

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

TRAITEMENT DES DONNÉES MEGATEM^{II}

BOUCHEDDA ABDERREZAK

DÉPARTEMENT DES GÉNIES CIVIL, GÉOLOGIQUE ET DES MINES

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE MINÉRAL)

AVRIL 2005



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

ISBN: 0-494-01288-9

Our file *Notre référence*

ISBN: 0-494-01288-9

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

TRAITEMENT DES DONNÉES MEGATEM^{II}

présenté par: BOUCHEDDA Abderrezak

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de:

M. SAUCIER Antoine, Ph.D., président

M. CHOUTEAU Michel, Ph.D. , membre et directeur de recherche

M. KEATING Pierre, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. BECKER Alex, Ph.D., membre

À mon père et ma mère

REMERCIEMENTS

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mes directeurs de recherche MM. Michel CHOUTEAU et Pierre KEATING. Les entrevues avec eux, denses et enrichissantes, permettent toujours de repartir du bon pied. J'ai toujours apprécié la liberté qui m'ont laissé dans le travail, la confiance qui m'ont accordée et surtout leurs qualités humaines certaines. Et si merci comme bonjour paraît banal car alors familier, j'aimerais qu'ils retiennent ma reconnaissance et mon respect.

J'exprime toute ma reconnaissance envers tous les membres de mon jury, MM. A. BECKER, A. SAUCIER, d'avoir accepté de juger ce mémoire et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

La qualité et la pertinence des résultats présentés ici sont le fruit d'un travail d'équipe, j'ai beaucoup appris et pleinement profité de la présence et de l'efficacité de tout le groupe MEGATEM: M. ALLARD, D. BOIS, M. CLAPROOD, L.Z. CHENG, D. FOUNTAIN, J. LEMIEUX, M. MIRALLES, R. SMITH, M. A. VALLÉE. Que toutes ces personnes soient remerciées. Aussi, je remercie le Ministère du Développement Économique et Régional du Québec et Développement Économique Canada pour les régions du Québec pour le soutien financier apporté à cette recherche.

J'adresse des remerciements particuliers à la personne qui est à l'origine de mon arrivée au laboratoire de géophysique appliquée de polytechnique, M. Pierre ANDRIEUX, professeur à Paris 6.

Enfin, merci à toutes les personnes qui sont passées ou qui font toujours partie du laboratoire et/ou de l'école polytechnique pour leur accueil chaleureux, en particulier : Benoît, Bernard, Camille, Christian, Clarrisa, Dave, Erwan, Gilles, Manon, Maria Maxim, Melissa, Nicolas, Jérôme, les deux Olivier, Pierrick, Philippe.

RÉSUMÉ

Dans le cadre du projet « valorisation de la technologie MEGATEM », ce travail propose plusieurs techniques de traitement de l'enregistrement brut.

Le MEGATEM est un système électromagnétique aéroporté transitoire (ATEM) qui est largement utilisé dans l'industrie minière pour la recherche des gisements métallifères (Cu, Zn, Au, Ag, etc.). Il présente l'avantage d'avoir un moment magnétique très important qui permet une grande profondeur d'investigation, allant jusqu'à 250 m. Plus le corps est profond, plus l'anomalie qui lui est associée est faible. Dans un contexte de rapport signal à bruit faible, il serait avantageux de mieux éliminer certains bruits gênants comme les décharges atmosphériques et le 60 Hz. L'objectif de mon travail est double : d'une part, développer une nouvelle méthodologie pour éliminer les décharges atmosphériques et de voir leur utilisation en interprétation. D'autre part, reprendre toute la chaîne de traitement du début jusqu'à la fin.

L'élimination des décharges atmosphériques avant sommation présente un avantage évident sur les méthodes d'interpolation qui ne fonctionnent pas généralement en cas d'un nombre important. Ceci est rendu possible par l'analyse multi-résolution qui permet d'analyser un signal à différentes résolutions, agissant comme un « microscope mathématique ». En comprimant les ondelettes, on accroît le grossissement de ce microscope, pour révéler les détails de plus en plus fins et ainsi mettre en évidence le caractère transitoire des décharges atmosphériques, tout en les séparant du signal utile qui lui apparaît sur des détails plus grossiers. Sur ce, une stratégie a été élaborée pour les extraire chirurgicalement. Elle consiste en leur détection sur les coefficients du premier détail, le plus fin, en utilisant un détecteur d'énergie. Ensuite, les coefficients correspondants dans les deux premiers détails sont mis à zéro, puis le signal est reconstruit. Cette approche s'avère être très robuste et fonctionne indifféremment sur les parties du signal où le transmetteur est en marche ou en arrêt, et même dans le cas de la présence de plusieurs d'entre eux. On montre qu'après leur extraction qu'il est

possible de les utiliser en interprétation, en calculant le Tipper et ses différents paramètres.

En général, La présence des lignes à haute tension pose énormément de problèmes lors des levés électromagnétiques. L'un de leur effet des plus gênant se manifeste par des radiations électromagnétiques aux fréquences de 60 Hz et de ses harmoniques impairs. Leur enregistrement est un signal non stationnaire, ainsi pour les éliminer, on a testé un filtrage adaptatif qui suppose une fréquence, une amplitude et une phase variables avec le temps. Les résultats sont très encourageants.

L'établissement d'un schéma de traitement, de l'enregistrement brut au signal prêt à être interprété, a permis de mettre en évidence l'impact de chaque étape, ainsi que de disposer d'une plateforme qui permettra la réalisation d'un logiciel de traitement disponible pour de nouveaux développements et surtout pour les besoins de l'industrie dont la demande ne cesse d'accroître.

ABSTRACT

Within framework of the project " MEGATEM Technology Enhancement ", this thesis proposes several raw data processing techniques.

The MEGATEM is an airborne transient electromagnetic system used extensively in the mining industry for the detection of metalliferous bodies (Cu, Zn, Au, Ag, etc.). It possesses the characteristic of a very large magnetic moment which permits large depths of investigation (250 m). As is known, the deeper the body the weaker the associated anomaly. In the context of weak signal to noise ratios, it would be advantageous to better eliminate bothersome noise such as atmospheric and the 60 Hz transmission line signal. The objectives of my work are : (1) to develop a new methodology to eliminate atmospheric and to see their use in interpretation; (2), to treat the MEGATEM data processing stream in its entirety.

The elimination of atmospheric before stacking possesses an obvious advantage over interpolation methods which are not generally successful when many atmospheric are present. Eliminating atmospheric is made possible by multi-resolution wavelet analysis which permits signal analysis at various resolutions, acting like a " mathematical microscope ". While compressing the wavelets, one increases the magnification of this "microscope" to reveal the signal at fine scales details. The transient character of atmospheric is highlighted. The useful signal component appears in the detail signals at the coarse scales. A strategy has been elaborated to extract atmospheric. It consists of their detection in the first detail coefficients, using an energy detector. Then, the corresponding coefficients in the first two detail signals are set to zero, and the signal is reconstructed. This approach proves to be very robust and

is successful regardless of whether the transmitter is on or off, and even in the case where several atmospheric are present. We show that after their extraction, it is possible to use atmospheric in interpretation by calculating the Tipper and its various parameters.

In general, the presence of power-lines poses problems in EM surveys. One of their most bothersome effects results from EM radiation at the frequencies of 60 Hz and its harmonics. Which signal is non stationary. To eliminate them, adaptive filtering which calculates a frequency, amplitude and phase variables as function of time is tested. The results are very encouraging.

A raw data processing flow chart is created. The flowchart highlights every step necessary for generating geologically interpretable signals. The flow chart serves as a platform for realizing of publically available software processing package for industry whose demands continue to increase.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLES DES MATIÈRES	ix
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES TABLEAUX	xvi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvii
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xviii
LISTE DES ANNEXES	xxi
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : UN SYSTEME AEM : LE MEGATEM	5
2.1 Classification des systèmes AEM.....	6
2.2 Principe physique.....	8
2.3 Le MEGATEM	10
2.3.1 Définition et caractéristiques	11
2.3.2 Le champ primaire	14
2.3.3 L'acquisition des données.....	16
2.4 L'enregistrement	17
2.4.1 Le signal	18
2.4.2 Le bruit	19

4.6	Revue de quelques travaux sur les AT	77
4.7	Conclusion sur l'énergie des AT	78
4.8	Elimination des AT par ondelettes.....	79
4.8.1	La détection.....	79
4.8.2	L'extraction.....	84
4.9	Les avantages et les limitations de l'approche par l'analyse en ondelettes discrètes	86
4.9.1	Avantages.....	86
4.9.2	Limitations.....	89
CHAPITRE 5 : INTERPRETATION AFMAG.....		90
5.1	Introduction.....	90
5.2	Le Tipper.....	90
5.2.1	Les paramètres du Tipper.....	92
5.2.2	La détermination de Tx et Ty.....	94
5.3	La validation de l'interprétation AFMAG	98
5.4	Avantages et limitations	101
5.4.1	Avantages.....	101
5.4.2	Limitation.....	102
CHAPITRE 6 : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.....		103
REFERENCES.....		107
ANNEXES.....		115

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1:	Localisation des sites tests	4
Figure 2.1:	Classification des systèmes AEM.....	7
Figure 2.2:	Principe de la méthode TEM	9
Figure 2.3:	Evolution du moment dipolaire de l'INPUT jusqu'au MEGATEM.....	10
Figure 2.4:	Le système MEGATEM.....	13
Figure 2.5:	Le courant I utilisé par le système Megatem	15
Figure 2.6:	Densité spectrale de puissance de la composante X d'un enregistrement TEM d'une seconde sur le site d'Aldermac.....	18
Figure 2.7:	Effet oscillatoire du mouvement de l'oiseau dans le champ géomagnétique sur des mesures en émetteur éteint.....	21
Figure 2.8:	Effet des lignes à haute tension sur la mesure Megatem	23
Figure 3.1:	Organigramme montrant les étapes de traitement qu'on propose	28
Figure 3.2:	de gauche à droite : les composantes X, Y et Z ; de haut en bas : un enregistrement brut d'une seconde, la correction de l'oiseau, le périodogramme de l'enregistrement brut avant et après correction de l'oiseau de 1 à 1000 Hz.....	31
Figure 3.3:	de haut en bas : signal MEGATEM avant et après élimination du champ primaire	33
Figure 3.4 :	Illustration de l'élimination des AT	35
Figure 3.5:	Première fenêtre spectrale du filtre peigne correspondant à une somme simple sur 18 cycles de fréquence de base 90 Hz, suivie d'un fenêtrage sur 4 points	37

Figure 3.6:	Correspondance entre la fréquence de base à 90 Hz du signal MEGATEM et du 60 Hz et ses 3 ^{ème} et 5 ^{ème} harmoniques	38
Figure 3.7:	à gauche : signal avant et après sommation ; a droite : agrandissement qui permet de voir les fluctuations dues au bruit.....	39
Figure 3.8:	Un sur deux des canaux 8 à 20 après sommation et fenêtrage des données de la ligne L100401 sur le dépôt d'iso : en haut : Z ; et en bas : X.....	40
Figure 3.9:	Les canaux 12 à 20 de la composante Y de ligne L100401 (dépôt d'iso), après sommation et fenêtrage des données	41
Figure 3.10:	Fonction de transfert du filtre d'intégration trapézoïdale.....	45
Figure 3.11:	résultat de l'application du débruitage par ondelettes sur les canaux présentés sur la fig. 3.8 ; en haut : la composant X ; en bas : la composante Z.....	47
Figure 3.12:	Effet des lignes à haute tension sur le canal 10 d'un enregistrement en émetteur éteint le long de la ligne L3005-S du site de Gallen.....	49
Figure 3.13:	en haut : l'unité noyau de l'algorithme qui permet l'extraction des paramètres de la sinusoïde ; en bas : mise en parallèle des blocs diagrammes pour l'élimination du 60 Hz et de ses harmoniques.....	52
Figure 3.14:	enregistrement brut (après correction de l'oiseau) avec émetteur éteint le long de la ligne 3005-S sur le site de Gallen pour montrer l'effet du 60 Hz et de ses harmoniques impairs; de haut en bas : les composantes X, Y et Z respectivement.....	53
Figure 3.15:	spectre des trois composantes X, Y et Z d'un enregistrement d'une 1s en émetteur éteint au dessus d'une ligne à haute tension sur le site de Gallen ; la ligne de vol est perpendiculaire à la ligne à haute tension. Notez que les échelles d'amplitude ne sont pas les mêmes pour les 3 composantes.....	54

Figure 3.16:	spectres d'un enregistrement d'une seconde avant et après élimination du 60 Hz et du 180 Hz, appartenant à la ligne 3005 à Gallen, au dessus d'une ligne à haute tension. ; au milieu : spectre du signal avant filtrage et en bas : spectre du signal après filtrage	55
Figure 3.17:	canaux 10 à 16 avec un pas de 2 au dessus d'une ligne à haute tension (L3005 de Gallen).....	56
Figure 3.18:	fenêtre utilisée dans le filtrage en fréquence.....	57
Figure 3.19:	Le rapport signal sur bruit sur les canaux 8 à 20 sur le signal obtenu après le traitement qu'on propose (poly) et celui de Fugro de la ligne L100401 d'Iso-New Inesco; de haut en bas les composantes X, Y et Z respectivement.....	59
Figure 3.20:	Différence en pourcent du maximum des amplitudes obtenues par les deux traitements,le nôtre par rapport à celui Fugro en fonction des canaux.....	60
Figure 4.1:	Atténuation du signal Afmag pendant le jour et la nuit	63
Figure 4.2:	Enregistrement typique d'un AT	64
Figure 4.3:	L'enregistrement de plusieurs AT dont l'amplitude et la distribution dans le temps est quasi-aléatoire	65
Figure 4.4:	Fonction de transfert du filtre anti- repliement qui limite la gamme de fréquences enregistrées par le récepteur du MEGATEM	66
Figure 4.5:	De haut en bas : un enregistrement d'une seconde et un agrandissement sur deux AT, sa dsp et enfin son spectrogramme avec un agrandissement sur les basses fréquences	69
Figure 4.6:	de haut en bas :composante X (7 AT), sa PSD et son scalogramme	72
Figure 4.7:	de haut en bas :composante Z (7 AT), sa PSD et son scalogramme	73
Figure 4.8:	de haut en bas : signal et scalogramme correspondants aux composantes X et Y respectivement d'un AT typique	74
Figure 4.9:	Composante Z et son scalogramme d'un AT typique	75

Figure 4.10:	Organigrammes de la distribution des amplitudes, pic à pic, des AT sur les enregistrements en émetteur éteint des sites d'Iso – New-InSCO et Gallen	76
Figure 4.11:	principe de l'analyse multirésolution	81
Figure 4.12:	Application de l'algorithme de détection-extraction sur un signal réel après correction de l'oiseau ; de haut en bas : le signal après correction de l'oiseau, coefficients du premier détail de la SWT, détecteur d'énergie adaptative ainsi que le seuil appliqué, le signal après extraction des AT.....	85
Figure 4.13:	à gauche : 1 demi cycle de 36 contaminé dans sa partie T-marche par un AT de forte intensité ; à droite : résultat de la sommation des 36 demi cycles : sans AT, avec AT et extraction par ondelettes, avec AT et sans aucune correction.....	87
Figure 4.14:	la partie T-arrêt après la sommation de 36 demi cycles : (+) ne comportant aucun AT ; (*) en ajoutant 3 AT à 3 demi cycles de 36 au total ; (o) en éliminant par ondelettes ces 3 AT.....	89
Figure 5.1:	La réponse d'une structure 2-D au champ AFMAG (H_x)	91
Figure 5.2:	AT modèle utilisée pour valider l'interprétation AFMAG ; de gauche à droite : les composantes X, Y et Z	98
Figure 5.3:	de gauche à droite les composantes X, Y et Z respectivement de l'AT modèle et extrait par ondelettes	99
Figure II.1	filtres associés à la transformée continue en ondelettes	122
Figure II.2	Projection d'un vecteur U appartenant à un espace V_0 dans l'espace V_1	124
Figure II.3	décomposition en ondelettes par projection sur les dilatées, traduites de l'ondelette mère ψ et de la fonction d'échelle ϕ de Haar.....	125
Figure II.4	Algorithme d'analyse de Mallat	128
Figure II.5	Algorithme d'analyse et de synthèse de Mallat	129

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1: Caractéristiques du système MEGATEM ^{II}	12
Tableau 2.2: Position des canaux pour une fréquence de base 90	16
Tableau 4.1: Occurrence des AT sur les enregistrements en émetteur éteint des sites d'Iso – New-InSCO et Gallen	75
Tableau 4.2: Correspondance entre les échelles et les fréquences pour l'ondelette 'db3'	86
Tableau 5.1: paramètres du Tipper pour une fréquence de 6000 Hz, de l'AT modèle et du résultat de son extraction par ondelettes d'un enregistrement en émetteur ouvert.....	100
Tableau 5.2 : paramètres du Tipper pour une fréquence de 6000 Hz, de l'AT modèle et du résultat de son extraction par ondelettes d'un enregistrement en émetteur ouvert.....	101

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

AFMAG	champ magnétique dans la bande audio; méthode de prospection
AEM	électromagnétisme aéroporté
AT	atmosphériques
ATEM	électromagnétisme aéroporté transitoire
VLF	très basse fréquence
ELF	fréquence extrêmement basse
ULF	fréquence ultra basse
T-marche	transmetteur en marche
T-arrêt	transmetteur à l'arrêt ou éteint
Re	la partie réelle d'un nombre complexe
Imag	la partie imaginaire d'un nombre complexe
TF	transformée de Fourier
H^*	complexe conjugué
MT	magnétotellurique
AMT	audio-magnétotellurique
SWT	transformée en ondelettes stationnaire
SFT	transformée de Fourier à court terme ou à fenêtre

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

a	échelle
A_s	amplitude du signal
A_b	amplitude pic à pic sur une région sans anomalie
A_p	amplitude de l'anomalie traité par ce qu'on propose ;
A_F	amplitude de l'anomalie traité par Fugro ;
A_i	approximation au niveau i
$A(t)$	amplitude (nT/s)
B	induction magnétique (T)
b	translation
C_f	transformée en ondelettes continue
$d_i(i)$	coefficients du premier détail de la décomposition en ondelettes
D_i	détail du niveau i
DWT	transformée en ondelettes discrètes
dB/dt	dérivée du champ magnétique (nT/s)
$e(t)$	erreur
F	fonction coût (nT/s) ²
G	fonction de transfert de la sommation suivie du fenêtrage
$g_{v,b}(t)$	atome de la SFT
$H(f)$	fonction de transfert d'un filtre passe-bande
$h[k]$	filtre passe-bas (utilisé pour la décomposition)
$h(u)$	fenêtre
H_x, H_y	composantes horizontales du champ magnétique
H_z	composante verticale du champ magnétique (T)
H_θ	champ magnétique dans la direction θ (T)
H_{zs}	composante verticale du champ magnétique secondaire (T)

i, j, k	indices
$I_{j,k}$	intervalle défini par $[2^j k, 2^j(k+1)[$, $k = 0, \dots, 2^3 - 1$
$g[k]$	filtre passe-haut (utilisé pour la décomposition)
L	espace des fonctions intégrables sur \mathbb{R} , nombre de points sur lequel le seuil est appliqué
L^2	espace des fonctions d'énergie finie
M	entier, moyenne
M	famille de sous-espaces vectoriels
M_i	pende de la tangente au point i en utilisant 4 points voisins disposés autour de lui.
m_i	la pende au point de coordonnées (x_i, y_i)
m_2	moment d'ordre 2 ou énergie du signal
M	nombre de points dans un canal donné
n	entier
$n(t)$	bruit
N	nombre de cycles, nombre d'échantillons
p_0 à p_3, α	constantes
P	probabilité
p	pourcentage (%)
\mathbb{R}	l'onde de référence (nT/s), l'ensemble des nombres réelles
\mathbb{R}^+	l'ensemble des nombres réels positifs
RSB	rapport signal sur bruit
s	largeur d'un canal (s)
$S(v, t)$	spectrogramme
T	la réponse totale (nT/s); période de base (s)
t	temps
t_0	constante
tx	composante x du Tipper dans le domaine du temps
ty	composante y du Tipper dans le domaine du temps

T_x	composante x du Tipper dans le domaine de Fourier
T_y	composante y du Tipper dans le domaine de Fourier
V_j	espace vectoriel des fonctions constantes par morceaux sur les intervalles $I_{j,k}, k=0, 2j-1$
W_j	complémentaire orthogonale de V_j
X	composante x du champ ou de la dérivée du champ magnétique
$x(t)$	signal
(x_i, y_i)	coordonnées d'un point i
$y(t)$	la sortie d'un canal; polynôme de degré 3
Y	composante y du champ ou de la dérivée du champ magnétique
Z	composante z du champ ou de la dérivée du champ magnétique; variable de transformée en Z; l'ensemble des nombres rationnels
Δ	Bande limitée (Hz)
Δt	pas d'échantillonnage (s)
$\Delta \nu$	largeur d'une fenêtre spectrale (Hz);
ω	pulsation (rd/s)
σ^2	variance d'un bruit est blanc gaussien centré
ε	seuil universel
$\phi(t)$	phase total du signal; fonction d'échelle
$\psi(t)$	ondelette mère
μ_1, μ_2 et μ_3	constantes positives
ν	fréquence (Hz)
ν_0	fréquence centrale de l'ondelette (Hz)
ν_a	fréquence apparente (Hz)
θ	direction d'induction ($^\circ$)
ϕ	phase du tipper ($^\circ$)
δ	angle d'inclinaison ($^\circ$)
ε	ellipticité ($^\circ$)
α_j	constante

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I : LES LIGNES ET LES TESTS RÉALISÉS SUR LES TROIS SITES DE
ROUYN115

ANNEXE II : UNE VISITE GUIDÉE DANS LE MONDE DES ONDELETTES.....117

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

PROBLÉMATIQUE

Depuis longtemps la région de l'Abitibi est connue dans l'industrie minière par sa richesse en ressources minérales particulièrement en métaux de base (cuivre, zinc, nickel) et précieux (or, argent). Ces dernières constituent les poumons de l'économie locale mais hélas diminuent au cours du temps, ce qui peut entraîner des situations catastrophiques en cas d'épuisement. Comme la géologie est très bien connue et pratiquement tous les gisements en surface ont été découverts, le renouvellement de ces ressources mène inéluctablement à rechercher de plus en plus en profondeur.

En 2001, Fugro Airborne met en service sa nouvelle version du MEGATEM, le MEGATEM^{II}, et annonce pouvoir détecter des cibles conductrices dans des environnements résistants comme en Abitibi à une profondeur allant jusqu'à 250m. Les besoins et l'outil étant disponibles, il ne restait qu'à mettre en œuvre une stratégie bien élaborée dans une perspective de développement régional et scientifique. Ainsi, naquit le projet « valorisation de la technologie MEGATEM », initié par l'université du Québec en Abitibi Témiscamingue en collaboration avec l'École Polytechnique de Montréal, Noranda, Fugro Airborne et financé par Développement Économique Canada et le ministère du Développement Économique et Régional du Québec. Ce projet a pour objectifs :

1. L'évaluation et l'étalonnage de la technologie en comparant les réponses MEGATEM obtenues aux informations géoscientifiques de sites bien connus.

2. L'évaluation et le développement de nouvelles méthodes de traitement des données MEGATEM.
3. L'évaluation et le développement de nouvelles méthodes d'interprétation des données MEGATEM.

Ce mémoire expose les travaux de recherche que j'ai réalisés pour répondre au point numéro 2.

OBJECTIFS

Bien qu'à l'origine le but de ce travail était de réduire l'effet des décharges atmosphériques sur le signal transitoire enregistré, de voir la possibilité de leur utilisation en interprétation et de proposer une technique robuste pour éliminer le 60 Hz et ses harmoniques, on s'est rendu compte qu'il fallait tout de même reprendre le traitement depuis l'acquisition des données pour mieux contrôler les résultats du traitement. De plus, cela permettrait dans le futur de mettre tous les programmes informatiques développés sous forme d'un logiciel qui serait utile pour l'industrie. On peut résumer les objectifs de cette thèse ainsi:

1. Étude du type et de la structure des bruits présents dans le récepteur particulièrement les décharges atmosphériques (ci-après appelées tout simplement « atmosphériques »).
2. Détecter et extraire les atmosphériques du signal au récepteur.
3. Étudier la faisabilité du calcul de la réponse AFMAG (Tipper) du sous-sol en utilisant ces atmosphériques extraites "chirurgicalement".
4. Trouver une technique robuste pour éliminer le 60 Hz et ses harmoniques impairs.
5. Proposer un schéma de traitement global.

MÉTHODOLOGIE

La toute première étape de ce projet fut la réalisation à la fin du mois de mars et au début du mois d'avril 2003 de levés MEGATEM^{II} sur trois sites connus et bien documentés dans la région de Rouyn-Noranda, contenant des sulfures massifs volcanogènes. Il s'agit des gisements d'Aldermac, de Gallen et d'Iso – New-Insco (fig. 1.1). On trouvera dans l'annexe I, toute l'information et tous les paramètres concernant ces levés.

Parmi ces tests, les sites de Gallen et Iso – New-Insco ont été volés en transmetteur éteint, afin de mieux caractériser le bruit EM, particulièrement les atmosphériques et le 60 Hz. Connaissant ainsi la nature de ces bruits, il fallait trouver des méthodes appropriées pour les éliminer.

En ce qui concerne l'extraction des atmosphériques, le choix s'est porté sur l'utilisation des ondelettes. Ces dernières permettent une analyse locale du signal ce qui est approprié vu la brève existence des atmosphériques. Ainsi, on ne les enlève que s'ils sont présents. Pour ce faire, il faut tout d'abord les détecter quand ils apparaissent. Le détecteur utilisé est basé sur l'énergie des coefficients en ondelettes du signal.

Ensuite, on s'est intéressé à reprendre tout le traitement du début jusqu'à la fin. On s'est rendu compte que la sommation cohérente (« stacking ») n'éliminait pas totalement le 60 Hz près des lignes à haute tension. On a alors proposé un filtre adaptatif développé initialement en biomédical et basé sur le fait que la fréquence, l'amplitude et la phase du 60 Hz et ses harmoniques varient en fonction du temps. Après, on a testé la faisabilité de l'utilisation du débruitage par ondelettes pour lisser le signal après sommation. Enfin, pour rassembler toutes les pièces du puzzle et produire un cheminement optimal, on a proposé un schéma de traitement, du signal brut au résultat final prêt à être interprété, puis on l'a comparé à celui de Fugro.

Tous les programmes utilisés ont été développés en Matlab. Ils serviront de plateforme à un logiciel facile et convivial qui sera développé mis sous un produit distribuable ultérieurement.

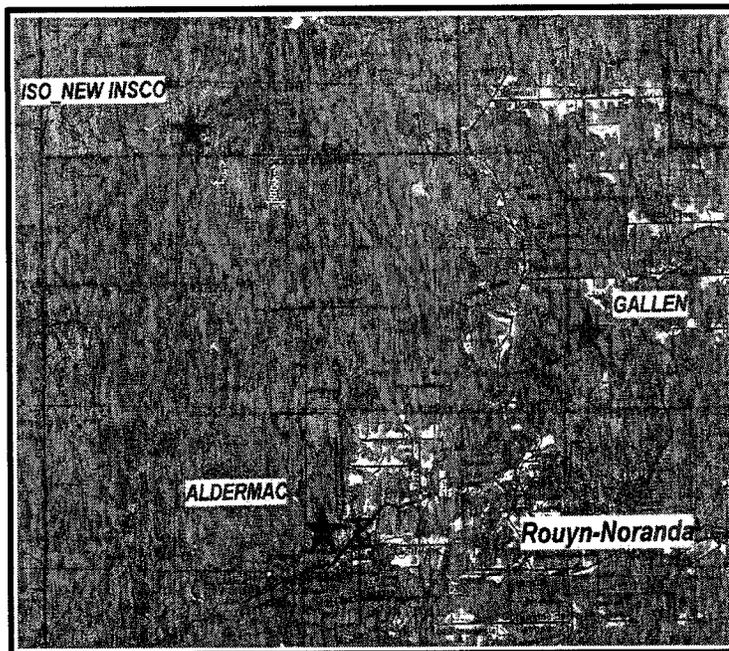


Figure 1.1 : Localisation des sites tests dans la région de Rouyn Noranda

ORGANISATION DU MÉMOIRE

Ce mémoire est présenté sous forme de six chapitres. Après une brève introduction sur la problématique, l'objectif, la méthodologie de ce travail, le chapitre 2 présente le système MEGATEM et les différentes caractéristiques du signal enregistré. Après quoi, les différentes étapes de traitement ainsi qu'une comparaison entre ce qu'on propose et ce que fait Fugro forment le contenu du chapitre 3. Par la suite, le chapitre 4 traite de la caractérisation et de l'élimination des atmosphériques en utilisant la transformée en ondelettes ainsi que de l'avantage d'une telle approche en donnant quelques exemples. Une fois ce bruit extrait, on verra dans le chapitre 5, comment on peut l'utiliser en interprétation. Un modèle synthétique est présenté. On terminera enfin par une conclusion et des recommandations.

Pour éviter d'alourdir le texte inutilement, une introduction à la théorie des ondelettes est exposée en annexe II.

CHAPITRE 2

UN SYSTÈME ÉLECTROMAGNÉTIQUE AÉROPORTÉ : LE MEGATEM

L'électromagnétisme aéroporté noté généralement AEM, qui vient de l'anglais 'Airborne Electromagnetic', est une méthode géophysique qui a vu le jour au Canada dans les années quarante. Elle a initialement été développée pour la prospection minière afin de mettre en évidence les gisements métallifères (cuivre, nickel, or, ... etc.), qui présentent les caractéristiques d'être d'étendue notable et d'être de très bons conducteurs. Elle connut alors un succès fulgurant, ce qui a poussé au développement de plusieurs systèmes dont le MEGATEM.

Trois atouts majeurs sont communs aux systèmes aéroportés :

1. La rapidité de déplacement permet une couverture importante et par conséquent des levés à moindre coût.
2. Des levés haute définition grâce à un positionnement très précis que permettent le GPS différentiel et l'altimètre radar. Ainsi, un pas de mesure très petit peut être envisagé.
3. Une assez bonne résolution et une bonne pénétration. En effet le récepteur est mis le plus proche possible de la surface du sol, généralement entre 70m et 300m, pour mieux voir les sources.

En résumé, on peut avoir une cartographie géologique fine à moindre coût et dans un temps record difficile à battre. Le champ d'application des systèmes commercialisés actuellement n'est plus restreint au domaine minier et s'est étendu à la recherche de l'eau et aux problèmes liés à l'environnement (contamination) et le pétrole.

Dans ce qui suit et après un bref descriptif sur la classification des systèmes AEM, le MEGATEM sera présenté en mettant l'accent sur les différentes composantes du signal

enregistré. On trouvera dans les références *Palacky et West (1991)* et *Fountain (1998)*, une excellente description sur la chronologie de développement de cette technique.

2.1 Classification des systèmes AEM

On peut classer les méthodes AEM en se basant sur l'origine du champ primaire, la mobilité du transmetteur par rapport à l'avion et le domaine (temporel et/ou fréquentiel) dans lequel la mesure est prise. La classification sommaire qui suit est tirée de *Palacky et West (1991)* ; le lecteur intéressé pourra la consulter pour plus de détails.

On peut distinguer entre deux grandes familles : les méthodes actives et les méthodes passives. Les premières utilisent un champ primaire créé par une boucle émettrice. Quant aux autres, elles utilisent un champ déjà existant, d'origine naturelle (AFMAG) ou artificiel (VLF).

Les méthodes actives peuvent se subdiviser en deux catégories selon que le transmetteur est fixe au sol ou mobile (installé sur l'avion). Dans le cas mobile, on compte quatre sous-catégories : deux avions, oiseau remorqué, dispositif rigide (émetteur-récepteur), une seule boucle. Le MEGATEM fait partie des systèmes à oiseau remorqué qui opèrent dans le domaine du temps. La figure 1.1, présente tous les systèmes EM aéroportés qui ont été développés jusqu'à présent. Cet organigramme est issu de *Palacky et West (1991)*, avec comme complément les récents systèmes commerciaux. Il faut noter que les systèmes transitoires héliportés sont devenus très à la mode, principalement à cause de leur meilleure résolution. Leurs promoteurs prétendent qu'ils peuvent faire aussi bien que les systèmes à oiseau mobile en terme de détection de cibles à grande profondeur (> 200m), grâce à une altitude de vol très faible. En tout cas, les recherches sont en cours et les études se multiplient pour améliorer les systèmes.

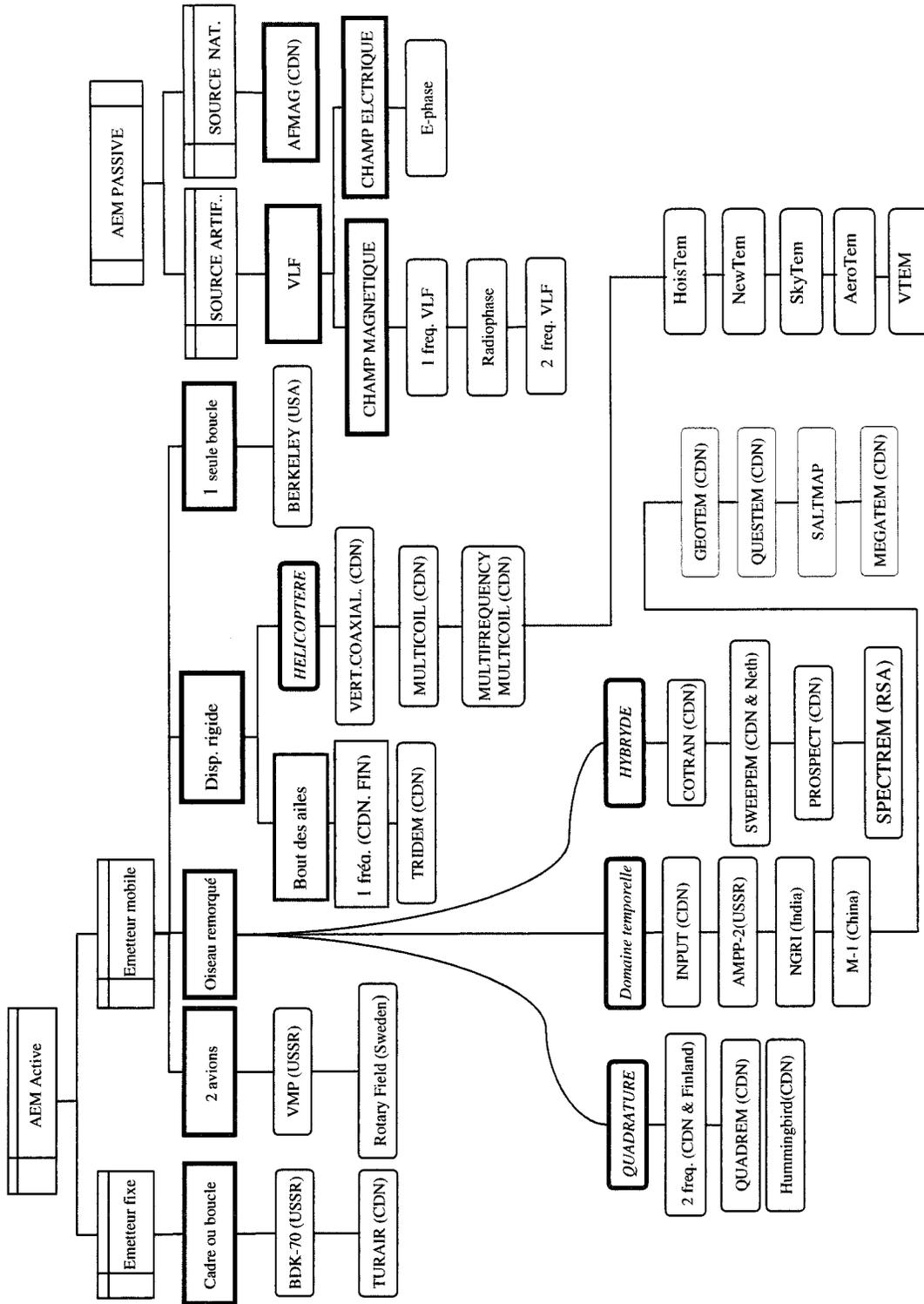


Figure 2.1 : classification des systèmes AEM

2.2. Principes physiques

Au cours des cinq décennies de développement qu'ont connu les systèmes AEM, la physique est restée inchangée et les mêmes principes sont utilisés jusqu'à présent. Bien sûr, on a surtout amélioré les systèmes d'acquisition et de traitement, en s'attachant à augmenter le rapport signal sur bruit.

D'un point de vue physique, il n'existe pas de différence entre les systèmes au sol et les systèmes aéroportés. On trouvera leur théorie exposée dans pratiquement tous les manuels de référence de géophysique. Dans ce qui suit un petit rappel sera présenté sur les méthodes transitoires auxquelles le MEGATEM appartient. Pour plus de détails, on pourra consulter par exemple les références (*Nabighian, et Macnae, 1991, Reynolds, 1997*).

Les méthodes EM sont basées simultanément sur trois processus physiques distincts qui sont :

1. La production d'un champ magnétique primaire variable avec le temps.
2. La naissance de courants induits (courant de Foucault) dans tous les conducteurs sur lesquels agit ce champ primaire.
3. La détection de ces conducteurs par la mesure des champs magnétiques secondaires créés par les courants de Foucault.

Elles sont dites transitoires car elles opèrent dans le domaine du temps. En d'autres termes, les champs magnétiques primaires et/ou secondaires sont mesurés en fonction du temps. Une première étape pour réaliser les trois processus physiques décrit précédemment, c'est de faire passer un courant ayant une forme particulière dans une boucle émettrice. Ce courant peut être découpé en deux tranches de temps. Une première correspondant à un champ primaire qu'on génère à l'aide d'une impulsion (signal carré) ou autre (demi-sinusoïde) et qu'on appelle généralement le temps d'émission noté 'T-marche'. Une deuxième période où le courant est nul, le transmetteur est à l'arrêt, ce qui entraîne par conséquent la disparition du premier

processus après un bref délai, pour ne laisser place qu'au deuxième processus uniquement (fig. 2.2). Ce temps est appelé temps mort et noté T-arrêt. Maintenant, il suffit de mesurer le champ secondaire dans cette deuxième période pour réaliser le troisième processus. L'information sur les terrains en profondeur est obtenue en analysant la décroissance dans le temps de ce champ et donc en profondeur ; c'est le principe des méthodes TEM.

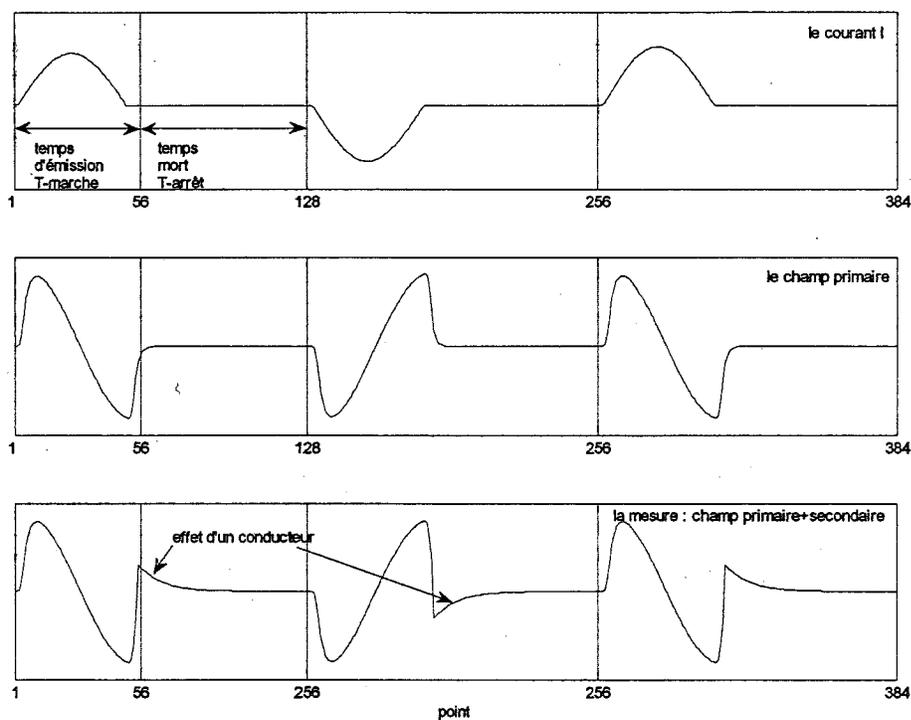
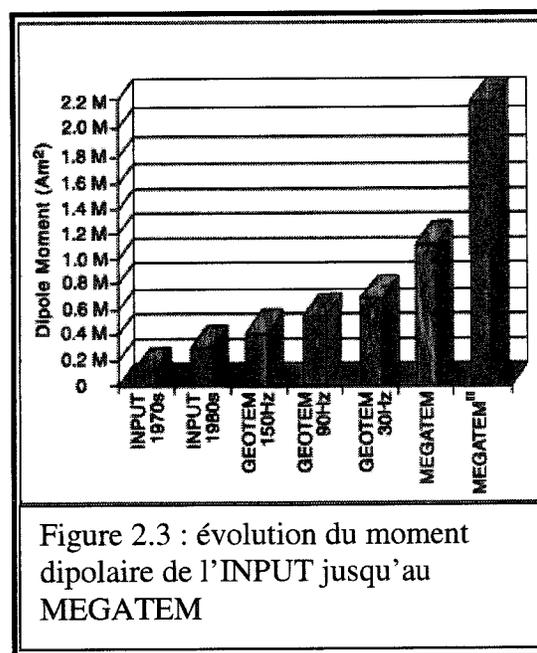


Figure 2.2 : principe de la méthode TEM

2.3. Le MEGATEM

Il faut remonter jusqu'en 1958, pour rencontrer le premier ancêtre du MEGATEM, « l'INPUT » inventé par Barringer dont on trouve quatre ans plus tard la première publication scientifique sur ce sujet (Barringer, 1962). D'autres systèmes, COTRAN et SWEEPTEM, ont suivi mais non jamais été commercialisés. Depuis, il a fallu attendre le développement de l'électronique digitale pour que 26 ans après- en 1985- le GEOTEM rentre en scène pour remplacer l'INPUT, avec un récepteur digital. Au cours de la décennie qui a suivi plusieurs modifications lui ont été apportées comme la mesure des trois composantes, l'utilisation d'une fréquence de base plus basse (30 Hz) et la mesure calculée des composantes du champ magnétique à partir des composantes mesurées de la dérivée du champ. Enfin, en 1998 le MEGATEM est né.

Dans les années 90, le Geotem a été utilisé avec succès au Chili pour la découverte des gisements de Cu/Au. Cependant, pour des raisons de sécurité, le bimoteur CASA ne peut voler à une altitude supérieure à 2500m à températures modérées et 2100 m à des températures chaudes. Pour pallier à ce problème et subvenir aux besoins de l'exploration dans les régions de haute altitude (Argentine, Chili, Pérou, Équateur et la Bolivie) ainsi que dans les régions chaudes à altitude modérée comme l'Afrique et le Mexique, le Geotem a été monté sur un avion de type DASH 7 (altitude maximum de vol : 4500m) et reçoit l'appellation 'MEGATEM'. De légères modifications ont été introduites



comme l'augmentation du moment dipolaire. Ce dernier, contrôle la profondeur d'investigation dans des environnements à encaissant peu conducteur. En effet, plus le champ primaire est fort plus la réponse mesurée est forte. D'où naquis l'idée en 2000, de doubler le moment dipolaire pour augmenter le rapport signal sur bruit par un facteur de deux et la profondeur d'investigation d'environ 25% dans les milieux résistants. Le fruit de ces travaux voit le jour en juin 2001, avec la rentrée en service du MEGATEM^{II}. La figure 2.2, présente l'évolution du moment dipolaire de l'INPUT au MEGATEM^{II}.

2.3.1. Définition et caractéristiques

Le MEGATEM est un système électromagnétique transitoire aéroporté dit à oiseau (récepteur) remorqué. Il comprend une boucle émettrice d'une aire de 406 m^2 , faisant plusieurs tours (3 ou 4) autour de l'avion. Selon la fréquence de base 90 Hz ou 30 Hz, le moment dipolaire est de $1.71 \times 10^6 \text{ Am}^2$ et $2.18 \times 10^6 \text{ Am}^2$ respectivement.

Le récepteur ou 'oiseau EM' est attaché à l'arrière de l'avion comme le montre la figure 2.4. Il mesure les trois composantes perpendiculaires X, Y et Z de dB/dt. Le champ B peut être obtenu par intégration numérique de dB/dt après quelques traitements, comme on le verra dans le chapitre 3. La composante Z pointe positivement vers le haut, quant aux composantes horizontales, X est positive dans la direction opposée au vol et Y positive de telle façon à former un système « main droite ». L'avion vole à une vitesse de 65 m/s et la fréquence d'échantillonnage du signal mesuré est d'environ 50 kHz.

En réalité l'oiseau EM est un conteneur où un récepteur à trois composantes est placé dans un système de suspension pour minimiser l'effet de la turbulence. Le câble utilisé est non magnétique pour éviter toute interaction avec le champ primaire.

La géométrie du système est asymétrique. Le récepteur se trouve à une position moyenne, par rapport au centre de la boucle d'émission, de 130 m horizontalement et 50 m plus bas verticalement (fig. 2.4). Cette position peut varier légèrement à cause de

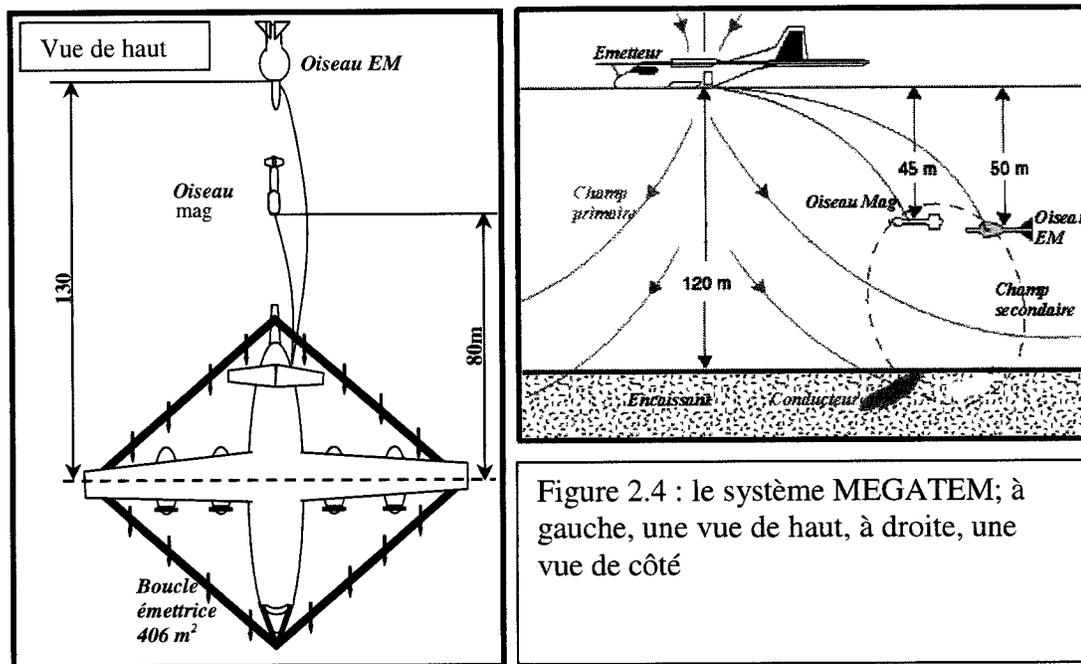
la turbulence dans l'air causée par l'avion, et très considérablement en présence de vents forts et/ou par les manoeuvres du pilote pour essayer de stabiliser l'appareil et suivre la topographie. La distance au sol du récepteur est de 70 m.

Un magnétomètre à vapeur de Césium est aussi remorqué à l'arrière mais à une position de 80 m horizontalement et 45 m verticalement.

Les principales caractéristiques du système sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau 2.1 : Caractéristiques du système MEGATEM^{II}

<i>Caractéristiques du MEGATEM</i>		
Fréquence	30 or 25 Hz	90 or 75 Hz
La longueur d'une impulsion	4 ms	2 ms
Boucle émettrice	4 tours	5 tours
Aire de la boucle émettrice	406 m ²	406 m ²
Moment dipolaire (approx.)	2.18 x 10 ⁶ Am ²	1.71 x 10 ⁶ Am ²
Maximum du courant dans le Tx	1340 ampères	840 ampères
Nbre d'échant. par ½ cycle	384	128
Largeur de bande	Fréquence de base – 10 KHz	
Récepteur	3-composantes de dB /dt	
Réponse Mesurée	voltage (dB/dt) et le champ B	
Nbre de réponses sommées	4 par seconde	
Enregistrement numérique	Les données brutes de tous les canaux	



Comme l'oiseau est mobile, la géométrie du système change avec le temps. Ainsi, le champ primaire (réponse en phase dans le domaine des fréquences) peut varier considérablement. Par contre la réponse dans la partie T-arrêt (réponse en quadrature dans le domaine des fréquences) pendant laquelle ce champ primaire n'existe pas, varie peu sauf dans certains cas comme il est décrit dans la section §2.3.2 .A. C'est la raison pour laquelle historiquement les mesures étaient seulement prises dans la partie T-arrêt (*Palaky et West, 1991*). Actuellement, on peut utiliser les mesures de la partie T-marche, afin de cartographier la conductivité apparente du sol dans les milieux résistants (*Annan et al, 1996*). Bien sûr, une telle approche dépend essentiellement de la méthode d'élimination du champ primaire mesuré, qui à son tour dépend de la géométrie du système.

2.3.2. Le champ primaire

Dans les systèmes EM transitoires aéroportés, on utilise un courant périodique formé d'une alternance d'impulsions de même forme et de polarité inverse (fig. 2.2). Ainsi, une période, ou un cycle, est constituée de deux impulsions identiques mais de signe opposé. Toutes sortes de forme d'impulsion peuvent être utilisées, à condition de pouvoir générer un champ magnétique primaire variable avec le temps qui soit assez important pour induire un champ secondaire, dans les conducteurs rencontrés, mesurable à partir de l'avion. Cependant, il faut prendre en considération l'électronique qui permet de le réaliser. Le Megatem utilise un courant en forme de demi-sinus comme le montre la figure 2.5, qui a été introduit pour la première fois par *Barringer (1958)* dans le système INPUT. Un tel choix se justifie par la simplicité de son électronique (*Gupta Sarma et al, 1976*). Il existe bien d'autres formes comme la forme carrée, triangulaire, trapézoïdale, etc., qui sont plus compliquées à réaliser.

La fréquence de base est fonction des conditions géologiques, plus le mort terrain est conducteur et/ou le corps recherché est profond, plus la fréquence de base utilisée est basse. En effet, c'est aux temps longs que l'effet du mort terrain tend à disparaître et que la réponse des corps profonds existe. Dans le cas du Megatem, dépendamment de la fréquence des lignes à haute tension 60 Hz (resp. 50 Hz en Europe), on utilise 90 Hz (resp. 75 Hz) ou 30 Hz (25 Hz).

Becker et al (1984) et Liu (1998), dans leurs travaux sur l'effet de la forme du courant sur la réponse ATEM, ont conclu que pour une forme en demi-sinus, la largeur optimale de l'impulsion (T-marche) qui donne le maximum de réponse est égale à 2 fois (*Becker et al, 1984*) jusqu'à 2.5 fois (*Liu, 1998*) la constante de temps du conducteur. Ceci a conduit à l'augmentation de la longueur de l'impulsion de 1 ms à 2 ms (90 Hz) (*Becker et al, 1984*), jusqu'à 4 ms (30 Hz) (*Smith et Annan, 1997*). Cependant, plus la fréquence de base est basse plus on aura l'influence du bruit basse fréquence introduit par le mouvement de l'oiseau dans le champ géomagnétique (voir §2.3.2.A).

Théoriquement, en présence d'un mort terrain conducteur, une fréquence de base de 30 Hz est plus appropriée que celle du 90 Hz.

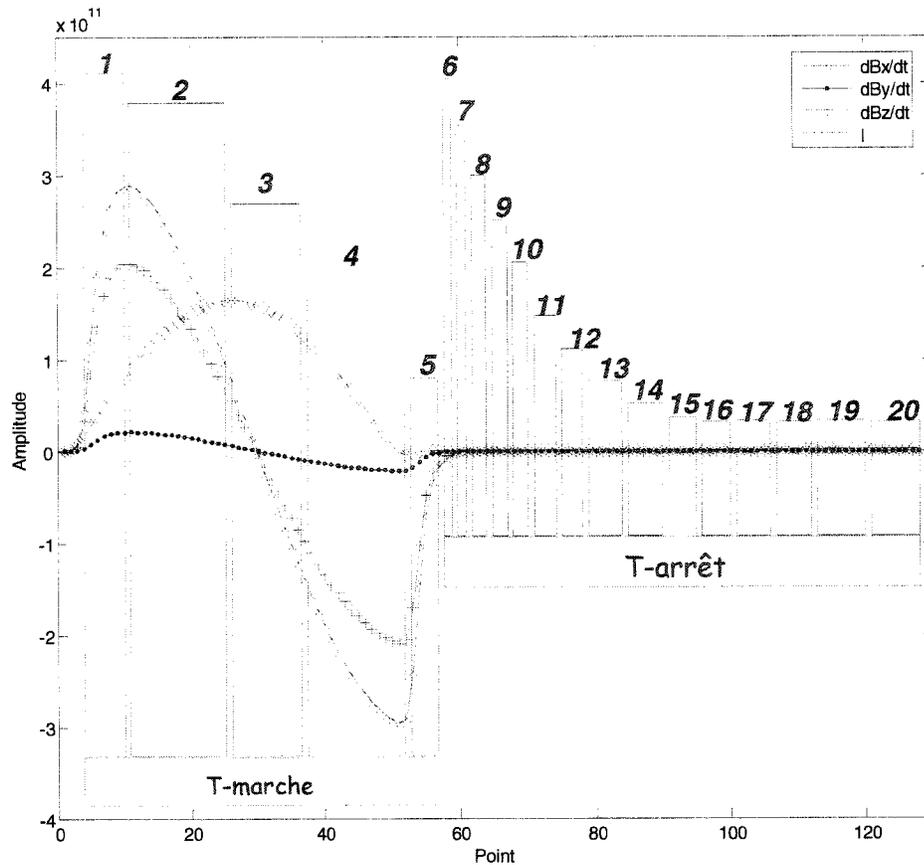


Figure 2.5 : Le courant I utilisé par le système Megatem, les trois composantes du champ primaire qui en résulte et la répartition des 20 canaux sur une impulsion de fréquence de base 90 Hz. Cinq canaux se situent dans la période de temps d'émission (T-marche) et 15 autres sur ce qui reste du demi cycle qui correspond au temps où le transmetteur est éteint (T-arrêt).

Comme le champ magnétique est proportionnel au courant utilisé, et que le récepteur mesure sa dérivée, la réponse du récepteur au champ primaire est par conséquent un demi cosinus comme le montre la figure 2.5.

Enfin, la répartition des canaux pour une fréquence de base de 90 Hz est illustrée dans la figure 2.5 et donnée par le tableau 2.2.

Tableau 2.2 : position des canaux pour une fréquence de base 90

Canal	Début (# point)	Fin (# point)	Largeur (points)	Début (ms)	Fin (ms)	Milieu (ms)
1	4	10	7	0.13	0.434	0.282
2	11	25	15	0.434	1.085	0.76
3	26	36	11	1.085	1.563	1.324
4	37	51	15	1.536	2.214	1.888
5	52	56	5	2.214	2.431	2.322
6	57	58	2	2.431	2.512	2.474
7	59	60	2	2.517	2.604	2.561
8	61	63	3	2.604	2.734	2.669
9	64	66	3	2.734	2.865	2.799
10	67	70	4	2.865	3.038	2.951
11	71	74	4	3.038	3.212	3.125
12	75	78	4	3.212	3.385	3.299
13	79	83	5	3.385	3.602	3.494
14	84	88	5	3.602	3.819	3.711
15	89	93	5	3.819	4.036	3.928
16	94	98	5	4.036	4.253	4.145
17	99	104	6	4.253	4.514	4.384
18	105	110	6	4.514	4.774	4.644
19	111	118	8	4.774	5.122	4.948
20	119	128	10	5.122	5.556	5.339

2.3.3. L'acquisition des données

L'enregistrement des données à bord de l'avion s'effectue en trois étapes :

1. Les données brutes (stream data) : les trois composantes de dB/dt ainsi que le courant I sont numérisées au récepteur par un convertisseur analogique numérique à 16 bit avec 512 échantillons par cycle, puis sous-échantillonnées à 256 échantillons par cycle (pour une fréquence de base de 90 Hz) et stockées

sur une unité mémoire. Le fichier des données brutes ainsi obtenu est constitué d'un tableau de quatre colonnes comprenant dans l'ordre (I, dBx/dt, dBy/dt, dBy/dt). Ces derniers sont enregistrés en format binaire. Sur une seconde, on aura 89 cycles et non 90, le temps du dernier sera utilisé pour la synchronisation de l'horloge. Cet inconvénient a été réglé par les dernières modifications, avec l'utilisation d'une horloge atomique qui possède une très grande précision (Keating, P., communication personnelle).

2. Les données sommées : Un traitement en temps réel qui sera décrit dans le chapitre suivant, est lancé pour éliminer le bruit. À la fin, on obtient des données sommées avec 128 échantillons par impulsion et 4 impulsions par seconde.
3. les données triées par canaux : après sommation, les valeurs aux points correspondants aux canaux décrits dans le tableau 2.2, sont extraits et moyennées pour donner 4 point par seconde pour chaque canal. On obtient ainsi, vingt courbes identifiées chacune par un canal et prêtes à subir encore quelques traitements pour finir à l'interprétation.

2.4. L'enregistrement

Avant d'aborder le traitement proprement dit, il est indispensable de présenter les différentes composantes du signal enregistré. On peut dire que l'enregistrement est la somme d'un signal utile pour l'interprétation et du bruit. On trouvera dans l'annexe II, la définition qu'on donne en général, à un signal et au bruit en théorie du signal et de l'information.

2.4.1. Le signal

Dans le cas du MEGATEM, le signal utile se caractérise par un spectre de raies à la fréquence de base (90 Hz ou 30 Hz) et ses harmoniques impairs (fig. 2.6). En fait, c'est le champ primaire, qu'on considère comme un bruit, qui domine à ces fréquences. On verra dans le chapitre 3 comment enlever ce signal primaire qui constitue la composante la plus importante de l'enregistrement à cause du très grand moment dipolaire.

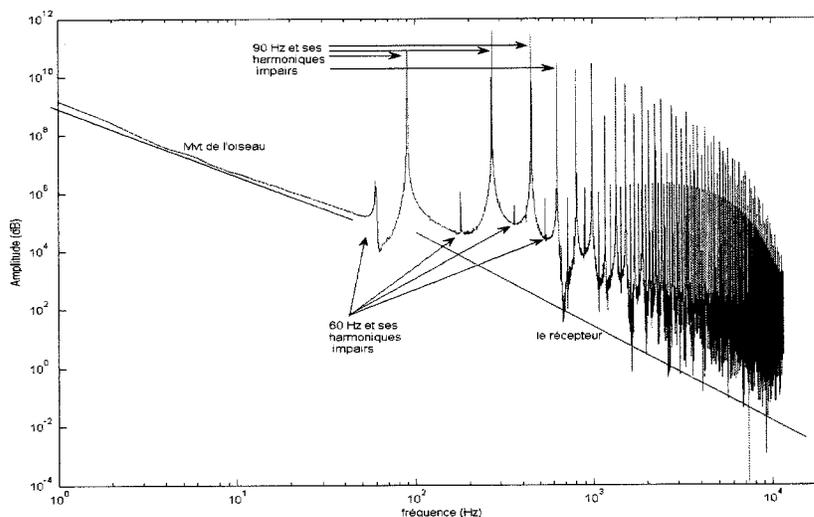


Figure 2.6 : Densité spectrale de puissance de la composante X d'un enregistrement TEM d'une seconde sur le site d'Aldermac

2.4.2. Le bruit

Traditionnellement en prospection EM, on peut distinguer entre deux types de bruit: le bruit naturel et le bruit artificiel. Ces derniers varient en fonction du temps (variations journalières, saisonnières) et de l'espace (variations géographiques) (*Macnae et al, 1984, McCracken et al, 1986, Spies et Frischknecht, 1991*). Ils peuvent être organisés (structurés) ou aléatoires. Ils sont d'origine diverse : instrumentale (dérive, mauvaise calibration), géométrique (mouvement de l'oiseau), géologique (mort terrain, effet PP), perturbation artificielle (structure métalliques, pipelines, les lignes à haute tension) et tous les champs électromagnétiques ambiants naturels ou artificiels (les décharges atmosphériques, le 60 Hz , le mouvement du récepteur dans le champ géomagnétique). Cette pluralité des sources combinée à leurs variations dans le temps et dans l'espace, nous amène à faire la constatation suivante : la nature du bruit n'est pas unique et on essaiera souvent de mettre en œuvre une méthode de traitement optimum pour nettoyer le signal, qui fonctionne dans la majorité des cas.

Les décharges atmosphériques qu'on notera dorénavant « AT » et appelées souvent en anglais « sferics ou spherics » en abréviation à atmospherics, constituent la principale énergie EM de source naturelle. Le chapitre 4 sera entièrement consacré à ce bruit qu'on n'abordera pas ici.

Le niveau de bruit constitue une limite de détectabilité de la méthode. En effet, dans un environnement sans bruit avec un récepteur idéal de sensibilité illimitée, la profondeur d'investigation n'aurait pas de limite (*Eaton et Hohmann, 1987*).

Dans ce qui suit, on verra les principaux bruits qui affectent la mesure MEGATEM. Il est à noter que par souci de clarté, aucune classification n'est présentée.

A\ Le mouvement de l'oiseau

On en distingue deux types : le premier est dû au mouvement du récepteur dans le champ géomagnétique. Cela crée un bruit très basse fréquence comme le montre la figure 2.7. Il varie d'un système à un autre (*Annan, 1983, Munkholm, 1997*).

Quant au second, à cause du mouvement de rotation et de translation du récepteur la géométrie du système varie avec le temps. Il en résulte que le champ primaire et secondaire sont déformés. Cela dit, ce bruit ne s'ajoute pas au signal mais plutôt le module (*Lee et al, 2001*). Il ne représente pas vraiment de danger dans le cas où l'encaissant est résistant. Par contre, quand on se trouve dans des environnements modérément à très conducteurs, cela crée des artéfacts et l'interprétation devient difficile au point où on peut considérer cet effet comme un corps conducteur (*Annan, 1983*).

On peut immédiatement penser à une solution simple pour éviter ce problème, pourquoi ne pas fixer le récepteur sur l'avion ? Hélas, cela est impossible dans la pratique car le champ primaire est tellement fort (moment dipolaire de l'ordre du million A.m²), que le récepteur serait saturé.

Annan (1983) préconise le développement d'une méthode pour la détermination de la position de l'oiseau par rapport au récepteur, et stipule que cela dépend de la longueur du câble reliant l'oiseau à l'avion, de son poids et de son coefficient de pénétration dans l'air, du poids et du coefficient de pénétration dans l'air de l'oiseau, de la vitesse de l'avion, de la vitesse et de la direction du vent.

Jusqu'à maintenant, il est impossible de déterminer avec une précision suffisante (de l'ordre du décimètre) cette position et les recherches sont toujours en cours.

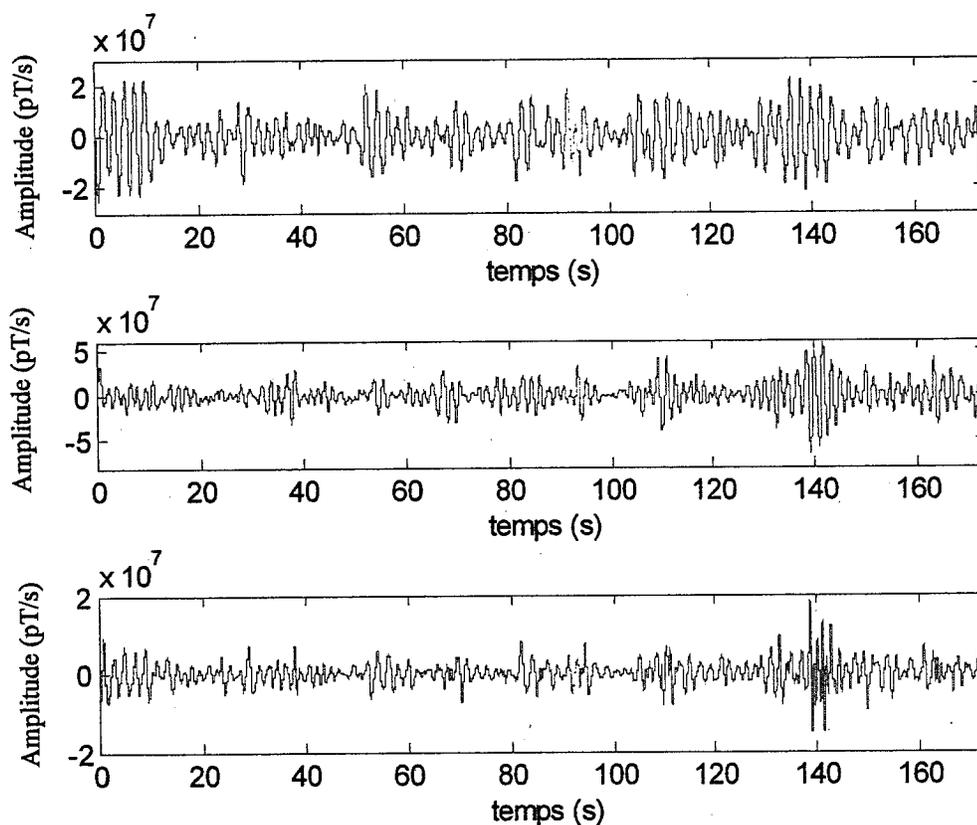


Figure 2.7 : effet oscillatoire du mouvement de l'oiseau dans le champ géomagnétique sur des mesures en émetteur éteint, de haut en bas : les composantes dBx/dt , dBy/dt , dBz/dt .

B\ Les lignes à haute tension

On peut subdiviser leur effet en trois :

Il est connu que le courant alternatif, à la fréquence 60 Hz, qu'on utilise dans notre vie de tous les jours pollue tout enregistrement électromagnétique. Il présente un spectre de raies très énergétiques aux fréquences de 60 Hz et de ses harmoniques (figure 2.6). Il faut noter que le MEGATEM utilise en Amérique du nord une fréquence de base (90

Hz ou 30 Hz) à mi chemin entre les harmoniques du 60 Hz. Ailleurs, comme en Australie et en Europe, elle est choisie à mi chemin entre les harmoniques du 50 Hz (75 Hz ou 25 Hz). Ceci de manière à pouvoir éliminer ce bruit gênant en sommant sur une fenêtre dont la longueur est un multiple pair de la période (1/60)s ou (1/50)s.

Le courant alternatif qui se déplace à travers ces lignes est la source d'un champ EM qui se propage dans le sol. En présence de conducteurs et/ou d'un mort terrain conducteur un champ secondaire sera créé (fig. 2.8 à gauche). Ce dernier constitue notre deuxième type de bruit. Il n'existe pratiquement pas de travaux sur ce problème.

Le fil de garde des lignes à hautes tensions est mis à la terre, ce qui forme un circuit fermé. Ce dernier créant une boucle, réagit comme un bon conducteur lors du passage du MEGATEM. Ceci est schématisé dans la figure 2.8 à droite, en considérant un cadre pour représenter ce circuit. Le même phénomène se produit aussi sur les lignes de télécommunication.

C\ L'avion

Pour minimiser le bruit créé par les systèmes électriques montés sur l'avion, un courant DC est utilisé. Cependant, il existe aussi un autre bruit qui est la réponse de l'avion lui-même au champ primaire. Pour s'en débarrasser, des mesures à haute altitude où la réponse de l'avion et le champ primaire seulement existent, sont effectués. Cet enregistrement est appelé « onde de référence », on verra un peu plus loin comment cela peut être réalisé.

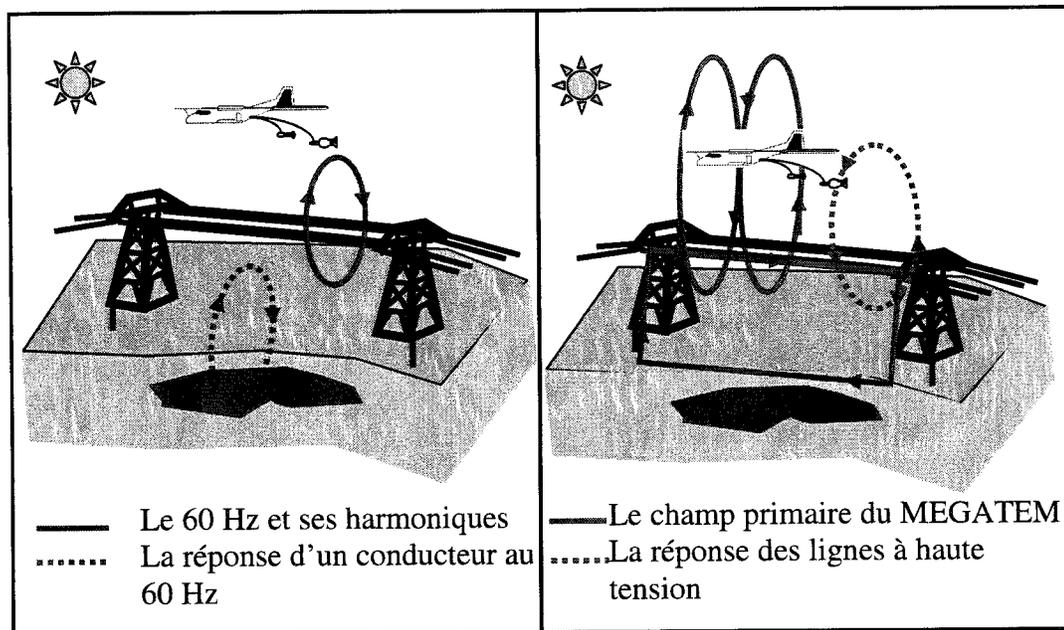


Figure 2.8 : effet des lignes à haute tension sur la mesure Megatem ; à gauche : les champs EM créés par le 60 Hz et la réponse du sous-sol à ce même champ ; à droite : la réponse d'une ligne à haute tension au Megatem.

E\ Le bruit géologique

On peut définir ce bruit comme tout phénomène géologique qu'on ne cherche pas à mettre en évidence mais dont l'effet apparaît sur notre signal. En d'autres termes, le but du TEM aéroporté est de localiser des gisements dont la principale caractéristique est une conductance très élevée, mais si d'autres objets géologiques ont comme dénominateur commun la même caractéristique que notre gisement, on verra sûrement leurs signatures et tout l'enjeu réside dans la capacité à les reconnaître et à les séparer. Une telle définition reste trop générale et dans la pratique on pourra identifier la signature de certaines structures et/ou les comparer avec la géologie connue, dans

certain cas, on recommandera la vérification par des forages. On pourra citer un exemple de ce bruit qui est de loin l'un des principale obstacle aux méthodes EM: une couverture superficielle conductrice et/ou un encaissant conducteur. Son effet se manifeste essentiellement dans les premiers canaux de T-arrêt quand sa conductance n'est pas trop élevée, mais dans le cas contraire il peut cacher complètement l'anomalie d'une cible potentielle et la méthode EM en général n'est pas appropriée.

Il faut ajouter à cela un autre phénomène qui se manifeste dans les roches dont la conductivité dépend de la fréquence : la polarisation provoquée. Cette dernière se produit dans les roches polarisables comme suit : sous l'effet des courants induits par le signal d'émission la roche se polarise et donne naissance à un autre courant appelé courant de polarisation. Le courant de polarisation circule dans le sens inverse du courant induit et réduit par conséquent l'amplitude de ce dernier. Sa réponse TEM se manifeste par une anomalie de signe inverse (*Hodges et Smith, 1997*).

F\ Les structures métalliques

Les pipelines, les clôtures, les voies ferrées, les ponts métalliques, les systèmes d'irrigation et tout ce qui peut être considéré comme un conducteur artificiel peuvent donner une réponse MEGATEM avec une importante constante de temps. Il nous est impossible d'éliminer leur effet car il faut connaître leur géométrie exacte ainsi que leurs propriétés électriques pour pouvoir les modéliser. On se basera souvent sur une analyse visuelle des sites pour les repérer et leur attribuer les anomalies correspondantes. Dans le cas de la présence d'un second conducteur, il sera souvent très difficile de séparer son effet. Parfois, certaines structures sont enfouies dans le sol comme les pipelines, il convient alors de vérifier leur existence sur les cartes d'aménagement.

CHAPITRE 3

LE TRAITEMENT DES DONNÉES

3.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, on a décrit les principales composantes de notre enregistrement. À présent, on voudrait extraire seulement l'information qui nous intéresse, la réponse des conducteurs. Pour arriver à cet objectif, on effectue ce qu'on appelle « le traitement », qui constitue une étape très importante avant l'interprétation. Le but du traitement est d'éliminer le bruit ou plutôt de diminuer son importance par rapport au signal utile. Pour mieux comprendre le contexte, prenons l'exemple d'une fouille archéologique : on essaye de trouver des vestiges (signal utile) qui sont enfouies dans le sol. Pour ce faire, on commence par dégager minutieusement la terre (bruit), tout en faisant très attention à ne pas détruire ce qu'on cherche ; l'ensemble constitue le traitement. Il est certain qu'on ne pourra jamais retrouver les vestiges dans leur état initial mais on trouvera souvent une image qui se rapproche de la réalité. Les différentes couches de terre enlevées peuvent être analysées et datées, et ainsi donner une information supplémentaire sur l'âge, l'époque, la végétation, etc. Aussi paradoxale qu'il puisse apparaître, le bruit dans ce cas est utilisé pour faire de l'interprétation.

On peut pousser la métaphore encore plus loin et dire que le besoin du malade aux médicaments est similaire à la nécessité du traitement pour un signal. Bien sûr, il faut respecter les doses prescrites, de même que les paramètres d'un traitement, sinon on risquerait de produire l'effet contraire. Parfois les maladies sont incurables et le médecin à son grand regret ne peut que le constater, idem pour certains bruits dont

l'effet est connu. On dira que les recherches sont en cours et peut être dans quelques années on saura quoi faire. Ceci est le cas de l'effet de la polarisation provoquée et du mort terrain conducteur.

Pour commencer, on va tout d'abord décrire brièvement les étapes de traitement qui sont actuellement effectuées sur les données brutes tel qu'il est décrit sur les rapports de logistique et de traitement de Fugro Airborne (*Fugro, 2004*). Il est à noter que peu de détails sont donnés. Par la suite, l'approche proposée dans ce travail sera exposée. Elle est similaire sur certains points à celle de Fugro mais elle diffère dans les outils utilisés le plus souvent.

Pour arriver à ces fins, un ensemble de programmes Matlab a été développé.

3.2. Ce que fait Fugro

Les étapes de traitements effectuées sur l'enregistrement brut ($\frac{dB}{dt}$) peuvent être résumées dans les points suivants (*Fugro, 2004*):

1. Les données brutes sont corrigées pour le mouvement de l'oiseau.
2. La sommation : les signaux sont sommées afin d'obtenir 4 réponses par seconde
3. L'effet des AT est éliminé en analysant la décroissance après chaque impulsion. Les points qui s'éloignent trop d'une décroissance exponentielle sont enlevés et remplacés par une interpolation.
4. L'élimination de l'effet du champ primaire : la procédure est décrite au §3.3.3.
5. Fenêtrage des données : le signal est mis sous forme de 20 courbes correspondant chacune à un canal.
6. Correction de la dérive du transmetteur
7. Un filtre adaptatif dans le domaine temporel basé sur un opérateur triangulaire est appliqué pour éliminer le bruit résiduel et rehausser les anomalies causées par des conducteurs.

8. Reéchantillonnage des canaux des trois composantes X,Y, Z à 5 points par seconde pour synchroniser avec les données magnétiques.

Pour obtenir le champ B, les points précédents sont repris, excepté qu'entre l'étape 4 et 5 deux autres traitements sont introduits, une intégration trapézoïdale suivie juste après d'un filtrage passe bas pour atténuer les bruits cohérents de basses fréquences.

3.3. Ce qu'on propose

On peut dire que notre signal passe essentiellement par six grandes phases de traitement qui sont :

1. l'élimination du mouvement de l'oiseau dans le champ géomagnétique.
2. l'élimination du champ primaire et de la réponse de l'avion.
3. l'élimination des AT.
4. l'élimination du 60 Hz et du bruit aléatoire par la sommation.
5. la conversion de dB/dt en B.
6. débruitage par ondelettes

Ajouté à celles-ci deux autres étapes optionnelles : le filtrage en fréquence qui permet de garder seulement le spectre du signal utile (90 Hz et ses harmoniques impairs), et un filtrage adaptatif pour éliminer le 60 Hz et ses harmoniques quand on se rapproche d'une ligne à haute tension. L'organigramme suivant (fig. 3.1), résume tous les traitements effectués. Il faut noter que la correction de la dérive du transmetteur au cours du temps n'a pas été entrepris dans ces travaux mais on pense étudier ce problème ultérieurement.

Dans tout ce qui suit, la ligne 1004 de Iso – New InSCO a été choisie pour illustrer toutes les étapes de traitement mentionnées ci-dessus.

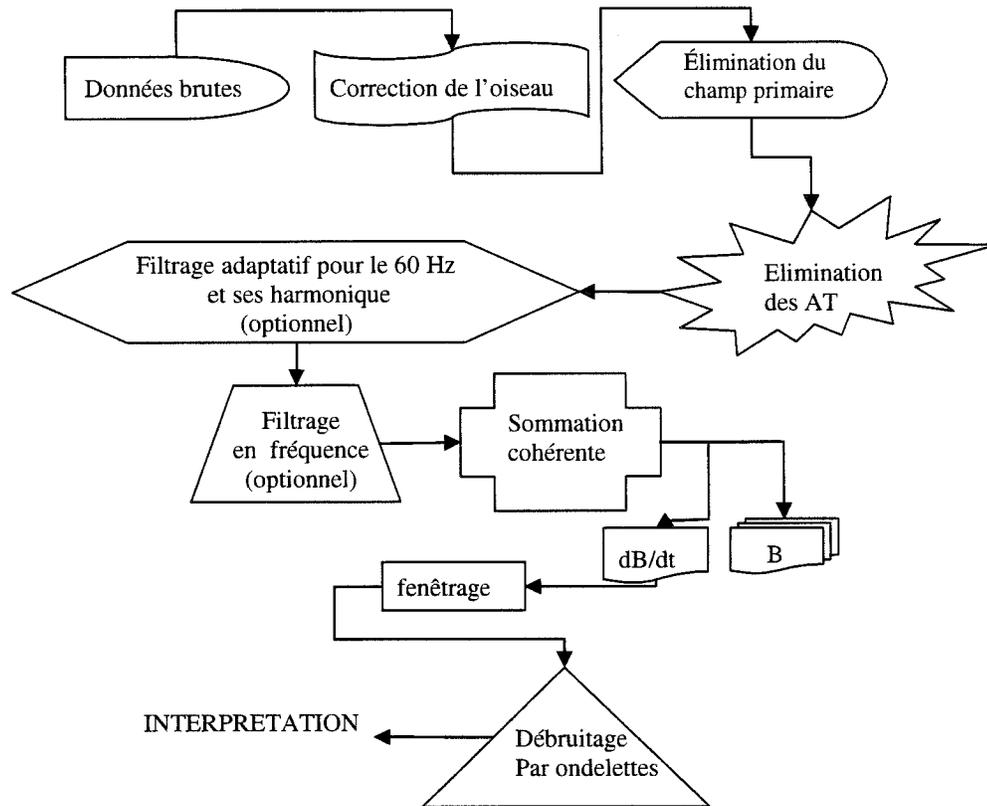


Fig. 3.1 : organigramme montrant les étapes de traitement qu'on propose

3.3.1. Le mouvement de l'oiseau

Comme on l'a déjà vu, ce bruit est caractérisé par une énergie très basse fréquence et donc des variations très lentes dans le temps. Une idée qui vient directement à l'esprit est d'utiliser un filtre passe-haut pour l'enlever (*Buselli et Hwang, 1998*). Une autre manière de faire, proposée par *Munkholm (1997)*, est de projeter la somme des trois composantes dans la direction du champ géomagnétique de la région d'étude. Enfin, celle qu'on a utilisée dans ce travail, consiste à enlever cette tendance lente dans le temps, en utilisant une méthode d'interpolation. Cette dernière opération porte en anglais le nom de « detrending » ou en français la réduction d'une tendance.

a\ Principe

Il consiste à faire passer une fonction donnée par l'ensemble des points et de la soustraire par la suite à notre signal. Comme il existe une discontinuité à chaque fin de seconde, le temps du 90^{ème} cycle est utilisé pour la synchronisation, l'opération est effectuée seconde par seconde. Un premier pas pour réaliser ce traitement est de choisir une fenêtre qui soit assez petite par rapport aux variations lentes de notre enregistrement. Ensuite, il faut calculer la moyenne de chaque fenêtre et l'affecter en un point en son centre. Finalement, on effectue l'interpolation entre ces points qu'on va soustraire de notre signal.

La méthode d'interpolation choisie est la méthode « Akima » (*Akima, 1970*) dont le principe est de trouver une portion de courbe cubique entre 2 points afin que la courbe passe par les points et que la tangente en chacun de ces points soit seulement déterminée par 2 points avant et 2 points après. Voyons ça de plus près en prenant comme exemple la détermination d'un point (x,y) se situant entre deux points connus de coordonnées (x_1,y_1) et (x_2,y_2) . Tout d'abord, définissons la pente de la tangente ' M_3 ' d'un point '3' en utilisant quatre points voisins '1 ,2 ,4 ,5' disposés autour de lui :

$$M_3 = \left(\frac{|m_4 - m_3| m_2 + |m_2 - m_1| m_3}{|m_4 - m_3| + |m_2 - m_1|} \right)$$

Avec: $m_i = \frac{y_{i+1} - y_i}{x_{i+1} - x_i}$ la pente au point de coordonnées (x_i, y_i)

À présent, on doit déterminer la valeur de y qui satisfait l'équation du troisième ordre suivante :

$$y = p_0 + p_1(x-x_1) + p_2(x-x_1)^2 + p_3(x-x_1)^3 \quad (3.1)$$

avec p_0 à p_3 , des constantes à déterminer.

En utilisant les quatre conditions ci-dessous :

$$\text{en } x = x_1 : y = y_1 \quad \text{et} \quad \frac{dy}{dx} = M_1$$

$$\text{en } x = x_2 : y = y_2 \quad \text{et} \quad \frac{dy}{dx} = M_2$$

On arrive à trouver :

$$p_0 = y_1,$$

$$p_1 = M_1,$$

$$p_2 = [3(y_2 - y_1)/(x_2 - x_1) - 2M_1 - M_2]/(x_2 - x_1),$$

$$p_0 = [M_1 + M_2 - 2(y_2 - y_1)/(x_2 - x_1)]/(x_2 - x_1)^2,$$

Ce qui vient d'être réalisé pour un point peut être généralisé facilement à 'n' points. Reste le problème aux extrémités où on n'a pas de points pour réaliser ce qui précède. Akima propose le calcul de deux points supplémentaires à chaque extrémité en extrapolant à l'aide d'une parabole.

On pourrait se demander pourquoi avoir choisi la méthode Akima et pas une autre? La réponse à cette question est intimement liée à ses caractéristiques. Elle donne des courbes lisses, et par conséquent elle n'introduit pas de changements brusques. C'est comme si on dessinait la courbe à la main, ce qui correspond bien aux variations lentes de ce bruit.

b\ Le choix de la taille de la fenêtre

Étant donné que notre signal est composé d'impulsions de polarité inverse et que la réponse du sous-sol est identique pour deux impulsions successives, la taille de la fenêtre doit être un multiple de la période de base pour éliminer ou du moins atténuer l'effet du champ primaire et la réponse du sous-sol. De plus, elle ne doit pas être trop grande pour tenir compte des variations plus aux moins rapides qui peuvent résulter d'un balancement important de l'oiseau. Le choix s'est porté sur une fenêtre dont la longueur équivaut à trois fois la période de base (256×3 points) et qui représente aussi deux périodes du 60 Hz. Ainsi, on n'aura pas l'influence de ce dernier. La figure 3.2, présente le résultat de cette correction sur le signal précédent.

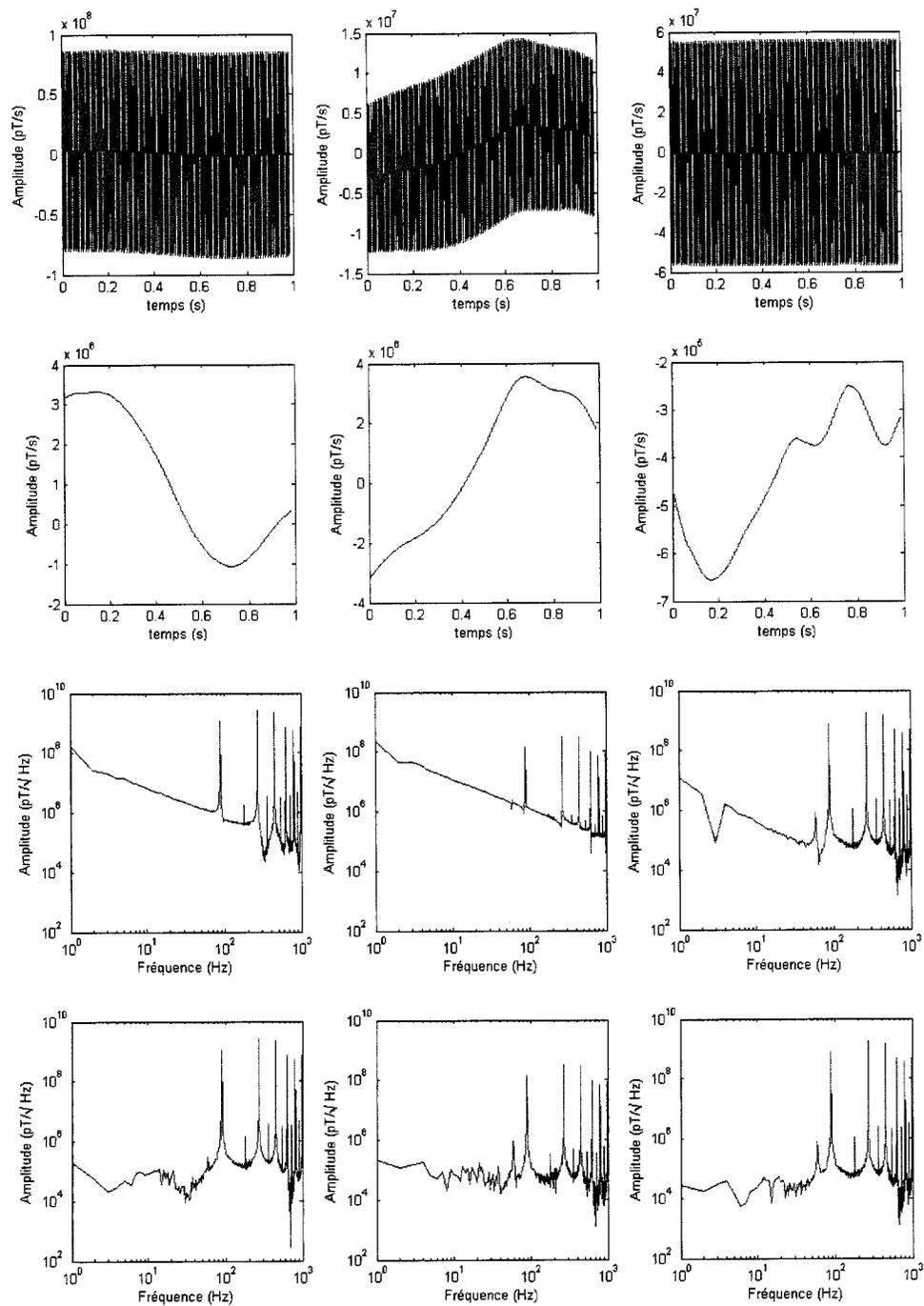


Figure 3.2 : de gauche à droite : les composantes X, Y et Z ; de haut en bas : un enregistrement brut d'une seconde, la correction de l'oiseau, le périodogramme de l'enregistrement brut avant et après correction de l'oiseau de 1 à 1000 Hz.

Il est à signaler que dans certains cas, une raie spectrale apparaît à la fréquence 7.5 Hz (fréquence correspondant à la taille de la fenêtre), elle est éliminée avec le bruit résiduel après sommation.

3.3.2. Le champ primaire et la réponse de l'avion

Afin de pouvoir utiliser les canaux correspondant au temps T-marche, il faudra enlever l'effet du champ primaire. Pour ce faire, des mesures sont réalisées à très haute altitude où la réponse du sous-sol est absente. En réalité, la mesure ainsi effectuée, appelée 'onde de référence', comprend le champ primaire, la réponse de l'avion et du bruit EM qu'on suppose négligeable.

L'amplitude de l'impulsion au transmetteur varie en fonction de la température et d'autres facteurs au cours de la journée (*Stolz et Macnae, 1998*), par conséquent les mesures à hauteur de vol des profils et celles prises à haute altitude ne sont pas comparables directement. On suppose que la relation qui les lie est linéaire, et on multiplie l'onde de référence par un facteur α , avant de la soustraire à l'enregistrement. La détermination de ce facteur, méthode proposée dans (*Stolz et Macnae, 1998*) et (*Smith, 2001*), consiste à minimiser par moindres carrés la fonction coût suivante :

$$F = \sum_n (T(t_i) - \alpha \cdot R(t_i))^2 \quad (3.2)$$

Où : R est l'onde de référence et T la réponse totale

En mettant la dérivée de (3.2) par rapport à α égale à zéro on obtient :

$$\alpha = \frac{\sum_n T(t_i)}{\sum_n R(t_i)} \quad (3.3)$$

L'ajustement est effectué seulement dans la gamme de temps correspondant aux canaux 2 à 4, car c'est là où le champ primaire est le plus important et stable. La partie

T-arrêt ou ce champ n'existe pas est plus influencé par le bruit. Par conséquent, on risquerait d'ajuster du bruit et ainsi biaiser la valeur de α .

Il est à noter que la dérive en fonction du temps de l'impulsion n'est pas considérée. De plus, on suppose que la position moyenne de l'oiseau EM ne varie pas trop ce qui n'est pas toujours le cas. Cette dernière constatation constitue en fait l'un des inconvénients majeurs des systèmes à oiseau mobile. La figure 3.3, montre le signal avant et après élimination du champ primaire et de la réponse de l'avion.

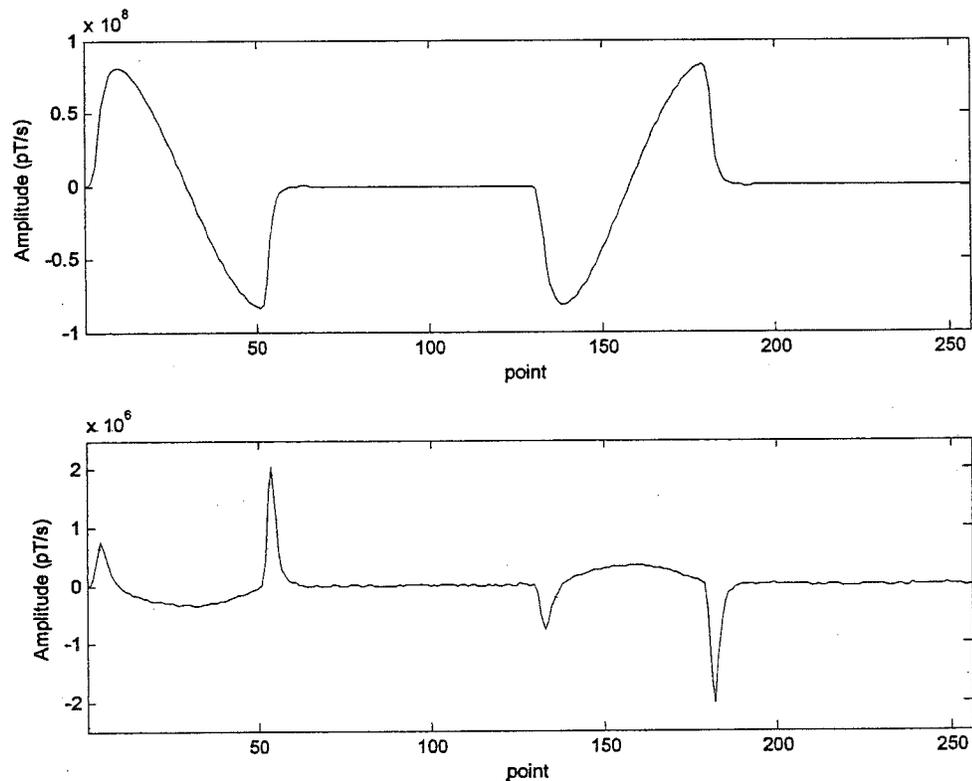


Figure 3.3 : de haut en bas : signal MEGATEM avant et après élimination du champ primaire

3.3.3. Atmosphériques

On donnera dans ce qui suit le principe et les résultats obtenus, qu'on verra plus en détail au chapitre 4.

La procédure utilisée est similaire à celle issue des travaux de *Ridsdill-Smith et Dentith (1999)* et *Lane et al. (2000)*. Elle est basée sur le principe de débruitage par la transformée en ondelettes, excepté qu'on a introduit une phase de détection en premier lieu et qu'en deuxième lieu, on force à zéro les coefficients les plus importants qui caractérisent les atmosphériques contrairement au débruitage. Un rappel sur la théorie des ondelettes est donné en annexe II.

On peut résumer son implémentation en trois étapes :

1. détection des AT.
2. calcul de la transformée discrète en ondelettes.
3. mise à zéro des coefficients en ondelettes correspondant aux AT et calcul de la transformée inverse.

Pour illustrer ceci, on a pris un enregistrement MEGATEM d'une seconde qu'on a corrompu additivement par un seul AT issu d'enregistrements en émetteur éteint. L'AT en question a été débarrassé du mouvement de l'oiseau et du 60 Hz et de ses harmoniques impairs puis ajouté au signal brut (sans aucun traitement). Ce dernier a subi par la suite les traitements décrits précédemment. La figure 3.4 montre l'AT ajouté ainsi que sa position dans le signal. On constate qu'après une sommation sur 18 cycles son effet reste toujours important (fig. 3.4b). Il est à noter, qu'on est en présence d'un seul AT dans l'un des 18 cycles. Après application du traitement par ondelettes, on voit bien que cela donne un résultat largement meilleur et que la forme de la courbe après sommation et sans addition de AT est presque retrouvée (fig. 3.4c).

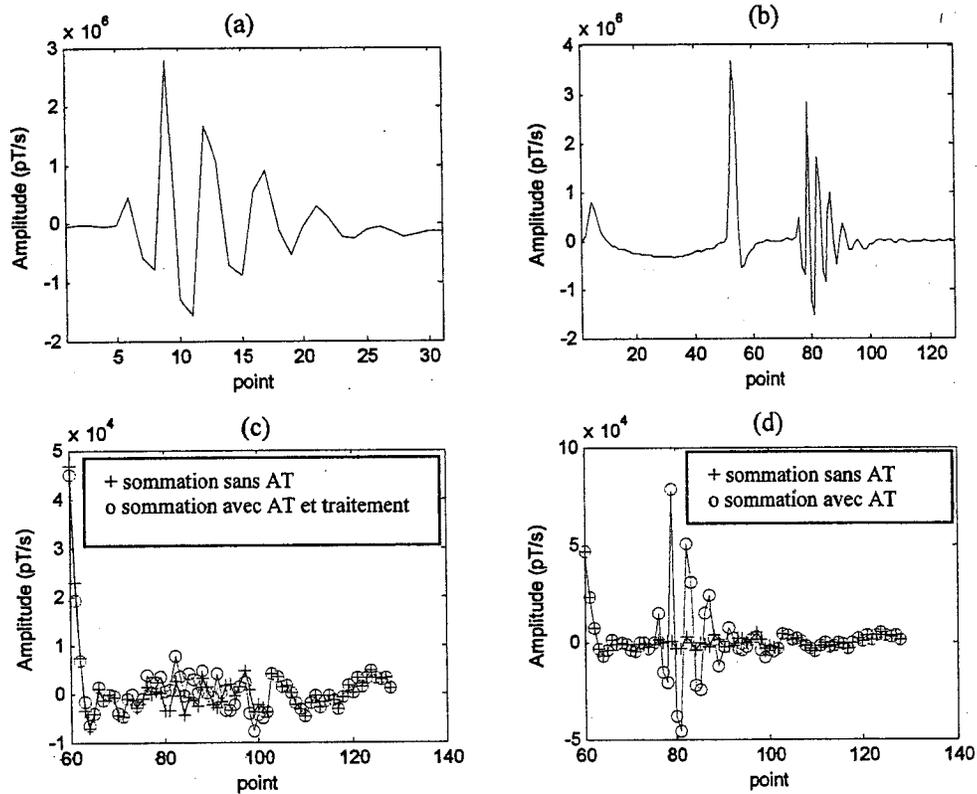


Figure 3.4 : Illustration de l'élimination des AT : (a) AT ajoutée au signal ; (b) le signal corrompu par l'AT après correction de l'oiseau et élimination du champ primaire ; (c) le signal sommé sans AT et avec l'AT puis traitement par ondelettes ; (d) le signal sommé sans AT et avec l'AT sans aucun traitement.

3.3.4. La sommation cohérente et le fenêtrage

Pour alléger le texte, on parlera souvent de sommation pour faire référence à la sommation cohérente. Elle est essentiellement utilisée pour l'élimination du bruit cohérent, particulièrement le 60 Hz et ses harmoniques impairs, et la réduction du bruit aléatoire. On parle ici d'une sommation simple sans aucune pondération ou poids. Elle consiste tout d'abord à choisir la taille de la fenêtre sur laquelle on voudrait le faire. Par la suite, sur une fenêtre, il faut inverser les demi cycles négatifs pour sommer le tout.

On obtient ainsi un signal qui faudra découper en canaux. Enfin, on fait la moyenne de chaque canal pour finir avec un point par canal. En effectuant la même chose sur l'ensemble des fenêtres, on aura une courbe pour chaque canal.

Cette procédure peut être écrite pour une fenêtre comprenant un nombre N de cycles et un canal donné de largeur ' $s = M \Delta t$ ', sous la forme :

$$y(NT) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} \frac{1}{2} \left[x(nT + m\Delta t) - x\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)T + m\Delta t\right) \right] \quad (3.4)$$

où $y(t)$ la sortie du canal, $x(t)$ est le signal d'entrée, T est la période de base et M, N des entiers.

San Filippo et Hohmann (1983) ainsi que *Macnae et al (1984)* ont montré que la fonction de transfert dans le domaine des fréquences correspondant à (3.4) est celle d'un filtre en peigne, communément appelé en anglais « comb filter », avec des fenêtres centrées sur la fréquence de base du signal et ses harmoniques impairs (fig. 3.5).

Cette fonction de transfert pour un harmonique particulier ' m ' est donnée par (*Becker et Cheng, 1987*), (*Macnae et al, 1984*) et (*San Filippo et Hohmann, 1983*) :

$$|G^2| = \sin^2 c^2 \left(\frac{w_m s}{2} \right) \sin^2 c^2 \left(\frac{N \Omega T}{2} \right) \quad (3.5)$$

avec : $w_m = \frac{2m\pi}{T}$; m : entier impair

$\Omega = w - w_m$; w : pulsation et w_m : pulsation de l'harmonique m

$n\Delta t = s$; n : entier et Δt : pas d'échantillonnage.

$w_m \Delta t \ll 1$

$\Omega T \ll 1$

La largeur approximative de la fenêtre spectrale est donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{2\sqrt{2}}{\pi NT}$$

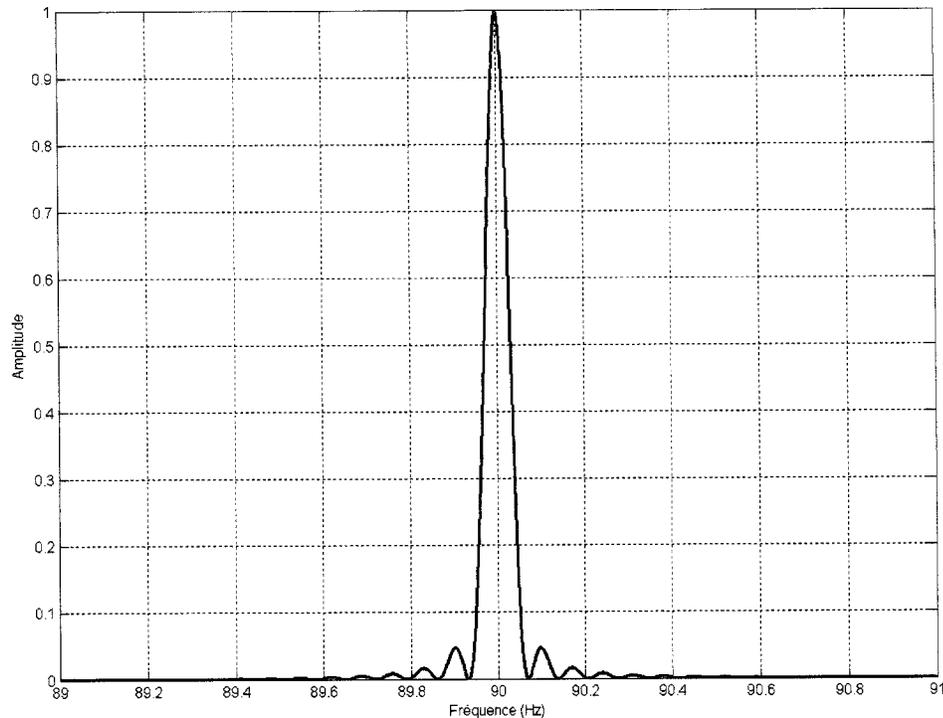


Fig. 3.5 : Première fenêtre spectrale du filtre peigne correspondant à une sommation simple de 18 cycles de fréquence de base 90 Hz, suivie d'un fenêtrage sur 4 points.

Enfin, l'écart type du bruit, en considérant un bruit blanc stationnaire, est réduit (*San Filippo et Hohmann, 1983*) par $\sqrt{2MN}$. Puisque la largeur de chaque canal est fixe, il devient alors évident qu'il faudra jouer sur 'N' et le choisir aussi grand que possible pour obtenir un fort rapport signal sur bruit mais sans pour autant affecter la résolution spatiale de la méthode, mais comment faire ce choix ?

La réponse à cette question est étroitement liée au 60 Hz et au levé magnétique. Comme le montre la figure 3.6, une période du 60 Hz équivaut à trois demi cycles (3 impulsions) avec une fréquence de base de 90 Hz. Par conséquent, 'N' doit être un multiple de 3 (nombre pair de la période 1/60 s), afin d'éliminer ce bruit. Le levé magnétique quant à lui est effectué au cinquième de seconde, ce qui implique que le levé TEM doit être numérisé au même taux pour pouvoir les comparer.

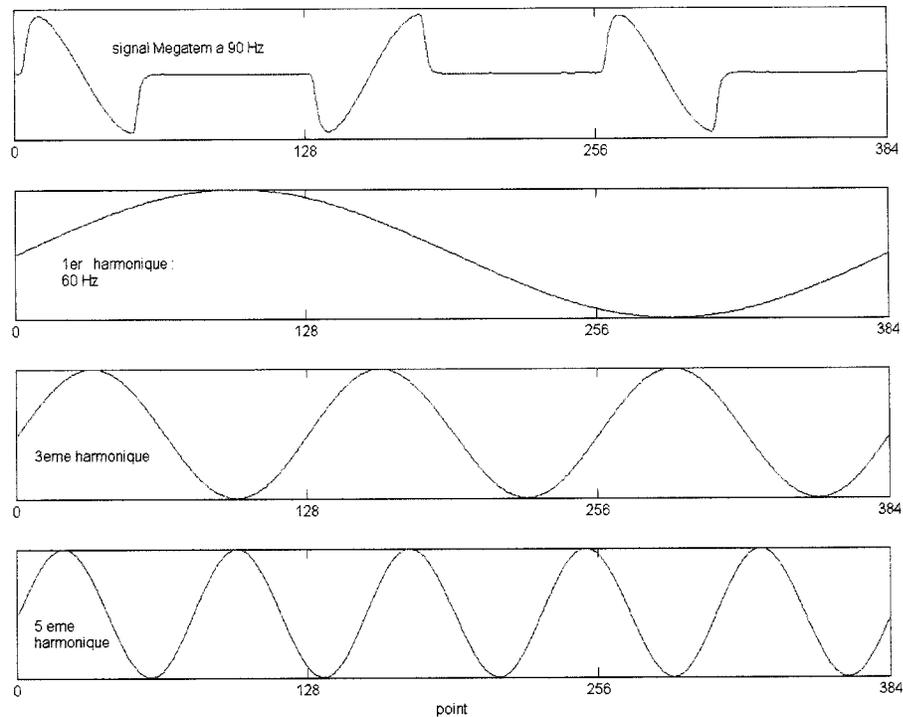


Fig. 3.6 : Correspondance entre la fréquence de base à 90 Hz du signal MEGATEM et du 60 Hz et ses 3^{ème} et 5^{ème} harmoniques.

Résumons, on a 178 impulsions par seconde, on voudrait après sommation avoir la réponse correspondant à cinq impulsions par seconde avec 'N' multiple de 3. Comme il existe une discontinuité du signal à la fin de chaque seconde, le temps du 90^{ème} cycle est utilisé pour la synchronisation, on est obligé d'avoir des chevauchements entre les signaux sommés. On a opté pour N égal à 18, avec des zones de recouvrement.

Fugro utilise plutôt 4 impulsions par seconde avec 'N=18'. Pour être en harmonie avec le magnétisme, ils rééchantillonnent la courbe de chaque canal à cinq point par seconde !!.

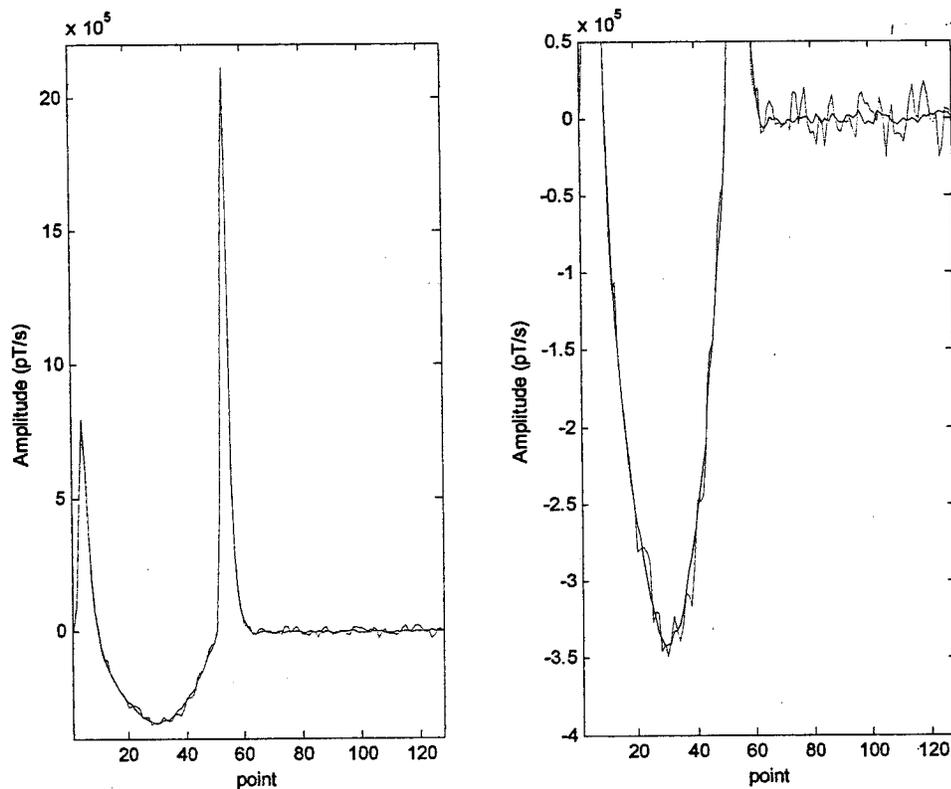


Figure 3.7 : à gauche : signal avant et après sommation ; à droite : agrandissement qui permet de voir les fluctuations dues au bruit par rapport à la réponse sommée.

Après la sommation, il faut faire le fenêtrage et représenter ainsi les données par des canaux correspondant chacun à une fenêtre. Ceci est illustré pour la ligne L100401 du dépôt d'Iso par les figures 3.8 et 3.9. Dans cette dernière, on voit bien que l'anomalie est clairement mise en évidence mais de part et d'autre de celle-ci, il existe des fluctuations dues au bruit résiduel. Ainsi, il faudra lisser ces courbes pour une meilleure interprétation. Une manière élégante de le faire et qui s'est propagée largement ces dernières années est la débruitage par ondelettes (*Ridsdill-Smith et Dentith, 1999 ; Jansen, 2001*).

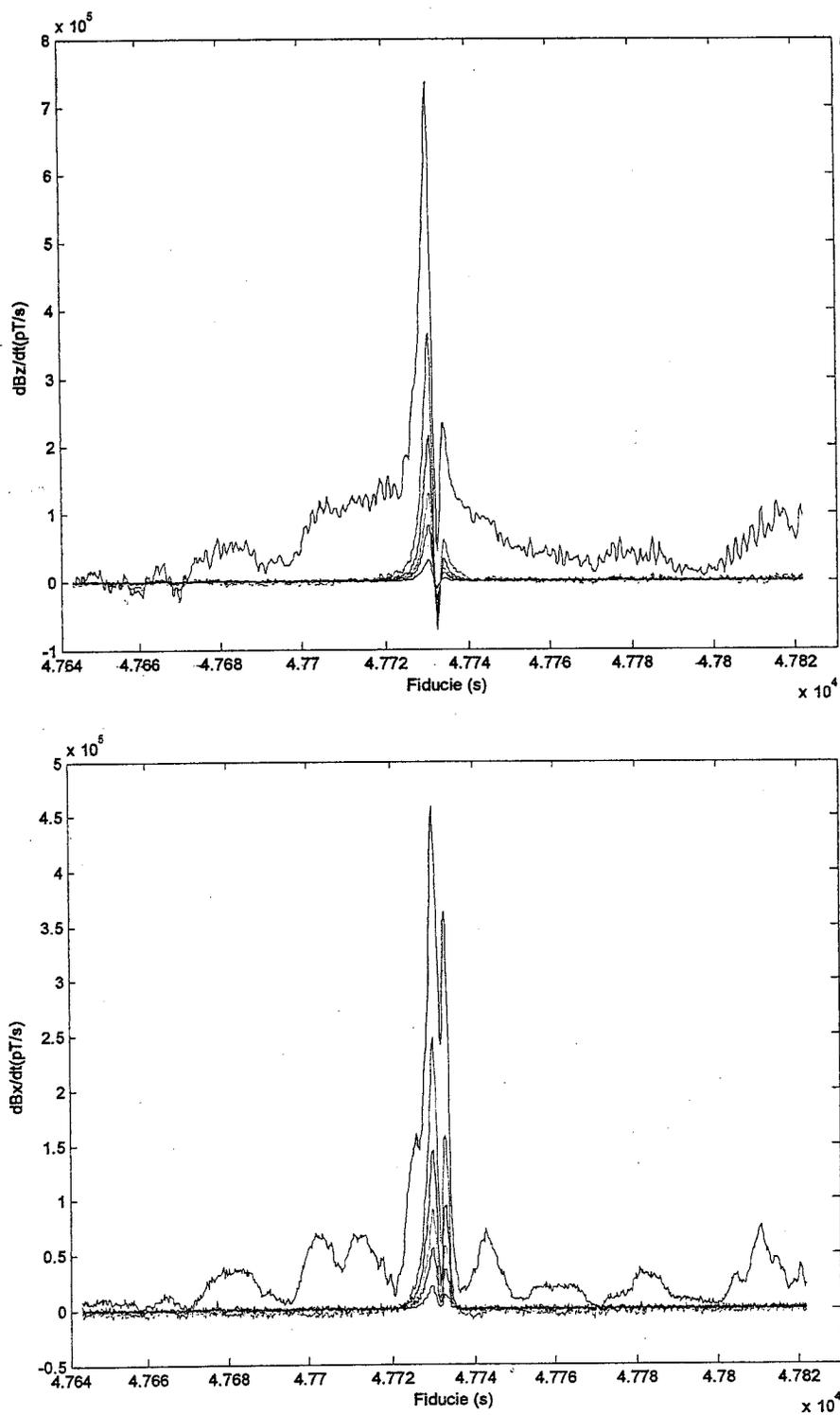


Figure 3.8 : Un sur deux des canaux 8 à 20 après sommation et fenêtrage des données de la ligne L100401 sur le dépôt d'iso: en haut : Z ; et en bas : X.

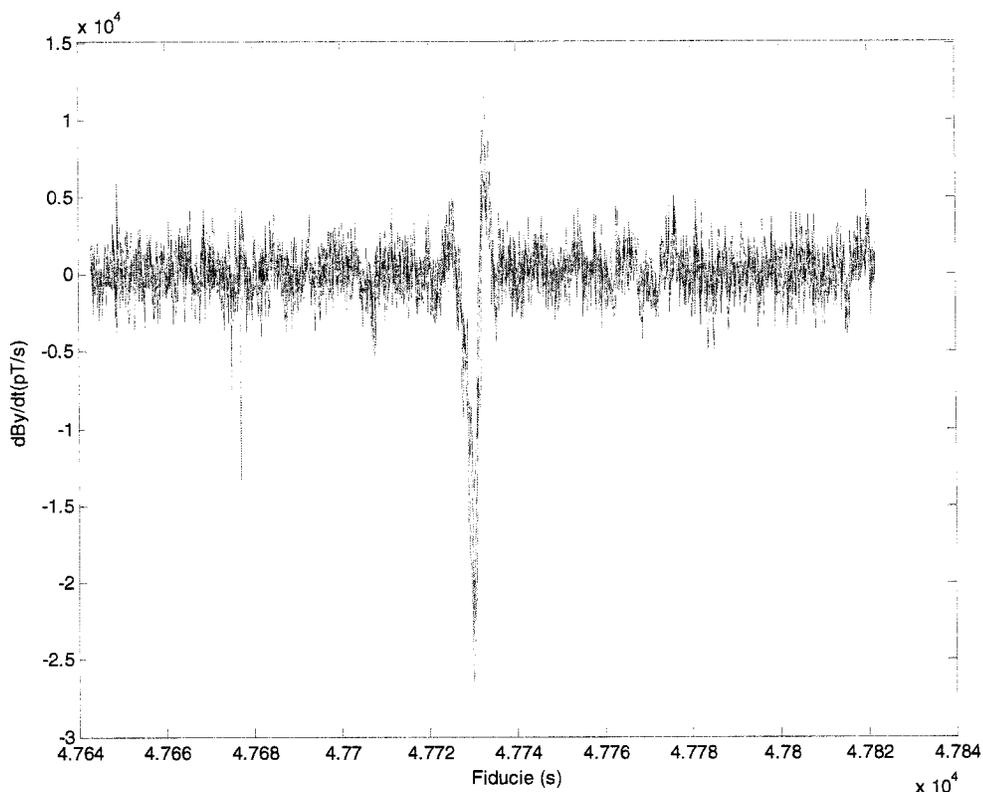


Figure 3.9 : Les canaux 12 à 20 de la composante Y de ligne L100401 (dépôt d'iso), après sommation et fenêtrage des données

3.3.5. La mesure indirecte du champ magnétique

Cette opération est effectuée après la sommation et juste avant le fenêtrage. Ainsi, on obtient deux entités $\frac{dB}{dt}$ et B , qu'on pourra interpréter séparément. Avant d'entrer dans le vif du sujet, deux questions légitimes s'imposent : quel est l'intérêt de mesurer B par rapport à $\frac{dB}{dt}$ et comment peut-on le faire ?

Un élément de réponse à la première question est donné par la citation de *Grant et West* en 1965 dans leur description de la réponse mesurée dans le domaine du temps

par une boucle ou une bobine : « ...the anomalous fields which decay very slowly are suppressed in amplitude more than others, and since these are the very ones generally associated with good conductors, there would seem to be an inherent weakness in the system ». Il faut noter que pratiquement tous les systèmes commercialisés actuellement utilisent une boucle ou une bobine comme récepteur et ainsi mesure la dérivée du champ par rapport au temps ($\frac{dB}{dt}$). Pour pallier ce problème, la solution envisagée à l'époque et qui est devenu présentement un dogme, était de mesurer B. Cependant, la mesure direct du champ B relève du déficit technologique.

Pour mieux se convaincre de la validité d'un tel raisonnement, on a souvent recours à la modélisation qui sera suivit par des applications si celle-ci marche. C'est ce qu'ont fait *Smith et Annan (1998)*, et *Wolfgram et Thomsom (1998)*, où à partir de modèles synthétiques, ils ont pu comparer entre les deux réponses. Leurs résultats peuvent être résumés et donnés sous forme de points montrant l'avantage de la mesure de B versus $\frac{dB}{dt}$:

1. la réponse des objets géologiques de faible conductivité est supprimée par B. Cependant, dans le cas d'une couverture superficielle conductrice, celle-ci affectera la réponse en B et il y aura une augmentation de la réponse des très bons conducteurs.
2. le rapport signal sur bruit est plus grand sur B que sur $\frac{dB}{dt}$ pour les bons conducteurs (10 S à 2000 S), et cela s'accroît pour les très bons conducteurs (2000 S à 100 000 S) tel qu'il passe sous le seuil de bruit en $\frac{dB}{dt}$. Ce qui a pour effet d'augmenter la détection en profondeur.
3. l'identification, la discrimination et l'interprétation de très bons conducteurs est plus facile à voir sur B que sur $\frac{dB}{dt}$. En d'autres termes, la décroissance de

$\frac{dB}{dt}$ est plus rapide que B, il devient alors plus difficile de différencier entre les conducteurs avec $\frac{dB}{dt}$ car on tombe dans le niveau du bruit aux temps longs contrairement à B qui est au-dessus de ce niveau.

4. l'effet du bruit haute fréquence comme les atmosphériques est atténué.

Maintenant qu'on a vu l'utilité de B, il reste à répondre à la deuxième question. Plusieurs idées fécondes ont été proposées, et on trouve dans la littérature géophysique plusieurs travaux qu'on peut subdiviser en cinq grandes approches. On trouvera dans l'article de *Smith et Annan (2001)* un excellent résumé sur eux.

La première, proposée par *Ward (1967)*, préconise l'ajout d'un circuit d'intégration analogique dans le système d'acquisition. Néanmoins, cela reste difficile à réaliser à cause de la dérive importante que peut produire un tel circuit. Malgré cette restriction le fruit de cette idée voit le jour avec un système AEM mesurant $\frac{dB}{dt}$ et B, développé par l'institut national de recherche en géophysique en Inde (*Guptasarma et al, 1976*).

La deuxième est de faire circuler un courant qui à la forme de l'intégrale de celui utilisé pour $\frac{dB}{dt}$, comme par exemple une forme triangulaire (l'intégrale de la fonction échelon), dans la boucle émettrice afin que la mesure avec une boucle ou une bobine soit équivalente à B. La troisième consiste à déconvoluer la réponse au récepteur. La quatrième qui est la concrétisation de l'idée de Grant et West est la mesure directe du champ magnétique à l'aide d'un magnétomètre (SQUID) à haute fréquence (*Lee et al, 1999*). Enfin la dernière, qu'utilise le Megatem, découle d'une simple opération mathématique, le champ magnétique peut être obtenu par une intégration de $\frac{dB}{dt}$.

En effet, l'échantillonnage du signal se fait numériquement, la largeur de la bande passante est bien délimitée par un pré-ampli et un filtrage anti-aliasing avant la

conversion A/D et le récepteur donne des réponses appropriées dans cette bande. Alors, il est possible d'utiliser des méthodes d'intégration numérique pour avoir une mesure indirecte du champ magnétique en temps réel. Le choix s'est porté sur la méthode du trapèze qui paraît simple à mettre en oeuvre et très satisfaisante. Reste un petit problème qui est la constante d'intégration. En réalité, cette constante dépend de la composante DC qui s'ajoute au signal à cause du mouvement de l'oiseau dans le champ géomagnétique. Comme cet effet est éliminé bien en amont, la constante d'intégration est par conséquent très faible.

Pour montrer la robustesse d'une telle approche, *Smith et Annan (2001)* ont comparé le champ magnétique calculé par modélisation et celui obtenu par intégration numérique de $\frac{dB}{dt}$ (après calcul de $\frac{dB}{dt}$), et trouvent un écart en amplitude inférieur à 0.2%. Cette erreur est inférieure au niveau du bruit qu'on trouve généralement dans les données brutes et peut être attribuée aux imprécisions du calcul numérique.

a\ La fonction de transfert de l'intégration trapézoïdale

L'intégration numérique trapézoïdale consiste à calculer la somme des surfaces des trapèzes obtenues par intégration linéaire entre les échantillons d'un signal numérique $x(k)$. On peut l'exprimer par la relation de récurrence suivante (Kunt, 1999) :

$$y(k) = y(k-1) + \frac{\Delta t}{2} [x(k) + x(k+1)] \quad (3.6)$$

En prenant la transformée en Z de l'expression (3.6), on aboutit après quelques opérations algébriques à la fonction de transfert d'un intégrateur numérique trapézoïdal qui est donnée par :

$$G(z) = \frac{\Delta t}{2} \cdot \frac{1+Z^{-1}}{1-Z^{-1}} \quad (3.7)$$

Cette fonction de transfert est celle d'un filtre passe-bas. Ainsi, utiliser l'intégration

trapézoïdale pour calculer B équivaut à filtrer $\frac{dB}{dt}$ par un filtre passe-bas défini par la fonction de transfert (3.7) (voir fig. 3.11). Ce filtre atténue les bruits aléatoires de haute fréquence et accroît probablement le bruit cohérent particulièrement de basse fréquence. En général, il n'existe pas une grande augmentation de ce bruit sur les données (*Smith et Annan, 2001*) mais des efforts doivent être fait pour mieux identifier si cet effet est présent.

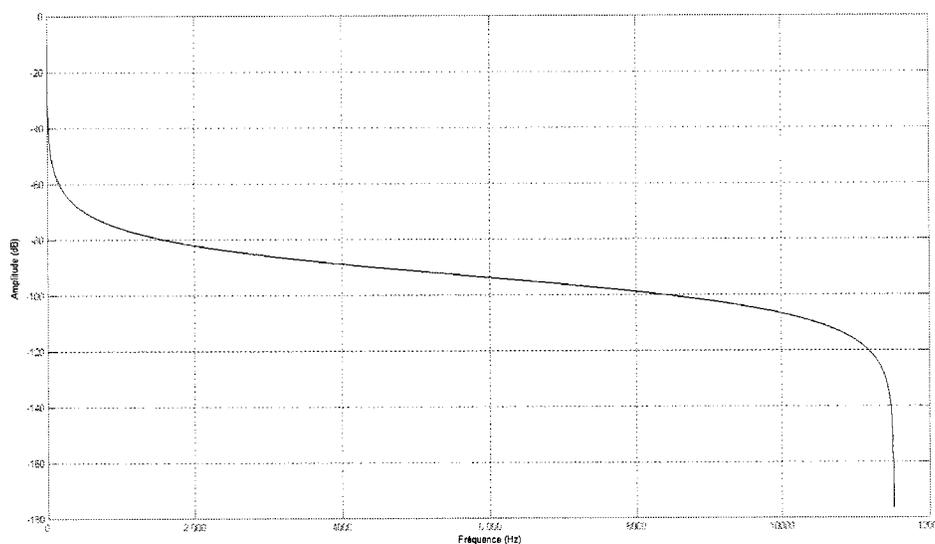


Fig 3.10 : fonction de transfert du filtre d'intégration trapézoïdale

3.3.6. Débruitage par ondelettes

L'un des plus grand succès des ondelettes de cette dernière décennie est de loin le débruitage. Il consiste à restaurer un signal utile à partir d'observations corrompues par un bruit additif (*Misiti et al, 2003*).

La liste des méthodes de débruitage par ondelettes est exhaustive et impressionnante ; on trouvera dans *Antoniadis et al (2001)* une excellente comparaison entre les différentes approches les plus utilisées. On se contentera ici d'énoncer le principe pour introduire ce qu'on propose.

A\ Principe

Les méthodes usuelles de débruitage par décompositions en ondelettes reposent sur le fait que pour plusieurs type de signaux leur représentation dans le domaine des coefficients d'ondelettes est creuse, et donc on a besoin d'estimer que quelques grands coefficients pour bien approximer le signal utile et se débarrasser du bruit.

Son implantation peut être résumée en trois points :

1. Décomposition du signal observé en série d'ondelettes.
2. Extraction des coefficients "significatifs" par méthodes de seuillage ou de rétrécissement.
3. Reconstruction de la fonction par synthèse des coefficients débruités.

En deux mots, la stratégie de seuillage consiste à déterminer un seuil en fonction du modèle de bruit, les coefficients en dessous de ce seuil seront considérés comme bruit et mis par conséquent à zéro. Par contre, ceux au dessus du seuil correspondent au signal utile et seront gardés. Elle peut être globale, niveau par niveau, locale en temps ou par bloc. Il existe aussi plusieurs types de seuillage et les plus communément utilisés sont le dur et le doux.

Le seuillage dur (ou Hard Thresholding) met à zéro les coefficients au dessus du seuil et ne modifie pas les autres. Quant au seuillage doux (ou Soft Thresholding), il est semblable au dur sauf qu'il rétrécit les coefficients conservés en leur retranchant la valeur du seuil, ce qui rend le signal reconstruit plus lisse, moins sensible au bruit.

Dans ce travail, on a utilisé le seuillage universel tel que défini par *Donoho et Johnstone (1994)* mais avec quelques modifications. Il suppose que le bruit est blanc gaussien centré de variance σ^2 . Si on le note par ε , on peut écrire que :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P \left\{ \max_{1 \leq i \leq n} |\varepsilon_i| > \sigma \sqrt{2 \log(n)} \right\} = 0, \text{ autrement dit on peut considérer qu'essentiellement}$$

$\varepsilon_i < \sigma \sqrt{2 \log(n)}$. Dans la pratique σ est inconnu et il faudra l'estimer.

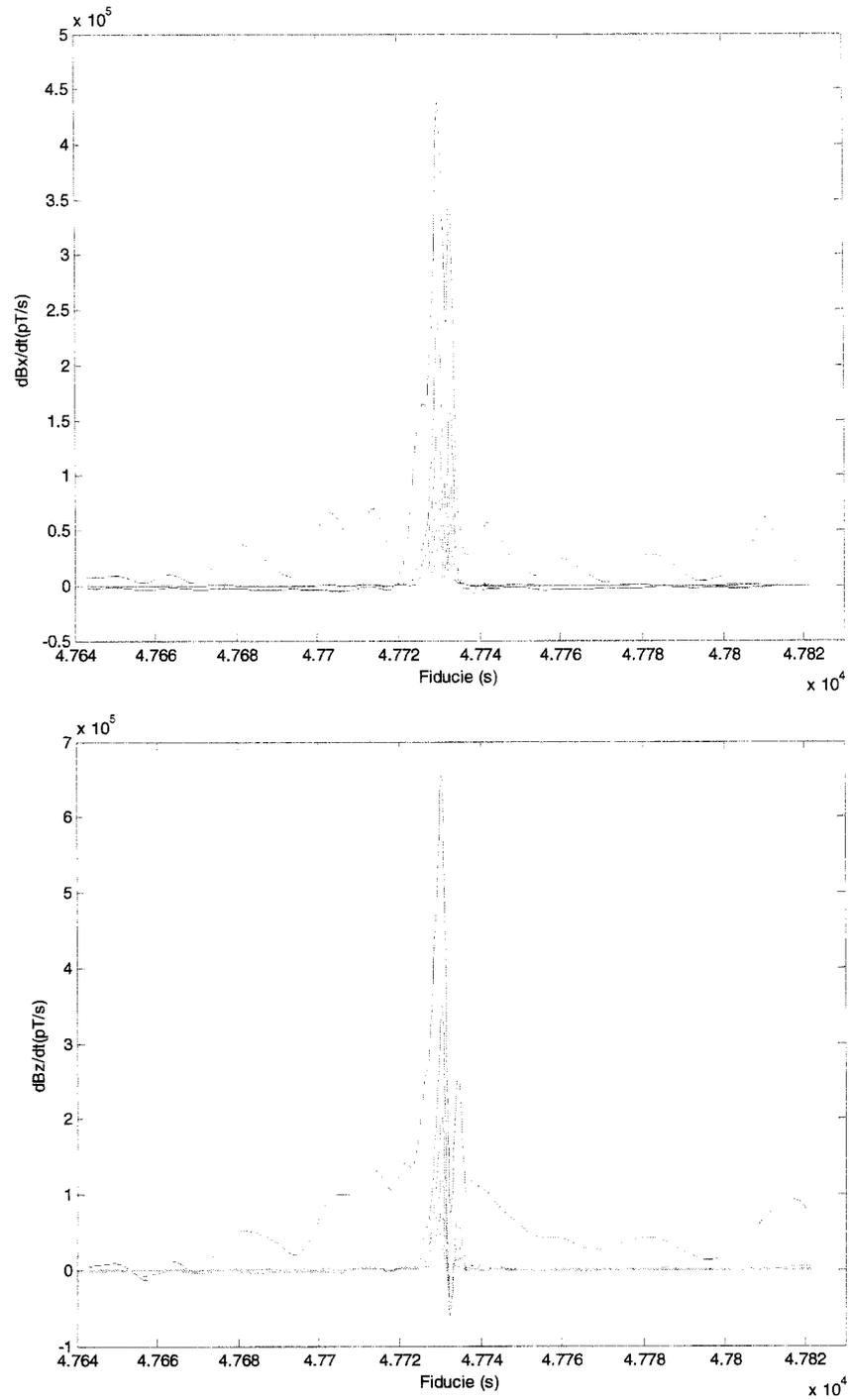


Figure 3.11 : résultat de l'application du débruitage par ondelettes sur les canaux présentés sur la fig. 3.8 ; en haut : la composant X ; en bas : la composante Z.

Une estimation robuste de l'écart type dans le cas Gaussien est donnée par :

$$\hat{\sigma} = \text{médiane}(|d_1(i)|) / .6745$$

Avec : $d_1(i)$ coefficients du premier détail de la décomposition en ondelettes ;

Comme notre bruit est non homogène en variance par niveau d'échelle et par conséquent pas tout à fait blanc, il faut alors modifier la stratégie à adopter, naturellement en appliquant un seuillage dépendant du niveau d'échelle.

Il est bien connu, dans le domaine des ondelettes, que le débruitage par la transformée en ondelettes stationnaire (SWT) est supérieur à celui effectué par la transformée classique (DWT). En fait, la SWT restaure la propriété d'invariance par translation que ne possède pas la DWT. Elle est obtenue en moyennant les différentes DWT correspondants à toutes les translations circulaires du signal. Ainsi, elle permet une meilleure détection des singularités et un lissage plus intense. Dans notre cas, on l'a préféré à la DWT pour mieux restituer les bords des anomalies. Ceci se réalise en utilisant des ondelettes de petit support, assez irrégulières, et en appliquant un seuillage dur (*Misiti et al, 2003*). L'ondelette choisie est la Daubechies d'ordre 2.

3.3.7. Variantes

Dans le chapitre qui précède, on a vu que la nature du bruit pouvait différer et varier d'un endroit à un autre et même pendant un même levé. On retrouve de telles situations en présence des lignes à haute tension. La figure 3.12, présente le canal 10 d'un enregistrement en émetteur éteint sur le site de Gallen (L3004), après correction de l'oiseau et sommation. On voit très bien que la sommation n'arrive pas à bout du 60 Hz à cause d'une forte variation d'amplitude près de ces lignes. Dans ce cas, il serait avantageux de commencer par éliminer ce bruit avant de faire la sommation. Ainsi dépendamment de la nature du bruit il est parfois préférable d'avancer un traitement par rapport à un autre. C'est pour cette raison qu'on pense qu'il est souhaitable, voir indispensable de reprendre le traitement en temps réel et de l'améliorer s'il y a lieu.

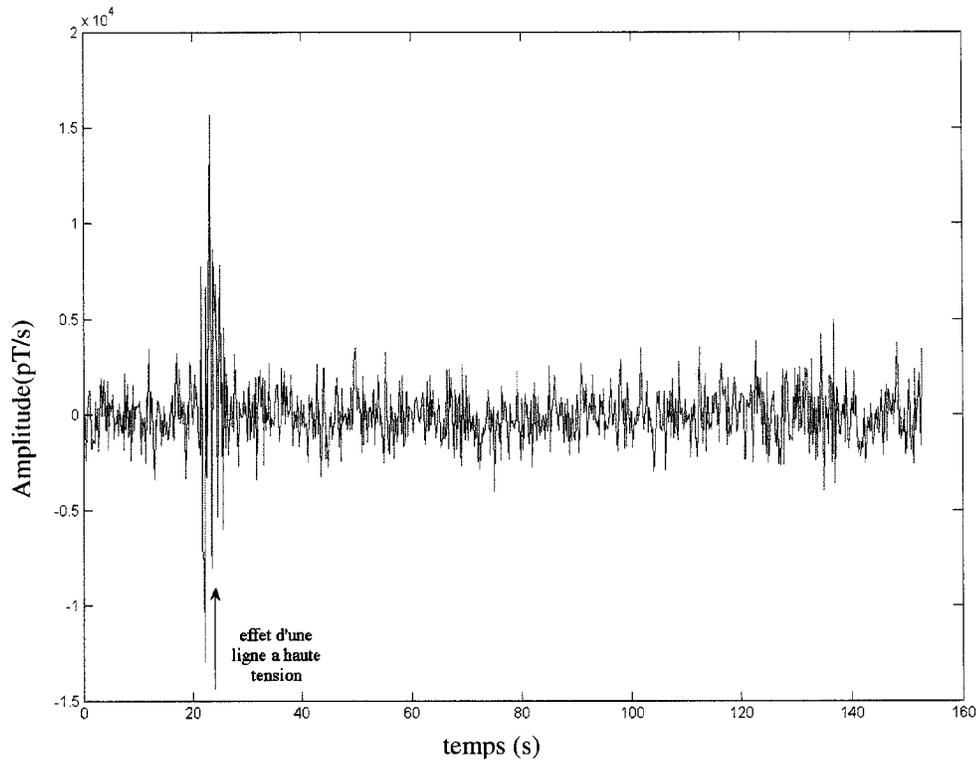


Figure 3.12 : Effet des lignes à haute tension sur le canal 10 d'un enregistrement en émetteur éteint le long de la ligne L3005-S du site de Gallen.

3.3.7.1. L'élimination du 60 Hz et ses harmoniques impairs par filtrage adaptatif

Étant donné que l'avion est mobile par rapport aux lignes à haute tension, l'amplitude du 60 Hz enregistré varie dans le temps. De plus, la fréquence peut aussi varier et d'après Hydro-Québec cela n'excède pas ± 0.6 Hz pendant au moins 99% du temps sur une période d'une semaine (*Hydro-Québec, 1999*). Ajouté à cela, on a constaté que l'horloge du système dérivait, ce qui a pour conséquence une variation de la phase. La plupart des algorithmes développés pour éliminer ce bruit supposent sa stationnarité

sur une période de temps donnée. Pour le Megatem cela reste vrai, si on ne s'approche pas trop de ces lignes.

L'algorithme qu'on propose, qui est basé sur une méthode adaptative non linéaire, a été initialement développé pour nettoyer les signaux ECG dans le domaine médical (*Ziarani et Konrad, 2002*). Il permet l'extraction de sinusoides non stationnaires d'un signal contenant aussi d'autres composantes et du bruit. L'amplitude, la fréquence et la phase de ces sinusoides sont supposées variables avec le temps. De plus, aucune hypothèse sur la nature du bruit n'est faite.

A \ Principe de l'algorithme

Supposons que notre signal peut être écrit comme la somme de plusieurs sinusoides pures et du bruit :

$$x(t) = \sum_{k=1}^N A_k(t) \sin \phi_k(t) + n(t)$$

où $\phi_k(t) = w_k t + \theta_k$ est la phase totale et $n(t)$ est le bruit. Dans la pratique A et ϕ peuvent varier dans le temps.

L'objectif de l'algorithme est d'extraire les composantes d'une ou de plusieurs de ces sinusoides à partir de $x(t)$. Pour commencer prenant comme exemple l'une d'elle $y(t) = A(t) \sin \phi(t)$. Pour ce faire, on doit minimiser par moindres carrés l'erreur entre $x(t)$ et $y(t)$. On aboutit alors en utilisant la méthode du gradient à un ensemble d'équations qui gouvernent le processus d'extraction (*Ziarani et Konrad, 2004*) :

$$\frac{dA(t)}{dt} = 2\mu_1 e(t) \sin \phi(t), \quad (3.8)$$

$$\frac{dw(t)}{dt} = 2\mu_2 e(t) A(t) \cos \phi(t), \quad (3.9)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = w(t) + \mu_3 \frac{dw(t)}{dt}, \quad (3.10)$$

$$y(t) = A(t) \sin \phi(t), \quad (3.11)$$

$$e(t) = x(t) - y(t). \quad (3.12)$$

Les paramètres μ_1 , μ_2 et μ_3 sont des constantes positives qui déterminent le comportement de l'algorithme en terme de rapidité de convergence versus précision.

La forme discrétisée de ces équations peut être exprimée en prenant l'approximation du premier ordre de la dérivée par :

$$A[n+1] = A[n] + 2 \Delta t \mu_1 e[n] \sin \phi(n) \quad (3.13)$$

$$w(n+1) = w(n) + 2 dt \mu_2 A[n] \cos \phi(n) \quad (3.14)$$

$$\phi[n+1] = \phi[n] + \Delta t \cdot w(n) + 2 dt \mu_2 \mu_3 e[n] A[n] \cos \phi(n) \quad (3.15)$$

$$y[n] = A[n] \sin \phi[n] \quad (3.16)$$

$$e[n] = x[n] - y[n] \quad (3.17)$$

où Δt est le pas d'échantillonnage et n est un entier positif.

On voit à partir de ces dernières équations que l'implantation d'un tel algorithme en programme informatique est facile à réaliser. Il consiste à faire plusieurs opérations arithmétiques et trigonométriques.

On sait que les méthodes adaptatives fonctionnent particulièrement bien quand le signal qu'on veut éliminer est relativement fort par rapport au bruit (Blanchet et Charbit, 2001). Par conséquent, pour améliorer les performances de ce filtrage, on peut utiliser un filtre passe bande centré sur le 60 Hz. Il faut noter que ce filtre n'est pas utilisé pour éliminer le 60 Hz mais plutôt pour le rehausser. Il introduit un déphasage et une atténuation qui sont fonction de la fréquence. En appliquant la méthode adaptative décrite ci-dessus sur ce nouveau signal filtré, on extrait les paramètres de la sinusoïde à 60 Hz. Ensuite, connaissant le déphasage et l'atténuation causés par le filtrage passe-bande, on peut les restaurer pour enfin soustraire cette sinusoïde corrigée de notre signal d'entrée. Ceci est schématisé par le diagramme de la figure 3.13.

L'algorithme qu'on vient de décrire pour l'extraction d'une sinusoïde particulière, en l'occurrence le 60 Hz, peut être mis en parallèle ou en cascade pour toutes les harmoniques qu'on voudrait éliminer. Dans notre cas, on a choisit l'implémentation en parallèle car elle consomme moins de temps.

B\ Nature du 60 Hz et de ses harmoniques impairs

La figure 3.14 montre l'enregistrement brut en émetteur éteint, après correction de l'oiseau, de la ligne 3005 sur le site de Gallen qui contient des lignes à haute tension. On remarque que lorsqu'on les traverse perpendiculairement l'amplitude varie très rapidement. Les composantes X et Z sont les plus affectées. À l'aplomb, X et Y atteignent un maximum qui est de l'ordre de 100 et 10 respectivement par rapport au bruit de fond EM. Quant à Z, il est minimum et arrive à son maximum, environ 50 fois l'amplitude du bruit de fond, avant et après le passage de ces lignes. Environ 5 à 7 fiducies du levé sont parasitées, ce qui correspond à environ un peu plus de 300 m.

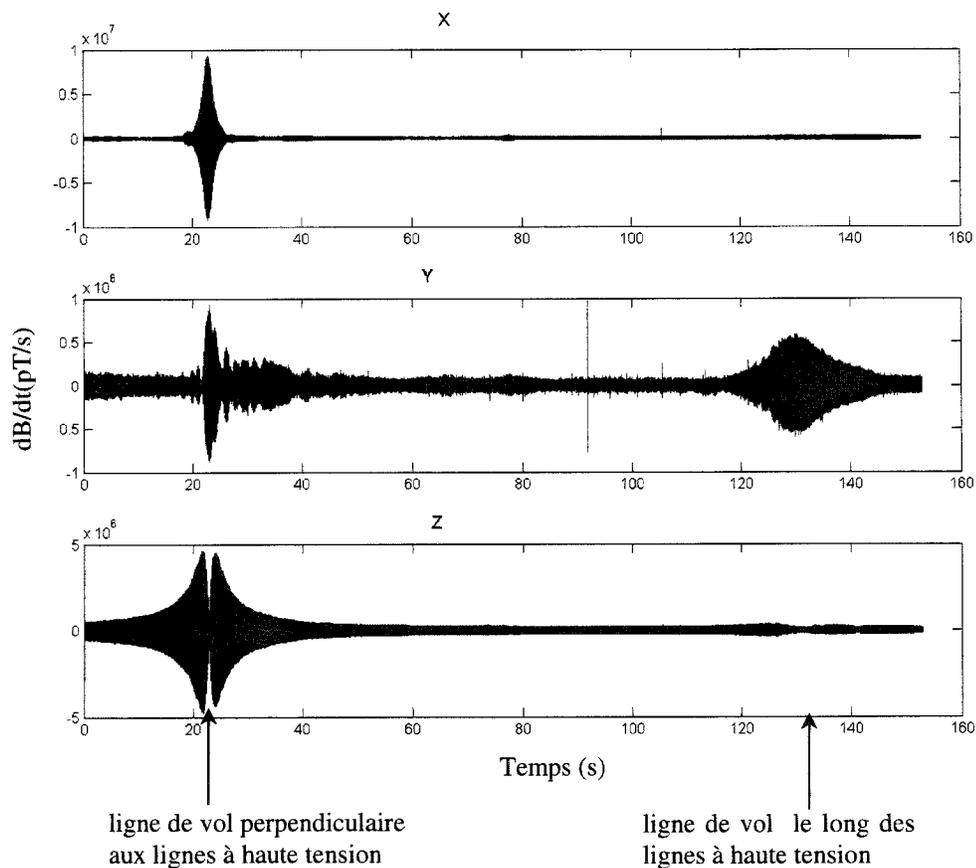


Figure 3.14 : enregistrement brut (après correction de l'oiseau) avec émetteur éteint le long de la ligne 3005-S sur le site de Gallen pour montrer l'effet du 60 Hz et de ses harmoniques impairs ; de haut en bas : les composantes X, Y et Z respectivement.

Note : les échelles verticales d'amplitude ne sont pas les mêmes pour les trois composantes.

Par contre, lorsqu'on les parcourt parallèlement, l'amplitude varie progressivement (fig. 3.14), ce qui permet à la sommation de bien faire son travail.

En analysant le spectre du signal au dessus de ces lignes à haute tension (fig. 3.16), on constate que dans certains cas le 180 Hz, le 300 Hz et le 540 Hz sont plus forts que le 60 Hz !.

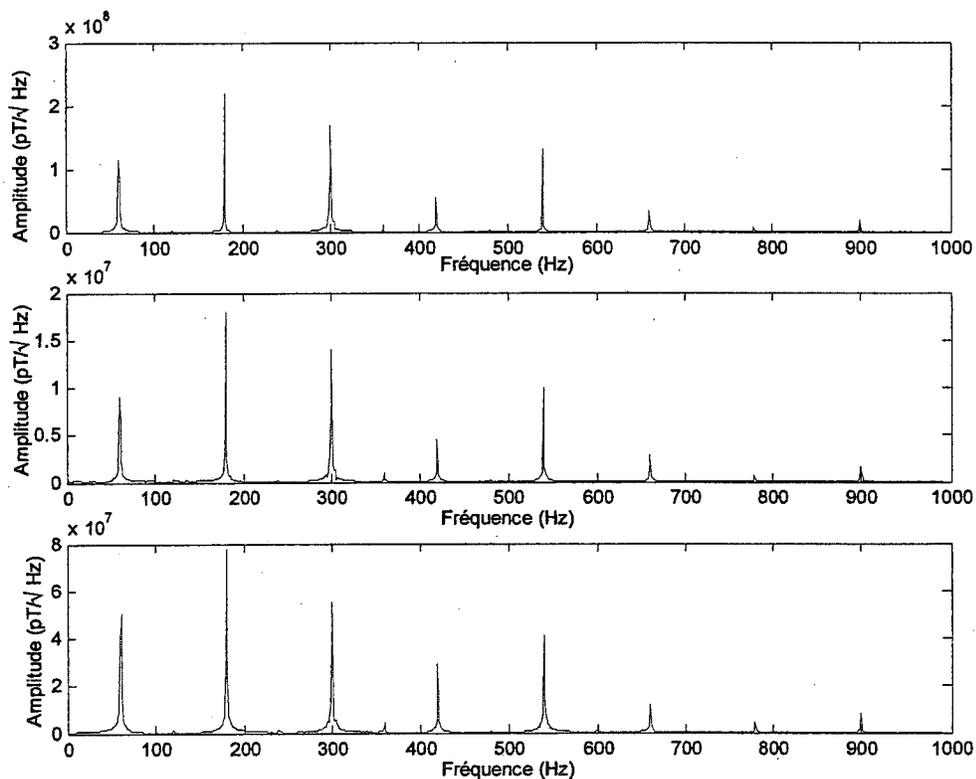


Figure 3.15 : spectre des trois composantes X, Y et Z d'un enregistrement d'une 1s en émetteur éteint au dessus d'une ligne à haute tension sur le site de Gallen ; la ligne de vol est perpendiculaire à la ligne à haute tension. Notez que les échelles d'amplitude ne sont pas les mêmes pour les 3 composantes.

C\ Application sur un enregistrement MEGATEM en émetteur ouvert

À présent, on voudrait voir l'efficacité du filtre adaptatif décrit précédemment sur notre enregistrement MEGATEM en transmetteur ouvert. Pour ce faire, on a choisi de le tester sur le site de Gallen où on rencontre des problèmes causés par les lignes de transmission électriques. La figure 3.16 montre un enregistrement d'une seconde et son spectre, de la ligne L3005 de Gallen, au-dessus d'une ligne à haute tension avant et après élimination du 60 Hz et du 180 Hz. Il est à signaler, que l'élimination des fréquences supérieures à 180 Hz produit des artéfacts probablement à cause des singularités que présente le signal.

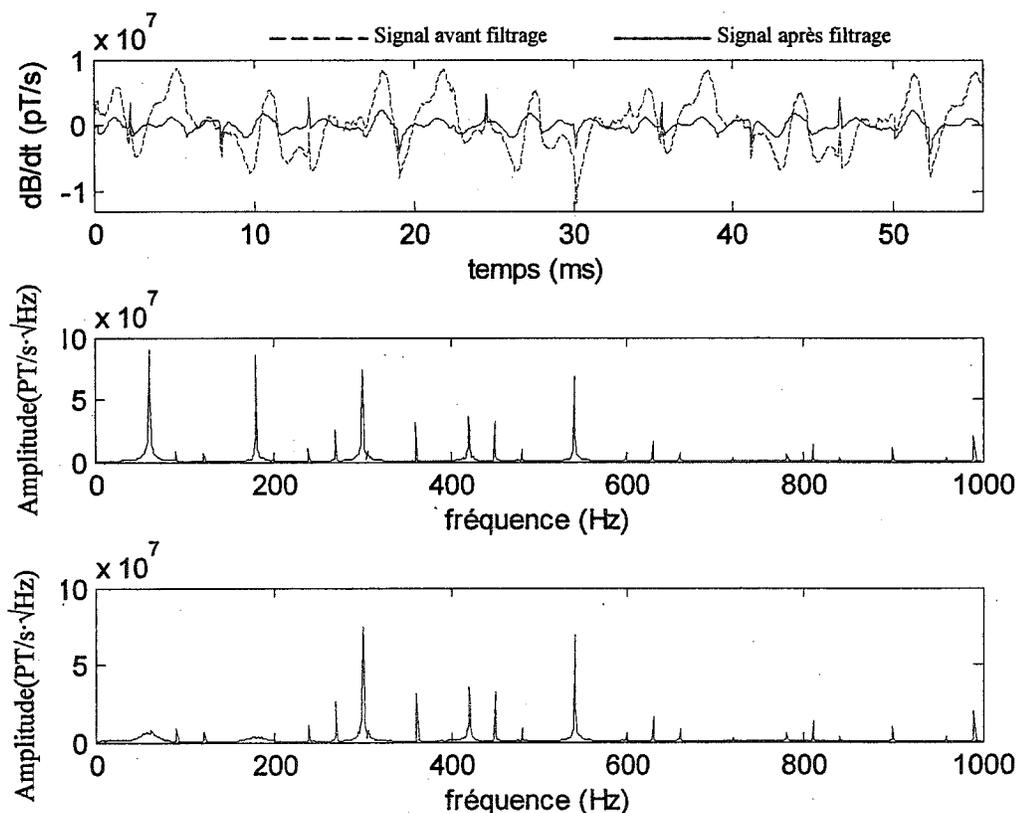


Figure 3.16 : signaux et spectres d'un enregistrement d'une seconde avant et après élimination du 60 Hz et du 180 Hz, appartenant à la ligne 3005 à Gallen, au dessus d'une ligne à haute tension ; au milieu : spectre du signal avant filtrage et en bas : spectre du signal après filtrage.

On voit très bien que les deux fréquences sont bien éliminées. Pour mieux apprécier l'impact de ce traitement sur les données, la figure 3.17 présente une comparaison entre les canaux 10 à 16 obtenus sans et avec ce filtrage. L'avantage de ce dernier apparaît évident, surtout pour les canaux représentant les temps longs, l'anomalie qui en résulte est toujours plus importante.

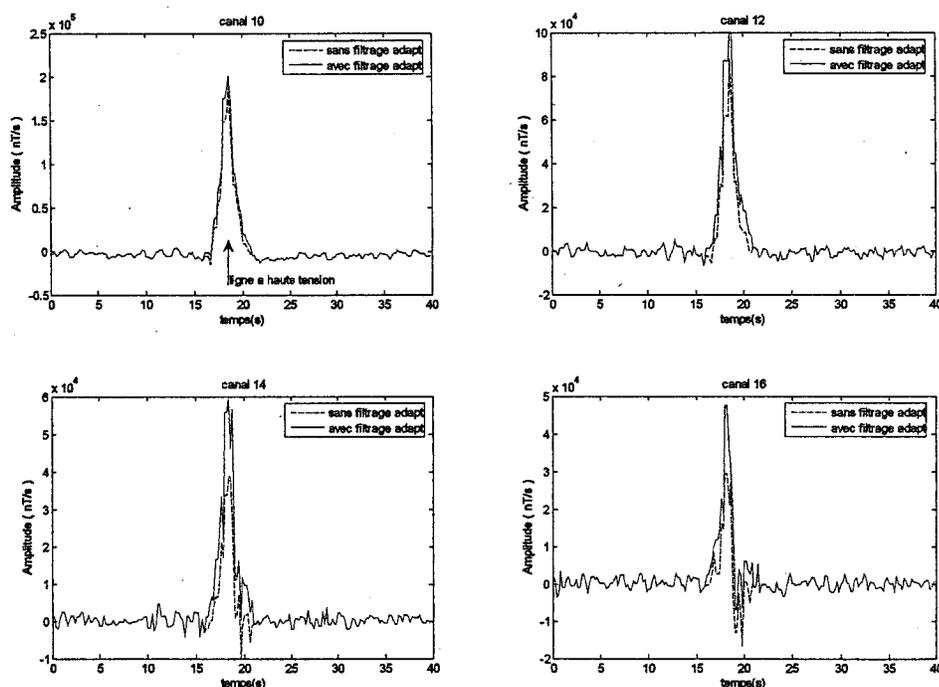


Figure 3.17 : canaux 10 à 16 avec un pas de 2 au dessus d'une ligne à haute tension (L3005 de Gallen) : en trait continu le signal ayant subi un filtrage adaptatif pour éliminer le 60 Hz et le 180 Hz ; en tireté, le signal sans filtrage adaptatif.

3.3.7.2. Filtrage en fréquence

Il consiste à garder dans le spectre du signal seulement la fréquence de base et ses harmoniques impairs. Dans un premier temps, on commence par le calcul de la transformée de Fourier sur un quart de seconde ou une demi seconde, qu'on multiplie

par une fonction composée de fenêtres (voir figure 3.18) centrées sur la fréquence de base et ses harmoniques impairs. Ensuite, on calcule la transformée de Fourier inverse de ce nouveau signal.

Il faut faire attention aux effets de bord car comme on sait, le calcul d'une TF suppose implicitement une certaine périodicité pour un signal de durée finie. Si les bords ne sont pas identiques, cela crée des discontinuités et par conséquent des phénomènes de Gibbs apparaîtront lors de la synthèse. Pour un signal comme le Megatem, on sait qu'au début comme à la fin de chaque demi cycle du signal, le champ primaire et la réponse du sous-sol sont quasiment nuls, par conséquent les effets de bords sont tributaires du bruit, principalement le 60 Hz et ses premiers harmoniques impairs. Quand on est loin des lignes à haute tension cela ne pose pas de problème car ce bruit est très faible. Dans le cas contraire, il faut éliminer le 60 Hz avant de passer à cette étape. Les méthodes qui permettent de le faire ont été décrites dans le paragraphe précédent.

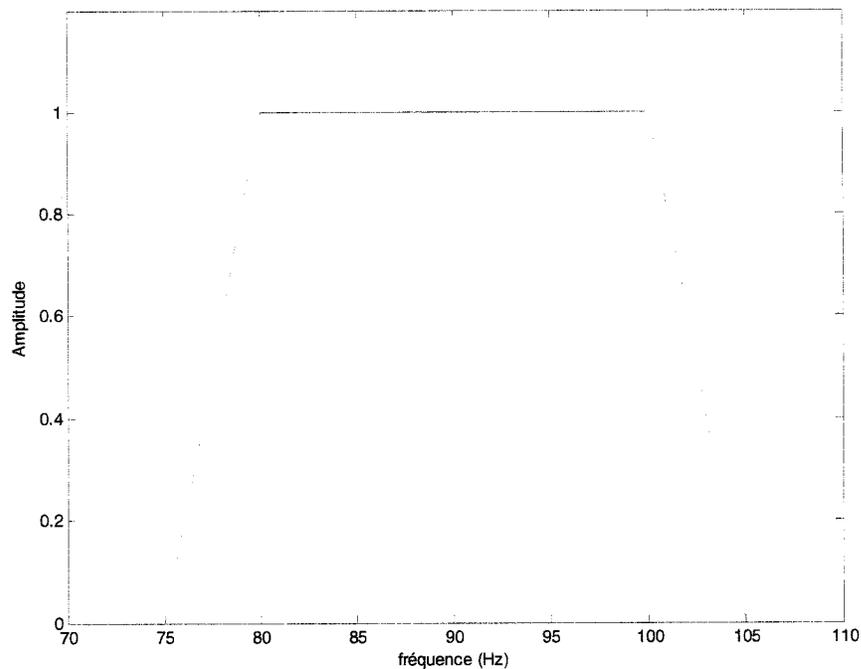


Figure 3.18 : fenêtre utilisée dans le filtrage en fréquence

Cette procédure est optionnelle car c'est un filtrage qui ressemble à la sommation et le fenêtrage. De plus, les tests montrent qu'il n'y a pas une grande amélioration du traitement, du moins sur nos enregistrements.

3.4. Comparaison

Un bout de métal ordinaire est sans valeur jusqu'à ce qu'il subisse des transformations pour devenir une pièce de monnaie. Dans la même logique, on a fait subir à l'enregistrement brut différents traitements pour qu'il puisse être utilisé en interprétation. À présent, on voudrait valider notre approche en comparant nos résultats avec ce qui existe, c'est-à-dire ce que Fugro fait depuis plusieurs années.

Cette comparaison peut être quantifiée en analysant le rapport signal sur bruit de chacun. Mais tout d'abord définissons ce qu'est ce rapport.

3.4.1. Le rapport signal sur bruit

La définition de ce rapport dans le cas des levés AEM est très délicate car le signal utile n'existe que sur un certain support de temps et le bruit est parfois non stationnaire. Dans notre cas, on a utilisé le rapport suivant :

$$RSB = \frac{\max(|A_s|)}{|A_b|} \quad (3.18)$$

tel que :

A_s : amplitude du signal

A_b : amplitude du bruit prise comme l'amplitude pic à pic sur une région sans anomalie

La figure 3.19, présente le RSB sur les canaux 8 à 20 des trois composantes X, Y et

Z, obtenu après le traitement qu'on propose et celui de Fugro. On constate, que le notre est légèrement supérieur dans la plupart des cas. Enfin, pour voir de combien le maximum de l'anomalie a augmenté ou diminué par rapport à celui de Fugro, on s'est proposé de calculer le rapport suivant :

$$p(\%) = \frac{\max(A_P) - \max(A_F)}{\max(A_F)} \cdot 100$$

tel que : (A_P) : Amplitude de l'anomalie traité par ce qu'on propose ;

(A_F) : Amplitude de l'anomalie traité par Fugro ;

La figure 3.20 montre ce pourcentage sur les canaux 8 à 20 des trois composantes X, Y et Z. On constate qu'il ne dépasse pas les 10% sur les composantes X et Z, sauf en quelques points. Par contre sur Y, il atteint des valeurs importantes.

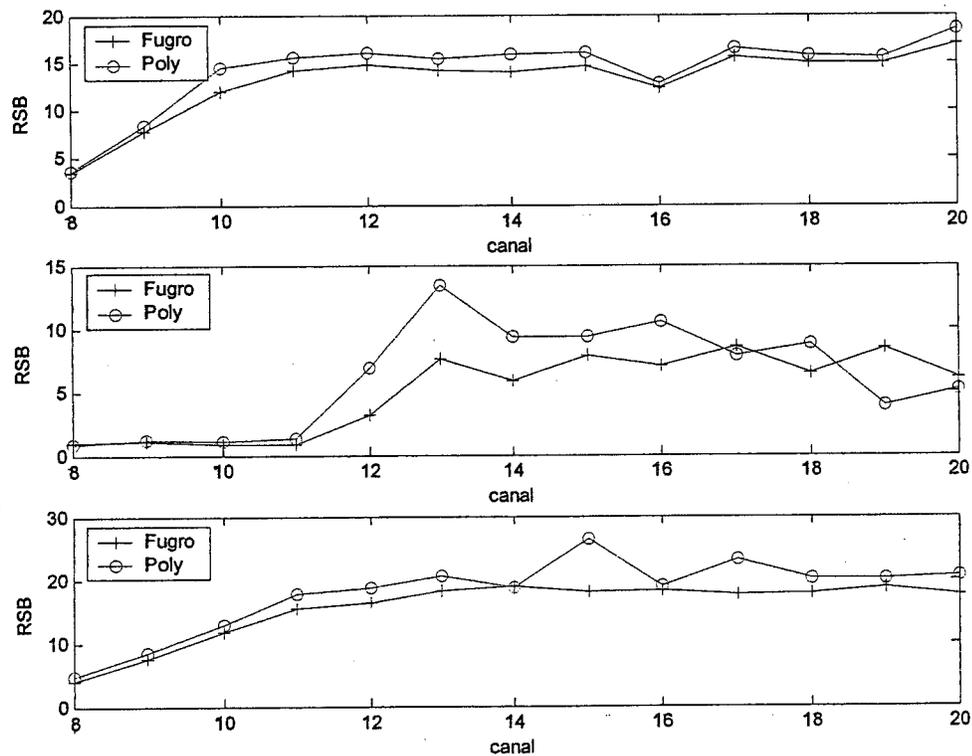


Figure 3.19 : Le rapport signal sur bruit pour les canaux 8 à 20 sur le signal obtenu après le traitement qu'on propose (Poly) et celui de Fugro de la ligne L100401 d'Iso-New InSCO; de haut en bas les composantes X, Y et Z, respectivement.

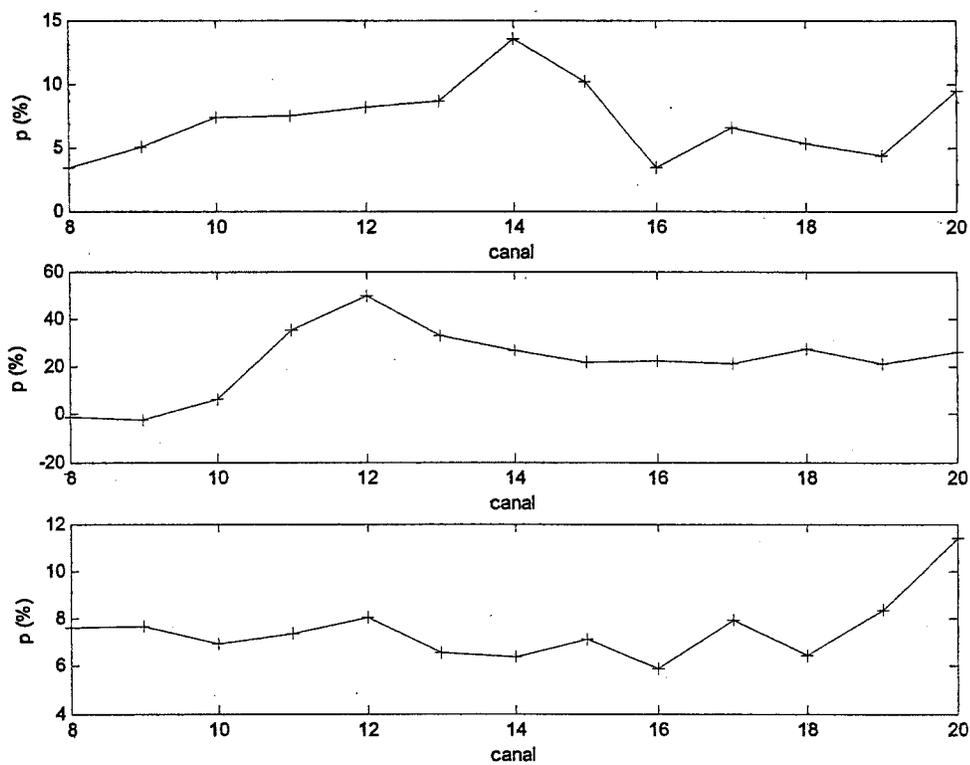


Figure 3.20 : Différence en pourcent du maximum des amplitudes obtenues par les deux traitements, le nôtre par rapport à celui de Fugro en fonction des canaux pour les trois composantes X, Y et Z.

CHAPITRE 4

CARACTÉRISATION ET EXTRACTION DES ATMOSPHÉRIQUES

4.1. Introduction

En tout temps sur la planète, il se produit environ 2000 orages donnant naissance approximativement à 100 éclairs et foudres par seconde (*Volland, 1984*). À ces derniers sont associés des champs EM qu'on surnomme 'atmosphériques'. Ils constituent l'un des bruits les plus gênants pour les levés électromagnétiques aéroportés. Lors d'une activité intense l'acquisition est complètement arrêtée, ce qui limite les périodes de mesure et peut prolonger le temps prévu d'exécution (coûts plus élevés des levés). Pour pallier ce problème, on s'est proposé de mettre en œuvre une nouvelle technique qui permet de mieux les éliminer. L'intérêt de notre approche est double. D'une part, on cherche à mieux éliminer ce signal car il représente un bruit gênant dans les mesures TEM. D'autre part comme ce signal interagit avec la géologie, on essaye de voir son occurrence et son intensité afin de l'utiliser en interprétation. Cette dernière fera l'objet du chapitre 5.

Tout d'abord, on s'attachera à définir ce que sont les AT. Ensuite, on s'intéressera à les caractériser en utilisant les enregistrements en émetteur éteint effectués au mois de mars-avril 2003 sur les sites de Gallen et New-InSCO. Leur analyse spectrale nous permettra de voir les bandes de fréquences affectées par ce bruit. Elle sera comparée et complétée par une revue de travaux réalisés en ce sens depuis les années 50. Enfin, on verra que leur élimination en utilisant la transformée en ondelettes s'accomplit en deux étapes : la détection puis l'extraction.

4.2. Définition et caractéristiques du signal AFMAG

Les fluctuations atmosphériques naturelles du champ électromagnétique dans la bande de fréquences audibles 1 à 10^5 Hz sont appelées « atmosphériques » ou « le champ AFMAG » (*Sheriff, 1994*) et souvent appelées en anglais « sferics » ou « spherics » en abrégé à « atmospherics ». Cette bande est généralement subdivisée en prospection géophysique, en particulier en magnétotellurique, en trois (*Vozoff, 1991*) :

La bande ULF : < 300 Hz.

La bande ELF : 300-3000 Hz.

La bande VLF : 3-30 kHz.

Dans ce qui suit, on considérera la bande ELF comme étant comprise dans la bande 100-3000 Hz. Ce champ est dû essentiellement aux décharges atmosphériques, comme la foudre et les éclairs, qui se produisent à travers le monde. Cependant, d'autres sources contribuent aussi très faiblement. Il s'agit des effets gyromagnétiques de particules chargées dans le champ magnétique terrestre, des radiations du soleil dans la bande audio, les bruits artificiels comme les explosions nucléaires, ...etc. Les décharges atmosphériques peuvent être locales (à moins de 200 km) ou lointaines. Le champ EM qui leur est associé se propage comme une onde sphérique dans le guide d'onde terre-ionosphère. L'atténuation de cette onde dépend de la hauteur de la couche inférieure de l'ionosphère et des propriétés électriques des couches superficielles de la terre et de l'ionosphère (*Ward, 1967*).

Le champ AFMAG varie en fonction du temps et de l'espace, on parle alors de :

- Variation diurne
- Variation saisonnière
- Variation avec la latitude

Ward dans son article de 1959 rapporte que sur une période de 24 heures, il existe d'une part des variations d'amplitude très rapides et d'occurrences aléatoires, et

d'autres part, d'autres beaucoup plus lentes dont l'amplitude est sinusoïdale. Les premières sont causées par les différentes sources aléatoires. Les deuxièmes sont attribuées à la variation régulière dans le temps de l'atténuation des ondes EM causée par les changements de la hauteur et des propriétés électriques de la couche inférieure de l'ionosphère (la couche D). En effet, durant le jour la couche D qui absorbe et atténue les ondes EM est à une altitude moyenne de 60 km. Pendant la nuit, cette couche disparaît pour laisser place à la couche E qui est plus conductrice et se trouve à 90 km d'altitude. Par conséquent, l'intensité du champ AFMAG est plus importante la nuit que le jour et donc son atténuation est plus forte le jour comme le montre la figure 4.1.

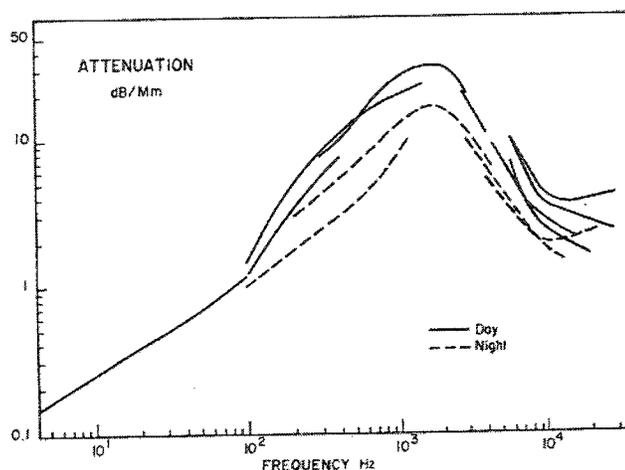


Fig. 4.1: atténuation du signal AFMAG pendant le jour et la nuit (*Volland, 1982*)

Une importante partie de l'énergie du signal AFMAG provient des régions orageuses de l'équateur (Afrique centrale, Amérique centrale et Amérique de sud et l'Est de l'Inde). En été, ces régions se déplacent vers le nord et en hiver vers le sud de quelques degrés. En général, plus on se rapproche de l'équateur plus l'intensité des AT est forte, et inversement, plus on se rapproche des pôles plus l'intensité est faible (*Ward, 1967*). Dans l'hémisphère Nord, La période de mesures utile est restreinte à quelques heures

de l'après-midi de Mai à Septembre. Elle peut s'étendre de novembre à mars pour les latitudes sud qui sont proches de l'équateur (*Sutherland, 1969*). En dépit de ces limitations fondamentales, la méthode AFMAG a été utilisée avec succès dans les années soixante dans divers projets d'exploration comme il est décrit dans l'article de *Ward et al (1966)*.

La figure 2 représente la signature typique d'un AT dans un enregistrement. Il peut être décrit comme une série d'impulsions d'une brève existence (moins de 1ms) dont l'amplitude et la distribution dans temps est quasi-aléatoire.

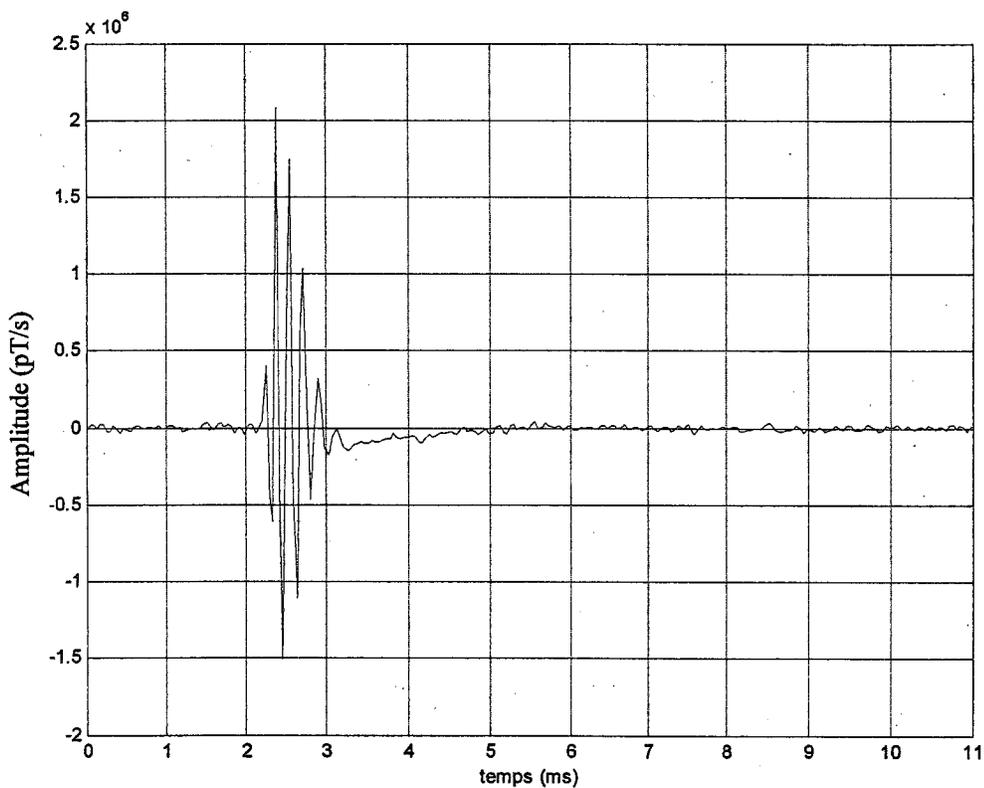


Fig. 4.2 : enregistrement typique d'un AT.

Ce champ est polarisé horizontalement et ne possède de composante verticale que dans le cas de l'existence d'une hétérogénéité. En générale, l'amplitude des composantes horizontales est 5 à 10 fois plus grande que celle de la composante verticale.

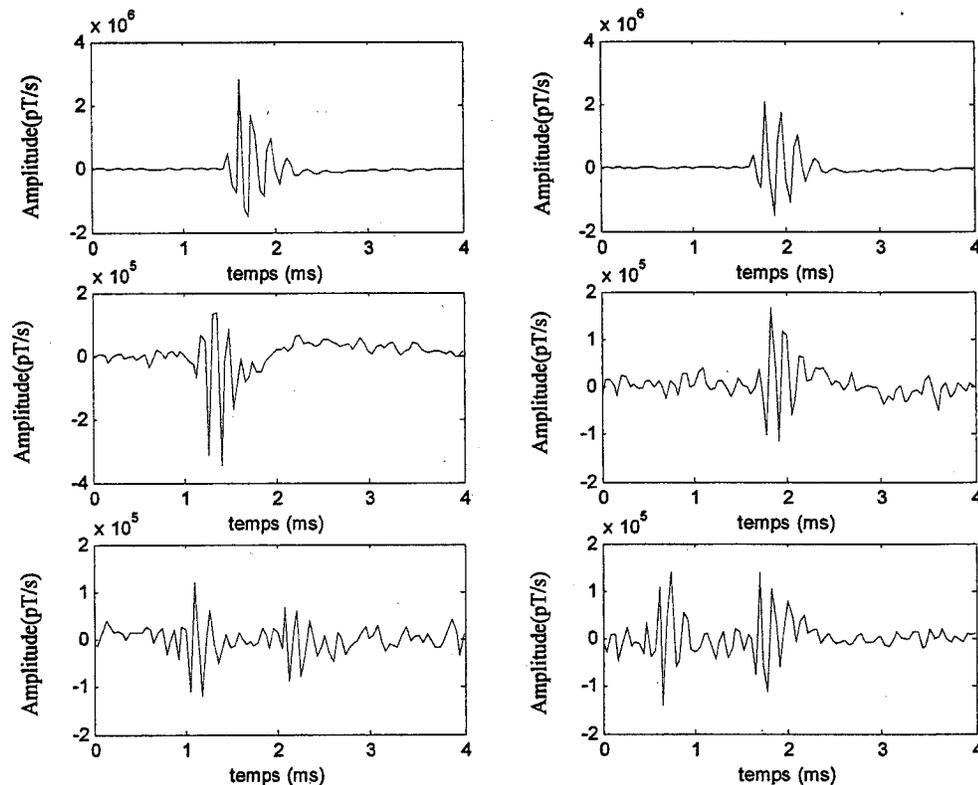


Fig. 4.3 : l'enregistrement de plusieurs AT dont l'amplitude et la distribution dans le temps est quasi-aléatoire

4.3. Les enregistrements

À la fin du mois de mars et au début du mois d'avril, plusieurs lignes ont été volées en émetteur éteint avec le MEGATEM^{II} sur les sites d'Aldermac et de New-insco dont la géologie est bien connue. On trouvera dans l'annexe I, les numéros de lignes correspondantes.

On ne pourra caractériser la signature des AT que dans la bande 0-10 KHz, qui représente la largeur de bande du système. En effet, un filtre anti-repliment qui coupe

les fréquences supérieures à 10 KHz est utilisé avant la conversion analogique-numérique. Sa fonction de transfert est donnée par la figure 4.4.

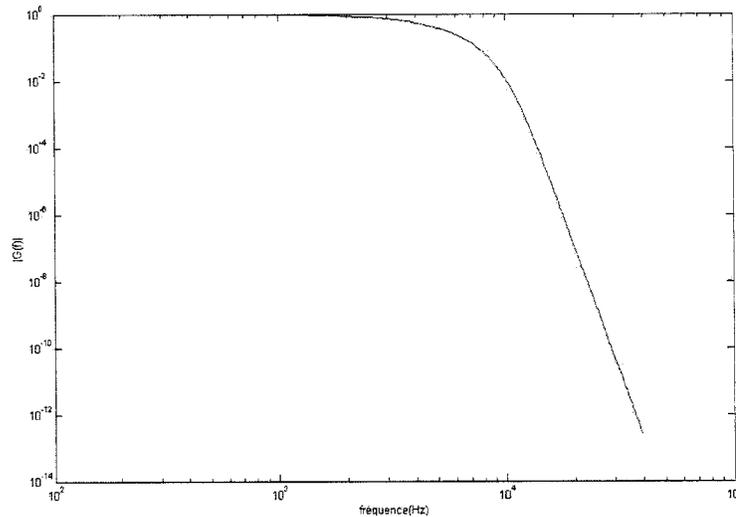


Fig. 4.4 : fonction de transfert du filtre anti-repliement qui limite la gamme de fréquences enregistrées par le récepteur du MEGATEM.

Avant l'analyse spectrale, l'enregistrement brut est tout d'abord converti en 'nT/s' pour ensuite être corrigé de l'effet du mouvement de l'oiseau, du 60 Hz et de ses harmoniques impairs.

Il faut juste rappeler, afin d'éviter toute confusion, que notre enregistrement ne contient que le bruit EM ambiant d'origine naturelle ou artificielle. Le champ primaire est absent car l'émetteur est éteint.

4.4. Analyse spectrale

4.4.1. Analyse globale

Avant d'aborder l'analyse spectrale proprement dite du champ AFMAG, tout d'abord analysons le contenu spectral typique d'un enregistrement d'une seconde. Le spectre (fig. 4.5) montre essentiellement les résonances de Schumann aux fréquences 8,14 et 20 Hz, le 60 Hz des lignes à haute tension et ses harmoniques impairs. Ces derniers

apparaissent comme des raies sur le spectrogramme. Aussi, on observe les AT sur la bande 4-10 kHz, leur signature en basses fréquences n'est pas du tout évidente à voir sur la densité spectrale de puissance, ce qui n'est pas le cas sur le spectrogramme. Il est à noter qu'une fenêtre assez grande a été utilisée pour le calcul du spectrogramme dans le but de mieux caractériser le 60 Hz, ce qui limite la résolution en temps. Ainsi, on ne peut différencier entre l'effet des deux AT (figure 4.5).

Comme on vient de le voir, l'énergie du 60 Hz et ses harmoniques impairs est très forte dans la bande 0-1000 Hz. Il est clair que si on veut voir la contribution des AT dans cette bande, il faudra éliminer ce signal. Pour ce faire, un filtre adaptatif est utilisé tel qu'il est décrit dans *Butler et al (2003)*.

Remarque : dans tous ce qui suit l'abréviation PSD qui vient de l'anglais « power spectral density » est utilisée pour " densité spectrale de puissance ".

4.4.2. Caractérisation spectrale du champ AFMAG

A\ Préambule

Le caractère fugitif du signal AFMAG le classe parmi les signaux transitoires qui sont non-stationnaires. Il devient alors difficile de détecter sa signature spectrale avec une simple PSD. Une solution à ce problème est d'utiliser une PSD moyennée sur des tranches du signal mais cela reste insuffisant car cet estimateur est biaisé. Afin de contrecarrer ce problème, on utilise une transformée de Fourier localisée dans le temps, c'est la transformée de Fourier à court terme ou la transformation de Gabor (voir Annexe II).

La densité d'énergie est définie par le spectrogramme soit :

$$S(t, \nu) = \left| \sum_{n=0}^{N-1} h(n) \cdot x(t+n) \cdot e^{-2\pi j \nu n} \right|^2$$

Ce spectrogramme est calculé aux points $\nu_i = \frac{i}{N}$.

Une telle transformation considère implicitement un signal non-stationnaire comme une succession de situations quasi-stationnaires, à l'échelle de la fenêtre à court terme $h(u)$. La largeur de cette dernière fixe la résolution temporelle et la résolution fréquentielle. Ainsi, les informations fournies par le spectrogramme sont de précision limitée qui dépend du choix de la taille de la fenêtre. Une très courte durée de cette dernière limitera la résolution en fréquence, en conséquence, elle mettra en évidence la composante haute fréquence de l'AT au détriment de celle des basses fréquences. D'après ce qui suit, il faudra une analyse qui s'adapte mieux que le spectrogramme, au plan temps-fréquence, de manière à mettre en évidence conjointement la contribution ELF et VLF de l'AT. On trouve une telle caractéristique dans la transformée en ondelettes continue qui marie savamment la caractérisation des hautes et des basses fréquences en dilatant l'ondelette analysante. Elle est définie par :

$$C_f(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt = x(b) * \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^* \left(\frac{-b}{a} \right)$$

Tel que « ψ » est ce qu'on appelle l'ondelette mère, « a » l'échelle et « b » la translation. Pour plus de détails, on pourra se reporter à l'annexe II.

On parle maintenant d'une analyse temps-échelle qui peut se rattacher à l'analyse temps-fréquence précédente en posant $\nu = \frac{\nu_0}{a}$, ce qui permet de construire le scalogramme défini par le module au carré de C_f ; avec ν_0 la fréquence centrale de l'ondelette utilisée.

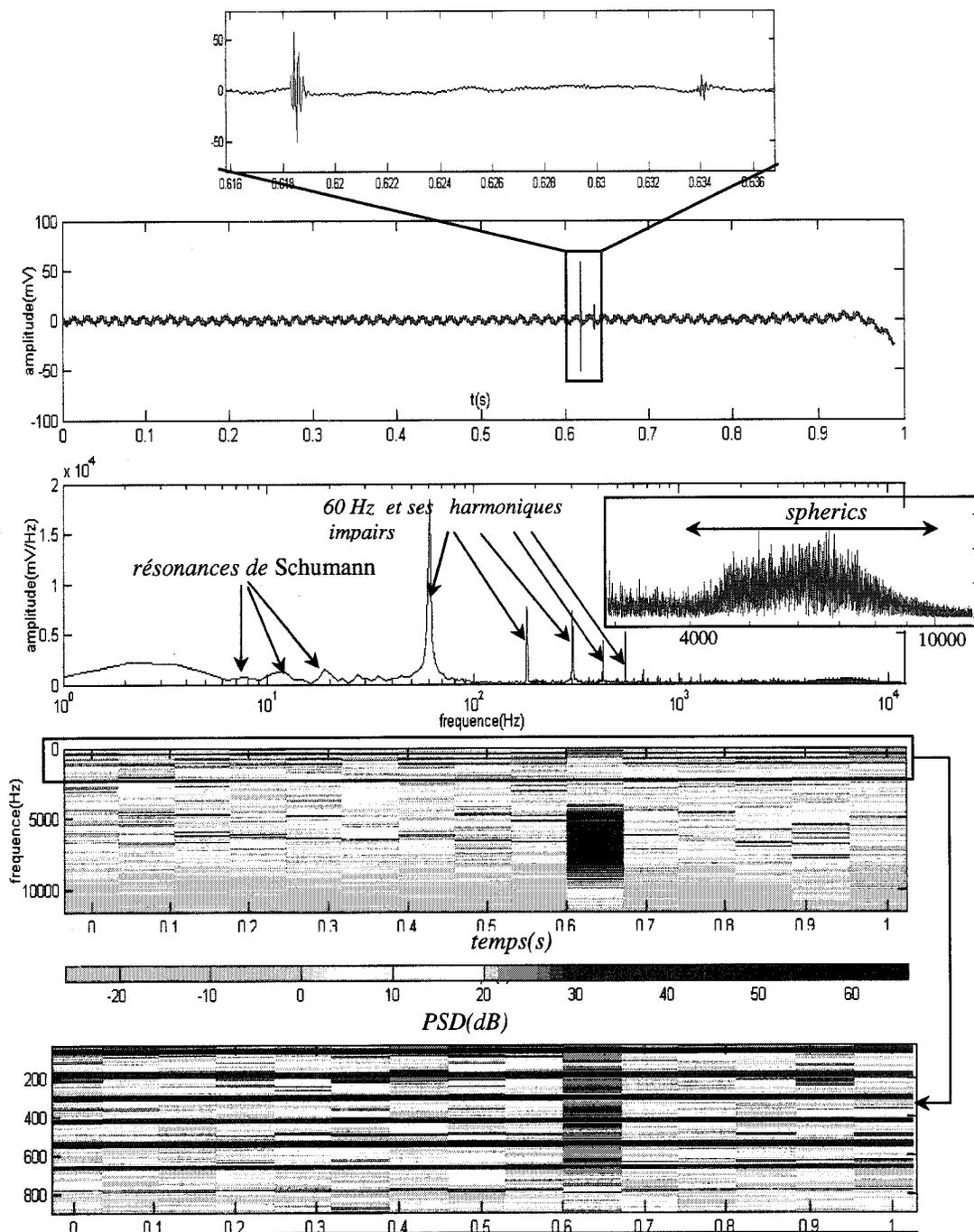


Figure 4.5 : de haut en bas : un enregistrement d'une seconde et un agrandissement sur deux AT, sa dsp et enfin son spectrogramme avec un agrandissement sur les basses fréquences.

B \ Résultats de l'analyse spectrale

Tout d'abord, les composantes X et Y d'un enregistrement représentatif d'une durée de 130 ms sont présentées (fig. 4.6 et 4.7), afin d'illustrer la signature spectrale des AT. Il contient un certain nombre d'entres eux caractérisés par différentes formes et différentes amplitudes.

Sur la PSD, on constate que le spectre est plus au moins plat dans la bande ELF, ce qui est tout a fait conforme avec ce qu'on trouve dans la littérature scientifique. En effet, dans la plupart des études, voir par exemple *Maxwell (1967) et Volland (1995)*, on fait référence à une variabilité en ν^{-1} mais en utilisant le champ B. Comme, il est bien connu, la dérivation par rapport au temps équivaut à une multiplication dans le domaine de Fourier par ' ν ', ce qui permet d'avoir un spectre constant en utilisant dB/dt comme mesure. Ainsi, il est très difficile à voir sur la PSD l'énergie basse fréquence contrairement au scalogramme. Ce dernier, la met bien en évidence mais elle est très faible et apparaît seulement pour 3 AT sur 7. Elle occupe la bande de fréquence 200 Hz – 500 Hz. Sur le premier AT, de forte intensité, elle est atténuée par un facteur $10^{2.5}$ par rapport aux hautes fréquences. Par contre, sur les deux autres, de faible intensité, l'atténuation est de $10^{3.5}$ à 10^4 . Cette forte atténuation s'explique d'une part, par une absorption par l'ionosphère et d'autres par, par la mesure de dB/dt plutôt que B.

Il faut noter que l'axe vertical du scalogramme est doté d'une échelle logarithmique. Ainsi, la bande fréquentielle qui met en valeur la composante VLF des AT est beaucoup plus importante que celle qui correspond à la composante ELF, contrairement à ce qui apparaît visuellement.

La PSD comme le scalogramme montrent clairement la forte énergie des AT dans la bande 4000 Hz – 10000 Hz avec un maximum autour de 6000 Hz.

Sur la composante Z de ce même enregistrement (fig. 4.7), on constate la présence d'un seul AT correspondant à celui de forte amplitude sur la composante X. On peut présumer que c'est la réponse d'une structure conductrice; cela pourrait être aussi l'effet des composantes horizontales à cause de la non horizontalité du système d'axes

de mesure. Son amplitude diminue par rapport à X par un facteur de 10. Sa signature spectrale est très semblable à X mais bien sur plus faible.

Quant aux autres AT, ils n'apparaissent pas et semblent noyés dans le bruit de fond. En effet, leur faible intensité donne une réponse des conducteurs, si elle existe, encore plus faible (de 5 à 10 fois) de manière qu'elle disparaît dans le bruit de fond. D'ores déjà, on voit ici, une limitation à leur utilisation en interprétation.

Maintenant, examinons de plus près la composition fréquentielle de trois composantes X, Y et Z d'un enregistrement de 11 ms comprenant un AT typique de forte amplitude (fig 4.8 et 4.9). X et Y ont presque le même scalogramme, à la différence que le premier est plus énergétique dans la bande VLF, et que le deuxième l'est dans la bande ELF. Dans cette dernière, l'énergie est plus faible et se démarque peu du bruit de fond. Elle n'apparaît pas du tout sur la composante Z. On peut dire qu'elle couvre la bande 100 Hz – 800 Hz avec un maximum compris entre de 200 Hz et 400 Hz. Comme auparavant les hautes fréquences semblent les plus énergétiques.

On remarquera enfin que le bruit de fond affecte surtout les hautes fréquences au dessus de 1000Hz.

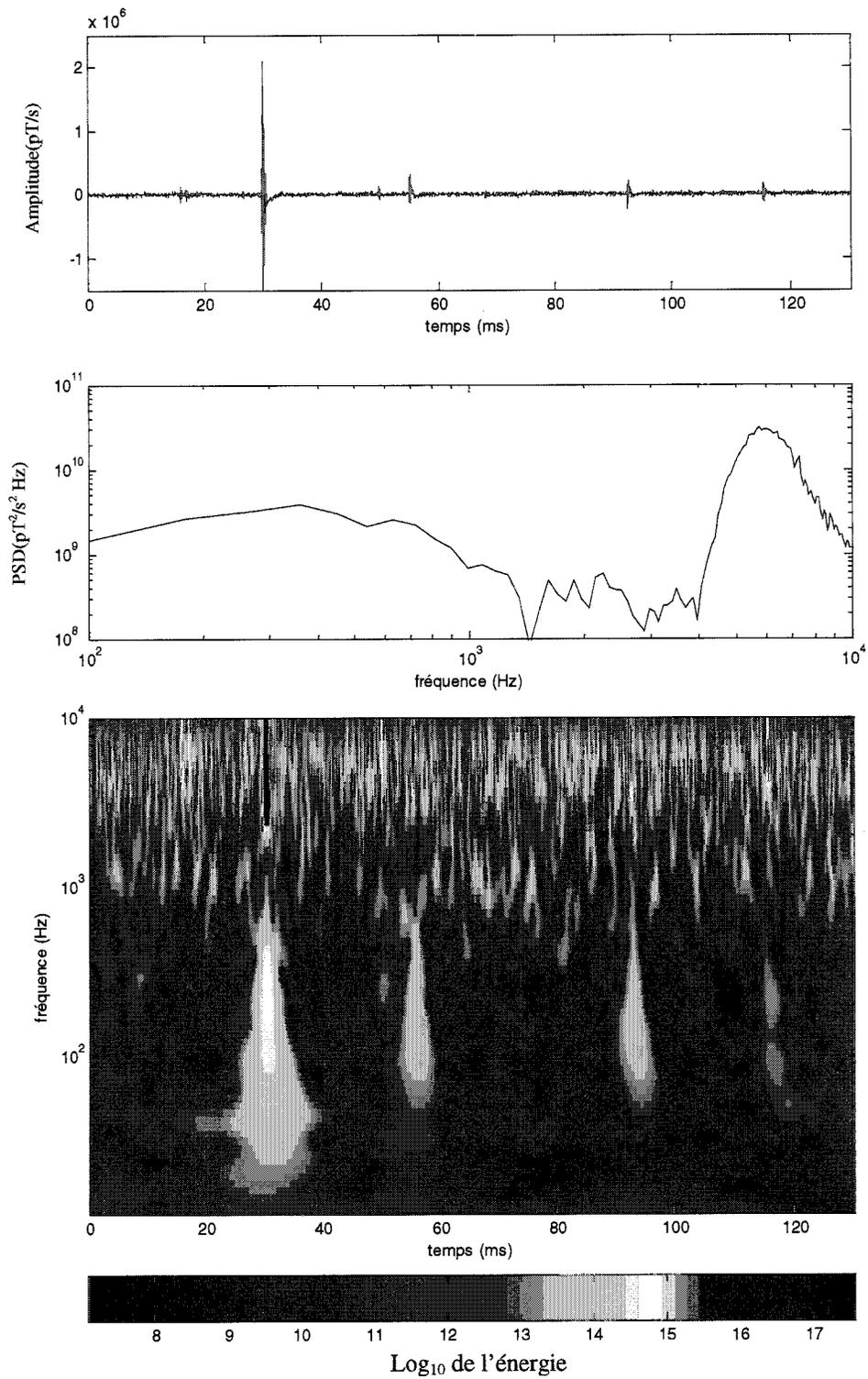


Figure 4.6 : de haut en bas : composante X (7 AT), sa PSD et son scalogramme.

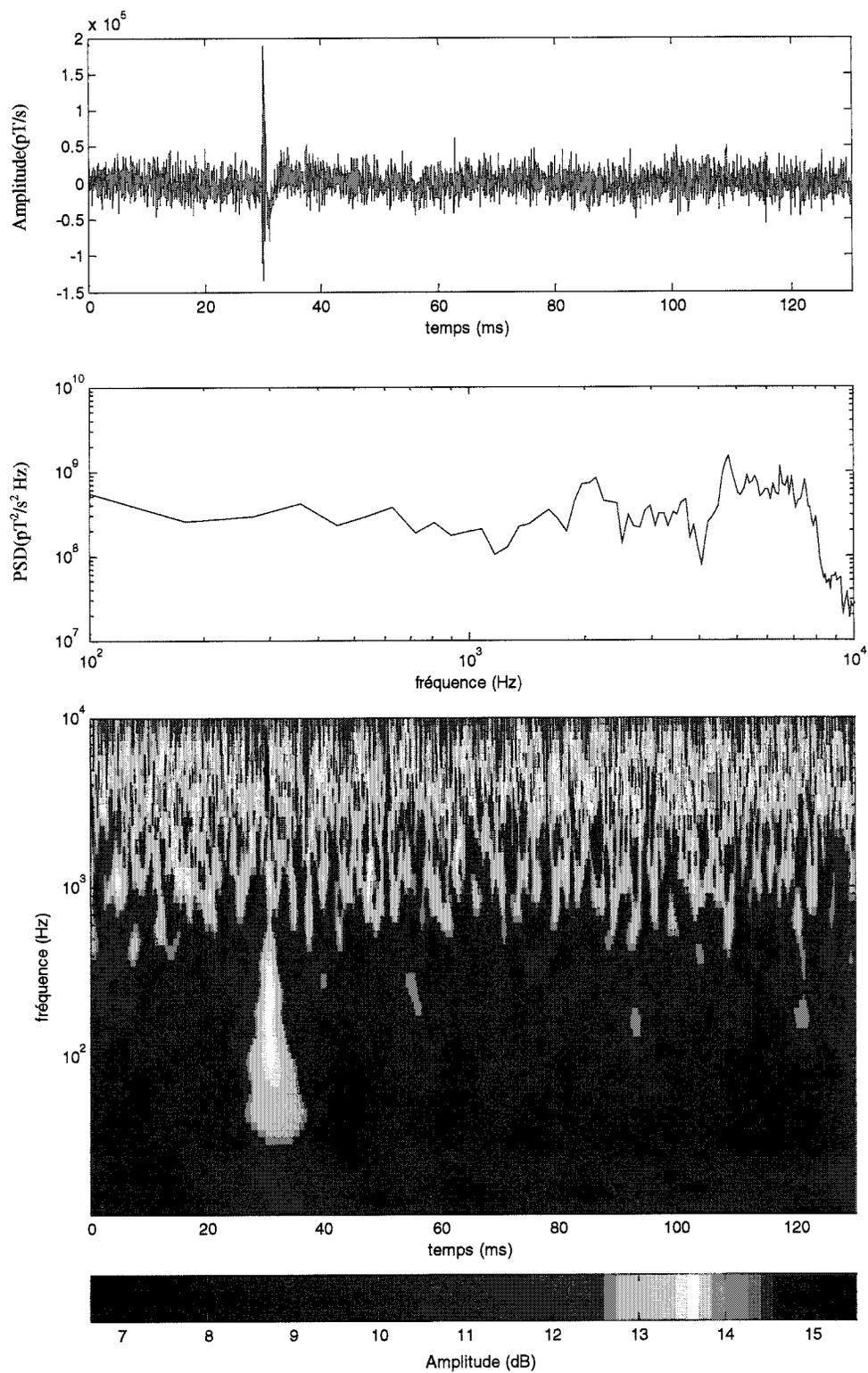


Figure 4.7 : de haut en bas : composante Z (7 AT), sa PSD et son scalogramme.

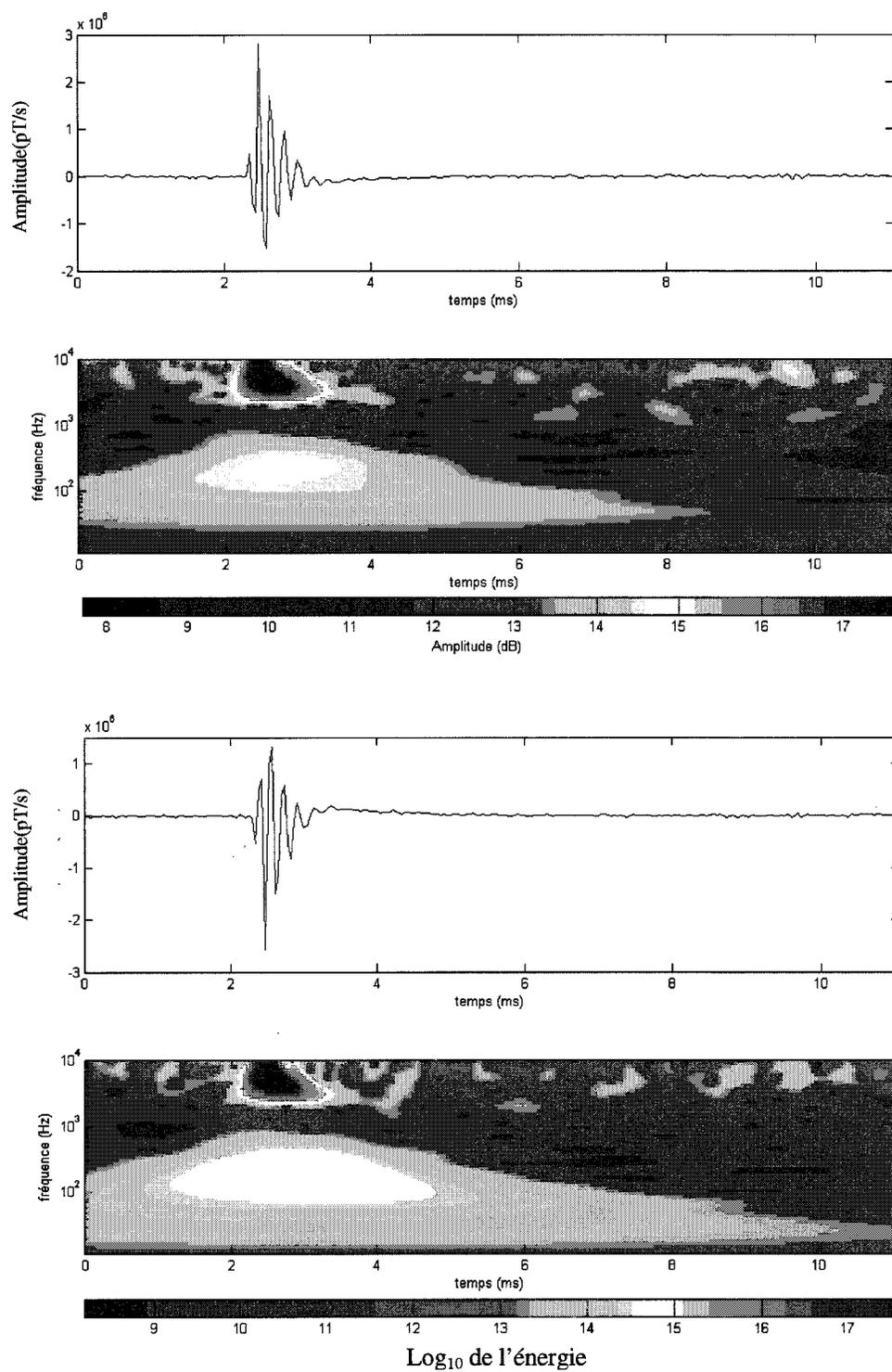


Figure 4.8 : de haut en bas : signal et scalogramme correspondants aux composantes X et Y respectivement d'un AT typique.

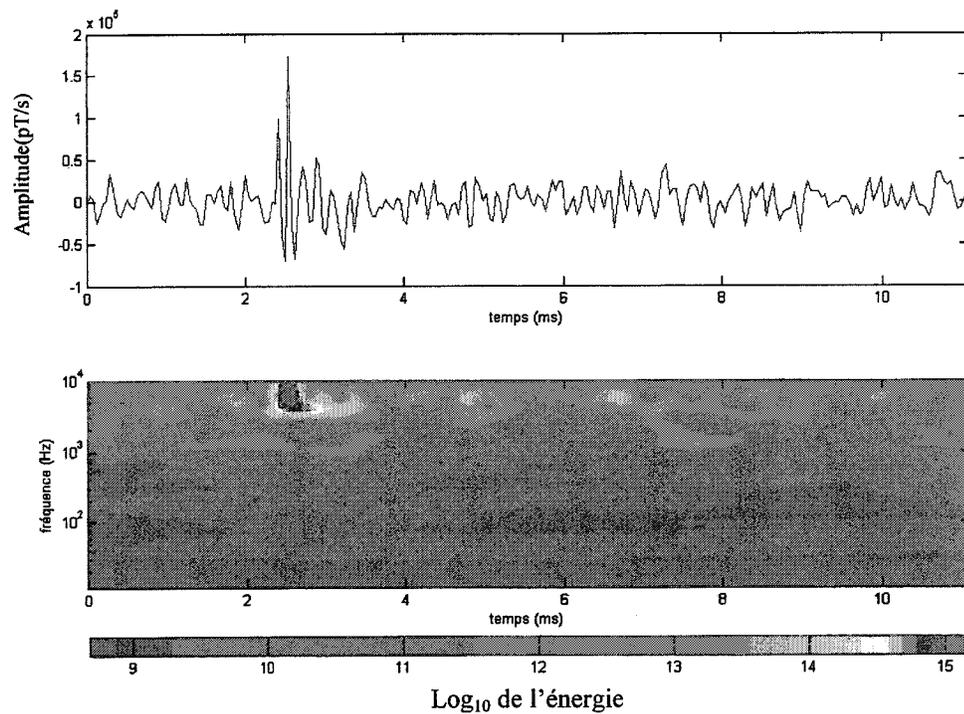


Figure 4.9 : Composante Z et son scalogramme d'un AT typique.

4.5. Occurrence et intensité des AT

Le tableau 4.1 présente la moyenne d'apparition des AT dans les enregistrements en émetteur éteint sur les sites Iso- New-InSCO et Gallen.

Tableau 4.1 : Occurrence des AT sur les enregistrements en émetteur éteint des sites d'Iso – New-InSCO et Gallen.

Site	Date	Longueur	Nombre d'AT	Moyenne d'apparition
Gallen	31 mars 2003	1843 (13 lignes)	325	0.18 AT/s
Iso- New-InSCO	2 avril 2003	2802 s (17 lignes)	1350	0.48 AT/s

La figure 4.10 montre l'organigramme de la distribution des amplitudes, pic à pic, de la composante horizontale totale des AT sur les sites d'Iso – New-InSCO et Gallen. Pour Iso New-InSCO, seulement 7.2 % des AT ont une amplitude supérieure à 10^6 pT/s. Quant à Gallen, ce pourcentage est encore plus faible (1.5%), ajouté à cela un nombre médiocre d'AT. Ce qui nous amène à dire qu'à cette époque de l'année le nombre et l'intensité des AT sont faibles.

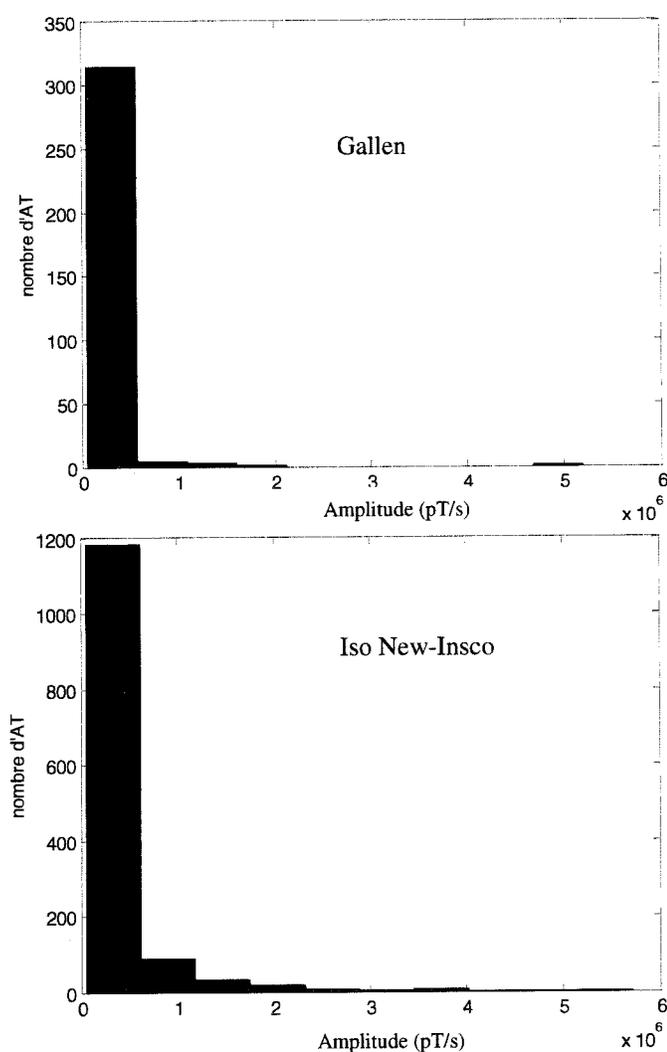


Figure 4.10 : Organigrammes de la distribution des amplitudes, pic à pic, des AT sur les enregistrements en émetteur éteint des sites d'Iso – New-InSCO et Gallen.

4.6\ Revue de quelques travaux sur les AT

L'étude qu'on vient de voir représente un infime échantillonnage de l'activité des AT sur la période d'une année. Il devient alors primordial de revoir les travaux de recherche effectués dans ce domaine et de les comparer afin de confirmer et compléter nos résultats. Dans la littérature géophysique, on retrouve plusieurs travaux réalisés dans le cadre de la prospection EM (Magnétotellurique, AFMAG, TEM) et l'étude des phénomènes atmosphériques.

Avant de commencer, on tient à préciser que la magnétotellurique ou plus exactement l'audio-magnétotellurique et la méthode AFMAG, bien que leurs principes sont complètement différents, utilisent la même source de champ naturel, les AT. Le terme 'audiomagnétotellurique', utilisé pour la première fois dans *Strangway et al (1973)*, désigne la magnétotellurique dans la bande ELF/VLF.

En ce qui concerne sa méthode, *Ward (1959)* conclut qu'à cause de la faible énergie des AT pendant l'hiver, dans le Nord du Canada les mesures sont limitées pour les levés au sol « du 1 Avril au 1 Novembre » et pour les levés aéroportés « du 1 mai au 1 octobre ».

Plusieurs travaux en MT ont montré que l'énergie du signal est faible pendant l'hiver, surtout pour les latitudes nord (*Hoover et al, 1978 ; Lakanen, 1986*). D'ailleurs, c'est pour cette raison que la CSMT, qui utilise une source contrôlée, a été développée (*Zonge et Hughes, 1991*). *Labson et al (1985)* confirme cette constatation dans leurs travaux sur le Tipper.

Récemment, *Garcia et Jones (2002)* ont publié une étude sur les variations de l'amplitude des AT en analysant deux enregistrements AMT. L'un au Canada, s'étalant sur une période d'une année, et l'autre au nord de l'Allemagne pris sur quelques jours. Ils sont arrivés à la conclusion suivante : le signal AMT est plus fort en été et pendant la nuit, il décroît par contre pendant l'hiver et pendant la journée, il faudrait des capteurs deux fois plus sensibles que ceux commercialisés actuellement pour arriver à

faire des mesures jugées exploitables pendant les périodes d'affaiblissement. La nuit représente la période de temps la plus appropriée pour réaliser les sondages AMT.

En contradiction avec les résultats précédents *Goldak (1997)* affirme le contraire. Il stipule qu'il est possible d'effectuer des mesures pendant toute l'année. Il justifie son succès par l'utilisation d'un appareillage de bonne qualité et au type d'enregistrement, qui s'effectue seulement si le signal existe. Il trouve que la bande morte en hiver est comprise entre 500 Hz et 5 kHz, et qu'en été elle est comprise entre 1 kHz et 3 KHz en Saskatchewan (environs 52° N). Toutefois, il mentionne, comme d'ailleurs Labson et al (1985) le font, qu'il faut une période de temps assez importante en hiver pour avoir du signal cohérent. Celle-ci peut aller jusqu'à 2 heures ou encore beaucoup plus, selon les fréquences utilisées.

4.7. Conclusion sur l'énergie des AT

L'énergie spectrale du signal AFMAG est essentiellement contenue dans la bande 4-10 kHz. Sa partie basse fréquence dans la bande 0.1-1 kHz existe mais elle est plus faible et se dissocie peu du bruit de fond. Probablement, ceci est dû d'une part, par un filtrage passe haut ($2i\pi\nu$) qui est effectué par le récepteur lui-même qui mesure dB/dt plutôt que B, d'autre part, par la faible énergie du signal à cette période de l'année (mars). Il faut noter, que le filtre anti-repliement coupe les fréquences supérieures à 10 kHz. Ainsi, la signature des AT au-delà de cette fréquence ne peut être mise en évidence.

La plupart des travaux vus précédemment, montrent que l'été est la période où l'activité est la plus énergétique et la plus intense aux hautes latitudes. Inversement pendant l'hiver, elle s'affaiblit car elle provient de sources lointaines, et par conséquent son énergie est fortement atténuée dans le guide d'onde terre-ionosphère. Cependant, pendant la nuit la première couche de l'ionosphère devient plus conductrice et atténue moins ces ondes EM. Ce qui donne une énergie plus forte et rend les mesures possibles. Quoique l'occurrence des AT paraît à la limite du satisfaisant, leur intensité reste faible dans nos enregistrements ce qui écarte leur utilisation en interprétation.

4.8. Élimination des AT par ondelettes

Dans ce qui suit, on va voir dans le détail les éléments avancés dans le chapitre précédent sur l'élimination des AT. C'est dans l'article de *Lane et al (2000)* qu'est faite référence pour la première fois de l'utilisation des ondelettes pour l'élimination des AT sur des enregistrements ATEM. Ils énoncent très brièvement sans aucun détail qu'ils utilisent le principe de débruitage par ondelettes comme il est décrit dans *Ridsdill-Smith et Dentith (1999)* pour le traitement de données aéromagnétiques. En ce qui nous concerne, on propose un schéma un peu différent en introduisant tout d'abord une étape de détection, après quoi les coefficients en ondelettes correspondant aux AT sont mis à zéro avant la reconstruction du signal. Dans ce qui suit, nous allons voir comment cela peut être fait.

4.8.1. La détection

Les AT constituent une classe de signaux très intéressants pour l'identification des conducteurs et un bruit très gênant dans les enregistrements ATEM. Leur détection constitue par conséquent un intérêt considérable pour l'interprétation. Ils peuvent être décrits comme des signaux brefs et oscillants comme les transitoires. Il existe plusieurs techniques pour leur détection qui sont basées essentiellement sur l'énergie, les statistiques d'ordre supérieur et/ou les changements de représentation telle que la transformée en ondelette (*Ravier, 1995*). Dans ce travail, seule la détection par transformée en ondelette sera utilisée.

On trouve dans la littérature du traitement du signal plusieurs approches utilisant la transformée en ondelettes pour la détection des transitoires. L'idée est de trouver une

transformation bien adaptée fondée sur une décomposition en ondelettes et de travailler sur les coefficients de la transformée pour décider de la présence ou non d'un AT.

Une des techniques est de comparer les coefficients en ondelette du signal observé avec ceux d'un représentant des AT. Cette méthode reste efficace tant que les caractéristiques de l'AT modèle ne change pas trop du signal réel (Frish et Messer, 1992). Une autre façon de faire et qui est utilisée dans ce travail est d'exploiter l'analyse multirésolution. Les coefficients relatifs aux AT seront forts pour les détails les plus fins du signal, alors que ceux du bruit seront pratiquement nuls. Il suffit d'appliquer ensuite sur ces coefficients un détecteur simple comme celui basé sur l'énergie.

A\ Propriétés des coefficients en ondelettes d'un transitoire

L'intérêt de l'utilisation de la transformée en ondelettes discrète réside dans les propriétés que présentent ses coefficients en présence d'un transitoire, elles se rapprochent de celles apparaissant lors de la présence de singularités, à savoir :

1. Localité : c'est une propriété générale pour tous les signaux. Chaque coefficient donne une information locale en temps et en fréquence.
2. Multi-résolution : de même que précédemment, elle est générale pour les signaux et permet leur représentation sur un ensemble d'échelles emboîtées.
3. Amplitude considérable : les irrégularités dans un signal sont représentées par des coefficients en ondelettes de grandes valeurs aux endroits correspondants.
4. évolution de l'amplitude à travers les échelles : l'amplitude des coefficients suit une évolution (généralement une décroissance) avec les échelles, en allant de la plus grossière à la plus fine.
5. Compaction d'énergie (Clustering) : au sein d'une même échelle, les gros coefficients ont tendance à se regrouper.
6. Persistance : Au travers des échelles, les coefficients de grande amplitude ainsi que des petits continuent à exister.

B \ Principe

Le problème de détection binaire peut être formulé de la façon suivante :

$$\begin{array}{ll} H_0 : x(t) = b(t) & \text{Hypothèse signal absent} \\ H_1 : x(t) = y(t) + b(t) & \text{Hypothèse signal présent} \end{array}$$

Où : $b(t)$ est le bruit et $y(t)$ un AT inconnu à détecter.

Remarque : on parle ici de détection binaire car on doit choisir entre deux alternatives possibles, désignées par H_1 et H_0 .

Pour le résoudre, on élabore ce qu'on appelle une règle de décision à partir du signal fourni par le détecteur $d(t)$, qui détermine l'appartenance à l'une ou à l'autre des hypothèses. Cela consiste à comparer $d(t)$ à un seuil λ tel que :

$$\begin{array}{l} d(t) > \lambda \text{ Hypothèse } H_1 \\ d(t) < \lambda \text{ Hypothèse } H_0 \end{array}$$

L'analyse multirésolution (voir Annexe II) consiste à décomposer le signal à analyser en une suite de coefficients d'approximation et de détail, chaque suite d'approximation se décomposant à nouveau en approximation plus détail (fig. 4.11).

À chaque itération de cette décomposition, les coefficients de détail correspondent aux coefficients en ondelette du signal à une échelle donnée (*Mallat, 2000*).

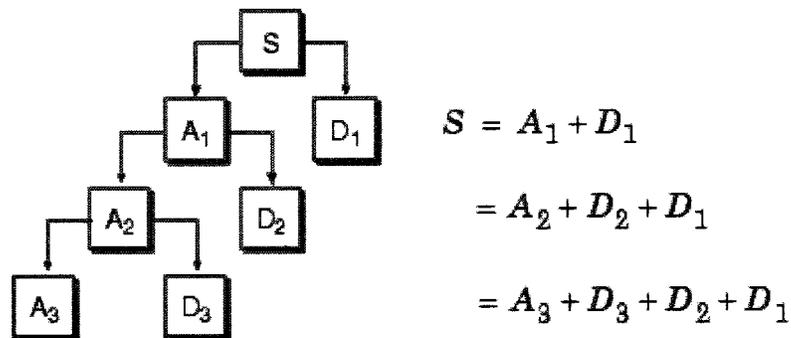


Figure 4.11 : principe de l'analyse multirésolution

Comme indiqué plus haut, les coefficients en ondelettes des transitoires et des singularités sont pratiquement de même nature, ce qui pose en quelque sorte un problème dans la détection car notre signal présente deux singularités sur chaque demi cycle après la correction de l’oiseau (voir fig. 3.3). Heureusement que leurs instants d’apparition sont bien connus, mais comment faire maintenant pour éliminer leur effet sur les coefficients en ondelettes. La stratégie adoptée est assez simple dans son principe : les ondelettes de ‘Daubechies d’ordre n’ sont orthogonales à tout polynômes d’ordre ‘n’ (*Misiti et al, 2003*), en conséquence, les coefficients en ondelettes d’un signal formé par un polynôme d’ordre ‘n’ seront nuls ou très petits. Il suffit maintenant de remplacer chaque singularité par une interpolation polynomiale d’ordre ‘n’, par exemple de type ‘Akima’, et d’utiliser l’ondelette de Daubechies du même ordre.

L’analyse multi-résolution nécessite le choix d’une ondelette mère. Le caractère transitoire et la distribution aléatoire de l’amplitude des AT suggèrent l’utilisation d’une ondelette de petit support et non régulière comme les ondelettes de Daubechies de petit ordre. Celle d’ordre 3, notée généralement ‘db3’, paraît être très satisfaisante dans notre cas, et qui plus est idéale pour éliminer l’effet des singularités, en prenant comme méthode d’interpolation la méthode Akima (polynôme d’ordre 3).

C\ Détecteur d’énergie

Il représente une référence dans la famille des détecteurs, car il ne pose aucune hypothèse sur les signaux mélangés (*Ravier, 1992*). En effet, il se contente de mesurer l’énergie d’un signal dans le temps, l’apparition d’un transitoire apporte une bouffée d’énergie par rapport à l’énergie du bruit seul.

En statistique, on utilise le terme ‘moment d’ordre 2’ plutôt que l’énergie, qui est surtout propre au traitement du signal.

Le moment d’ordre 2, estimé sur N échantillons du signal, s’écrit comme :

$$m_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x^2(i) \quad (4.1)$$

Cette méthode ne prend cependant pas en considération le caractère local d'existence des transitoires. Pour cela, on l'estime sur une fenêtre glissante de taille $M < N$. l'estimation s'écrit autour de chaque instant k , comme :

$$m_{2,k} = \frac{1}{M} \sum_{i=k-M+1}^k x^2(i) \quad (4.2)$$

On peut aussi utiliser une version adaptative, à savoir :

$$m_{2,k} = m_{2,k-1} + \mu (x(k)^2 - m_{2,k-1}) \quad (4.3)$$

D\ Choix du seuil

Si l'on place le signal transitoire dans un contexte statistique, il est évidemment non stationnaire, mais également non gaussien. Quand au bruit EM, il est en général gaussien et stationnaire (*Buselli et Cameron, 1996*). Dans ce cas-ci, on peut utiliser le seuil universel tel que défini dans le chapitre précédent pour le débruitage mais l'hypothèse sur la nature du bruit est trop forte, ce qui a donné énormément beaucoup de fausses détections. Ainsi, on lui a préféré un autre qui présente l'avantage d'être très simple et adaptatif, il est donnée par :

$$\lambda = 1.2 \cdot m + c \quad (4.4)$$

$$\text{où : } m = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L m_{2,k} \quad \text{et} \quad c : \text{ une constante}$$

C'est la valeur moyenne m de l'énergie calculée sur $L = 256$ points qui adapte le seuil. Une marge de 20 % de la moyenne est prise pour tenir compte des variations rapides. La constante 'c' est fixée à 10^{10} . Cette dernière a été choisie à partir des AT de très faibles intensités qui ont été mis en évidence dans les enregistrements en émetteur éteint.

On a aussi testé comme valeur pour 'c', la variance des coefficients sur une longueur de 1s (22784 points) ce qui a donné pratiquement les mêmes résultats.

4.8.2. L'extraction

Après avoir trouvé les coefficients correspondants aux AT, on procède pour chacun des AT comme suit :

- Calcul de la SWT à deux niveaux de décomposition sur un cycle (256 points) où l'AT existe.
- Mettre à zéro les coefficients correspondants à l'AT
- Calcul de la ISWT

Il faut noter que si le nombre d'AT sur une seconde (22784 points) est important la SWT est calculée sur toute la longueur plutôt que sur 256 points pour chaque AT.

La détection est appliquée tout d'abord sur la composante X, quand un ou plusieurs AT sont détectés, l'extraction est ensuite appliquée sur les trois composantes. Il se pourrait que certains AT soient totalement polarisés selon Y. Par précaution, la détection est reprise sur cette composante déjà nettoyée en utilisant la détection sur X.

La figure 4.12 présente la mise en application de l'algorithme détection-extraction sur un signal réel après correction de l'oiseau. Ce dernier contient trois AT, deux de faibles intensités et un seul de forte intensité. On constate que le détecteur d'énergie adaptative les met tous en évidence et que leur effet disparaît après extraction.

On pourrait se dire pourquoi seulement deux niveaux ?. En fait, la réponse à cette question est étroitement liée à la bande de fréquence qu'occupent les AT, qui est en fait contenue par les deux premiers niveaux des coefficients en ondelettes. Pour mieux voir ceci, il faut donner la correspondance entre chaque niveau de décomposition, plus précisément chaque échelle, et la fréquence. Cette correspondance ne peut être donnée que dans un sens large, c'est pour cette raison qu'on parlera de pseudo-fréquences.

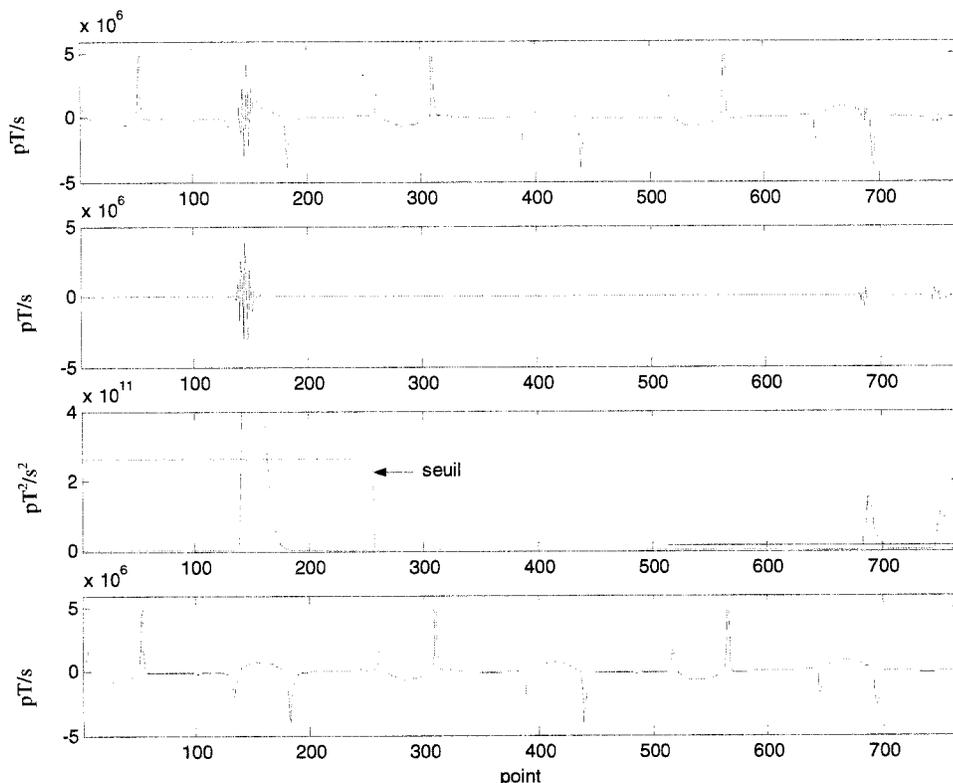


Figure 4.12 : Algorithme détection-extraction sur un signal réel après correction de l’oiseau ; de haut en bas : le signal après correction de l’oiseau, coefficients du premier détail de la SWT, détecteur d’énergie adaptative ainsi que le seuil appliqué, le signal après extraction des AT.

Une échelle ‘a’ est reliée à un niveau de décomposition ‘j’ par $a = 2^j$. L’idée, est tout d’abord, d’associer à l’ondelette une fréquence centrale ν_c . Quand l’ondelette est dilatée par un facteur ‘a’ la fréquence centrale devient alors ν_c/a . En prenant un pas d’échantillonnage Δt , on peut alors écrire :

$$\nu_a = \frac{\nu_c}{a \cdot \Delta t} \quad (4.4)$$

Tel que ν_a est la fréquence apparente correspondant à l’échelle ‘a’ ou au niveau ‘j’.

Pour l’ondelettes ‘db3’, on a (Tableau 4.2) :

Tableau 4.2 : correspondance entre les échelles et les fréquences pour l'ondelette 'db3'

A	2	4	16	32
ν_a	9216	4608	1152	576

En réalité, chaque niveau contient toutes les fréquences qui sont délimitées par deux niveaux successifs. Par exemple, le premier niveau est délimité par la bande 23040/2 Hz à 9216 Hz et le deuxième par 9216 Hz à 4608 Hz. Il faut juste se rappeler qu'on parle ici de pseudo-fréquences qui donnent une idée sur le contenu fréquentiel de chaque niveau.

4.9. Les avantages et les limitations de l'approche par l'analyse en ondelettes discrètes

4.9.1. Avantages

A\ Localité et extraction avant sommation

Comme les AT ont une durée finie, généralement moins d'une milliseconde, leur extraction par l'analyse en ondelettes convient très bien car ils seront représentés que par quelques coefficients de forte amplitude qu'il faudra mettre à zéro. En agissant avant sommation, on traite chaque AT séparément. Ainsi, on ne risque pas d'avoir une réponse complètement bruitée après sommation. En effet, si la réponse sommée est trop bruitée, il est difficile, voire impossible de séparer le signal du bruit.

B\ Élimination dans la partie T-marche

Pour illustrer l'efficacité de notre algorithme, on a ajouté un AT de forte amplitude dans la partie T-marche d'un demi cycle parmi 36 comme le montre la figure 4.13. En

prenant comme référence le résultat de la sommation sans additionner d'AT, on constate qu'après extraction par ondelettes, on retrouve quasiment notre référence, contrairement à la sommation sans aucun traitement qui présente des fluctuations. Il faut noter qu'actuellement le traitement que fait Fugro ne touche en aucun cas la partie T-marche, et seulement les AT qui contaminent la partie T-arrêt sont éliminées.

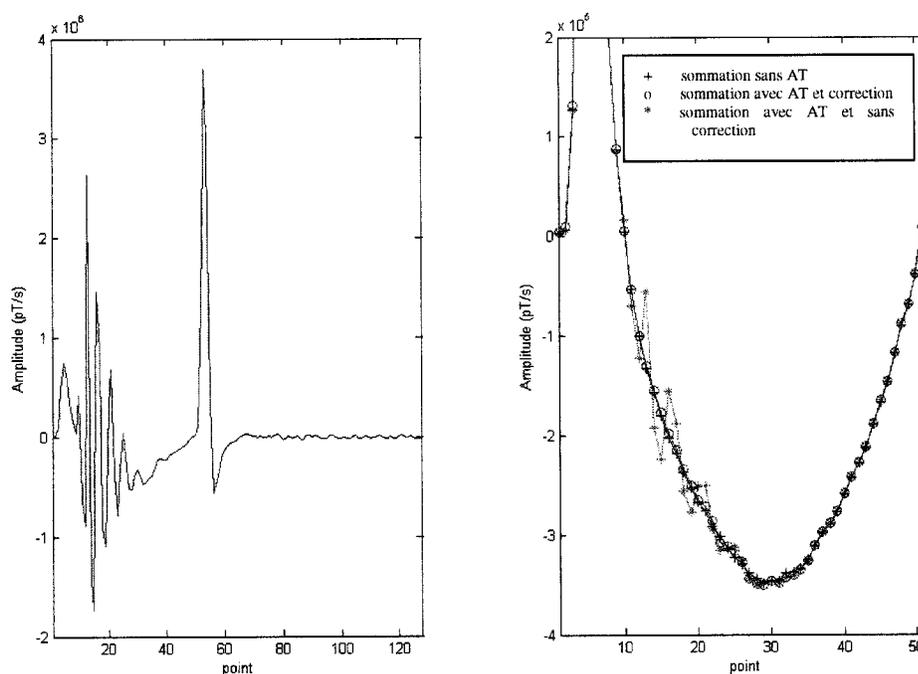


Figure 4.13 : à gauche : 1 demi cycle de 36 contaminé dans sa partie T-marche par un AT de forte intensité ; à droite : résultat de la sommation des 36 demi cycles : sans AT, avec AT et extraction par ondelettes, avec AT et sans aucune correction.

C\ Nombre important d'AT

Pour tester la robustesse de notre approche, on s'est mis dans un cas un peu défavorable, c'est-à-dire en ajoutant un AT de forte intensité dans la partie T-arrêt de 3 demi cycles de 36, du signal avant sommation. La figure 4.13 montre une comparaison entre le résultat de la sommation : sans AT, avec les AT puis application de

l'élimination par ondelettes et avec les AT sans aucun traitement. On constate que ce dernier présente des fluctuations importantes qui occupent une bonne partie du signal, ils sont alors difficiles d'appliquer une méthode d'interpolation pour remplacer cette partie bruitée comme dans la méthode utilisée par Fugro Airborne Survey. Par contre, on voit très bien que l'analyse par ondelettes fait bien son travail car elle agit sur le signal avant sommation et permet ainsi d'éliminer chaque AT individuellement.

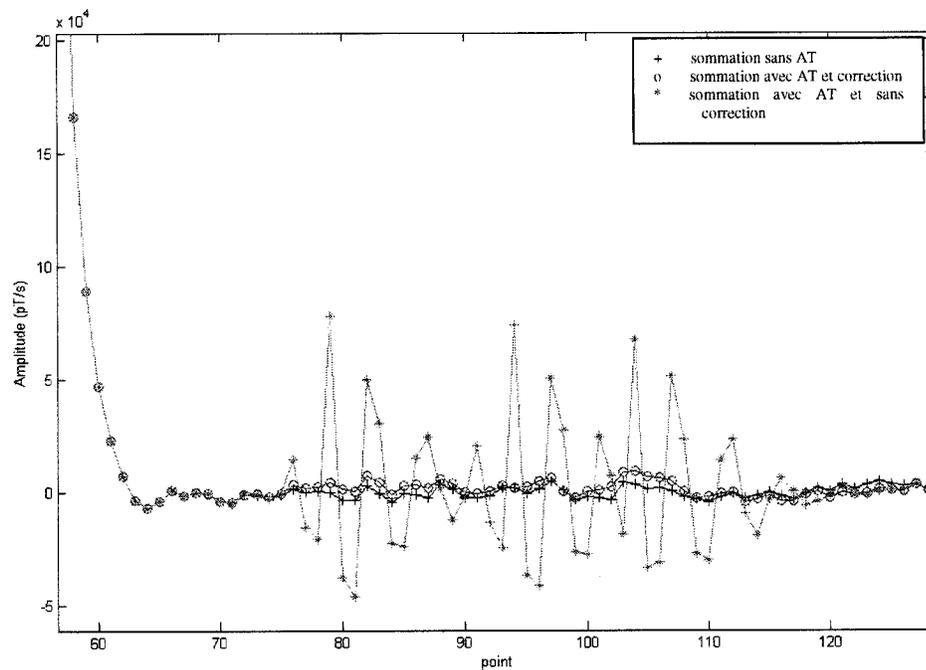


Figure 4.14 : la partie T-arrêt après la sommation de 36 demi cycles : (+) ne comportant aucun AT ; (*) en ajoutant 3 AT à 3 demi cycles de 36 au total ; (o) en éliminant par ondelettes ces 3 AT.

D\ Possibilité d'utilisation en interprétation

Ce point fera l'objet du chapitre suivant (chapitre 5).

4.9.2. Limitations

A\ Dépendance par rapport à la détection

C'est la détection qui décide de l'application ou non de l'algorithme d'extraction. Un seuil trop bas donnera inévitablement beaucoup de fausses alarmes, et inversement un seuil trop haut mettra en évidence que les AT de forte intensité.

B\ Les basses fréquences des AT

Il est très délicat d'extraire la composante basse fréquence des AT car elle est faible et occupe une bande de fréquence qui se superpose à celle du signal utile. Comme on l'a vu, l'énergie dans cette gamme de fréquences est faible et on pense qu'elle est en partie atténuée après sommation. Cependant, lorsqu'on passe de dB/dt à B, l'effet peut changer par un rehaussement de ces basses fréquences.

CHAPITRE 5

INTERPRETATION AFMAG

5.1. Introduction

Comme il a été déjà mentionné dans le chapitre 3, on peut utiliser le bruit pour faire de l'interprétation. Dans notre cas, on s'intéresse au signal AFMAG ou aux AT pour essayer d'en extraire de l'information sur le sous-sol. Comme méthode de prospection, elle a été développée initialement par Ward (1959) et beaucoup utilisée dans les années 60. Elle fut abandonnée principalement à cause de la courte période utile pour les mesures qui est très restreinte aux hautes latitudes et la faible réponse des conducteurs situés parallèlement à des champs magnétiques régionaux fortement orientés (Sutherland, 1969). Dans les années 80, Labson et al. (1985) ont repris cette idée mais en utilisant comme paramètres d'interprétation le tipper et ses variantes. On a choisi cette dernière approche dans notre cas. On a apporté tout de même un élément d'originalité en introduisant le calcul de ces paramètres par la transformée en ondelettes continue.

5.2. Le tipper

Le tipper est défini (Vozoff, 1972) comme le rapport du champ magnétique secondaire vertical sur le champ horizontal total dans la direction de l'induction.

Supposons que le champ H_x' soit incident sur une structure 2-D, comme le montre la figure 5.1. La relation qui lie H_x' au champ secondaire H_{zs} peut être exprimée par :

$$H_{zs} = T_x' H_x'$$

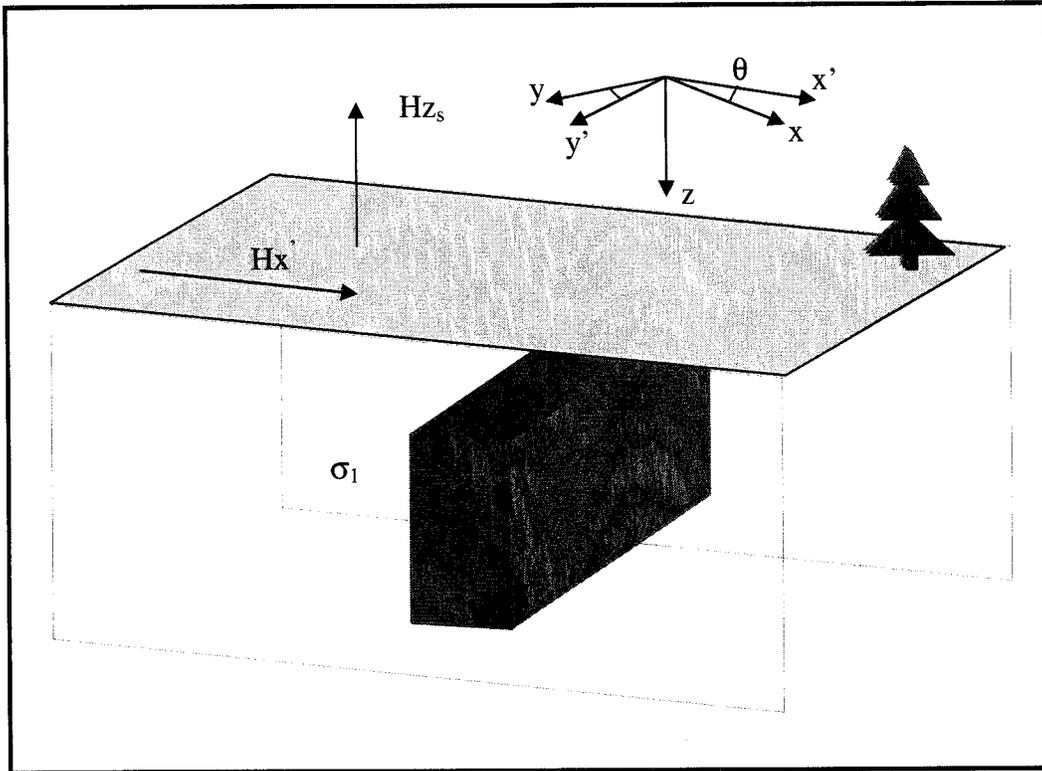


Fig. 5.1 : La réponse d'une structure 2-D au champ AFMAG (H_x')

Maintenant, si on considère que les mesures sont effectuées suivant les directions (xyz), tel que l'axe x forme un angle θ avec la direction du champ incident dans le plan horizontal, on peut écrire H_{zs} en fonction H_x et H_y comme suit :

$$H_{zs} = T_x' (H_x \cos \theta + H_y \sin \theta)$$

Ce qui donne :

$$H_{zs} = T_x H_x + T_y H_y \quad (5.1)$$

Avec : $T_x = T_x' \cos \theta$; et $T_y = T_x' \sin \theta$

T_x représente la part de H_z provenant de H_x et T_y celle provenant de H_y .

Il est à noter, que tous les paramètres précédents sont exprimés dans le domaine des fréquences et peuvent être complexes.

5.2.1. Les paramètres du tipper

A partir de la relation (5.1), on peut tirer cinq paramètres du tipper (*Labson et al, 1985*) qui sont :

1. Le module du tipper

Il est donné par :

$$|T| = (|T_x|^2 + |T_y|^2)^{1/2} \quad (5.2)$$

2. La direction d'induction

Les valeurs des fonctions de transfert peuvent être calculées pour une orientation quelconque θ par rapport aux axes x et y.

$$T_x' = T_x \cos \theta + T_y \sin \theta$$

$$T_y' = -T_x \sin \theta + T_y \cos \theta$$

La direction θ qui maximise T_x' (minimise T_y') est trouvée en minimisant :

$|T_y'|^2 = |-T_x \sin \theta + T_y \cos \theta|^2$ par rapport à θ , ce qui donne après quelques développements :

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2[\operatorname{Re}(T_x) \operatorname{Re}(T_y) + \operatorname{Im}ag(T_x) \operatorname{Im}ag(T_y)]}{|T_x|^2 - |T_y|^2} \right) \quad (5.3)$$

L'angle θ est déterminé à $\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire on aura à choisir entre θ et $\frac{\pi}{2} \pm \theta$ et on prendra celle qui maximise T_x' . Il représente la direction par laquelle le champ magnétique horizontal est le plus cohérent avec le champ vertical.

3. La phase du tipper

Elle est donnée par :

$$\phi = \arg [\cos(\theta) T_x + \sin(\theta) T_y] \quad (5.4)$$

Elle correspond à la phase du tipper dans la direction de l'inclinaison. En d'autres termes, la phase de H_z par rapport à H_θ .

4. L'angle d'inclinaison (tilt angle)

Il est donnée par :

$$\delta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 \operatorname{Re}[\cos(\theta) T_x + \sin(\theta) T_y]}{1 - |\cos(\theta) T_x + \sin(\theta) T_y|^2} \right) \quad (5.5)$$

C'est l'inclinaison de l'ellipse de polarisation du champ magnétique total dans la direction d'induction.

5. L'ellipticité

$$\varepsilon = \tan \left(\frac{1}{2} \arcsin \left\{ \frac{-2 \operatorname{Im} ag[\cos(\theta) T_x + \sin(\theta) T_y]}{1 + |\cos(\theta) T_x + \sin(\theta) T_y|^2} \right\} \right) \quad (5.6)$$

C'est l'ellipticité de l'ellipse de polarisation du champ magnétique total dans la direction d'induction.

5.2.2. La détermination de Tx et Ty

5.2.2.1\ Approche par Fourier

Pour avoir les valeurs des paramètres (5.2) à (5.6), il faut déterminer tout d'abord les deux composantes complexes Tx et Ty.

Pour ce faire, multipliant à tour de rôle l'équation (5.1) par H_x^* , ensuite par H_y^* . On obtient ainsi les relations suivantes :

$$H_x \cdot H_x^* = Tx \cdot (H_x \cdot H_x^*) + Ty \cdot (H_y \cdot H_x^*)$$

$$H_z \cdot H_y^* = Tx \cdot (H_x \cdot H_y^*) + Ty \cdot (H_y \cdot H_y^*)$$

En résolvant ce système d'équations à deux inconnues et en prenant la moyenne des densités spectrales et interspectrales sur une bande de fréquence, on trouve facilement :

$$Tx = \frac{\langle H_z H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle - \langle H_z H_y^* \rangle \langle H_y H_x^* \rangle}{\langle H_x H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle - \langle H_y H_x^* \rangle \langle H_x H_y^* \rangle} \quad (5.7)$$

$$Ty = \frac{\langle H_z H_y^* \rangle \langle H_x H_x^* \rangle - \langle H_z H_x^* \rangle \langle H_x H_y^* \rangle}{\langle H_x H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle - \langle H_y H_x^* \rangle \langle H_x H_y^* \rangle} \quad (5.8)$$

Pour minimiser le bruit, on utilise souvent en MT plusieurs réalisations pour le calcul des densités spectrales et interspectrales ainsi qu'une référence magnétique d'un autre site pour mesurer H_x^* et H_y^* . Une telle méthodologie est à exclure dans notre cas car

on ne mesure pas de référence et on est en possession que d'une seule réalisation en un point donné. Cependant, en faisant les calculs seulement quand l'AT est présent, on augmente ainsi le rapport signal sur bruit. De plus, on moyenne sur la bande passante. On pourrait aussi, utiliser plusieurs AT mais seulement si leur activité est importante de manière qu'ils arrivent à des temps très rapprochés ce qui n'est pas le cas des enregistrements utilisés (levés MEGATEM^{II} à haute résolution de mars 2003). Les calculs précédents sont réalisés dans le domaine de Fourier mais une autre alternative qui à l'avantage d'être moins sensible au bruit est l'utilisation des ondelettes (*Zhang et Paulson, 1997*). On verra plus loin comment ceci peut être fait.

Comme, on mesure la dérivée du champ plutôt que le champ lui-même, que se passe-t-il alors pour les équations développées ci-dessus?

En prenant la dérivée de l'équation (5.1) dans le domaine du temps et en utilisant la propriété de la dérivée d'un produit de convolution, on peut écrire :

$$\frac{d}{dt}(h_z s) = t_x * \frac{d}{dt}(h_x) + t_y * \frac{d}{dt}(h_y) \quad (5.9)$$

Cette dernière équation montre que tout le développement précédent reste valable en remplaçant le champ par sa dérivée.

5.2.2.2\ Approche par les ondelettes

Elle fut proposée pour la première fois par *Zhang et Paulson (1997)* pour le calcul des impédances MT. Dans ce qui suit, on verra comment l'étendre au calcul du tipper.

Elle est basée sur l'utilisation de la transformée continue en ondelettes, dont on rappelle son expression pour une fonction f :

$$C_f(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt = f(b) * \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^* \left(\frac{-b}{a} \right)$$

Tel que ψ est ce qu'on appelle l'ondelette mère. Pour plus de détails, on pourra se reporter à l'annexe II.

Prenant l'équation (5.1) dans le domaine du temps :

$$h_zs = t_x * h_x + t_y * h_y \quad (5.10)$$

Calculons la transformée en ondelettes continue de (5.10) :

$$C_{hz}(a,b) = t_x(b) * C_{hx}(a,b) + t_y(b) * C_{hy}(a,b) \quad (5.11)$$

Maintenant, si on suppose que l'énergie de l'ondelette choisie est totalement confinée dans une bande bien limitée Δ autour d'une fréquence centrale ν_0 , tel que :

$$\Psi(a, \nu) = \begin{cases} \Psi(a, \nu) & \text{si } |\nu - \nu_0| \leq \Delta \\ 0 & \text{si } |\nu - \nu_0| \geq \Delta \end{cases}$$

où ν_0 est la fréquence correspondant à une dilatation 'a'.

On peut écrire (5.11) sous la forme suivante :

$$C_{hz}(a,b) = \int_{\nu_0-\Delta}^{\nu_0+\Delta} T_x(\nu) H_x(\nu) \Psi(a, \nu) e^{i2\pi\nu a} d\nu + \int_{\nu_0-\Delta}^{\nu_0+\Delta} T_y(\nu) H_y(\nu) \Psi(a, \nu) e^{i2\pi\nu a} d\nu \quad (5.12)$$

En supposant que la bande Δ est très limitée de manière que le tisser $T(\nu)$ soit constant dans l'intervalle $[\nu_0-\Delta, \nu_0+\Delta]$, alors l'équation (5.11) peut s'écrire :

$$C_{hz}(a,b) = T_x(\nu_0) \int_{\nu_0-\Delta}^{\nu_0+\Delta} H_x(\nu) \Psi(a, \nu) e^{i2\pi\nu a} d\nu + T_y(\nu_0) \int_{\nu_0-\Delta}^{\nu_0+\Delta} H_y(\nu) \Psi(a, \nu) e^{i2\pi\nu a} d\nu \quad (5.13)$$

ce qui donne :

$$C_{hz}(a,b) = T_x(\nu_0) \cdot C_{hx}(a,b) + T_y(\nu_0) \cdot C_{hy}(a,b) \quad (5.14)$$

Cette dernière équation ressemble à (5.1) et le principe de sa résolution est similaire à celui dans Fourier. Ainsi, on obtient :

$$T_x = \frac{\sum_k C_{hz}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) \sum_k C_{hy}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k) - \sum_k C_{hz}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k) \sum_k C_{hy}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k)}{\sum_k C_{hx}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) \sum_k C_{hy}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k) - \sum_k C_{hy}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) \sum_k C_{hx}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k)} \quad (5.15)$$

$$T_y = \frac{\sum_k C_{hz}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k) \sum_k C_{hx}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) - \sum_k C_{hz}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) \sum_k C_{hx}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k)}{\sum_k C_{hx}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) \sum_k C_{hy}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k) - \sum_k C_{hy}(a, b_k) C_{hx}^*(a, b_k) \sum_k C_{hx}(a, b_k) C_{hy}^*(a, b_k)} \quad (5.16)$$

A\ L'ondelette utilisée

Pour avoir l'évolution fréquentielle du signal, on utilise une ondelette complexe. Une des plus utilisée et qui porte le nom du père de la théorie moderne est celle de Morlet (Morlet, 1982 ; Quinquis, 2001). Elle est définie par une gaussienne modulée. Son expression est donnée par :

$$\psi(t) = (\pi t_0^2)^{-\frac{1}{4}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^2} \cdot e^{-i2\pi \nu_0 t} \quad (5.17)$$

En toute rigueur, elle ne respecte même pas la condition d'admissibilité citée en annexe II, stipulant qu'elle est de moyenne nulle. Cependant, Morlet propose un compromis en imposant une valeur faible en module de $\Psi(0)$, ce qui conduit à la relation :

$$2\pi\nu_0 t_0 = 5.4285.$$

Elle a été choisie car elle possède une forme analytique simple et elle est bien résolue en temps et en fréquence. En effet, son enveloppe gaussienne optimise le produit de l'inégalité de Heisenberg-Gabor (voir Annexe II) tel qui devient égal à $1/4\pi$.

5.4. La validation de l'interprétation AFMAG

Dans le chapitre précédent, on a vu qu'on pouvait extraire les AT à partir des enregistrements AEM en émetteur ouvert, mais quand est-il de leur possible utilisation en interprétation ?

Pour répondre à cette question, on s'est proposé de valider notre approche en ajoutant un AT modèle à un signal en émetteur ouvert afin de comparer les paramètres du tipper de ce modèle à celui extrait par l'algorithme décrit en §4.8.

La figure 5.2, montre l'« AT modèle » qui est issu d'un enregistrement en émetteur éteint. On constate que l'amplitude de X est 15 fois plus importante que celle de Z. Cet AT modèle a été ajouté à un signal MEGATEM (émetteur ouvert). De ce signal composite, on a appliqué l'algorithme de détection et extraction de l'AT par ondelettes.

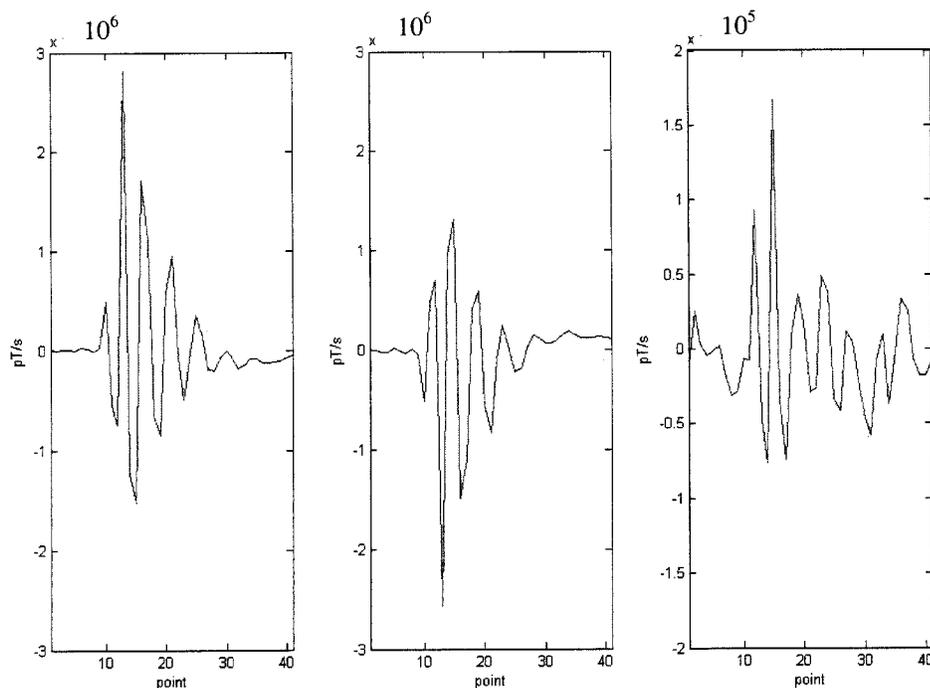


Figure 5.2 : AT modèle utilisée pour valider l'interprétation AFMAG ; de gauche à droite : les composantes X, Y et Z.

La figure 5.3, montre l'AT modèle et celui extrait du signal en transmetteur ouvert. On constate que la restitution est très bonne.

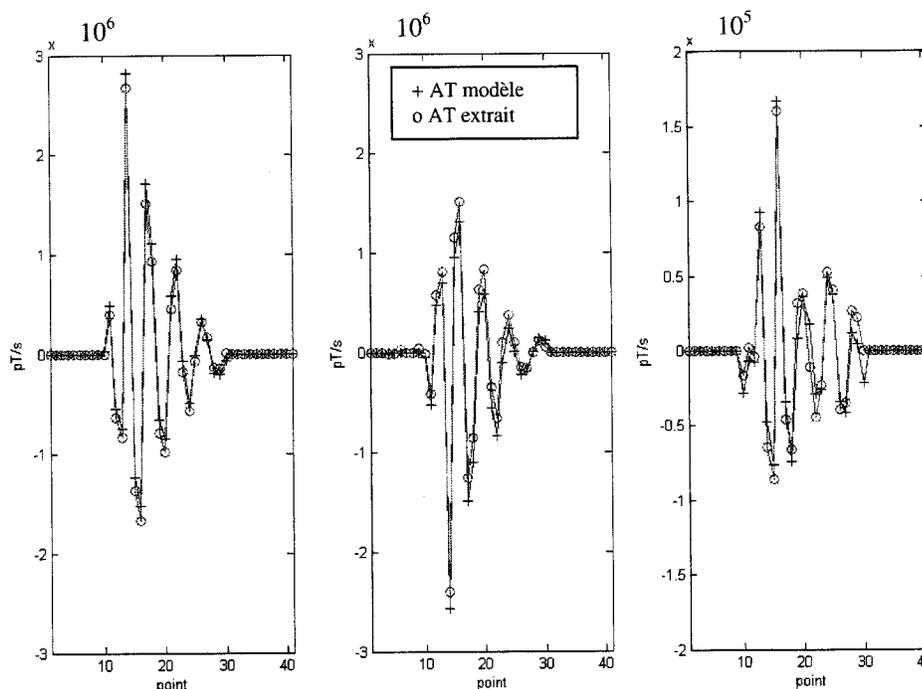


Figure 5.3 : de gauche à droite les composantes X, Y et Z respectivement de l'AT original et celui extrait par ondelettes. La restitution de l'AT est excellente.

Le tableau suivant donne les paramètres du tipper calculés pour une fréquence de 6000 Hz, à partir de l'AT modèle et du résultat de l'extraction de ce même AT d'un enregistrement en émetteur ouvert.

On constate que les deux premiers paramètres, le module du tipper et la direction de l'induction sont très bien retrouvés. Par contre, sur les trois autres qui restent, l'erreur est beaucoup plus importante et comprise entre 20% -30 %. L'approche par ondelette et celle par Fourier donne pratiquement les mêmes résultats.

A présent, calculons ces paramètres mais pour une fréquence de 8000 Hz, ou comme on le sait l'énergie est moins importante, c'est-à-dire le rapport signal sur bruit est plus faible.

Tableau 5.1 : paramètres du tipper pour une fréquence de 6000 Hz, de l'AT modèle et du résultat de son extraction par ondelettes d'un enregistrement en émetteur ouvert

Paramètres du Tipper	Fourier		Ondelettes		Écart		
	AT modèle	AT extrait	AT modèle	AT Extrait	Fourier/ Ondelettes (AT modèle)	Fourier	Ondelettes
$ T $ amplitude	0.23	0.24	0.22	0.23	0.01	0.01	0.01
θ (deg) dir. d'incl.	-39.8	-39.4	-39.4	-39.2	0.4	0.6	0.2
ϕ (deg) phase	-51.4	-37.4	-50.5	-35.7	0.9	14	14.8
δ (deg) ang. d'incl.	8.4	10.6	8.4	10.7	0	1.8	2.3
ε (deg) ellipticité	10.1	7.8	9.7	7.4	0.4	2.3	2.3

On constate que l'analyse de Fourier donne un tipper plus grand que 1, ce qui est très rare (*Vozoff, 1991*). En fait, ceci est dû à un bruit important par rapport à une énergie faible de H_z à cette fréquence. Cependant, le tipper calculé par la transformée en ondelettes continue paraît très satisfaisant et donc moins sensible au niveau de signal absolu. La direction d'induction est bien retrouvée dans les deux cas. Par contre, les paramètres restants sont mieux déterminés par l'analyse par ondelettes que par Fourier. Dans les exemples à 6000 Hz et 8000 Hz, il est difficile de dire laquelle des méthodes est la meilleure pour restituer les paramètres car on ne sait pas où est la vérité pour

l'AT (AT réel vs AT synthétique). Néanmoins, les valeurs obtenues par la transformée en ondelette continue semblent plus réaliste pour la fréquence 8000 Hz.

Tableau 5.2 : paramètres du Tipper pour une fréquence de 8000 Hz, de l'AT modèle et du résultat de son extraction par ondelettes d'un enregistrement en émetteur ouvert.

Paramètres du Tipper	Fourier		Ondelettes		Écart		
	AT modèle	AT extrait	AT modèle	AT Extrait	Fourier/ Ondelettes (AT modèle)	Fourier	Ondelettes
$ T $ amplitude	1.1	0.77	0.49	0.48	0.61	0.33	0.01
θ (deg) dir. d'incl.	-46.1	-45	-43.7	-43.2	2.4	1.1	0.5
ϕ (deg) phase	-82	-84	-72.7	-71.7	9.3	2	1
δ (deg) ang. d'incl.	-27.4	10.7	10.5	10.6	38.3	38.1	0.1
ε (deg) ellipticité	48.7	43.1	26.1	25.3	22.6	5.6	0.8

5.5. Avantages et limitations

5.5.1. Avantages

Le principal atout que fait prévaloir une telle approche est un coût nul. En effet, lors des levés ATEM, on peut exploiter les AT qui représentent un bruit et avoir ainsi une information supplémentaire sur la géologie. Contrairement aux méthodes TEM, cette méthode est sensible au corps de faibles contrastes de résistivité. On pourrait ainsi, mettre en évidence des failles, zones de cisaillement et autres structures géologiques de conductivité trop faible pour être détectée par la technique MEGATEM.

5.5.2. Désavantages

- Le champ AFMAG

Comme l'avion vol à une vitesse moyenne de 65 m/s, il faudrait avoir au moins 3 à 5 AT par seconde pour avoir une résolution spatiale acceptable pour faire de l'interprétation. De plus, il faut que ces AT soient de forte intensité ($> 10^6$ nT/s) pour que la composante Z soit au-dessus du niveau de bruit. Ajouté à cela, le caractère aléatoire de leur apparition fait que leur distribution dans le temps n'est pas uniforme; ainsi on peut avoir beaucoup d'AT mais seulement sur un laps de temps limité. Enfin, pour qu'un conducteur interagisse avec le champ AFMAG, il faut que la direction de polarisation de ce dernier soit à angle avec la structure.

- La non horizontalité du récepteur

Comme on le sait, le champ AFMAG est polarisé horizontalement et ne possède de composante verticale qu'en présence d'un corps conducteur. Or, le récepteur du MEGATEM est constamment en mouvement (non parallèle au plan horizontal), par conséquent la mesure ainsi prise est erronée. Lorsque l'axe z du récepteur ne sera pas vertical, une partie de l'énergie du signal AFMAG primaire pourra être mesurée sur cet axe même s'il n'y a pas d'induction du signal AFMAG dans un conducteur.

Deux corrections peuvent être apportées pour contourner ce problème,

1. corriger les signaux mesurés en connaissant en tout temps les directions des trois axes du récepteur (méthode avec le champ primaire MEGATEM ; *Smith (2001)*).
2. utiliser la partie imaginaire du tipper qui n'existe pas pour un effet du champ primaire AFMAG.

CHAPITRE 6

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

6.1. Conclusion

Au terme de ces travaux, il en sort plusieurs aspects intéressants sur le traitement des données MEGATEM. Un schéma de traitement, qui testé sur des données réelles, donne d'excellents résultats. De l'enregistrement brut au signal prêt à être interprété, on recense 6 étapes principales de traitement :

1. la correction de l'oiseau dans le champ géomagnétique
2. élimination du champ primaire et de l'effet de l'oiseau
3. élimination des AT par ondelettes
4. Sommation et fenêtrage
5. débruitage par ondelettes des différents canaux
6. correction de la dérive du transmetteur

La troisième étape a suscité un intérêt particulier et a constitué le principal objet de ce travail. L'utilisation de l'analyse par ondelettes discrète dans cette tâche s'avère être très robuste. En effet, elle permet d'agir directement sur le signal brut, avant sommation, et d'en extraire chirurgicalement les AT. Elle opère indifféremment sur la partie T-marche et/ou T-arrêt et en présence d'un nombre important d'AT. De ces derniers, on pourrait calculer les paramètres du tipper mais cette fois-ci à l'aide de la transformée en ondelettes continue. Cela constituerait un atout supplémentaire et complémentaire à l'interprétation.

Dans certains cas le bruit EM n'est pas stationnaire, il est alors indispensable d'adapter le schéma précédent. Ainsi, au dessus d'une ligne à haute tension la sommation

n'arrive pas à éliminer le 60 Hz et de ses harmoniques impairs. Pour ce faire, on a appliqué un algorithme proposé par *Ziarani et Konrad (2002)* qui tient compte de la variation dans le temps de l'amplitude, la fréquence et la phase. Il a donné des résultats très encourageants mais affecte le début du signal, ce qui nous a conduit à mettre quelques modifications dans la sommation.

Enfin, le débruitage par ondelettes des données sommées se voit être prometteur et doit retenir une attention particulière pour mieux ajuster ses paramètres.

6.2. Recommandations

6.2.1. Le traitement des données

A \ Développement d'un logiciel de traitement

Un enchaînement logique à ce travail est la compilation de tous les codes Matlab en un programme informatique facile et rapide d'utilisation. Ceci a déjà été entrepris par un chercheur du laboratoire, Benoît Tournier, dont certains de ses programmes ont été utilisés dans ce travail. À court terme, cela permettrait de tester, d'affiner les paramètres de traitement et d'améliorer considérablement ce produit. À moyen et long terme, ce logiciel constituera un outil de traitement à la disposition de l'industrie et des institutions scientifiques qui pourront évaluer l'impact de chaque étape de traitement, et ainsi mettre des réserves sur certaines anomalies détectées. De plus, avec le développement que connaît le traitement du signal, ils pourront dans le futur ajouter à leur guise d'autres techniques de traitement.

B \ La sommation

Comme on l'a vu, la sommation se fait sur un nombre de cycles multiple de 3 afin d'éliminer le 60 Hz et ses harmoniques. On pourrait l'améliorer en analysant par exemple l'écart type sur chaque demi cycle et mettre un critère pour écarter la partie du

signal (toujours un nombre de cycles multiple de 3) pour lequel il est supérieur à un certain seuil.

C\ Le mouvement de l'oiseau

Le mouvement de l'oiseau dans le champ géomagnétique ne pose guère de problème à corriger. Par contre, son mouvement par rapport au récepteur est un véritable handicap dans les milieux conducteurs, surtout quand il est très considérable à cause d'un fort vent et/ou de manœuvres effectuées par le pilote pour stabiliser l'appareil. On pense que ceci doit être résolu techniquement en mesurant son positionnement au cours du temps. En tout cas, les recherches chez Fugro vont dans ce sens ('laser tracking'). On verra peut être dans quelques années le fruit de ces travaux.

D\ les basses fréquences des AT

On a montré que la fonction de transfert de l'intégration trapézoïdale correspondait à un filtre passe bas. Il serait intéressant de voir son impact sur le rehaussement des bruits basses fréquences, plus spécifiquement les AT.

E\ Le 60 Hz

Ce qu'on a vu ici, c'est l'effet des radiations EM causées par la circulation d'un courant alternatif à la fréquence 60 Hz. Il reste le problème de la réponse des lignes à haute tension sur le signal MEGATEM, dont l'étude a été entamée par une stagiaire à l'UQAT, Mellissa Miralles. Comme il a été décrit au chapitre 2, les lignes à haute tension forment un circuit fermé qui interagit avec le champ primaire, ce qui donne sur certains canaux une anomalie semblable à celle causée par un bon conducteur. Dans ce cas ci, il devient difficile, voir impossible, en présence d'un corps conducteur de séparer les deux effets. La solution envisagée est de modéliser ce circuit par un cadre ou une boucle puis de retrancher la réponse obtenue au signal MEGATEM.

E\ Débruitage par ondelettes

Le débruitage par ondelettes des différents canaux pourrait constituer un atout supplémentaire au traitement mais cela nécessiterait une meilleure connaissance du bruit.

F\ Extension à d'autres systèmes

À priori, on peut facilement étendre la méthodologie utilisée pour extraire les AT à tout système TEM ou fréquentiel. On peut par exemple l'envisager sur les systèmes hélicoptés (Histem, VTEM, Aerotem,...) et sur les systèmes au sol moyennant quelques adaptations.

6.2.2. Interprétation AFMAG

Les mesures MEGATEM sont systématiquement prises lorsque l'activité des AT est faible et sont interrompues dans le cas contraire. Il serait intéressant dans notre cas d'avoir un levé fortement contaminé par ces AT et où la géologie de la région d'étude est bien connue. Cela permettrait de tester la pertinence de l'interprétation avec le tipper. Il serait alors envisageable de voler le MEGATEM dans des périodes de grande activité EM naturelle sans dommage ; cela permettrait de voler plus souvent et de plus d'offrir une technique accessoire, le AFMAG, pour le même coût.

Pour l'évaluation des AT utilisés par la méthode AFMAG, la technique pourrait être améliorée à l'aide d'une station de base au sol (station de référence). Cette station qui enregistrerait ce champ EM naturel dans le temps pendant la durée du levé MEGATEM permettrait de mieux mettre en évidence les AT et de mieux estimer par cross-corrélation les paramètres du tipper. Cette station de base pourrait être placée à la station de base magnétique utilisée pendant les levés MEGATEM qui enregistre le champ total également.

RÉFÉRENCES

- AKIMA, H. (1970). A new method of interpolation and smooth curve fitting based on local procedures, Journal of Association for Computing Machinery, 17, 589-602.
- ANNAN, A. P. (1983). Effect of differential transmitter/receiver motion on airborne transient EM interpretation, 53rd Annu. Int. Mgt. Soc. Expl. Geophys. Expanded Abstracts, SEG, Soc. Expl. Geophys., 622-623.
- ANNAN, A. P. (1984). Compensation of towed bird AEM system data for differential transmitter receiver motion, 54rd Annu. Int. Mgt. Soc. Expl. Geophys. Expanded Abstracts, SEG, Soc. Expl. Geophys., 80-81.
- ANNAN, A. P., SMITH, R.S., LEMIEUX, J., O'CONNELL, M.D., et PEDERSEN, R.N. (1996). Resistive-limit, time-domain AEM apparent conductivity, Geophysics, 61, 93-99.
- ANTONIADIS, A., BIGOT, J., SAPATINAS, T. (2001). Wavelet estimators in nonparametric regression: a comparative simulation study, Journal of Statistical Software, 6, 1-83.
- BARRINGER, A. R. (1962). New approach to exploration – the INPUT airborne electrical pulse prospecting system, Mining Congress Journal, October.
- BECKER, A. et CHENG, G. (1987). Detection of repetitive Electromagnetic signals . In : M.N NABIGHIAN (Editor), Electromagnetic Methods in applied geophysics, Vol. 1 : Theorie, Soc. Explor. Geophys., Invest. Geophys., 3, 443-466.

- BLANCHET, G. et CHARBIT, M. (2001). Signaux et images sous Matlab, collection traitement du signal et de l'image, Hermès.
- BUSELLI, G., PIK, J.P, Hwang, H.S. (1998). AEM noise reduction with remote referencing, Exploration geophysics, 29, 71-16.
- BUTLER, K. E. et RUSSEL, R. D. (2003). Cancellation of multiple harmonic noise series in geophysical records, Geophysics, 68, 1083-1090.
- DONOHO D.L. et JOHNSTONE I.M. (1994). Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage, Biometrika, 81, 425-455.
- EATON, P.A. et HOHMANN, G.W. (1987). An evaluation of electromagnetic methods in presence of geological noise. Geophysics, 52, 1106-1126.
- FRISH, M., MESSER, H. (1992). The use of the wavelet transform in the detection of an unknown transient, IEEE transactions on information theory, 38 (2), 892-897.
- FOUNTAIN, D. (1998). Airborne electromagnetic systems-50 years of development, Exploration geophysics, 29, 1-11.
- FUGRO AIRBORNE SURVEYS. (2004). Logistics and processing report airborne magnetic and Megatem test over Iso-New Inco, Gallen and Aldermac deposit near val d'or, quebec.
- GARCIA, X. et JONES, A. (2002). Atmospheric sources for audio-magnetotelluric (AMT) sounding, Geophysics, 67, 448-458.

GOLDAK, D. (1997). On the viability of year-round magnetotelluric measurements at ELF/VLF and their application to ground water exploration, M. Sc. Thesis, University of Saskatchewan.

GUPTA SARMA, D., MARU, V. M., et VARADARAJAN, G. (1976). An improved pulse transient airborne electromagnetic system for locating good conductors, Geophysics, 41, 287-299.

GRANT, F.S. et West, G.F. (1965). Interpretation theory in applied geophysics, McGraw-Hill.

HYDRO-QUÉBEC. (1999). Caractéristiques et cibles de qualité de la tension fournie par le réseau de transport d'Hydro-Québec. Etude de réseau et critères de performances, Direction de planification et développement des actifs, TransÉnergie.

HODGES, G. et SMITH, R. (1997). Induced polarization effects in time domain EM data. Proceedings of Exploration 97: Fourth Decennial International Conference on Mineral Exploration. Édité par A.G. Gubins, 565–566.

HOOVER, D.B, LONG, C.L et SENTERFIT, R.M. (1978). Some results from audiomagnetotelluric investigations in geothermal area, Geophysics, 43, 1501-1514.

JEWELL, T.R ET WARD, S.H. (1963). The influence of conductivity in inhomogeneities upon audio frequency magnetic fields, Geophysics, 28, pp 201-221.

KUNT, M. (1999). Traitement numérique des signaux, Traité d'électricité, Volume XX, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.

LABSON, V.F., BECKER, A., MORRISON, H. F. et CONTI, U. (1985). Geophysical exploration with audio-frequency natural magnetic fields, Geophysics, 50, 656-664.

LAKANEN, E. (1986). Scalar audiomagnetotellurics applied to base metal exploration in Finland, Geophysics, 8, 1628-1646.

LANE, R., PLUNKETT, C., PRICE, A., GREEN, A. et HU, Y. (1998). Streamed data – A source of insight and improvement for time domain airborne EM, Exploration Geophysics, 29, 16-23.

LEE, J. B., TURNER, R. J., DOWNEY, M. A., MADDEVER, A., DART, D.L., FOLEY, C.P., BINKS, R., LEWIS, C., MURRAY, W., PANJKOVIC, G. et ASTEN, M. (2001). Experience with SQUID magnetometers in airborne TEM surveying, Exploration Geophysics, 32, 9-13.

LIU GUIMIN. (1998). Effect of transmitter current waveform on airborne TEM, Exploration Geophysics, 29, 35-41.

MACNAE, J.C., LAMONTAGNE, Y. et WEST, G. F. (1984). Noise processing techniques for time-domain EM system, Geophysics, 49, 934-948.

MALLAT, S. (2000). Une exploration des signaux en ondelettes, Éditions de l'École Polytechnique, Paris.

MAXWELL, E. L. (1967). Atmospheric noise from 20 Hz to 30 KHz, Radio science, 2, 637-644.

MECHLER, P. (2002). Traitement du signal. Notes de cours en ligne : <http://www.ccr.jussieu.fr/dga/people/Pierre%20Mechler/TSMechler.htm>.

MCCRACKEN, K. G., ORISTAGLIO, M. L., et HOHMANN, G. W. (1986). Minimization of Noise in electromagnetic exploration system, Geophysics, 51, 819-832.

MCCRACKEN, K. G., PIK, J. P. ET HARRIS, R.W. (1983). Noise in EM Exploration Systems, Exploration Geophysics, 15, 169-174.

MISITI, M., MISITI, Y., OPPENHEIM, G., POGGI, J. (2003). Les ondelettes et leurs applications, Hermès.

MORLET, J., ARENS, G., FAOURGEAU, E. et GIARD, D. (1982). Wave propagation and sampling theory-Part II : Sampling theory and complex waves, Geophysics, 47, 222-236.

MUNKHOLM, M. S. (1997). Motion-induced noise from vibration of moving TEM detector coil: characterisation and suppression, Journal of Applied Geophysics, 36, 21-29.

MUNKHOLM, M. S., et AUKEN, E. (1996). Electromagnetic Noise Contamination on Transient Electromagnetic Soundings in Culturally Disturbed Environments, JEEG, 1, 119-127.

NABIGHIAN, M.N. et MACNAE, J. C. (1991). Time domain electromagnetic prospecting methods. . In : M.N NABIGHIAN (Editor), Electromagnetic Methods in applied geophysics, Vol. 2 : Applications, Soc. Explor. Geophys., Invest. Geophys., 3, 427-520.

PALACKY, G. F. et WEST, J, F. (1991). Airborne Electromagnetic Methods . In : M.N Nabighian (Editor), Electromagnetic Methods in applied geophysics, Vol. 2 : Applications, Soc. Explor. Geophys., Invest. Geophys., 3, 811-879.

QUINQUIS, A, RADOI, E. et SERBANESCU, A. (2000). Le traitement du signal sous Matlab, pratique et applications, Hermès Science.

RAVIER, P. (1998). Détection de transitoires par ondelettes adaptées - Critères d'adaptation fondés sur les statistiques d'ordre supérieur -, thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble préparée au Laboratoire des Images et des Signaux.

REYNOLDS, J. M. (1997). An Introduction to Applied and Environmental Geophysics, Wiley.

RIDSDILL-SMITH, T. A. et DENTITH, M.C. (1999). The wavelet transform in aeromagnetic processing, Geophysics, 64, 1003-1013.

SAN FILIPO, W. A. et HOHMANN, G.W. (1983). Computer simulation of low-frequency electromagnetic data acquisition, Geophysics, 48, 1219-1232.

SHERIFF, R. E. (1994). Encyclopedic dictionary of exploration geophysics, Geophysical References Series, SEG.

SMITH, R. S. (2001). On removing the primary field from fixed-wing time-domain airborne electromagnetic data : some consequences for quantitative modelling, estimating bird position and detecting perfect conductor, Geophysical Prospecting, 49, 405-416.

SMITH, R. S et ANNAN, A.P. (2001). Using an induction coil sensor to indirectly measure the B-field response in the bandwidth of the transient electromagnetic method, Geophysics, 65, 1489-1494.

SMITH, R. S et ANNAN, A.P. (1998). The use of B-field measurements in an airborne time-domain system: Part I. Benefits of B-field versus dB/dt data, Exploration Geophysics, 29, 24-29.

SMITH, R.S., et ANNAN, A.P. (1997). Advances in airborne time-domain EM technology, In A.G. Gubins (editor): proceeding of Exploration 97, Fourth Decennial International Conference on Mineral Exploration, 497-504.

SPIES, B. R., FRISCHKNECHT, F. C. (1991). Electromagnetic sounding . In : M.N Nabighian (Editor), Electromagnetic Methods in applied geophysics, Vol. 2 : Applications, Soc. Explor. Geophys., Invest. Geophys., 3, 285-425.

STOLZ, E. M. et MACNAE, J.C. (1998). Evaluating EM waveforms by singular value decomposition of exponential basis function, Geophysics, 63, 64-74. (Errata dans Geophysics, 64, 310).

STRANGWAY, D. E., SWIFT, C.M. et HOLMER, R.C. (1973). The application of audio-frequency magnetotellurics to mineral exploration, Geophysics, 38, 1159-1175.

SUTHERLAND, D. B. (1969). AFMAG for electromagnetic mapping: Mining and Groundwater Geophysics, Geological Survey of Canada Economic Geology Report No 26, 228-237.

TRUCHETET, F. (1998). Ondelettes pour le signal numérique, Collection traitement du signal, Hermès.

WARD, S.H. (1967). The electromagnetic method: Mining Geophysics, 2, Soc. of Expl. Geophys., 250-253.

WARD, S.H. (1959). AFMAG - airborne and ground, Geophysics, 24, 761-789.

WARD, S.H., O'DONNELL, J., R., WARE, G.H., FRASER, D.C. (1966). AFMAG- applications and limitations, Geophysics, 31, 576-605.

WIENER, N. (1956). I am a mathematician, London: Victor Gollancz Ltd.

VILLE, J., (1948). Théorie et Applications de la Notion du Signal Analytique, Câble et transm., 2^{ème} A., N°1, 61-74.

VOLLAND, H. (1984). Atmospheric electrodynamics, Springer-Verlag.

VOLLAND, H. (1982). Low frequency radio noise, in Volland, H., Ed., CRC Handbook of atmospheric, vol. 1 : CRC Press, Inc., 179-250.

VOZOFF, K. (1991). The magnetotelluric method. In : M.N Nabighian (Editor), Electromagnetic Methods in applied geophysics, Vol. 2 : Applications, Soc. Explor. Geophys., Invest. Geophys., 3, 641-711.

WOLFGRAM, F. et THOMSON, S. (1998), The use of B-field measurements in an airborne time-domain system-Part II: examples in conductive regimes, Exploration Geophysics, 29, 225-229.

ZHANG, Y. et PAULSON, K.V. (1997). Enhancement of signal-to-noise ratio in natural-source transient magnetotelluric data with wavelet transform, Pure and Applied Geophysics, 149, 405-419.

ZIARANI, A. K. et KONRAD, A. (2002). A nonlinear adaptive method of elimination of power line interference in ECG signals, IEEE Transaction on Biomedical Engineering, 49, 540-547.

ZIARANI, A. K. et KONRAD, A. (2004). A method of extraction nonstationary sinusoids, Signal Processing, 84, 1323-1346.

ZONGE, K.L et HUGHES, L. J. (1991). Controlled-source audio-frequency magnetotellurics, In : M.N Nabighian (Editor), Electromagnetic Methods in applied geophysics, Vol. 2 : Application, Soc. Explor. Geophys., Invest. Geophys., 3, 713-809.

ANNEXE I

LES LIGNES ET LES TESTS REALISES SUR LES TROIS SITES DE ROUYN

Iso et New-Insko

Lignes	Direction	N de vol	Altitude	Fréq.	observations
1001 a 1017	N-S en alternance	1	120m	90 Hz	
1018 a 1020	E-W en alternance	1	120m	90 Hz	Le long de la direction de structuration
1001 a 1017	S-N en alternance	1	120m	90 Hz	Lignes volées dans la direction opposée S-N
1004	N	1	180m 275m 365m 460m	90 Hz	Ligne volée a différentes altitudes dans la direction N
1005	S	1	180m 275m 365m 460m	90 Hz	Ligne volée a différentes altitudes dans la direction N
1019	E	1	120m	90 Hz	Ligne volée dans la direction opposée
1001 a 1017	N-S en alternance	8	120m	30 Hz	Lignes volées avec une fréquence de 30 Hz
1001 a 1017	N-S en alternance	3	120m	Tx-off	Transmetteur éteint

Aldermac

Lignes	Direction	N de vol	Altitude	Fréq.	observations
2001 a 2007	N-S en alternance	2	120m	90 Hz	
2008 a 1010	E-W en alternance	2	120m	90 Hz	Le long de la direction de structuration
2001 a 2007	N-S en alternance	8	120m	30 Hz	Lignes volées avec une fréquence de 30 Hz
2008 a 1010	E-W en alternance	8	120m	30 Hz	Lignes volées avec une fréquence de 30 Hz
2009	E	2	120m	90 Hz	Ligne volée dans la direction opposée E
2009	E	2	120m	30 Hz	Ligne volée dans la direction opposée E avec une fréquence de 30 Hz

Gallen

Lignes	Direction	N de vol	Altitude	Fréq.	observations
3001 a 3009	N-S	3	120m	90 Hz	
3010 a 3012	E-W	3	120m	90 Hz	Le long de la direction de structuration
3011	E	3	120m	90 Hz	Lignes volées dans la direction opposée E
3001 a 3009	N-S	8	120m	30 Hz	Lignes volées avec une fréquence de 30 Hz
3010 a 3012	E-W	8	120m	30 Hz	Lignes volées avec une fréquence de 30 Hz
3001 a 3009	N-S	2	120m	Tx-off	Transmetteur éteint
3010 a 3012	E-W	2	120m	Tx-off	Transmetteur éteint

ANNEXE II

UNE VISITE GUIDÉE DANS LE MONDE DES ONDELETTES

II.1. Introduction

C'est en 1911 que la première base d'ondelettes (le nom n'est pas encore utilisé à l'époque) a vu le jour avec les travaux de Haar. D'ailleurs, c'est cette base, la plus simple qui existe, qui va nous servir un peu plus loin à introduire la notion d'analyse multirésolution. L'explosion de la théorie moderne n'est pas aussi vieille qu'on le pense, elle remonte aux années 80 avec les travaux de J. Morlet, A. Grossmann, Y. Meyer, S. Mallat, I. Daubechies, etc.

Plusieurs chercheurs comparent les ondelettes aux notes de musique, comme disent certains d'entre eux, c'est la musique des mathématiques. Chaque note d'un morceau étant en effet associée à une certaine localisation aussi bien temporelle (son instant d'occurrence et sa durée) que fréquentielle (sa hauteur). On peut ainsi, en utilisant relativement peu de notes mathématiques auxquelles on associe des caractéristiques physiques, représenter une énorme quantité d'informations. À ceci, il faut ajouter une contrainte dictée par la physique selon laquelle une note, pour être perçue comme telle, doit être tenue d'autant plus longtemps qu'elle est plus grave (dualité temps-fréquence). Comme disait *Wiener (1956)*, dans *I am a mathematician*, "A fast jig on the lowest register of an organ is in fact not so much bad music but no music at all".

Il existe de nombreux ouvrages et articles qui traitent du sujet des ondelettes. Leur utilisation n'a cessé d'augmenter dans ces deux dernières décennies, dans des domaines aussi variés que la géophysique, la météorologie, la médecine, etc.

On va commencer par introduire la notion fondamentale de la transformation de Fourier qui est la base de tous les développements qui suivront. Par la suite, les analyses temps-fréquence et temps-échelle seront abordées.

II.1.2. Quelques définitions

A\ Notion de signal et de bruit

La dichotomie apparente entre signal et bruit dans un enregistrement est artificielle et dépend entièrement de l'utilisation qu'on veut en faire. Pour mieux comprendre ceci, prenant un exemple simple de la vie courante: lors d'un séminaire international, on pouvait entendre plusieurs sons dont des paroles en anglais et en français. Heureusement, l'oreille humaine réagit comme un filtre intégrateur pour différencier entre les différents sons. Pour un francophone les paroles en français forment un signal et tout autre son est un bruit. Par contre, pour un anglophone ça sera les paroles en anglais. Enfin, pour un bilingue les deux seront considérés pour lui comme du signal.

Une définition, la plus utile, du bruit est : tous ce qui, dans l'enregistrement, ne sera pas utilisé pour l'interprétation qu'on désire faire. Bien évidemment, si l'on change de technique d'interprétation, ce qui était bruit peut devenir du signal et vis versa (Mechler, 2001).

Un signal est une grandeur physique, qui dépend d'une ou plusieurs variables indépendantes comme par exemple : le temps, la distance, la température, la pression (Quinquis , 2001). En d'autres termes, c'est le support physique de l'information.

B\ la non-stationnarité

La non-stationnarité est une « non-propriété » : elle n'est définie que par son contraire. Il faut expliquer ce qu'est la stationnarité pour comprendre le « non ». En stationnaire, les propriétés statistiques d'un signal ne dépendent pas d'un temps de référence, ils sont invariants par translation.

II.2. La transformée de Fourier

En 1807, Fourier présenta un mémoire à l'Institut de France dans lequel il montrait que toute fonction périodique pouvait être représentée par une somme de sinusoides. Un siècle et demi plus tard, cette idée eut un impact plus que considérable dans les domaines de la physique, l'analyse mathématique et en sciences de l'ingénieur. Son expansion est due principalement à l'existence d'algorithmes très rapides- initialement développé dans les années 60 pour les besoins de la prospection sismique- et la simplicité des opérations de filtrage dans ce domaine.

Les formules d'analyse et de synthèse de la transformée de Fourier d'une fonction intégrable sont données par :

$$\text{Analyse : } F(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{-i2\pi\nu t} dt$$

$$\text{Synthèse : } f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu) \cdot e^{i2\pi\nu t} d\nu$$

Ces formules montrent que pour le calcul d'une valeur fréquentielle $F(\nu)$, il est nécessaire de connaître toute l'histoire temporelle de $f(t)$ de $-\infty$ à $+\infty$.

Malgré l'utilisation très abondante de cette transformation, elle présente plusieurs inconvénients au niveau de son interprétation physique et son domaine d'application.

On peut en citer quelque uns :

- 1- la disparition de l'aspect temporel : Pour comprendre cet aspect voyons la célèbre citation de J.Ville (1948) :

« Si nous considérons en effet un morceau de musique contenant plusieurs mesures (ce qui est le moins qu'on puisse demander) et qu'une note, ' la' par exemple, figure une fois dans le morceau, l'analyse harmonique nous présentera la fréquence correspondante avec une certaine amplitude et une certaine phase, sans localiser le la dans le temps. Or, il est évident qu'au cours du morceau il est des instants où on

n'entend pas le 'la'. La représentation est néanmoins mathématiquement correcte, parce que les phases de notes voisines du 'la' sont agencées de manière à détruire cette note par interférences destructives lorsqu'on ne l'entend et à la renforcer, également par interférence, lorsqu'on l'entend ; mais s'il y a dans cette conception une habileté qui honore l'analyse mathématique, il ne faut pas se dissimuler qu'il a également une défiguration de la réalité : en effet, quand on n'entend pas le 'la', la raison véritable est que le 'la' n'est pas émis. »

Cette citation nous montre l'absence totale de la localisation temporelle dans la transformation de Fourier qui engendre une difficulté à donner une interprétation physiquement acceptable aux signaux ou phénomènes étudiés.

2- la non-causalité : il faut connaître tout le signal f pour pouvoir calculer F , l'analyse en temps réel est impossible.

3- Principe d'incertitude d'Heisenberg-Gabor :

Bien qu'il fût découvert par Heisenberg en 1925 en mécanique quantique, son formalisme en traitement du signal a été établi par Gabor en 1946. Il est donné par :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq \frac{1}{4\pi}$$

Avec : Δt et $\Delta \nu$ sont les supports temporel et fréquentiel du signal, mesurés par leurs moments d'inertie respectifs.

Cette expression exprime le fait que des supports éphémères en temps et en fréquence ne peuvent coexister. À un signal bref en temps, correspond un spectre fréquentiel très étendu.

II.3. Transformées de Fourier à fenêtre (SFT)

En 1946, Gabor a voulu mesurer les variations fréquentielles des sons mais comme on l'a déjà vu le caractère global de la transformée de Fourier ne le permet pas. Pour pallier à ce problème l'idée qu'il eut, était tout simplement de localiser l'analyse avec

une fenêtre symétrique autour d'une position temporelle, de faire la transformée de Fourier, puis de recommencer sur toutes les positions possibles. C'est le principe de la transformée de Fourier à fenêtre ou encore appelée transformée de Gabor. Elle est définie par :

$$\begin{aligned} \text{Analyse} \quad SFT(v,b) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot g_{v,b}(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot g(t-b) \cdot e^{-i2\pi \cdot vt} dt \\ \text{synthèse} \quad f(t) &= \iint_{\mathbb{R}^2} SFT(v,b) \cdot G_{v,b}(t) \cdot dvdb \quad \text{Avec } g(t) = e^{-\pi t^2} \end{aligned}$$

$g_{v,b}(t)$ est appelée atome de la transformée, la notation SFT vient de l'anglais « short Fourier transform ».

D'après la relation de Parseval, on peut écrire :

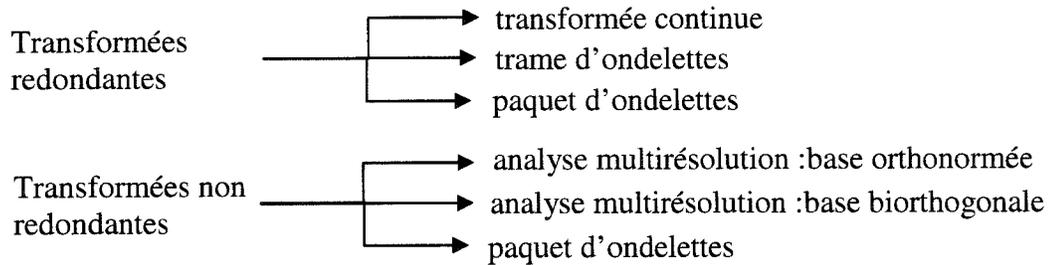
$$SFT(v,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot g^*_{v,b}(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi) \cdot G^*(\xi - v) \cdot e^{i2\pi \cdot (\xi - v)b} d\xi$$

Cette dernière relation montre que l'atome $g_{v,b}(t)$ joue le rôle de la réponse impulsionnelle d'un filtre sélectif à la fréquence v . Ainsi, la SFT peut être interprétée comme une batterie de filtres de même gabarit, décalés en fréquence.

Le défaut majeur de cette transformée est une résolution temporelle fixe, la fenêtre est de taille constante. Par conséquent, elle ne permet pas une analyse à la fois locale en temps et précise en fréquence (principe d'incertitude). Pour corriger cette défaillance, on a recours à une transformée qui s'adapte mieux au plan temps-fréquence, c'est la transformée en ondelettes.

II.4. Transformées en ondelettes :

Les transformées en ondelette sont suivant les cas continues ou discrètes, redondantes ou non. Le classement suivant (*Truchetet, 1998*) peut être donné :



On abordera ici que la transformée continue et l'analyse multirésolution. Pour le reste, on pourra se reporter au livre de référence (Mallat, 2000).

II.4.1. Transformée continue en ondelettes

Soit une fonction $\psi \in L^1 \cap L^2$, suffisamment régulière et bien localisée. Elle sera appelée « ondelette » si elle satisfait à la condition suffisante d'admissibilité suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) \cdot dt = 0$$

Cette dernière expression montre que ψ doit avoir au moins un ou plusieurs moments nul, ce qui lui confère un caractère oscillant comme une onde, d'où le nom d'ondelette. A partir de cette unique fonction qu'on appellera dorénavant « ondelette mère », on construit une famille de fonctions qui sont les atomes de base :

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad \text{avec } a \in \mathbb{R}^+, b \in \mathbb{R}$$

a et b sont appelés facteur d'échelle et facteur de translation respectivement.

Remarque : En général, le facteur d'échelle a est pris strictement positif. Cependant, il peut prendre des valeurs négatives, par analogie aux fréquences négatives de l'analyse de Fourier.

La transformée continue en ondelette d'une fonction f d'énergie finie est donnée par :

$$C_f(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot \psi_{a,b}^*(t) \cdot dt$$

On peut écrire cette transformée comme un produit de convolution :

$$C_f(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt = \left(\frac{f(t) * \psi^*\left(\frac{-t}{a}\right)}{\sqrt{a}} \right) (b)$$

Ce qui permet de construire un algorithme rapide en passant dans Fourier car le produit de convolution devient un produit simple.

Maintenant, si on considère une ondelette $\psi(v)$ dans Fourier, ayant une fréquence centrale ν_0 et une bande équivalente $[\nu_0 - B/2, \nu_0 + B/2]$, on peut dire que celle-ci possède les caractéristiques d'un filtre passe bande (au sens large). En réécrivant le produit de convolution ci-dessus comme suit :

$$C_f(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu) \cdot \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^*(a\nu) \cdot e^{i2\pi \cdot \nu t} d\nu$$

On voit que la transformée continue en ondelettes est le résultat d'un filtrage par une batterie de filtres passe-bande à surtension constante Q ($Q = \nu_0 / B$), d'où une résolution fréquentielle absolue d'autant plus mauvaise que l'échelle est associée à une fréquence plus élevée (fig. II.1).

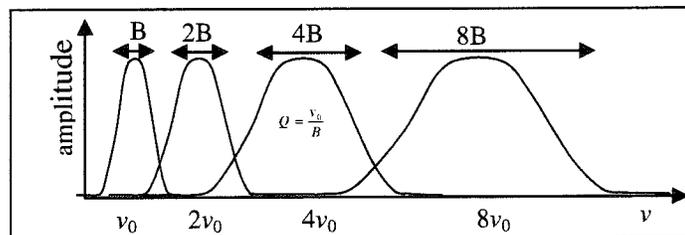


Figure II.1 : filtres associés à la transformée continue en ondelettes.

La fonction ψ peut être réelle ou complexe, ce qui donne lieu à des ondelettes réelles ou analytiques. Si on veut avoir l'évolution temporelle des composantes fréquentielles

on utilisera des ondelettes analytiques pour séparer l'amplitude de la phase. Quant aux ondelettes réelles, elles sont plutôt utilisées pour la détection des transitions brutales d'un signal (détection de transitoires, analyse fractale, etc.).

II.4.2. Analyse multirésolution (base orthonormée)

Avant d'aborder l'analyse multirésolution proprement dite et pour mieux la comprendre, commençons par un exemple avec la base d'ondelettes la plus simple qui existe, la base de Haar.

Supposons qu'on se donne une fonction f appartenant à L^1 , discrétisée sur 8 valeurs :
[1 3 5 8 11 15 16 20].

On voudrait exploiter une éventuelle corrélation de paires voisines pour représenter autrement notre fonction. Pour ce faire, moyennons d'abord les paires de valeurs voisines pour obtenir: [2 6.5 13 18]

Afin de récupérer le signal initial nous devons également enregistrer d'autres valeurs représentant la perte d'information [-1 -1.5 -2 -2] de manière que :

$2+(-1)=1$, $2-(-1)=3$, etc. ;

En réitérant la même procédure sur la moyenne obtenue à chaque fois, il en résulte :

Résolution	Moyenne	Détail
8	[1 3 5 8 11 15 16 20]	
4	[2 6.5 13 18]	[-1 -1.5 -2 -2]
2	[4.25 15.5]	[-2 .25 -2.5]
1	[9.875]	[-5.625]

On peut considérer la fonction précédente comme une fonction sur [0,1] constante par morceaux sur les intervalles : $I_{3,k} = [2^{-3}k, 2^{-3}(k+1)[$, $k = 0, \dots, 2^3 - 1$.

Notons :

V_j l'espace vectoriel des fonctions constantes par morceaux sur les intervalles $I_{j,k}$, où :
 $I_{j,k} = [2^{-j}k, 2^{-j}(k+1)[$, $k=0, 2^j - 1$ et $j = 0, 1, 2, 3$.

et $\phi(t) = I_{0,1}(t) = 1$ pour $0 < t < 1$ et $\phi_{j,k}(t) = \phi(2^j t - k)$, la fonction s'écrit :

$$f(t) = 1\phi_{3,0}(t) + 3\phi_{3,1}(t) + 5\phi_{3,2}(t) + 8\phi_{3,3}(t) + 114\phi_{3,4}(t) + 15\phi_{3,5}(t) + 16\phi_{3,6}(t) + \dots + 20\phi_{3,7}(t).$$

On vient de faire la projection de la fonction f dans la base $\{\phi_{3,k}, k = 0, \dots, 2^3 - 1\}$.

On peut re-écrire alors

$$f(t) = 2\phi_{2,0}(t) + 6.5\phi_{2,1}(t) + 13\phi_{2,2}(t) + 18\phi_{2,3}(t) + (-1)\psi_{2,0}(t) + (-1.5)\psi_{2,1}(t) + (-2)\psi_{2,2}(t) + \dots + (-2)\psi_{2,3}(t); \text{ où : } \psi(t) = I_{[0,1/2]}(t) - I_{[1/2,1]}(t).$$

Il est clair que cette dernière expression montre que la fonction f dans un espace V_3 muni de la base $\{\phi_{3,k}, k = 0, \dots, 2^3 - 1\}$ peut être représentée par sa projection dans un espace V_2 muni de la base $\{\phi_{2,k}, k = 0, \dots, 2^2 - 1\}$, plus de sa projection dans un espace W_2 muni de la base $\{\psi_{2,k}, k = 0, \dots, 2^2 - 1\}$, tel que $V_2 \perp W_2$ et $V_3 = V_2 \oplus W_2$. Pour mieux voir ce qui précède regardant ce qui se passe pour un vecteur :

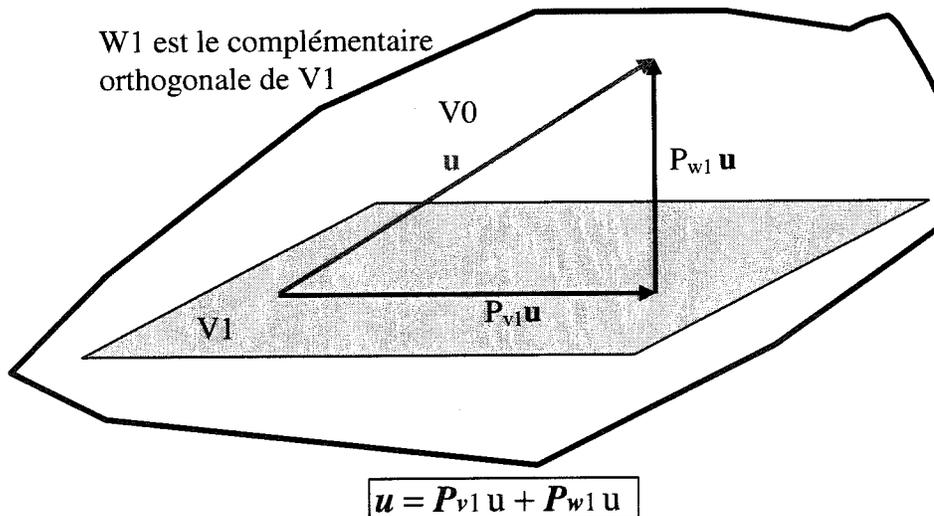
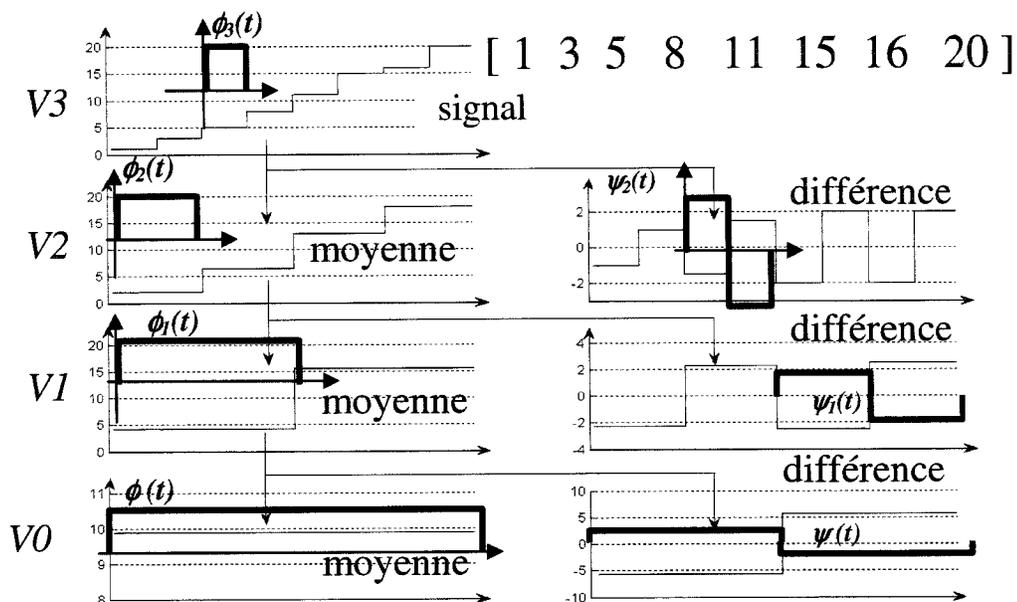


Figure II.2 : Projection d'un vecteur U appartenant à un espace V_0 dans l'espace V_1

On continue ainsi en projetant à chaque fois de V_{i+1} à V_i , ce qui donne le résultat d'aujourd'hui. Ceci peut être illustré dans la figure II.3.



$$[9.875 \quad -5.625 \quad -2.25 \quad -2.5 \quad -1 \quad -1.5 \quad -2 \quad -2]$$

Figure II.3 : décomposition en ondelettes par projection sur les dilatées, traduites de l'ondelette mère ψ et de la fonction d'échelle ϕ de Haar.

En résumé : On a V_j les espaces vectoriels des fonctions constantes par morceaux sur les intervalles $I_{j,k}$, $k=0, 2^j - 1$, ils sont emboîtés. De plus pour chacun de ces sous-espaces espaces, les familles $\{\phi_{j,k}, k = 0, \dots, 2^j - 1\}$ forment une base.

Pour le produit scalaire usuel $\langle f, g \rangle = \int f(t) \cdot g^*(t) dt$, ces familles sont orthogonales et la famille $\{\psi_{j,k}, k = 0, \dots, 2^j - 1\}$ est une base de l'espace vectoriel W_j supplémentaire orthogonal de V_j dans V_{j+1} .

On vient de réaliser une analyse multirésolution avec la base de Haar, une définition plus rigoureuse mathématiquement est donnée par :

Une analyse multirésolution de $L^2(\mathbb{R})$ est une famille $M=\{V_j\}_{j \in \mathbb{Z}}$ de sous espaces vectoriels fermés emboîtés $\dots \subset V_{-2} \subset V_{-1} \subset V_0 \subset V_1 \subset V_2 \subset \dots$,

telle que

$$\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = L^2 \quad \text{et} \quad \bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\} \quad [1]$$

$$\forall j \in \mathbf{Z}, f(x) \in V_j, f(2x) \in V_{j+1} \quad [2]$$

Il existe une fonction $\phi \in V_0$ telle que :

$$V_0 = \left\{ f \in L^2(\mathbf{R}) : f(x) = \sum_{k \in \mathbf{Z}} \alpha_k \cdot \phi(x-k) \right\} \quad [3]$$

$\{\phi_k, k \in \mathbf{Z}\}$ est une base "stable" de V_0 , c'est à dire que :

$$0 < m \leq \|\phi_k\| \leq M < \infty \quad \text{et} \quad A \|f\|^2 \leq \sum_k \alpha_k^2 \leq B \|f\|^2$$

Chaque V_j lui est associé une résolution 2^j et l'approximation d'un signal $f(t)$ à cette résolution est obtenue par projection sur le sous-espace correspondant.

$$a(j, k) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot \phi_{j,k}(t) dt$$

Les propriétés [2] et [3] montrent que le passage de V_0 à un espace V_j se réalise en construisant la famille des dilatées et translatées : $\phi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \phi(2^j t - k)$

La fonction $\phi(t)$ est appelée fonction d'échelle ou la fonction père.

Comme on a vu précédemment, on s'intéresse à la différence d'information qui existe entre deux approximations successives, c'est à dire au détail qu'il faut ajouter à la plus grossière pour passer à la plus fine. Pour chaque espace V_j , ceci revient à dire que les détails appartiennent à un espace W_j qui est le complément orthogonal de V_j dans V_{j+1} .

Maintenant reste à trouver une fonction $\psi(t)$, appelée ondelette, telle que $\{\psi(t-k), k=0, \dots, 2^j - 1\}$ soit une base de W_0 pour que la collection :

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \psi(2^j t - k) \quad \text{soit une base orthonormée.}$$

IV.4.2.1. Algorithme rapide

La clé de pour arriver à cet algorithme sont les équations à deux échelles pour la fonction d'échelle et l'ondelette.

On sait que $\phi(t)$ est dans $V_0 \subset V_1$, on peut alors écrire :

$$\phi(t) = \sqrt{2} \sum_k h[k] \cdot \phi(2t - k) \quad ; \text{ avec } h[k] = \sqrt{2} \int \phi(t) \cdot \phi(2t - k) dt$$

De même, on sait que $\psi(t)$ est dans V_1 , alors :

$$\psi(t) = \sqrt{2} \sum_k g[k] \cdot \phi(2t - k) \quad ; \text{ avec } g[k] = \sqrt{2} \int \psi(t) \cdot \phi(2t - k) dt$$

On rappelle que dans le cas où on a $\{v_1, v_2, \dots, v_n\}$ une base dans l'espace V , tout vecteur (fonction) peut être écrit comme:
$$\mathbf{w} = \sum_j \alpha_j \mathbf{v}_j$$

En général, les α_j sont difficiles à déterminer sauf pour une base orthonormée :

$$\alpha_j = \langle \mathbf{w}, \mathbf{v}_j \rangle$$

$\tilde{h}[k]$: filtre passe-bas (utilisé pour la reconstruction)

$\tilde{g}[k]$: filtre passe-haut (utilisé pour la reconstruction)

$h[k]$: filtre passe-bas (utilisé pour la décomposition)

$g[k]$: filtre passe-haut (utilisé pour la décomposition)

On démontre qu'il suffit de connaître seulement $h[k]$ pour déduire $g[k]$. La relation qui les lie est donnée par :
$$h[L-1-n] = (-1)^n g[n]$$

a \ Analyse :

On sait que :
$$a(j, k) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot 2^{j/2} \phi(2^j t - k) dt$$

En utilisant l'équation à deux échelles pour la fonction d'échelle on obtient :

$$\begin{aligned} a(j, k) &= \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot 2^{j/2} \left(\sqrt{2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} h(m) \cdot \phi(2(2^j t - k) - m) \right) dt \\ &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} h(m) \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot 2^{(j+1)/2} \phi(2^{j+1} t - (m + 2k)) dt \\ &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} h(m) \cdot a(j+1, m + 2k) \end{aligned}$$

Soit encore :

$$a(j, k) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} h(m - 2k) \cdot a(j + 1, m)$$

De la même façon on établit que :

$$d(j, k) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} g(m - 2k) \cdot a(j + 1, m)$$

Ces deux dernières relations montrent comment faire le passage d'une approximation à un niveau $j+1$ à niveau j . Leur calcul peut être interprété comme un produit de convolution entre $\tilde{h}[k]$ et $a(j+1, k)$ (resp. $\tilde{g}[k]$ et $a(j+1, k)$) évalué pour un indice sur deux ; ou encore comme un filtrage de la séquence $a(j+1, k)$ par le filtre de réponse impulsionnelle $\tilde{h}[k]$ (resp. $\tilde{g}[k]$) suivi par un sous échantillonnage de rapport 2. Ceci est illustré dans la figure II.4 :

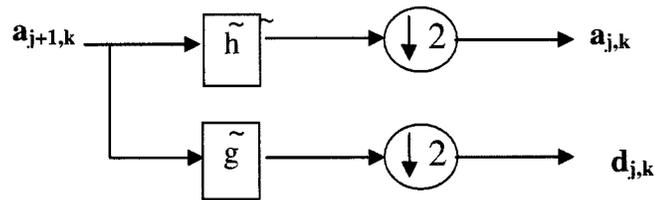


Figure II.4 : Algorithme d'analyse de Mallat

b \ Synthèse :

La décomposition est gouvernée par l'équation :

$$f[k] = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_{j+1, k} \phi_{j+1, k}(t) \quad (4)$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_{j, k} \phi_{j, k}(t) + \sum_{k=-\infty}^{+\infty} d_{j, k} \psi_{j, k}(t) \quad (5)$$

D'où, par projection de cette égalité sur $\phi_{j+1, n}$, on a :

$$\int \phi_{(j+1), n}(t) \textcircled{4} dt = \int \phi_{(j+1), n}(t) \textcircled{5} dt$$

Ce qui donne :

$$a_{j+1,k} = \sum_{k=0}^{N-1} a_{j,k} \langle \phi_{(j),k}, \phi_{(j+1),n} \rangle + \sum_{k=0}^{N-1} d_{j,k} \langle \psi_{j,k}, \phi_{(j+1),n} \rangle$$

Il devient alors facile de voir que :

$$\begin{aligned} \langle \phi_{(j),k}, \phi_{(j+1),n} \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} 2^{j/2} \phi(2^j t - k) \cdot 2^{j+1} \phi(2^{j+1} t - n) dt \\ &= \sqrt{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(t) \phi(2t - (n - 2k)) dt \\ &= h[n - 2k] \end{aligned}$$

Et, par un raisonnement analogue, on trouve :

$$\langle \psi_{j,k}, \phi_{(j+1),n} \rangle = g[n - 2k]$$

Enfin, on déduit la relation de reconstruction :

$$a_{j+1,k} = \sum_{k=0}^{N-1} h[n - 2k] a_{j,k} + \sum_{k=0}^{N-1} g[n - 2k] d_{j,k}$$

qui consiste à faire une interpolation (intercaler un zéro entre les échantillons d'une série) suivie de filtrages. La figure II.5, montre l'algorithme de décomposition-reconstruction de Mallat.

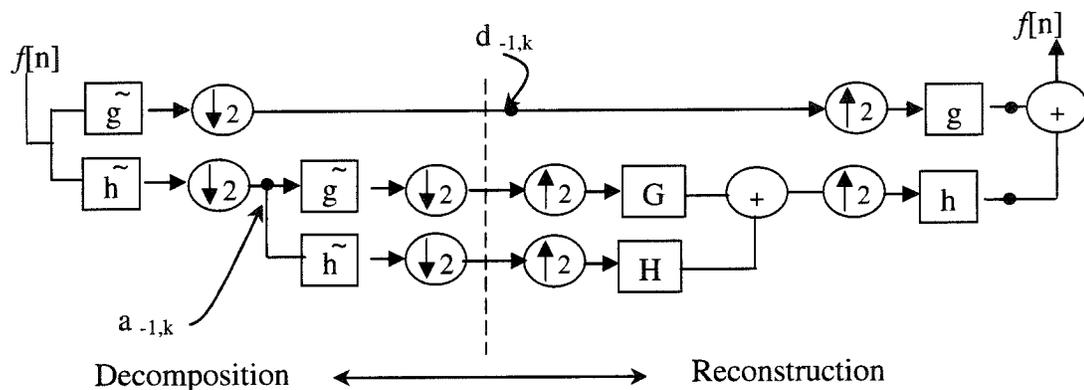


Figure II.5 : Algorithme de décomposition, reconstruction de Mallat