de Bode est une droite de pente - 1/2 [DIARD 91].

$$(2.19) \quad Z(\omega) = \frac{\sigma(1-j)}{\omega^{1/2}} \quad \text{où } \sigma \text{ est en } \Omega \cdot \text{s}^{1/2}$$

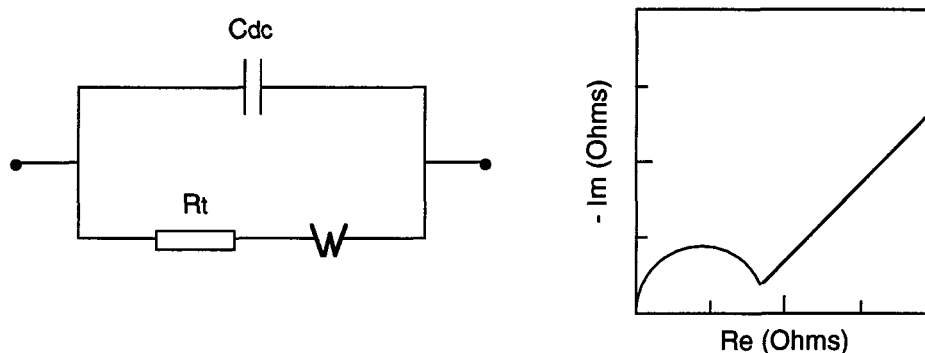


Figure 2.25 - Circuit électrique équivalent et exemple de diagramme de Nyquist pour une réaction REDOX: circuit de Randles avec impédance de Warburg

Pour tenir compte de la double couche, l'interface peut être modélisée par un *circuit de Randles*, qui comprend une capacité de double couche en parallèle avec une éventuelle résistance de transfert et une impédance de Warburg (ou éventuellement une impédance plus complexe de diffusion - convection). La figure 2.25 présente le schéma d'un circuit de Randles ainsi qu'une représentation de Nyquist de l'impédance de celui-ci. Ce type de modèle est utilisé pour décrire le comportement d'un Graphite (W26) dans une solution de KCL (0,001 mol.l⁻¹) avec $C_{dc} = 3,1 \mu\text{F.cm}^{-2}$ et $\sigma = 1335 \Omega.s^{-1/2}$ [OLHOEFT 85].

On remarquera que la forme caractéristique du diagramme de Nyquist de la figure 2.25 correspond bien aux courbes expérimentales obtenues pour l'Aluminium par exemple (figure 2.21), ce qui est logique puisqu'il est soumis à un processus REDOX.

En revanche, contrairement aux affirmations de OLHOEFT, les résultats expérimentaux que nous obtenons pour notre Graphite ne se satisfont pas d'une telle représentation. Le diagramme de Nyquist de la figure 2.24 présente bien un cercle en hautes fréquences, qui correspond à la contribution d'un circuit RC, mais la partie basses fréquences est une droite de pente pratiquement infinie. Cette droite suggère la présence d'une seconde capacité, plus importante que la première, dans le circuit équivalent. Cette supposition est confirmée par l'allure du diagramme de Bode qui présente deux zones de pente unité. De plus, la pureté de notre Graphite s'accommode mal d'un processus REDOX: nous pensons plutôt que le transfert de charges à l'interface se fait selon un mécanisme d'*électrosorption*, gouverné par le schéma réactionnel (2.20), où A⁻ désigne un anion en solution et s un site d'adsorption de l'interface de l'électrode.



Lors de cette réaction, un anion, Cl⁻ ou OH⁻ dans notre cas, s'adsorbe en s'oxydant. En supposant que la concentration interfaciale en anions ne varie pas, l'impédance équivalente d'un processus d'électrosorption peut être représenté par le circuit de la figure 2.26, qui présente également des exemples de représentation de Nyquist pour ce circuit. Ce modèle correspond bien à nos observations et c'est celui que nous adopterons pour nos électrodes en Graphite.

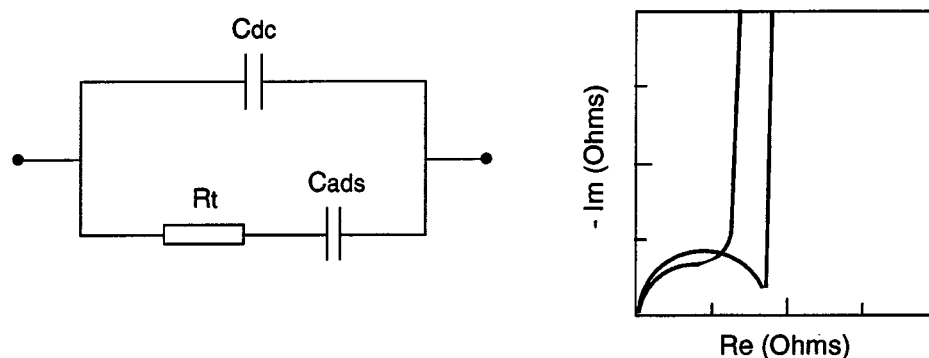


Figure 2.26 - Circuit électrique équivalent et exemples de diagrammes de Nyquist pour une réaction d'**électrosorption** (sans variation de concentration interfaciale)

3.5.3.2. Détermination des paramètres du schéma équivalent

Le modèle structurel d'impédance illustré sur la figure 2.26 comprend donc une capacité de double couche, en parallèle avec une résistance de transfert et une capacité d'adsorption en série. La transformée de Laplace de l'impédance complexe d'un tel circuit s'écrit:

$$(2.21) \quad Z(p) = \frac{1}{K p} \cdot \frac{1 + \tau_1 p}{1 + \tau_2 p} \quad \text{où } p = j\omega$$

avec:

$$(2.22) \quad \begin{aligned} K &= C_{dc} + C_{ads} \\ \tau_1 &= \frac{1}{2\pi f_1} = R_t C_{ads} \\ \tau_2 &= \frac{1}{2\pi f_2} = R_t \cdot \frac{C_{dc} C_{ads}}{C_{dc} + C_{ads}} \quad (< \tau_1) \end{aligned}$$

Pour deux électrodes identiques en série, le module de l'impédance totale est donc:

$$(2.23) \quad |Z(\omega)| = \frac{2}{K \omega} \cdot \frac{\sqrt{1 + (\tau_1 \omega)^2}}{\sqrt{1 + (\tau_2 \omega)^2}}$$

Les fréquences f_1 et f_2 , sont symétriques en échelle logarithmique par rapport à une fréquence centrale f_0 . Nous les identifions graphiquement sur le diagramme de Bode représentant le module de la cellule (corrigé de la résistance de l'électrolyte). Nous trouvons ainsi $f_0 = 0,45$ Hz, $f_1 = 1$ Hz, $f_2 = 0,2$ Hz. Ces fréquences caractéristiques permettent de déterminer τ_1 et τ_2 . Le paramètre de gain K est calculé par identification de la valeur expérimentale du module à la valeur fournie par la formule (2.21) pour une fréquence donnée. Nous pouvons vérifier par là même que le modèle est adapté en comparant avec succès les valeurs de K obtenus pour différentes fréquences. Après résolution du système (2.22), on trouve ainsi:

$C_{dc} = 0,21 \text{ F}$ $C_{ads} = 0,83 \text{ F}$ $R_t = 0,97 \text{ } \Omega$

Les figures 2.27 et 2.28 présentent les diagrammes de Bode comparés (Module et Phase) de l'impédance de la cellule, respectivement mesurée (corrigée de la résistance de l'électrolyte), et calculée avec le modèle d'adsorption simple que nous avons retenu et les valeurs de composants passifs calculées ci-dessus. Une résistance série de 0,01 Ohms est ajoutée au modèle pour prendre en compte l'imprécision de la mesure sur la résistance de l'électrolyte, elle permet de faire remonter la phase en hautes fréquences. On peut voir que le modèle utilisé correspond bien aux valeurs expérimentales. L'erreur sur la phase est cependant importante en très basses fréquences (10^{-3} - 10^{-2} Hz). Un élément à angle de phase constant (terme d'impédance en $1/(K'p^\alpha)$ [DIARD 91], avec ici $\alpha = 20^\circ$) serait le bienvenu dans cette zone.

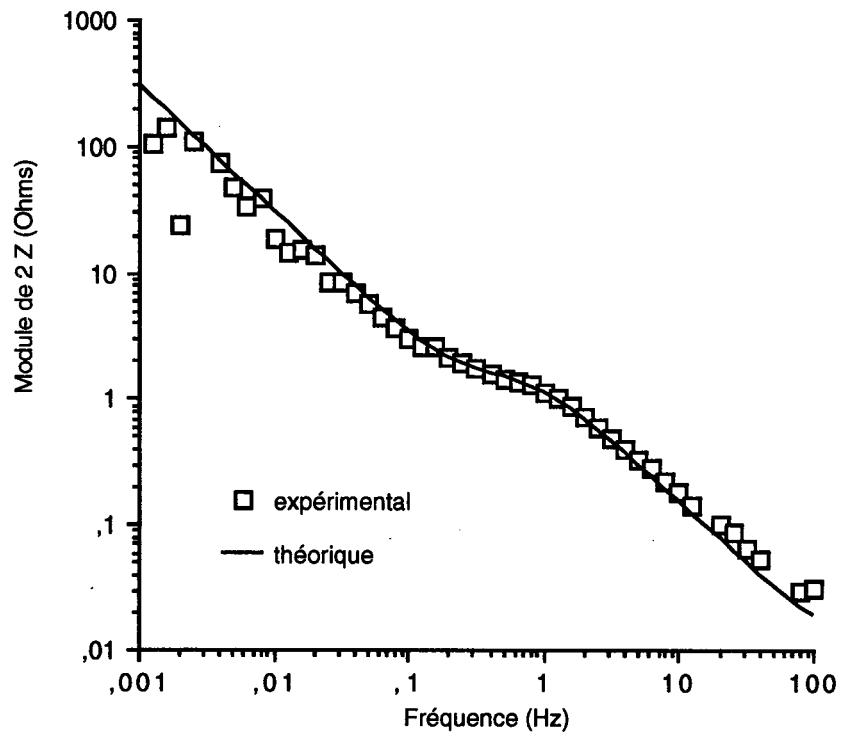


Figure 2.27 - Diagrammes de Bode comparés, données expérimentales et modèle: module

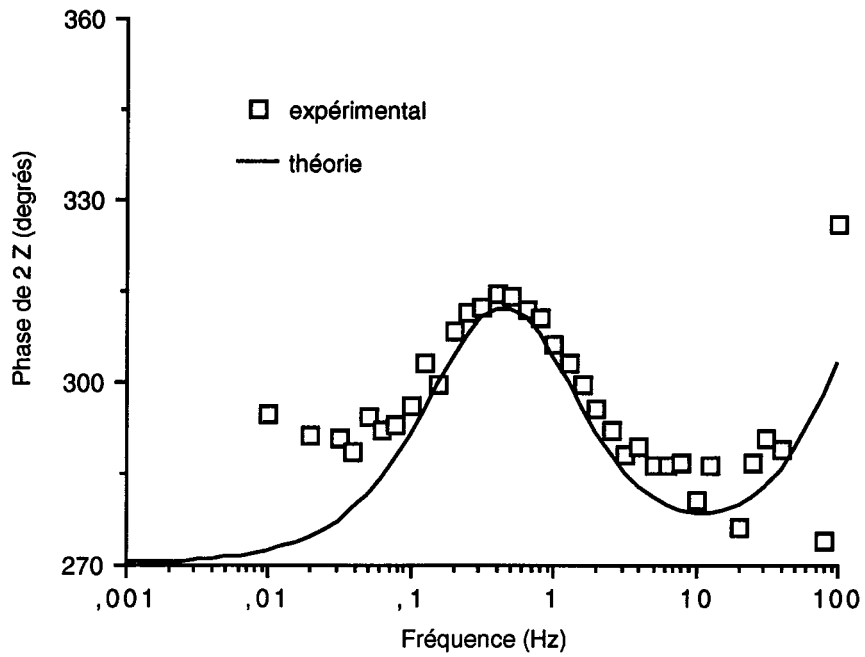


Figure 2.28 - Diagrammes de Bode comparés, données expérimentales et modèle: phase

Il est probable que dans ce domaine de fréquence, des phénomènes électrochimiques autres que ceux que nous avons envisagés, se produisent à la surface de l'électrode et que notre modèle soit ainsi limité. Nous nous en satisferons cependant dans la mesure où il est valable dans la bande de fréquence qui nous intéresse: un modèle n'est jamais qu'approché.

3.5.3. Conclusion sur le Graphite

Nous pouvons déduire quelques conséquences de l'interprétation et du modèle que nous venons de décrire, qui confirment a posteriori certaines de nos suppositions concernant les propriétés du Graphite.

La capacité de double couche ramenée par unité de surface (en utilisant la surface macroscopique apparente de l'électrode) vaut $89 \mu\text{F}/\text{cm}^2$. Ce chiffre est nettement supérieur aux valeurs habituelles et peut expliquer la faiblesse de l'impédance du Graphite en basses fréquences par rapport à celles des autres matériaux nobles (figure 2.20). En fait, il nous semble que la surface *utile* du Graphite telle que nous l'avons abordée plus haut est effectivement supérieure à la surface *métrique* de l'électrode. Cet argument aurait pour effet de ramener la capacité de double couche par unité de surface à des proportions plus conventionnelles. C'est ainsi sans doute, comme nous le supposions, dans l'état de surface et la structure cristallographique du Graphite, et subséquemment dans sa porosité, qu'il faut chercher les raisons du bon comportement de ce matériau en termes d'impédance.

Le fait que ce matériau ne soit pas ou peu oxydable dans l'électrolyte considéré, allié à sa pureté qui exclu les phénomènes galvaniques (de pile), induit un très faible bruit électrochimique comme on pourra le constater dans le paragraphe suivant. Le Graphite ultra pur que nous avons retenu est ainsi pour l'usage que nous souhaitons en faire, non pas le matériau "miracle", mais du moins celui qui réalise le meilleur compromis impédance faible - bruit faible et correspond donc le mieux à nos spécifications.

4. Montage de la maquette expérimentale

La maquette d'électromètre est maintenant complète, aux termes des études qui ont été exposées plus haut.

Le circuit de détection de courant est inséré dans un cylindre réalisé en PVC de 68,4 cm de longueur pour 56,6 cm de diamètre, sur le corps duquel une ouverture tubulaire est pratiquée pour permettre la sortie vers le haut des câbles des sondes magnétométriques. L'ensemble est soudé sur un berceau, en PVC également. Les électroniques des sondes sont éloignées de deux mètres environ par rapport au dispositif, pour des problèmes de rayonnement et de magnétisme des composants.

Le cylindre est fermé à ses extrémités par les électrodes plaques, dont la face non exposée est isolée par une résine, selon la technique employée pour les électrodes tests de petites tailles. L'étanchéité du cylindre est réalisée en deux endroits, comme le montre la figure 2.29. Une plaque de PVC ouverte en son centre est vissée sur le cylindre, écrasant un joint torique dans une gorge. L'électrode est ensuite vissée elle-même sur cette plaque, l'étanchéité étant assurée par un second joint torique de diamètre plus petit. Ce montage permet à la fois de monter sur la maquette des électrodes de taille différentes et d'augmenter leur rigidité. Toutes les vis utilisées pour le montage des parties extérieures du prototype sont en Nylon ou en bois stratifié.

La connexion électrique entre les sorties des bobinages et celles des électrodes, qui sont faites du même fil d'Aluminium, est effectuée par serrage: les extrémités des deux fils sont insérées dans une borne cylindrique, et écrasées l'une sur l'autre par une vis. La borne et sa vis sont en Aluminium pur également.

Le système complet comprend encore un fréquencemètre (§ 2.3.) en sortie des sondes, qui réalise la conversion fréquence/tension, la différence entre les deux signaux et le filtrage passe bas.

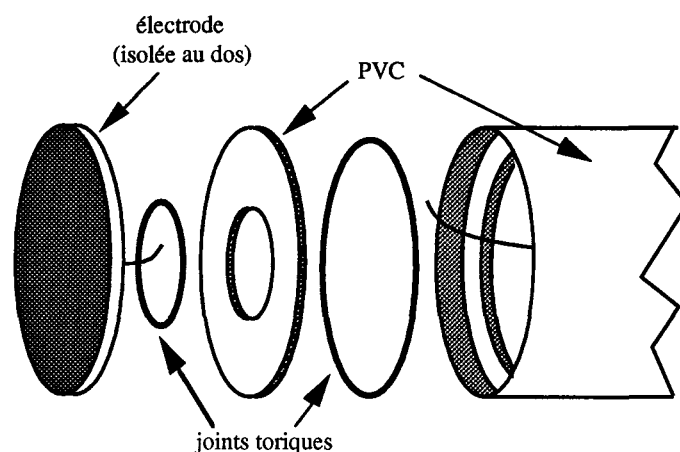


Figure 2.29 - Montage des électrodes

Conclusion

Nous avons exposé dans ce chapitre nos études théoriques et expérimentales concernant la conception et la réalisation d'un prototype d'électromètre marin haute sensibilité, destiné à fonctionner en très basse fréquence. Ce dispositif, qui reprend le principe de collection de courant validé par MOSNIER et RAKOTOSOA, est cependant tout à fait original. Deux points nous semblent en effet différer sensiblement des travaux de ces auteurs:

- nous avons validé un principe de détection de courants très faibles et de très basses fréquences tout à fait différent. Grâce aux précautions prises et aux performances des sondes magnétométriques utilisées, le transducteur interne se révèle être un excellent transformateur de courant BF, dont l'avantage principal est sans doute son spectre de bruit, qui reste blanc en très basses fréquences.

- nous avons cherché, tout au long de l'étude de matériaux que nous présentons, à étayer nos observations de justifications théoriques en ce qui concerne les concepts d'impédance et de bruit électrochimique. Les critères d'impédance faible et de bruit faible semblaient a priori antinomique. Cette étude nous a cependant permis de mettre en évidence les bonnes propriétés du Graphite pour l'application que nous souhaitons en faire. Nous avons essayé de comprendre les phénomènes électrochimiques à l'origine de ce bon comportement, et tentons d'en donner une interprétation en liaison avec la théorie, ainsi qu'une modélisation de l'impédance. Nos observations nous conduisent par ailleurs à infirmer en partie la notion de dépendance purement linéaire de l'impédance électrochimique par rapport à la surface d'électrode. Bien que n'étant pas spécialiste du domaine, nos conclusions nous semblent licites.

Le matériau choisi possède l'avantage, sur l'acier utilisé par Rakotosoa, de présenter un très faible bruit électrochimique en très basses fréquences, et doit ainsi permettre à notre électromètre de descendre plus bas dans la gamme de fréquence des signaux en milieu océanique. Une limitation apparaît cependant d'ores et déjà en deçà de 10^{-2} - 10^{-3} Hz, en raison de l'augmentation de l'impédance dans ce domaine de fréquences.

Le prototype est ainsi prêt à être utilisé en milieu conducteur liquide "protégé". Sa mise en œuvre et la caractérisation de ses performances en laboratoire sont exposées dans le chapitre suivant, ainsi que quelques observations expérimentales de champs électriques très faibles.

Références Bibliographiques

- [BARD 83] A.J. BARD, L.R. FAULKNER
Electrochimie. Principes, méthodes et applications
Traduction Française, Masson, Paris, 1983
- [BARKER 69] G.C. BARKER
Noise connected with electrode processes
J. Electroanal. Chem., vol. 21, pp. 127-136, 1969
- [BELLINGHAM 88] J.G. BELLINGHAM
Magnetic detection and characterisation of electrochemical noise processes
Ph. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1988
- [BERTOCCI 84] U. BERTOCCI, Y. YANG-XIANG
An examination of current fluctuations during pit initiation in Fe-Cr Alloys
J. Electrochem. Soc., vol. 131, no. 3, pp. 1011-1017, 1984
- [BERTOCCI 89] U. BERTOCCI
Electrochemical noise analysis and its applications to corrosion
CORROSION/89, paper no. 24, NACE, 1989
- [BLANPAIN 75] R. BLANPAIN
Simulation et réalisation d'un filtre numérique passe bas
Rapport LETI - Stage ENS de Physique de Marseille, Oct. 1975
- [BLANPAIN 87] R. BLANPAIN, D. DURET
Projet Magnolia; Rapport phase 1: travaux 87
Rapport LETI/DSYS/SESA/87.530, 1987
- [BLANPAIN 91] R. BLANPAIN, F. ROBACH
Procédé et dispositif pour la mesure d'un champ électrique en milieu conducteur
Brevet Français n° 9102273 du 26/02/1991
- [BLOCH 46] F. BLOCH, W.W. HANSEN, M. PACKARD
The nuclear induction experiment
Phys. Rev. vol. 7, no. 7-8, pp. 474-485, 1946
- [BOYER 64] M.-L. BOYER
Contribution à la mesure de l'impédance des cellules électrolytiques
Métaux, Corrosion, Industrie vol. 39, no. 465, pp. 177-194, 1964
- [CHOUTEAU TI] G. CHOUTEAU
Bruit dans les mesures électriques
Techniques de l'ingénieur R 450
- [COULET 91] F. COULET
Caractérisation d'électrodes en milieu marin
Rapport LETI DSYS/SESA/91-534, Juin 1991
- [DELAHAYE TI] F. DELAHAYE
Mesures électriques: les SQUID et leurs applications à la métrologie
Techniques de l'ingénieur R 928

- [DIARD 91] J.-P. DIARD, B. LE GORREC, C. MONTELLA
Element de cinétique électrochimique
Notes de Cours de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrochimie et d'Electro-métallurgie, Institut National Polytechnique de Grenoble (ENSEEG-INPG), 1991.
- [DURET 91] D. DURET, N. KERNEVEZ, C. SONREL, H. GUICHON
Metrology of very weak magnetic fields
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 1245-1249, UDT 91
Paris, France, 23 - 25 Avril 1991
- [DURET 92] D. DURET
An absolute earth field ESR vectorial magnetometer
IEEE Trans. Mag, vol. 28, no. 5, pp. 2187-2189, 1992
- [DURET 93] D. DURET
Magnétomètre pour la mesure du champ terrestre et de ses anomalies
Recueil des actes, pp. 5.1-5.56, Journées d'Electronique 93 du CEA, Saclay, 02 - 04
Février 1993
- [EPELBOIN 72] I. EPELBOIN, M. KEDDAM, H. TAKENOUTI
Use of impedance measurements for the determination of the instant rate of metal corrosion
J. of Applied Electrochemistry, vol. 2, pp. 71-79, 1972
- [GABRIELLI 91] C. GABRIELLI, F. HUET, M. KEDDAM
Real-time measurement of electrolyte resistance fluctuations
J. Electrochem. Soc., vol. 138, no. 12, pp. L82-L84, 1991
- [GALLOP 91] J. GALLOP
Review article: SQUIDS, the Josephson effects and measurement
Meas. Sci. Technol., vol. 2, pp. 485-495, 1991
- [KERNEVEZ 91] N. KERNEVEZ, H. GLÉNAT
Description of a high sensitivity CW scalar DNP-NMR magnetometer
IEEE Trans. Mag, vol. 27, no. 6, pp. 5402-5404, 1991
- [KERNEVEZ 92] N. KERNEVEZ, D. DURET, M. MOUSSAVI, J.M. LÉGER
Weak Field NMR and ESR spectrometer and magnetometer
IEEE Trans. Mag, vol. 28, no. 5, pp. 3054-3059, 1992
- [KNOSP TI] R. KNOSP
Phénomènes parasites perturbant les mesures
Techniques de l'ingénieur R 1065
- [LÉGER 90] J.-M. LÉGER
Magnétomètre à pompage optique: conception, réalisation et évaluation des performances d'un magnétomètre scalaire à hélium 4 pompé par un laser LNA
Thèse, Université de Grenoble I, 1990
- [LÉGER 92] J.-M. LÉGER, N. KERNEVEZ, B. MORBIEU
Development of a laser pumped helium magnetometer
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp. 831-835, UDT 92,
London, UK, 30 June - 02 July 1992
- [LENZ 90] J.E. LENZ
A review of magnetic sensors
Proc. of the IEEE, vol 78, no. 6, pp. 973-989, 1990

- [LITTLE 90] B. LITTLE, R. RAY, P. WAGNER, Z. LEWANDOWSKI, W.C. LEE, W.G. CHARACKLIS, F. MANSFELD
Electrochemical behavior of stainless steels in natural seawater
CORROSION/90, paper no. 150, NACE, 1990
- [MITCHELL 90] R. MITCHELL
Role of microorganisms in marine corrosion
Rapport Harvard Univ., Cambridge, MA, AD-A219 382/9, 1990
- [MOSNIER 77b] J. MOSNIER, P. YVETOT
Nouveaux type de variomètres horizontaux à asservissement de champ et capteur capacitif
Ann. Geoph., no. 26, pp. 127-139, 1977
- [NOTTER 93] I.M. NOTTER, D.R. GABE
Polarisation resistance methods for measurement of the porosity of thin metal coating
Corrosion Science, vol. 34, no. 5, pp. 851,870, 1993
- [NYQUIST 28] H. NYQUIST
Thermal agitation of electric charge in conductors
Physical Review, vol 12, pp. 110-113, 1928
- [OLHOEFT 85] G.R. OLHOEFT
Low-frequency electrical properties
Geophysics, vol. 50, no. 12, pp. 2492-2503, 1985
- [OVERHAUSER 53] A.W. OVERHAUSER
Paramagnetic relaxation in metals
Phys. Rev. vol 89, pp. 689-700, 1953
- [PICAUD 87] TH. PICAUD, N. PEBERE, M. DUPRAT, F. DABOSI
Evaluation par des mesures d'impédance électrochimique de la résistance à la corrosion des tôles d'acier peintes
Métaux, Corrosion, Industrie, pp 345-352, 1987
- [POULBOT 90a] V. POULBOT, R. BLANPAIN
Etude et conception de systèmes très haute sensibilité pour la mesure et la détection des phénomènes électromagnétiques très basse fréquence en milieu océanique. Dispositif de mesure du champ électrique: dossier de spécification de la première maquette
Rapport LETI /DSYS/SETIA/90-291, 73 p., Août 1990
- [POULBOT 90b] V. POULBOT, R. BLANPAIN
Etude et conception de systèmes très haute sensibilité pour la mesure et la détection des phénomènes électromagnétiques très basse fréquence en milieu océanique. Rapport final d'études préliminaires
Rapport LETI /DSYS/SETIA/90-425 - INPG GR-771.649, 135 p., Dec. 1990
- [RAKOTOSOA 89] U. RAKOTOSOA
Appareillage de mesure des très faibles champs électriques en milieu marin. Application à la mise en évidence des signaux électromagnétiques induits dans la mer
Thèse, Univ. de Paris VI, France, 1989
- [RAMEAU 90] J.-J. RAMEAU
Corrosion électrochimique. Principes, applications et protections
Notes de Cours de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrochimie et d'Electro-métallurgie, Institut National Polytechnique de Grenoble (ENSEEG-INPG), 1990.

- [RAVIV 69] S. RAVIV
Double couche
Métaux, Corrosion, Industrie 1967, 1968, 1969
- [ROSSET TI] R. ROSSET
Conduction, processus faradiques et non faradiques
Techniques de l'ingénieur J 1802
- [SEARSON 88] P.C. SEARSON, J.L. DAWSON
Analysis of electrochemical noise generated by corroding electrodes under open-circuit conditions
J. Electrochem. Soc., vol. 135, no. 8, pp. 1908-1915, 1988
- [SCHOTTKY 18] W. SCHOTTKY
Über spontane stromschwankungen in verschiedenen elektrizitätsleitern
Ann. den Physik, vol 57, pp. 541-567, 1918
- [THOMAS 86] T. THOMAS
Magnétoencéphalographie: modélisation des phénomènes, développement d'un outil de mesure, application aux champs évoqués auditifs
Thèse, INPG, Grenoble, 1986
- [TYAGAI 71] V.A. TYAGAI
Faradaic noise of complex electrochemical reactions
Electrochimica Acta, vol. 16, pp. 1647-1654, 1971

Chapitre 3 :

**Caractérisation expérimentale
de la maquette d'électromètre**

-

**Application à la mise en évidence
de champs électriques faibles**

Chapitre 3 :

Caractérisation expérimentale de la maquette d'électromètre

-

Application à la mise en évidence de champs électriques faibles

Introduction

La première partie de ce chapitre décrit la validation expérimentale de la maquette d'électromètre marin très basses fréquences, dont le calcul et la conception ont fait l'objet du chapitre précédent. Nous présentons dans un premier temps les conditions d'essais et la calibration du banc de mesure que nous avons effectuée, puis les performances expérimentales (stabilité, bruit, sensibilité dans le domaine temporel et spectral) de notre électromètre en bassin d'eau de mer artificielle, que nous relierons aux données théoriques. Une conclusion met en évidence les bons résultats obtenus par rapport à nos spécifications de départ et aux performances des meilleurs électromètres marins très basses fréquences existant.

Nous exposons dans la suite des expérimentations que nous avons pu réaliser à l'aide de notre appareil, visant à mettre en évidence des champs électriques très basses fréquences d'amplitudes très faibles. Nous présentons ainsi des observations expérimentales de champs électriques mesurés avec l'électromètre, induits par le mouvement de dispositifs conducteurs dans le champ magnétique terrestre, ou par des processus naturels de corrosion en eau salée. Nous tentons d'apporter des justifications théoriques aux phénomènes observés.

1. Caractérisation de la maquette expérimentale

Toutes nos expérimentations ont été effectuées sur site magnétiquement propre (loin des perturbations électromagnétiques dues à l'activité humaine), aux stations de mesures magnétiques fines du LETI du Rachais d'abord, et d'Herbeys ensuite. Sur ces sites, des cabanes amagnétiques en bois sont réservées aux dispositifs à tester, tandis que les appareils de mesures sont regroupés dans un local prévu à cet effet. Ce dernier est distant de plusieurs dizaines de mètres, pour éviter que les rayonnements électromagnétiques de ces appareils ne perturbent la mise au point des systèmes.

1.1. Conditions d'essai

1.1.1. Dispositif expérimental

Nous avons utilisé, pour nos essais en eau (notre électromètre est destiné à fonctionner en milieu marin), une cuve en fibre de verre de forme trapézoïdale, de 130 cm x 91 cm de dimension à la base, et de 77 cm de hauteur. De façon à éviter que les sondes magnétométriques ne subissent un gradient de champ magnétique trop important dû au sol, cette cuve est surélevée de 70 cm par un piétement en bois.

Pour la calibration du système, il est nécessaire de pouvoir imposer un champ électrique connu dans la cuve. Des électrodes, que nous appellerons d'*injection* pour les distinguer des électrodes de *réception* de l'électromètre, sont montées de part et d'autre des faces intérieures de la cuve. Ce sont des plaques rectangulaires en Graphite de 65 cm par 80 cm. La connexion avec le fil, et l'isolation électrique de celle-ci, sont réalisées de la même façon que pour les électrodes de réception (cf. Chapitre 2). L'électrolyte est constitué d'eau salée (NaCl) à 35 g/l.

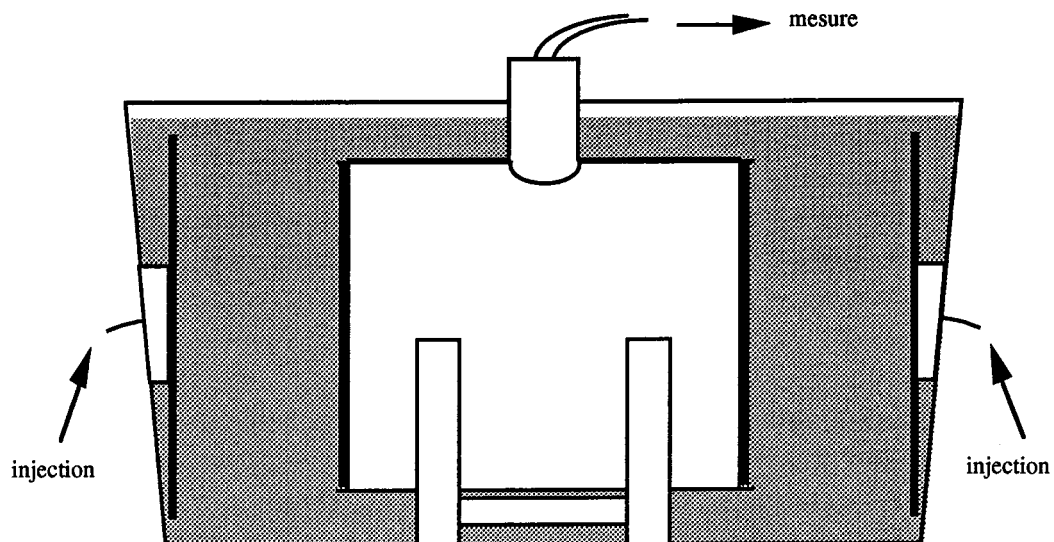


Figure 3.1 - Dispositif expérimental de caractérisation (échelle relative)

L'ensemble du dispositif expérimental de caractérisation est ainsi très schématiquement celui de la figure 3.1, qui respecte une échelle relative des différents éléments. On peut constater que notre cuve d'essai est à peine plus grande que l'électromètre: ces dimensions nous sont imposées par la taille des locaux de mesures des sites amagnétiques, les essais ne pouvant être effectués en milieu industriel. Cependant, cette petite taille du bassin d'eau salée peut avoir des conséquences sur les mesures: la proximité des électrodes d'injection par rapport à celles de réception peut poser des problèmes d'homogénéité du champ électrique créé par les premières. Si nous ne pouvons pas considérer que nous sommes dans des conditions nominales d'utilisation (milieu infini), ce dispositif est cependant suffisant pour caractériser le prototype. Connaissant les paramètres de fonctionnement, la modélisation permet ensuite de donner des informations sur le comportement en milieu ouvert.

La figure 3.2 est une photographie de l'électromètre suspendu à un palan (qui est ôté pendant les mesures pour des problèmes de magnétisme) au-dessus de la cuve d'essai. On y distingue les électrodes plaques, ainsi que la structure extérieure, décrite au chapitre 2.

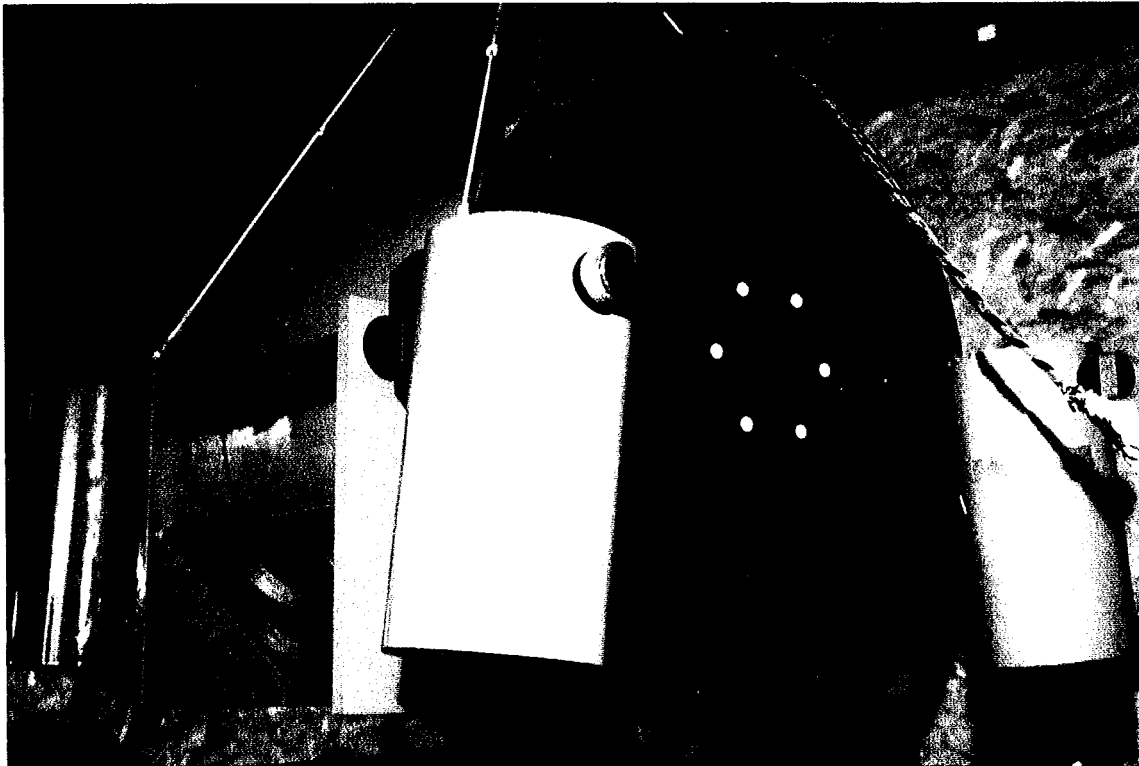


Figure 3.2 - Photographie de l'électromètre avant la mise à l'eau

1.1.2. Caractérisation du banc de mesure

Pour évaluer la sensibilité du système, soit trouver la fonction de transfert entre le champ électrique existant dans le milieu et le signal magnétique observé en différentiel, nous avons alimenté les électrodes d'injection par un générateur de tension basses fréquences au travers de résistances calibrées faible bruit. Le synoptique du banc d'essai est donné par la figure 3.3 .

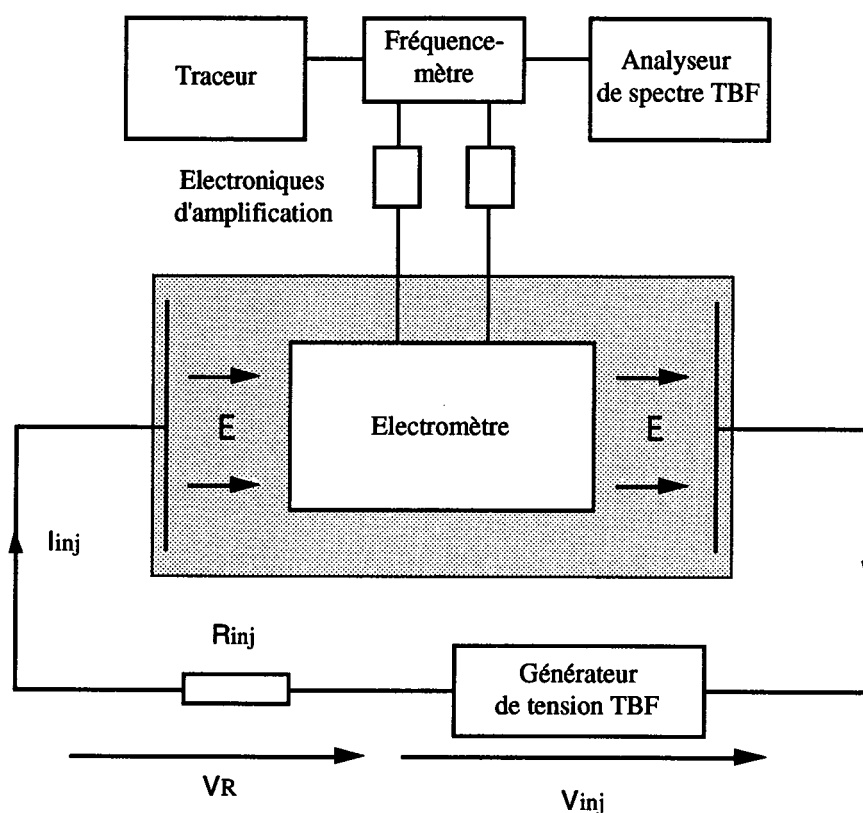


Figure 3.3 - Schéma synoptique du banc d'essais

Il serait plus correct d'imposer directement une tension très faible aux bornes des électrodes d'injection, de façon à maîtriser le champ électrique dans la cuve. Malheureusement, nous ne disposons pas de générateur de signaux permettant de descendre à des tensions calibrées de l'ordre du nV. Il nous a donc fallu procéder comme indiqué plus haut, en alimentant en série une résistance importante et le dispositif d'injection. Ce faisant, nous ne sommes maîtres que le courant filaire équivalent dans le circuit: la résistance d'injection (qq. 100 k Ω) est très grande par rapport à celle du circuit électrodes d'injection - eau (qq. 1 Ω), et donc ce courant se réduit à la constante V_{inj} / R_{inj} , quelle que soit la période du signal de tension.

La tension effective entre deux points dans l'eau près des électrodes d'injection (de laquelle se déduit le champ électrique imposé) peut varier en fonction de la fréquence. En effet, l'impédance équivalente de la cuve ne se réduit pas simplement à celle du volume d'eau salée: il faut tenir compte de la présence de l'electromètre, qui modifie cette impédance totale vers les

plus basses fréquences, lorsque l'adaptation au milieu n'est plus réalisée. Il a donc fallu effectuer au préalable une calibration du banc d'essai, de façon à accéder à la fonction de transfert courant injecté - champ électrique dans la cuve.

Pour ce faire, nous avons mesuré, pour des courants imposés "importants" (au minimum qq. μA), la différence de potentiel entre deux petites électrodes de Platine (très impédantes) placées dans l'eau contre les plaques d'injection et en différents endroits de la cuve. Cette ddp ne peut être mesurée par le fil à l'extérieur des électrodes d'injection: elle inclurait dans ce cas les tensions "consommées" par ces électrodes, et ne correspondrait plus uniquement au champ électrique établi dans la cuve.

Dans la bande de fréquences qui nous intéresse, soit 10^{-2} Hz - qq. Hz, nous avons pu observer que la tension ainsi mesurée, pour un même courant d'injection, demeurait relativement constante en fonction de la fréquence. Elle est pratiquement identique que l'électromètre soit présent dans la cuve ou pas, à peine augmentée en sa présence. Ce résultat montre que l'adaptation d'impédance est, à peu de choses près, réalisée dans cette bande de fréquences.

Nous avons également vérifié la linéarité des variations de la ddp mesurée, en fonction des variations d'amplitude du courant injecté, et en fonction de la position des électrodes de Platine dans la cuve, cela pour plusieurs valeurs de résistances.

La fonction de transfert de l'injection en présence de l'électromètre peut ainsi être considérée comme constante dans la bande de fréquences, ayant pour valeur:

$$FT_{inj} = 1,33 \text{ V / A, soit } E_{moy} = 1 \text{ nV/m par Ampère injecté}$$

Compte tenu des dimensions de la cuve, une telle valeur donne une conductivité de l'intérieur de celle-ci de 2 S.m^{-1} , légèrement dévaluée par rapport à la valeur théorique attendue de 4 S.m^{-1} . Il est probable que l'électromètre soit un peu trop impédant et rehausse ainsi la résistivité globale vue de l'extérieur dans la cuve. De plus, notre eau de mer n'est qu'artificielle, et la valeur de 4 S.m^{-1} n'est elle-même qu'une valeur moyenne de la conductivité de l'océan.

Lorsque l'on installe des électrodes de plus petit diamètre sur l'électromètre, on s'aperçoit qu'une tension plus importante est nécessaire pour obtenir un même champ électrique dans la cuve - donc que la conductivité globale diminue encore. Celle-ci devient dépendante de la fréquence. On remarque également que la tension dans l'eau ne varie plus tout à fait linéairement en fonction de la distance horizontale entre les points de mesure: l'impédance du système n'est plus adaptée et perturbe la répartition des lignes de courant (extrusion).

Lorsque l'on tend vers de plus basses fréquences encore, l'impédance des électrodes d'injection elle-même augmente, et n'est plus toujours négligeable devant la résistance: le courant imposé, et de ce fait le champ électrique, dépendent alors de la fréquence d'alimentation. Qui plus est, l'impédance de l'électromètre devient également importante: les lignes de courant sont très modifiées. Les deux phénomènes sont difficiles à décorrélés, et il n'est pas facile de conclure sur l'origine de la perte de signal au niveau de la mesure.

La modélisation du dispositif s'avère alors intéressante pour séparer les phénomènes et accéder à la réponse de l'électromètre seul, indépendamment du comportement de l'injection.

1.2. Bruit et stabilité du système

1.2.1. Stabilisation du signal de mesure à la mise à l'eau

Lorsque que l'électromètre est mouillé, il ne faut pas s'attendre, comme nous l'avons déjà signalé, à obtenir une stabilité immédiate du signal différentiel issu des sondes magnétométriques. Un régime transitoire a lieu, qui correspond à différents phénomènes physiques, comme l'établissement de la double couche, la symétrisation du point de vue de la polarisation statique des électrodes qui sont en court-circuit par le dispositif de détection de courant, la stabilisation des mouvements d'eau dans la cuve. Une stabilisation s'effectue (heureusement), pour aboutir à un signal magnétique sans dérive et à un niveau de bruit constant. Nous décrivons ici les phénomènes que nous avons observés de façon quasi-systématique avec des électrodes en Graphite de taille différente, et tentons d'interpréter leurs origines.

Lors de la mise à l'eau du système, le signal magnétique différentiel subit des variations importantes, qui se répartissent en trois catégories. Nous pouvons ainsi distinguer:

- des variations extrêmement lentes (périodes de plusieurs heures) autour du zéro de mesure de la valeur moyenne du signal, d'amplitudes allant jusqu'à 350 pT. Immédiatement après la mise à l'eau en particulier, une dérive positive importante (300 pT) a lieu sur une heure de temps, suivie d'une redescente plus lente encore sur 4 heures. L'allure de la trace ressemble à la réponse d'un circuit RC à un échelon de tension: il est probable que l'on assiste ici à la décharge de la polarisation des électrodes à travers leur impédance de contact et celle du circuit interne. La montée relativement rapide correspondrait à l'établissement de la double couche: chacune des électrodes prend un potentiel de repos par rapport à l'électrolyte. L'état de surface des électrodes ne pouvant être le même, il n'y a aucune raison pour qu'elles se polarisent de la même façon. Il en résulte donc une différence de potentiel entre les deux plaques. Le circuit étant bouclé par l'eau et les impédances interfaciales d'un coté, et par l'impédance du circuit interne de l'électromètre de l'autre, cette tension de polarisation se décharge lentement. Une constante de temps d'environ 1 heure est tout à fait plausible, sachant que la capacité de double couche est de l'ordre du Farad et la résistance totale statique probablement supérieure à 1000 Ohms. Les autres variations de fréquences extrêmement basses sont sans doute imputables également à des phénomènes de charges et de décharges de la double couche, ou peut-être à la pénétration progressive de l'électrolyte dans le matériau poreux. Elles disparaissent au bout d'une trentaine d'heures.

- un bruit basses fréquences (périodes de 1 mn à un quart d'heure) autour de la valeur moyenne. Ce bruit décroît de façon régulière de 30 pT à la mise à l'eau à quelques pT au bout de 48 heures, et ne se distingue plus ensuite du bruit propre des sondes. Il est probablement le fait de processus faradiques (élimination galvanique des impuretés du matériau ?).

- *un bruit "haute fréquence"*, matérialisé sur un traceur par des pics d'amplitudes de 100 à 200 pT au début, plus faibles ensuite. Ces pics apparaissent par groupes de tailles voisines au début. Les périodes de perturbation coïncident la plupart du temps avec les périodes de dérives lentes. Les pics temporels deviennent ensuite solitaires, et apparaissent de moins en moins souvent, mis à part pendant une ou deux périodes d'une heure, au bout de 3 ou 4 jours. Nous pensons que ces bruits sont le faits de réactions ponctuelles, de cinétique relativement rapide, sans doute des réactions d'oxydo-réduction d'espèces métalliques présentes dans la solution qui se produisent à la surface des électrodes. Le palan que nous utilisons pour placer l'électromètre dans le bassin se corrode à cause de l'atmosphère salée, et malgré nos précautions, des particules de rouille peuvent tomber dans la cuve. Par ailleurs, vu la quantité que nous utilisons (1100 l), l'eau de la cuve n'est pas désionnisée, et contient probablement des impuretés métalliques. Ces particules peuvent être apportées à la surface des électrodes par les mouvements de diffusion ou de migration électrique qui ont lieu dans l'électrolyte lors de l'établissement de la double couche, ce qui expliquerait que les pics apparaissent par bouffées en même temps que les phénomènes de dérives. Les pics ponctuels ensuite pourraient être dus à la consommation de morceaux de matière plus ou moins gros, au hasard des légers mouvements du fluide.

Nous avons schématisé sur la figure 3.4 l'évolution du signal en fonction du temps pendant 5 jours, après une première mise à l'eau. La stabilisation du signal est effective à partir de 48 heures environ, seuls des pics hautes fréquences sont visibles ensuite.

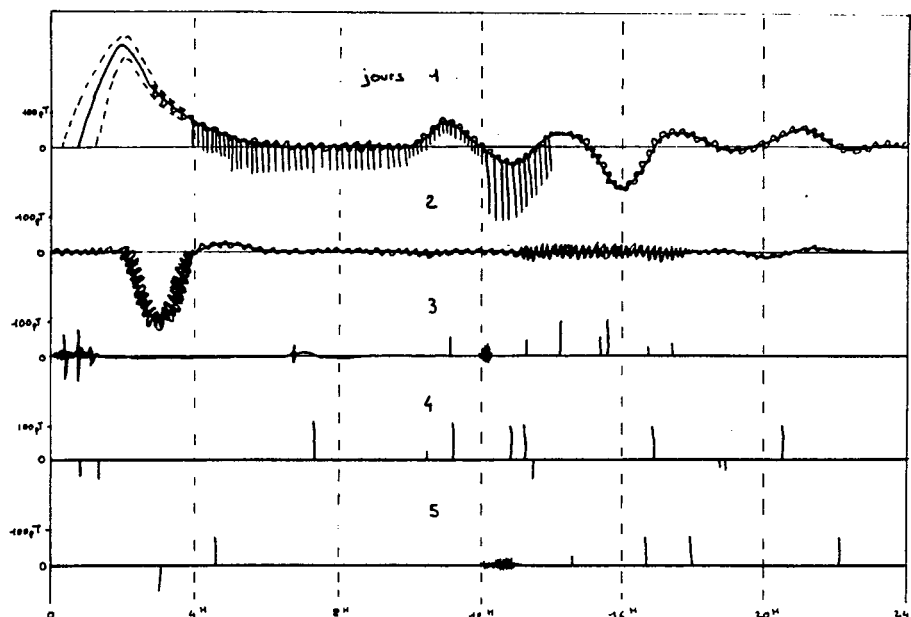


Figure 3.4 - Évolution temporelle sur 5 jours du signal de bruit de l'électromètre lors d'une première mise à l'eau (t = 0 à 5 jours)

A chaque mise à l'eau suivante, la stabilisation intervient plus tôt, au bout de quelques heures à une journée suivant les cas. Les pics hautes fréquences n'apparaissent pratiquement plus, et disparaissent même totalement en fonctionnement nominal. Aucune dérive significative n'est plus observable sur plus d'un mois de fonctionnement en eau. Le système peut ainsi être considéré comme stable.

1.2.2. Problème de battement - résolution

Nous avons opté, comme solution technologique de réalisation de notre prototype, pour une configuration coaxiale des bobinages - et donc des sondes -, ce pour des raisons d'ordre géométrique (forme cylindrique du dispositif). Nous avons cependant signalé dans le précédent chapitre que cette option pouvait être pénalisante, dans la mesure où un battement de fréquence dû à un gradient de champ magnétique statique, était susceptible de se produire par couplage entre les circuits BF des sondes. Rappelons que nous avons placé une plaque d'Aluminium entre les bobines pour contribuer au découplage en coupant une partie des rayonnements.

Cette solution s'est avérée parfaitement viable dans l'air: le positionnement des électrodes (conductrices) dérègle bien sur légèrement le fonctionnement des sondes, mais un rééquilibrage des circuits oscillants permet d'obtenir un signal différentiel propre, sans ajout de bruit supplémentaire par rapport à une mesure différentielle entre deux sondes magnétométriques identiques dans la même configuration, hors du système électromètre, et sans battement.

Cependant, lorsque que le système est dans l'eau, le battement de fréquence est observable, matérialisé sur le traceur par une sinusoïde pure: le couplage des excitations BF des sondes ne se fait pas par voie directe, puisqu'il ne se produit pas dans l'air, mais sans doute par le circuit de bobinages qui les entoure et qui est bouclé par l'eau.

Ce problème est apparu à la station de mesure d'Herbeys et à été résolu à chaque fois grâce aux solutions que nous avons exposées dans le Chapitre 2 (§ 2.1.3.2.), soit en passant en mesure de phase, soit le plus souvent en compensant artificiellement le gradient de champ statique en positionnant convenablement un objet légèrement magnétique à proximité de la cuve.

Tous les résultats que nous présentons ont ainsi été obtenus avec gradient compensé. Le problème n'est donc pas rédhibitoire pour les essais en laboratoire. On pourrait penser qu'il constitue un facteur limitatif pour le fonctionnement nominal en mer, mais ce n'est pas le cas: le gradient important qui gêne le fonctionnement est en fait essentiellement dû au magnétisme statique de l'environnement de la cabane de mesure dans laquelle était placée la cuve. Il est peu probable qu'un tel gradient entre les sondes soit possible in situ en milieu marin, et si c'était le cas, il serait toujours possible d'effectuer la mesure en phase plutôt qu'en fréquence. En fait, il faut bien avouer que la configuration que nous avons employée n'est pas la meilleure: il faudra pour la définition du prototype suivant tenir compte de ce problème et le résoudre à la base en éloignant les sondes l'une de l'autre (en les plaçant même éventuellement dans un conteneur séparé du volume fermé par les électrodes), ou simplement en les désaxant.

1.2.3. Bruit du système en régime permanent

Lorsque la stabilisation est atteinte et le battement compensé, le niveau de bruit du système est parfaitement stable et la valeur moyenne ne subit pas de dérive. Bien qu'il s'agisse d'un électromètre, nous parlerons de bruit en $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$ et pas en $\text{nV}/\text{m}/\text{Hz}^{1/2}$ (en densité spectrale de puissance, au sens des traiteurs de signaux), puisque la calibration du système n'a pas encore été présentée. Notre référence de bruit, soit le *minimum minimorum* en dessous duquel nous ne pouvons descendre, est donnée par le bruit différentiel des sondes en fonctionnement hors de l'électromètre. Nous pouvons ainsi continuer à comparer le bruit du système complet à cette référence, comme nous l'avons fait à différents stades de sa conception, en conservant les unités de champ magnétique, sans nous préoccuper dans un premier temps de la valeur équivalente en champ électrique.

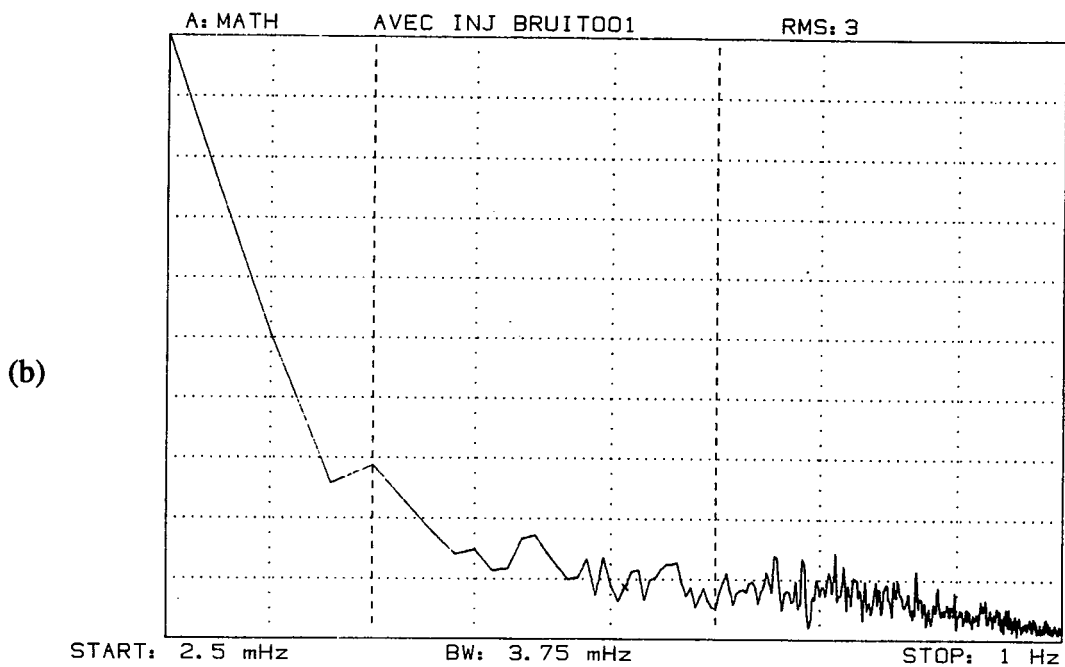
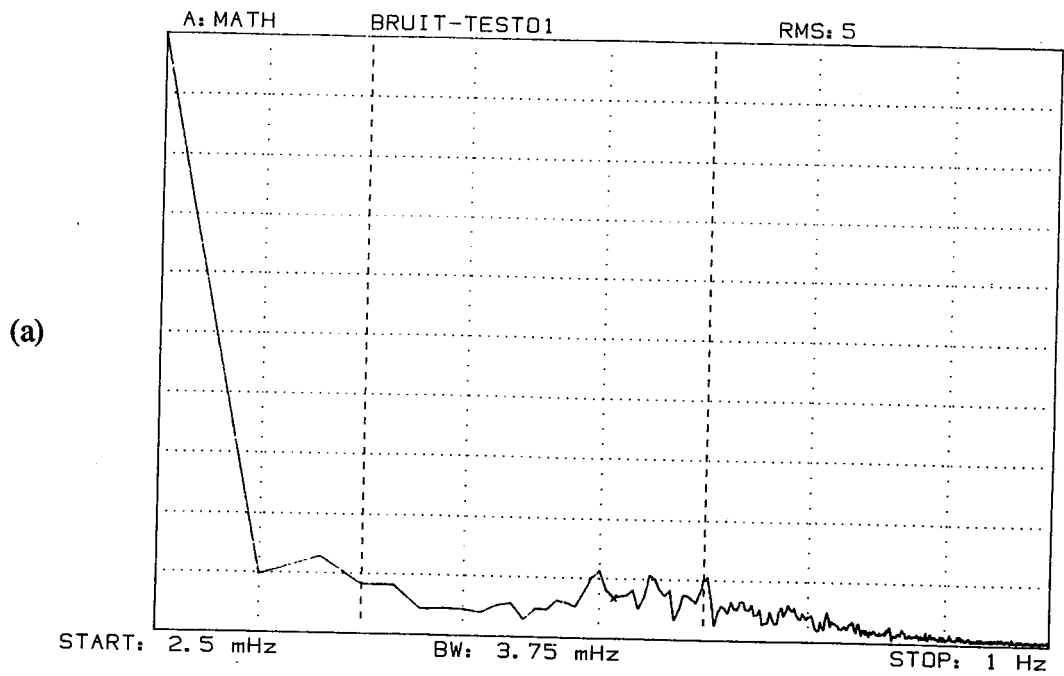
Lorsque le système est en eau, c'est à dire en condition d'utilisation, le bruit de mesure de l'électromètre ne diffère pas du bruit RMN. Ainsi, au terme de nos expérimentations, nous obtenons de façon reproductible le même niveau de bruit sur le signal différentiel au dessus de 10^{-3} Hz (nous ne l'avons pas analysé en dessous de cette fréquence), pour chacune des étapes suivantes de la réalisation de l'électromètre:

- deux sondes dans l'air, à une distance égale à celle qui les sépare dans l'électromètre;
- deux sondes positionnées dans les bobinages, équilibrage réajusté, un coté du bobinage à la masse (cf figure 2.10a);
- système complet dans le conteneur avec les électrodes en place et connectées, dans l'air, équilibrage repris, une électrode reliée à la masse;
- système complet en eau avec des bouchons qui isolent les électrodes de l'électrolyte;
- système complet en eau en condition d'utilisation, enfin, après stabilisation, gradient magnétique statique compensé.

Notons qu'un blindage, constitué de feuilles d'Aluminium entourant la cuve, et relié à la masse, est nécessaire pour éliminer certains effets radioélectriques HF piégés dans l'eau et qui perturbent le fonctionnement des sondes lorsque le système est immergé. Ce problème est complètement indépendant du fonctionnement de l'électromètre lui même.

En conclusion, nous pouvons dire que nos électrodes de réception ne ramènent pas de bruit électrochimique au-delà de 10^{-3} Hz environ, le bruit du système complet se réduisant après deux jours de stabilisation au bruit RMN dans cette bande de fréquence. On comparera pour s'en convaincre le spectre de la figure 3.5a, représentant la DSP de bruit de l'électromètre en eau (filtré en "HF" à 0,1 Hz), avec celui de la figure 2.10a, les deux étant tracés avec la même échelle.

Ces résultats, présentés de façon lapidaire, sont cependant le fruit de très nombreux essais et se sont affinés au cours de ceux-ci. De nombreuses sources de bruits ont été identifiées et les problèmes résolus pas à pas pour aboutir à ces performances. Outre les précautions préconisées dans le chapitre précédent, l'isolation de la face arrière des électrodes, la qualité de la connexion fil-électrode, l'utilisation de vis en Nylon et pas en métal, les connexions par serrage, la propreté de l'électrolyte sont parmi d'autres des facteurs déterminants sur le niveau de bruit.



Figures 3.5 a&b - DSP de Bruit de l'électromètre en eau avec (b) et sans (a) la présence des électrodes d'injection dans la cuve

Si les électrodes de réception de notre dispositif sont peu bruyantes, ce n'est pas le cas des électrodes d'injection qui sont pourtant en Graphite également. A l'époque où celles-ci ont été réalisées, notre étude de matériaux n'était pas encore à terme et le Graphite utilisé pour leur élaboration est de qualité inférieure à celui des électrodes de réception (pureté moindre). On peut remarquer, en comparant les deux DSP des figures 3.5a et 3.5b, que la simple présence des électrodes d'injection (non connectées) dans la cuve ramène (parfois) un surcroît de bruit TBF sur le système électromètre. Cela confirme l'importance de la pureté du matériau pour notre application: nous n'aurions pas obtenu un niveau de bruit aussi faible pour l'électromètre avec des électrodes faites d'un Graphite moins pur. La figure 3.5b permet également de juger des capacités de notre électromètre en tant que détecteur (de bruit électrochimique en particulier), alors que les sources (les plaques d'injection) ne sont pas directement connectées au circuit de transduction interne.

1.3. Sensibilité du système

1.3.1. Fonction de transfert de l'électromètre en alternatif

Lorsque le système devient trop impédant, l'adaptation au milieu n'est plus réalisée et le courant a probablement tendance à contourner le dispositif. De plus, la majeure partie de la différence de potentiel existant dans ce cas entre deux points situés dans l'eau contre les électrodes de réception, est consommée par les électrodes elles-mêmes, qui sont nettement plus impédantes en TBF que le circuit de détection: le courant qui circule dans celui-ci est très faible.

La remontée en très basses fréquences de l'impédance des électrodes de réception doit donc se traduire par une coupure basse sur la fonction de transfert globale champ magnétique/ champ électrique de l'électromètre.

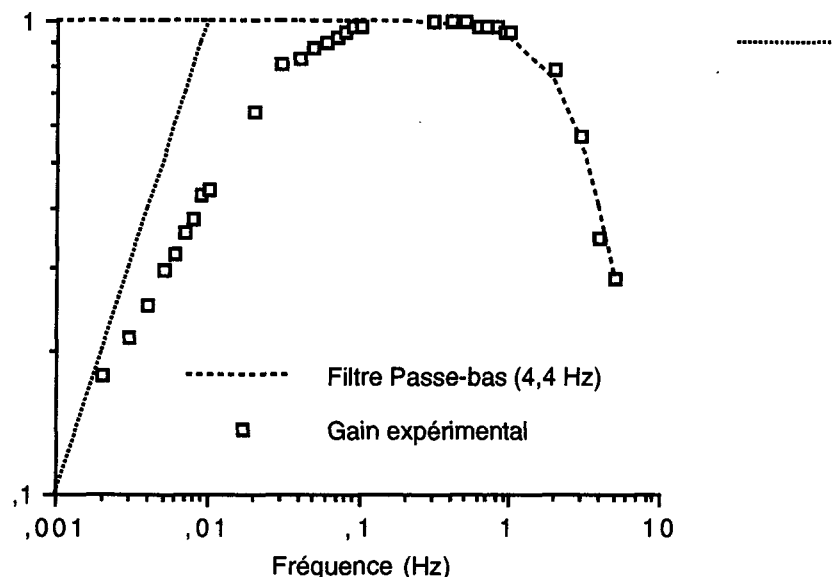


Figure 3.6 - Fonction de transfert expérimentale normalisée (module) de l'électromètre

La fonction de transfert expérimentale de l'électromètre, avec une fréquence de coupure haute (à -9 dB (2.10)) du fréquencemètre de 4,4 Hz, est donnée par le graphe de la figure 3.6 . L'allure est celle d'un filtre passe-bande dont le maximum se situe vers 0,2 Hz. Nous avons pu observer ces caractéristiques de façon parfaitement répétitive pendant plusieurs mois. Sur le tracé est superposée la courbe de gain théorique du fréquencemètre, calculée à l'aide de la formule (2.10). On voit que la coupure haute de la fonction de transfert est entièrement imputable à celui-ci et n'est pas caractéristique de l'électromètre lui-même. Simplement, le bruit RMN (2.2) devient tellement important au delà de quelques Hertz qu'il est inutile de conserver la partie hautes fréquences du spectre.

La fréquence de coupure basse à -3 dB vaut 2.10^{-2} Hz, elle est, quant à elle, le fait des électrodes de réception: la fonction de transfert tend pratiquement, en très basses fréquences, vers une droite de pente unité (également superposée sur le graphe), qui correspond essentiellement à la contribution à l'impédance de la capacité d'adsorption (cf. Chapitre 2).

À une fréquence de 5.10^{-3} Hz, on conserve encore cependant 25 % du signal utile.

La valeur du gain est mesurée au maximum de la fonction de transfert, aux alentours de 0,1 - 0,2 Hz. On obtient ainsi la correspondance signal magnétique différentiel- champ électrique, en tenant compte de la calibration du banc de mesure présentée plus haut et des paramètres du circuit de détection de courant donnés au chapitre 2 .

Ainsi, sur un traceur (faible bruit), en sortie du fréquencemètre, un signal alternatif de 14 nV/m d'amplitude, soit 10 nV/m efficace, dans la bande 10^{-2} - 1 Hz, est visible sans autre traitement préalable que la coupure du bruit RMN en HF. La figure 3.7 suivante présente un exemple de trace obtenu pour un champ électrique imposé de 35 nV/m efficace à 0,04 Hz (filtrage à 0,28 Hz).

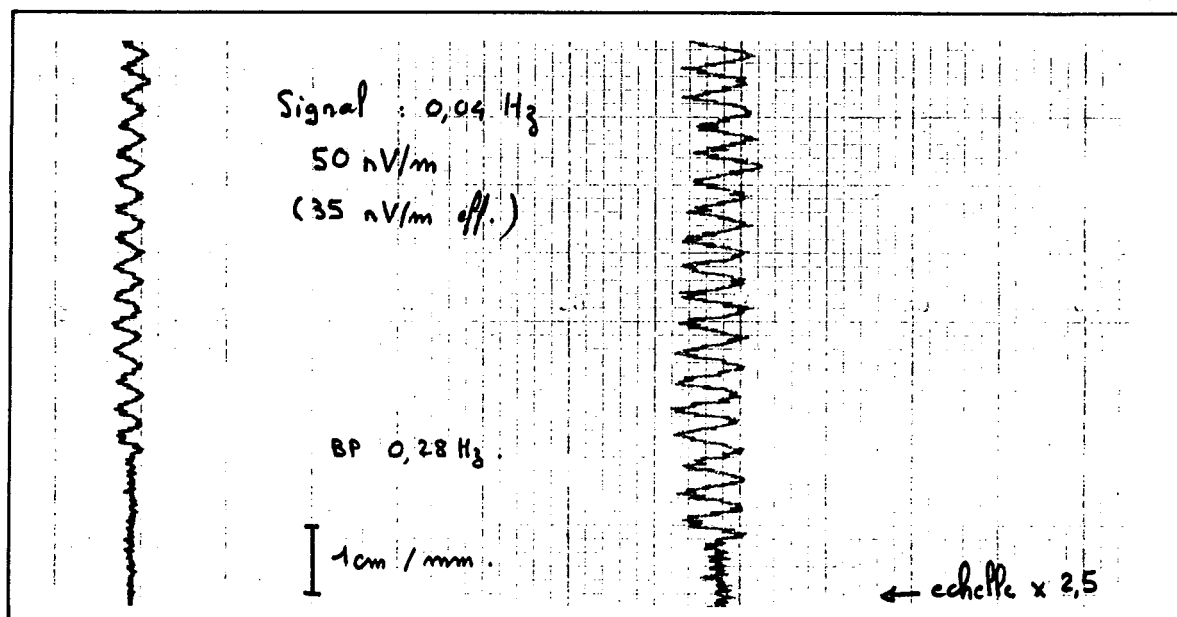


Figure 1.7 - Mesure d'un signal artificiel de 35 nV/m efficace à 0,04 Hz

1.3.2. Analyse spectrale

Le bruit du système peut maintenant être ramené en unité de champ électrique: nous obtenons ainsi un **bruit moyen de mesure de 5 à 10 nV/m/Hz^{1/2}** entre 10⁻³ et 0,1 Hz environ pour un filtrage à 1 Hz, dont le spectre subit ensuite la remontée classique du magnétomètre à RMN (2.2), visible sur les spectres.

Quel est maintenant le minimum d'amplitude d'un signal sinusoïdal que nous pouvons détecter avec notre électromètre grâce à l'analyse spectrale ? Il nous faut rappeler ici quelques bases de traitement du signal, que le spécialiste trouvera peut-être superflues. Le néophyte trouvera à l'inverse des compléments dans tout bon manuel de traitement du signal appliqué aux mesures physiques [MAX 85].

Un analyseur de spectre réalise en quelque sorte un filtrage adapté, c'est à dire qu'il projette le signal sur un certain nombre de portes, disjointes en fréquence, et de largeur 1/T, où T est la durée d'observation. Prenons un signal sinusoïdal de fréquence ν_0 et d'amplitude A, qui s'écrit dans le domaine temporel:

$$(3.1) \quad A \sin(2\pi\nu_0 t + \phi)$$

Une estimation de la variance (ou puissance) σ^2 d'un signal temporel, σ désignant son écart type, est donnée par la formule (3.2) suivante:

$$(3.2) \quad \sigma^2 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s^2(t) dt$$

où T désigne la période pendant laquelle le signal est observé, soit le nombre de points de mesure multiplié par l'inverse de la fréquence d'échantillonnage: $T = N_e \times 1/F_e$, lorsque le signal est échantillonné. La variance exacte serait obtenue pour T infini.

Avec les notations de (3.1), l'estimation de la variance d'un signal sinusoïdal donne donc, pour T infini ou multiple de $1/\nu_0$:

$$(3.3) \quad \sigma^2 = \frac{A^2}{2}$$

Si les conditions sur T ne sont pas respectées, la formule (3.3) peut être considérée comme valable bien qu'approchée, avec une approximation d'autant meilleure que T est grand devant $1/\nu_0$.

Une autre estimation de la variance peut également être obtenue dans le domaine fréquentiel, en intégrant, sur l'ensemble des fréquences, la densité spectrale de puissance de celui-ci, c'est à dire le carré du module de la transformée de Fourier $F(\nu)$ du signal, divisée par T:

$$(3.4) \quad \sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|F(\nu)|^2}{T} d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{DSP}(\nu) d\nu$$

Du point de vue mathématique, la densité spectrale de puissance d'une sinusoïde pure, de fréquence ν_0 , se visualise par deux raies à $+\nu_0$ et $-\nu_0$. Si $\Delta\nu = 1/T$ est la fréquence d'échantillonnage de la DSP, et N sa valeur en $+$ et $-\nu_0$, on peut écrire:

$$(3.5) \quad \sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{DSP}(\nu) d\nu = 2 \int_0^{+\infty} \text{DSP}(\nu) d\nu = 2N \Delta\nu$$

Si les fréquences négatives sont repliées par l'analyseur de spectre, on doit observer une raie unique à ν_0 , d'amplitude $2N$ (double de celle des raies non repliées): toute l'énergie est rabattue dans le domaine des fréquences positives (figure 3.8).

L'opération de repliement est en règle générale parfaitement licite pour tous les signaux physiques, puisque pour ceux-ci, les fréquences négatives n'ont aucune existence réelle: leur DSP est paire, soit symétrique par rapport à l'axe des ordonnées. Les appareils de mesure effectuent donc souvent directement le repliement.

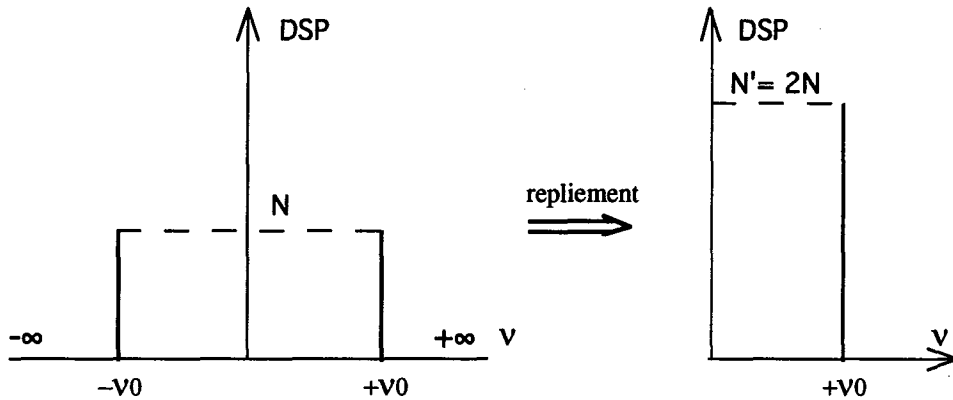


Figure 3.8 - Repliement de la DSP d'une sinusoïde

Nous lisons ainsi $\sqrt{N'} = \sqrt{2N}$, en $nV/m/Hz^{1/2}$, sur l'analyseur, et la variance du signal se calcule donc directement par:

$$(3.6) \quad \sigma^2 = N' \cdot \Delta\nu = \frac{N'}{T}$$

Nous pouvons ainsi relier la valeur de la DSP observée N' à l'amplitude réelle du signal sinusoïdal en identifiant les expressions (3.3) et (3.6), pour obtenir:

$$(3.7) \quad A = \sqrt{2N' \cdot \Delta\nu} = \sqrt{\frac{2N'}{T}}$$

Par ailleurs, si nous considérons comme "détectable" une raie très fine ayant un rapport signal à bruit de 2, c'est à dire valant le double du niveau de bruit moyen en $nV/m/Hz^{1/2}$, si nous évaluons le bruit par excès à $10 nV/m/Hz^{1/2}$, et si nous prenons un temps d'observation

de l'ordre de 1000 s (valeur raisonnable si l'on souhaite observer correctement des signaux descendant en fréquence jusqu'à 10^{-2} Hz), la formule (3.7) nous donne un minimum "théoriquement détectable" de l'ordre de 1 nV/m en amplitude.

La figure 3.9 suivante présente une densité spectrale de puissance expérimentale pour un champ électrique imposé dans la cuve de 2,5 nV/m d'amplitude à 0,1 Hz.

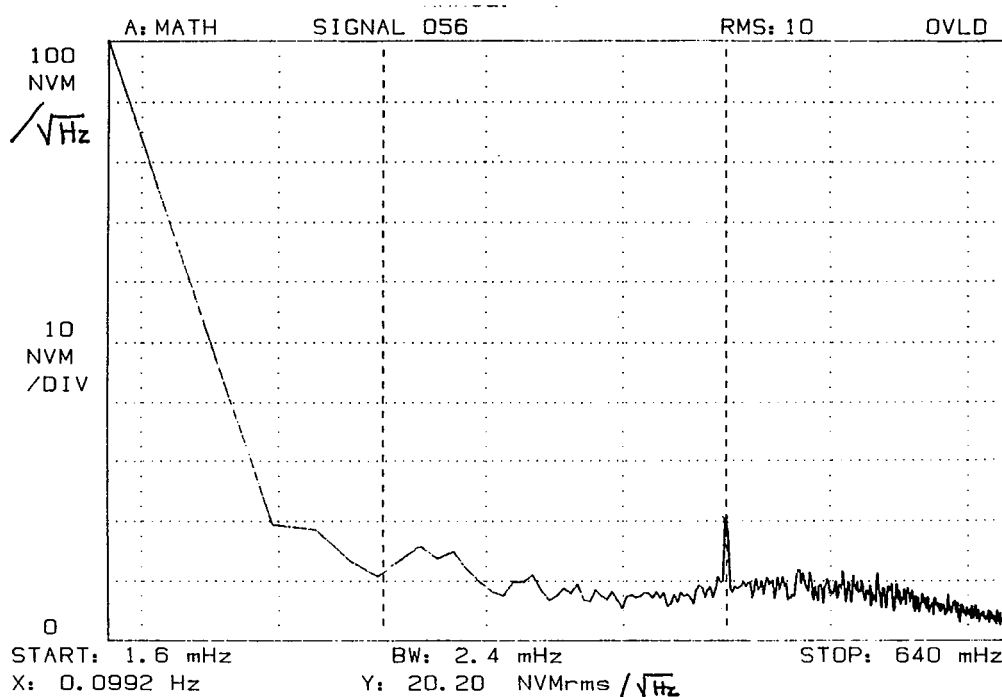


Figure 3.9 - Densité Spectrale de Puissance de l'électromètre (Bande 1,6-640 mHz, échantillonnage 3,2 mHz);
Signal sinusoïdal de 2,5 nV/m d'amplitude à 0,1 Hz

La raie expérimentale, qui sort parfaitement du bruit, a une valeur maximale de 20 nV/m/Hz^{1/2}. Pour la fréquence d'échantillonnage utilisée ($\Delta\nu=3,2$ mHz), cependant, la formule (3.7) donnerait une valeur théorique de 32 nV/m/Hz^{1/2}. La différence est imputable à l'étalement de la raie expérimentale, due à la fenêtre de pondération utilisée pour l'analyse spectrale (fenêtre de Hanning): l'énergie est répartie sur plusieurs points (le maximum est d'ailleurs atteint à $\nu_0 - \Delta\nu = 0.0992$ Hz et non pas à 0,1 Hz) et la valeur maximale visible sur le spectre s'en trouve réduite. Il faut, pour retrouver la bonne valeur de l'énergie, intégrer (3.4) sur plusieurs échantillons, et non pas sur un seul, comme nous l'avons fait de façon simplifiée pour obtenir (3.5), puis (3.7). La somme des valeurs expérimentales pour les fréquences $\nu_0 - \Delta\nu/2$ et $\nu_0 + \Delta\nu/2$ donne ainsi 35 nV/m/Hz^{1/2}, qui est plus proche de la valeur théorique attendue.

Un champ électrique de fréquence pure comprise entre 10^{-2} et 0,5 Hz, et d'amplitude de 2,5 nV/m, est ainsi parfaitement identifiable, avec un rapport signal à bruit de 2, comme nous avons pu le vérifier sur l'ensemble de la bande. La remontée du bruit RMN en haut de cette bande, et la coupure BF des électrodes en deçà, nécessitent des niveaux de champ plus importants pour être détectés dans le cas d'une simple observation du signal total sur toute la bande ULF, ou la mise en oeuvre de véritables techniques de filtrage adapté.

1.4. Conclusion sur les performances - perspectives d'évolution

En conclusion de cette étude instrumentale, nous pouvons considérer avoir atteint nos objectifs de départ: une maquette d'appareil de mesure du champ électrique en milieu marin fonctionne en laboratoire, avec un seuil de bruit ramené en unité de champ inférieur à 10 nV/m/Hz^{1/2} au delà de 10^{-3} Hz. Ce dispositif détecte des signaux calibrés de l'ordre de quelques nV/m entre 10^{-2} Hz et qq. Hz, affectant en dessous un facteur 1/10 sur le gain par décade de fréquence. Ses performances ne sont limitées en plus hautes fréquences que par le bruit des capteurs RMN utilisés pour sa réalisation.

Un point en marge de ce résultat quantitatif nous semble devoir être souligné au terme de l'étude: la mise au point de notre dispositif nous a permis d'aborder le domaine des basses fréquences, qui est extrêmement riche en phénomènes physiques divers. Nous avons ainsi eu la chance de pouvoir observer tout au long de nos études des phénomènes électriques et magnétiques variés, peu étudiés en raison de l'extrême modicité de leur amplitude et de leurs périodes très grandes, et nous avons tenté de les comprendre et de les expliquer en liaison avec la théorie. D'autres encore ont pu être observés, grâce à la sensibilité du système, en particulier les champs électriques très faibles engendrés par des mouvements de dispositifs tournant mis en oeuvre à proximité de la cuve, ou par des processus naturels de corrosion de différents métaux, qui sont exposés plus loin. Le principe du système semble ainsi riche en applications.

Si les performances obtenues avec ce prototype sont tout à fait satisfaisantes en regard des objectifs que nous nous étions fixés, l'expérience théorique et expérimentale acquise doit permettre, par des améliorations simples, d'augmenter encore la sensibilité et les qualités du dispositif:

- nous avons déjà souligné la sous-optimalité de la solution technique que nous avons choisie, en plaçant les sondes magnétométriques dans le même axe: la correction de ce choix donnera au système une plus grande souplesse d'utilisation en environnement réel et éliminera certains problèmes (dont nous nous sommes cependant relativement facilement accommodés en laboratoire);

- quelques modifications simples en ce qui concerne la réalisation des sondes RMN que nous avons utilisées, permettraient de gagner 8 dB sur le rapport signal à bruit de celles-ci, ce qui se traduit directement en terme de gain pour le transducteur interne, et donc pour l'électromètre, par un facteur 2,5 en sensibilité;

- le problème du bruit "HF" (au-delà du Hertz) est directement lié au mode de réalisation RMN du dispositif. L'utilisation de magnétomètres d'un autre type, qui seraient aussi sensibles et moins bruyants dans cette gamme de fréquence, permettrait d'élargir vers le haut la bande utile de l'électromètre. De tels capteurs sont rares, nous avons a priori utilisé les meilleurs capteurs de champ total. Une solution SQUID ne semble pas viable, trop difficile à mettre en œuvre (problème de cryogénie). Nous pensons cependant aux magnétomètres à Hélium actuellement à l'étude au LETI, dont les prototypes remplissent ces critères et promettent un excellent niveau de bruit dans une gamme de fréquence plus étendue vers le haut que celle de la RMN. Une solution Flux-Gates est peut-être également envisageable pour différentes gammes de sensibilité.

- La chute du gain en TBF est due à l'impédance des électrodes. Même si nous n'avons pas réalisé un micro-capteur, la taille du dispositif n'est pas encore trop importante pour l'utilisation que nous souhaitons en faire (mesure in situ en milieu marin) et peut encore augmenter. D'après les résultats de nos études de matériaux, il est probable qu'une augmentation de la taille des électrodes ferait gagner en impédance et repousserait ainsi la coupure TBF vers le bas, tout en augmentant le gain global. Cette disposition est licite, dans la mesure où nous n'avons pas encore atteint le bruit électrochimique dans la bande de fonctionnement de la maquette: le compromis idéal serait de trouver une dimension d'électrode dont la fréquence de coupure correspondrait à la limite de visibilité du bruit électrochimique, qui n'est pas encore atteinte. D'autres structures de Graphite devront également être étudiées (taille de grain), qui pourrait posséder une surface d'échange plus importante à dimension égale.

Notons encore que le passage du courant au niveau de nos électrodes se fait essentiellement sous contrôle de diffusion. La double couche est cependant un édifice fragile, qui risque d'être modifié en milieu perturbé du point de vue hydrodynamique. Pour conserver en mer un niveau de bruit aussi faible que celui que nous obtenons en laboratoire, il sera sans doute nécessaire de protéger la surface des électrodes par une pellicule qui conserve ses propriétés électriques. Une protection de ce type (type gélatine saturée en NaCl, peut-être) devra donc être étudiée.

Il semble ainsi possible de gagner rapidement un facteur 10 sur la sensibilité en conservant le mode de fonctionnement RMN, tout en élargissant la bande vers le bas. D'autres modes de réalisation pourraient permettre de l'étendre vers le haut, et peut-être d'augmenter encore la sensibilité de notre électromètre. Celle-ci rivalise déjà avec celle des meilleurs électromètres mondiaux à encombrement égal (cf. Chapitre 1), avec comme avantages supplémentaires une certaine souplesse d'utilisation et de mise en œuvre par rapport aux dispositifs à mesure de tension, et, outre une bande passante plus étendue vers le bas, la possibilité supplémentaire d'une mesure simultanée du champ magnétique par rapport au dispositif de Mosnier et Rakotosoa.

L'électromètre étant calibré, nous avons effectué quelques expériences de mesure de champs électriques ayant des origines plus "naturelles", physiquement parlant, que la simple application d'une tension entre deux électrodes.

2. Champs électrostatiques induits par le déplacement de conducteurs dans le champ magnétique terrestre

2.1. Problème physique

Le déplacement d'un conducteur dans un champ magnétique crée, dans celui-ci, un champ électrique, qui se répartit alentour selon les lois de l'électromagnétisme. Ce principe physique est utilisé par exemple dans les systèmes de freinage électromagnétique. Le champ électrique n'est pas forcément lié à l'existence de courants dans le conducteur, bien que se soit souvent le cas, (les courants de Foucault, évoqués à tout propos, n'expliquent pourtant pas tous les phénomènes d'induction) et peut prendre son origine dans l'apparition de charges électriques réelles, induites par le mouvement. C'est le cas, par exemple, si un contour fermé quelconque, tracé dans le conducteur, est traversé par un flux d'induction constant [JOUQUET 60]. Il apparaît alors sur la surface de ce conducteur une distribution invariante de charges, de la même façon que s'il était immobile dans un champ électrostatique. Un exemple de calcul de ce phénomène, nommé *induction unipolaire* par A. Sommerfeld [SOMMERFELD 52], est donné en Annexe 1 de ce mémoire, à la suite des développements théoriques sur l'électrodynamique des corps en mouvement. Nous avons voulu essayer de mettre en évidence ce phénomène à l'aide de notre électromètre.

2.2. Descriptif de l'expérience

Nous avons pu constater, dans un premier temps, que les mouvements de l'eau dans notre cuve d'essai, même extrêmement légers, produisaient un signal visible en sortie de l'électromètre. Cependant, il est difficile d'interpréter ce signal en terme de champ électrique induit: vu les dimensions de la cuve, les déplacements hydrodynamiques touchent directement la surface des électrodes, et affectent leur impédance de contact (double couche). Il n'est donc pas possible de discerner, dans le signal de bruit imputable à la stabilisation des électrodes, une éventuelle contribution de champ électrique induit. Il faudrait, pour que l'expérience soit correcte, que l'électromètre soit situé hors de la zone d'action du phénomène hydrodynamique (les perturbations électromagnétiques dues à des mouvements d'eau se propage en général plus loin dans le milieu conducteur que leurs sources hydrodynamiques), ce qui n'est pas envisageable dans une cuve de dimensions aussi faibles que la nôtre. Il nous est ainsi apparu impossible, avec notre matériel d'essai, de simuler, et de mesurer de façon non-équivoque, les perturbations électriques induites par les déplacements du milieu conducteur lui-même, évoquées au Chapitre 1.

Nous avons donc, dans un second temps, déplacé des objets conducteurs à proximité de la cuve et effectué quelques observations, purement qualitatives, du signal issu de l'électromètre. Les objets manipulés ont, au préalable, été testés au SQUID, de façon à vérifier qu'ils ne présentaient pas d'aimantation susceptible d'être détectée directement par voie magnétique par les sondes de l'électromètre.

Sur un traceur, nous avons ainsi pu constater l'apparition d'un signal transitoire parfaitement visible, de quelques dizaines de nV/m d'amplitude, pour le simple passage lent d'une plaque d'Aluminium au-dessus de la cuve. Lorsque le mouvement effectué par l'opérateur est entrete nu et devient oscillant dans un plan parallèle à la surface de l'eau, le signal observé oscille lui même autour du zéro de mesure, à une fréquence correspondant à celle du phénomène mécanique. Le signal disparaît aussitôt que le mouvement s'arrête, son amplitude semble sensible à la vitesse de déplacement, jusqu'à un certain point cependant: des mouvements trop rapides conduisent à des fréquences trop grandes qui sortent de la bande de mesure de l'électromètre (filtrage passe bas du fréquencemètre, à des fréquences multiples de 0,14 Hz, 4,48 Hz au maximum: au-delà le bruit RMN est important et le pouvoir de détection nettement dégradé). La figure 3.10 présente un exemple d'enregistrement obtenu dans ces conditions, filtré passe-bas par le fréquencemètre à 0,28 Hz.

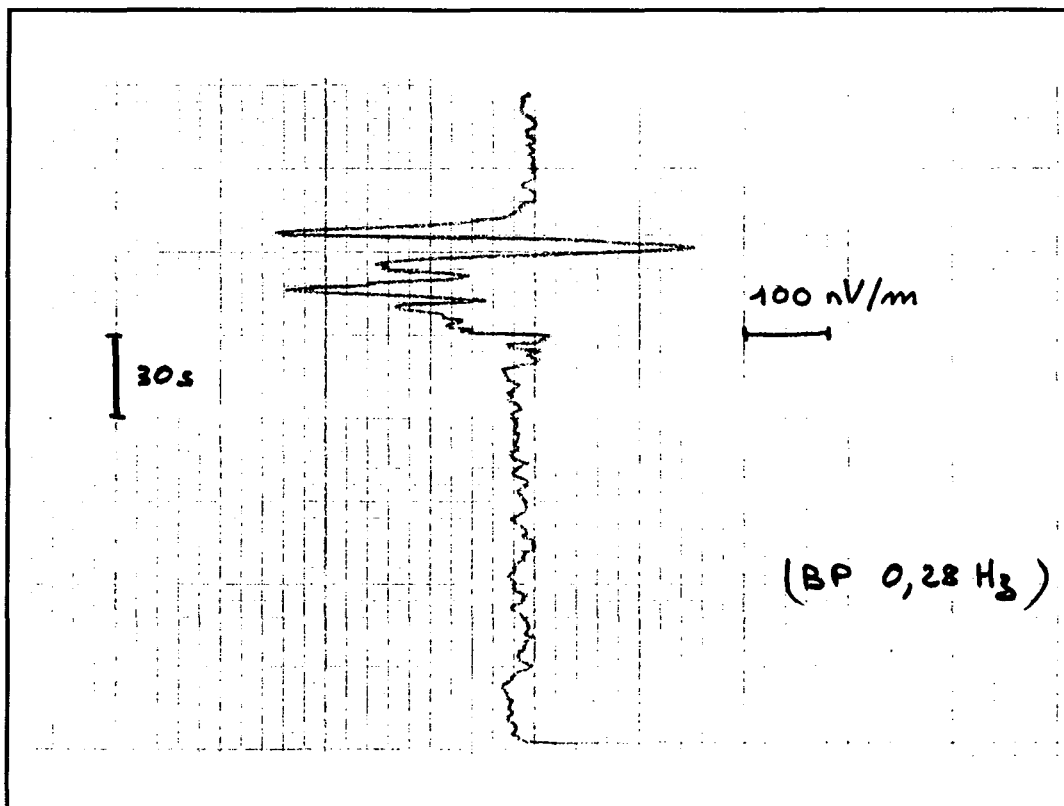


Figure 3.10 - Exemple d'enregistrement de champ électrique lors d'un déplacement manuel oscillant d'une plaque d'Aluminium au-dessus de l'électromètre immergé.

Ces premières constatations, si elles ne sont le fait que d'expériences simplistes, nous ont cependant encouragés à poursuivre dans cette voie et à concevoir un système permettant une analyse plus quantitative de ce type de phénomène. Un mouvement de translation entrete nu permettrait de pouvoir vérifier l'influence théoriquement linéaire de la vitesse sur l'amplitude du champ électrique induit. Cependant, notre électromètre ne détecte pas les champs continus et ne nous permet pas d'étudier ce type de phénomène parfaitement statique.

L'idéal aurait été de pouvoir entretenir de façon permanente un mouvement oscillant, en connaissant la fréquence d'oscillation. La chose n'est technologiquement pas facile à réaliser, d'autant plus qu'il ne nous est pas possible de déplacer des matériaux magnétiques à proximité des sondes magnétométriques. Nous avons donc opté pour un système en rotation, qui est décrit ci-après.

Un disque en Aluminium, de 25 cm de diamètre et de faible épaisseur, est monté à l'extrémité d'un axe cylindrique vertical d'environ 1,5 m de long, en Aluminium également. Le disque se trouve à une quinzaine de centimètres du niveau de l'eau, dans un plan horizontal parallèle à celui-ci. La cuve se trouve dans la même configuration que précédemment (avec l'électromètre immergé). Elle est fermée par un couvercle, de façon à ce que la surface de l'eau ne soit pas perturbée par l'air déplacé lors du mouvement. L'axe est mis en rotation par un moteur hydropneumatique à air comprimé, alimenté par un compresseur, par l'intermédiaire d'une boîte de démultiplication. Le tout est bien sûr "le plus amagnétique possible", les différents éléments étant tous en Aluminium ou en Nylon. Lorsque le système est en fonctionnement, un mouvement inertiel centrifuge se superpose à la rotation pure et désaxe le mouvement du disque: pour pouvoir le limiter à discrétion ou l'éliminer, un anneau réglable en diamètre est passé autour de l'axe et maintenu fixe par rapport à la cuve et à l'électromètre. La configuration du système de rotation est ainsi schématiquement celle de la figure 3.11.

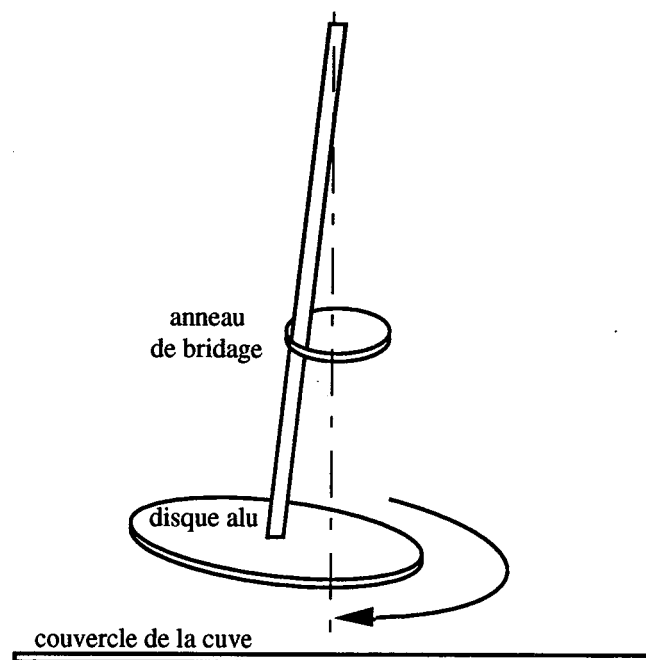


Figure 3.11 - Système de rotation

Nous avons mis le système en rotation et observé le signal de l'électromètre, en faisant varier la vitesse de rotation, et en bridant plus ou moins l'axe grâce à l'anneau réglable en diamètre, c'est-à-dire en autorisant un mouvement de balancier plus ou moins ample.

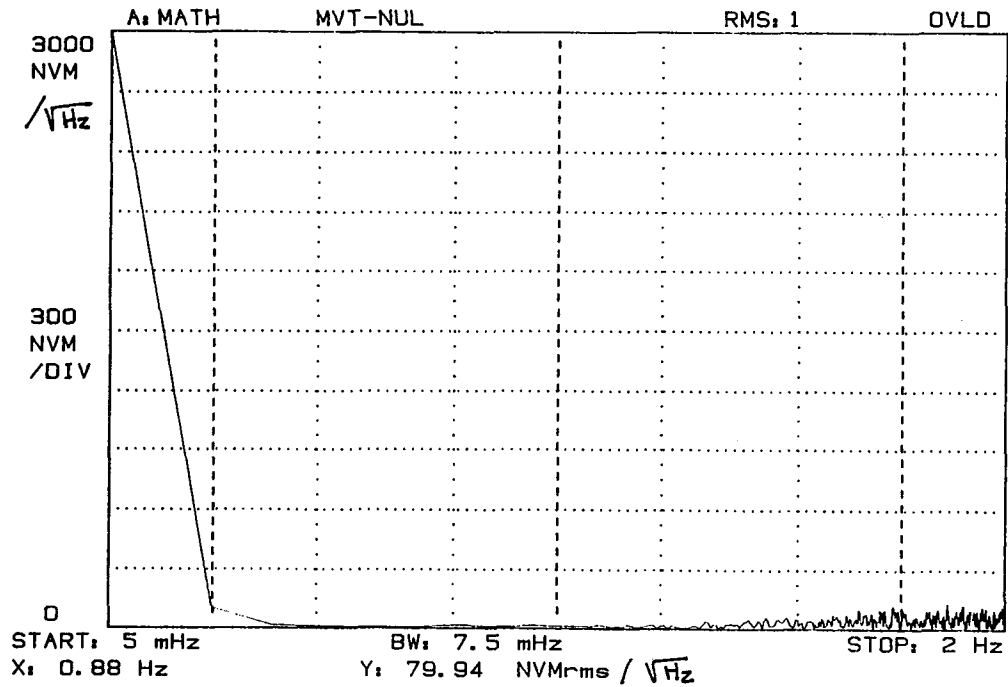


Figure 3.12 - Densité spectrale de puissance de champ électrique induit dans la cuve par un gyrostator tournant à 1 Hz - Amplitude de précession nulle

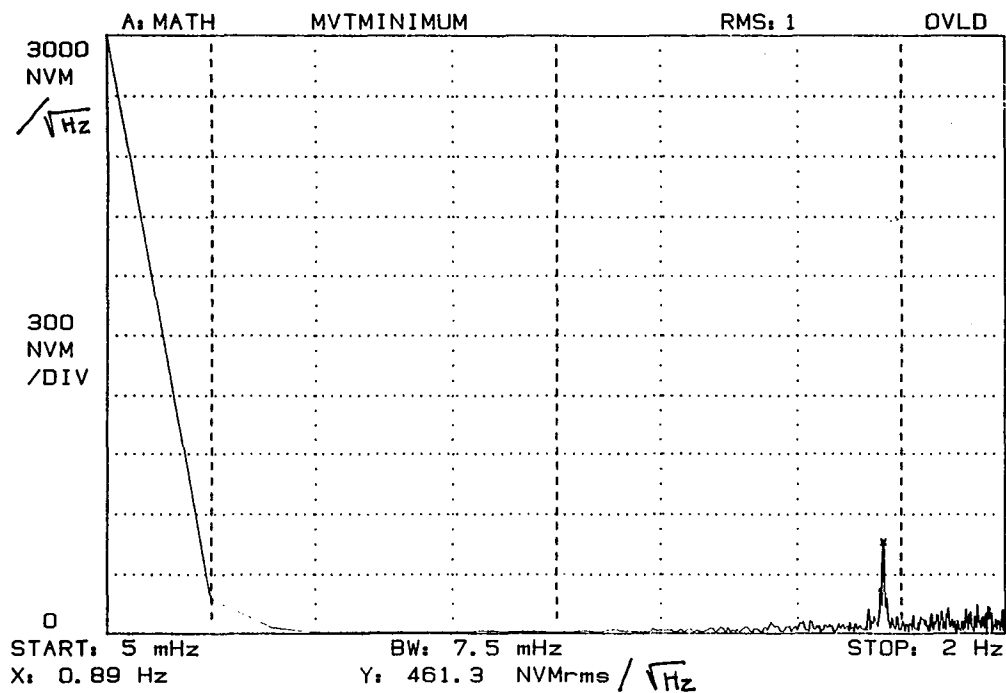


Figure 3.13 - Densité spectrale de puissance de champ électrique induit dans la cuve par un gyrostator tournant à 1 Hz - Rayon de précession faible (1 - 2 cm)

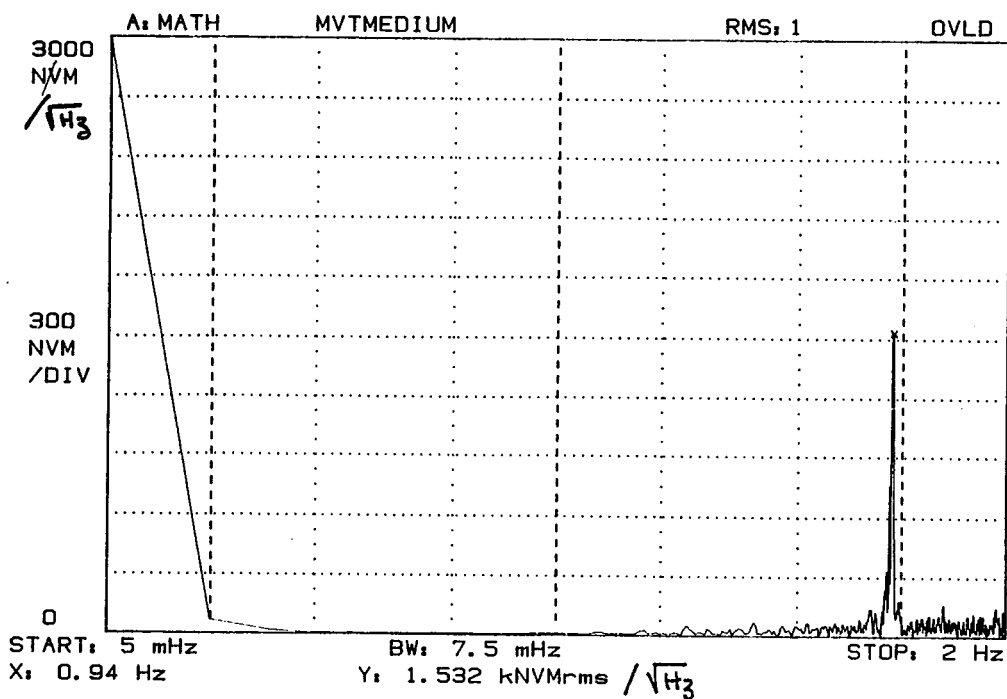


Figure 3.14 - Densité spectrale de puissance de champ électrique induit dans la cuve par un gyrostat tournant à 1 Hz - Rayon de précession moyen (3 - 4 cm)

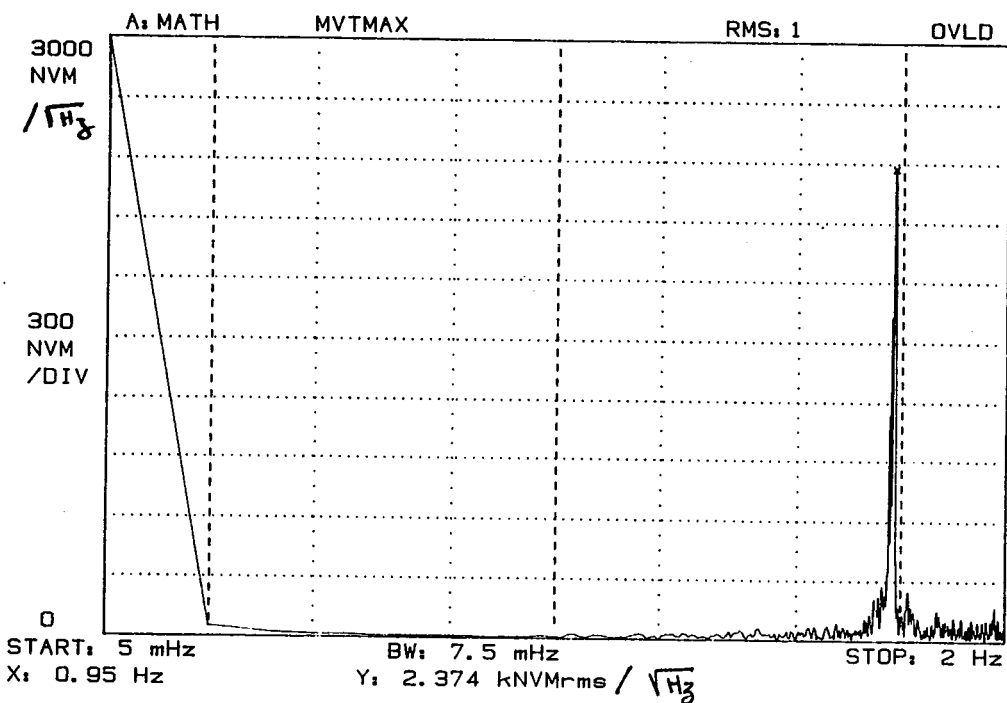


Figure 3.15 - Densité spectrale de puissance de champ électrique induit dans la cuve par un gyrostat tournant à 1 Hz - Rayon de précession maximum (6 - 7 cm)

2.3. Observations expérimentales

Les constatations les plus significatives que nous avons pu effectuer sont les suivantes:

- lorsque la rotation du disque est pure, c'est-à-dire lorsque l'anneau de bridage est serré autour de l'axe et ne permet pas à celui-ci de se déplacer latéralement, aucun champ électrique induit n'est observable dans la cuve, cela quelle que soit la vitesse de rotation.
- lorsque l'on desserre la bride, un mouvement de précession circulaire, autour d'un axe imaginaire vertical passant par le point d'encrage du moteur, se superpose au mouvement de rotation propre de disque autour de son propre axe de révolution, à la manière d'un gyrostat tournant à la fois sur lui-même et autour d'un axe fixe. Dans ce cas, un signal quasi sinusoïdal de même fréquence que le mouvement mécanique est visible sur le traceur: l'amplitude est proportionnelle à la fréquence de rotation pour un rayon de précession donné, et à l'amplitude de ce même rayon pour un fréquence fixe.

Les figures 3.12 à 3.15 présentent des spectres de champ électrique dans l'eau de la cuve pour une fréquence de rotation propre fixe de 1 Hz, et pour des rayons de précession croissants, allant de 0 à 7 cm environ.

Dans le cas où la précession est laissée libre (figure 3.15), par exemple, on observe une raie à 1 Hz correspondant à un champ électrique de 250 nV/ m environ, tandis qu'une rotation propre pure (figure 3.12) ne fournit aucun signal détectable.

Nous avons essayé de comprendre les phénomènes que nous avons observés, et pensons pouvoir en donner l'interprétation suivante.

2.4. Éléments d'interprétation

Le champ magnétique terrestre peut être considéré comme constant en regard de la précision souhaitée. Lorsqu'un conducteur se déplace en translation rectiligne et uniforme, dans un champ magnétique également uniforme dans l'espace, il n'est le siège d'aucune force électromotrice, puisque le flux d'induction est constant. Ainsi, vu du référentiel fixe (terrestre), aucun courant n'est susceptible de se développer en son sein. Par contre, le conducteur est nécessairement soumis à la *force de Laplace*, due à l'action conjointe du champ magnétique et du déplacement. Chacune des charges libres du conducteur subit donc une force de la forme:

$$(3.8) \quad \vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

L'équilibre mécanique nécessite, en l'absence d'accélération, que la somme des forces imposées soit nulle. De par les lois de la physique, il faut donc qu'une force induite s'oppose à la force de Laplace et l'annule. Il apparaît ainsi, sur le conducteur en translation, une distribution (invariable) de charges, et donc un champ électrostatique, tels que la force de Laplace soit compensée par la *force de Coulomb* (3.9) résultante.

$$(3.9) \quad \vec{F}_c = q \cdot \vec{E} = -\vec{F}_t$$

Le champ électrique dans le conducteur, vu du repère fixe, est constant et s'exprime donc selon (3.10):

$$(3.10) \quad \vec{E} = -\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Compte tenu des formules de changement de repère Galiléen (Annexe 1), on peut, au second ordre près, négliger la perturbation de champ magnétique induite, et le champ B peut être assimilé uniquement au champ magnétique inducteur, soit pour nous le champ magnétique Terrestre. La partie non-Coulombienne du champ électrique peut également être négligée dans ce raisonnement.

Tout ce passe en fait comme si le conducteur était immobile, et soumis à un champ électrostatique imposé de la même valeur, qui produirait donc une distribution de charges identique.

Notons qu'un même résultat peut être obtenu directement en annulant l'expression générale, dans le référentiel fixe, de la densité de courant dans le conducteur (Annexe 1):

$$(3.11) \quad \vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

Les charges induites sont bien réelles, mais restent localisées en surface du conducteur, celui-ci ne pouvant comporter de charges libres au repos, en volume, dans un référentiel Galiléen (par définition: animé d'un mouvement rectiligne et uniforme par rapport au référentiel fixe terrestre). C'est par exemple un phénomène d'induction électrostatique du même type, dû cette fois au déplacement des charges dans un fil conducteur parcouru par un courant, qui est à l'origine de l'effet Hall.

Bien que les repères en rotation ne soient plus Galiléen, et donc que les équations de Maxwell ne soient, en toute rigueur, plus valables, nous pouvons tenir un raisonnement analogue à celui qui vient d'être présenté pour un conducteur en rotation uniforme, présentant une symétrie de révolution autour de son axe de rotation. C'est le cas dans notre expérience. Une charge ponctuelle peut alors être considérée comme animée d'un mouvement de translation uniforme instantanée. Elle est soumise à la force de Laplace (3.8), qui doit être équilibrée par la force de Coulomb (3.9).

Considérons le cas où l'axe de rotation est fixe, et où le disque tourne sur lui même uniquement, autour de son axe réel: le champ induit dans le conducteur est de la forme (3.10). Si l'on note ω la pulsation et r le rayon polaire, la vitesse s'écrit:

$$(3.12) \quad \vec{v} = \vec{\omega} \wedge \vec{r}$$

La composante horizontale du champ électrique dans le disque, susceptible d'être vue par l'électromètre, est donc radiale.

Elle vaut, en notant B_z la composante verticale du champ magnétique terrestre:

$$(3.13) \quad E = -\omega r B_z$$

Cette composante est linéaire en r : le disque est donc chargé de façon uniforme, et la densité de charges est donnée par la loi de Coulomb:

$$(3.14) \quad \rho = \text{div}(\epsilon \vec{E})$$

soit, en coordonnées polaires:

$$(3.15) \quad \rho = -2 \epsilon \omega B_z$$

Cette densité de charges est volumique, bien que le disque soit conducteur: la règle selon laquelle il ne peut y avoir de charges en volume en milieu conducteur, n'est valable que si le référentiel dans lequel on se place est Galiléen, ce qui n'est pas le cas ici. Par contre, l'équilibre électrostatique des conducteurs doit être respecté, et une distribution de charges surfacique, de signe opposé, apparaît donc à la surface du disque, de telle façon que la charge totale soit nulle.

Tout ce passe donc comme si le disque était immobile et supportait une densité de charge uniformément répartie. Le champ électrique créé est parfaitement statique: il s'étend dans l'espace, et induit une densité de courant proportionnelle dans l'eau de la cuve puisque celle-ci est conductrice. Notre électromètre n'est cependant pas capable de détecter des effets continus: il est donc tout à fait logique que nous ne mesurons aucun signal (figure 3.12), quelle que soit la fréquence de rotation.

Examinons le cas où un mouvement de précession se superpose à la rotation propre.

En fonction de ce qui a été dit plus haut, nous pouvons supposer que cette rotation propre se réduit à son seul effet inducteur électrostatique, et ne plus considérer qu'un seul des deux mouvements rotatifs. Le gyrostat est équivalent, du point de vue électrique, à une simple précession du disque, qui serait cette fois ci chargé, comme le suggère le schéma de la figure 3.16.

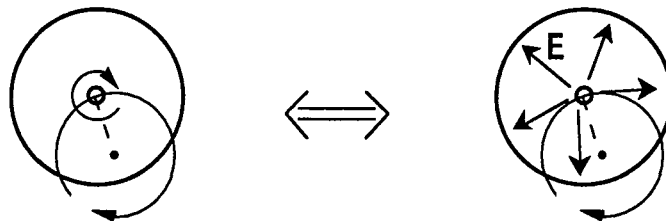


Figure 3.16 - Équivalence électrique d'un mouvement gyrostatique et de la rotation d'une pièce chargée

Physiquement, nous faisons ainsi tourner autour d'un axe vertical imaginaire une pièce chargée, c'est à dire que nous réalisons, au sens propre du terme, un champ électrique tournant.

Il semble ainsi intuitivement normal que ce champ, maintenant variable, soit détectable par l'électromètre. Dans la mesure où, expérimentalement, la fréquence de précession est très voisine de la fréquence de rotation propre, il est également logique que le champ mesuré soit également à une fréquence voisine. La légère diminution de celle-ci, lorsque l'on serre la bride (figure 3.13 à 3.15), est sans doute le fait du frottement.

Essayons de donner une interprétation plus rigoureuse du phénomène observé.

En considérant l'équation (3.13), avec la valeur du champ magnétique terrestre vertical et les données expérimentales, le champ électrique statique créé par la rotation propre vaudrait de l'ordre de $35 \mu\text{V/m}$ à 1 Hz. Pour une fréquence donnée, nous ne détectons avec l'électromètre que des fluctuations de champ électrique, d'amplitude variable en fonction du rayon de précession autorisé, mais ne dépassant pas 500 à 600 nV/m. Le champ dynamique mesuré ne semble donc être qu'une oscillation autour de la valeur moyenne statique.

Le champ statique décroît en $1/r^3$ dans l'air. Plaçons-nous en un point donné, fixe, situé dans la cuve. En ce point, l'amplitude du champ électrique est maximale lorsque le disque est dans la position la plus proche du point d'observation. Inversement, il est minimal lorsque la distance du point au disque, lors de la précession de celui-ci, est maximale. En ce point existe donc un champ d'amplitude (et de direction) variable dans le temps entre deux valeurs, proportionnelles respectivement aux distances minimale et maximale entre le point et le mobile, soit au rayon de précession de celui-ci. Ce phénomène existe en tout point de l'eau.

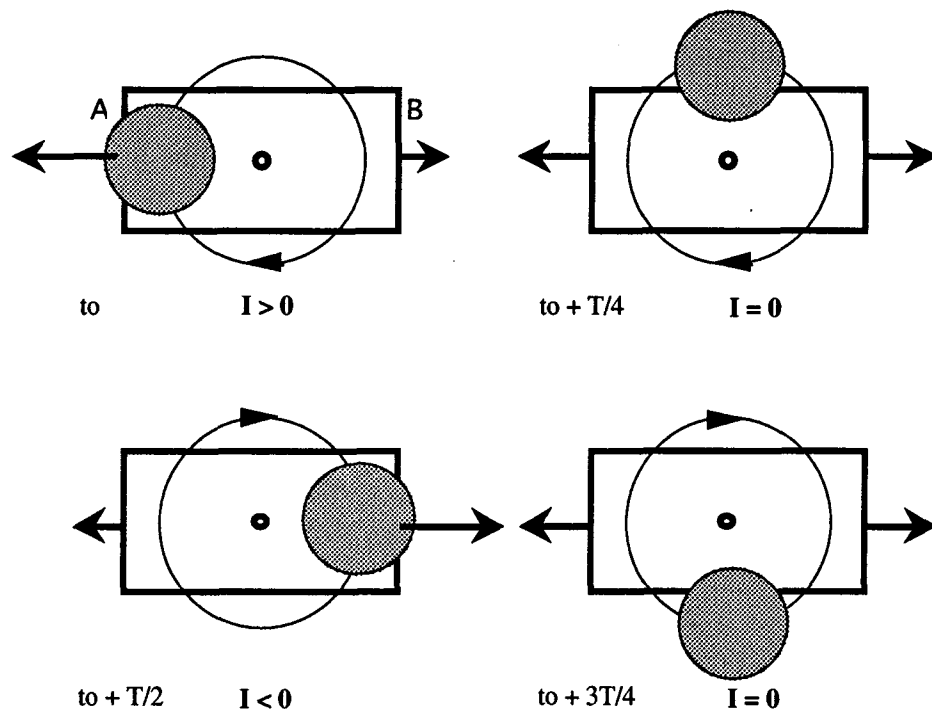


Figure 3.17 - Densités de courant normales aux électrodes près de celles-ci à différents moments de la rotation du disque (projection de la géométrie dans un plan horizontal)

Prenons maintenant deux points A et B proches des centres de chacune des électrodes. L'électromètre est centré sous l'axe de rotation: lorsque l'amplitude du champ est maximale en A, elle est minimale en B, et réciproquement. Comme le champ statique est radial par rapport à l'axe, les signes des champs électriques normaux aux plans des électrodes en A et en B sont opposés. Il en est de même pour les densités de courant normales: un courant peut donc passer dans l'électromètre, correspondant à la différence entre les densités de courant normales en A et en B. Ce courant circulant dans le circuit de détection est positif dans un des cas extrêmes, et négatif dans l'autre. En revanche, lorsque le disque est à égale distance des deux électrodes de l'électromètre, le champ est le même en module aux deux points A et B, et donc les densités de courant volumiques normales sont égales et opposées. Aucun courant ne doit donc circuler dans le dispositif de mesure, et le signal doit être nul.

La figure 3.17 précédente donne une vue schématique, projetée dans un plan horizontal surplombant la cuve, de la géométrie et des densités de courant aux points A et B, à différents moments de la rotation du disque.

On constate ainsi que la précession du disque (chargé uniformément par son mouvement de rotation propre) se traduit de façon théorique par la circulation dans l'électromètre d'un courant sinusoïdal, à la fréquence du phénomène mécanique, et dont l'amplitude dépend directement de l'amplitude de la précession du disque. Les observations s'avèrent tout à fait conformes à ce schéma: lorsque l'on débride le mouvement, on a bien amplification du signal, de façon quasi-proportionnelle, sans que la fréquence de celui-ci ne change (au ralentissement dû aux frottements près). Lorsque l'on augmente la fréquence de rotation, celle du signal suit la même évolution, et le signal s'en trouve également augmenté, ce qui est licite puisque, de façon théorique, la valeur de la charge induite du disque est directement proportionnelle à cette fréquence.

Pour lever les derniers doutes sur l'origine purement électrique des signaux que nous observons, nous avons isolé de l'électrolyte les électrodes, à l'aide de bouchons prévus à cet effet. Dans cette configuration, aucun courant ne peut circuler dans le circuit de détection de l'électromètre: la manipulation peut ainsi permettre de découpler la mesure d'un champ magnétique extérieur, de celle du champ électrique dans la cuve. Bien que les sondes magnétométriques soit proches l'une de l'autre, un champ magnétique doit cependant être détectable en mesure différentielle lors des oscillations pendulaires du disque, si ce mouvement est effectivement générateur de courants dans le disque, et non de charges statiques comme nous l'avons exposé. En pratique, dans la configuration de mouvement du disque qui fourni le plus grand signal de champ électrique, on dénombre à peine quelque 10 pT en champ magnétique différentiel à la fréquence de rotation. On peut encore se dire que l'éventuel champ magnétique créé est très homogène, et que la distance entre les sondes est trop faible pour mesurer une différence: cependant, une mesure différentielle entre l'une des sondes de l'électromètre et une sonde de référence placée à distance ne donne pas de meilleur résultat; seul un champ magnétique résiduel est détecté, probablement dû aux courants circulant dans la cuve, et non pas à des courant induits dans le disque par la rotation.

2.5. En guise de conclusion

Nous n'avons fait, en définitive, dans ces quelques manipulations, que reproduire l'expérience dite du *Disque de Faraday*, en y apportant toutefois un mouvement supplémentaire de précession, de façon à créer un champ électrique variable dans notre cuve d'essai, détectable avec l'électromètre.

Ces expériences avaient, outre la satisfaction d'une certaine curiosité scientifique, deux buts principaux, que nous pensons avoir au moins partiellement atteint:

- nous souhaitions valider notre système de mesure sur des champs électriques de nature plus physique que l'application d'une sinusoïde parfaitement calibrée entre deux électrodes, et mettre ainsi en évidence ses performances en matière de sensibilité;

- nous voulions également vérifier de façon expérimentale, que le mouvement pouvait être à l'origine de phénomènes de nature électrique, par essence même, et non pas toujours magnétique comme on a trop souvent tendance à le penser. De ce phénomène, nous avons préféré tenter de donner une interprétation qualitative, plutôt que de reproduire des calculs complexes et nécessairement approximatifs. Ceux-ci nécessitent d'ailleurs pour être cohérents - même pour des vitesses très loin d'être relativistes - l'apport de la théorie de la relativité restreinte. On trouvera des éléments de calcul dans [ARZELIÈS 59], [JOUQUET 60], [VAN BLADEL 73], et, pour ce qui est de la simple mise en équation des champs électromagnétiques en présence de milieux en mouvement, dans l'annexe 1 de ce mémoire.

Notons que le problème du disque de Faraday n'est pas qu'un cas d'école, mais trouve des applications pratiques dans les générateurs homopolaires, par exemple. Ce même principe physique peut éventuellement permettre la mesure de la vitesse d'une pièce mobile sans contact.

Il est possible que la modulation d'amplitude observée sur des signaux issus de bateaux en déplacement par F.X. Bostick (cf. Chapitre 1), tire son origine d'un phénomène du même type que celui que nous avons mis en évidence expérimentalement. La partie tournante serait alors le propulseur du bateau, qui par un effet finalement analogue à un balourd mécanique, modulerait les courants statiques produits par la rotation (en milieu conducteur cette fois), ou plus probablement par la corrosion. Un processus galvanique, dans lequel le propulseur jouerait le rôle de la cathode et la coque celui de l'anode, peut en effet faire circuler un courant statique dans les parties métalliques du bâtiment et qui se reboucle par l'eau, ou du moins charger la cathode. D'autres phénomènes sont probablement à prendre en compte, comme la nécessaire dissymétrie, du point de vue électrochimique, du système de propulsion (sites de corrosion localisée mis en rotation), ou encore l'influence des phénomènes hydrodynamiques locaux sur la répartition des courants de corrosion ioniques.

Nous présentons rapidement, dans les pages qui suivent, quelques rappels théoriques sur la corrosion, ainsi que quelques observations de champs électriques induits dans un électrolyte par des phénomènes de cette nature.

3. Champs électriques induits par la corrosion

3.1. Quelques définitions

La corrosion est par définition "l'interaction destructrice d'un matériau avec un environnement agressif" [RAMEAU 90]. Le phénomène se traduit par une réaction de nature généralement électrochimique, qui se produit à la surface du matériau. A priori, chaque couple matériau - environnement agressif donne lieu à une réaction spécifique, différente suivant les cas, et qui doit être étudiée comme telle.

La corrosion peut être *généralisée* (la perte de poids du matériau est uniformément répartie sur toute la surface) ou *localisée* (certains sites sont privilégiés). Dans ce dernier cas, elle peut être favorisée en des endroits particuliers par des actions mécaniques extérieures (corrosion-érosion: favorisée par un mouvement de liquide, corrosion-frottement, fatigue, sous contrainte, ...). La corrosion *par crevasse* (lorsqu'il y a infiltration de la solution corrosive entre deux parties d'un assemblage, un métal et son revêtement, par exemple) et la corrosion *à la ligne d'eau* (érosion couplée à une forte teneur en oxygène à l'interface air-électrolyte) sont deux mécanismes importants de la corrosion des coques des bateaux en mer.

La corrosion électrochimique des métaux relève de processus REDOX: le métal passe en solution sous forme ionique, selon une réaction *d'oxydation (anodique)* du type:



qui ne peut avoir lieu que si les électrons produits sont consommés par une réaction de *réduction (cathodique)*, en général celle de l'eau ou de l'oxygène, qui constitue le *moteur* de la corrosion:



Les réactions électrochimiques sont caractérisées par un potentiel thermodynamique E_{th} , appelé encore *potentiel de Nernst*, qui dépend en général du pH de la solution. La corrosion, c'est à dire la conjonction des deux réactions (3.16) et (3.17), n'est susceptible de se produire que dans le cas où:

$$E_{th \text{ Ox/Red}} > E_{th \text{ M/M}^{n+}}$$

(en Volts / électrode de référence)

Si la thermodynamique renseigne sur la possibilité de corrosion d'un matériau, elle ne donne aucune indication sur la cinétique des réactions. Celle-ci est directement liée à la notion de *courants de corrosion*: les réactions (3.16) et (3.17) font intervenir des électrons, dont le flux (le courant électrique, par définition) est égal à la vitesse de la réaction (nombre d'ions métalliques produit par unité de temps pour l'équation (3.16), par exemple).

Dans la mesure où les réactions de corrosion sont superficielles par nature, les électrochimistes définissent des vitesses de réaction par unité de surface de matériau. Les courants sont donc, de la même façon, homogènes à des densités surfaciques de courant, normales à la surface du métal, en A/m^2 (plus couramment en A/cm^2). Le courant est compté positif dans le cas d'une réaction anodique (3.16), et négatif pour une réaction cathodique (3.17).

Lorsque qu'il y a corrosion, les deux réactions précédentes ont lieu simultanément, et à la même vitesse, qui est imposée par le plus lent des processus: tous les électrons produits doivent être consommés dans le même temps. Les flux d'électrons devant être égaux, les courants anodique I_a et cathodique I_c doivent donc l'être également au signe près. On définit ainsi un courant de corrosion $I_{corr} = I_a = |I_c|$ (cf. figure 3.18), qui correspond à la vitesse de destruction du métal. Le courant réel macroscopique est cependant théoriquement nul.

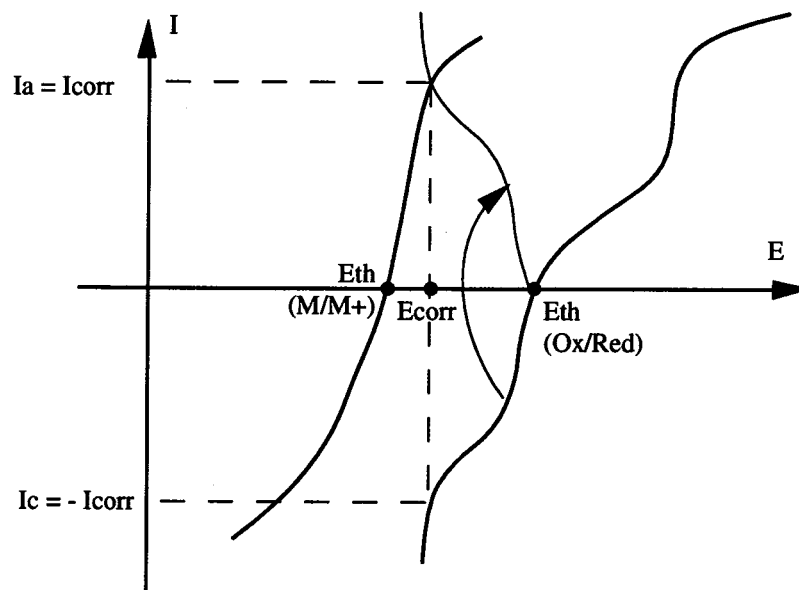


Figure 3.18 - Courbe de polarisation pour deux couples Redox M/M^+ et Ox/Red ; Les potentiels thermodynamiques correspondent à un courant de réaction nul. Dans cet exemple, la corrosion du métal M est possible puisque $E_{th} (Ox/Red) > E_{th} (M/M^+)$. La corrosion a lieu de telle sorte que le courant cathodique de la première réaction (réduction) est égal et opposé au courant anodique de la seconde (oxydation du métal). Le point de fonctionnement des deux systèmes se déplace donc sur chacune des courbes, de façon à se placer à l'intersection de la courbe de polarisation cathodique du métal, et de la courbe de polarisation anodique de la réaction de réduction, rabattue dans le cadran positif. Le courant de corrosion est par définition égal à la valeur commune, qui correspond à un potentiel commun pour les deux réactions: le potentiel de corrosion. La vitesse de destruction du métal est homogène au courant de corrosion I_{corr} .

3.2. Buts des manipulations

Dans le cas où les deux réactions (3.16) et (3.17) se déroulent sur la même surface de métal (corrosion *idiomorphe*), les sites de réactions sont tantôt anodiques, tantôt cathodiques: les électrons produits sont consommés sur place.

Il n'y a pas à proprement parler de circulation de courant, au sens macroscopique du terme.

Cependant, les réactions électrochimiques ne sont pas des phénomènes continus: elles ont lieu par saccades, en des sites différents de la surface, répartis de façon aléatoire sur celle-ci. Même si le courant moyen est censé être nul, des fluctuations temporelles peuvent avoir lieu autour de cette valeur moyenne, correspondant à des déplacements d'électrons dans le métal d'un site anodique à un site cathodique, ou au mouvement dans la solution des espèces ioniques produites ou consommées. Certains phénomènes de corrosion localisés (la piqûration par exemple) sont par ailleurs connus pour apparaître de façon aléatoire [GABRIELLI 90]. L'étude des fluctuations de courant peut se révéler intéressante pour la caractérisation des phénomènes, de façon à comparer la tenue à la corrosion de différents alliages, par exemple, ou simplement aider à la compréhension des processus mis en jeu. Ces considérations sont à rapprocher du paragraphe du Chapitre 2 sur le bruit électrochimique.

Lorsque deux métaux différents sont en contact électrique, et tous deux plongés dans le même électrolyte, les deux réactions se tiennent sur des surfaces différentes (corrosion *exomorphique* ou *galvanique*: phénomène de pile). A la surface du plus noble (celui qui a le potentiel de Nernst le plus élevé des deux), se produit la réaction de réduction, tandis que le moins noble se corrode. La *protection cathodique* des structures contre la corrosion exploite ce principe: des anodes sacrificielles, constituées de plaques de métal moins noble que celui de la structure marine, sont placées en contact avec celle-ci et l'électrolyte, de telle façon qu'elles se corrodent à sa place. Une autre méthode de protection cathodique consiste à élever le potentiel électrique de la structure par injection de courant dans l'électrolyte: il n'y aura pas corrosion si ce potentiel devient supérieur à celui des réactions de réduction possible dans l'électrolyte considéré.

Dans l'absolu, lorsqu'une structure immergée dans une solution corrosive est constituée de plusieurs métaux différents, le phénomène de pile galvanique est inévitable, et se traduit par l'apparition de zones ayant des pôles électriques opposés: il faut sans doute voir dans ce phénomène l'origine du moment dipolaire électrique statique que peuvent posséder les bateaux.

Dans le cas de la corrosion galvanique, donc, les électrons se déplacent de leur lieu de production à leur lieu de consommation, et il y a donc circulation, par le court-circuit qui relie les deux métaux, d'un courant statique non nul. A cette valeur, de la même façon que pour la corrosion idiomorphique, se superpose un bruit de corrosion, aléatoire par nature.

Nous avons voulu vérifier si ces fluctuations des courants de corrosion étaient susceptibles de créer des champs électromagnétiques mesurables dans la solution environnante. La mesure de ces champs, si elle est possible, pourrait ainsi, en fournissant une image des courants, être envisagée comme une technique d'étude des processus de corrosion. L'analyse bibliographique concernant les champs magnétiques de corrosion, ainsi que les résultats de nos propres expériences à ce sujet, sont exposés dans l'Annexe 2. Nous donnons dans la suite quelques observations de champs électriques de corrosion, obtenues avec notre électromètre.

3.3. Observations

Nous avons introduit, dans la cuve où l'électromètre est immergé, des échantillons de métaux, non magnétiques de façon à ne pas perturber le fonctionnement des sondes magnétométriques. Les mesures que nous présentons sont filtrées passe-bas à 0,28Hz.

La mise à l'eau d'un simple morceau de papier d'Aluminium de quelques cm², en un point quelconque de la cuve, produit un signal immédiat en sortie de l'électromètre. Le signal temporel entre 0,01 et 0,28 Hz accuse un bruit crête à crête de l'ordre de 1 $\mu\text{V/m}$ (figure 3.19). L'analyse spectrale révèle un ensemble de pics plus ou moins larges, avec des maximums de l'ordre de 2 $\mu\text{V/m/Hz}^{1/2}$. Ce signal augmente avec le temps, et double au bout de 30 mm. Il semble ensuite se stabiliser, puis décroître. Les figures 3.20 et 3.21 présentent des spectres de bruit de corrosion obtenus avec l'électromètre, respectivement pour des temps d'immersion de 5mm et 45 mm.

Il est fort probable que l'on assiste à un phénomène de piqûration: celui-ci est courant sur l'Aluminium en solution chloré. Il est immédiat et correspond, de plus, de façon admise, à un bruit de corrosion particulièrement violent: les champs que nous observons semblent correspondre aux manifestations classiques du processus.

Les pics observés, s'ils évoluent en amplitude avec le temps, semblent rester centrés autour des mêmes fréquences (4 ou 5 fréquences particulières entre 0,01 et 0,1 Hz). Se pourrait-il que l'initiation de la piqûre de l'Aluminium en eau salée réponde à des fréquences caractéristiques? Nous n'avons pas poussé plus loin l'investigation par manque de temps: une étude détaillée en fonction de paramètres électrochimiques serait à faire pour infirmer ou confirmer ces remarques. Il s'avère en tout cas que le bruit de corrosion de l'Aluminium est (largement) détectable sous forme de densité de courant avec notre électromètre.

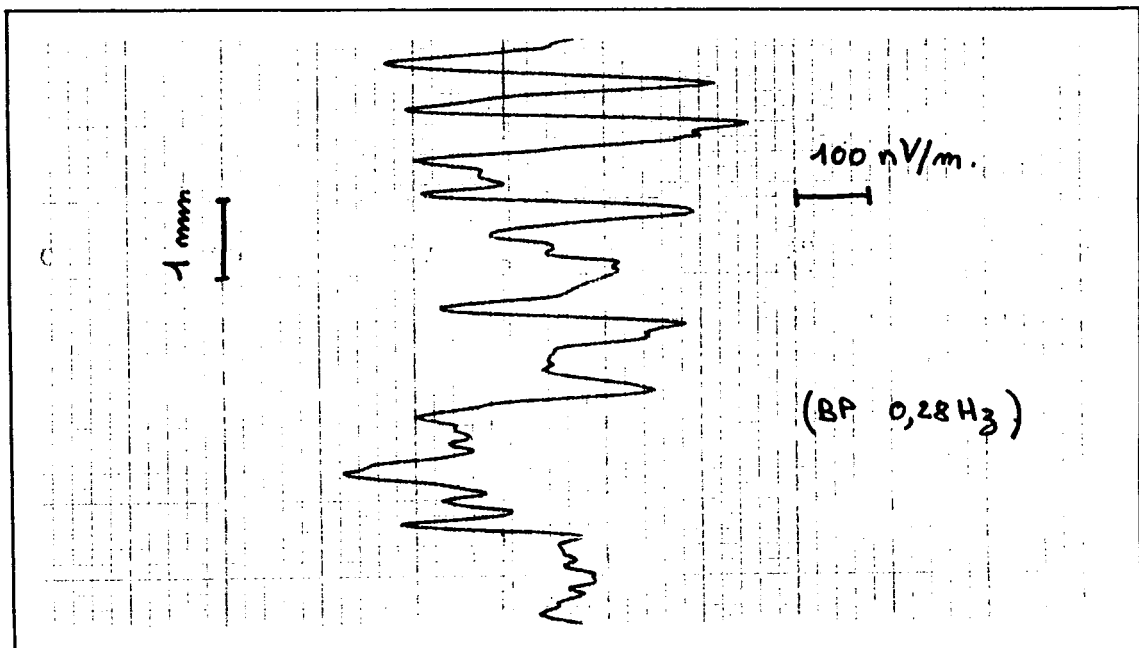


Figure 3.19 - Bruit de corrosion de l'Aluminium en eau salée mesuré avec l'électromètre; signal temporel filtré à 0.28 Hz

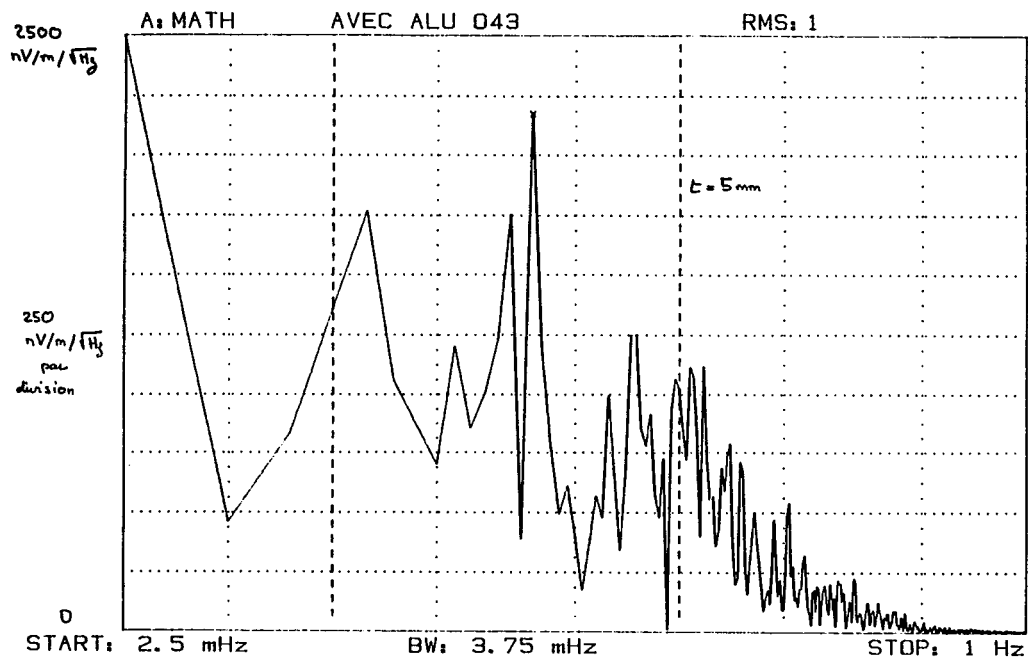


Figure 3.20 - Bruit de corrosion de l'Aluminium en eau salée mesuré avec l'électromètre juste après immersion (t = 5 mm) - filtrage à 0.28 Hz

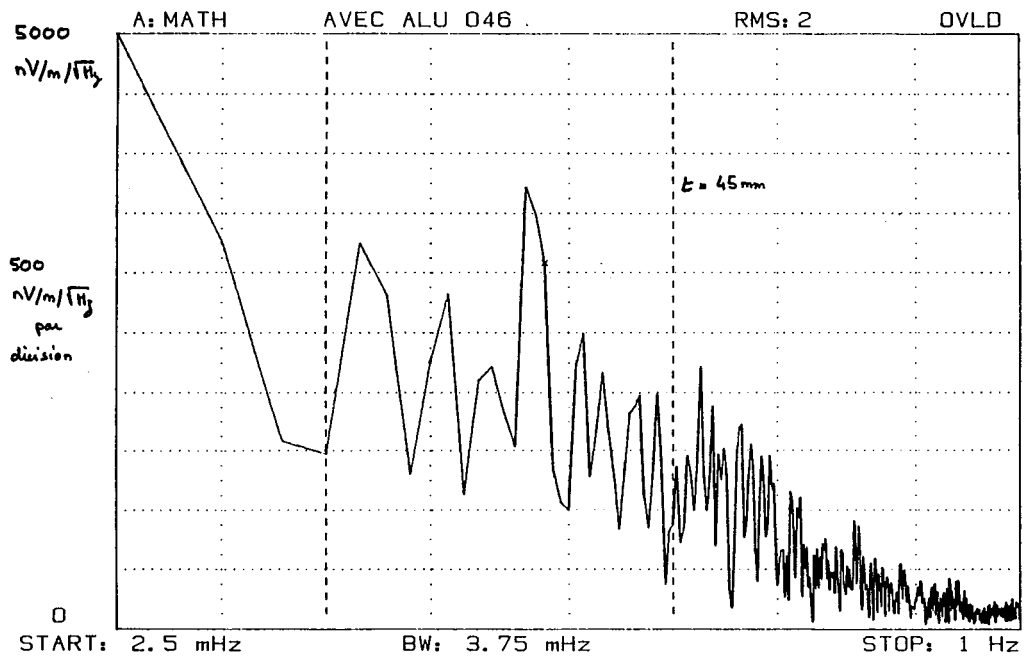


Figure 3.21 - Bruit de corrosion de l'Aluminium en eau salée mesuré avec l'électromètre à t = 45 mm après l'immersion - filtrage à 0.28 Hz

D'autres métaux donnent des résultats divers: la corrosion d'un morceau d'étain fournit un bruit visible de l'ordre de 250 nV/m crête à crête, tandis qu'une plaque de Manganèse de 10 cm² donne un signal plus faible: l'analyse spectrale permet cependant de détecter un niveau de bruit de l'ordre de 100 nV/m/Hz^{1/2}. Là encore, le niveau du signal est évolutif, et certaines fréquences semblent privilégiées.

A priori, les métaux ne se corrodant pas ne doivent pas créer de champ électrique: nous n'observons effectivement aucun signal pour du Titane ou du Platine, même après quelques jours d'immersion.

Nous avons également effectué des essais de mesure du bruit de corrosion galvanique: nous avons placé de part et d'autre de la cuve, à la place des électrodes d'injection, des électrodes de 10 cm² respectivement en Aluminium et en Cuivre, que nous avons mises en court-circuit par l'extérieur de la cuve. De la même façon que lorsque nous injectons un courant continu dans la cuve, le signal subit un brusque décalage à l'instant de la mise en court-circuit (supérieur à 10 mV/m: le décalage, très rapide, est écrêté par la bande passante du fréquencesmètre et nous n'observons pas la valeur maximale réelle): le côté extérieur de la double-couche de chacune des électrodes se charge de façon immédiate. Puis, la valeur moyenne redescend lentement vers le zéro de mesure: la charge des condensateur de double-couche s'établit, avec une constante de temps très lente, correspondant à la valeur des capacités. Ce phénomène résulte de l'établissement soudain de la force électromotrice de la pile Cu/Al dans l'eau. Autour de la valeur moyenne du signal, on peut observer un bruit de corrosion galvanique, à des fréquences semble-t-il légèrement plus élevées que pour la corrosion idiomorphe (supérieures à 0,05 Hz). Nous ne sommes pas allés plus loin dans l'observation des phénomènes, là encore par manque de temps, et des essais complémentaires sont à effectuer de façon plus sérieuse.

3.4. Conclusion

Malgré leur côté très empirique et artisanal, il nous a paru utile de rapporter ces quelques observations, qui montrent, d'une part, que la corrosion crée effectivement des champs électriques statiques et très basses fréquences, d'autre part que ceux-ci sont mesurables avec notre électromètre.

En conséquence, du point de vue de la discipline électrochimique, la mesure du champ électrique généré par les bruits de corrosion nous semble possible, et pourrait fournir une méthode d'étude (non perturbante) des processus électrochimiques. L'idée n'est ici qu'ébauchée, mais serait peut-être viable. Un obstacle cependant réside dans la fréquence de coupure basse de l'électromètre, (qui est de 0,01 Hz dans la version actuelle), qui n'autorise pas l'observation de phénomènes de fréquences extrêmement basses.

Le champ électrique statique créé par la corrosion galvanique, ajouté à celui que créent les bruits très basses fréquences, est sans doute à l'origine des effets quasi-statiques mesurés par F.X. Bostick lors du passage de bateaux. Nous n'avons pu mesurer que des champs (extrêmement) proches; rappelons cependant que ces champs sont le fait d'échantillons métalliques de très petite taille (qq. cm² au plus). Ramenée à l'échelle d'un bateau, la corrosion pourrait ainsi être susceptible de générer des champs électriques importants, éventuellement mesurables loin du bateau.

Conclusion

Nous éviterons de paraphraser ici les conclusions partielles des trois parties de ce chapitre concernant la calibration et la validation de notre électromètre expérimental, pour ne rappeler que les points importants:

Au terme de trois années d'études et de mise au point, nous disposons d'un électromètre expérimental, de conception originale, ayant une sensibilité de l'ordre du nV/m et pouvant descendre en basses fréquences jusqu'à 10^{-2} Hz. Ces caractéristiques placent l'appareil au rang des meilleurs électromètres mondiaux dans cette gamme de fréquences, à encombrement égal. Les avantages de la méthode de mesure, en particulier la possibilité de mesurer en même temps le champ magnétique, ont déjà été discutés. Des améliorations, exposées dans le paragraphe §1, permettront d'améliorer encore les performances à court terme.

De façon à valider l'appareil sur des cas physiques, nous avons utilisé notre électromètre à la mise en évidence de champs électriques faibles d'origines diverses, dont nous avons essayé de comprendre les mécanismes: phénomènes électrodynamiques, corrosion. Nos observations tendent à montrer que les champs électriques très basses fréquences émis par les bateaux doivent trouver leurs origines dans la conjonction des deux phénomènes, comme le suggère F.X. Bostick

Références Bibliographiques

Caractérisation de la maquette

- [MAX 85] J. MAX
Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques
2 tomes, Masson éditeur, 4^e édition, 1985

Électrodynamique

- [ARZELIÈS 59] H. ARZELIÈS, J. HENRY
Milieux conducteurs ou polarisables en mouvement
Gauthier-Villars, Paris, 1959
- [JOUQUET 60] M. JOUQUET
Traité d'électricité théorique. Tome III: Principe de Relativité et Lois générales de l'Électromagnétisme et de l'Électrodynamique
Collection scientifique du CNET, Gauthier-Villars éditeur, Paris, 1960
- [SOMMERFELD 52] A. SOMMERFELD
Electrodynamics
Academic Press Inc. ed., New York, 1952
- [VAN BLADEL 73] J. VAN BLADEL
Relativistic theory of rotating disks
Proc. of the IEEE, vol. 61, pp. 260-268, 1973

cf. Bibliographie Annexe 1

Corrosion

- [GABRIELLI 90] G. GABRIELLI, F. HUET, M. KEDDAM, R. OLTRA
A review of the probabilistic aspects of localized corrosion
Corrosion, vol. 46, pp. 266-278, 1990
- [RAMEAU 90] J.-J. RAMEAU
Corrosion électrochimique. Principes, applications et protections
Notes de Cours de l'École Nationale Supérieure d'Électrochimie et d'Électrométallurgie, Institut National Polytechnique de Grenoble (ENSEEG-INPG), 1990.

cf. Bibliographies Chapitre 2 et Annexe 2

Chapitre 4 :

**Éléments interfaciaux
pour la prise en compte
de discontinuités d'interfaces
par la méthode des éléments finis**

-

**Application à la modélisation
tridimensionnelle de l'électromètre**

Chapitre 4 :

Éléments interfaciaux pour la prise en compte de discontinuités d'interfaces par la méthode des éléments finis

-

Application à la modélisation tridimensionnelle de l'électromètre

Introduction

Les chapitres précédents décrivent la conception et la réalisation d'un électromètre marin de haute résolution. Un premier prototype a été construit et testé, qui donne satisfaction par rapport à nos spécifications.

Cependant, la mise au point du système a été longue, et a nécessité de nombreuses expérimentations: il ne serait pas souhaitable d'avoir à refaire le même parcours expérimental lors de la conception d'un prototype amélioré. Tester différentes géométries, en particulier, s'avérerait un travail coûteux et fastidieux.

La calibration et la détermination de la fonction de transfert ont également posé quelques problèmes: les électrodes d'injection influencent le champ imposé en très basses fréquences.

La géométrie de notre cuve d'essai, dont les dimensions très limitées peuvent influencer sur la répartition des lignes de champ électrique dans l'eau, nous éloigne de plus des conditions réelles d'utilisation en milieu infini.

La modélisation du fonctionnement du dispositif, susceptible de résoudre l'ensemble de ces problèmes, apparaît donc naturellement comme une nécessité.

Le principe physique même de fonctionnement de l'appareil (une collection de densité de courant volumique), s'accommode mal d'un schéma filaire associé aux équations des circuits électriques, et réclame une modélisation numérique, au moins bidimensionnelle.

Nous avons utilisé la méthode des éléments finis, dont l'efficacité et la puissance ne sont plus à démontrer, pour réaliser cette modélisation. Cependant, cette méthode ne permet pas, dans sa forme classique, de prendre en compte un saut de la variable d'état aux interfaces entre deux milieux, ce qui est indispensable pour modéliser le comportement des électrodes. Des développements théoriques se sont donc avérés nécessaires, que nous avons implantés dans le logiciel FLUX-EXPERT. La méthode est générale et ne dépend pas de l'application. Elle dépasse le cadre du simple problème de départ pour aboutir à une nouvelle classe d'éléments finis, que nous appelons de façon générique *éléments interfaciaux*. Ces éléments, classés en *interfaciaux de Dirichlet* et *interfaciaux de Neumann*, suivant qu'ils autorisent la gestion d'une discontinuité de l'inconnue ou de son gradient à une interface, permettront au-delà de ces travaux - nous l'espérons - de corriger une des carences de la méthode des éléments finis, et de modéliser de nombreux phénomènes physiques d'interfaces (surtension en électrolyse, effet thermoélectrique de jonction, charges surfaciques induites, ...).

Ce chapitre est ainsi divisé en trois parties:

Dans un premier temps, nous mettons en équation le problème physique que nous souhaitons résoudre, et soulignons le problème particulier aux électrodes. Vient ensuite une justification de notre choix de la méthode numérique de résolution, où nous exposons rapidement les mérites comparés des méthodes intégrales de frontière et de la méthode des éléments finis.

La seconde partie concerne la prise en compte des phénomènes d'interfaces par les éléments finis nodaux. Après quelques rappels sur les éléments finis et une rapide présentation de FLUX-EXPERT, le problème à résoudre est discrétisé. Nous introduisons ensuite les éléments interfaciaux de Dirichlet, et calculons les intégrants associés en 2D et 3D. La formulation complète est validée sur un cas test simple possédant une solution analytique. Nous étendons ensuite la théorie des éléments d'interfaces aux interfaciaux de Neumann. A l'heure où nous composons ce mémoire, les développements présentés sont encore en cours de test. Ils ne concernent pas directement le problème "électromètre", et nous ne nous appesantirons pas sur le sujet, ni n'en présenterons de validation: ces éléments et leurs applications feront l'objet de publications ultérieurement ([MASSÉ 94] effet thermoélectrique, par exemple).

Dans la troisième partie du chapitre, nous revenons à notre problème de départ, et appliquons les développements précédents à la modélisation de notre électromètre. Les résultats sont comparés avec des modélisations 2D et 3D par intégrales de frontière, réalisées par Laurent KRÄHENBÜHL à l'École Centrale de Lyon, qui permettent de valider notre méthode sur un cas plus complexe que le cas test précédent. L'adéquation des deux méthodes est très bonne. Nous comparons ensuite les résultats numériques avec les résultats expérimentaux.

L'application des éléments interfaciaux de Dirichlet à la modélisation d'impédances électrochimiques fait l'objet d'une communication soumise à la conférence CEFC'94 (Sixth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation) [POULBOT 94].

1. Position du problème

1.1. Physique du problème

1.1.1. Mise en équation

De façon très générale, les équations de Maxwell, qui régissent les champs électromagnétiques, s'écrivent dans tout référentiel Galiléen:

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

$$(4.2) \quad \text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(4.3) \quad \text{div } \vec{D} = \rho$$

$$(4.4) \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

où \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , et \vec{B} désignent respectivement les champs électrique et magnétique, le vecteur déplacement électrique et l'induction magnétique, \vec{J} et ρ les densités volumiques de courant et de charge électrique.

A celles-ci, il faut ajouter les relations constitutives des milieux considérés, qui s'écrivent comme suit, en l'absence de polarisation statique et d'aimantation rémanente:

$$(4.5) \quad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$(4.6) \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

où μ et ϵ désignent respectivement les perméabilité (H/m) et permittivité (C/m) électriques, ainsi que la loi d'Ohm en milieu conducteur:

$$(4.7) \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

où σ est la conductivité électrique ($S.m^{-1}$) du milieu.

On peut adjoindre une cinquième équation au système de Maxwell, redondante puisqu'issue de (4.2) et (4.3) (la divergence d'un rotationnel est identiquement nulle), qui exprime du point de vue physique la conservation de la quantité d'électricité:

$$(4.8) \quad \text{div } \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Le problème qui nous intéresse en premier lieu est le calcul de la répartition du champ électrique et du courant, dans un domaine comportant des régions volumiques conductrices, de conductivité différente, à partir d'une différence de potentiel imposée entre deux régions surfaciques sur la frontière extérieure du domaine: c'est typiquement un problème d'*électrocinétique*, où l'inconnue est un nombre complexe, puisque la ddp excitatrice est sinusoïdale.

Les fréquences mises en jeu, inférieures au Hertz, permettent d'annuler les termes d'induction temporelle. Les charges volumiques sont également nulles en volume en milieu conducteur, dans la mesure où le référentiel est Galiléen. Le système de Maxwell se réduit ainsi à sa portion congrue, le seul terme subsistant coté sources étant la densité de courant.

La nullité de l'équation (4.1) permet d'exprimer, de façon classique, le champ électrique \vec{E} sous la forme d'un gradient de potentiel scalaire électrique ϕ :

$$(4.9) \quad \vec{\text{rot}} \vec{E} = \vec{0} \Rightarrow \vec{E} = -\vec{\text{grad}} \phi$$

Dans la mesure où le champ magnétique ne nous intéresse pas, la conservation de la quantité d'électricité dans le domaine suffit à décrire le problème, qui répond ainsi à l'unique équation à une variable scalaire complexe (4.10):

$$(4.10) \quad \text{div} (-\sigma \vec{\text{grad}} \phi) = 0$$

Si la conductivité est constante par milieu, nous pouvons l'extraire de la divergence, et (4.10) se réduit encore à une simple équation de Laplace en complexe:

$$(4.11) \quad \text{div} (\vec{\text{grad}} \phi) = \nabla^2 \phi = 0$$

Les problèmes de modélisation ne se situent donc pas au niveau de la complexité de l'équation à résoudre, mais tiennent plutôt à la présence de régions surfaciques particulières.

1.1.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites générales, portant sur la continuité des champs électromagnétiques au passage entre deux milieux, ou leurs caractéristiques en frontière de domaine, sont exposées dans l'Annexe 1. Dans notre cas, soit pour une équation d'électrocinétique en l'absence de terme de vitesse, il nous suffit d'assurer la continuité de la composante tangentielle du champ électrique au passage entre deux milieux:

$$(4.12) \quad \vec{E}_2 \wedge \vec{n}_{21} + \vec{E}_1 \wedge \vec{n}_{12} = \vec{0}$$

ainsi que la continuité de la composante normale de la densité de courant, soit

$$(4.13) \quad \vec{J}_2 \cdot \vec{n}_{21} + \vec{J}_1 \cdot \vec{n}_{12} = \vec{0} \Leftrightarrow \sigma_2 \vec{E}_2 \cdot \vec{n}_{21} + \sigma_1 \vec{E}_1 \cdot \vec{n}_{12} = \vec{0}$$

où les indices 1 et 2 renvoient aux deux milieux volumiques concernés, et \vec{n}_{12} (respectivement \vec{n}_{21}) désigne la normale à l'interface considérée orientée de 1 vers 2 (resp. de 2 vers 1);

Si le champ électrique dérive d'un potentiel ϕ , continu dans tout le domaine, la condition (4.12) est naturellement respectée. En effet, si $\phi_1 = \phi_2$ à l'interface entre les milieux 1 et 2:

$$\vec{E}_2 \wedge \vec{n}_{21} + \vec{E}_1 \wedge \vec{n}_{12} = -\vec{\text{grad}}(\phi_2 - \phi_1) \wedge \vec{n}_{21} = \vec{0}$$

Il ne subsiste ainsi que la condition (4.13).

Aux frontières du domaine, elle se traduit par la nullité du gradient normal, soit une classique *condition de Neumann homogène*, là où le potentiel n'est pas imposé (*condition de Dirichlet*).

Outre les conditions aux limites naturelles, des conditions particulières apparaissent à certaines interfaces.

1.1.3. Domaine d'étude - interfaces particulières

Le domaine dans lequel nous devons résoudre l'équation (4.10) comporte des régions volumiques de différentes conductivités, des régions non-conductrices, ainsi que des régions surfaciques induisant un saut de potentiel, que nous appellerons dans la suite *régions interfaciales*. Le schéma général du problème à résoudre est ainsi celui de la figure 4.1:

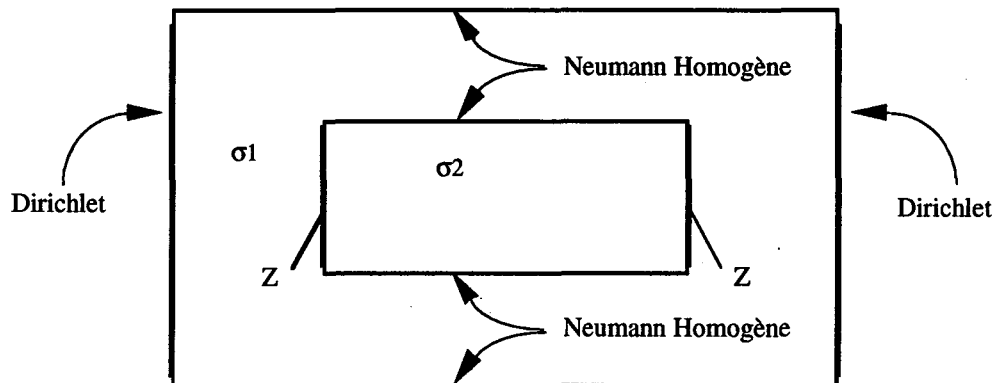


Figure 4.1 - Schéma général du problème à résoudre

La partie interne de l'électromètre, bien que constituée d'un circuit électrique, intervient sur la répartition du courant et du potentiel à l'extérieur de façon parfaitement identique à un sous-domaine comportant une certaine conductivité volumique: celle-ci correspond simplement à l'impédance interne (complexe) ramenée par unité de surface et de longueur.

Il faut pouvoir exprimer l'aspect isolant du corps de l'électromètre: cela peut se traduire par l'application de conditions de Neumann homogènes sur les faces internes et externes de l'électromètre. Ce problème n'est pas trop contraignant, et des solutions simples existent pour le résoudre, que nous introduirons dans le troisième paragraphe.

Le problème lié à la modélisation des électrodes est plus délicat: celles-ci possèdent une impédance de contact avec l'électrolyte, qui induit une chute de potentiel dans une zone extrêmement mince (double-couche électrochimique). Cette zone est impossible à prendre en compte géométriquement, compte tenu des autres dimensions, et nous ne pouvons traduire directement l'impédance des électrodes par une conductivité volumique, comme nous l'avons fait pour la partie interne de l'électromètre. Le problème est donc de pouvoir exprimer une discontinuité de potentiel, fonction d'une impédance complexe connue, à la traversée de l'interface.

1.2. Méthodes numériques de résolution

La formulation des lois de l'électromagnétisme conduit de façon générale à l'écriture d'un système d'équations différentielles, qui est souvent relativement simple en apparence (comme celui que nous souhaitons traiter), mais très fréquemment impossible à résoudre de manière analytique, en raison des conditions aux limites qui doivent être respectées. Différentes méthodes numériques de résolution des équations de l'électromagnétisme ont ainsi été développées [MITTRA 87]. Elles sont plus ou moins bien adaptées selon la configuration des problèmes, certaines sont même parfois inutilisables dans certains cas. En général, ces méthodes consistent à discrétiser (*mailler*) le domaine de résolution en sous-domaines (*éléments*), dans lesquels on peut effectuer une approximation du système à résoudre ou de l'inconnue. Les méthodes les plus utilisées peuvent être classées en trois grandes familles: les méthodes aux *différences finies* (DF), les méthodes *intégrales de frontière* (IF) et la méthode des *éléments finis* (EF).

Le "point dur", pour la modélisation de notre système physique, se situe, comme nous venons de le voir, au niveau des électrodes: à la traversée de celles-ci se produit une variation importante du potentiel électrique, localisée dans une zone extrêmement mince (de l'ordre de l'Angström). Une couche aussi fine, par rapport aux dimensions du domaine d'étude, ne peut être prise en compte géométriquement dans un maillage, qui doit respecter certaines règles topologiques, et ne peut ainsi être traitée comme les autres régions volumiques. Aussi, la variation de potentiel due à l'impédance (surfactive) des électrodes ne peut-elle être considérée, du point de vue de la modélisation numérique, que comme une discontinuité de la variable à la traversée d'une interface entre deux milieux continus. Il faut donc que la méthode numérique employée autorise un saut de la variable d'état à une interface.

1.2.1. Différences finies

La méthode des différences finies est la plus ancienne des trois méthodes citées plus haut, et ses prémices remontent au 19^{ème} siècle. Elle permet cependant de résoudre un nombre important de problèmes physiques, et est encore largement utilisée aujourd'hui [EUVRARD 90]. Elle consiste en une discrétisation du domaine en une grille de points, sur chacun desquels on effectue une approximation des dérivées des fonctions de la variable, c'est à dire des opérateurs différentiels de l'équation, par des différences finies explicites.

Le principal défaut de la méthode réside dans son principe même: l'approximation dépend des coordonnées, et, à moins de mailler de façon extrêmement fine le domaine, ce qui augmente de façon importante la taille du système linéaire à résoudre, la méthode s'avère incapable de modéliser des géométries complexes. Nous ne l'avons pas retenue pour cette raison, bien qu'elle permette de prendre en compte des discontinuités interfaciales [ZAMANI 86], [BESSAGUET 88]. Notons qu'elle est employée, couplée à d'autres méthodes, pour discrétiser la variable temps dans la quasi-totalité des problèmes évolutifs.

1.2.2. Intégrales de frontière

La méthode des intégrales de frontière, appliquée à la résolution des équations de Maxwell dans la fin des années 1970 [ARMSTRONG 78], [ANCELLE 79], fait l'objet d'études depuis de nombreuses années au Centre de Génie Électrique de Lyon (CEGELY) [NICOLAS 83], [KRÄHENBÜHL 83], débouchant sur les logiciels commerciaux et de recherche PHI2D et PHI3D. La méthode est, comme son nom l'indique, une méthode intégrale. Son principe consiste à exprimer l'inconnue (la variable d'état de l'équation) en fonction d'une quantité intégrale, portant uniquement sur le contour du domaine. La discrétisation de ce contour (*frontière*) ramène le problème à la résolution d'un système linéaire.

La méthode est pseudo-analytique: il est nécessaire de calculer, au préalable à tout traitement numérique, la formulation intégrale mathématique sur le contour à partir de l'équation volumique. Son utilisation est ainsi restreinte aux cas où il est possible de déterminer analytiquement l'expression intégrale, soit lorsqu'il existe une *fonction de Green* pour l'opérateur considéré. En particulier, les méthodes intégrales sont bien adaptées aux problèmes de potentiel et à la résolution de l'équation de Poisson, et donc a fortiori à l'équation de Laplace. Pour la résolution, la solution est approchée par une somme de solutions élémentaires: les problèmes comportant des non-linéarités réclament ainsi des traitements particuliers, puisque le théorème de superposition n'est plus applicable. Notons que dans certains cas, les intégrales à calculer sont singulières, et nécessitent des méthodes numériques adaptées.

Notre problème ne comporte pas de non-linéarités, et se réduit, comme nous l'avons exprimé plus haut, à la résolution d'une équation de Laplace dans chaque volume. Il peut être traité par intégrales de frontières, et en particulier être modélisé à l'aide de PHI3D. La prise en compte de sauts de la variable d'état à une interface peut être réalisée en maillant séparément les domaines intérieurs et extérieurs, et en les reliant par des conditions limites particulières introduites dans le logiciel [KRÄHENBÜHL 93].

1.2.3. Éléments finis

La méthode des éléments finis était à l'origine utilisée en mécanique (O.C. Zienkiewicz). Son application à l'électromagnétisme, par P.P. Silvester et M.V.K. Chari, date de la fin des années 1970 [SILVESTER 70]. De nombreuses études ont depuis contribué à son développement, en France et à l'étranger, notamment à Grenoble avec les logiciels FLUX2D ET FLUX3D du Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble (LEG) [COULOMB 81], [SABONNADIÈRE 89], et FLUX-EXPERT du laboratoire MADYLAM [MASSÉ 83,84].

Le principe de la méthode est basé sur une formulation intégrale des équations aux dérivées partielles. Le domaine est ensuite découpé en éléments de taille variable, mais finie (*éléments finis*), sur lesquels on approche l'inconnue par une fonction d'essai, généralement polynomiale. Ce traitement permet de construire un système linéaire d'équation, où les inconnues sont les valeurs de la variable aux *noeuds* des éléments, points géométriques situés sur les angles et les arêtes des éléments, définissant ainsi la méthode des éléments finis *nodaux*.

Cette méthode ne permet pas, dans sa forme classique, la prise en compte de discontinuités de la variable d'état du système à résoudre: c'est même un des principes de base de la méthode, que d'assurer la continuité de celle-ci entre les éléments.

Nous avons cependant souhaité l'utiliser pour différentes raisons: en particulier, la modélisation d'autres problèmes plus complexes, qui ne sont pas solubles par des méthodes intégrales, nous a amené à utiliser le logiciel élément finis FLUX-EXPERT, qui est implanté au LETI. La méthode des éléments finis possède l'avantage sur les méthodes intégrales, de pouvoir prendre en compte des milieux non-linéaires. De plus, ces méthodes ne fournissent la solution que sur les frontières du volume de résolution: l'accès à la valeur de la variable d'état en un point quelconque du domaine nécessite un post-traitement intégral. Les éléments finis, à l'inverse, fournissent la solution en tous les noeuds du maillage, la valeur en un point quelconque d'un élément étant calculée par simple interpolation linéaire sur les noeuds de celui-ci. Notons qu'en contrepartie, la méthode des éléments finis conduit souvent à la résolution de systèmes de tailles importantes, puisqu'elle nécessite le maillage de tout un volume, là où les méthodes intégrales de frontière permettent de ne mailler que les surfaces.

Ayant fait d'utiliser FLUX-EXPERT - de façon relativement partielle, il faut bien l'avouer - il nous a donc fallu réaliser un certain nombre de développements théoriques et informatiques, de façon à pouvoir gérer les discontinuités du potentiel électrique à la traversée de nos électrodes, par la méthode des éléments finis nodaux. Nous pensions, à l'origine, pouvoir utiliser simplement, en programmant des opérateurs intégrant adéquats, les éléments interfaciaux implantés dans la version industrielle de FLUX-EXPERT par la société DT2I, qui commercialise le logiciel [DT2I 92]. Ces éléments sont cependant uniquement bidimensionnels, et comportent des restrictions importantes quand à leur utilisation: ils ne nous satisfaisaient pas entièrement. Le problème tridimensionnel restait de toute façon entier. La modélisation de l'électromètre est ainsi, petit à petit, devenu prétexte, et le problème théorique nous a mobilisés pour lui-même: l'intérêt est grand, par le nombre de problèmes physiques concernés. D'autres problèmes d'interfaces nous sont également apparus lors de tentatives de modélisations d'autres phénomènes: comment, par exemple, gérer la discontinuité d'un gradient de potentiel normal à une interface, quand celle-ci ne possède pas la dimension nécessaire au calcul de ce gradient ?

Nous avons ainsi sollicité sur le problème Ph. Massé, concepteur du logiciel, et avons été amené à réfléchir avec lui à une classe d'éléments finis interfaciaux plus large et au traitement des phénomènes d'interfaces en général.

2. Prise en compte de discontinuités d'interfaces par la méthode des éléments finis : éléments interfaciaux

Nous présentons rapidement, dans un premier temps, quelques rappels sur les éléments finis, de façon à pouvoir utiliser certaines notations sans avoir à les redéfinir par la suite. On trouvera une approche beaucoup plus détaillée sur la méthode des éléments finis dans les ouvrages de référence de G. Dhatt et G. Touzot [DHATT 84], et O.C. Zienkiewicz [ZIENKIEWICZ 89]. De façon plus particulière, l'application de la méthode à l'électromagnétisme est exposée en détail dans le livre de P.P. Silvester et R.L. Ferrari [SILVESTER 90], dans le chapitre rédigé par C. Emson [EMSON 91] de l'ouvrage collectif "Méthodes numériques en électromagnétisme" (A. Bossavit), ainsi que dans le récent article de synthèse de M.V.K. Chari [CHARI 93]. Les publications sur les éléments finis et leurs applications sont extrêmement nombreuses, et ces quelques références ne prétendent pas être exhaustives, ni ne dénotent d'un jugement de valeur de notre part: ce sont simplement celles que nous avons utilisées pour la compréhension de la méthode.

2.1. Présentation de la méthode des éléments finis

Le comportement d'un système physique est, en général, décrit par une (un système d') équation(s) aux dérivées partielles (4.14), à laquelle (auquel) il faut ajouter un ensemble de conditions aux limites Ω_f du domaine Ω (4.15):

$$(4.14) \quad \mathcal{L}(u(X)) = f(X)$$

$$(4.15) \quad \mathcal{L}_f(u_f(X)) = f_f(X)$$

où u est l'inconnue, supposée de classe C_n sur Ω (respectivement u_f sur Ω_f);
 X est la variable d'espace
 \mathcal{L} désigne un opérateur différentiel d'ordre n sur Ω (resp. \mathcal{L}_f sur Ω_f)

La méthode consiste à exprimer ces équations sous une forme intégrale. Cette forme peut être obtenue par une méthode *projective*, dite *projection de Galerkin*. Le produit scalaire de l'espace croisé L_n^2 des fonctions de classe C_n (n fois différentiables) dans l'espace des réels \mathcal{R} est défini de façon classique par:

$$(4.16) \quad \langle u_1, u_2 \rangle = \iiint_{\Omega} u_1 \cdot u_2 \, dX$$

La projection de la quantité $R(u) = \mathcal{L}(u) - f$, appelée *résidu* du système (4.14), sur un ensemble de *fonctions de pondération* (ou de projection) Ψ de L_n^2 , s'écrit:

$$(4.17) \quad \iiint_{\Omega} \Psi \cdot (\mathcal{L}(u(X)) - f(X)) \, dX$$

Si l'ensemble des fonctions de pondération Ψ choisies forme un système générateur de L_n^2 , la résolution du système physique (4.14) est mathématiquement équivalente à la recherche des fonctions $u(X)$ qui annulent l'expression (4.17) et satisfont aux conditions limites (4.15).

Cette méthode d'obtention de la forme intégrale est communément appelée *méthode des résidus pondérés*. Elle n'est pas la seule possible: certains problèmes physiques peuvent être caractérisés par une fonctionnelle d'énergie, dont la minimisation conduit également à une formulation intégrale. Cette technique de minimisation d'énergie est connue sous le nom de *méthode de Ritz*. On montre que les formes intégrales obtenues par les deux méthodes sont équivalentes, dans le cas où le système (l'opérateur \mathcal{L}) est auto-adjoint, soit s'il vérifie:

$$(4.18) \quad \forall \Psi \in L_n^2(\mathcal{R}), \quad \iiint_{\Omega} \Psi \cdot \mathcal{L}(u) \, dX = \iiint_{\Omega} u \cdot \mathcal{L}(\Psi) \, dX$$

L'étape suivante consiste à approcher la fonction u par une combinaison linéaire des valeurs prises par elle en des points du domaine (les *noeuds*), définissant ainsi une *approximation nodale* de la fonction. Le domaine est au préalable découpé en sous-domaines, et l'approximation nodale est réalisée sur chacun d'entre eux. L'approximation par éléments finis est une méthode particulière d'approximation nodale par sous-domaine, qui respecte les deux propriétés suivantes:

- (P1) l'approximation nodale sur un élément ne fait intervenir que les valeurs prises sur les noeuds de cet élément;
- (P2) les fonctions approchées sur chaque élément satisfont des conditions de continuité entre les différents éléments du domaine, qui définissent une partition complète de celui-ci (sans "trou", ni recouvrement).

La fonction discrète u^* , approximation de u sur un élément, peut ainsi s'écrire:

$$(4.19) \quad u^*(X) = \sum_{j=1}^N \alpha_j(X) u_j$$

où :

- les u_j sont les valeurs prises par la fonction en chacun des noeuds j de l'élément;
- N est le nombre de noeuds de l'élément;
- les coefficients $\alpha_j(X)$ sont des fonctions de la géométrie de l'élément, appelées *fonctions d'interpolation*.

Il est nécessaire que chacune des fonctions d'interpolations α_j prenne la valeur 1 aux coordonnées du noeud $n^\circ j$, et la valeur zéro aux coordonnées des $N-1$ autres noeuds. Ces fonctions peuvent ainsi être construites dans chaque élément à partir de l'élément lui-même, et des coordonnées de ses noeuds (polynômes de Lagrange).

Le respect de la condition (P2) implique que les valeurs u_j soient partagées par tous les éléments ayant en commun le noeud considéré.

Les éléments les plus couramment utilisés sont les triangles et les quadrilatères en 2D, et les tétraèdres, les prismes et les hexaèdres en 3D. L'ordre d'un élément est défini par celui du polynôme d'interpolation qui lui est associé. Couramment, les éléments du *premier ordre* ne comporte des noeuds qu'à leurs sommets géométriques. Au *second ordre*, ils comportent en général des noeuds également sur leurs arêtes. Les figures 4.2 et 4.3 suivantes présentent des exemples d'éléments finis classiques. Utiliser des éléments du second ordre permet des disposer de plus de points, et donc de mailler moins finement un domaine tout en conservant la même précision sur le calcul.

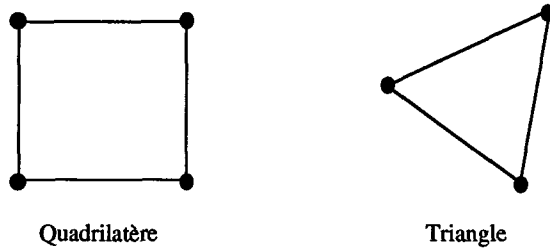


Figure 4.2 - Exemples d'éléments finis 2D du premier ordre

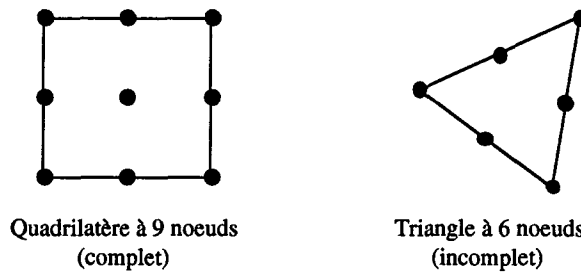


Figure 4.3 - Exemples d'éléments finis 2D du second ordre

Les fonctions de projection Ψ peuvent être construites de la même façon, à partir de l'élément: en fait, dans bien des cas, on pourra utiliser exactement les mêmes fonctions pour l'interpolation de la variable et la projection. L'assemblage de toutes les équations, obtenues sur chacun des éléments, conduit ainsi à un système linéaire à NBN inconnues (les valeurs de u aux NBN noeuds du domaine) et NBN équations (autant de fonctions de projection que de noeuds) de la forme:

$$(4.20) \quad \sum_{j=1}^{NBN} \left[\left(\iiint_{\Omega} \alpha_i \cdot \mathcal{L}(\alpha_j) dX \right) \cdot u_j \right] = \iiint_{\Omega} \alpha_i \cdot f dX$$

soit en fait une équation matricielle carrée du type (4.21):

$$(4.21) \quad [M_{ij}] [u_j] = [S_i]$$

où les M_{ij} et les S_i sont appelés *intégrants*, respectivement matriciels et vectoriels.

Le système carré (4.21) est ensuite résolu par des méthodes numériques appropriées, éventuellement itératives si l'opérateur différentiel de (4.14) est non-linéaire. On remarquera que la taille de la matrice correspond au nombre total de noeuds, et dépend ainsi directement du nombre d'éléments utilisés pour discrétiser géométriquement le domaine. Plus celui-ci est maillé fin, plus la taille du système à résoudre est importante et nécessite des moyens informatiques puissants. Notons encore que cette matrice est très creuse, puisque les intégrants matriciels M_{ij} ne sont non nuls que si les noeuds i et j appartiennent au même élément.

2.2. Discrétisation du problème physique

Rappelons la forme de l'équation (4.10) à résoudre, où la conductivité σ et l'inconnue ϕ sont des grandeurs complexes:

$$\operatorname{div}(-\sigma \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi) = 0$$

Supposons dans un premier temps que notre problème ne comporte pas de zones interfaciales particulières.

La projection de Galerkin de (4.10) sur les fonctions de pondération α_i donne la *forme forte* de l'équation, qui doit être vérifiée dans chacune des régions volumiques Ω_k du domaine:

$$(4.22) \quad \iiint_{\Omega_k} \alpha_i \operatorname{div}(-\sigma \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi) \, d\tau = 0$$

L'utilisation du théorème de Green, qui correspond en fait simplement à une intégration par partie, permet d'abaisser l'ordre des dérivations sous l'intégrale, pour aboutir à la *forme faible* de l'équation, dans laquelle \vec{n} désigne la normale sortante:

$$(4.23) \quad \iiint_{\Omega_k} \sigma \overrightarrow{\operatorname{grad}} \alpha_i \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi \, d\tau + \iint_{\Gamma_k} -\alpha_i \sigma \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi \cdot \vec{n} \, ds = 0$$

L'intégrale volumique a la même forme dans chacune des régions volumiques, soit dans l'ensemble du domaine Ω . L'intégrale surfacique, quant à elle, est à calculer sur les frontières de chaque région. A l'intersection entre deux milieux, il faut donc exprimer:

$$(4.24) \quad \iint_{\Gamma_1} -\alpha_i \sigma_1 \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi \cdot \vec{n}_1 \, ds + \iint_{\Gamma_2} -\alpha_i \sigma_2 \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi \cdot \vec{n}_2 \, ds$$

soit, les normales étant orientées vers l'extérieur des domaines concernés:

$$(4.25) \quad \iint_{\Gamma_1 \cap \Gamma_2} -\alpha_i (\sigma_1 \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi_1 - \sigma_2 \overrightarrow{\operatorname{grad}} \phi_2) \cdot \vec{n}_1 \, ds$$

Les contributions de chacun des cotés s'annulent classiquement pour assurer faiblement la continuité du courant normal (4.13). De la même façon, l'intégrale surfacique de (4.23) disparaît sur les frontières extérieures du domaine Ω , et sur les éventuelles frontières internes comportant des conditions de Neumann homogènes. Elle n'est pas calculée sur les points où la valeur de l'inconnue est imposée (Dirichlet), et disparaît également dans ce cas

Elle ne subsiste en fait que sur les éventuelles surfaces où l'on souhaite imposer un courant source:

$$(4.26) \quad \bar{J}_{\text{source}} = -\sigma \overrightarrow{\text{grad}} \phi$$

et l'équation à résoudre devient simplement:

$$(4.27) \quad \iiint_{\Omega} \sigma \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_i \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \phi \, d\tau = \iint_{\Gamma_{\text{sources}}} -\alpha_i \bar{J}_{\text{source}} \cdot \bar{n} \, ds$$

2.3. Prise en compte de discontinuités interfaciales

2.3.1. Formulation du problème

Le but est de tenir compte dans l'équation précédente (4.27) de la conductivité d'une région sans épaisseur: la conséquence est un saut de la variable à la traversée de cette interface, qui n'est pas possible à réaliser de par l'hypothèse même de continuité entre chacun des éléments, si l'interface est maillée avec des éléments surfaciques classiques.

Formulons le problème:

- si la région est surfacique, et n'a pas d'épaisseur, donc, la continuité du potentiel est obligatoire: nous ne pouvons pas prendre en compte la conductivité de l'interface;
- si nous donnons maintenant une épaisseur à la région interface, elle devient volumique au sens des éléments finis et l'équation (4.27) est applicable. Il suffit que la couche comporte au moins un élément dans le sens de l'épaisseur. Pour respecter la physique et la géométrie du problème, il faut toutefois que cette épaisseur soit très faible. Prendre en compte une région très fine induit des problèmes topologiques au niveau du maillage: il faudrait mailler avec des éléments de taille progressivement décroissante, ce qui multiplie leur nombre. De plus, aux erreurs numériques près, le Jacobien de la matrice de passage entre un élément réel très fin et l'élément de référence, a de forte chance d'être négatif (les calculs d'intégrant sont en effet effectués numériquement, une fois pour toutes, sur le même élément de référence: on revient ensuite dans chacun des éléments du domaine réel par un changement de variable). Nous ne pouvons donc pas créer une région trop fine. Dans ce cas, la solution ne pourrait être que très approximative, puisque nous nous éloignons des conditions physiques et géométriques du problème.

En résumé, le dilemme est le suivant:

- il faut, pour pouvoir effectuer un calcul dans le sens perpendiculaire au plan de l'interface, que celle-ci soit définie comme une couche volumique, soit qu'elle comporte au moins un élément dans son épaisseur;
- il est cependant nécessaire que cette épaisseur soit nulle.
- dans ce cas, le calcul ne peut plus être effectué numériquement.

2.3.2. Les éléments interfaciaux de Dirichlet

2.3.2.1. Principe et méthode

L'idée, pour tenir compte des trois affirmations contradictoires précédentes, est la suivante: il nous faut disposer d'un élément ayant une structure volumique, mais dont certains des noeuds sont géométriquement confondus, de façon à ce que l'épaisseur réelle dans une direction donnée soit nulle. De cette façon, la continuité du potentiel est respectée entre chacun des milieux volumiques, de part et d'autre de l'interface, et l'interface elle-même. Puisque le calcul numérique n'est pas possible, nous l'effectuerons analytiquement dans l'élément, au préalable à l'assemblage et à tout traitement numérique. Le saut de potentiel à la traversée de l'interface revient donc à une variation importante dans celle-ci: cette façon de faire se révèle ainsi être très proche des conditions physiques.

La figure 4.4 suivante présente un exemple d'un tel élément interfacial, du premier ordre, dans le repère de référence (u,v,w) . L'interface est située dans le plan (u,v) . Nous supposons, dans un premier temps que l'élément a une épaisseur 2ε dans la direction w , perpendiculaire à l'interface: nous ferons tendre ensuite la quantité ε vers zéro.

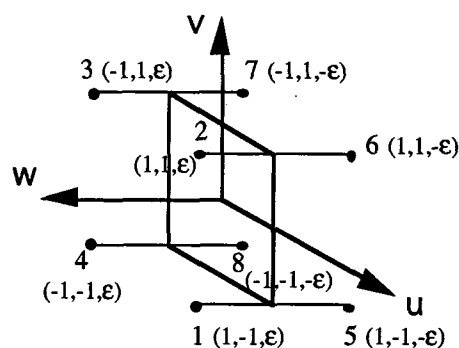


Figure 4.4 - Exemple d'élément interfacial du premier ordre en 3D

Pour effectuer le calcul analytique, il nous faut faire des hypothèses sur l'allure de la variation de l'inconnue dans l'interface. Seule la différence de potentiel entre les deux cotés de l'interface nous intéresse, la façon dont celui-ci varie dans l'interface nous importe peu.

Nous faisons ainsi les deux hypothèses suivantes:

- (H1) - le potentiel dans l'interface ne varie que dans la direction perpendiculaire à celle-ci;
 (H2) - cette variation est linéaire.

2.3.2.2. Calcul de l'intégrant interfacial

En notant $\alpha_i(u,v,w)$ le polynôme d'interpolation associé à l'élément, et N le nombre de noeud de ce dernier, l'inconnue discrète peut s'écrire:

$$(4.28) \quad \phi = \sum_{j=1}^N \alpha_j(u, v, w) \phi_j$$

Les noeuds de l'élément interfacial de la figure 4.4 peuvent être séparés en deux groupes distincts (1,2,3,4) et (5,6,7,8), de part et d'autre de l'interface. Ces groupes ne dépendent plus de la coordonnées w: ils sont homogènes à des éléments surfaciques classiques. Nous pouvons leur associer à chacun un polynôme d'interpolation identique $\alpha'_j(u,v)$ (qui serait par exemple le polynôme de Lagrange pour un élément surfacique à 4 noeuds dans notre exemple). Le polynôme α vaut ainsi α' pour $w = \pm \epsilon$, et varie linéairement en fonction de w entre ces deux valeurs.

L'expression discrète de l'inconnue peut être séparée en deux sommations, portant respectivement sur les deux groupes de noeuds. Si, de façon générale, N désigne le nombre total de noeuds, avec une numérotation à la manière de celle de l'élément de la figure 4.4 (un coté, puis l'autre):

$$(4.29) \quad \phi = \sum_{j=1}^{N/2} \alpha_j(u, v, w) \phi_j + \sum_{j=N/2+1}^N \alpha_j(u, v, w) \phi_j$$

qui s'écrit encore, en utilisant ce qui vient d'être dit, et l'hypothèse de variation linéaire (H2):

$$(4.30) \quad \phi = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{w}{\epsilon}\right) \cdot \sum_{j=1}^{N/2} \alpha'_j(u, v) \phi_j + \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{w}{\epsilon}\right) \cdot \sum_{j=N/2+1}^N \alpha'_j(u, v) \phi_j$$

Nous pouvons utiliser comme fonctions de pondération les mêmes polynômes que pour les fonctions d'interpolation. Le polynôme α_i s'écrit ainsi:

$$(4.31) \quad \begin{aligned} \alpha_i(u, v, w) &= \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{w}{\epsilon}\right) \cdot \alpha'_i(u, v) && \text{pour } i \in \left[1, \frac{N}{2}\right] \\ \alpha_i(u, v, w) &= \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{w}{\epsilon}\right) \cdot \alpha'_i(u, v) && \text{pour } i \in \left[\frac{N}{2} + 1, N\right] \end{aligned}$$

D'après (H1), l'équation (4.27) peut se simplifier dans la région interfaciale:

$$(4.32) \quad \iiint_{\Omega} \sigma \overrightarrow{\text{grad}} \alpha_i \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \phi \, d\tau = \iiint_{\Omega} \sigma \frac{\partial \alpha_i}{\partial w} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial w} \, dudvdw$$

En utilisant (4.30), nous pouvons expliciter la dérivée de l'inconnue par rapport à w:

$$(4.33) \quad \frac{\partial \phi}{\partial w} = \frac{1}{2\epsilon} \cdot \sum_{j=1}^{N/2} \alpha'_j(u, v) \phi_j - \frac{1}{2\epsilon} \cdot \sum_{j=N/2+1}^N \alpha'_j(u, v) \phi_j$$

et de la même façon, (4.31) permet d'écrire:

$$(4.34) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \alpha_i}{\partial w}(u, v, w) &= \frac{1}{2\epsilon} \alpha'_i(u, v) && \text{pour } i \in \left[1, \frac{N}{2}\right] \\ \frac{\partial \alpha_i}{\partial w}(u, v, w) &= -\frac{1}{2\epsilon} \alpha'_i(u, v) && \text{pour } i \in \left[\frac{N}{2}+1, N\right] \end{aligned}$$

En reportant l'expression des dérivées partielles dans (4.32), l'intégrand à calculer dans la région interfaciale devient:

$$(4.35) \quad \begin{aligned} &\iiint \sigma \frac{1}{4\epsilon^2} \alpha'_i(u, v) \alpha'_j(u, v) \, dudvdw && \text{si } (i, j) \in \left[1, \frac{N}{2}\right] \times \left[1, \frac{N}{2}\right] \\ & && \text{ou } (i, j) \in \left[\frac{N}{2}+1, N\right] \times \left[\frac{N}{2}+1, N\right] \\ & - \iiint \sigma \frac{1}{4\epsilon^2} \alpha'_i(u, v) \alpha'_j(u, v) \, dudvdw && \text{sinon} \end{aligned}$$

Dans cette région, w varie de - ε à + ε. Les polynômes α' étant indépendants de w, nous pouvons intégrer les expressions (4.35) selon cette variable, entre les deux bornes de variation de w, pour obtenir:

$$(4.36) \quad \begin{aligned} &\iint \sigma \frac{1}{2\epsilon} \alpha'_i(u, v) \alpha'_j(u, v) \, dudv && \text{si } (i, j) \in \left[1, \frac{N}{2}\right] \times \left[1, \frac{N}{2}\right] \\ & && \text{ou } (i, j) \in \left[\frac{N}{2}+1, N\right] \times \left[\frac{N}{2}+1, N\right] \\ & - \iint \sigma \frac{1}{2\epsilon} \alpha'_i(u, v) \alpha'_j(u, v) \, dudv && \text{sinon} \end{aligned}$$

2.3.2.3. Lien avec la physique

Examinons le terme de conduction sous l'intégrale (4.36): 2ε correspond à l'épaisseur de notre région interfaciale. Nous pouvons définir une quantité σ_1 , que nous appellerons *conductivité interfaciale*, telle que :

$$(4.37) \quad \sigma_1 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\sigma}{2\varepsilon}$$

Si nous "écrasons" maintenant notre région interfaciale, c'est à dire si nous faisons tendre la quantité 2ε vers zéro dans l'intégrant (4.36), celui-ci devient:

$$(4.38) \quad \pm \iint \sigma_1 \alpha'_i(u, v) \alpha'_j(u, v) \, dudv$$

L'intégrant obtenu est surfacique. Il respecte parfaitement le comportement physique que nous souhaitons modéliser: une région sans épaisseur, néanmoins conductrice, qui induit une différence de potentiel à sa traversée.

La notion de conductivité interfaciale, que nous venons d'introduire, n'intervient pas comme un simple artifice mathématique, mais traduit bien la physique du phénomène interfacial. Elle est d'ailleurs obtenue de façon tout à fait naturelle, à partir de l'impédance mesurée. Connaissant la surface S de l'électrode (surface effectivement exposée à l'électrolyte), l'impédance complexe Z de celle-ci s'écrit en fonction de la conductivité dans la direction 1, selon les lois habituelles de l'électricité:

$$(4.39) \quad \bar{Z} = \frac{1}{S \bar{\sigma}}$$

La grandeur σ a peu de sens physique, dans la mesure où le phénomène a lieu dans une couche d'épaisseur l extrêmement mince: Z est une impédance de contact, sans fondement volumique. Par contre, si nous réécrivons (4.39) sous une autre forme, en faisant tendre l vers zéro, la quantité surfacique σ_1 prend toute sa signification en tant que "conductivité de contact", ou conductivité interfaciale comme nous l'avons nommée:

$$(4.40) \quad \bar{\sigma}_1 = \frac{1}{\bar{Z} S} = \lim_{l \rightarrow 0} \frac{\bar{\sigma}}{l}$$

La solution que nous proposons pour modéliser le comportement des électrodes nous semble ainsi non seulement intéressante du point de vue de la méthode des éléments finis, mais également très proche de la réalité physique du phénomène.

Notons enfin que le raisonnement que nous avons tenu pour modéliser, en fait, une impédance surfacique dynamique (valeur complexe) est a fortiori valable dans le domaine réel. Une démarche tout à fait analogue peut être effectuée pour modéliser une impédance surfacique statique, soit prendre en compte ce que les électrochimistes appellent la *surtension d'interface* [ZAMANI 86], dans les problèmes d'électrolyse par exemple. Dans ce cas, l'impédance équivalente, qui est non linéaire, est donnée par une courbe expérimentale intensité - potentiel.

Il nous faut maintenant disposer d'éléments interfaciaux, pour pouvoir appliquer l'analyse théorique qui vient d'être exposée. Deux méthodes sont possibles pour construire ces éléments, qui conduisent à des philosophies différentes de mise en oeuvre de l'intégrant particulier que nous venons de calculer.

2.3.3. Une première méthode d'implémentation

Il existe dans Flux-Expert des éléments interfaciaux bidimensionnels, qui sont obtenus par *dédoublement* des noeuds des éléments linéiques de l'interface. Ces éléments sont représentés figure 4.5.

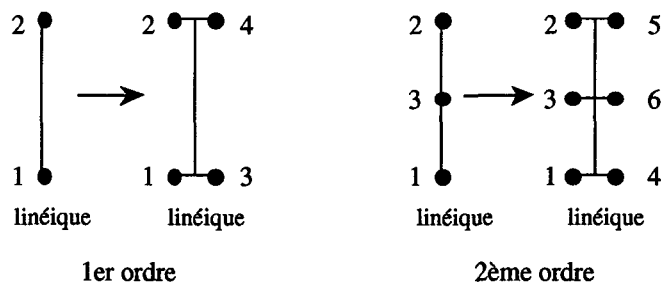


Figure 4.5 - Éléments interfaciaux bidimensionnels "première manière" (premier et deuxième ordre)

Nous avons pu tester notre formulation en 2D avec ces éléments, qui fonctionnent tout à fait correctement. Cependant, leur utilisation présente quelques restrictions:

- des contraintes algorithmiques au niveau de la génération de ces éléments, nécessitent que la région linéique à transformer en région interfaciale traverse le domaine, ou soit bouclée sur elle-même; il est également nécessaire que cette région linéique ne touche pas de régions volumiques permettant l'application de conditions de Neumann homogène interne: ces régions ne sont pas maillées, et des problèmes se posent au niveau de la reconnaissance des noeuds frontières lors du dédoublement des éléments.

- les régions interfaciales physiques, sur lesquelles un calcul doit être effectué, ne répondent pas forcément aux critères géométriques énoncés ci-dessus. Il est ainsi nécessaire de définir la conductivité surfacique de l'intégrant (4.38) comme une propriété "créneau", ayant une certaine valeur non nulle σ_I sur la région interfaciale du maillage qui correspond à la zone interfaciale physique, et nulle sur les autres parties.

Dans ce cas, il faut affecter des conditions aux limites de raccordement, dites *cycliques*, sur les noeuds dédoublés des éléments de la partie interfaciale non physique, de façon à rétablir la continuité de la variable: là où l'intégrant est nul, les noeuds de part et d'autre ne sont plus liés par aucune équation, et les régions surfaciques de chaque cotés deviennent totalement indépendantes. Notons toutefois que cette façon de faire peut permettre, si l'on n'impose pas de conditions de raccordement, de modéliser des régions isolantes minces.

- du point de vue numérique, des problèmes de précision se posent lorsque l'on définit les limites de la zone interfaciale physique sur la région interfaciale créée par dédoublement: arrêter la zone de calcul au milieu d'un élément peut donner des résultats très imprécis, voire faux (rebond, dissymétrisation d'une solution présentant a priori une symétrie).

Il nous est apparu impossible de généraliser la génération des éléments interfaciaux au 3D en utilisant cette méthode de dédoublement de noeuds, et nous avons ainsi été conduit à chercher une autre façon de faire.

2.3.4. De nouveaux éléments interfaciaux

2.3.4.1. Principe

Une région interfaciale, et donc les éléments qui la composent, ont nécessairement une dimension inférieure d'une unité à la dimension de l'espace: l'idée que nous proposons consiste à générer ces éléments par compression, dans une direction perpendiculaire à l'interface, d'une couche d'éléments définie au départ comme possédant la dimension de l'espace. Plutôt que de dédoubler les noeuds d'une région linéique (surfacique) que nous souhaitons interfaciale, nous allons condenser géométriquement la monocouche d'éléments surfaciques (volumiques) jouxtant cette *hyper-région*, en modifiant les coordonnées de certains des noeuds des éléments de cette couche. Les éléments créés sont associés aux éléments (normaux) de l'*hyper-région*, qui peut ainsi être conservée telle quelle.

Cette méthode possède plusieurs avantages immédiats: elle est parfaitement générale en 2D et en 3D, elle ne nécessite pas l'ajout de noeuds supplémentaires (il n'est donc pas utile de modifier la liste des noeuds du maillage de départ), elle n'augmente pas non plus le nombre d'éléments, puisque les éléments volumiques compressés sont remplacés par les éléments interfaciaux créés.

Cette technique nécessite cependant un certain nombre d'hypothèses.

2.3.4.2. Hypothèses et définitions

Nous appellerons *couche générique interfaciale*, la monocouche que nous souhaitons écraser, et *éléments génériques interfaciaux* ses éléments. Nous désignerons également par *frontière générique* et *éléments de frontière générique* l'*hyper-région* (linéique en 2D, surfacique en 3D) de départ et les éléments qui la composent.

Dans l'absolu, il est possible de choisir la couche générique interfaciale d'un coté ou de l'autre de la frontière générique, puisque les éléments la composant sont appelés à disparaître.

Cependant, une zone interfaciale entoure le plus souvent, partiellement ou complètement, une région aux propriétés et aux dimensions données par la physique du problème que l'on modélise. De façon à ne pas modifier ces dimensions, nous faisons le choix de toujours effectuer la condensation *de l'extérieur vers l'intérieur*, soit d'effectuer une *compression*. Il faudra donc choisir lors du maillage l'orientation de la frontière générique, qui définit le sens de la normale, de façon à ce que les notions d'intérieur et d'extérieur données par la normale, coïncide avec les mêmes notions définies par la géométrie du problème. La figure 4.6 résume sur un schéma 2D la terminologie que nous venons de définir et ces hypothèses.

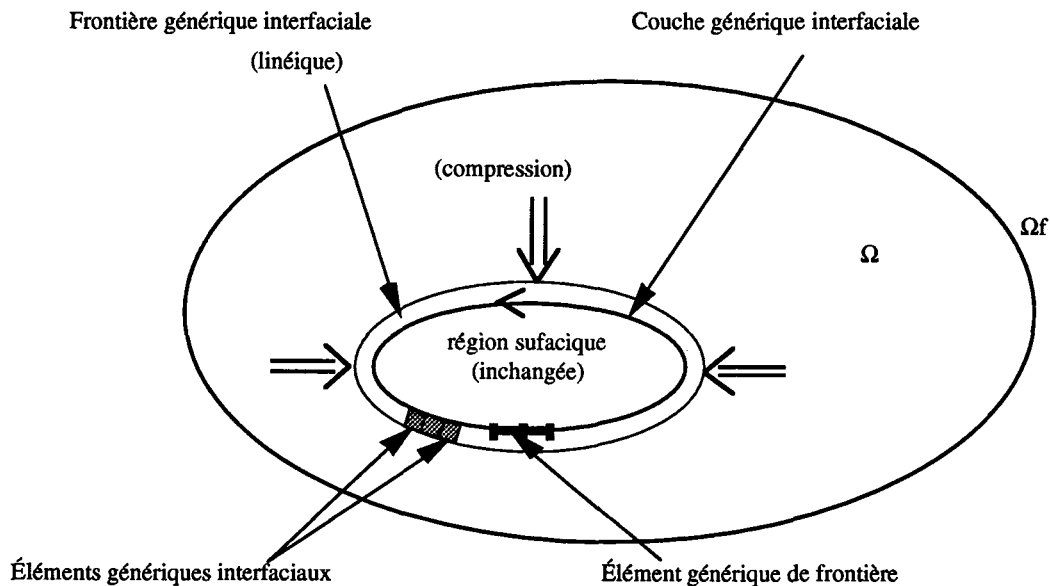
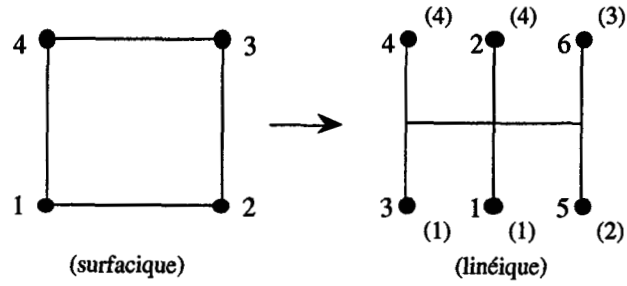


Figure 4.6 - Terminologie pour la création des éléments interfaciaux

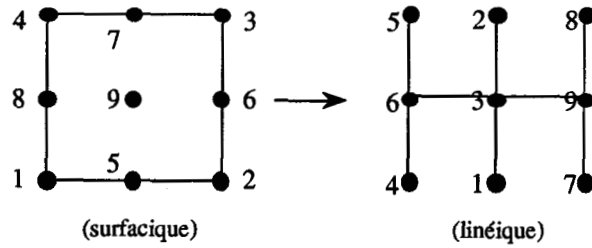
Pour pouvoir écraser un élément sur lui même, il faut pouvoir mettre certains de ces noeuds en coïncidence: les éléments génériques doivent donc être nécessairement des **quadrilatères** en 2D, des **prismes** ou des **hexaèdres** en 3D. Tous les éléments génériques de frontière (linéique en 2D, triangles ou quadrilatère en 3D) doivent être contigus à un élément générique interfacial de l'un de ces types.

L'ordre d'un élément interfacial est donné par celui du polynôme qui est utilisé sur l'interface, soit le polynôme associé à l'élément générique de frontière. Pour la définition d'un élément interfacial de Dirichlet, nous utiliserons l'hypothèse isoparamétrique courante (d'ailleurs appliquée à tous les éléments traités par Flux-Expert): ce sont les mêmes polynômes qui décrivent la géométrie et la variable calculée. Cela ne présume cependant pas du choix du polynôme de projection.

La figure 4.7 suivante présente les éléments interfaciaux en géométrie bidimensionnelle créés par cette méthode. Les interfaciaux de Dirichlet en géométrie tridimensionnelle, du premier et deuxième ordre, sont représentés respectivement sur les figures 4.8 et 4.9 suivantes.

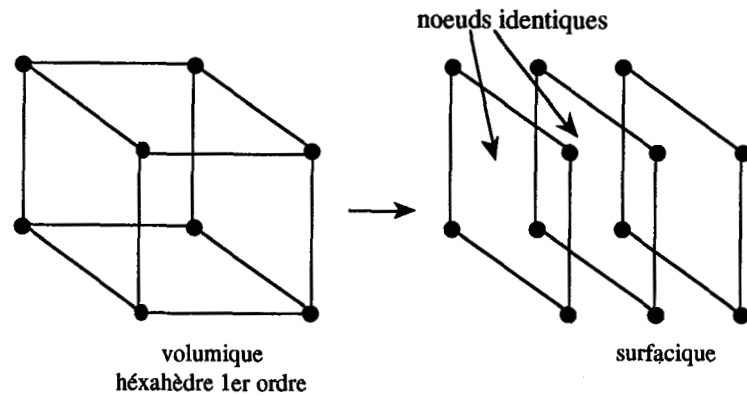


(a) - Élément Interfacial de Dirichlet du 1er ordre (6 noeuds)

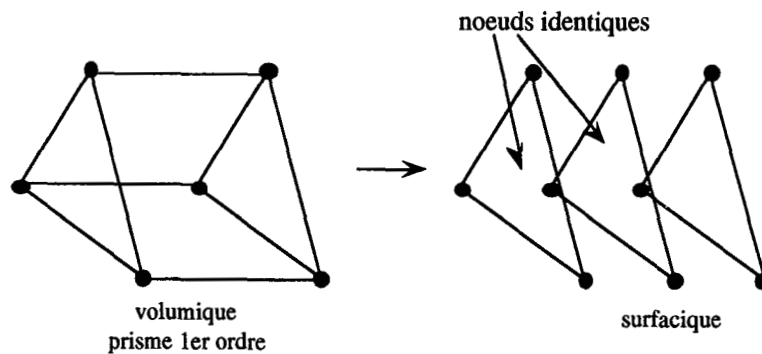


(b) - Élément Interfacial de Dirichlet du 2ème ordre (9 noeuds)

Figure 4.7 - Éléments interfaciaux de Dirichlet en 2D (1er et 2ème ordre)



(a) - Élément Interfacial de Dirichlet du 1er ordre à 12 noeuds



(b) - Élément Interfacial de Dirichlet du 1er ordre à 9 noeuds

Figure 4.8 - Éléments interfaciaux de Dirichlet du 1er ordre en 3D

Les opérateurs de calcul de polynômes (et de leurs dérivées) sont liés de façon biunivoque à la numérotation de l'élément de référence sur lequel ils sont définis. Il faut donc faire un choix de numérotation générale des noeuds des éléments interfaciaux. L'ordre choisi, en se référant à un élément du second ordre complet (quadrilatère de la figure 4.3), est le suivant: **noeuds milieux, puis noeuds intérieurs, puis noeuds extérieurs**. Notons que la présence de la liste des noeuds milieux permet d'affecter un terme source sur l'interface, tout en ayant la possibilité de gérer le saut de la variable grâce à l'intégrant (4.38) sur les groupes de noeuds intérieurs et extérieurs. Dans le cas d'éléments du premier ordre, pour respecter une certaine cohérence de numérotation et permettre un écriture générale des intégrants par la suite, les noeuds intérieurs sont répétés deux fois. La liste des noeuds d'un élément interfacial sera ainsi exactement la même que celle de l'élément générique. La liste des noeuds intérieurs est elle-même identique à celle de l'élément générique de frontière. Le premier noeud de chacune des trois sous-listes est par ailleurs toujours localisé au même point géométrique, défini par le premier noeud de l'élément de frontière générique.

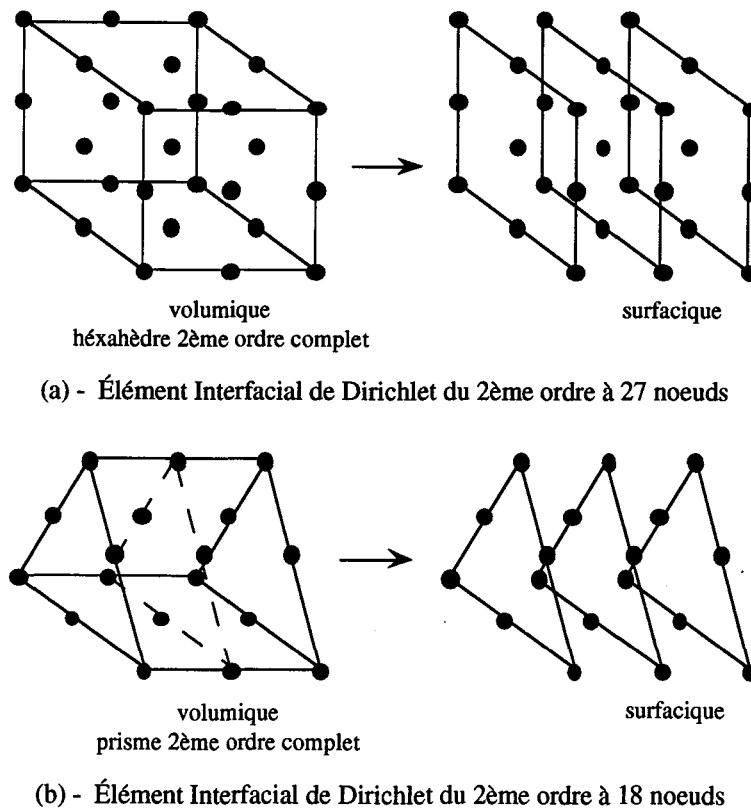


Figure 4.9 - Éléments interfaciaux de Dirichlet du deuxième ordre en 3D

2.3.4.3. Conséquences sur le maillage

Lors de la création des éléments interfaciaux par compression, les éléments de la couche supérieure à la couche générique interfaciale subissent des modifications: ils sont, en quelque sorte, "étirés" vers l'interface, comme l'illustre la figure 4.10.

Cela ne pose a priori pas de problème si ces éléments sont du premier ordre: certains noeuds du premier ordre sont simplement déplacés. Dans le cas où ils comportent des noeuds du second ordre, par contre, ceux-ci ne suivent pas automatiquement le mouvement: il faut rectifier leur position, de façon à ce qu'ils soient situés de nouveau sur le milieu des cotés (ou des faces en trois dimensions).

Les éléments situés en bout de zone interfaciale peuvent également subir des modifications (de quadrilatère devenir triangle par exemple), voire même une dégénérescence (écrasement). Les éléments dégénérés donnent un Jacobien de transformation négatif: il est donc nécessaire de les supprimer. Pour qu'il n'y ait pas de trou dans le maillage, toutefois, il faut lier les noeuds (du second ordre en particulier) amenés en coïncidence géométrique, par des conditions cycliques sur la variable. Du point de vue algorithmique, la recherche automatique exhaustive des éléments dégénérés, et l'application des conditions adéquates, constituent sans doute les points les plus complexes de la programmation de ces éléments interfaciaux. La figure 4.11 présente à titre d'illustration un exemple de maillage test réel comprenant des cas de dégénérescence.

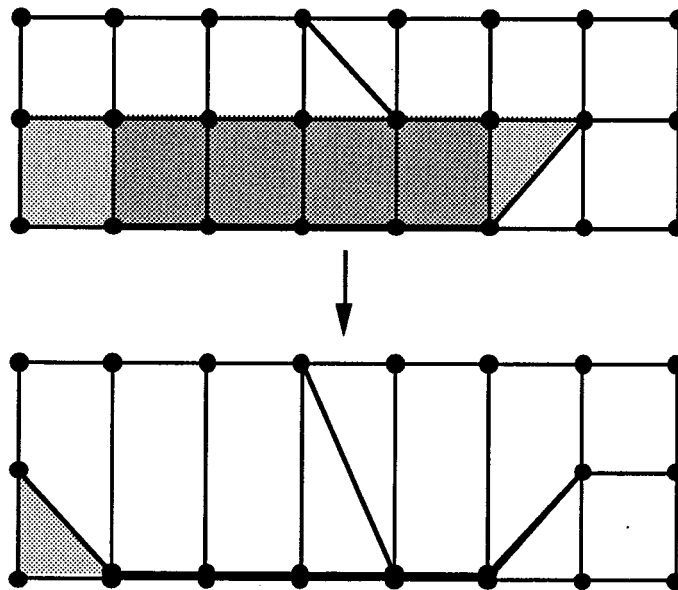


Figure 4.10 - Conséquences de la compression des éléments génériques interfaciaux sur les autres éléments

Moyennant les quelques contraintes algorithmiques liées à l'analyse que nous venons de présenter de façon succincte, nous pouvons, avec nos éléments interfaciaux, créer de véritables "boutonniers interfaciales" dans un maillage. La technique de génération est exactement la même en 2D et en 3D.

L'utilisation de ces éléments présente de plus l'avantage de pouvoir visualiser la variation dans l'interface: en effet, la compression et la gestion des dégénérescences sont effectuées juste avant la résolution, et le maillage de départ (stocké) n'est pas modifié. Dans la mesure où la solution est donnée aux noeuds, et que la liste de ceux-ci n'a pas changé, la visualisation de la solution peut s'effectuer sur le maillage non modifié.

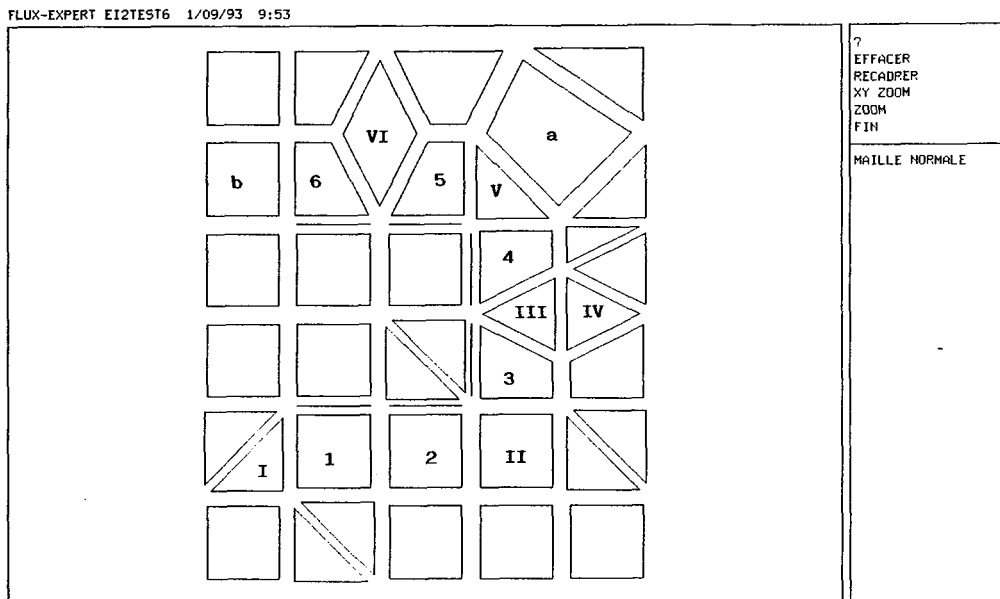


Figure 4.11 - Exemple de maillage 2D comportant des singularités;

Les éléments génériques interfaciaux portent les numéros de 1 à 6. Les éléments repérés de I à VI dégénèrent lors de la compression, et sont supprimés pour l'assemblage. Les quadrilatères a et b deviennent géométriquement des triangles: ils sont cependant conservés et traités comme des quadrilatères normaux (l'intégration ne se fait pas au noeuds, mais en des *points d'intégration*, répartis sur l'élément).

2.3.4.4. Commentaires sur la programmation de l'intégrant interfacial

Si l'on ne désire pas affecter de source sur les noeuds milieux des éléments interfaciaux de Dirichlet, ces noeuds ne sont pas d'une grande utilité. Il faut cependant s'inquiéter de leur sort.

Dans le cas d'éléments du premier ordre, ces noeuds ne sont que répétés, et n'ont pas d'existence réelle dans la liste nodale prise en compte lors de l'assemblage: il suffit alors de faire calculer l'intégrant (4.38) sur les groupes de noeuds extérieurs (G3) et intérieurs (G2), sans se préoccuper des noeuds milieux.

Dans le cas des éléments du second ordre, les noeuds milieux sont répertoriés dans la liste nodale du maillage. Si l'intégrant est calculé comme précédemment, ces noeuds ne sont liés aux autres noeuds par aucune équation locale, et le système à résoudre après assemblage comporte donc des lignes de zéro: la matrice est singulière et ne peut être inversée. Il faut donc rétablir un lien entre ces noeuds et leurs adjacents dans l'élément interfacial concerné.

Une solution simple consiste à leur affecter par intégrant la demi-somme des valeurs de l'inconnue aux noeuds symétriques des groupes G2 et G3. Pour un élément du second ordre en 2D, par exemple, nous imposerons, avec les notations de la figure 4.7:

$$(4.41) \quad 2V_1 = V_4 + V_7 \quad , \quad 2V_2 = V_5 + V_8 \quad \text{et} \quad 2V_3 = V_6 + V_9$$

Ce faisant, nous dissymétrisons cependant la matrice de l'élément. Il est souhaitable (pour l'inversion) de la rendre de nouveau symétrique, ce qui est possible en superposant encore quelques équations du même type que (4.41).

La solution précédente fonctionne sans problème. Une autre solution, peut-être plus élégante, est toutefois possible: il suffit de faire calculer l'intégrant deux fois, avec la même conductivité interfaciale, entre les noeuds extérieurs et les noeuds milieux (G3-G1), ainsi qu'entre les noeuds milieux et les noeuds intérieurs (G1-G2). La condition (4.41) est ainsi naturellement satisfaite, puisque la zone G1 contribue deux fois au calcul. En notant "a" l'intégrant (4.38), les matrices élémentaires pour les deux solutions proposées ont ainsi respectivement, pour l'élément interfacial de Dirichlet à 9 noeuds, les allures suivantes:

$$\begin{pmatrix} 2 & & & & & & & & \\ & 2 & & & & & & & \\ & & 2 & & & & & & \\ -1 & & & a+1/2 & & & & & \\ & -1 & & & a+1/2 & & & & \\ -1 & & & & & a+1/2 & & & \\ & -1 & & & & & a+1/2 & & \\ -1 & & & & & & & a+1/2 & \\ & & -1 & & & & & & a+1/2 \\ -1 & & & & & & & & & a+1/2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} 2a & & & & & & & & \\ & 2a & & & & & & & \\ & & 2a & & & & & & \\ -a & & & a & & & & & \\ & -a & & & a & & & & \\ -a & & & & & a & & & \\ & -a & & & & & a & & \\ -a & & & & & & & a & \\ & & -a & & & & & & a \end{pmatrix}$$

Nous disposons maintenant de tout le matériel théorique nécessaire pour résoudre notre problème. Pour valider la formulation, que ce soit avec les éléments interfaciaux "première manière" ou générés par compression, nous avons utilisé un cas test possédant une solution analytique. Ce même cas test a permis de caler les formulations intégrales de frontières [KRÄHENBÜHL 93], avec les résultats desquelles nous comparons notre méthode dans le paragraphe §3.

2.4. Validation : cas test analytique

Considérons la géométrie unitaire de la figure 4.12 suivante, composée de 2 milieux volumiques continus, séparés par une interface de conductivité surfacique différente:

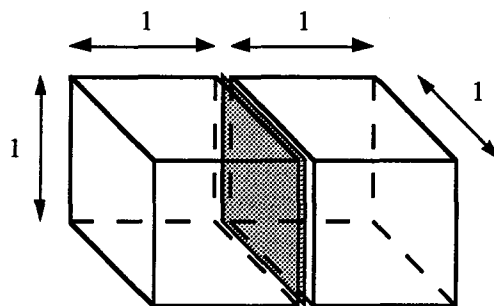


Figure 4.12 - Géométrie test

Cette géométrie se comporte de façon identique en 2D et en 3D. Elle peut se réduire à un schéma filaire comportant des composants passifs, dont les valeurs se calculent à partir des conductivités à l'aide des formules (4.39) et (4.40). Imposer des conditions de Dirichlet sur les faces de part et d'autre du domaine, revient à boucler le circuit sur un générateur de tension. Le schéma électrique équivalent obtenu est reproduit sur la figure 4.13.

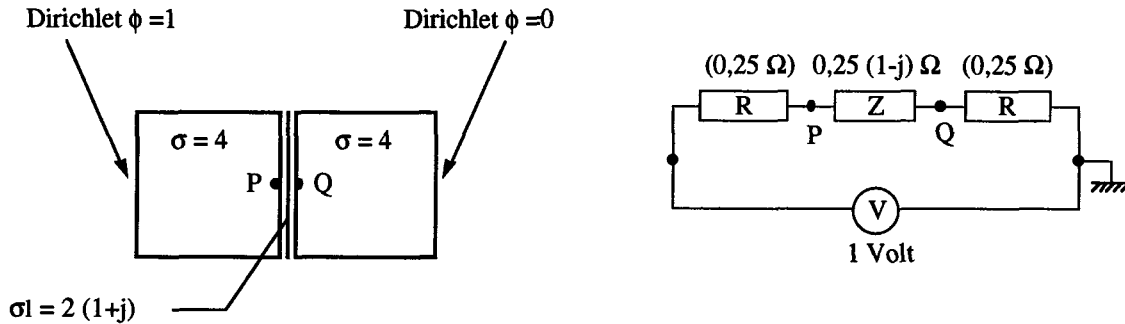


Figure 4.13 - Circuit équivalent

Les potentiels aux points P et Q de la figure 4.13, de part et d'autre de la région interfaciale, se calculent facilement de façon analytique, par simple application de la loi des noeuds. Nous avons utilisé cette géométrie pour tester notre formulation, avec les valeurs de la figure 4.13, et les éléments interfaciaux générés par les deux méthodes: en 2D pour la première, et en 2D et 3D pour la seconde. Les résultats comparés, pour les parties réelle et imaginaire des valeurs du potentiel électrique aux points P et Q, sont regroupés dans le tableau suivant. Nous y avons ajouté les résultats obtenus sur le même cas test avec PHI3D.

	Analytiques	PHI3D 3D	Flux-Expert Interfaciaux 2D	Flux-Expert EI Dirichlet 2D	Flux-Expert EI Dirichlet 3D
Re (V(P))	0,7	0,700005	0,699897	0,699999	0,699999
Im (V(P))	-0,1	-0,100004	-0,099903	-0,100000	-0,100000
Re (V(Q))	0,3	0,299989	0,299399	0,299999	0,299999
Im (V(Q))	0,1	0,100002	0,100043	0,099999	0,099999
		(HP Appollo)	(SUN Spark 2)		

A la précision de la machine près (tous les résultats numériques ci-dessus ont été obtenus en simple précision), nous pouvons considérer que notre technique de prise en compte des régions conductrices sans épaisseur est tout à fait satisfaisante, tant en ce qui concerne la méthode de génération des éléments interfaciaux de Dirichlet, que la formulation éléments finis. La figure 4.14 présente, à titre d'illustration, un profil de potentiel dans un plan vertical transverse passant par les points centraux P et Q.

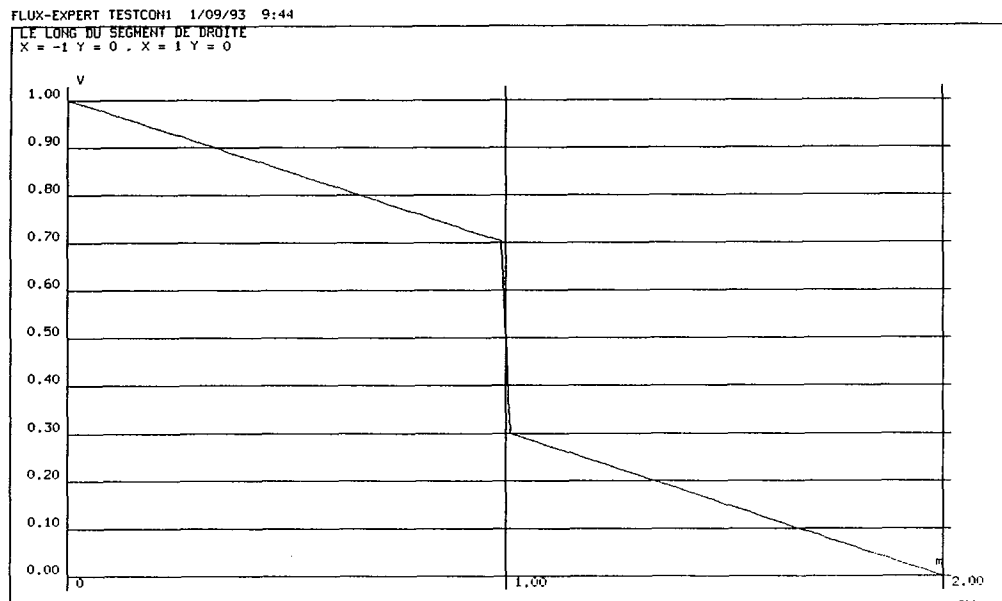


Figure 4.14 - Potentiel dans un plan vertical passant par les points centraux P et Q

2.5. Extension : éléments interfaciaux de Neumann

2.5.1. Justification

Certains problèmes physiques font apparaître, lors de la discrétisation éléments finis, des intégrants de surface (en 3D) particuliers, qui lient les gradients de l'inconnue de part et d'autre d'une interface.

Ces intégrants peuvent traduire une discontinuité du gradient tangent à l'interface, qui n'est pas possible à prendre en compte de façon classique, puisque la continuité de la variable induit celle de son gradient tangent à la traversée d'une frontière (cf. § 1.1.2.). De tels intégrants se manifestent dans les problèmes d'effets thermoélectriques, par exemple [LASKAR 94].

Ils peuvent aussi exprimer une relation entre les gradients normaux à l'interface, de chaque cotés de celle-ci, ce qui implique, en fait, de gérer une discontinuité du gradient normal. L'intégrant se présente alors sous une forme identique à (4.25), soit, si nous notons I l'inconnue et P la propriété physique volumique concernée, les indices 1 et 2 renvoyant aux deux milieux volumiques de part et d'autre de l'interface:

$$(4.42) \quad \iint_{\Gamma} -\alpha_i (P_1 \vec{\text{grad}} I_1 - P_2 \vec{\text{grad}} I_2) \cdot \vec{n}_1 \, ds$$

L'intégrant (4.42) n'est pas directement calculable par la méthode nodale classique: le calcul dans une interface sans épaisseur d'un gradient perpendiculaire n'est pas possible, encore moins la différence entre deux gradients, puisque l'approximation nodale est définie, à la base, comme ne dépendant que des valeurs de la variable aux seuls noeuds de l'élément concerné.

Lorsque l'on exprime la non-divergence de la densité de courant, l'intégrant (4.25) a le bon goût de s'annuler, pour assurer faiblement la continuité (physique) du courant normal. Ce n'est toutefois pas le cas, par exemple, lorsque l'on exprime la loi de Maxwell-Gauss (4.3) en présence à la fois d'une discontinuité de la conductivité électrique et de la permittivité électrique. L'intégrant (4.42), avec comme propriétés P_1 et P_2 les permittivités de chacun des milieux volumiques, et le potentiel électrique comme inconnue, exprime explicitement dans ce cas l'apparition de charges surfaciques induites sur l'interface (Annexe 1). Physiquement, un champ électrostatique créé par ces charges se superpose au champ électrocinétique, et modifie le champ électrique total, de façon à établir la continuité du courant normal.

Lorsque l'on se préoccupe essentiellement des courants et du champ magnétique, il est possible d'ignorer ce phénomène. Ainsi, dans bien des travaux de modélisation électromagnétique, l'équation de Maxwell-Gauss, que l'on ne sait pas prendre en compte à l'interface, disparaît souvent sans justification, au profit de l'équation de conservation de l'électricité, qui, elle, se "comporte bien".

Le problème posé ne saurait cependant se restreindre à ce simple exemple: d'autres équations de la physique font intervenir le même type d'intégrants, qu'en règle générale la méthode des éléments finis nodaux ne sait pas calculer.

2.5.2. Les éléments interfaciaux de Neumann

Avec les éléments interfaciaux de Dirichlet, nous pouvons avoir accès à la valeur de la variable de part et d'autre de l'interface, puisque les deux zones surfaciques intérieure et extérieure sont bien distinctes, tout en faisant partie du même élément et ayant les mêmes coordonnées. Pour traiter un intégrant du type (4.41), nous souhaitons maintenant accéder en plus aux gradients (normaux et/ou tangentiels) de la variable de chaque cotés de la frontière. Dans le même esprit que précédemment, il faut donc pouvoir disposer, dans un seul et même élément, de deux zones volumiques distinctes (intérieure et extérieure), dans chacune desquelles le calcul des gradients est possible dans toutes les directions.

Il nous faut donc construire ces éléments, que nous appellerons *Interfaciaux de Neumann.*, par analogie de vocabulaire avec les "Interfaciaux de Dirichlet" définis précédemment.

Un élément interfacial de Neumann doit donc comporter, selon ce qui vient d'être énoncé:

- une zone frontière, composée des noeuds de l'élément générique interfacial (EGI) volumique; cet élément est condensé comme pour créer l'interfacial de Dirichlet;
- une zone dite de "*Neumann extérieure*" (NE), composée des noeuds de l'élément volumique directement en contact (ayant une face commune) avec l'EGI du coté dit extérieur;
- un zone dite de "*Neumann intérieure*" (NI), composée des noeuds de l'élément volumique jouxtant l'EGI (et l'élément générique de frontière surfacique) du coté dit intérieur.

Dans la partie précédente, nous recherchions uniquement la première couche d'éléments volumiques directement en contact (ayant une face commune) avec les éléments surfaciques de la frontière, du coté dit extérieur de celle-ci, pour pouvoir la compresser. La démarche reste la même, à ceci près qu'il faut maintenant rechercher le voisinage complet de l'élément générique interfacial.

La figure 4.15 suivant illustre les étapes de la génération de ces éléments interfaciaux particuliers et la terminologie employée, ainsi que la conséquence sur les coordonnées des noeuds.

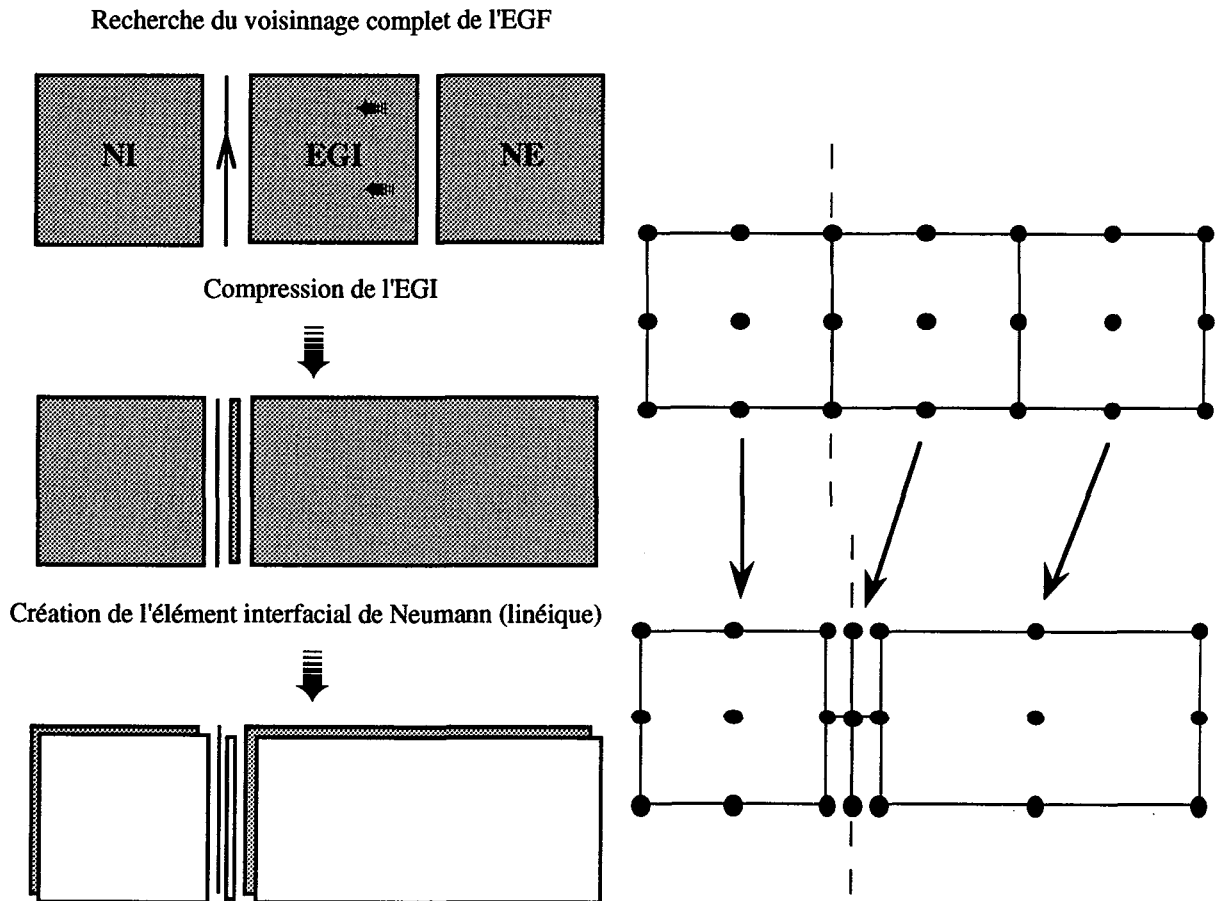


Figure 4.15 - Exemple d'élément interfacial de Neumann en 2D

Les hypothèses sur le maillage nécessaires à la génération de ces éléments interfaciaux sont les mêmes que pour les précédents: elles se résument à l'existence dans le maillage de départ d'une monocouche d'éléments génériques (extérieurs à la frontière), qui ne soit composée que de quadrilatères en 2D, et d'hexaèdres ou de prismes en 3D. C'est cette couche générique qui est condensée dans la direction perpendiculaire à la frontière, de la même façon que précédemment.

Les éléments de Neumann intérieur et extérieur peuvent, par contre, être tout à fait quelconques, si ce n'est qu'ils doivent respecter les propriétés habituelles de connexité du maillage. Les cas à prévoir sont ainsi nombreux, particulièrement en 3D. Notons que l'analyse est tout à fait valable en bordure de domaine: dans ce cas, l'un des éléments de Neumann, extérieur ou intérieur, a simplement une dimension inférieure à l'autre d'une unité.

Le polynôme associé aux éléments interfaciaux de Neumann est construit par juxtaposition des polynômes décrivant les trois zones (dans l'ordre: milieu, intérieur, extérieur), le premier servant uniquement à la projection, et les deux autres uniquement à l'interpolation.

Les interfaciaux de Neumann incluent complètement les Dirichlet et constituent ainsi une véritable extension de ceux-ci. Comme nous le signalions en introduction de ce chapitre, nous ne nous étendrons pas plus sur ces éléments interfaciaux de Neumann, qui ne nous sont pas utiles pour la modélisation de notre problème particulier: les interfaciaux de Dirichlet suffisent à décrire nos intégrants. Nous souhaitons cependant les présenter rapidement pour que la "famille" de nos éléments interfaciaux soit complète: nous disposons, avec ces éléments, du matériel topologique et théorique nécessaire pour traiter la majorité des problèmes d'interfaces par la méthode des éléments finis nodaux. L'originalité est ici d'avoir développé un outil parfaitement général, disponible dans le cadre du logiciel FLUX-EXPERT, et dont les potentialités sont importantes. Les aspects théoriques et généraux seront publiés ultérieurement, un exemple d'application (effets thermoélectriques) est exposé dans [MASSÉ 94].

A ce sujet, remarquons que les interfaciaux peuvent également servir à rétablir des relations de couplage dans le cas de formulations mixtes, où la variable n'est pas la même dans l'ensemble du domaine, tandis que les dérivées expriment les mêmes grandeurs physiques et doivent respecter des conditions à la traversée de certaines interfaces. Ce type d'application a déjà été réalisée avec une méthodologie proche de la nôtre, et est décrite dans [RODGER 92].

A l'heure où nous composons ces lignes, une version expérimentale bidimensionnelle et tridimensionnelle des éléments interfaciaux de Neumann est implantée dans la version de FLUX-EXPERT du LETI, et des tests sont en cours sur divers applications. Les premiers résultats donnent satisfaction par rapport aux prévisions théoriques. Une étape suivante pourra consister à étendre encore l'analyse aux éléments non conformes, dont les noeuds ne coïncident pas sur l'interface.

3. Application à la modélisation de l'électromètre

3.1. Quelques mots sur Flux-expert

Il existe un grand nombre de logiciels utilisant la méthode des éléments finis succinctement décrite plus haut. Ces logiciels sont en général dédiés à un problème physique particulier: ils permettent de résoudre une, parfois plusieurs, équation(s) de la physique, de façon figée.

La structure et la philosophie de Flux-Expert sont un peu différentes. Flux-Expert est un outil général, capable de résoudre des équations aux dérivées partielles à l'aide de la méthode des éléments finis. Cependant, la stratégie de résolution est indépendante de l'équation à résoudre. La structure du logiciel comprend ainsi un module *générateur*, qui permet de décrire, de façon interactive et dirigée, l'équation dans le formalisme des éléments finis, à partir des éléments existants dans une base de données (intégrants, propriétés physiques, opérateurs divers, polynômes d'interpolation et de pondération, algorithmes ...). La base de données est elle-même évolutive. Pour le simple utilisateur, qui choisit une équation dans la banque parmi celles existantes, le système Flux-Expert se présente alors de façon analogue aux autres logiciels de CAO.

On crée donc, de façon indépendante, une équation avec le module de génération, et une géométrie de résolution à l'aide d'un programme de description et de maillage. La construction d'un problème au sens de Flux-Expert consiste à mettre en correspondance ces deux entités bien distinctes, en affectant des modèles (fonctions, valeurs) aux propriétés physiques de l'équation, pour chacune des régions de la géométrie. On impose, dans le même module de construction du problème, les conditions limites, et on choisit l'algorithme de résolution. Le problème complet est ensuite pris en charge par le module de résolution. Un post-processeur permet le calcul de grandeurs secondaires, à partir de la variable d'état tabulée aux noeuds. L'exploitation interactive des résultats est enfin effectuée par l'utilisateur à l'aide d'un dernier module.

Cette possibilité de générer les équations que l'on souhaite traiter est sans égale parmi les logiciels utilisant la méthode des éléments finis, et constitue un apport important pour la recherche en regard des logiciels de CAO dédiés, ce qui n'enlève rien par ailleurs aux capacités de ceux-ci dans leur domaine respectif.

3.2. Géométrie et maillage du problème

Nous souhaitons modéliser le fonctionnement de notre électromètre dans la cuve d'essai que nous avons utilisée pour sa calibration, de façon à pouvoir comparer les données expérimentales recueillies avec des résultats théoriques. L'objectif, à terme, est de pouvoir prédire par la modélisation l'apport de telle ou telle innovation, sans avoir à réaliser et à tester une nouvelle maquette à chaque fois. Il est aussi de pouvoir déterminer l'influence de la taille de la cuve sur les lignes de champs, et donc sur la mesure, par rapport à une utilisation nominale en milieu ouvert.

La géométrie du problème est illustrée par la figure 4.16, qui schématise une coupe verticale transverse de la cuve dans laquelle baigne le capteur. Celui-ci est cylindrique, tandis que la cuve est parallélépipédique.

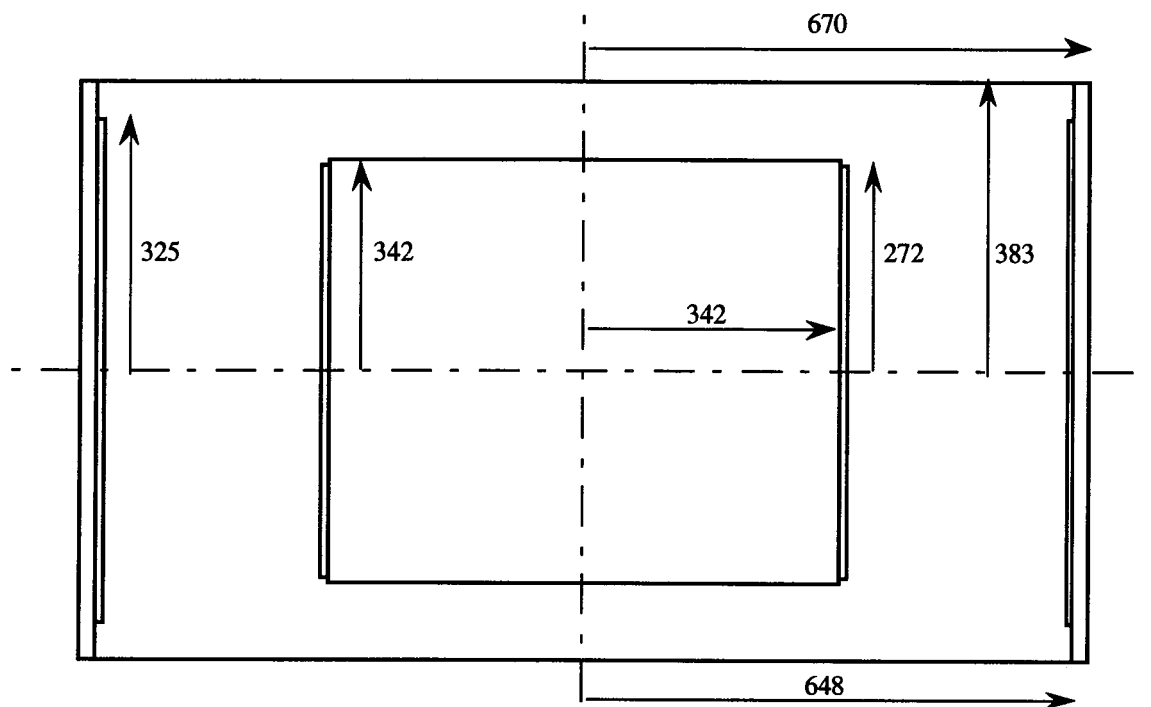


Figure 4.16 - Géométrie du problème: coupe plan verticale (côtes en mm);
 Électromètre: Cylindre \varnothing 342 - Cuve: Parallélépipède 1296 (L) x 765 (H) x 910 (I)
 Réception: Disques \varnothing 544 - Injection: Rectangles 650 (H) x 800 (I)

Cette géométrie possède 2 axes de symétrie en 2D comme en 3D: un quart seulement peut être maillé. De façon à disposer d'éléments quadrilatères pour modéliser les électrodes, nous avons utilisé un maillage manuel. Un exemple de celui-ci est fourni sur la figure 4.17.

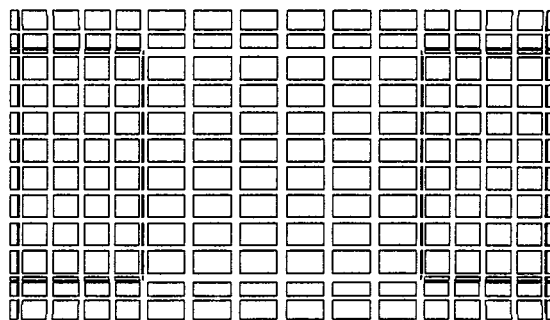


Figure 4.17 - Exemple de maillage du problème complet (maillage manuel - quadrilatères second ordre)

3.3. Modèles de propriétés

La conductivité de l'électrolyte est considérée comme constante, ayant a priori une valeur de 4 S.m^{-1} .

La conductivité de la partie interne de l'électromètre est calculée par programme à l'aide de la formule (4.39), à partir de l'impédance théorique modélisée (dont la valeur est corroborée par la mesure: cf. chapitre 2), soit:

$$(4.43) \quad \bar{Z} = 0,73 + j\omega.19,4.10^{-3} , \text{ avec } \omega = 2\pi f$$

et des valeurs de la surface du cylindre et de sa longueur:

$$S = 0,3675 \text{ m}^2 \text{ et } l = 0,684 \text{ m}$$

Il n'est pas possible d'affecter une conductivité nulle aux régions isolantes: la conséquence serait l'introduction de zéros sur la diagonale de la matrice à inverser, et donc l'impossibilité de l'inverser.

Une solution peut consister à donner une valeur très faible à la conductivité de ces régions, en regard des conductivités des autres régions du maillage: la précision du calcul dépend cependant de l'ordre de grandeur donné, et la matrice devient relativement mal conditionnée.

Une autre idée, plus élégante (mais qui n'est pas possible avec les éléments interfaciaux "première manière"), consiste à définir les régions isolantes comme des *trous* dans le maillage: elles ne sont pas maillées, l'inconnue n'y est pas calculée (ce qui nous importe peu) et des conditions limites internes de type Neumann homogènes sont affectées automatiquement par Flux-expert. Cette façon de faire correspond exactement au comportement physique que nous voulons décrire.

Une troisième solution est encore possible, en utilisant les éléments interfaciaux de Dirichlet: nous pouvons construire les régions isolantes, qui sont minces (surface cylindrique entourant l'électromètre), comme des régions interfaciales, et ne faire calculer aucun intégrant sur leurs éléments. Les deux cotés sont ainsi parfaitement découplés et les effets sont les mêmes qu'en utilisant des régions "trou".

Nous avons utilisé indifféremment les deux dernières possibilités, qui donnent des résultats parfaitement identiques.

Les électrodes de réception de l'électromètre sont décrites comme étant interfaciales. La conductivité interfaciale qui leur est affectée est calculée par programme en fonction de la fréquence, à l'aide de la formule (4.40), et avec le modèle d'impédance calculé au Chapitre 2, ainsi que la valeur de leur surface ($S = 0,2325 \text{ m}^2$). Il est également possible de donner les valeurs expérimentales mesurées, fréquence par fréquence. Les électrodes d'injection ne sont pas décrites comme des régions interfaciales: leur modélisation n'a pas d'utilité dans le cas présent. Elles ne servent qu'à l'affectation des conditions de Dirichlet, pour imposer un champ électrique dans le domaine.

3.4. Résultats - comparaison avec la méthode des intégrales de frontières

Nous avons modélisé le problème complet avec les valeurs de propriétés physiques proposées ci-dessus. La même géométrie et les mêmes valeurs ont été utilisées par L. Krähenbühl pour le modèle intégrales de frontière, à quelques détails de mise en oeuvre près: PHI3D n'admet pas de conductivités complexes, et un moyen détourné est nécessaire pour prendre en compte la conductivité ramenée en volume de l'intérieur de l'électromètre.

Les graphes des figures 4.18 à 4.21 suivantes présentent une comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes, pour le potentiel au centre d'une électrode, à l'intérieur et à l'extérieur de celle-ci. La différence de potentiel imposée dans la cuve est de 2 Volts (+1 V, -1 V respectivement sur les électrodes d'injection, en phase: les parties imaginaires sont imposées à zéro).

On peut constater en premier lieu sur ces graphes la bonne adéquation entre les résultats des deux méthodes numériques de modélisation, en 2D en particulier: nos éléments interfaciaux de Dirichlet et le traitement intégrant que nous avons détaillé plus haut peut ainsi être considérés comme validés.

L'écart de comportement entre les modèles bidimensionnel et tridimensionnel est dû à la différence entre les rapports des surfaces de la coupe de la cuve, et les rapports réels en trois dimensions: l'aspect cylindrique de l'électromètre n'apparaît pas en 2D. Le modèle bidimensionnel est cependant satisfaisant en "hautes" fréquences, où les écarts 2D-3D sont faibles. En basses fréquence, le modèle 2D est légèrement surévalué.

Une modélisation en milieu ouvert à également pu être réalisée par la méthode des intégrales de frontière, de façon à évaluer l'influence des dimensions de la cuve sur la répartition du champ électrique. Pour cela, les dimensions du domaine ont été élargies (facteur 10), et la différence de potentiel imposée aux frontières a été ajustée de façon à produire un champ identique. Les résultats comparés, obtenus par la méthode intégrale tridimensionnelle, sont représentés sur la figure 4.22. L'écart entre les valeurs en très basses fréquences est faible (1 à 2 %): on peut en déduire que les essais en bassin traduisent tout à fait correctement le fonctionnement nominal de l'électromètre en mer, et que la calibration que nous avons effectuée au chapitre 3 est valable pour des mesures réelles.

Pour illustrer la répartition du champ dans la cuve, la figure 4.23 présente les isovaleurs du potentiel obtenues avec le modèle Eléments finis 2D (parties réelle et imaginaire) pour une fréquence d'injection de 1 Hz, et une amplitude de 2 Volts entre les électrodes d'injection. Les figures 4.24 et 4.25 représentent l'évolution spatiale du même potentiel électrique le long d'une ligne passant par le centre des électrodes, toujours pour une fréquence de 1 Hz: la discontinuité à la traversée des électrodes est bien marquée, que ce soit pour la partie réelle ou imaginaire.

Ayant validé notre modèle numérique par comparaison sur la géométrie réelle, nous pouvons maintenant le comparer aux données expérimentales.

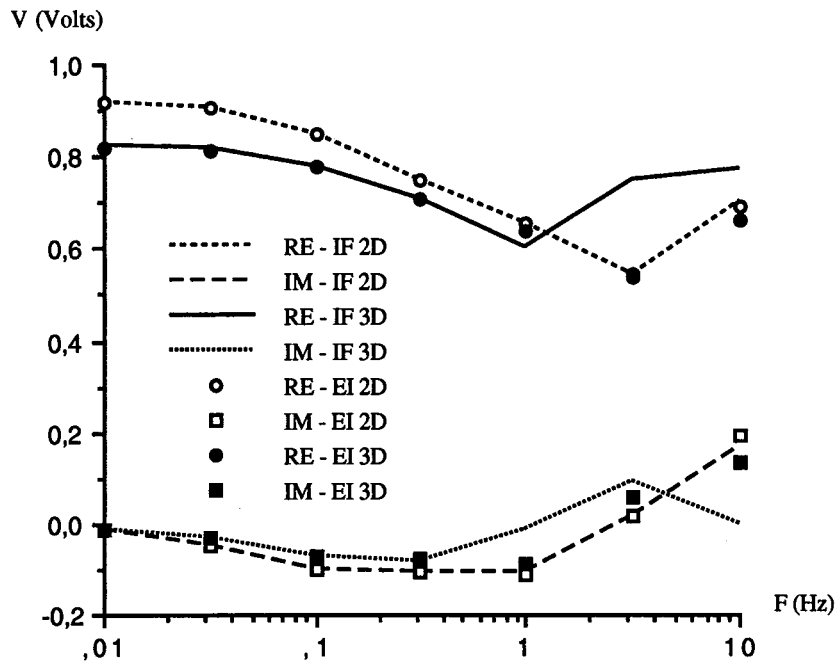


Figure 4.18 - Potentiel au centre d'une électrode, coté extérieur: parties réelle et imaginaire

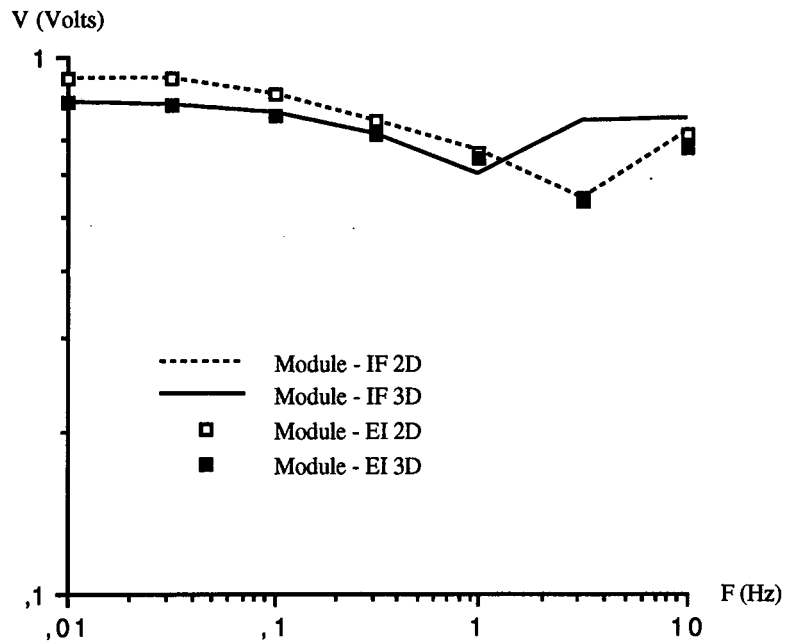


Figure 4.19 - Potentiel au centre d'une électrode, coté extérieur: module

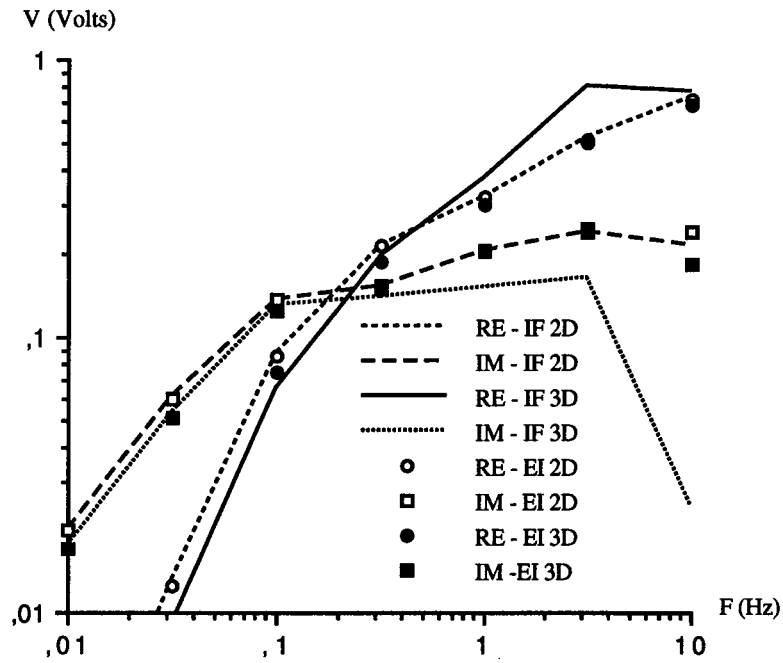


Figure 4.20 - Potentiel au centre d'une électrode, coté intérieur: parties réelle et imaginaire

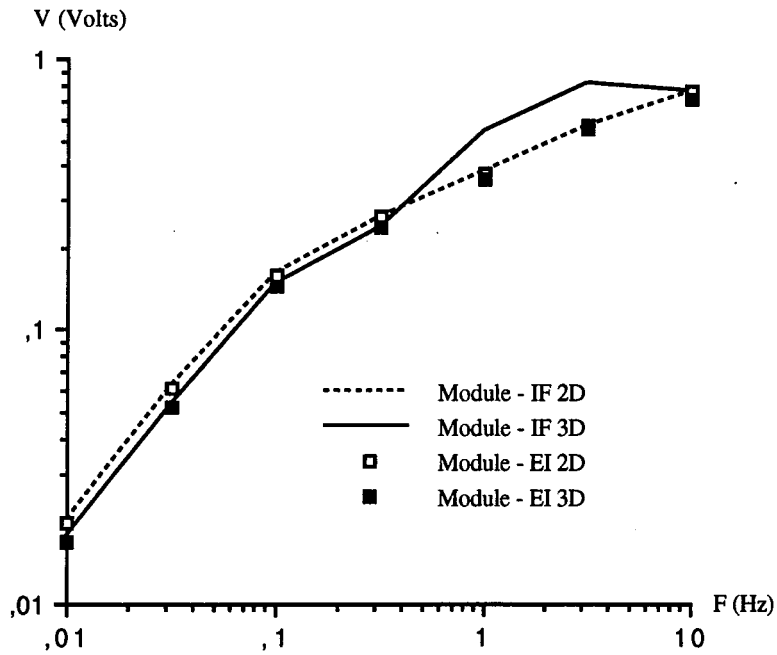


Figure 4.21 - Potentiel au centre d'une électrode, coté intérieur: module

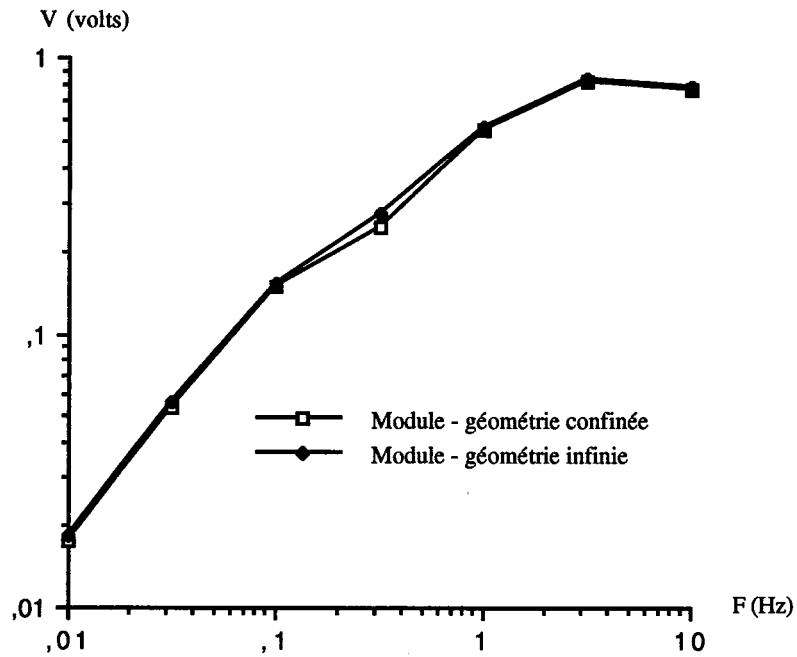


Figure 2.22 - Comparaison entre les modules du potentiel au centre des électrodes, coté intérieur, en géométrie confinée (cuve) et infinie - modèle IF 3D

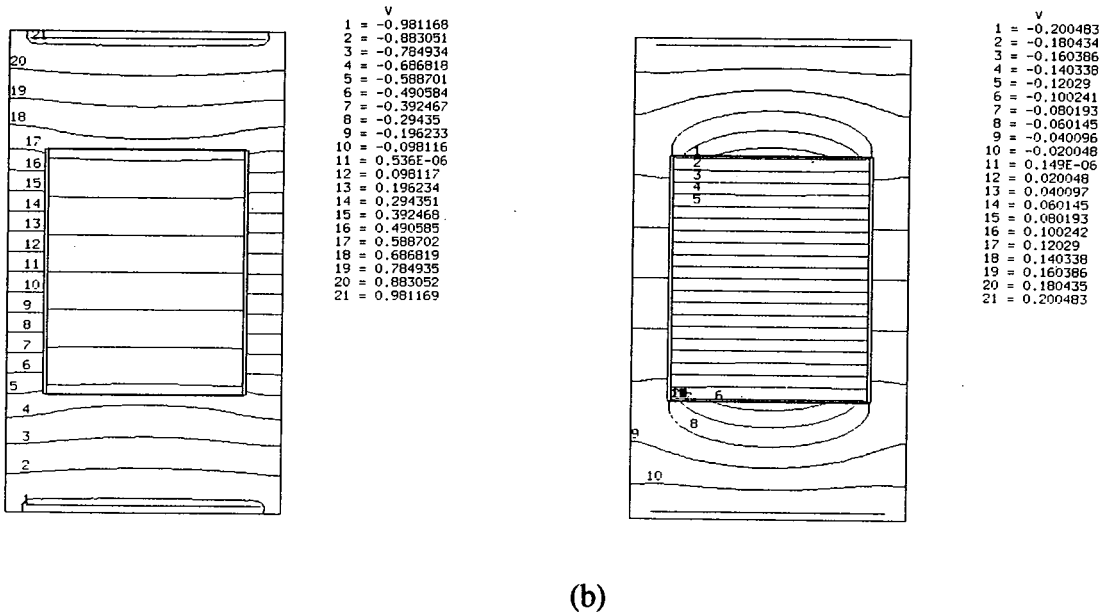


Figure 4.23 - Isovaleurs de potentiel dans la cuve et l'électromètre pour une ddp de 2 Volts à 1 Hz; (a) - partie réelle; (b) - partie imaginaire

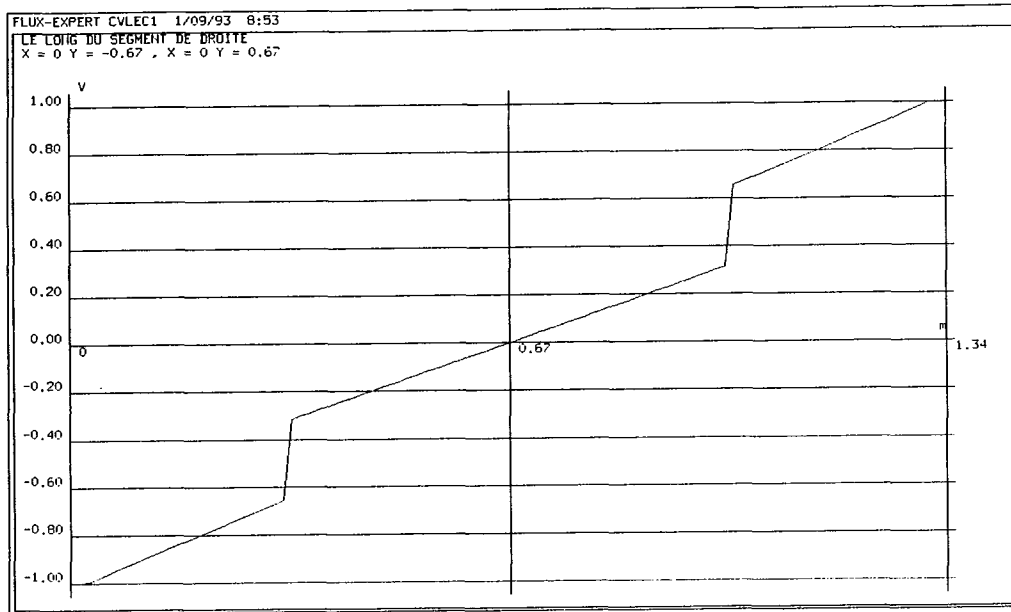


Figure 4.24 - Potentiel à 1 Hz le long d'une droite passant par le centre des électrodes - partie réelle

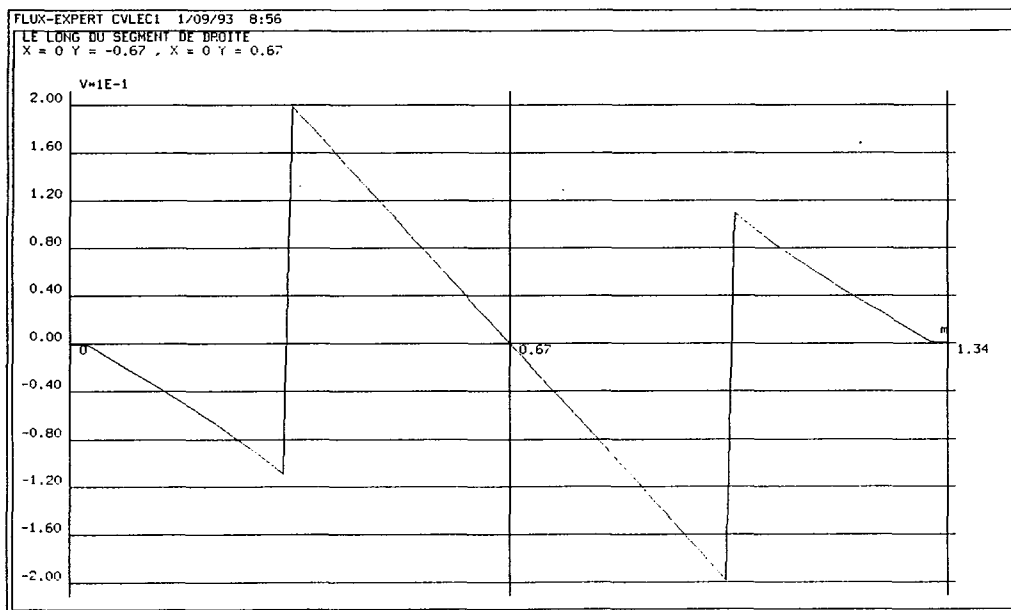


Figure 4.25 - Potentiel à 1 Hz le long d'une droite passant par le centre des électrodes - partie imaginaire

3.5. Comparaison entre les résultats expérimentaux et la modélisation

La fonction de transfert de l'électromètre peut être donnée par le rapport du courant dans le circuit de détection et du champ électrique créé dans la cuve. Nous avons donc ramené la fonction de transfert expérimentale du Chapitre 2 dans cette unité. Pour calculer la fonction de transfert théorique, nous avons divisé la différence de potentiel entre les points milieux des électrodes, coté intérieur, par la valeur du module de l'impédance théorique du circuit interne de l'électromètre. La valeur de courant obtenue est encore divisée par le champ électrique imposé, puis par la fonction de transfert théorique du fréquencemètre, de façon respecter les conditions de l'expérience.

Les fonctions de transfert théorique et expérimentale sont représentées sur la figure 4.26. Dans la mesure où nous avons remarqué que la conductivité de l'électrolyte était inférieure à la valeur théorique de 4 S.m^{-1} , nous avons superposé une courbe théorique pour une valeur de conductivité de $2,5 \text{ S.m}^{-1}$. Même si les ordres de grandeurs sont respectés, force est de constater que dans les deux cas, la théorie donne une fonction de transfert surévaluée par rapport à l'expérience (le contraire eut sans doute été plus étonnant).

Notre problème, malgré une apparente simplicité, fait intervenir de nombreux phénomènes physiques (problèmes d'électrochimie et de matériaux, conduction, résistances de contact, RMN,...). Le domaine de fréquence et les faibles niveaux des signaux observés rendent encore plus touffue l'étendue des problèmes. La mise au point du système ne s'est ainsi pas faite sans mal. Dans un tel contexte, la modélisation ne peut prendre en compte tous les phénomènes, et ne peut être qu'approchée.

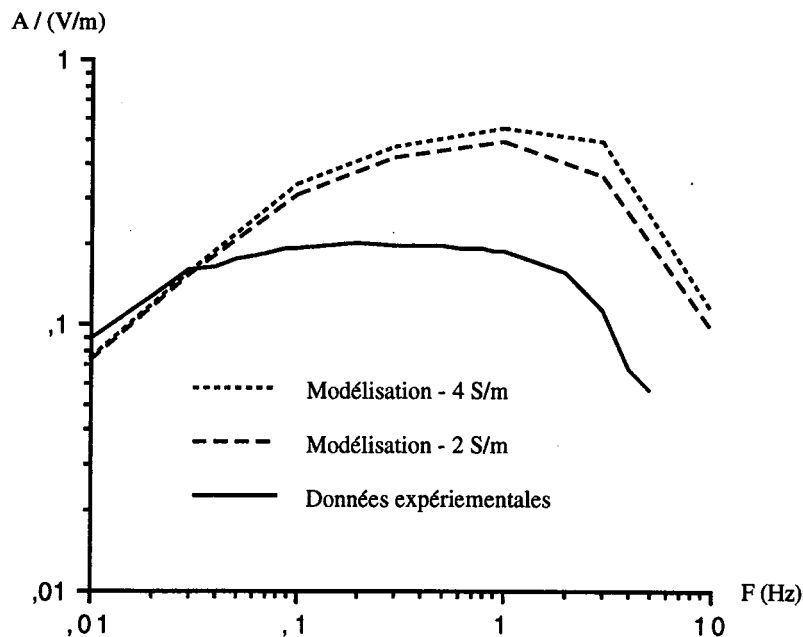


Figure 4.26 - Comparaison des fonctions de transfert expérimentales et calculées (modèle éléments finis 2D)

Pour notre modélisation, en particulier, nous ne prenons pas en compte le mode de passage du courant de l'électrode au fil de jonction: ce passage se fait sans doute avec des pertes, malgré le soin que nous avons essayé d'apporter à la réalisation des connexions. Rappelons également que les valeurs d'impédances utilisées pour la modélisation des électrodes sont des données expérimentales, et donc sujettes à une certaine imprécision. De plus, les mesures d'impédances sont antérieures au montage des électrodes sur l'électromètre: Y aurait-il eu évolution de celles-ci après les manipulations d'impédancemétrie? Il est probable que leur mise en court-circuit par le circuit de détection interne de l'électromètre a déplacé leurs points de fonctionnement respectifs (polarisation statique) vers un point commun, et donc modifié l'impédance dynamique qu'elles avaient chacune au repos.

On ne peut exiger d'un modèle que ce qu'il peut donner. Nous éviterons d'être défaitiste, pour nous satisfaire en partie des résultats obtenus. Le modèle que nous avons développé pourra permettre, comme nous le souhaitons, de tester différentes configurations de géométries, d'impédances et de tailles d'électrodes. Sans prédire de façon certaine la fonction de transfert exacte, il permettra une évaluation des performances expérimentales à attendre.

Références Bibliographiques

- [ANCELLE 79] B. ANCELLE
Emploi de la méthode des équations intégrales de frontière et mise en oeuvre de la conception assistée par ordinateur dans le calcul des systèmes électromagnétiques
Thèse d'état, Grenoble, Déc. 1979
- [ARMSTRONG 78] A.G. ARMSTRONG, C.J. COLIE, J. SIMKIN, C.W. TROWBRIDGE
The solution of 3D magnetostatic problems using scalar potentiel
Proc. of COMPUMAG conf., Grenoble, 1978
- [BESSAGUET 88] J.P. BESSAGUET, J.P. CAIRE, J.C. DELACHAUME, P. OZIL
Modélisation des lignes de courant dans un composite electrode-membrane
Simulation et optimisation en génie des procédés (SIMO88-Toulouse), "Récents progrès en génie des procédés", Lavoisier éditeur, vol. 2, pp. 347-353, 1988
- [BRUNOTTE 91] X. BRUNOTTE
Modélisation de l'infini et prise en compte de régions magnétiques minces. Application à la modélisation des aimantations de navire
Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Déc. 1991
- [CHARI 93] M.V.K. CHARI, G. BEDROSIAN, J. D'ANGELO, A. KONRAD
Finite element applications in electrical engineering
IEEE Trans. Mag., vol. 29, no. 2, pp. 1306-1314, 1993
- [COULOMB 81] J.-L. COULOMB
Analyse tridimensionnelle des champs électriques et magnétiques par la méthode des éléments finis
Thèse d'état, Grenoble, Juin 1981
- [DHATT 84] G. DHATT, G. TOUZOT
Une présentation de la méthode des éléments finis
Deuxième édition, Collection Université de Compiègne, Maloine éditeur, 1984
- [DT2I 92] DT2I
FLUX- EXPERT v. 1.8 (Mars 1992)- Manuel d'utilisation
DT2I - 8 Chemin des Prèles 38240 MEYLAN Zirst, France
- [EMSON 91] C. EMSON
Finite element method applied to electromagnetic field problems
in "Méthodes numériques en électromagnétisme", A. BOSSAVIT, C. EMSON, I.D. MAYERGOYZ, pp. 149-274, Collection de la DER-EDF, édition Eyrolle, 1991
- [EUVRARD 90] D. EUVRARD
Résolution numérique des équations aux dérivées partielles de la physique, de la mécanique et des sciences de l'ingénieur. Différences finies, éléments finis, méthode de singularités
Deuxième édition, Masson éditeur, 1990
- [KRÄHENBÜHL 83] L. KRÄHENBÜHL
La méthode des intégrales de frontière pour la résolution des problèmes de potentiel en électrotechnique, et sa formulation axisymétrique.
Thèse de l'École Centrale de Lyon, Déc. 1983
- [KRÄHENBÜHL 93] L. KRÄHENBÜHL
Modélisation d'interfaces
Rapport ECL-LETI, Avril 1993

- [LASKAR 94] O. LASKAR
Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, à soutenir en 1994
- [MASSÉ 83] PH. MASSÉ
Analyse méthodologique de la modélisation numérique des équations de la physique des milieux continus à l'aide de la méthode des éléments finis. FLUX-EXPERT, un système d'aide à la conception de logiciels
Thèse d'état, Grenoble, 1983
- [MASSÉ 84] PH. MASSÉ
Modelling of continuous media methodology and computer-aided design of finite element programs
IEEE Trans. Mag., vol. MAG-20, no. 5, pp. 1885-1890, 1984
- [MASSÉ 94] PH. MASSÉ, V. POULBOT, O. LASKAR
Modelization of simultaneous normal and tangential interfacial discontinuities with a finite element method. Application to the thermoelectric effect.
soumis à CEFC'94, Sixth biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation, Aix-les-bains, 5 - 7 Juillet 1994
- [MITTRA 87] R. MITTRA (ed.)
Computer techniques for electromagnetics
Hemisphere Publishing Corp., Springer Verlag ed., 1987
- [NICOLAS 83] A. NICOLAS
Application de la méthode des intégrales de frontière à la modélisation des phénomènes d'induction
Thèse d'état, Lyon, Juin 1983
- [POULBOT 94] V. POULBOT, L. KRÄHENBÜHL, PH. MASSÉ, R. BLANPAIN
3D 'interfacial' finite elements for the modelization of complex electric potential drop due to a surface impedance. Comparison with a boundary element method
soumis à CEFC'94, Sixth biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation, Aix-les-bains, 5 - 7 Juillet 1994
- [RODGER 92] D. RODGER, P.J. LEONARD, H.C.LAI
Interfacing the général 3D A- ψ method with a thin sheet conductor model
IEEE Trans. Mag., vol. 28, no. 2, pp. 1115-1117, 1992
- [SABONNADIÈRE 89] J.C. SABONNADIÈRE
La maîtrise des champs électromagnétiques: les progiciels FLUX2D ET FLUX3D
Revue Scientifique et Technique de la Défense, pp. 45-59, 3e trimestre 1989
- [SILVESTER 70] P.P. SILVESTER, M.V.K. CHARI
Finite element solution of saturable magnetic fields problems
IEEE Trans. Power Apparatus and Systems, vol. 89, pp. 1642-1651, 1970
- [SILVESTER 90] P.P. SILVESTER, R.L. FERRARI
Finite elements for electrical engineering
Seconde édition, Cambridge University Press, 1990
- [ZAMANI 86] N.G. ZAMANI, J.F. PORTER, A.A. MUFTI
A survey of computational efforts in the field of corrosion engineering
International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 23, pp. 1295-1311, 1986
- [ZIENKIEWICZ 89] O.C. ZIENKIEWICZ
The finite element method
Quatrième édition, McGraw Hill ed., 1989

Conclusion

Ce mémoire synthétise trois années de recherche sur le thème fort général de l'électromagnétisme très basses fréquences en milieu océanique, et de l'étude du champ électrique en particulier.

La mesure des champs électromagnétiques en milieu marin présente un intérêt pour de nombreux domaines scientifiques, et possède des applications diverses, civiles et militaires. Cependant, même si l'intérêt de la communauté scientifique est croissant, ses potentialités importantes restent peu connues. Plus encore que la magnétométrie marine, l'électrométrie est peu exploitée et demeure le parent pauvre de la discipline.

Nous avons ainsi souhaité proposer au lecteur une synthèse la plus complète possible, à la fois sur les propriétés électromagnétiques du milieu, les phénomènes électromagnétiques basses fréquences en mer (bruits ou signaux utiles, suivant les disciplines concernées) et l'état de l'art de l'électrométrie en milieu marin, de façon à introduire le sujet dans son ensemble et à justifier nos axes de recherche.

Outre cette synthèse, notre principale contribution au sujet réside dans le calcul et la validation d'un électromètre expérimental haute sensibilité, de conception originale, destiné à fonctionner en milieu marin. La maquette exploratoire que nous avons réalisée affiche en laboratoire une sensibilité de quelques nV/m, optimale dans une bande de fréquences allant pour l'instant de 10^{-2} à 1 Hz. De telles performances placent notre dispositif parmi les meilleurs mondiaux, avec les avantages des électromètres à collection de courant (compacité, facilité de mise en oeuvre, utilisation de tout le signal utile) et une bande de fréquence utile étendue vers le bas par rapport à ceux-ci. Notre électromètre permet de surcroît une mesure simultanée du champ magnétique. Nous avons mis en évidence des améliorations simples, qui permettront d'accroître les performances à très court terme, tant en terme de sensibilité que d'élargissement de la bande passante. Des études complémentaires suggérées devraient pouvoir augmenter encore ces performances à moyen terme. En ce sens, nous avons développé un modèle numérique tridimensionnel du fonctionnement de l'électromètre, qui, même s'il n'est pas parfait, devrait aider à l'optimisation des éventuels prochains prototypes.

Un grand regret restera cependant au terme de cette étude, celui de ne pas avoir pu plonger notre dispositif en mer. Mais la durée d'une thèse n'est pas extensible. Cette validation en environnement réel reste ainsi à effectuer, et nul doute qu'elle fera surgir des difficultés jusqu'alors involontairement éludées. Il serait par ailleurs souhaitable de confronter notre dispositif avec d'autres électromètres, de façon à vérifier les données expérimentales que nous avons obtenues.

Du point de vue de la modélisation numérique, les éléments finis interfaciaux, sur lesquels nous avons eu à réfléchir, dépassent très largement le contexte de la simple modélisation de l'électromètre. Ces éléments, que nous avons implantés dans le logiciel FLUX-EXPERT, et la méthodologie globale qui les accompagne, permettent de prendre en compte de façon générale les phénomènes d'interfaces par la méthode des éléments finis, contribuant ainsi à atténuer un des défauts de cette méthode.

L'étude théorique et la mise au point expérimentale de notre électromètre, ainsi que nos réflexions sur les signaux utiles à mesurer, nous ont amenés à être confrontés à divers problèmes physiques et électromagnétiques. Nous nous sommes ainsi intéressés à certains d'entre eux de façon sans doute plus étendue qu'il ne nous était nécessaire, un peu en marge de l'électromètre.

Ainsi, les expérimentations que nous avons effectuées à l'aide de l'électromètre nous ont permis de mettre en évidence des champs électriques très faibles d'origine électrochimique et électrodynamique. Les éléments d'interprétations que nous donnons pourront peut-être aider à la compréhension et à la modélisation des indiscretions électriques émises par les navires.

Enfin, les problèmes de corrosion et de bruit électrochimique que nous avons rencontrés nous ont conduits à envisager la mesure électromagnétique comme une méthode d'investigation des processus électrochimiques. On consultera à ce sujet, en complément des expérimentations en champ électrique, les expériences de mesures de champ magnétique de corrosion décrites en annexe. Il nous semble que ces méthodes sont riches en perspectives, et qu'elles méritent sans doute d'être analysées plus avant.

Annexe 1 :

**Électrodynamique
des milieux en mouvement**

Annexe 1 :

Électrodynamique des milieux en mouvement

Introduction

Depuis le milieu du 19^{ème} siècle et les premières expériences de FARADAY, il est de notoriété publique que le déplacement de corps conducteurs ou isolants dans un champ électromagnétique est susceptible de modifier ce champ préexistant (disque de FARADAY, expérience de ROËNTGEN, induction unipolaire...). En particulier, le déplacement d'un solide dans un champ magnétique constant créé dans le solide un champ électrique dérivant d'un potentiel, champ qui se propage dans l'espace.

Le milieu marin, qui constitue la toile de fond de ce travail de thèse, est de nature complexe: conducteur, mais également diélectrique, il est animé de mouvements de diverses origines. L'interaction de ces mouvements avec le champ magnétique terrestre engendre des champs électriques (et magnétiques) aussi variés que les différents champs de vitesse hydrodynamiques mis en jeu, compliqués encore par la nature des fonds marins et leur géométrie qui influent sur la répartition des lignes de courants dans l'eau.

La nature même du milieu, en phase liquide, permet en son sein le déplacement d'objets de natures variées, susceptible d'induire des perturbations électromagnétiques, à la fois par leur mouvement propre, mais également par les circulations hydrodynamiques qu'ils engendrent.

Le problème des champs induits par le mouvement est donc incontournable lorsque l'on se préoccupe d'électromagnétisme en milieu marin, que ces champs soient considérés comme des nuisances (magnétotellurique, géophysique, détection magnétostatique) ou comme des signaux utiles (océanographie physique, détection).

Cependant, les équations de MAXWELL qui régissent les phénomènes de propagation électromagnétique, ne sont à priori valables que pour des milieux au repos. L'extension de la théorie aux milieux en mouvement n'est pas implicite. Trop d'auteurs éludent les problèmes posés par cette extension et se contentent d'invoquer de "classiques relations de passage" d'un référentiel à l'autre qui, sorties de leur contexte, conduisent parfois à des incohérences.

Par ailleurs, la complexité des champs ne permet pas de calculs analytiques directs sans simplifications drastiques. L'évolution des techniques de modélisation numérique permet maintenant d'envisager de prendre en compte des phénomènes compliqués. La méthode des éléments finis, en particulier, a été utilisée par différents auteurs pour modéliser des problèmes de champs induits par le mouvement [RODGER 89], [MARÉCHAL 90,91]. Néanmoins, les études réalisées, souvent pour des applications électrotechniques, ne se préoccupent que rarement du champ électrique pour privilégier les aspects magnétiques des problèmes.

Ces remarques justifient la présente Annexe assez théorique, axée sur la physique du problème et l'extension de la théorie de MAXWELL aux corps en mouvement, que nous avons voulu présenter sous un jour relativement général en raison des nombreuses applications. Le propos est ainsi simplement de présenter la mise en équation formelle des grandeurs électromagnétiques en présence de milieux (conducteurs) en mouvement dans un champ magnétique, et non pas de résoudre tel ou tel cas particulier.

Bien qu'il soit parfois possible d'obtenir les équations en restant dans le cadre de la physique classique, les lois de l'électromagnétisme découlent naturellement et de façon beaucoup plus logique de l'application de la théorie de la relativité restreinte. Nous basons ainsi nos développements sur la nature relativiste par essence des champs électromagnétiques, préconisée par certains auteurs [JOUQUET 60], [ARZELIÈS 59] sur la base des travaux d'EINSTEIN, conception qui permet - selon nous - une meilleure compréhension des phénomènes et une unification des lois de l'électromagnétisme dans tous les domaines de vitesse.

1. Rappels sur l'électromagnétisme et le principe de la relativité restreinte

1.1. Lois fondamentales de l'électromagnétisme: les équations de MAXWELL

Dans le cas général, dans un référentiel où tout est au repos, les équations de MAXWELL, telles qu'elles ont été mise en forme par ses successeurs, s'écrivent, sous leur forme locale, de la façon suivante:

$$(A.1) \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$(A.2) \quad \text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(A.3) \quad \text{div } \vec{D} = \rho$$

$$(A.4) \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

où les grandeurs désignent respectivement:

\vec{E} : le champ électrique (V/m);

\vec{D} : l'excitation électrique (déplacement électrique) (C/m²);

\vec{B} : l'induction magnétique (souvent appelé champ aujourd'hui) (T)

\vec{H} : l'excitation magnétique (champ magnétique) (A/m);

\vec{J} : le vecteur densité de courant (A/m²);

ρ : la densité de charge (C/m³);

Les densités macroscopiques ρ et \vec{J} sont des grandeurs "vraies", non liées aux variations temporelles ou spatiales de polarisation électrique ou d'aimantation, quantités qui apparaissent lorsque l'on écrit les relations constitutives reliant les champs définis ci-dessus.

Ces quatre équations sont des lois fondamentales, valables dans tout l'espace, à condition de remplacer les surfaces de discontinuité par des couches de passage très mince dans lesquelles les grandeurs varient de façon très rapide, mais continue. Elles expriment respectivement:

- la loi d'induction de FARADAY (A.1);
- le théorème d'AMPÈRE généralisé (A.2);
- le théorème de GAUSS (A.3);
- la conservation du flux d'induction magnétique (A.4);

Le système de MAXWELL peut être complété par la loi de conservation de l'électricité, qui, bien qu'étant antérieure, apparaît comme une conséquence de (A.2), dans la mesure où la divergence d'un rotationnel est identiquement nulle:

$$(A.5) \quad \text{div } \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

1.2. Relations constitutives des milieux

Aux lois précédentes, on peut ajouter les relations dites *constitutives* des milieux lorsque ceux-ci sont polarisables.

On peut ainsi écrire, dans chacun des milieux:

$$(A.6) \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (A.7) \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

où \vec{M} et \vec{P} sont les polarisations magnétique (aimantation) et électrique.

ϵ_0 (C/m) et μ_0 (H/m) désignent respectivement les **permittivité** et **perméabilité** électriques du vide, telles que $\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$, où c est la vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m.s⁻¹), et:

$$(A.8) \quad \epsilon_0 = \frac{1}{36 \pi 10^9} \quad (A.9) \quad \mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$$

Dans le cas des milieux conducteurs, si σ désigne la conductivité électrique en ($\Omega \cdot m$)⁻¹, la loi d'Ohm s'écrit:

$$(A.10) \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

Notons que cette dernière expression n'est pas rigoureusement exacte, puisqu'elle néglige l'effet HALL [GOURNAY 80]. Elle ne prend en compte que le champ électrocinétique lié aux charges mobiles, sans tenir compte du champ électrostatique, induit par le défaut de charges qui apparaît à la surface du conducteur pour compenser l'effet du champ magnétique sur les charges mobiles [MATZEK 68]. Elle peut cependant être considérée comme valide hors de la très fine région dépeuplée en charges mobiles à la surface du conducteur.

1.3. Relations de passage aux interfaces

Aux interfaces entre les différents milieux (possédant des propriétés physiques \vec{P} , \vec{M} , σ différentes), certaines composantes des champs doivent respecter des conditions de passage. Celles-ci sont directement issues des quatre équations fondamentales par intégration sur un volume élémentaire et passage à la limite, et leur obtention est classique. On a ainsi:

$$(A.11) \quad \vec{n}_{12} \wedge \vec{E}_2 + \vec{n}_{21} \wedge \vec{E}_1 = \vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0}$$

$$(A.12) \quad \vec{n}_{12} \cdot \vec{D}_2 + \vec{n}_{21} \cdot \vec{D}_1 = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s$$

$$(A.13) \quad \vec{n}_{12} \wedge \vec{H}_2 + \vec{n}_{21} \wedge \vec{H}_1 = \vec{n}_{12} \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s$$

$$(A.14) \quad \vec{n}_{12} \cdot \vec{B}_2 + \vec{n}_{21} \cdot \vec{B}_1 = \vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0$$

où \bar{n}_{12} (respectivement \bar{n}_{21}) désigne la normale (unitaire) à l'interface considérée orientée de 1 vers 2 (resp. de 2 vers 1); ρ_s et \bar{J}_s sont respectivement les densités de charges et de courant surfaciques (superficielles) réelles.

1.4. Quelques définitions: référentiels galiléens et relativité restreinte

On sait, depuis NEWTON et GALILÉE, que les lois de la mécanique sont les mêmes pour tous les observateurs galiléens. Rappelons que, par définition, un *système galiléen* (ou *système d'inertie*) est un système de référence dans lequel est valable le *principe d'inertie*, c'est à dire qu'un point matériel libre y est au repos ou en translation rectiligne et uniforme [JOUQUET 60].

Tous les systèmes d'inertie sont donc équivalents pour formuler les lois de la mécanique. Le *principe de relativité restreinte* (...aux référentiels galiléens), énoncé par EINSTEIN, consiste à étendre cette affirmation à l'ensemble des lois de la physique: **ces lois doivent s'exprimer par des équations de la même forme pour tous les observateurs galiléens.**

Du principe de relativité restreinte découlent deux autres principes concernant la vitesse de la lumière: le *principe d'isotropie* (la vitesse de propagation de la lumière a une même valeur c dans toutes les directions pour tout observateur galiléen) et celui *d'invariance* (cette vitesse a la même valeur c dans tout référentiel galiléen).

Pour pouvoir passer d'un repère galiléen à un autre, il nous faut écrire les relations de transformations des coordonnées.

1.5. la transformation de LORENTZ-MINKOVSKI

Soit un référentiel R' en translation rectiligne et uniforme, de vitesse v par rapport à un référentiel galiléen R supposé fixe. Le groupe des *transformations de LORENTZ-MINKOVSKI* (ou LORENTZ-POINCARÉ) permet de passer des coordonnées cartésiennes x, y, z et du temps t de R aux variables analogues x', y', z', t' de R' . Pour simplifier l'écriture des relations, on supposera que la vitesse v de déplacement de R' est colinéaire à l'axe Ox de R , comme illustré sur la figure A.1, définissant ainsi la *transformation spéciale de LORENTZ*.

Les formules d'espace qui définissent la transformation spéciale de LORENTZ s'écrivent:

$$(A.15) \quad x' = \frac{1}{\alpha} \cdot (x - vt) \quad , \quad y' = y \quad , \quad z' = z \quad , \quad t' = \frac{1}{\alpha} \left(t - \frac{v}{c^2} x \right)$$

avec:

$$(A.16) \quad \alpha = \sqrt{1 - \beta^2} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{v}{c}$$

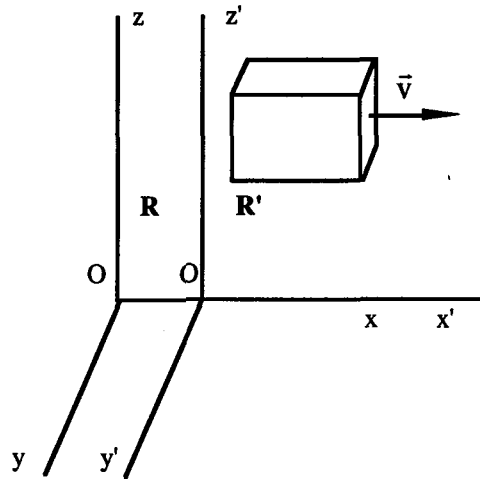


Figure A.1

On obtient les formules de passage inverses de R' à R de façon immédiate, en remplaçant v par $-v$, et en inversant les lettres 'primées' et les lettres 'non primées'. Pour des vitesses non relativistes, on retrouve les formules de transformation de la cinématique classique.

Toute transformation *générale* de Lorentz s'obtient par combinaison d'une transformation spéciale avec un changement de coordonnées quelconque dans R ou R' , et un changement quelconque d'origine des temps.

Parmi les conséquences des formulations (A.15), notons qu'il y a ainsi contraction des longueurs dans le sens du mouvement ($\alpha < 1$) au passage de R' à R :

$$(A.17) \quad \Delta x = \alpha \Delta x' , \quad \Delta y = \alpha \Delta y' , \quad \Delta z = \alpha \Delta z'$$

et que les vitesses sont modifiées pour devenir:

$$(A.18) \quad u'_{x'} = \frac{u_x - v}{1 - \frac{v \cdot u_x}{c^2}} , \quad u'_{y'} = \frac{\alpha \cdot u_y}{1 - \frac{v \cdot u_x}{c^2}} , \quad u'_{z'} = \frac{\alpha \cdot u_z}{1 - \frac{v \cdot u_x}{c^2}}$$

Remarquons que, dans le cas relativiste, les vitesses transverses sont modifiées, alors que les distances transverses ne le sont pas. Cette différence s'estompe dans des domaines de vitesses non relativistes: on a ainsi souvent tendance à considérer comme en cinématique classique qu'il n'y a aucune modification dans la direction transverse, ce qui est faux dans le cas général.

Les grandeurs mécaniques se transforment également: la force qui agit sur une particule dépend de l'observateur. Une particule soumise dans R' à une force F' de coordonnées $(F'_{x'}, F'_{y'}, F'_{z'})$, subit dans R une force F telle que:

$$(A.19) \quad F_x = F'_{x'} , \quad F_y = \alpha F'_{y'} , \quad F_z = \alpha F'_{z'}$$

Ces quelques rappels vont nous permettre d'écrire les lois et relations de l'électromagnétisme en présence de milieux en mouvement.

2. Électromagnétisme en présence de milieux en mouvement : considérations générales

Plaçons nous dans le cadre des hypothèses de la relativité restreinte: soit un milieu en translation rectiligne et uniforme par rapport à un repère supposé fixe R. Comme indiqué sur la figure A.1, nous pouvons définir un référentiel mobile R', lié au déplacement. Les deux référentiels sont galiléens

2.1. Équations pour le mobile dans le repère mobile R'

Dans un repère R' lié au déplacement, les équations de MAXWELL s'expriment de façon simple puisque, selon nos hypothèses, c'est un référentiel dans lequel le mobile est au repos. Le système est donc celui que nous avons écrit précédemment:

$$(A.20) \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t'} \quad (A.21) \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}' = \vec{J}' + \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t'}$$

$$(A.22) \quad \text{div} \vec{D}' = \rho' \quad (A.23) \quad \text{div} \vec{B}' = 0$$

complété par la loi d'Ohm et les équations constitutives suivantes:

$$(A.24) \quad \vec{H}' = \frac{\vec{B}'}{\mu_0} - \vec{M}' \quad (A.25) \quad \vec{D}' = \epsilon_0 \vec{E}' + \vec{P}' \quad (A.26) \quad \vec{J}' = \sigma \vec{E}'$$

Les opérateurs "div" et "rot" ("grad") se réfèrent bien évidemment aux coordonnées du repère mobile x' , y' , z' , de la même façon que les dérivées temporelles partielles sont prises par rapport au temps t' .

Les conditions de passage au interfaces sont, de la même façon, celles que nous avons écrites précédemment ((A.11) à (A.14)), avec des lettres cette fois accentuées.

2.2. Équations pour le mobile dans le repère fixe R

2.2.1. Transformation des équations fondamentales

"Toute équation exprimant des relations entre des vecteurs, ou, de façon plus générale, des tenseurs d'espace, est invariante pour les transformation de LORENTZ" [JOUQUET 60].

Le repère fixe R est galiléen: le système des équations de MAXWELL se réécrit donc exactement sous la même forme en omettant les 'primes' dans le repère fixe, en accord avec le principe de relativité restreinte.

Les opérateurs d'espace se réfèrent cette fois aux coordonnées dans R: x, y, z. Dans l'hypothèse (qui est la nôtre) où la vitesse n'est pas relativiste, le temps reste, lui, le même dans les deux référentiels.

Si les équations fondamentales sont invariantes par la transformation de LORENTZ, les grandeurs électromagnétiques, elles, subissent des modifications.

2.2.2. Transformation des grandeurs électromagnétiques

Les quantités (\vec{E}', \vec{B}') , (\vec{D}', \vec{H}') et (\vec{P}', \vec{M}') possèdent les propriétés des tenseurs d'espace. Le formalisme mathématique de la théorie des tenseurs est complexe, et nous ne rentrerons pas dans le détail [GOLDSTEIN 64], [JOUQUET 60]. Nous admettrons ici que l'application de la transformation de LORENTZ inverse à ces trois tenseurs, ainsi qu'aux charges ρ' et au courant \vec{J}' , donne les relations de passage suivantes [SOMMERFELD 49], [VAN BLADEL 73], [GOURNAY 80]:

$$(A.27) \quad \vec{E} = \frac{\vec{E}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{E}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} - \frac{1}{\alpha} \vec{v} \wedge \vec{B}'$$

$$(A.28) \quad \vec{B} = \frac{\vec{B}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{B}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} - \frac{1}{\alpha c^2} \vec{v} \wedge \vec{E}'$$

$$(A.29) \quad \vec{P} = \frac{\vec{P}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{P}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} - \frac{1}{\alpha c^2} \vec{v} \wedge \vec{M}'$$

$$(A.30) \quad \vec{M} = \frac{\vec{M}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{M}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} - \frac{1}{\alpha} \vec{v} \wedge \vec{P}'$$

$$(A.31) \quad \vec{D} = \frac{\vec{D}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{D}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} - \frac{1}{\alpha c^2} \vec{v} \wedge \vec{H}'$$

$$(A.32) \quad \vec{H} = \frac{\vec{H}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{H}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} - \frac{1}{\alpha} \vec{v} \wedge \vec{D}'$$

$$(A.33) \quad \vec{J} = \frac{\vec{J}'}{\alpha} + (\vec{v} \cdot \vec{J}') \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \frac{\vec{v}}{v^2} + \frac{1}{\alpha} \vec{v} \cdot \rho'$$

$$(A.34) \quad \rho = \frac{1}{\alpha} \left(\rho' + \frac{\vec{v}}{c^2} \cdot \vec{J}' \right)$$

Les formulations (A.31) et (A.32) pour \vec{D} et \vec{H} peuvent être obtenues :

- soit en appliquant le même type de transformation qu'à \vec{E} et \vec{B} ;
- soit en supposant que les formes (A.25) et (A.26) définies dans R' sont conservées dans R, et en remplaçant \vec{E} et \vec{P} (resp. \vec{B} ; et \vec{M}) par leurs expressions en fonction de \vec{E}' et \vec{P}' (resp. \vec{B}' ; et \vec{M}') définies dans R'.

Ainsi, la structure des équations constitutives (A.6) et (A.7) est conservée au même titre que les quatre équations fondamentales par la transformation de Lorentz, ce qui est parfaitement logique dans l'hypothèse de la théorie de la relativité restreinte.

On pourra donc écrire, dans tout repère galiléen, et dans R en particulier:

$$(A.35) \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$

$$(A.36) \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Dans le cas où la vitesse \vec{v} est largement inférieure à celle de la lumière, les expressions (A.27) à (A.34) se simplifient notablement. Ainsi, au second ordre près ($\alpha = 1$), on peut écrire:

$$(A.37) \quad \vec{E} = \vec{E}' - \vec{v} \wedge \vec{B}'$$

$$(A.38) \quad \vec{B} = \vec{B}' + \frac{\vec{v}}{c^2} \wedge \vec{E}'$$

$$(A.39) \quad \vec{D} = \vec{D}' - \frac{\vec{v}}{c^2} \wedge \vec{H}'$$

$$(A.40) \quad \vec{H} = \vec{H}' + \vec{v} \wedge \vec{D}'$$

$$(A.41) \quad \vec{P} = \vec{P}' + \frac{\vec{v}}{c^2} \wedge \vec{M}'$$

$$(A.42) \quad \vec{M} = \vec{M}' - \vec{v} \wedge \vec{P}'$$

$$(A.43) \quad \vec{J} = \vec{J}' + \vec{v} \cdot \rho'$$

$$(A.44) \quad \rho = \rho' + \frac{\vec{v}}{c^2} \cdot \vec{J}'$$

Les formules de passage inverses s'obtiennent facilement (au second ordre toujours) en inversant les grandeurs "primées" et en remplaçant \vec{v} par $-\vec{v}$.

2.2.3. Polarisation et aimantation induites

Les polarisations et aimantation \vec{P}' et \vec{M}' , définies dans le référentiel de repos R' pour le mobile, peuvent généralement être scindées en deux termes, parties induite et rigide.

Il n'est pas possible de les exprimer directement de la même façon dans le repère fixe (objet mobile): il nous faut donc transformer les équations constitutives fondamentales (A.25) et (A.26) précédemment exprimées dans le cas général pour des milieux polarisables et aimantables, en explicitant les parties induites des polarisations et en remplaçant les termes "primés" par leur transformée inverse.

Dans l'hypothèse d'un milieu (mobile) isotrope, polarisable électriquement et magnétiquement, mais sans polarisation électrique rigide, on peut écrire classiquement dans R':

$$(A.45) \quad \vec{P}' = \chi \vec{E}'$$

$$(A.46) \quad \vec{M}' = \lambda \vec{B}' + \vec{M}'_r$$

qui donne, en posant $\chi = \epsilon - \epsilon_0$ et $\lambda = \mu_0^{-1} - \mu^{-1}$, les relations classiques:

$$(A.47) \quad \vec{D}' = \epsilon \vec{E}'$$

$$(A.48) \quad \vec{H}' = \frac{\vec{B}'}{\mu} - \vec{M}'_r$$

ε et μ sont respectivement les permittivité et perméabilité électriques totales du milieu considéré.

Si on introduit maintenant les formules de changement de repère simplifiées (A.37) à (A.42), inversées, dans les expressions (A.47) et (A.48) précédentes, on obtient les **équations constitutives pour le milieu en mouvement** dans le repère fixe R:

$$(A.49) \quad \vec{D} - \frac{1}{c^2} \vec{v} \wedge \vec{H} = \varepsilon (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

$$(A.50) \quad \vec{H} - \vec{v} \wedge \vec{D} = \frac{1}{\mu} \left(\vec{B} - \frac{1}{c^2} \vec{v} \wedge \vec{E} \right) - \vec{M}'_r$$

On remarquera que ces deux dernières formules ne sont valables qu'au second ordre près si \vec{M}'_r est non nul, mais sont vraies sans aucune simplification préalable s'il n'y a pas d'aimantation rémanente. Elles sont parfaitement générales dans le repère fixe, puisque valables pour des milieux mobiles ou fixes: on retrouve en effet les formes classiques (A.6) et (A.7) en annulant la vitesse \vec{v} .

Une conséquence directe de ces formulations, est que l'on ne peut plus définir dans le repère fixe des permittivité et perméabilité relatives (ou totales) pour les milieux en déplacement: on ne peut pas écrire directement (A.47) et (A.48) dans le référentiel fixe en omettant les "primes", même si (A.35) et (A.36) restent vraies dans ce même référentiel.

ε et μ apparaissent ainsi comme des grandeurs définies, et connues, uniquement dans le repère mobile, c'est à dire le référentiel de repos de l'objet en mouvement. Elles ne peuvent pas être considérées comme constantes d'un repère à l'autre en conservant la même définition par rapport aux champs. Seules les permittivité et perméabilité **absolues** ε_0 et μ_0 , grandeurs "universelles", se conservent telles quelles, ce qui est logique puisqu'elles sont directement liées à la vitesse de la lumière.

De la même façon, l'aimantation rigide n'est connue que dans un référentiel où l'objet est au repos. \vec{M}'_r est donc définie dans R'. Il n'y a aucune raison que l'on puisse séparer directement dans le repère fixe les polarisations électriques et magnétiques en parties rigides et induites.

Remarquons encore qu'il faut se garder des simplifications hâtives liées à la présence de $1/c^2$: dans (A.49), par exemple, $\frac{1}{c^2} \vec{v} \wedge \vec{H}$ est du même ordre que $\varepsilon \vec{v} \wedge \vec{B}$.

2.2.4. Expressions de \vec{D} et \vec{H} en fonction de \vec{B} et \vec{E}

Dans la mesure où \vec{B} et \vec{H} , et \vec{E} et \vec{D} , respectivement, sont liés par (A.35) et (A.36), il est souhaitable de ne garder pour la mise en équation finale, que l'une des deux grandeurs de chacun des deux couples. Si nous faisons le choix de conserver l'induction magnétique \vec{B} et le champ électrique \vec{E} , il nous faut exprimer \vec{D} et \vec{H} en fonction de ces deux grandeurs.

Par élimination de \vec{H} entre (A.49) et (A.50), on obtient:

$$(A.51) \quad \vec{D} = \varepsilon \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) - \frac{1}{c^2} \vec{v} \wedge \left[\frac{\vec{B}}{\mu} - \frac{1}{\mu c^2} \vec{v} \wedge \vec{E} - \vec{v} \wedge \vec{D} - \vec{M}'_r \right]$$

soit après développement:

$$(A.52) \quad \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \vec{D} = \left(1 - \frac{v^2}{\mu c^4} \right) \vec{E} + \left(\varepsilon - \frac{1}{\mu c^2} \right) \vec{v} \wedge \vec{B} + \frac{1}{c^2} \vec{v} \wedge \vec{M}'_r + \left(\frac{\vec{v} \cdot \vec{E}}{\mu c^4} - \frac{\vec{v} \cdot \vec{D}}{c^2} \right) \vec{v}$$

Au second ordre près, on peut effectuer les approximations suivantes:

$$\frac{v^2}{\varepsilon \mu c^4} \approx \frac{v^2}{c^2} \ll 1$$

$$\left| \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}}{\mu c^4} \right| |\vec{v}| = \frac{v^2}{\mu c^4} |\vec{E}| < \varepsilon_0 \frac{v^2}{c^2} |\vec{E}| \ll \varepsilon |\vec{E}|$$

$$\left| \frac{\vec{v} \cdot \vec{D}}{c^2} \right| |\vec{v}| = \frac{v^2}{c^2} |\vec{D}| \ll \varepsilon |\vec{D}|$$

L'application de ces approximations à (A.52) donne ainsi l'expression de \vec{D} :

$$(A.53) \quad \vec{D} \approx \varepsilon \left[\vec{E} + \left(1 - \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\varepsilon \mu} \right) \vec{v} \wedge \vec{B} + \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\varepsilon \mu} \vec{v} \wedge \mu \vec{M}'_r \right]$$

et d'un calcul similaire pour \vec{H} , on tire:

$$(A.54) \quad \vec{H} \approx \frac{\vec{B}}{\mu} + \varepsilon \left(1 - \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\varepsilon \mu} \right) \vec{v} \wedge \vec{E} - \vec{M}'_r$$

Remarquons que, si $\varepsilon = \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_0$, et $\vec{M}'_r = \vec{0}$, on retrouve **quelle que soit la vitesse**: $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$ et $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, ce qui est parfaitement logique puisque dans ce cas \vec{P}' et \vec{M}' sont nuls, donc \vec{P} et \vec{M} également d'après (A.35) et (A.36). Cela n'est pourtant pas, contrairement aux apparences, contradictoire avec (A.49) et (A.50), mais constitue une solution particulière de ce système. Les équations se simplifient donc de manière notable (au second ordre près) pour les milieux non polarisables.

2.3. Transformation des conditions de passage

Dans R' , les conditions de passages sont celles que nous avons écrites précédemment (A.11) à (A.14). Dans R , elles deviennent [SOMMERFELD 52], [ARZELIÈS 59], [MODESITT 70]:

$$(A.55) \quad \vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) - (\vec{n}_{12} \cdot \vec{v})(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = \vec{0}$$

$$(A.56) \quad \vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s$$

$$(A.57) \quad \vec{n}_{12} \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) + (\vec{n}_{12} \cdot \vec{v})(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \vec{J}_s$$

$$(A.58) \quad \vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0$$

où \vec{n}_{12} désigne la normale (unitaire) à l'interface considérée orientée de 1 vers 2, ρ_s et \vec{J}_s sont respectivement les densités de charges et de courant surfaciques (superficielles) réelles.

Les conditions portant sur les composantes normales de \vec{D} et de \vec{B} sont ainsi conservées dans le changement de repère. Par contre, les conditions portant sur les composantes tangentielles de \vec{E} et \vec{H} ne conservent la même forme que dans le cas où l'interface est perpendiculaire à la direction de la vitesse.

Ces conditions sont valables pour toute interface entre deux milieux tout les deux en déplacement. Dans le cas du déplacement d'un mobile solide, l'interface entre le solide et le milieu extérieur est elle-même mobile: ce sont donc bien ces conditions là qu'il faut appliquer au passage d'une telle interface [REDZIC 92].

2.4. Milieu en translation dans un champ magnétique constant : quelques simplifications propres au problème

Dans le repère fixe R, les équations de MAXWELL s'écrivent, en vertu des considérations précédentes:

$$(A.1) \quad \vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$(A.2) \quad \vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(A.3) \quad \text{div} \vec{D} = \rho$$

$$(A.4) \quad \text{div} \vec{B} = 0$$

- Dans le référentiel R', il ne se passe rien du point de vue électromagnétique, puisque l'objet est immobile et que les lignes de champs magnétique vues de ce repère sont identiquement égales à elles même. Par ailleurs, étant en milieu conducteur, on peut supposer qu'il n'y a pas de charges volumiques: $\rho' = 0$

D'après (A.44), on peut donc écrire:

$$(A.59) \quad \rho = \rho' + \frac{\vec{v}}{c^2} \cdot \vec{J}' = \frac{\vec{v}}{c^2} \cdot \vec{J}' \approx 0$$

et (A.3) devient:

$$(A.60) \quad \text{div } \vec{D} = 0$$

• Puisque $\rho' = 0$, $\vec{J} = \vec{J}' = \sigma \vec{E}'$ d'après (A.43) et (A.26); l'introduction de (A.37) transposée permet d'écrire:

$$(A.61) \quad \vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

• Puisque le mouvement ne fait pas intervenir de rotation, les dérivées totales par rapport au temps (le même dans R et R') sont égales dans les deux référentiels, selon l'égalité suivante [GOLDSTEIN 64], [MODESITT 70]:

$$(A.62) \quad \forall \vec{V}, \quad \frac{D\vec{V}}{dt} = \left(\frac{D\vec{V}}{dt} \right)' + \vec{\omega} \wedge \vec{V}$$

Par ailleurs, dans chacun des repères, les dérivées totales se décomposent en une partie temporelle (dérivées partielles par rapport au temps) et une partie convective. Ainsi, dans R:

$$(A.63) \quad \forall \vec{V}, \quad \frac{D\vec{V}}{dt} = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{V} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}$$

Tout étant fixe dans R', la dérivée totale de \vec{B} dans R' par rapport au temps est nulle. D'après (A.62), elle l'est également dans R. (A.63) permet donc d'écrire:

$$(A.64) \quad \frac{D\vec{B}}{dt} = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{B} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$$

Considérons le développement du calcul vectoriel (A.64) suivant :

$$(A.65) \quad \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{v} \text{ div } \vec{B} - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} - \vec{B} \text{ div } \vec{v}$$

Dans l'hypothèse d'un solide ou d'un fluide incompressible en translation, on a systématiquement $\text{div } \vec{v} = 0$ (conservation de la masse).

Nos hypothèses sur la vitesse (constante) permettent d'annuler le troisième terme de (A.65). La conservation du flux magnétique (A.4) annule également le premier terme.

L'équation (A.1) devient ainsi, en combinant (A.64) et (A.65) simplifiée:

$$(A.66) \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

soit:

$$(A.67) \quad \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{0}$$

Notons que cette expression est encore valable dans le cas d'une rotation uniforme, puisque dans ce cas: $\nabla \cdot \vec{V}, \vec{\omega} \wedge \vec{V} = (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$, où $\vec{v} = \vec{\omega} \wedge \vec{r}$. L'expression (A.68) suivante est donc vraie quelque soit la vitesse, en l'absence d'accélération [MODESITT 70].

$$(A.68) \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)' + \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

Dans le repère mobile, $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}' = \vec{0}$ puisque les grandeurs sont indépendantes du temps. Or, d'après (A.37) transposée, $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}$. On pourrait être tenté de remplacer directement \vec{E}' sous le rotationnel par son expression, ce qui donnerait en apparence exactement le même résultat (A.67) que les manipulations précédentes. C'est oublier que les rotationnels sont définies dans un repère en particulier, par rapport aux coordonnées de celui-ci.

Trouver le même résultat dans notre cas précis relève des particularités de nos hypothèses sur la vitesse et de la loi de conservation du flux magnétique. Dans le cas général, on ne peut considérer que les opérateurs différentiels se conservent dans un tel changement de repère.

Il subissent également le changement de par la transformation des coordonnées. Avec une vitesse constante, il est au moins nécessaire que le champ considéré soit non divergeant dans le repère fixe pour obtenir le même résultat.

L'opération qui consiste, comme décrit plus haut, à remplacer simplement un vecteur définie dans R' par son expression dans R dans un opérateur définie par rapport aux coordonnées de R' est donc illicite.

- Un calcul similaire donne, compte tenu de (A.60):

$$(A.69) \quad \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{D})$$

L'équation (A.2) devient ainsi, en combinant (A.69) et (A.61):

$$(A.70) \quad \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{H} - \vec{v} \wedge \vec{D}) = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

et en utilisant (A.50):

$$(A.71) \quad \overrightarrow{\text{rot}} \left(\frac{\vec{B}}{\mu} \right) = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) + \overrightarrow{\text{rot}} \varepsilon \left(\frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\varepsilon \mu} \vec{v} \wedge \vec{E} \right) + \overrightarrow{\text{rot}} \vec{M}'$$

Dans l'expression (A.68) précédente, le terme comportant le rotationnel du produit vectoriel de la vitesse par le champ électrique est négligeable. En effet, avec les hypothèses courantes suivantes:

$$\begin{aligned} v &\sim 10^2 \\ \epsilon_0 \sim \epsilon &\sim 10^{-9} \\ \mu &\sim 10^3 * 10^{-7} \sim 10^{-4} \end{aligned}$$

Le terme sous le rotationnel vaut ainsi $\sim 10^{-10} |\vec{E}|$, par rapport à un terme en $\sigma |\vec{E}|$ de l'ordre de $\sim 10 |\vec{E}|$ pour l'eau de mer par exemple.

Cette approximation revient finalement à la classique approximation des états quasi-statiques, qui consiste à négliger les courants dits *de déplacement* devant les courants de conduction. Ici, les courants de déplacement se réduisent à un terme uniquement convectif, puisque tout est immobile dans le référentiel mobile.

On aurait presque pu négliger le terme en $\vec{v} \wedge \vec{D}$ dès le début du calcul.

L'approximation peut ne plus être valable pour des vitesses plus élevées, ou dans le cas où la permittivité est importante.

En intégrant les manipulations qui viennent d'être faites, le système des équations de MAXWELL pour le milieu mobile peut maintenant s'écrire, dans le référentiel fixe:

$$(A.72) \quad \vec{\text{rot}} (\vec{\bar{E}} + \vec{v} \wedge \vec{\bar{B}}) = \vec{0}$$

$$(A.73) \quad \vec{\text{rot}} \left(\frac{\vec{\bar{B}}}{\mu} \right) = \sigma (\vec{\bar{E}} + \vec{v} \wedge \vec{\bar{B}}) + \vec{\text{rot}} \vec{M}'_r \left(+ \vec{\text{rot}} \epsilon \left(\frac{\epsilon_0 \mu_0}{\epsilon \mu} \vec{v} \wedge \vec{\bar{E}} \right) \right)$$

$$(A.74) \quad \text{div} \epsilon \left[\vec{\bar{E}} + \left(1 - \frac{\epsilon_0 \mu_0}{\epsilon \mu} \right) \vec{v} \wedge \vec{\bar{B}} + \frac{\epsilon_0 \mu_0}{\epsilon \mu} \vec{v} \wedge \mu \vec{M}'_r \right] = 0$$

$$(A.75) \quad \text{div} \vec{\bar{B}} = 0$$

Ce système est complètement général dans le repère fixe, puisque l'on retrouve le système de MAXWELL classique en \vec{B} et \vec{E} , en annulant la vitesse (sous réserve que le champ magnétique ne dépende pas du temps). Les équations sont en outre valables quelles que soient les propriétés, perméabilité, permittivité ou conductivité électrique, ou encore en présence de corps aimantés. Il nous semble que son obtention est rigoureuse, et qu'il représente un cas suffisamment général pour mettre en équation de façon plus précise, en appliquant les simplifications adéquates, un grand nombre de problèmes électromagnétiques faisant intervenir le mouvement.

Pour des champs de vitesses plus complexes, une mise en équation générale supposerait en toute rigueur l'application de la théorie de la relativité générale. En pratique, on peut souvent supposer que le mouvement instantané de chacun des points mobiles se réduit à une translation, et appliquer des calculs et simplifications des mêmes types que ceux que nous avons développés ici. On consultera à ce sujet les éléments de bibliographie donnés plus loin, la présente annexe n'ayant pas pour but de développer plus avant le sujet. Insistons simplement encore sur le fait que l'existence d'un mouvement remet en cause bien des idées pourtant bien établies sur les équations de l'électromagnétisme, en particulier en ce qui concerne les charges d'espace et le champ électrique.

Références bibliographiques

- [AGUIREGABIRIA 92] J.M. AGUIREGABIRIA, A. HERNANDEZ, M. RIVAS
An example of surface charge distribution on conductors carrying steady currents
Am. J. Phys., vol. 60, no. 2, pp. 138-141, 1992
- [ANDERSON 69] J.L. ANDERSON, J.W. RYON
Electromagnetic radiation in accelerated Systems
Phys. Rev., vol. 181, no. 5, pp. 1765-1775, 1969
- [ARZELIÈS 59] H. ARZELIÈS, J. HENRY
Milieux conducteurs ou polarisables en mouvement
Gauthier-Villars, Paris, 1959
- [ATWATER 75] H.A. ATWATER
Reply by T. SHIOZAWA
the electromagnetic field in a rotating coordinate frames
Proc. of the IEEE, vol. 63, no. 2, pp. 316-318, 1975
- [CHAILLOUT 92] J.-J. CHAILLOUT, V. POULBOT, R. BLANPAIN
Some geophysical fields by the finite element method
International Workshop on Electric and Magnetic Fields proceedings, pp. 13.1-13.6,
Liège, Belgique, 28-30 Sept. 1992
- [FARADAY 65] M.J. FARADAY
Experimental research in electricity
(Bernard Quaritch, London, 1855) Reprinted, New York, Dover, 1965
- [GOLDSTEIN 64] H. GOLDSTEIN
Mécanique classique
PUF, Paris 1964
(trad. de *Classical mechanics*, adison-Wesley, Cambridge, Mass)
- [GOURNAY 80] A. GOURNAY
*Étude théorique et expérimentale de la déformation d'un champ électromagnétique
provoquée par une pièce conductrice en mouvement. Application à la mesure de
vitesse sans contact.*
Thèse de 3^e cycle de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, Mars 1980
- [IRVINE 64] W.M. IRVINE
Electrodynamics in a rotating frame of reference
Physica, vol. 30, pp. 1160-1170, 1964
- [JOUQUET 60] M. JOUQUET
*Traité d'électricité théorique. Tome III: Principe de Relativité et Lois générales de
l'Électromagnétisme et de l'Électrodynamique*
Collection scientifique du CNET, Gauthier-Villars éditeur, Paris, 1960
- [MARÉCHAL 90] Y. MARÉCHAL
*Computation of 2D and 3d eddy currents in moving conductors of electromagnetic
retarders*
IEEE Trans. Mag., vol. 26, no. 5, pp. 2382-2384, 1990
- [MARÉCHAL 91] Y. MARÉCHAL
*Modélisation des phénomènes magnétostatiques avec terme de transport. Application
aux ralentisseurs électromagnétiques*
Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Fév. 1991

- [MASSON 72] J. MASSON
Influence d'un champ électrique sur un milieu polarisable électriquement et magnétiquement en rotation
Thèse de 3^e cycle de l'université de Poitiers, 1972
- [MATZEK 68] M.A. MATZEK, B.R. RUSSEL
On the transverse electric field within a conductor carrying steady current
Am. J. Phys., vol. 36, no. 10, pp. 905-907, 1968
- [MO 70] T.C. MO
Theory of electrodynamics in media in noninertial frames and applications
J. Math. Phys., vol. 11, no. 8, pp. 2589-2610, 1970
- [MODESITT 70] G.E. MODESITT
Maxwell's equations in a rotating reference frame
Am. J. Phys., vol. 38, no. 12, pp. 1487-1489, 1970
- [REDZIC 92] D.V. REDZIC
On the electromagnetic field close to the surface of a moving conductor
Am. J. Phys., vol. 60, no. 3, pp. 275-277, 1992
- [RODGER 89] D. RODGER, T. KARAGULER, P.J. LEONARD
A formulation for 3D moving conductor eddy current problems
IEEE Trans. Mag., vol. 25, no. 5, pp. 4147-4149, 1989
- [ROSSER 70] W.G.V. ROSSER
Magnitudes of surface charge distributions associated with electric current flow
Am. J. Phys., vol. 38, no. 2, pp. 265-266, 1970
- [SOMMERFELD 52] A. SOMMERFELD
Electrodynamics
pp 280-290, 359-363
Academic Press Inc. ed., New York, 1952
(trad. de: *Elektrodynamik*, Wiesbaden, Germany, Dieterich'sche Verlag, 1942)
- [TORRES 90] M. TORRES, J.M. GONZALES, A. MARTIN, G. PASTOR & A. FERREIRO
On the surface charge density of a moving sphere
Am. J. Phys., vol. 58, no. 1, pp. 73-75, 1990
- [TROCHERIS 49] M.G. TROCHERIS
Electrodynamics in a rotating frame of reference
Phil. Mag., vol. 40, no. 310, pp. 1143-1154, 1949
- [VAN BLADEL 73] J. VAN BLADEL
Relativistic theory of rotating disks
Proc. of the IEEE, vol. 61, pp. 260-268, 1973
- [VAN BLADEL 76] J. VAN BLADEL
Electromagnetic fields in the presence of rotating bodies
Proc. of the IEEE, vol. 64, pp. 301-318, 1976
- [YOUNG 66] F.J. YOUNG
R.C. COSTEN, D. ADAMSON (Reply)
Electrodynamic boundary conditions at a moving boundary
Proc. IEEE, vol. 54, no. 3, pp. 1966-1968, 1966

Annexe 2 :

Étude des champs magnétiques engendrés par la corrosion

Annexe 2 :

Étude des champs magnétiques engendrés par la corrosion

Introduction

Les effets électromagnétiques engendrés par les phénomènes de corrosion nous sont apparus comme des perturbations lors des études expérimentales que nous avons menées pour la mise au point de notre électromètre (Chapitre 2 et 3). Il semble également que les phénomènes de corrosion soient à l'origine d'effets détectables en mer, et peuvent ainsi constituer une source en Contrôle Non Destructif, par exemple, ou en détection sous-marine (Chapitre 1).

C'est donc tout naturellement que nous avons été amenés à étudier les phénomènes de corrosion du point de vue des champs électromagnétiques qu'ils engendrent, et à tenter de faire le lien entre les causes (électrochimiques) et les conséquences (électromagnétiques). Quelques exemples de champs électriques d'origines électrochimiques ont été présentés dans le chapitre 3. Pour conserver la cohérence du corps du texte autour de l'électrométrie, nous avons regroupé dans cette annexe nos études sur les champs magnétiques prenant leurs origines dans les phénomènes électrochimiques et de corrosion.

Si les buts et les motivations sont différents, les électrochimistes s'intéressent également à ce type d'études: les réactions électrochimiques mettent en jeu des courants et des tensions, qui sont caractéristiques des phénomènes. L'analyse des grandeurs électriques permet ainsi d'accéder à la connaissance des mécanismes réactionnels. Cependant, les méthodes d'études utilisées sont souvent "invasives": elles nécessitent l'introduction d'électrodes de mesure dans la cellule où se déroulent les réactions, électrodes qui sont susceptibles de perturber le système. De plus, ces méthodes ne permettent que la mesure du courant total circulant entre deux points de la solution, matérialisés par deux électrodes: il n'est pas possible, par exemple, de visualiser des courants locaux sur un échantillon se corrodant de façon naturelle (*idiomorphe*), seul dans une solution corrosive. Les champs électromagnétiques, que ne manquent pas de produire les circulations de courants de corrosion, fournissent une image de ces courants, de leur répartition spatiale et de leur évolution temporelle. Si ces champs sont mesurables, il peuvent ainsi renseigner sur les réactions électrochimiques, sans pour autant que la mesure ne perturbe le système.

Une étude des phénomènes de corrosion par des mesures électromagnétiques a ainsi été entamée en 1991 sous la forme d'une collaboration avec les chercheurs de l'ENSEEG, dans le cadre de nos travaux de thèse. Ce travail a débouché en 1992 sur un DEA [COULET 92] et plus récemment deux communications dans des congrès nationaux [POULBOT 93a] et internationaux [POULBOT 93b]. C'est cette dernière communication qui constitue le corps de la présente annexe.

Les phénomènes de corrosion mettent en jeu des circulations de courant entre les sites anodique et cathodique de l'électrode et génèrent ainsi un champ magnétique dont l'amplitude est proportionnelle à l'intensité du courant de corrosion. La mesure de ce champ magnétique peut ainsi être envisagée comme une technique non conventionnelle d'investigation des processus de corrosion.

Nous avons étudié les champs créés par des processus de corrosion idiomorphe (Zinc) et galvanique (Couple Zinc-Cuivre), dans des solutions aqueuses de HCl et NaCl, en fonction de différents paramètres tels que l'état et la taille des surfaces exposées, la géométrie et la configuration de l'échantillon de travail.

Deux types de magnétomètres très haute sensibilité, développés au LETI, ont été utilisés: un magnétomètre à Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), construit spécifiquement pour cette application, et un dispositif à SQUID, de résolution respective de 10 pT et 1 pT.

Les résultats sont encourageants et montrent que les champs magnétiques engendrés par la corrosion sont détectables. Le magnétomètre à SQUID donne des informations sur la répartition spatiale et la direction des lignes de courant, permettant ainsi la localisation des sites de corrosion. Des résultats antérieurs, accessibles dans la littérature, ont pu être retrouvés.

Le capteur RMN, quand à lui, est mieux approprié au suivi temporel des phénomènes: initiation de la corrosion, fluctuation du courant, analyse spectrale. L'étude du *bruit électrochimique* constitue actuellement un des pôles de la recherche de pointe en électrochimie. Nous sommes les premiers à avoir utilisé la RMN pour cette application sur la scène

internationale. Cette technique s'avère particulièrement bien adaptée, et semble avoir des potentialités importantes dans ce type d'applications.

Nous proposons en outre pour la corrosion galvanique, une modélisation numérique 2D succincte, par la méthode des éléments finis, du courant dans la cellule de corrosion et du champ magnétique résultant, un modèle dipolaire simple s'avérant insuffisant pour lier quantitativement champ magnétique et courant. Des résultats 2D et 3D ont été obtenus plus récemment grâce aux développements théoriques décrit dans le chapitre 4, ils ne sont cependant pas décrits dans la communication reproduite ci-après. Les problèmes (d'interface) mis en jeu par ce type de modélisation sont les mêmes que ceux que l'on rencontre en protection cathodique ou en électrolyse [ZAMANI 86]: nous espérons que les éléments finis interfaciaux pourront aider à la modélisation électromagnétique de ces phénomènes.

10th European Corrosion Congress - Barcelona, 5-8 July, 1993

Paper n° 309

Session: " Methods of Corrosion Testing"

Study of Corrosion Processes by Magnetic Measurements

V. Poulbot, H. Glénat, N. Kernevez

LETI (CEA - Technologie Avancées), CEN de Grenoble, 85X - F - 38041 Grenoble Cedex, France

F. Coulet, F. Dalard, and J.J. Rameau

CREM/GP (URA CNRS 1212), ENSEEG, BP 75 - 38402 Saint Martin d'Hères, France

Abstract - In an electrochemical corrosion process, the current flow between the anode and the cathode generates a magnetic field, whose magnitude is proportional to the corrosion current intensity. Magnetic field generation has been investigated for idiomorphic (Zn) and galvanic (Zn/Cu couple) corrosion with solutions of NaCl and HCl. Different parameters have been tested such as surface morphology, electrode geometry and configuration of the samples. Two types of magnetometers developed at the LETI have been used : a SQUID magnetometer and a Proton-Overhauser magnetometer (NMR), whose resolutions are respectively 1 pT and 10 pT. The NMR magnetometer is accurate for temporal study: transient corrosion phenomenon setting, time fluctuations, oscillations,...The SQUID magnetometer is more sensitive and gives useful informations on the spatial distribution and direction of the current flows. In addition, the corrosion cell has been modelized by a 2D Finite Element Method in the case of galvanic corrosion. The calculated magnetic field distribution, is in agreement with the measurement.

Keywords - Corrosion Testing, Magnetometry, NMR, SQUID, Corrosion Current, Electrochemical Noise, Finite Element Modelization

I - Introduction and background

In electrochemical corrosion reactions, currents flow between metal surfaces through an electrolyte. Typical values of corrosion current densities are known to range from 1 to $10^3 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. But the real distribution of the currents in the cell is complex and depends on many factors such as the electrolyte, the geometry of the electrodes and the geometry of the container. The knowledge of the spatial distribution of the corrosion current can give more informations on the electrochemical mechanisms or the repartition of the corrosion processes.

In classical corrosion studies, it is necessary to insert a probe into the electrolyte in order to determine the current but the probe can distort the current distribution.

Magnetic measurement gives a new method to study corrosion processes. It is well known that the circulation of current creates a magnetic field, which depends on the magnitude and the distribution of the electric current. So the measurement of the magnetic field generated by corrosion processes may be able to give informations about both the magnitude and the spatial distribution of the corrosion current. Moreover it is a non-invasive technique which does not perturb the electrochemical system.

The pioneer works on this subject were made at the Massachusetts Institute of Technology (1), (2) with a SQUID magnetometer. The authors showed that the magnetic field generated by corrosion reactions of Zn in HCl is detectable although it is very weak. They used small U-shaped electrodes encased in epoxy resin in which only the legs are exposed to the electrolyte. With this configuration the measured magnetic signal is comparable to the field generated by a small coil with electric current (magnetic dipole).

Therefore this measurement technique has been applied by the same team as an electroanalytical chemical techniques and the results have been compared to conventional current measurement. The magnetic measurements have been used for the study of the electrochemical noise (3), for measuring interfacial impedances (3), (4), for cyclic voltammetry (5) or for the Non Destructive Evaluation of electrochemical system (6). These works were carried out with a commercial SQUID magnetometer. A specific device has been recently developed now to carry on the measurements (7),(8),(9).

Murphy et al (10),(11) are using SQUID and Fluxgate magnetometry to detect local corrosion processes on buried structures by measuring the interfacial currents produced by a small applied voltage. The method seems adequate.

The LETI has been developing magnetic sensors for many years (12). A collaboration between the CREM/GP and the LETI has been established for evaluating the monitoring of the corrosion processes by magnetometric techniques. We present here some experiments with two types of magnetometers and a numerical modelization for the calibration of the phenomenon. A NMR probe has been built and used for the first time for electrochemical application. Results are discussed and compared with the previous works.

II - Instrumentation

Samples:

U-shaped samples have been first used as in the previous works. The electrodes (Zn 99.9%) are encased in a non-magnetic resin. Only two small surfaces are exposed to the electrolyte (see Fig. 1.). The study parameters are the samples size and configuration. The dimensions of the used samples are summarized in table 1.. For galvanic corrosion tests the electrodes are bipolar : Cu and Zn parts are jointed with a copper rivet before encasing (See Fig 2.). In order to have a loop shape, some electrodes have a special design like in the figure 2.. The samples are centered in glass boxes (standard Petri boxes). The different components have been magnetically tested before experiments.

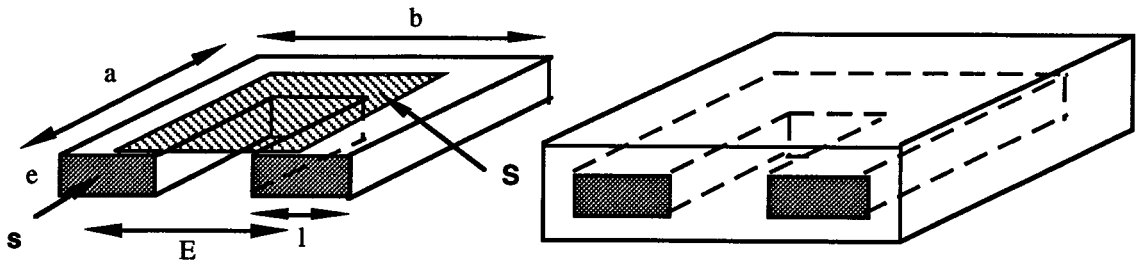


Fig. 1. - Geometry of the electrodes

n°	e (mm)	l (mm)	s (mm ²)	a (mm)	b (mm)	S (mm ²)	E (mm)
U1	2	10	20	10	30	300	20
U2	2	10	20	20	30	600	20
U3	2	10	20	40	30	1200	20
U4	2	10	20	20	50	1000	40
U5	2	10	20	25	40	1000	30
U6	2	10	20	35	30	1050	20
U7	2	5	10	20	20	400	15
U8	3	5	15	20	20	400	15
U9	6	5	30	20	20	400	15

Table 1. - Dimensions of the "U-shaped" electrodes

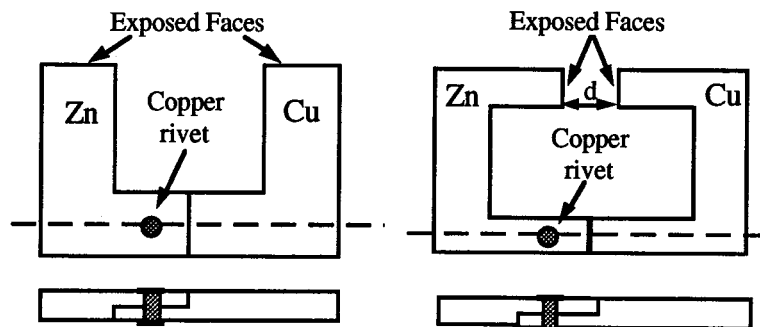


Fig. 2. - Electrodes for galvanic corrosion tests

n°	e (mm)	l (mm)	a (mm)	b (mm)	d (mm)
C1	2	10	25	50	10
C2	2	10	40	60	10
C3	2	10	50	100	10

Table 2. - Dimensions of the "open coil" electrodes

SQUID Magnetometer

Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) magnetometry is a high resolution technique which is commonly used for the detection of very weak currents or magnetic moments. The detection principle is well known and will not be described here (See (13) for a detailed treatment).

Radiofrequency SQUID magnetometry studies have been developed at LETI since 1985. The measurement device is made of a fixed cryostat which contains the probe, an electronic device and an automatic acquisition system (see Fig. 3.). Horizontal and vertical coils cancel the earth field in the measurement area. The sensitivity is limited by the noise of the SQUID, which is about $1 \text{ pT/Hz}^{-1/2}$ for this system.

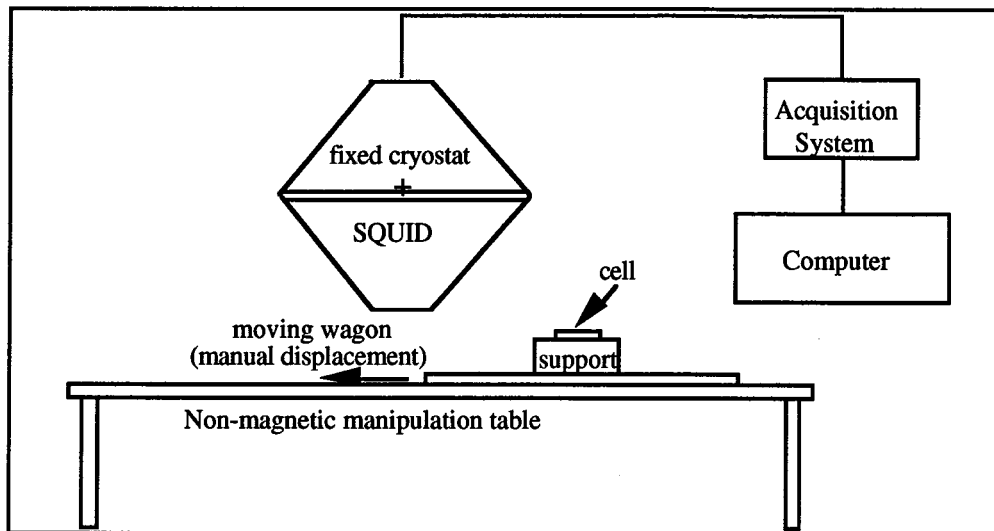


Fig. 3. - Schematic diagram of the measurement device

The cell is moved under the probe which detects the dipolar magnetic variations. The surface of the electrode is in a vertical plan perpendicular to the displacement direction. The distance D between the middle plan of the sample and the probe is constant (35 mm).

In first approximation, we can consider the sample as a dipolar source. In this case, the magnetic field is directly proportional to the mean surface and the mean current flowing through the electrode. The detection system has been calibrated by copper samples supplied with fixed current. The relation between the field B (measured at the distance D), the supplied current I and the loop surface S (See Fig. 1.) has been experimentally determined, with B is in pT, I in mA and S in mm^2 :

$$\begin{aligned} B &= 3.2 S I \text{ for } 150 \text{ mm}^2 < S < 400 \text{ mm}^2 \\ B &= 2.5 S I \text{ for } 400 \text{ mm}^2 < S < 700 \text{ mm}^2 \end{aligned} \quad (1)$$

NMR Magnetometer

The LETI is developing high resolution magnetometers based on the principle of Nuclear Magnetic Resonance (NMR) amplified by Overhauser effect ⁽¹⁴⁾. These sensors are used to measure the earth field disturbances generated by magnetic objects or materials. They can be used in a wide variety of purposes.

For the first time, a NMR probe has been developed for the detection of the magnetic field generated by corrosion currents.

The sensor is a scalar field-frequency transducer. In a magnetic field B_0 , the proton spins precess around this field at a frequency proportional to its modulus:

$$2 \pi f_0 = \gamma B_0 \quad (2)$$

f_0 is called the Larmor frequency (1 to 3 kHz in the earth magnetic field) and γ the gyromagnetic ratio of the proton. The resonant electromagnetic excitation creates a spin phase coherence and thus a macroscopic magnetization component precessing at the Larmor frequency. This component induces a voltage in transverse detection coils.

In the earth magnetic field (20-70 μT), the nuclear signal is too weak to be directly detectable. It is therefore preliminary amplified by an electronic pumping process called Dynamic Nuclear Polarisation (DNP) or Overhauser Effect. The nuclear spins are coupled to the free electronic spins of a radical in solution. The electronic resonance is obtained by HF electromagnetic excitation at two frequencies of approximately 60 MHz corresponding to two energy transitions. The amplification of the protonic polarization (DNP factor: about 10^3) is positive for the lower frequency and negative for the higher one.

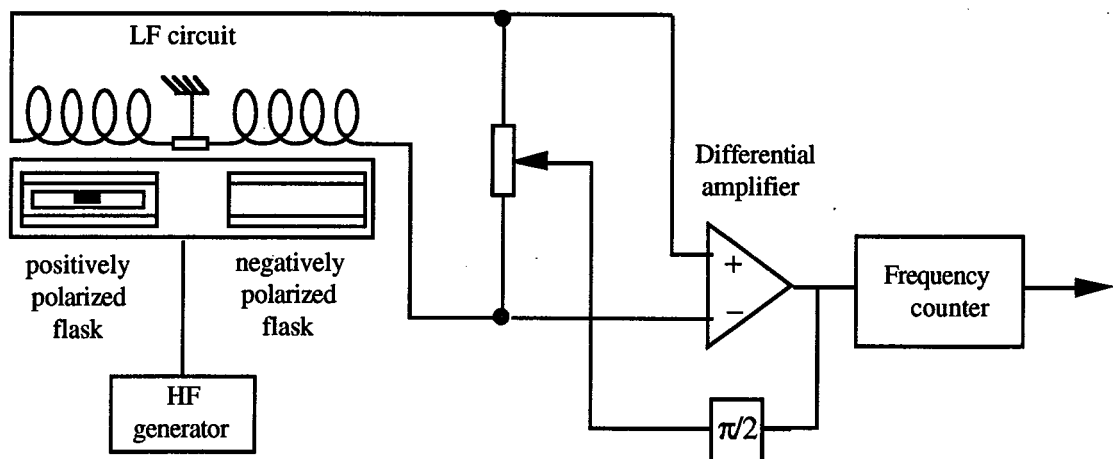


Fig. 4. - Diagram of DMP-NMR oscillator

A NMR Magnetometer is made up of a probe, a high frequency generator, an amplifier and a high precision frequencycounter (see figure 4.). The probe is composed of two flasks which contain the solvent. A high frequency resonator excites the electronic resonance. The low frequency circuit is composed by two symmetric coils which induce resonance and detect the nuclear signal. The two NMR signals of opposite signs are amplified by a differential amplifier and reinjected in common mode to create the NMR excitation voltage.

This wiring rejects the excitation voltage and the external electromagnetic detected noise. The measurement is continuous. This system has a resolution of 10 pT with a good signal to noise ratio.

We have been developing a specific probe for corrosion measurements. It has higher dimensions than the previous probes. The central revolution axis is kept free in order to introduce the sample test glass cylinder. Several sample sizes can be tested with different solvents. The sample is located within the positive flask.

III - Experimental Results and Discussion

Results with the SQUID magnetometer

Idiomorphic corrosion

The first tests have been realized with HCl or NaOH 1M with Zn U-Shaped electrodes. A magnetic signature is detected immediately after adding the Electrolyte in the cell, except when the electrode faces have been polished (1 μm). The dipolar form of the signal corresponds to a field generated by a current loop: a current flows between the electrodes and through the metal. In fact, there is inevitably a dissymetry between the two exposed faces and the rate of corrosion is probably not the same in the two sites.

As previously observed by Bellingham ⁽¹⁾ and Hibbs ⁽⁷⁾ most of the used samples present some reversals of the generated magnetic field directions during the first hour of the corrosion process. The faces polarity seems to be settled after about one hour and then the signal keeps the same sign with some fluctuations.

The next experiments have been performed with NaCl 3%. This solution is less corrosive, but the resulting magnetic signal is nevertheless still detectable. The influence of the main surface S (s and e constant) of the current loop and the temporal evolution are showed on Fig. 5 and the results summarized in the table 3.

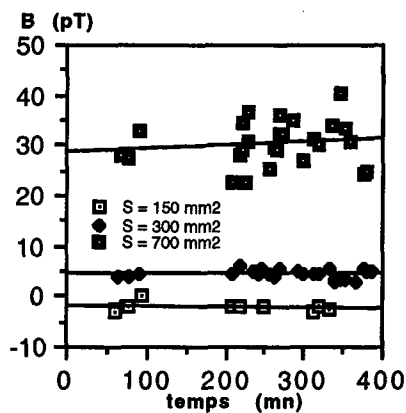


Fig 5. - Magnetic field of idiomorphic corrosion of Zn in NaCl 3%, pH 6.

S (mm ²)	B (pT)	I (μA)
150	2	4
300	5	5
700	30	17

Table 3. - Idiomorphic corrosion of Zn in NaCl 3%
Influence of the main surface of the sample, s,e
and E constant.

The current has been calculated thanks to the relation (1) obtained under the assumption that it flows directly from one electrode to the other one. Such an assumption leads to erroneous results since the current is not constant for the same electrode main surface. We have carried out exomorphic experiments and developed a numerical model in order to determine the current and magnetic field distributions with better accuracy.

Galvanic Corrosion

The sample must be displaced under the probe. This movement can create eddy currents in the cell. The induction process will be not detailed here. Therefore we must take into account the displacement velocity which affects the value of the magnetic signal. All the tests are carried out for a constant velocity of 6 m/s. In this case, a good reproductibility of the signal amplitude is obtained. For example, a value of 11 pT is recorded with an error of 15% for several identical samples of C1 type. The Figure 5. shows examples of recorded dipolar signatures.

Signal amplitude decreases by about 10% for samples with polished faces. We can suppose that the real surface of the corrosion process is more important for non-polished surfaces or that the dissymetry between the exposed faces is increased. For better investigation of the phenomena, all the samples were then polished.

An identical signal is recorded for samples with different several spaces (E) between the exposed faces but with the same main surface (S). The relative observed amplitude variation of about 10 % is not significative. The espacement between the exposed surfaces does not influence the magnetic field. So the magnetic field seems to depend only on the main surface of the sample and on the amplitude of the current, in agreement with the dipolar hypothesis. We have tried to modify these two parameters.

Only the current density is fixed by the galvanic reaction. We can modify the current intensity when we change the surface of the exposed faces. An increase of the magnetic signal with the surface is effectively observed ,but we cannot conclude that the relation between the magnetic field B and the electrode surface s is linear. Variations of the magnetic signal versus the sample area S (see fig. 1) is observed. But a linear dependence cannot be found.

Even if the magnetic field is a fonction of both the current intensity and the sample area, the simple assumption of a linear dependence seems to be wrong. Perhaps the corrosion processes or the field measurement are modified by the movement of the cell. But a better modelization of the cell as the first approximation seems to be necessary. Even though the surface S is identical, the distribution of the current in the electrolyte is different when the geometry of the sample is not the same.

The distribution of the current has been calculated by solving the conservation of the electricity with a 2D numerical model. Current boundary conditions corresponding to the galvanic metal couple are used. In a second way, the generated magnetic field is calculated by solving the Maxwell-Ampere equation with tabulating distribution of the current density. We can see in figure 6, that the shape of the computed field is in good agreement with the shape of the measured field.

A 3D extension with real parameters will allow to give quantitative results.

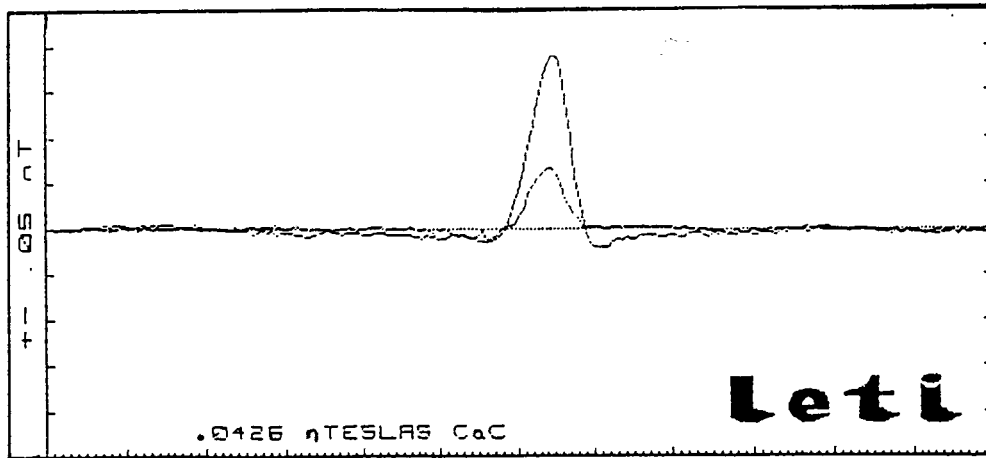


Fig. 5. - Exemple of magnetic signatures recorded with the SQUID magnetometer

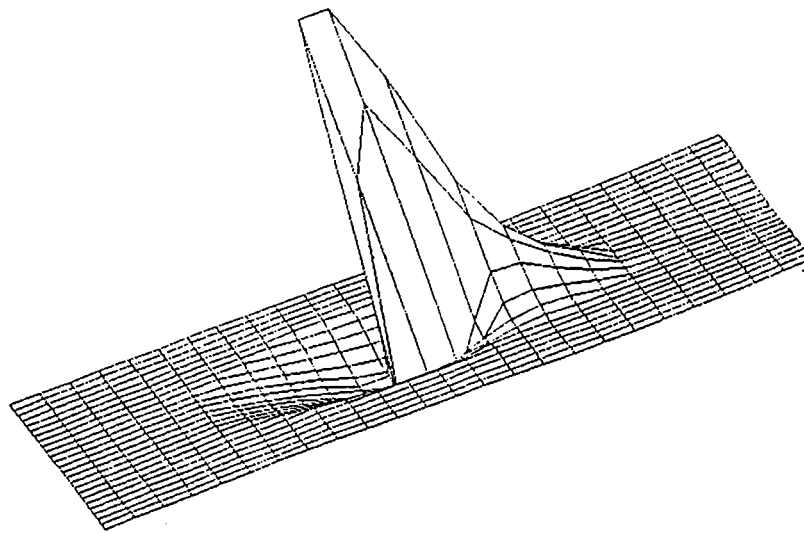


Fig. 6 - Computed magnetic field with a 2D Finite Element Method

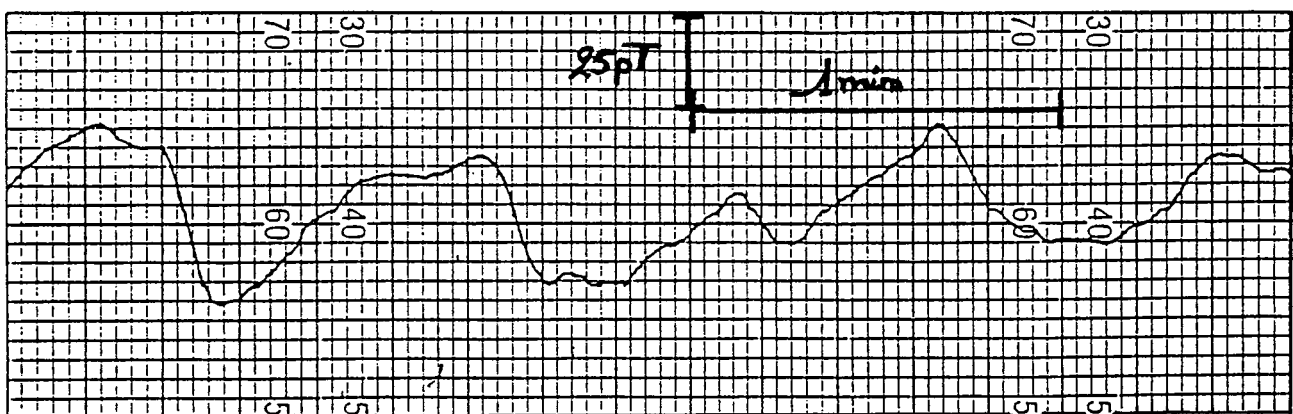


Fig. 7 - Temporal variations of the corrosion signal for C1 sample in HCl
(High cut-off Frequency: 0.07 Hz)

Results with NMR magnetometer

As opposed to the SQUID sensor, the measurement with the NMR sensor are performed continuously without sample motion. Recordings of temporal variation are performed. The NMR sensor measures the projection of the field on the direction of the earth magnetic field. Earth Magnetic field variations are eliminated by a differential measurement between the test sensor and a reference sensor..

Galvanic Corrosion

We have used the C2 sample (Zn - Cu) for this tests. The zero of the device is calibrated before the electrolyte. We have been recording a continuous signal immediatly after putting the electrolyte (HCl 0.5 M). The absolute values of the magnetic field detected is ranging from 200 to 500 pT, in regard with the position of the sample into the probe. The sign of the field is reversed when the electrode is rotated, by 180° in an horizontal plane. This result is in agreement with the assumption of a current circulation from the anode to the cathode.

The measurement noise is about 10 pT peak to peak in Ultra Low Frequency (< 0.1 Hz). When the cell is introduced in the sensor, the fluctuations of the signal about the main value are of the order of 75 pT peak to peak and can not be explained by instrumentation noise. These magnetic fluctuations are attributed to the variations of the galvanic corrosion current, commonly called Corrosion Noise⁽³⁾. For Zn-Cu cell in HCl, this ULF noise seems to be centered around a frequency of 0.02 Hz. The frequencies above 0.1 Hz are filtered by the device (see fig. 7)..

A continuous signal ranging from 15 to 25 pT for the C2 sample is still observe with NaCl 3%.

Idiomorphic corrosion

Similar results are obtained with U2 sample (Zn 99.9%) in HCl 0.5 M : immediate continuous signal of about 30 pT, sign reversal with rotation of the sample that reveals a current circulation through the metal and the electrolyte. The flowing current is probably due to the dissymetry of the surface states between the two exposed faces. It is difficult to evaluate the corrosion noise because it is very weak. The global noise is only slightly greater than the sensor noise.

As a conclusion, NMR magnetometry seems already to be able to detect corrosion currents and is particularly adapted to temporal studies of the corrosion phenomenon. We cannot yet quantitatively conclude about the relation between the detected magnetic field and the currents generated by the electrochemical reactions. Further experiments are needed, with others sensors configuration and more different sample.

Conclusion

In this work, two types of magnetometer have been used to study idiomorphic and galvanic corrosion processes. Relations between corrosion reactions and detected magnetic fields have been established ; previous results obtained with SQUID device have been confirmed.

NMR magnetometry is a new accurate method for the time evolution monitoring of corrosion processes.

Quantitative relations have not been precisely established, but SQUID cartography combined with 2D modelization gives informations on the geometric distribution of the current flow. Furthermore a 3D modelization will be carried out.

Acknowledgements

The authors thanks Pr. Rose, Mr. T.W. Altshuler and Mr. R. Gans of MIT, and Dr. J.G. Bellingham for helpful discussion.

References

1. J.G. BELLINGHAM, M.L.A. MACVICAR, M. NISENOFF & P.C. SEARSON : J. Electrochem. Soc., 133,1753 (1986).
2. J.G. BELLINGHAM & M.L.A. MACVICAR : IEEE Trans. Mag., MAG-23, 477 (1987).
3. J.G. BELLINGHAM : Ph. Thesis, Dept. of Physics, MIT (1988).
4. J.G. BELLINGHAM & M.L.A. MACVICAR : CHEMABS Patent no.4,881,037 (1989).
5. B. JETTE & M.L.A. MACVICAR : IEEE Trans. Mag., MAG-27, 3025 (1991).
6. M. MISRA, S. LORDI & M.L.A. MACVICAR : IEEE Trans. Mag., MAG-27, 3245 (1991).
7. A.D. HIBBS : J. Electrochem. Soc., 139, 2447 (1992).
8. A.D. HIBBS, R.E. SAGER, D.W. COX, T.H. AUCKERMAN & T.A. SAGE : Rev. Sci. Instrum., 63, 3652 (1992).
9. A.D. HIBBS : MIT Report AD-A251 359, 92-13135 (1992).
10. J.C. MURPHY, G. HARTONG & R.F. COHN : Proc. National Seminar on Nondestructive Evaluation of Ferromagnetic Materials, Houston, March 1986.
11. J.C. MURPHY, G. HARTONG, R.F. COHN, P.J. MORAN, K. BUNDY & J.R. SCULLY : J. Electrochem. Soc., 135, 310 (1986).
12. N. KERNEVEZ, D. DURET, M. MOUSSAVI & J.M. LEGER : IEEE Trans. Mag., 28, 5, (1992).
13. J. CLARKE, Plenum Press, NY, 67-124 (1977).
14. N. KERNEVEZ & H. GLENAT : IEEE Trans. Mag., 27, 5402 (1991).

Références Bibliographiques

- [BELLINGHAM 86] J.G. BELLINGHAM, M.L.A. MACVICAR, M. NISSENOF, P.C. SEARSON
Detection of magnetic fields generated by electro-chemical corrosion
J. Electrochem. Soc., vol. 133, pp. 1753-1754, 1986
- [BELLINGHAM 87] J.G. BELLINGHAM, M.L.A. MACVICAR
SQUID Technology applied to the study of electrochemical corrosion
IEEE Trans. Mag., vol. 23, pp. 477-479, 1987
- [BELLINGHAM 88] J.G. BELLINGHAM
Magnetic detection and characterisation of electrochemical processes
Ph. Thesis, Dept. of Physics, MIT, 1988
- [BELLINGHAM 89] J.G. BELLINGHAM & M.L.A. MACVICAR
Apparatus and method for measuring the interfacial impedance in an electro-chemical cell
112(20) 187965 CHEMABS Patent no.4,881,037 Nov. 1989
- [COULET 92a] F. COULET
Etude des phénomènes de corrosion par des mesures magnétiques au SQUID
Rapport CEA LETI/DSYS/SESA/92.458, Mai 1992
- [COULET 92b] F. COULET
Etude des phénomènes de corrosion par des mesures magnétiques au SQUID et en RMN
Rapport de D.E.A. de l'ENSEEG-INPG, ref. CEA LETI/DSYS/SESA/92.781, Sept. 1992
- [HIBBS 92a] A.D. HIBBS
Measurement of electrochemical corrosion currents using a multichannel Superconducting Quantum Interference Device magnetometer
J. Electrochem. Soc., vol. 139, pp. 2447-2457, 1992
- [HIBBS 92b] A.D. HIBBS, R.E. SAGER, D.W. COX, T.H. AUCKERMAN, T.A. SAGE
A high-resolution magnetic imaging system based on a SQUID magnetometer
Rev. Sci. Instrum., vol 63, pp.3652-3658, 1992
- [HIBBS 92c] A.D. HIBBS
Ultra-sensitive magnetic measurement system to evaluate corrosion
MIT Report AD-A251 359, 92-13135, 95 p., March 1992.
- [JETTE 91] B. JETTE, M.L.A. MACVICAR
SQUID Magnetometry applied as a non-invasive electroanalytic chemical technique
IEEE Trans. Mag., vol. 27, pp. 3025-3028, 1991
- [MISRA 91] M. MISRA, S. LORDI, M.L.A. MACVICAR
NDE applications of SQUID magnetometry to electrochemical systems
IEEE Trans. Mag., vol. 27, pp. 3245-3248, 1991
- [MURPHY 86] J.C. MURPHY, G. HARTONG, R.F. COHN
Remote monitoring of corrosion using ac magnetometry
National Seminar on Nondestructive Evaluation of Ferromagnetic Materials, March 1986, Houston, USA

- [MURPHY 88] J.C. MURPHY, G. HARTONG, R.F. COHN, P.J. MORAN, K. BUNDY, J.R. SCULLY
Magnetic field measurement of corrosion processes
J. Electrochem. Soc., vol. 135, pp. 310-313, 1986
- [POULBOT 93a] V. POULBOT, F. COULET, J.J. RAMEAU
Étude des phénomènes de corrosion par des mesures magnétiques
Journées d'électrochimie 93 (sans actes), 7-10 juin 1993, Grenoble, France
- [POULBOT 93b] V. POULBOT, H. GLÉNAT, N. KERNEVEZ, F. COULET, F. DALLARD, J.J.
RAMEAU
Study of corrosion processes by magnetic measurements
Proc. of the 10th European Corrosion Congress, July 1993, Barcelona, Espagne
- [ZAMANI 86] N.G. ZAMANI, J.F. PORTER, A.A. MUFTI
A survey of computational efforts in the field of corrosion engineering
International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 23, pp. 1295-
1311, 1986