HAL
open science

Étude et modélisation des performances du radar bistatique EISS conçu et développé pour le sondage profond des sous-sols planétaires

Marc Biancheri-Astier

To cite this version:

Marc Biancheri-Astier. Étude et modélisation des performances du radar bistatique EISS conçu et développé pour le sondage profond des sous-sols planétaires. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université de Versailles-Saint Quentin en Yvelines, 2010. Français. NNT : . tel-00667559

HAL Id: tel-00667559

https://theses.hal.science/tel-00667559v1

Submitted on 7 Feb 2012

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

DE L'UNIVERSITÉ DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES

ÉCOLE DOCTORALE "SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE VERSAILLES"

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES

Spécialité : MÉTHODES PHYSIQUES EN TÉLÉDÉTECTION
(TÉLÉDÉTECTION RADAR - ÉLECTRONIQUE)

ÉTUDE ET MODÉLISATION DES PERFORMANCES DU RADAR BISTATIQUE "EISS" CONÇU ET DÉVELOPPÉ POUR LE SONDAGE PROFOND DES SOUS-SOLS PLANÉTAIRES

Soutenue le 02 décembre 2010 par :

MARC BIANCHERI-ASTIER

Membres du jury :

G. CAUDAL	Professeur de l'Univ. de Versailles UVSQ - LATMOS	Président
M. SYLVAIN	Professeur de l'Univ. de Marne-la-Vallée - ESYCOM	Rapporteur
J. SAILLARD	Professeur de l'Univ. de Nantes - IREENA	Rapporteur
R. DE OLIVEIRA	Maitre de conférence de l'Univ. de Versailles UVSQ - LISV	Examinateur
Y. BARBIN	Ingénieur de recherche CNRS - LSEET Toulon	Examinateur
V. CIARLETTI	Professeur de l'Univ. de Versailles UVSQ - LATMOS	Directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire ATmosphères, Milieux, Observations Spatiales
(LATMOS-IPSL-UMR 8190)

La théorie, c'est quand on sait tout, et que rien ne fonctionne.
La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.
Ici, nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne...et personne ne sait pourquoi !
Theorie ist wenn man weiß wie es geht und es nicht funktioniert.Praxis ist wenn wenn es funktioniert und niemand weiß warum.Realität ist wenn nichts funktioniert...und niemand weiß warum !
Albert Einstein

On dit que seulement dix personnes comprennent Einstein. Moi, personne ne me comprend. Suis-je un génie ?
Auteur inconnu

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tout particulièrement ma directrice de thèse : Valérie CIARLETTI, professeur à Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines UVSQ, qui a su renforcer mon goût du travail de recherche et expérimental, déjà développé grâce à mes précédents stages en entreprise (Master2 Pro) et en laboratoire (Master2 Recherche) ainsi qu'avec ma passion de l'électronique et de l'informatique. Valérie a su me faire confiance dans mes choix, tant sur le point expérimental que sur les choix d'avenir. Elle a su faire preuve d'une grande disponibilité afin de m'apporter son expérience et échanger des idées tout en me laissant une grande indépendance, ce que j'apprécie particulièrement. Merci pour sa disponibilité malgré sa charge de travail, son grand sens de la pédagogie, ses conseils avertis ainsi que pour le suivi de ma thèse ce qui m'a permis d'évoluer dans un climat de sérénité. Un énorme merci pour la relecture et la correction fastidieuses de ce manuscrit de 200 pages ;-)

Merci à M. Herve DEFERAUDY (. . .-2007) et Mme Danièle HAUSER (2008-. . .) de m'avoir accueilli dans leur laboratoire pour cette aventure de trois ans (et un peu plus) à Vélizy puis à Guyancourt.

Je suis très reconnaissant à Gérard CAUDAL, professeur à UVSQ et vice-président du Conseil Scientifique de l'UVSQ, d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je tiens à remercier Michel SYLVAIN, professeur à l'Université de Marne la Vallée et Joseph SAILLARD, professeur de l'Université de Nantes, de m'avoir fait l'honneur d'accepter la tâche de rapporteur et de m'avoir donné à réfléchir par leurs questions à propos. Je remercie également Rodrigo DE OLIVEIRA, maître de conférence (HDR) à l'UVSQ, ainsi que Yves BARBIN, ingénieur de recherche au CNRS, examinateurs de mon jury de thèse.

J'exprime ma plus grande gratitude à Steve CLIFFORD, pour les heures qu'il a passé à la relecture de mon premier article, pour l'aide apportée à sa reformulation plus angliciste et pour l'honneur d'avoir travaillé ensemble sur le projet NetStation.

Je tiens également à remercier toute l'équipe du LATMOS « Laboratoire ATmosphères, Milieux, Observations Spatiales », permanents, ingénieurs avec qui j'ai travaillé étroitement ces dernières années, stagiaires et doctorants, tout simplement puisque dans ce laboratoire, on cultive le savoir vivre et la bonne humeur, éléments essentiels d'un travail agréable. Merci encore à Alain REINEIX et Christophe GUIFFAUT du laboratoire XLIM à Limoges pour leur collaboration et l'aide qu'ils m'ont apportée pour l'utilisation de leur code FDTD TEMSI-FD. Je remercie également Alice LE GALL, ancienne doctorante du LATMOS, pour son debriefing sur ce code ainsi que pour son manuscrit de thèse qui m'a

servi de base. Sans oublier l'ONF "Office National des Forêts" qui nous a ouvert les “portes“ (plutôt les barrières ;-)) de la forêt de Fontainebleau pour des expériences sur son étendue de sable.

Bien entendu, je suis extrêmement reconnaissant aux ingénieurs avec lesquels j'ai travaillé étroitement pendant ces 3 ans, qui m'ont permis de ne pas m'éloigner de la conception instrumentale, qui manquait à l'ingénieur que je suis. Par ordre chronologique d'apparition : Richard NEY, Charlotte CORBEL, François DOLON (aujourd'hui ingénieur dans le sud de la France), Christophe CAUDOUX, Yannick SIMON, Vincent LERAY, Rafik HASSEN-KHODJA, Benjamin LUSTREMENT. Je repense à nos campagnes de mesures répétées sur l'étendue de sable de la Forêt de Fontainebleau, assommés par un soleil de plomb (un bon cagnard, dirait le sudiste que je suis).

Je remercie plus particulièrement Richard DUSSEAUX, Odile TACONET, Edwige VANNIER, Olivier CHIMI, Louis DE MONTERA, Alex BELARBI, Claire REVILLET, Audrey MARTINI avec lesquels j'ai passé de bons moments et eu des discussions pour essayer d'améliorer le monde ;-). Merci au site d'enchères Ebay sur lequel j'ai déniché de très bonnes occasions grâce, bien évidemment, à quelques heures de surf bien délirantes et sympathiques (un des rares moments de loisir durant ces 3 ans).

J'adresse mes remerciements à tous les enseignants de l'IUT « Réseaux et Télécommunications » de Vélizy, dans lequel j'ai exercé mon monitorat en enseignant des disciplines qui me tiennent à cœur : Télécommunications - Traitement du signal - Électronique ainsi qu'à Francisco ALVES et Philippe COSTE, pour l'aménagement allégé des premiers mois de mon poste d'ATER à l'IUT de Cachan, afin que je puisse finir mon manuscrit dans de meilleures conditions.

Je terminerai par remercier toute ma famille, en particulier ma mère qui a toujours eu confiance en moi et pour tout le soutien qu'elle m'a apporté durant ces 3 ans (euh ! ! ! non, depuis que je suis né). Merci à ma chatte « Praline » ;-) pour son soutien et pour ces heures passées à vouloir dormir sur mon bras pendant la rédaction de ce manuscrit. Certainement déboussolée avec mes horaires nocturnes. Merci ainsi qu'à tous ceux que j'ai oubliés dans cette liste qui m'ont aidé, soutenu et encouragé durant ma thèse.

A tous, Merci. ;-)

A ma mère.

Résumé

A ce jour, en dépit des missions passées et présentes vers Mars (notamment MarsExpress et MRO), peu d'informations sont disponibles sur la structure et la composition du sous-sol de la planète, en dehors de ses calottes polaires et de sa couche très superficielle. La recherche d'éventuels réservoirs hydriques, qui pourraient avoir subsisté à des profondeurs kilométriques reste d'actualité. Le sondage électromagnétique du sous-sol, méthode de prospection non destructive, apparaît comme une des solutions les plus prometteuses. Un des objectifs scientifiques de la future mission martienne ExoMars (ESA) est l'exploration du sous-sol à partir de la surface. Dans ce contexte, le LATMOS a conçu et réalisé une version de radar à pénétration de sol baptisé EISS « Electromagnetic Investigation of the SubSurface », permettant le sondage profond du sous-sol de Mars.

L'instrument EISS est un GPR (Ground Penetrating Radar) impulsionnel opérant à des fréquences basses de la gamme HF autour de 2MHz et 4MHz, ce qui permet d'envisager des profondeurs de pénétration kilométriques dans le sous-sol de la planète. Le concept innovant de EISS repose sur sa capacité à tirer parti de la présence de deux stations voisines à la surface de la planète pour fonctionner en mode bistatique et améliorer en quantité et qualité les informations recueillies sur le sous-sol.

Les résultats présentés dans ce document sur les performances du radar reposent essentiellement sur des simulations numériques (FDTD) qui modélisent de façon précise le fonctionnement des antennes du radar et la propagation dans le sous-sol, et permettent d'évaluer les performances attendues en fonction du type d'environnement considéré. Les résultats sont validés, lorsque cela a été possible, par comparaison avec des modèles analytiques plus simples et avec des mesures expérimentales.

Nous présentons ainsi des résultats d'études menées sur la conception et l'optimisation de l'antenne électrique de EISS qui est constituée de deux monopôles chargés déployés à même le sol, et sur l'impact de l'angle entre ces deux monopôles sur les performances de l'instrument. Le couplage entre l'antenne électrique et le sol a été analysé afin d'estimer la permittivité du sous-sol proche. Accéder aux caractéristiques électriques du sol, sans retour d'échantillons, ni analyse in situ est relativement rare dans les missions spatiales et relève d'un grand intérêt pour l'interprétation des mesures radar. Différentes techniques d'interprétation des données en termes de détection, localisation en trois dimensions et caractérisation des strates du sous-sol sont proposées et évaluées à partir de données simulées.

Mots clés : Télédétection, Géoradar, GPR, Mars, FDTD, Sondage du sous-sol, Bistatique, Onde réfléchie, Couplage antennes-sol, Optimisation d'antennes, Imagerie 3D, strates géologiques.

Abstract

To date, despite past and current missions to Mars (including MarsExpress and MRO), little information is available on the structure and composition of the planet's sub-surface, apart from its polar caps and its very superficial layer. The search for potential water reservoirs, which may have persisted at kilometric depths is still relevant. The electromagnetic sounding of the sub-surface appears as one of the most promising ways to get information about the planet structure. The exploration of the sub-surface from the surface is among the scientific objectives of the future ExoMars mission to Mars (ESA). In this context, LATMOS designed and realized a Ground Penetrating Radar EISS called og Electromagnetic Investigation of the Sub Surface fg, allowing the survey of the deep subsurface of Mars.

The instrument EISS is a pulse GPR (Ground Penetrating Radar) operating at low frequencies in the HF range around 2MHz and 4MHz, which allows to consider kilometric depths of penetration into the sub-surface. The innovative concept of EISS is its ability to take advantage of the presence of two nearby plateforms on the surface of the planet to operate in bi-static mode and improve the quantity and quality of the collected information.

The results presented in this paper on the performance of the radar are mainly based on numerical simulations (FDTD) which model accurately the operation of the radar antennas and of the wave propagation in the sub-surface, and allow to assess the expected performances of the instrument for different types of environment. The results are validated when it was possible, by comparison with simple analytical models and with experimental measurements.

We present results of studies conducted on the design and optimization of the EISS's electrical antenna which is composed of two loaded monopôles deployed on the ground and on the impact of the angle between these two monopolies on the instrument's performance. The electrical coupling between the antenna and the near subsurface was analyzed to estimate the permittivity of the geological top layer. Having access to electrical characteristics of ground without returning samples nor performing in situ analysis is unusual in space missions and aroused great interest for the interpretation of the radar data. Different techniques of data interpretation in terms of detection, three-dimensional localization and characterization of subsurface layers are proposed and evaluated using simulated data.

Key words : Remote sensing, Radar, GPR, Mars, FDTD, Subsurface survey, Bistatic, Reflected wave, Antennas-subsurface coupling, Optimisation of antennas, 3D imaging, geological layers.

Table des matières

Remerciements **iii**

Résumé **v**

Introduction **1**

1 Notions d'électromagnétisme appliquées au radar **7**

1.1 Propriétés électromagnétiques de la matière 9

1.1.1 Permittivité électrique ou constante diélectrique 9

1.1.2 Conductivité électrique 10

1.1.3 Permittivité et conductivité complexe effective 10

1.1.4 Perméabilité magnétique 11

1.1.5 Dispersion 12

1.2 Propagation-diffusion des ondes dans un milieu homogène 13

1.2.1 Equation du milieu – Equation de Maxwell 14

1.2.2 Vitesse de propagation et atténuation des ondes planes et harmoniques 17

1.2.3 Régime de propagation – Régime de diffusion 20

1.3 Etude de la propagation des ondes dans un milieu hétérogène 21

1.3.1 Echelle de l'hétérogénéité 21

1.3.2 Cas D»λ : réflexion et transmission 22

1.3.3 Cas D$\sim \lambda$ et D«λ : Rugosité et relief 25

1.3.4 Modification de la polarisation de l'onde EM dans le cas d'une interface plane . 26

2 En route vers la planète Mars **27**

2.1 Cartographie globale de Mars 29

2.2 Hydrologie martienne 31

2.2.1 Évidence géomorphologique de la présence passée d'eau sur Mars 31

2.3 A la conquête de Mars : les missions passées et futures 37

2.3.1 Historique des missions 37

2.3.2 Les futures missions et les péripéties de la mission ExoMars 38

2.4 Modèle géologique et géoélectrique du sous-sol profond 41

3 L'instrument de prospection EISS **45**
3.1 Les radars à pénétration de sol (GPR) . . . 47
3.1.1 Différentes modes de fonctionnement . . . 47
3.1.1.1 Modes d'acquisition des données radar . . . 48
3.1.1.2 Radar impulsionnel . . . 49
3.1.1.3 Radar à modulation de fréquence (FMCW) . . . 50
3.1.1.4 Radar à saut de fréquence (Step frequency GPR) . . . 50
3.1.1.5 Quelques antennes . . . 51
3.1.2 Performances théoriques d'un géoradar . . . 52
3.1.2.1 Bilan de liaison et dynamique du système . . . 52
3.1.2.2 Profondeur de pénétration maximale des ondes radar . . . 54
3.1.2.3 Résolution verticale d'un radar . . . 55
3.1.3 Domaines d'applications et exemples d'acquisition de données . . . 55
3.2 Le radar à pénétration de sol EISS . . . 57
3.2.1 Spécificités des signaux transmis et reçus par EISS . . . 57
3.2.1.1 Émission . . . 57
3.2.1.2 Traitement des données à la réception : Additions cohérentes . . . 58
3.2.2 Antennes électrique et magnétique du radar EISS . . . 59
3.2.2.1 Antenne électrique à bord du Lander . . . 60
3.2.2.2 Antenne magnétique à bord du Rover . . . 61
3.2.2.3 Antenne VHF . . . 61
3.2.3 Electronique du radar EISS . . . 62
3.2.3.1 Schéma bloc et conception . . . 62
3.2.3.2 Performances . . . 66
3.2.4 Modes de fonctionnement . . . 69
3.2.4.1 Mode monostatique . . . 69
3.2.4.2 Mode bistatique . . . 69
3.2.4.3 Mode mesure d'impédance d'antenne . . . 69
3.2.4.4 Mode passif . . . 70

4 De la simulation à la mesure sur sites **73**
4.1 Modélisations numériques . . . 75
4.1.1 Les différentes méthodes de calculs . . . 75
4.1.2 La méthode des différences finies FDTD . . . 76
4.1.2.1 Discrétisation des équations de Maxwell selon l'algorithme de Yee . . . 76
4.1.2.2 Contraintes numériques . . . 78
4.1.2.3 Conditions absorbantes aux frontières de la boîte de calcul . . . 80
4.1.3 Simulations numériques sous TEMSI-FD (XLIM) . . . 81
4.1.3.1 Modélisation des sols : modèle de Debye . . . 81
4.1.3.2 Modélisation d'un milieu non homogène : milieu fractal . . . 84

4.1.3.3 Modélisation des antennes : formalisme des fils minces de Holland . . 92
4.2 Sites de prospections 95
4.2.1 Le sable de la forêt de Fontainebleau (France) 95
4.2.2 Autres sites prospectés 96

5 Étude des antennes électriques de EISS 99
5.1 Propriétés générales des antennes 101
5.1.1 Diagramme de rayonnement 101
5.1.1.1 Diagramme de rayonnement d'un dipôle élémentaire posé sur un sol . 101
5.1.1.2 Diagramme de rayonnement de l'antenne de EISS posée sur un sol . . 104
5.1.1.3 Domaine de validité de l'approximation du champ lointain 106
5.1.2 Impédance d'entrée de l'antenne 107
5.1.3 Largeur de bande – Largeur de bande d'adaptation 108
5.1.4 Polarisation d'une antenne 108
5.2 Antenne électrique de EISS chargée résistivement 109
5.2.1 Etude préliminaire d'un dipôle élémentaire 109
5.2.2 Profil résistif optimisé pour un milieu donné : Wu-King 112
5.2.3 Diagramme de rayonnement en fonction du profil résistif et du milieu 115
5.3 Décroissance du courant le long de l'antenne 116
5.3.1 Analyse analytique de l'antenne optimisée pour l'air lorsque celle-ci est plongée dans l'air 117
5.3.2 Modélisation analytique du couplage avec le proche sous-sol 118
5.3.2.1 Expression analytique de l'amplitude du courant pour une antenne posée sur un sol quelconque 118
5.3.2.2 Cas particulier d'une antenne optimisée pour l'air, posée sur un sol . . 119
5.3.3 Modélisation numérique des performances d'une antenne isolée électriquement . 121
5.3.3.1 Influence du choix du profil résistif sur la décroissance du courant le long d'une antenne isolée 121
5.3.3.2 Influence du choix du profil résistif sur le champ rayonné par une antenne isolée 123
5.4 Profil fréquentiel de l'impédance d'antenne 124
5.4.1 Etude numérique de l'influence de la permittivité du sous-sol sur l'impédance de l'antenne isolée 124
5.4.2 Étude numérique de l'influence de la conductivité du sous-sol sur l'antenne isolée 127
5.4.3 Etude numérique de l'influence de la perméabilité magnétique du sous-sol sur l'antenne isolée 128
5.4.4 Représentativité des paramètres inversés 129
5.5 Estimation des propriétés électriques du proche sous-sol présent sous l'antenne 131
5.5.1 Mesures en laboratoire des propriétés électromagnétiques d'échantillons de sol . 132
5.5.2 Estimation via la distribution de courant le long de l'antenne 133

5.5.3 Estimation via l'impédance mesurée de l'antenne 134
5.6 Études complémentaires 136
5.6.1 Étude de l'isolation électrique des antennes modélisées 136
5.6.2 Influence de l'ajout d'un câble coaxial en amont de l'antenne 137
5.6.3 Influence du rayon du fil 139
5.6.4 Influence du nombre de résistances 140
5.6.5 Antenne à une hauteur h du sol 142
5.6.6 Influence d'un mauvais déploiement de l'antenne 143
5.6.7 Influence du Lander et des airbags sous le premier mètre de l'antenne 145

6 Étude et interprétation des signaux reçus en mode bistatique 147
6.1 Identification et propriétés des ondes reçues 149
6.1.1 Modèle direct simplifié de temps de propagation 149
6.1.1.1 Ondes directes 150
6.1.1.2 Ondes réfléchies ou guidées 150
6.1.1.3 Ondes latérales ou réfractées 154
6.1.1.4 Validation des expressions approchées des temps de propagation . . . 155
6.1.2 Décroissance en amplitude des ondes reçues 158
6.1.3 Estimation de la conductivité du sous-sol via la décroissance en amplitude des ondes 160
6.2 Modélisation d'une antenne électrique constituée de deux monopôles non-alignés . . . 161
6.2.1 Modélisation basée sur des sources de courant ponctuelles 162
6.2.1.1 Principe et validation de la méthode de simulation 162
6.2.2 Influence de l'angle entre les deux monopôles de l'antenne HF 164
6.2.2.1 Diagramme de rayonnement 165
6.2.2.2 Cartes de niveau de champ reçu pour différentes configurations d'antennes émettrices 166
6.2.3 Bilan sur le champ magnétique reçu 170
6.3 Localisation et caractérisation des réflecteurs du sous-sol : imagerie 3D du sous-sol . . 172
6.3.1 Interprétation de mesures acquises en un point unique 172
6.3.1.1 Paramètres caractérisant la position d'un réflecteur 173
6.3.1.2 Direction d'arrivée des échos via le champ électromagnétique 176
6.3.1.3 Direction d'arrivée des échos via le plan de polarisation du champ magnétique généré par une onde plane polarisée 176
6.3.1.4 Direction d'arrivée des échos via le plan de polarisation du champ magnétique reçu par le rover 179
6.3.2 Inversion des permittivités et des propriétés physiques d'un sous-sol stratifié via un radargramme 181
6.3.2.1 Modèle à 1 couche horizontale 181
6.3.2.2 Modèle à 1 couche inclinée 184

Conclusion et Perspectives **189**

Bibliographie **1**

A Propriétés électromagnétiques de milieux naturels **11**
A.1 Cas particulier de l'eau liquide : 11
A.2 Cas particulier de la neige et la glace : 12
A.3 Cas des roches et des sols : 13

B Isolation diélectrique des antennes électriques **15**
B.1 Paramètres à définir 15
B.2 Propriétés des diélectriques en lice 17
B.3 Étude d'une antenne ruban isolée 18

C Polarisation de l'antenne électrique de EISS : Détermination du champ lointain en présence d'un sol **23**

D NetStation : Évolution du radar EISS **27**
D.1 Le projet NetStation 27
D.2 Performances de NetStation (2MHz - 20MHz) 29
D.2.1 Choix des antennes émettrices 29
D.2.2 Performances du sondage d'un sous-sol assimilable à Mars 29

Publications liés à ce travail de thèse **i**

Introduction

Le radar est un système de télédétection qui utilise les ondes radioélectriques. Il permet de détecter et caractériser des objets présentant un contraste de permittivité par rapport au milieu ambiant suffisamment important. L'émetteur du radar transmet des ondes radio, qui sont reçues par le récepteur après leur interaction avec le milieu sondé. Le nom radar vient de l'acronyme anglais : RAdio Detection And Ranging, qui signifie littéralement "détection et télémétrie radio". Depuis, le mot est entré dans la langue usuelle, perdant donc son écriture de sigle. Le mot "radar" est un acronyme mais aussi un palindrome.

Les fondements de cette technologie sont basés sur les lois de l'électromagnétisme décrites par James Clerk Maxwell en 1864 et sur les travaux de Heinrich Rudolf Hertz qui a ouvert la voie à l'invention du radar en 1888, en démontrant que les ondes électromagnétiques étaient réfléchies par les surfaces métalliques. Plusieurs inventeurs, scientifiques et ingénieurs ont contribué au développement du radar au début du XXe siècle. En 1904, l'allemand Christian Hülsmeyer montre qu'il est possible de détecter la présence de bateaux dans un brouillard très dense à l'aide d'ondes radio. Le radar a fait partie des outils qui ont joué un rôle crucial pendant la Seconde Guerre mondiale. L'expérience acquise pendant ce conflit a permis le développement de nouvelles applications. Il a été remarqué que l'écho des précipitations (pluie, neige) créait du bruit sur les signaux ce qui a donné naissance aux premiers radars météorologiques. L'utilisation du radar s'est aujourd'hui étendue à d'autres domaines que le domaine militaire. Ce système est aujourd'hui employé dans de nombreux domaines : en météorologie, pour le contrôle du trafic aérien, maritime et routier, ...

Aux cours des trois dernières décennies, un nouveau type de radar a été développé : le radar géologique, appelé aussi radar à pénétration de sol souvent désigné par ses initiales en anglais GPR (Ground Penetrating Radar) permettant l'obtention d'informations à travers l'auscultation d'un milieu autre que l'air. Les GPR furent pendant longtemps utilisés en glaciologie. Le véritable essor du géoradar est dû à ses applications en génie civil. Son champ d'application s'est élargi au cours du temps (à partir des années 80). Les GPR sont utilisés dans divers domaines tels que la médecine (localisation de tumeurs, ...), l'humanitaire (localisation de mines antipersonnel, ...), le militaire (localisation de sous-marins, de bases militaires, ...), l'industrie (gisements pétroliers, gisements métallurgiques, ...), la géologie (fracture des roches, localisation de nappes souterraines d'hydrocarbures, ...), l'archéologie, sans oublier le domaine spatial (satellites en orbite autour d'une planète permettant de cartographier

de vastes régions, radar directement posé sur la planète, ...). Cette liste non exhaustive montre la diversité des domaines d'application du GPR. Récemment, il s'est révélé une technique de prospection prometteuse en planétologie.

Le principe du radar géophysique est simple : une onde électromagnétique est émise par une antenne en direction du sol. Elle se propage dans le sol en interagissant avec les structures enfouies qui présentent un contraste suffisant avec le milieu ambiant. La partie du signal qui est réfléchie est captée par l'antenne du récepteur ; le signal correspondant est enregistré en fonction du retard de propagation. La mesure est répétée en différents points de façon à obtenir une image en deux dimensions ou même en trois dimensions du sous-sol. La difficulté de mise en œuvre et d'interprétation des signaux est essentiellement liée au fait que, dans la majorité des cas, la vitesse de propagation dans le milieu est inconnue et que, dans le cas d'un milieu absorbant ou diffusant, la propagation des ondes se fait difficilement. La distance des objets par rapport au radar est estimée grâce au temps de retour du signal et nécessite la connaissance de la vitesse de propagation des ondes dans le milieu. L'amplitude du signal reçu dépend, elle, d'un grand nombre de paramètres qui dépendent du radar (dont la puissance émise, le gain des antennes, les gains dans les chaines d'émission et de réception, la polarisation utilisée,...), du milieu de propagation (par sa conductivité, son hétérogénéité,..) et de la cible (par sa distance au radar, ses dimensions, son contraste de permittivité avec le milieu environnant, la rugosité de sa surface,...). Elle est de ce fait une information riche mais plus difficile à exploiter. Le GPR reste cependant une des rares techniques qui permet d'obtenir de façon non destructive des informations sur la structure des sous-sols. Dans le domaine de l'exploration planétaire, les GPRs peuvent être utilisés depuis un satellite en orbite de façon à couvrir l'ensemble de la planète ou depuis la surface de façon à caractériser de façon beaucoup plus précise mais locale la structure du sous-sol.

Durant des siècles Mars a exercé un attrait irrésistible sur l'imagination des hommes. Une attention particulière a été prêté à cette planète dite la planète rouge [1]. A ce jour, la surface de Mars est certainement la surface planétaire la mieux connue de notre système solaire, après la Terre bien évidemment. Néanmoins, son sous-sol proche ou profond demeure en grande partie un mystère : seule la présence d'hydrogène dans les premiers mètres a été détectée de façon claire par le spectromètre gamma et neutrons de la sonde Mars Odyssey (2002). La minéralogie n'est connue qu'en surface (instrument OMEGA embarqué à bord de la sonde spatiale européenne Mars Express en 2003) et la composition du sous-sol ne peut être prédite que par des modèles.

Parmi les grandes questions encore d'actualité sur l'histoire de la planète Mars, celle concernant l'éventuelle présence de réservoirs d'eau en profondeur tient certainement une place prépondérante. De nombreux fleuves fossiles, de structures paléo-hydrologiques, démontrent l'existence passée d'eau sous forme liquide à la surface. Aujourd'hui, l'eau a disparu de la surface à l'exception d'une faible quantité stockée dans les calottes polaires (sous forme de glace). L'histoire de l'eau martienne et son rôle dans

1. Mars a toujours été caractérisée par sa couleur rouge, due à la présence de l'oxyde de fer à sa surface. C'est ce qui l'a fait associer à la guerre depuis l'Antiquité, d'où son nom en Occident d'après le dieu de la guerre, Mars, dans la mythologie romaine.

l'évolution de la planète sont encore mal compris. Il est pour l'instant admis que l'eau martienne se serait en partie échappée dans l'espace, mais que des quantités importantes pourraient être encore piégées dans son sous-sol dans la cryosphère mais aussi dans d'éventuels aquifères, réservoirs liquides enfouis à des profondeurs kilométriques. L'eau est par ailleurs un élément indispensable aux processus biologiques tels que nous les connaissons, c'est donc un indice fondamental dans la recherche de vie passée ou présente sur Mars et aux futures missions habitées.

Les deux premières missions à destination de Mars qui devaient comporter un GPR, les missions MARS'96 (PRISM Permafrost Radar Investigation of the Subsurface of Mars, radar à bord d'un ballon sonde, composé d'une longue antenne électrique tirée et en contact avec le sol) et NetLander à partir d'un module posé à la surface, ont malheureusement avorté. C'est dans ce contexte que le GPR aujourd'hui baptisé EISS (Electromagnetic Investigation of the SubSurface), version améliorée de la solution retenue pour la mission NetLander et du prototype terrestre TAPIR acronyme de Terrestrial And Planetary Imaging Radar, a été développé. Conçu dès 1999 par le LATMOS (anciennement CETP), il n'a cessé depuis de se perfectionner s'enrichissant à chaque étape de nouvelles fonctionnalités. Si le GPR EISS présenté dans cette thèse n'a pas été retenu lors de la dernière révision de la charge utile de la mission ExoMars, dont le lancement est prévu en 2018 (initialement prévu en 2013), la démonstration des potentialités scientifiques de ce radar à pénétration de sol français dédié à l'étude du sous-sol de Mars, place cet instrument en bonne position pour des missions futures de la NASA ou de l'ESA, en direction de Mars ou d'autres planètes.

Deux missions spatiales cependant ont récemment sondé le sous-sol de Mars à partir de radars en orbite : MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding) à bord de la sonde Mars Express (2005) et SHARAD (SHAllow RADar) à bord de l'orbiteur Mars Global Orbiter (2007). Ces GPR ont entrepris une couverture globale de la planète. MARSIS, en particulier, a permis de dresser une carte basse résolution (avec une résolution verticale de 150m dans le sous-sol et 5-10km le long du profil sondé) des calottes martiennes, pénétrant par endroits la glace sur près de 4km. Cependant, les sondages effectués à des latitudes plus basses sont décevants et n'ont pas, pour l'instant, apporté d'éclairage sur la structure et la nature précise du sous-sol de Mars.

L'objectif de ma thèse est de mener à bien l'optimisation du prototype du radar EISS (antennes électriques et modes opératoires), de caractériser les performances de l'appareil en fonction des différentes configurations radar possibles et de développer des méthodes de traitement en vue de l'interprétation des futurs signaux acquis sur Mars ou sur Terre. L'approche envisagée ici est de recourir à des données simulées obtenues à partir de simulations numériques. Cette démarche permet de se focaliser sur les problèmes physiques englobant le fonctionnement des antennes et la propagation dans différents types d'environnement, en faisant abstraction dans un premier temps des incertitudes liées à la mesure expérimentale dans des milieux naturels complexes et souvent mal connus. Il s'agit de retrouver le maximum d'informations relatives au sous-sol, à partir d'un ou de plusieurs sondages effectués par le radar et à partir de l'impédance effective mesurée sur l'antenne électrique déployée sur le sol, telles que l'estimation de la permittivité ou de la conductivité de la couche superficielle, de la structure 3D

(inclinaison) des couches géologiques détectées constitueraient une avancée dans le développement du prototype. La prise en compte dans les simulations de milieux hétérogènes de plus en plus complexifiés permettant de s'approcher de la réalité de milieux naturels a été possible grâce à l'utilisation du code TEMSI-FD développé au laboratoire XLIM.

L'objectif à terme est de confronter les résultats des simulations à des mesures terrain. Les différentes versions des prototypes de l'instrument ont fait l'objet de quelques campagnes de mesures dans des environnements relativement bien documentés et adaptés à la validation de certains modes opératoires de l'instrument : l'étendue de sable de la Forêt de Fontainebleau, la dune du Pyla et la glace de Terre Adélie en Antarctique, ou encore considérés comme des analogues martiens comme le Désert Blanc de l'ouest égyptien.

Ce mémoire comporte six parties et s'agence de la manière suivante :

La première propose quelques rappels sur les propriétés électromagnétiques des milieux naturels et sur des notions d'électromagnétisme appliquées au radar. L'impact des propriétés du milieu homogène ou non sur la propagation des ondes y est abordé.

Nous passons ensuite, dans le chapitre deux, un instant sur la planète Mars avec l'étude de son environnement et une rapide description des différentes missions martiennes passées et futures.

Dans le chapitre trois, nous présentons succinctement la physique de la mesure du radar géologique en général et du radar EISS en particulier. Nous utilisons ensuite cette connaissance pour modéliser le plus fidèlement possible le fonctionnement du radar et de ses antennes afin de disposer d'un ensemble de données simulées dans des conditions variées. Ces données simulées permettent d'optimiser la chaine de traitement et d'interprétation qui sera à terme appliquée à des données acquises sur le terrain.

Dans le chapitre quatre, nous passons rapidement en revue les différentes méthodes de modélisation numérique et nous proposons une description détaillée de la méthode des différences finies FDTD utilisée dans cette thèse, ainsi que la description rapide des différents sites de prospection.

Le chapitre suivant est exclusivement dédié à l'étude des antennes électriques du radar EISS avec quelques rappels théoriques sur les antennes. Une étude approfondie de la sensibilité de l'impédance d'antenne aux principaux paramètres environnementaux, à savoir la permittivité du sous-sol, sa conductivité, la hauteur des antennes d'émission et de réception par rapport au sol, est présentée. Nous montrons dans quelle mesure l'instrument permet d'estimer les propriétés électriques du proche sous-sol à partir de la mesure du profil fréquentiel de l'impédance d'antenne. Nous confrontons les données simulées aux données terrain disponibles (campagne de mesure effectuée sur l'étendue de sable de la forêt de Fontainebleau) afin d'évaluer les performances de cette méthode.

Pour finir, l'instrument EISS pouvant fonctionner en mode bistatique avec deux monopôles électriques en émission et une antenne magnétique en réception, l'influence de l'angle entre ces deux monopôles sur la couverture radar (sur le champ électromagnétique rayonné) a été étudiée. Dans ce sixième chapitre, nous montrons dans quelle mesure EISS possède une capacité d'imagerie 3D du sous-sol. La possibilité d'interprétation des données radar en termes de propriétés physiques d'un sous-sol stratifié à partir d'un sondage effectué en un seul point ou à partir d'un ensemble de sondages effectué,

dans une même zone sera étudiée.

En annexe, nous présentons les prémices d'une étude portant sur le projet NetStation qui est une évolution de EISS ajoutant aux capacités actuelles de l'instrument, la possibilité de faire des mesures à 20 MHz (bande de fréquence du radar SHARAD).

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire ATmosphères, Milieux, Observations spatiales (LATMOS - UMR 8190), anciennement le Centre d'études des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP - UMR 8639) dans le pôle système solaire de l'Institut Pierre Simon Laplace (IPSL). Il a été financé par le ministère de la Recherche avec une bourse MENRT et a mené à des collaborations officielles et personnelles avec le LPI (Lunar and Planetary Institute), le XLIM (anciennement IRCOM Institut de Recherche en Communication Optique et Micro-ondes de Limoges), le JPL (Jet Propulsion Laboratory) ou encore l'Institut Fresnel de Marseille.

Chapitre 1

Notions d'électromagnétisme appliquées au radar

FIGURE 1.1 – Vue d'artiste de la propagation d'une onde sphérique, intitulée « L'onde » dans l'ancien lieu défensif du Réduit Lambert à Luxembourg. (source : J.B. Métais)

Le radar à pénétration de sol EISS « Electromagnetic Investigation of SubSurface », que nous allons étudier tout au long de ce manuscrit, est un outil de prospection non destructif du sous-sol. Il émet depuis la surface des ondes électromagnétiques [1] qui vont interagir avec les hétérogénéités du sous-sol. Une partie de ces ondes réfléchies par les discontinuités du milieu de propagation sera finalement détectée au niveau du récepteur. Une imagerie du sous-sol sondé peut être obtenue à partir de plusieurs mesures. Le comportement des ondes intervenant dans ce processus est étroitement lié aux propriétés géoélectriques des environnements traversés.

Dans ce chapitre, nous rappelons les propriétés électromagnétiques caractérisant la matière (tel que des matériaux géologiques les plus connus déssssssssssssscrits en annexe A) et les lois régissant la propagation, la réflexion et la transmission des ondes électromagnétiques dans des milieux homogènes puis hétérogènes. Un tel rappel est nécessaire à la bonne compréhension des performances du radar EISS, développé dans le cadre de la mission européenne ExoMars (initialement prévue) à destination de la planète Mars.

1.1 Propriétés électromagnétiques de la matière

Une onde électromagnétique et un milieu interagissent (à l'échelle macroscopique) par l'intermédiaire de trois paramètres : ε la permittivité électrique, σ la conductivité électrique, et μ la perméabilité magnétique. Ces trois paramètres apparaissent clairement dans les équations de Maxwell – équations qui régissent la propagation du champ électromagnétique, en fonction des sources et des propriétés du milieu (cf section 1.2.1). En réponse à une excitation électromagnétique, deux types de phénomènes physiques peuvent avoir lieu dans le matériau : des phénomènes de polarisation (redistribution des charges liées) et des phénomènes de transport (courant de charges libres).

1.1.1 Permittivité électrique ou constante diélectrique

Soumises à un champ, les particules constituant le milieu tendent à changer de position d'équilibre afin de compenser l'effet du champs. La permittivité électrique notée $\bar{\epsilon}$ caractérise cette redistribution locale des charges (à l'échelle microscopique) liées sous l'action d'un champ décrivant la polarisabilité des molécules du milieu. Ce phénomène est expliqué en détail dans la section 1.1.5.

Le phénomène de polarisation correspond à une accumulation de l'énergie électromagnétique (position intermédiaire des particules), mais lorsque ce phénomène dépend de la fréquence il s'accompagne de pertes par dissipation (expliquée plus en détail dans la section 1.1.5). La mesure de la quantité d'énergie accumulée lors de la polarisation définie alors la partie réelle ϵ' de la permittivité – elle contrôle la vitesse de l'onde dans le matériau (plus ϵ' est élevée, plus l'onde se déplace lentement) et les pertes par dissipation permettent de quantifier la partie imaginaire ϵ'' correspond au terme d'absorption du matériau ; il décrit sa capacité à dégrader l'énergie électromagnétique en chaleur.

L'absorption de l'énergie est proportionnelle à l'écart entre les charges opposées pour atteindre la distance de polarisation. Lorsque le champ électrique extérieur devient nul, les charges s'attirent

1. Un radar à pénétration de sol ou Ground Penetrating Radar (GPR) est un système actif

à nouveau en transformant l'énergie électrique stockée en mouvement, jusqu'à atteindre la position d'équilibre initiale. Dans le cas des champs électriques variables, comme pour le rayonnement électromagnétique radio, les molécules se mettent en vibration, absorbent et réémettent une partie de l'énergie incidente. En interagissant avec un champ électrique de haute fréquence, les charges ne parcourent plus la même séparation de polarisation et donc absorbent moins (ce qui explique la baisse de la valeur de la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique), tandis que pour les basses fréquences, les charges peuvent parcourir une plus grande distance et donc absorber plus d'énergie (ce qui traduit une augmentation de la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique). Lors de l'étude comparative du radar EISS (2MHz) et du radar NetStation à 20MHz dans l'annexe D, nous avons pris en compte cette variation de permittivité dans la modélisation du sous-sol.

Pour décrire la permittivité électrique d'un milieu diélectrique à perte (ou la constante diélectrique), on fait donc appel à un nombre complexe exprimé en [Farad/mètre] :

$$\bar{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon'' \tag{1.1}$$

1.1.2 Conductivité électrique

Pour un milieu conducteur, la conductivité électrique $\bar{\sigma}$ est définie comme étant la quantité d'énergie mise en œuvre lors du transport de charges libres sous l'action d'un champ électrique. La conductivité peut être complexe et s'exprime en [Siemens/mètre] :

$$\bar{\sigma} = \sigma' - j\sigma'' \tag{1.2}$$

La partie réelle σ' de la conductivité décrit le déplacement des charges et induit une accumulation d'énergie. Cette accumulation implique à son tour un phénomène de polarisation, décrit par la partie imaginaire de σ'' de la conductivité.

Les valeurs de conductivité électrique présentent des variations très importantes en fonction des milieux considérés : de $10^{12} S/m^{-1}$ pour un métal pur à basse température à $10^{-20} S/m^{-1}$ pour un bon isolant. Plus ce paramètre physique augmente, plus forte sera l'atténuation α de l'onde, comme le montre la table A.1 pour l'eau en fonction de son état liquide ou solide (glace), par exemple.

1.1.3 Permittivité et conductivité complexe effective

Comme cela a déjà été mentionné, la permittivité et la conductivité électriques décrivent deux phénomènes distincts. Cependant, dans leur écriture complexe, les pertes diélectriques jouent mathématiquement le même rôle que la partie réelle de la conductivité (σ'), et les pertes par conductivité jouent le même rôle que la partie imaginaire de la permittivité (ε''). Il est donc impossible de dissocier la contribution de la permittivité de celle de la conductivité dans le stockage d'énergie et dans les pertes dû respectivement aux phénomènes de polarisation et de conduction.

En régime harmonique, on définit alors une permittivité effective complexe $\bar{\varepsilon}_{eff}$ (on pourrait aussi définir une conductivité effective complexe). La partie réelle et imaginaire de ce paramètre décrivent respectivement les mécanismes de polarisation et de transport, induits par l'interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu. Avec une configuration harmonique en $j\omega t$ (cf Eq. 1.26), la permittivité effective complexe s'écrit sous la forme :

$$\bar{\varepsilon}_{eff} = \bar{\varepsilon} - j\frac{\bar{\sigma}}{w} = (\varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega}) - j(\varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega}) = \varepsilon'_{eff} - j\varepsilon''_{eff} \tag{1.3}$$

L'étude en laboratoire d'un matériau ne donnera accès qu'aux paramètres ε'_{eff} et ε''_{eff}. On utilise généralement une forme normalisée de la permittivité complexe appelée permittivité relative $\varepsilon_{r_{eff}}$ où ε_0 est la permittivité du vide ($\varepsilon_0 = 8,854.10^{-12}$F/m). La permittivité relative $\varepsilon_{r_{eff}}$ est sans dimension et toujours supérieure à 1 :

$$\varepsilon_{r_{eff}} = \frac{\bar{\varepsilon}_{eff}}{\varepsilon_0} \tag{1.4}$$

1.1.4 Perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique correspond à l'énergie stockée ou perdue dans le matériau suite aux phénomènes d'induction magnétique, à l'instar de ce qu'était la permittivité vis à vis du déplacement de charge. Elle témoigne de la capacité d'un milieu à concentrer les lignes de flux magnétique et ainsi caractérise les propriétés magnétiques du matériau.

On distingue trois catégories de matériaux magnétiques : les matériaux diamagnétiques (argent, cuivre, eau, or...), paramagnétiques (air, aluminium, platine...) et ferromagnétiques (cobalt, nickel, fer...), appelés polarisation magnétique. En présence d'un champ magnétique extérieur, la matériau diamagnétique développe un moment induit dans le sens opposé au champ appliqué, alors que dans un matériau paramagnétique les moments existant tendent à s'aligner suivant le champ d'excitation. La superposition des moments magnétiques orbitaux (dues à la rotation des électrons autour du noyau), et des spins (dues à la rotation des électrons sur eux-mêmes) caractérise le diamagnétisme si la résultante est nulle ou dans le cas contraire le paramagnétisme. Il arrive dans certains matériaux que les spins soient naturellement orientés dans la même direction : ils sont dit ferromagnétiques. Les matériaux dits ferromagnétiques (ou pseudo-paramagnétique) sont les plus sensibles à l'existence d'un champ magnétique extérieur : les amplitudes de champs résultants sont dans ce cas bien plus importants que pour le dia- et le paramagnétisme. Le diamagnétisme est un phénomène général ; il est masqué dans les milieux para- et ferromagnétiques par l'orientation de dipôles magnétiques préexistants.

La perméabilité magnétique $\bar{\mu}$ traduit l'appartenance d'un matériau à l'une ou l'autre de ses catégories. Son unité est le Henry/mètre et peut-être une grandeur complexe. Les pertes de l'énergie magnétique lors de l'application du champ d'excitation se développent pendant les périodes transitoires d'alignement des moments aux niveaux des particules élémentaires : ce phénomène peut être modélisé par une partie imaginaire de la perméabilité magnétique, comme il l'avait été pour la permittivité diélectrique pour les phénomènes de polarisation électrique.

On introduit la perméabilité relative $\bar{\mu}_r$ où μ_0 la perméabilité du vide ($\mu_0 = 4\pi\ 10^{-7}$[H/m]). μ'_r est sans unité. Les matériaux diamagnétiques vérifient : $\mu'_r \leq 1$, les matériaux paramagnétiques : $\mu'_r \geq 1$ et les matériaux ferromagnétiques $\mu'_r \gg 1$ (cf Fig. 1.2).

$$\bar{\mu}_r = \mu'_r - j\mu''_r = \frac{\bar{\mu}}{\mu_0} \tag{1.5}$$

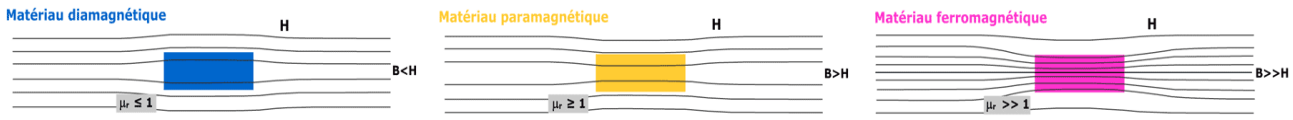


FIGURE 1.2 – Illustration du champ magnétique en présence de matériaux diamagnétiques, paramagnétiques et ferromagnétique (polarisation magnétique).

La perméabilité magnétique μ peut aussi être exprimée en fonction de la susceptibilité magnétique χ_m qui permet de la relier à la polarisation magnétique $P_m = \mu_0\chi_m H$ et $\mu_r = \mu_0(1 + \chi_m)$. La susceptibilité magnétique χ_m varie en fonction des différents mécanismes de polarisation magnétique.

Force est de constater que la grande majorité des matériaux géologiques rencontrés dans la nature ne réagit que très faiblement à une excitation magnétique. Par conséquent, la perméabilité relative μ_r des milieux rencontrés sera fréquemment prise égale à 1. Toutefois, des minéraux comme la magnétite, la maghémite, la géothite ou l'hématite possèdent une susceptibilité magnétique χ_m non négligeable. S'ils demeurent sur Terre en quantité très infime ils sont susceptibles d'être présents dans les roches volcaniques martiennes. En conclusion, la perméabilité magnétique d'un sol est la plupart du temps égale à $\mu = \mu_0$, ce que nous avons considéré sauf mention du contraire dans les simulations numériques de ce manuscrit.

1.1.5 Dispersion

Les propriétés électromagnétiques d'un matériau peuvent dépendre de la fréquence, dans ce cas, le milieu est dit dispersif. Pour un radar impulsionnel tel que EISS qui travaille sur une bande de fréquence large, l'effet peut ne pas être négligeable. La dépendance fréquentielle des paramètres va induire des vitesses de phases différentes pour l'ensemble des composantes fréquentielles de l'impulsion (puisque les vitesses de propagation dépendent des paramètres électromagnétiques du milieu sondé). En conséquence, la forme de l'impulsion se modifie pendant la propagation. Ce phénomène de dispersion physique (qu'il ne faudra pas confondre avec la dispersion numérique due à la discrétisation du milieu) ne peut être négligé en radar sol.

Sachant que cette dépendance en fréquence est liée aux différents temps de relaxation et est due au phénomène de polarisation des charges sous l'action d'un champ électrique, l'objectif est de trouver les fonctions caractérisant le mieux ces phénomènes de relaxation. Plusieurs lois ont été proposées pour

décrire le comportement fréquentiel de la permittivité complexe tels que le modèle de Debye, un cas particulier du modèle de Cole-Cole, le modèle semi-disperse, ...

La polarisation est le résultat de processus distincts caractérisés par des temps de relaxation différents – le temps nécessaire à l'installation (ou la destruction) de la polarisation i noté τ_i. Lorsque le champ électrique appliqué oscille lentement, les charges liées ont le temps de s'organiser préservant un état d'équilibre dit quasi-statique. En revanche, lorsque le champ varie rapidement, certains processus de polarisation n'ont pas le temps de suivre et ne participent plus à la polarisation. Leurs effets étant additifs ($\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \ldots$), aux hautes fréquences, la polarisation (donc ε) décroît. Seules les polarisations électronique et atomique apportent alors leurs contributions comme l'illustre la figure 4.5. Le comportement statique de la permittivité (aux basses fréquences, lorsque $\omega\tau_i << 1$) est caractérisé par la constante ε_s. Aux hautes fréquences ($\omega\tau_i >> 1$), la valeur limite est baptisée ε_∞. Le modèle de Debye est décrit en détail à la section 4.1.3.1 pour la modélisation numérique du sous-sol. Les figures A.1(a) et A.1(b) illustrent respectivement la variation de la permittivité électrique de l'eau à 25°C et de la glace dite froide (<-10°C).

Après ces quelques généralités, vous trouverez en annexe A une description approfondie de milieux naturels susceptibles d'être rencontrés dans le sous-sol terrestre et/ou martien. Rappelons que dans ce chapitre, ε' désigne la partie réelle ε'_{eff} de la permittivité complexe $\bar{\varepsilon}_{eff}$ (soit $(\varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega})$) et ε''_{eff} sa partie imaginaire (soit $(\varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega})$) dans la mesure où, expérimentalement, l'on n'a accès qu'à ces paramètres globaux.

1.2 Propagation-diffusion des ondes dans un milieu homogène

Après avoir décrit le comportement des propriétés électromagnétique d'un sol soumis à un champ électrique et/ou magnétique, présentons à présent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu. La propagation d'une onde électromagnétique et les pertes associées à un milieu ayant des propriétés électriques (caractérisées par sa constante diélectrique ε) et magnétiques (caractérisées par la perméabilité magnétique μ) peuvent être étudiées à l'aide du formalisme mathématique développé par J.C. Maxwell [Maxwell, 1865]. Deux champs vectoriels sont définis : le champ électrique $\vec{E}$ (en $[V/m]$) et le champ magnétique $\vec{H}$ (en $[A/m]$). L'interaction de ces champs avec la matière est traduite dans cette approche microscopique à l'aide des deux vecteurs d'induction ; l'induction électrique $\vec{D}$ (en $[Cb/m^2]$, aussi appelée déplacement électrique) et l'induction magnétique $\vec{B}$ (en $[Wb/m^2]$ ou Tesla $[T]$). Physiquement c'est le champ B qui est le champ magnétique équivalent de E et c'est H qui traduit (comme D) l'effet de la matière. $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{D}$ et $\vec{H}$ sont donc des fonctions de l'espace $\vec{r} = (x, y, z)$ et du temps t (cf Fig. 1.3). A l'échelle macroscopique, l'interaction d'une onde électromagnétique avec un milieu est traditionnellement décrite par le rôle de 3 paramètres sur la propagation de l'onde : ε la permittivité électrique, σ la conductivité électrique, et μ la perméabilité magnétique. On rappelle que ces paramètres peuvent varier avec la fréquence, le milieu sera alors dit dispersif. Ils sont susceptibles

d'être complexes ; la partie imaginaire de la permittivité, en particulier, si elle existe, contribue à l'atténuation globale de l'onde dans le milieu.

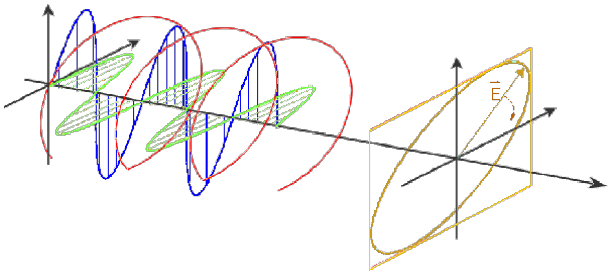


FIGURE 1.3 – Propagation d'une onde électromagnétique harmonique et plane. La ligne tracée par la pointe du vecteur du champ électrique (en rouge) est la résultante de ses composantes horizontale (en vert) et verticale (en bleu). Le lieu tracé par la pointe du vecteur du champ électrique (en orange) montre un cycle complet de l'onde dans le plan perpendiculaire à sa propagation.

Les milieux géologiques sont généralement linéaires [2], isotropes [3], homogènes [4] (LIH) et stationnaires (en temps) ou considérés comme tels. Ces propriétés simplifient considérablement la description de la propagation des ondes.

1.2.1 Equation du milieu – Equation de Maxwell

Les équations constitutives du milieu :
Sous l'effet d'un champ électrique $\vec{E}$, le mouvement de charges liées est caractérisé par le tenseur des permittivités électriques $\underline{\varepsilon}$. Nous utilisons le terme tenseur, puisque aucune hypothèse d'homogénéité, d'isotropie, ... n'est faite sur le milieu : les paramètres physiques du milieu peuvent varier selon la direction (cf Fig. 1.4). Dans le cas général, le vecteur d'induction électrique $\vec{D}$ est donné par 1.6 avec $\vec{P}$ la somme des polarisations induites par l'excitation extérieure. Pour un milieu stationnaire, invariant dans le temps et isotrope, la polarisation s'exprime en fonction du champ appliqué et de la susceptibilité du milieu χ_e (pour un milieu dispersif [5] en fréquence ou non).

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r},t) + \vec{P}(\vec{r},t) \text{ avec} \tag{1.6}$$

$$\vec{P}(x,y,z,t) = \int_{\tau=0}^{\infty}\int_{x'=-\infty}^{\infty}\int_{y'=-\infty}^{\infty}\int_{z'=-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \underline{\chi_e(x',y',z',\tau)} \vec{E}(x-x',y-y',z-z',t-\tau)dx'dy'dz'd\tau \tag{1.7}$$

2. Un milieu est dit linéaire lorsque les phénomènes de polarisation diélectrique et magnétique varient linéairement avec l'amplitude du champ électromagnétique appliqué. Les effets de non linéarité apparaissent généralement dans des cas de champs intenses.

3. Un matériau est dit isotrope lorsque ses propriétés électromagnétiques sont indépendantes de la direction considérée. Elles peuvent aussi prendre la forme de tenseurs lorsqu'elles caractérisent un milieu anisotrope (la réponse du matériau dépend de l'orientation des axes cristallographiques du matériau).

4. Un milieu est dit homogène lorsque ses propriétés électromagnétiques sont indépendantes du point de mesure à l'intérieur du matériau.

5. Un milieu dispersif est un milieu à mémoire et introduit un retard sur le comportement du champ $\vec{E}$ dépendant du temps de relaxation τ ; il n'a pas un comportement instantané.

L'expression 1.7 devient pour un milieu local :

$$\vec{P}(\vec{r},t) = \int_0^\infty \varepsilon_0 \underline{\chi_e(\tau)} \vec{E}(x,y,z,t-\tau)d\tau = \int_0^\infty \varepsilon_0 \underline{\chi_e(\tau)} \vec{E}(\vec{r},t-\tau)d\tau \tag{1.8}$$

Le milieu se comporte alors vis à vis de l'onde comme un filtre de réponse impulsionnelle $h(t)$: $h(t) = \varepsilon_0(\delta(t) + \underline{\chi_e(t)}) = \varepsilon_0 \underline{\varepsilon_r(t)}$ et le vecteur d'induction électrique se déduit de :

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \int_0^\infty \varepsilon_0 \underline{\varepsilon_r(\tau)} \vec{E}(\vec{r},t-\tau)d\tau \tag{1.9}$$

Lorsque le milieu est non dispersif (point de vue fréquentiel, d'un point de vue temporel le milieu est sans mémoire dans ce cas) (hypothèse à laquelle on se tiendra par la suite), le produit de convolution se transforme en produit simple et la relation 1.9 se simplifie ainsi :

$$\boxed{\vec{D}(\vec{r},t) = \underline{\varepsilon}\vec{E}(\vec{r},t)} \tag{1.10}$$

$\vec{D}$ vérifie la loi de conservation des charges [6] (cf Eq. 1.11) avec la densité de courant de déplacement (ou polarisation) $\vec{J_d}(\vec{r},t)$ (en $[A/m^2]$) qui décrit le mouvement des charges liées. L'équation 1.11 traduit l'idée que les courants de déplacement n'existent qu'à la condition que $\vec{E}$ soit une fonction du temps ; ils disparaissent en régime statique. On note $\vec{J_c}(\vec{r},t)$ (en $[A/m^2]$) la densité de courant de conduction (mouvement des charges libres).

$$\vec{J_d}(\vec{r},t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t} \tag{1.11}$$

En l'absence de champ, les charges libres se déplacent avec un mouvement aléatoire ; le courant total est alors nul. Soumises à un champ, ces mêmes charges subissent une accélération dans la direction du champ ; leur mouvement est alors décrit par la loi d'Ohm qui fait intervenir le tenseur des conductivités électriques $\underline{\sigma}$:

$$\boxed{\vec{J_c}(\vec{r},t) = \underline{\sigma}\vec{E}(\vec{r},t)} \tag{1.12}$$

La densité de courant totale $\vec{J}(\vec{r},t)$ (en $[A/m^2]$) est la somme de la densité de courant de conduction et de la densité de courant de déplacement : $\vec{J}(\vec{r},t) = \vec{J_c}(\vec{r},t) + \vec{J_d}(\vec{r},t)$.

Enfin, sous l'effet d'un champ magnétique, la polarisation de la rotation des électrons autour de leurs noyaux est caractérisée par le tenseur des perméabilités magnétiques $\underline{\mu}$. Le vecteur d'induction magnétique $\vec{B}(\vec{r},t)$ est proportionnel au champ magnétique $\vec{H}(\vec{r},t)$:

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\vec{E}(\vec{r},t)}{\mu_0} + \vec{P}(\vec{r},t) \tag{1.13}$$

$$\boxed{\vec{B}(\vec{r},t) = \underline{\mu}\vec{H}(\vec{r},t)} \tag{1.14}$$

6. La loi de conservation des charges électriques découle des équations 1.16 et 1.17 : $div\vec{J_c} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

Les équations 1.10, 1.12 et 1.14 sont appelées « équations constitutives du milieu ». Les paramètres physiques $\underline{\varepsilon}$, $\underline{\sigma}$, et $\underline{\mu}$ sont des tenseurs (de dimension 3×3) dont les composantes peuvent être complexes : : les paramètres physiques du milieu peuvent varier selon la direction (cf Fig. 1.4). Les paramètres non diagonaux trahissent l'anisotropie du milieu et peut peut se traduire aussi par des termes diagonaux inégaux. En présence d'un milieu homogène et isotrope, seules les composantes diagonales sont non nulles et, en outre, égales entre elles.

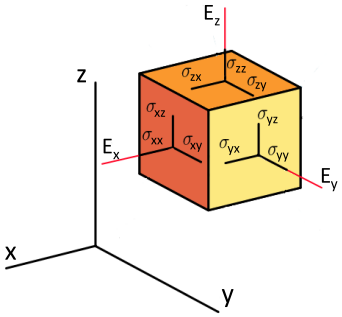


FIGURE 1.4 – Illustrations en 3D des composants du tenseur des conductivités électriques du milieu (de la même manière pour le tenseur des permittivités électriques et des perméabilités magnétiques).

Les équations de Maxwell :

La propagation des ondes électromagnétiques satisfait le système d'équations différentielles de Maxwell. Elles permettent de relier les paramètres décrivant les phénomènes magnétiques ($\vec{B}$, $\vec{H}$, $\underline{\mu}$) et ceux décrivant les phénomènes électriques ($\vec{E}$, $\vec{D}$, $\underline{\varepsilon}$, $\underline{\sigma}$). Dans un milieu isotrope, ces équations s'écrivent de la façon suivante, où ρ est la densité de charges libres par unité de volume exprimée en $[C/m^3]$.

$$\begin{cases} \vec{rot}\vec{E}(\vec{r},t) = -\dfrac{\partial \vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t} & \text{équation de Faraday} \quad (1.15) \\ \vec{rot}\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{J}_c(\vec{r},t) + \dfrac{\partial \vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t} & \text{équation d'Ampère} \quad (1.16) \\ div\vec{D}(\vec{r},t) = \rho(\vec{r},t) & \text{loi de Gauss sur l'induction électrique} \quad (1.17) \\ div\vec{B}(\vec{r},t) = 0 & \text{loi de Gauss sur l'induction magnétique} \quad (1.18) \end{cases}$$

En insérant les relations constitutives du milieu, les équations de Maxwell deviennent dans un milieu non dispersif et homogène :

$$\begin{cases} \vec{rot}\vec{E}(\vec{r},t) = -\underline{\mu}\dfrac{\partial \vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t} & (1.19) \\ \vec{rot}\vec{H}(\vec{r},t) = \underline{\sigma}\vec{E}(\vec{r},t) + \underline{\varepsilon}\dfrac{\partial \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t} & (1.20) \\ div(\underline{\varepsilon}\vec{E}(\vec{r},t)) = \rho(\vec{r},t) & (1.21) \\ div\vec{B}(\vec{r},t) = 0 & (1.22) \end{cases}$$

On relève une certaine symétrie entre les phénomènes électriques et magnétiques. Les équations 1.15 (resp. 1.19) et 1.17 (resp. 1.21) traduisent le fait qu'un champ électrique est généré par la variation temporelle d'un champ magnétique et par une source ponctuelle de charge électrique. Les sources de champ magnétique sont soit un courant électrique de fréquence nulle, soit la variation dans le temps des charges de déplacement comme l'atteste l'équation 1.16 (resp. 1.20). Enfin l'équation 1.18 (resp. 1.22) exprime l'idée qu'une source ponctuelle ne peut être à l'origine d'un champ magnétique.

Tous les vecteurs étant fonctions de l'espace $\vec{r} = (x, y, z)$ et du temps t, nous allègerons les notations en omettant de le signaler explicitement par la suite. Nous nous abstiendrons de souligner les tenseurs $\underline{\varepsilon}$, $\underline{\sigma}$ et $\underline{\mu}$, et introduirons l'opérateur Laplacien Δ [7].

1.2.2 Vitesse de propagation et atténuation des ondes planes et harmoniques

En appliquant l'opérateur rotationnel $\vec{rot}$ aux équations 1.19 et 1.20 et en insérant les équations 1.21 et 1.22, on en déduit les équations d'onde (ou de propagation-diffusion) vérifiées par les champs électrique et magnétique :

$$\Delta\vec{E} = \sigma\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} - div(\left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right) \tag{1.23}$$

$$\boxed{\Delta\vec{H} = \sigma\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} + \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}} \tag{1.24}$$

Les paramètres ε, σ et μ sont ici considérés stationnaires. L'équation 1.23 est dite inhomogène. En l'absence de charge-source ($\rho = 0$), elle s'écrit :

$$\boxed{\Delta\vec{E} = \sigma\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}} \tag{1.25}$$

Pour une onde plane harmonique, les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ sont périodiques de période ω et s'écrivent sous la forme 1.26, l'équation d'onde 1.24 (resp. 1.25) devient 1.27 (resp. 1.28).

$$\vec{E} = \vec{E_0}e^{j\omega t - \vec{k}\vec{r}} \text{ et } \vec{H} = \vec{H_0}e^{j\omega t - \vec{k}\vec{r}} \tag{1.26}$$

$$\Delta\vec{E_0} = -\mu\omega^2(\varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega})\vec{E_0} = -k^2\vec{E_0} \tag{1.27}$$

$$\Delta\vec{H_0} = -\mu\omega^2(\varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega})\vec{H_0} = -k^2\vec{H_0} \tag{1.28}$$

Le terme $k = |\vec{k}|$ est appelé nombre d'onde. On lui préfère parfois la constante de propagation $\gamma = jk$. En faisant appel aux paramètres définis précédemment :

$$k = \omega\sqrt{\mu(\varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega})} = \omega\sqrt{[(\mu' - j\mu'')((\varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega}) - j(\varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega}))} = \omega\sqrt{\mu\bar{\varepsilon}_{eff}} \tag{1.29}$$

7. L'opérateur laplacien, ou simplement le laplacien, est l'opérateur différentiel défini par l'application de l'opérateur gradient $\vec{grad}$ suivie de l'application de l'opérateur divergence div. Le Laplacien est symbolisé par Δ.

On retrouve ici l'idée que la partie imaginaire de la permittivité joue le rôle de la partie réelle de la conductivité et que la partie imaginaire de la conductivité joue le rôle de la partie réelle de la permittivité, qui avait motivé l'introduction du paramètre $\bar{\varepsilon}_{eff}$. Le nombre d'onde k est souvent mis sous la forme 1.30 avec β la constante de propagation (ou de phase) et α la constante d'atténuation :

$$k = \beta - j\alpha \tag{1.30}$$

Si on assimile l'onde électromagnétique transmise par EISS à une onde localement plane et harmonique, se propageant (dans le cas monostatique) vers le bas dans la direction $\vec{e_z}$ et polarisée selon la direction de l'antenne d'émission (Ox), Le problème est grandement simplifié, et l'équation d'onde 1.27 s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 E_x(z)}{\partial z^2} + k^2 E_x(z) = 0 \tag{1.31}$$

La solution de l'équation d'onde 1.31 est :

$$E_x(z) = E_0 e^{-jkz} e^{j\omega t} = E_0 e^{j\omega(t - \frac{\beta}{\omega} z)} e^{-\alpha z} \tag{1.32}$$

Il apparaît clairement que la partie réelle de k, β, participe à la propagation de l'onde alors que sa partie imaginaire, α, introduit un facteur de décroissance exponentielle de son amplitude. Du paramètre k, on peut ainsi déduire la vitesse de propagation et l'atténuation de l'onde dans le milieu. β décrit les oscillations spatiales du champ ayant une fréquence d'oscillation f et de période temporelle T avec $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$. On définit un lien entre cette oscillation spatiale β, la longueur d'onde λ dans le milieu et c la vitesse des ondes dans le vide : $c = 3\ 10^8 m/s$ (appelé aussi célérité) :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ avec } \lambda = \frac{cT}{\sqrt{\mu \varepsilon'_{eff}}} = \frac{1}{f\sqrt{\mu_r \varepsilon'_{r_{eff}}}} \tag{1.33}$$

La célérité étant égale à $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, on définit la vitesse de propagation des ondes v dans le milieu, aussi appelée vitesse de phase :

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{\mu \varepsilon'_{eff}}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \varepsilon'_{r_{eff}}}} \tag{1.34}$$

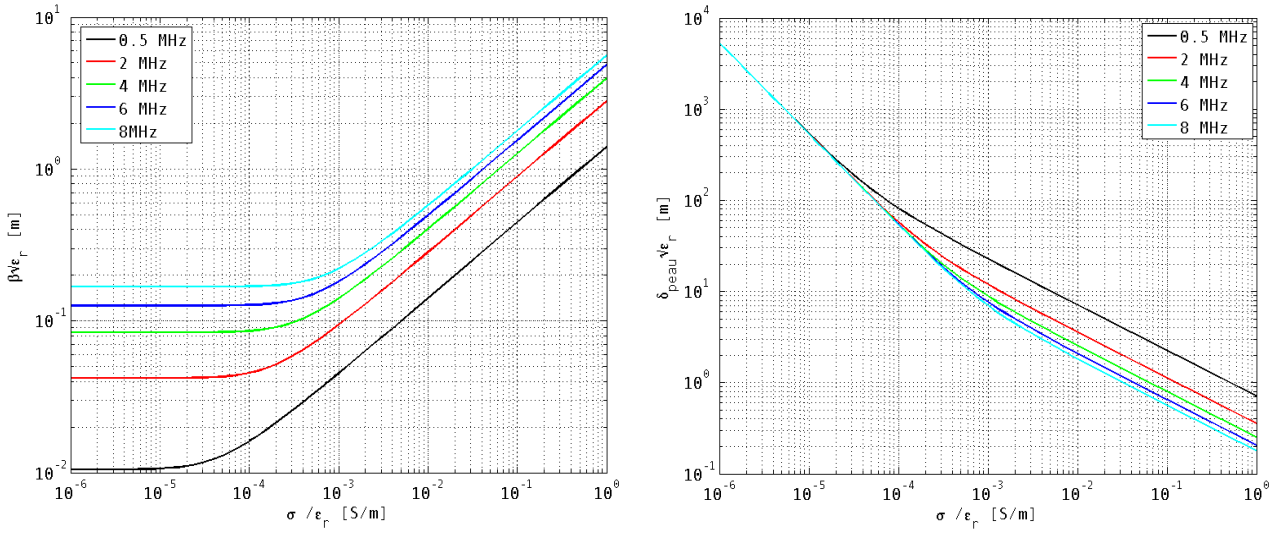
Dans l'évaluation de l'atténuation de l'onde, on raisonne souvent en terme de tangente de pertes. Notée $\tan\delta$, elle donne une mesure de la dissipation de l'énergie électromagnétique en chaleur, le terme ε''_{eff} rassemblant les pertes par conduction (σ') et les pertes diélectriques dues aux processus de relaxation (maximum aux fréquences entourant $1/\tau_i$) :

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon''_{eff}}{\varepsilon'_{eff}} \tag{1.35}$$

Dans le domaine de la télédétection, la notion d'épaisseur de peau δ_{peau}, exprimée en mètre, est souvent employée. Elle correspond à la distance pour laquelle l'amplitude d'une onde plane est atténuée d'un facteur $1/e$ dans le milieu.

$$\delta_{peau} = \frac{1}{\alpha} \tag{1.36}$$

Le tableau A.1 donne une prédiction de l'atténuation subie par une onde de fréquence centrale 100MHz dans différents matériaux géologiques. Le tableau 1.1 réunit, pour différents types de milieux, les expressions littérales des constantes de phase β et d'atténuation α [Ulaby et al., 1981] [Reynolds, 1997]. Ces formules seront utiles pour l'évaluation de la profondeur de pénétration des ondes émises par l'instrument EISS. A partir des équations des constantes de propagation β et d'atténuation α, nous obtenons respectivement les figures 1.5(a) et 1.5(b) qui nous informent qu'aux fréquences de fonctionnement de notre radar EISS (entre $0,5$ et 8MHz), la transition entre matériaux conducteurs et diélectriques à faibles pertes s'effectue aux alentours d'une conductivité de $10^{-3} S.m^{-1}$ pour les hautes fréquence de la gamme de fréquence de HF mais dans les alentours de $2.10^{-4} S.m^{-1}$ pour les très basse fréquences (en considérant une perméabilité magnétique du milieu égale à celle du vide).



(a) Évolution de la constante de propagation β.

(b) Evolution de l'épaisseur de peau δ_{peau}.

FIGURE 1.5 – Evolution de la constante de propagation et de l'épaisseur de peau en fonction de la conductivité pour différentes fréquences.

Dans la suite de ce manuscrit, nous allégerons les notations en supprimant l'indice eff de ces paramètres physiques.

Milieux	**Conditions**	β	α
Vide	$\bar{\varepsilon}_{eff} = \varepsilon'_{eff} = \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_0$	$\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = k_0$	0
Cas général		$\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon'_{eff}}{2}\left(\sqrt{1+(\frac{\varepsilon''_{eff}}{\varepsilon'_{eff}})^2}+1\right)}$ $=$ $k_d\sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1+\tan^2\delta}+1)}$ $=$ $\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon'_{eff}}{2}\left(\sqrt{1+(\frac{\bar{\sigma}}{w\bar{\varepsilon}})^2}+1\right)}$	$\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon'_{eff}}{2}\left(\sqrt{1+(\frac{\varepsilon''_{eff}}{\varepsilon'_{eff}})^2}-1\right)}$ $=$ $k_d\sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1+\tan^2\delta}-1)]}$ $=$ $\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon'_{eff}}{2}\left(\sqrt{1+(\frac{\bar{\sigma}}{w\bar{\varepsilon}})^2}-1\right)}$
Diélectrique parfait	$\varepsilon''_{eff} = 0$ ou $\tan\delta = 0$	$\omega\sqrt{\mu\varepsilon'_{eff}} = k_d$	0
Diélectrique à faibles pertes	$\varepsilon''_{eff} \ll \varepsilon'_{eff}$ ou $\tan\delta \ll 1$	$\omega\sqrt{\mu\varepsilon'_{eff})} = k_d$	$\frac{w\varepsilon''_{eff}}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon'_{eff}}} = \frac{1}{2}k_d\tan\delta$
Très bon conducteur	$\varepsilon''_{eff} \gg \varepsilon'_{eff}$ ou $\tan\delta \gg 1$	$\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon''_{eff}}{2}}$ $=$ $\frac{\omega}{\sqrt{\varepsilon'_{eff}\mu}}\sqrt{\frac{1}{2}\tan\delta}$	$\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon''_{eff}}{2}}$ $=$ $\frac{\omega}{\sqrt{\varepsilon'_{eff}\mu}}\sqrt{\frac{1}{2}\tan\delta}$

TABLE 1.1 – Constantes de propagation $\beta = \omega/v$, et d'atténuation, α, dans le milieu en fonction de sa nature

1.2.3 Régime de propagation – Régime de diffusion

Le tracé de β et $1/\alpha$ (cf Fig. 1.5(a) et 1.5(b)) mettent en évidence deux domaines fréquentiels correspondant à des comportements différents des ondes dans le milieu (toujours supposé non dispersif) suivant la valeur de la conductivité σ par rapport à $\omega\varepsilon'$=$\omega\varepsilon_0\varepsilon_r$:

- Aux hautes fréquences ($\sigma \ll \omega\varepsilon'$), les courants de conduction sont négligeables devant les courants de déplacement : on parle de régime de propagation. Dans ce régime, la vitesse de phase de l'onde donne accès à la permittivité du milieu, les réflexions sont dues à des contrastes diélectriques et on peut directement convertir les temps d'arrivée des échos en distances. Pour les GPR, l'énergie transmise l'est essentiellement dans le mode propagatif. L'épaisseur de peau δ_{peau} est indépendant de la fréquence) et l'expression 1.29 du nombre d'onde k se réduit à :

$$k \overset{\sigma\ll\omega\varepsilon'}{\approx} \sqrt{\mu\varepsilon'}\sqrt{1-j\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \sim (\mu\varepsilon')^{1/2}(1-\frac{j}{2}\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}) \text{ car en général } \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \ll 1 \tag{1.37}$$

Le champ électromagnétique satisfait alors l'équation dite de propagation :

$$\Delta\vec{E} = \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \text{ et } \Delta\vec{H} = \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} \tag{1.38}$$

- Aux basses fréquences ($\sigma \gg \omega\varepsilon'$), les courants de déplacement sont négligeables devant les courants de conduction : on parle de régime de diffusion (ou d'induction). Dans ce régime, la conductivité gouverne le comportement des champs dans le milieu (on suppose : $\mu = \mu_0$). L'expression 1.29 du nombre d'onde k, en négligeant les phénomènes de polarisation d'origine conductive, σ'', se réduit à :
$$k \overset{\sigma \gg \omega\varepsilon'}{\approx} (1-j)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \tag{1.39}$$
Le champ électromagnétique satisfait alors l'équation dite de diffusion :
$$\Delta\vec{E} = \sigma\mu\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \text{ et } \Delta\vec{H} = \sigma\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \tag{1.40}$$

Pour les matériaux géologiques, la transition entre matériaux conducteurs (régime de diffusion-induction) et matériaux à faibles pertes (régime de propagation) s'opère autour de $0,1 - 1$MHz [Guéguen and Palciauskas, 1992]. Il est donc intéressant de souligner que si les ondes émises par l'instrument EISS (avec une bande de fréquence s'étalant de 300kHz à 8MHz, ont essentiellement un comportement propagatif, elles peuvent néanmoins être aussi à l'origine de phénomènes diffusifs.

1.3 Etude de la propagation des ondes dans un milieu hétérogène

Maintenant que nous avons étudié le comportement des ondes électromagnétiques dans des milieux homogènes, nous allons introduire un milieu inhomogène. Dans la pratique, la plupart des milieux rencontrés en géophysique présentent des inhomogénéités induisant des discontinuités dans le profil diélectrique du sous-sol.

1.3.1 Echelle de l'hétérogénéité

L'influence des hétérogénéités du milieu sur la propagation des ondes électromagnétiques dépend de leurs dimensions caractéristiques (leurs diamètres moyens D) par rapport à la longueur d'onde [8] λ dans le milieu du signal émis :

- Si $D \gg \lambda$: les hétérogénéités sont grandes, les ondes radar sont réfléchies et transmises à chaque interface entre deux matériaux selon les lois de Snell-Descartes (lois de l'optique géométrique) dans le cas d'une onde plane.
- Si $D \sim \lambda$: les dimensions des hétérogénéités sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, le signal est diffusé. Pour l'étudier, on peut faire appel à des modèles approchés ou numériques.
- Si $D \ll \lambda$: les hétérogénéités sont petites, le milieu peut être considéré comme homogène. Sa permittivité effective est alors une moyenne des permittivités des matériaux qui le composent.

8. $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\varepsilon_r}$ avec λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

1.3.2 Cas D»λ : réflexion et transmission

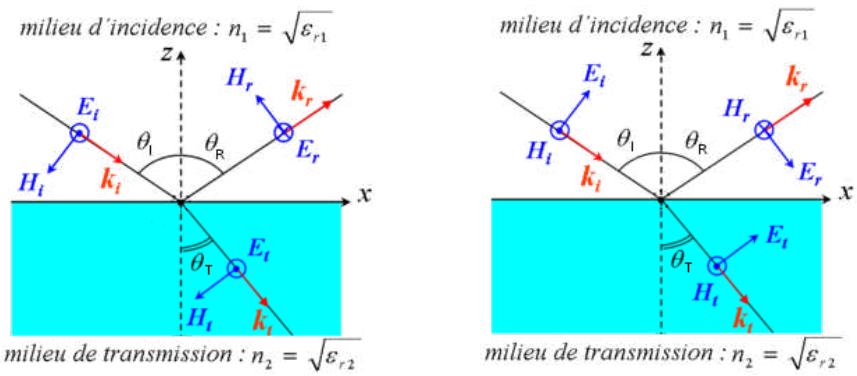
Lorsque le milieu présente de fortes discontinuités diélectriques ($D \gg \lambda$), les lois de l'optique géométrique s'appliquent. Dans ce cas de configuration, nous pouvons considérer deux milieux diélectriques homogènes, isotropes (ε_1, σ_1, μ_1 et ε_2, σ_2, μ_2) séparés par une interface plane et une onde plane progressive de vecteur d'onde $\vec{k_i}$ (onde incidente et monochromatique) se propageant vers cette interface lisse-plane (sur cette discontinuité). Le vecteur d'onde $\vec{k_i}$ fait un angle θ_i (angle d'incidence) avec l'axe (Oz) normal à l'interface.

A l'interface de deux milieux diélectriques, l'onde subit une réflexion dans le milieu 1 (milieu d'entrée de l'onde) et une réfraction dans le milieu 2 (onde est transmise au milieu sortant), comme l'illustre la figure 1.6. Les directions des ondes incidente, réfléchie et transmise sont reliées par la loi de Snell-Descartes. Le vecteur d'onde transmis $\vec{k_t}$ fait un angle θ_t avec la normale vérifiant l'expression 1.41 où $n_1 = \sqrt{\varepsilon_{r1}}$ et $n_2 = \sqrt{\varepsilon_{r2}}$ sont les indices de réfraction respectivement des milieux d'entrée et de sortie de l'onde. L'indice de réfraction d'un milieu dépend également de la perméabilité relative si le milieu est aimanté. L'onde conservera son caractère plan mais est déviée.

$$n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_t \tag{1.41}$$

En ce qui concerne le phénomène de réflexion : une partie de l'onde incidente est réfléchie par l'interface. Elle conserve aussi sa qualité d'onde plane progressive et le vecteur d'onde réfléchi $\vec{k_r}$ fait un angle θ_r avec (Oz) tel que :

$$(\vec{k_r} + \vec{k_i}).\vec{n} = 0 \text{ et } \theta_r = \theta_i \tag{1.42}$$



(a) Mode TE (b) Mode TM

FIGURE 1.6 – Réflexion et transmission d'une onde plane polarisée linéairement perpendiculairement (TE) et parallèlement (TM) au plan d'incidence ($\varepsilon_2 > \varepsilon_1$).

Pour caractériser totalement les ondes réfléchie et réfractée, nous avons déterminé leurs directions de propagation respective ; il nous faut encore déterminer leurs amplitudes en calculant les coefficients de réflexion R et de transmission T. Le coefficient de réflexion R est le rapport entre l'amplitude du champ réfléchi E_r et l'amplitude du champ incident E_i. De même, le coefficient de transmission est le rapport entre l'amplitude du champ transmis (réfracté) E_t et celle du champ incident E_i. L'expression

de R permet généralement d'estimer la constante diélectrique d'une couche de matériau à partir de l'amplitude des signaux réfléchis. Les expressions de ces coefficients dépendent de la polarisation de l'onde incidente [Ulaby et al., 1981] [Reynolds, 1997].

Si le champ électrique de l'onde incidente est perpendiculaire au plan d'incidence [9], on parle de polarisation perpendiculaire ou transverse électrique ("TE"). La figure 1.6(a) illustre cette polarisation. Les coefficients de réflexion R_{TE} (noté aussi $R_\perp$) et de transmission T_{TE} (noté aussi $T_\perp$) s'écrivent sous la forme :

$$R_{TE} = R_\perp = \frac{E_r^{TE}}{E_i^{TE}} = \frac{\mu_2 k_1 \cos\theta_i - \mu_1 k_2 \cos\theta_t}{\mu_2 k_1 \cos\theta_i + \mu_1 k_2 \cos\theta_t} = \frac{Z_2 \cos\theta_i - Z_1 \cos\theta_t}{Z_2 \cos\theta_i + Z_1 \cos\theta_t} \tag{1.43}$$

$$T_{TE} = T_\perp = \frac{E_t^{TE}}{E_i^{TE}} = \frac{2\mu_2 k_1 \cos\theta_i}{\mu_2 k_1 \cos\theta_i + \mu_1 k_2 \cos\theta_t} = \frac{2 Z_2 \cos\theta_i}{Z_2 \cos\theta_i + Z_1 \cos\theta_t} \tag{1.44}$$

Une simplification d'écriture a été faite en introduisant les impédances du milieu1 Z_1 et du milieu2 Z_2 : $Z_a = \sqrt{\mu_a/\varepsilon_a}$ (pour rappel, le nombre d'onde $k_a = \omega\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}$.

Si le champ électrique de l'onde incidente est parallèle au plan d'incidence, on parle de polarisation parallèle ou transverse magnétique ("TM"). La figure 1.6(b) illustre cette polarisation. Les coefficients de réflexion R_{TM} (noté aussi $R_{//}$) et de transmission T_{TM} (noté aussi $T_{//}$) s'écrivent sous la forme :

$$R_{TM} = R_{//} = \frac{E_r^{TM}}{E_i^{TM}} = \frac{\mu_2 k_1 \cos\theta_t - \mu_1 k_2 \cos\theta_i}{\mu_2 k_1 \cos\theta_t + \mu_1 k_2 \cos\theta_i} = \frac{Z_1 \cos\theta_i - Z_2 \cos\theta_t}{Z_1 \cos\theta_i + Z_2 \cos\theta_t} \tag{1.45}$$

$$T_{TM} = T_{//} = \frac{E_t^{TM}}{E_i^{TM}} = \frac{2\mu_2 k_1 \cos\theta_i}{\mu_2 k_1 \cos\theta_t + \mu_1 k_2 \cos\theta_i} = \frac{2 Z_2 \cos\theta_i}{Z_1 \cos\theta_i + Z_2 \cos\theta_t} \tag{1.46}$$

A savoir que si l'onde incidente présente une polarisation quelconque, on la décomposera selon les deux polarisations citées ci-dessus avant de pondérer chacune de ses composantes par les coefficients appropriés.

Dans le cas d'un diélectrique à faibles pertes (i.e. $\tan(\delta) \ll 1$), l'expression des coefficients de réflexion et de transmission se simplifient sous la forme :

$$R_{TE} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_i - \sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_t}{\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_i + \sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_t} \text{ et } T_{TE} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_i}{\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_i + \sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_t} \tag{1.47}$$

$$R_{TM} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_t - \sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_i}{\sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_i + \sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_t} \text{ et } T_{TM} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_i}{\sqrt{\varepsilon_2}\cos\theta_i + \sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_t} \tag{1.48}$$

Pour un sondage monostatique, l'émetteur et le récepteur du radar étant confondus, les principaux échos que l'on enregistre proviennent de réflexions proches de la normale sur les discontinuités quasi horizontales du sous-sol. Il est donc important de signaler l'expression simplifiée des coefficients de

9. On appelle plan d'incidence le plan défini par le vecteur d'onde incident et la normale à l'interface.

réflexion $R_{//}$ et $R_{\perp}$ dans cette configuration particulière ($\theta_i = \theta_r = 0$) :

$$R_{TE} = -R_{TM} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \text{ et } T_{TE} = T_{TM} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \tag{1.49}$$

Le coefficient de réflexion est d'autant plus grand que les deux milieux ont des caractéristiques électromagnétiques contrastées. Son module s'élève à $\sim 0,65$ à l'interface entre du sable et de l'eau.

Valeurs particulières de θ :

- **Angle de Brewster θ_b :**
  Le coefficient de réflexion de la composante TM s'annule pour une valeur particulière de l'angle d'incidence appelé angle de Brewster θ_b. Pour cette valeur, la phase de R_{TM} subit également un saut de $\pm 180^\circ$. Cet angle est défini par :

$$\theta_b = \arctan \sqrt{\frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}}} \tag{1.50}$$

- **Angle critique θ_c :**
  Dans le cas où $\varepsilon_{r1} > \varepsilon_{r2}$, le coefficient de réflexion est égal à 1 à partir d'une valeur particulière de l'angle d'incidence appelé angle critique θ_c (pour les deux polarisations TE et TM). Le coefficient de transmission atteint son maximum lorsque l'angle d'incidence θ_i est égal à θ_c. La phase des coefficients de réflexion et de transmission varie de manière continue à partir de l'angle critique θ_c. Cet angle est défini par :

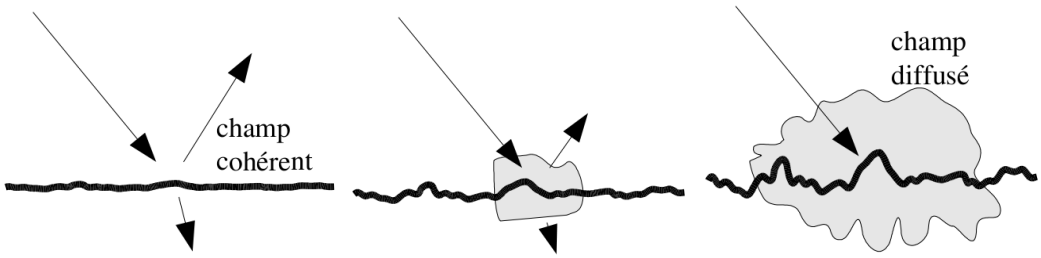
$$\theta_c = \arcsin \sqrt{\frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}}} \tag{1.51}$$

  Dans le cas où $\varepsilon_{r1} < \varepsilon_{r2}$, le coefficient de réflexion est égale à 1 uniquement pour un angle d'incidence $\theta_i = 90^\circ$. Concernant la polarisation TE, la phase de ce coefficient est de 180° quel que soit l'angle d'incidence. En ce qui concerne la polarisation TM, la phase est égale à 180° pour des angles inférieurs et égale à 0° pour des angles supérieurs, à l'angle critique θ_c. En réalité, même avec un angle d'incidence supérieur à l'angle critique, une onde peut sortir du milieu le plus réfringent vers le milieu le moins réfringent ; c'est l'une des conséquences de l'effet Goos-Hänchen [Goos and Hanchen, 1947]. On parle alors de « réflexion totale frustrée ».

- **Cas de milieux diélectriques à pertes :**
  Dans le cas de milieux diélectrique à pertes (conductivités non nulles), l'angle de Brewster θ_b ne correspond plus à l'annulation du coefficient de réflexion mais à un minimum d'amplitude et la phase de ce coefficient ne subit plus un saut brusque de 180° mais une variation de moindre amplitude qui dépend des paramètres géologiques. De même, l'angle critique θ_c ne correspond plus à une réflexion totale. L'introduction de conductivités non nulles modifie les courbes des coefficients de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence θ_i qui dépendent alors de la fréquence de l'onde incidente à cause de l'introduction du terme $\varepsilon'' = \sigma/\omega$.

1.3.3 Cas D$\sim \lambda$ et D«λ : Rugosité et relief

La réflexion d'une onde électromagnétique par une surface naturelle se décompose en deux parties : une composante cohérente dans la direction du spéculaire et un champ incohérent dans toutes les directions, comme illustre la figure 1.7, qui influencera sur la rétrodiffusion (ou réflexion) des ondes en affectant l'amplitude des ondes réfléchies et transmises.



(a) Réflexion spéculaire (cohérente) (b) Réflexion partiellement diffuse (c) Réflexion diffuse de façon isotrope (incohérente)

FIGURE 1.7 – Diffusion d'une onde électromagnétique par une surface lisse (1.7(a)), moyennement rugueuse (1.7(b)) et très rugueuse (1.7(c))

La rugosité du sol ou des interfaces du sous-sol (échelle macroscopique du terrain) gouverne largement l'efficacité de la rétrodiffusion des ondes émises. L'énergie contenue dans la partie incohérente du signal est d'autant plus grande que la surface est rugueuse. Le degré de rugosité géométrique se définit comme la variation moyenne des aspérités de la surface par rapport à une surface plane. Une surface est dite lisse si l'écart-type des hauteurs de ses irrégularités σ_h vérifie le critère de Rayleigh :

$$\sigma_h < \frac{\lambda}{8\cos\theta_i} \tag{1.52}$$

De même, le champ transmis s'écrit sous la forme d'un champ cohérent dans la direction prévue par la relation de Descartes plus un champ incohérent dans toutes les autres directions. Pour un matériau hétérogène, la diffusion a lieu sur toute l'épaisseur de la couche géologique et ne se localise plus uniquement au niveau de l'interface. L'impact de la rugosité est donc étroitement lié à la longueur d'onde λ ; il peut être négligé pour des longueurs d'onde élevées (i.e. pour des fréquences basses) ; la réflexion étant alors spéculaire (et non diffuse). Ainsi une surface paraissant très rugueuse en bande L (0,3-1,5GHz) peut-elle être considérée comme parfaitement lisse en HF (3-30MHz). On peut dès lors estimer qu'aux basses fréquences radar, en dessous de 5MHz (λ = 60m dans le vide), les notions de rugosité et de relief se confondent. C'est l'hypothèse que nous avons adopté pour les ondes émises par le radar EISS. L'un des avantages des radars à pénétration de sol opérant depuis la surface tels que EISS par rapport aux GPR aéroportés ou orbitaux est donc de s'affranchir, en grande partie, du clutter [10] de surface.

Les ondes émises par EISS sont spatialement grandes ($\lambda \sim$ 100m dans la glace), dû à l'utilisation de fréquences basses, elles ignoreront donc la présence des structures de dimensions réduites du sous-

10. Tout phénomène de rétrodiffusion indésirable est appelé "clutter".

sol (cailloux, ...) mais l'amplitude de l'onde réfléchie en sera affecté. Nous avons simulé des sous-sols hétérogènes, toujours dans le but d'effectuer des simulations les plus réalistes possibles, avec un modèle fractal (cf section 4.1.3.2).

1.3.4 Modification de la polarisation de l'onde EM dans le cas d'une interface plane

Lorsqu'une onde électromagnétique est en présence d'une interface plane (pentée ou non), il est usuel d'introduire la notion de facteur de perte de polarisation par diffusion, noté SPLF (Scattering Polarization Loss Factor) dont l'expression est :

$$SPLF = (\vec{E}_i.\vec{E}_r)^2 = \frac{(R_{TE}\cos^2\theta_p + R_{TM}\cos^2\theta_i\sin^2\theta_p - R_{TM}\sin^2\theta_i\sin^2\theta_p)^2}{R_{TE}^2\cos^2\theta_p + R_{TM}^2\sin^2\theta_p}..... \quad (1.53)$$

où :

- $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_r$ désignent les projections respectivement de l'onde incidente et l'onde réfléchie (vecteurs unitaires) dans la base ($\vec{E}_i^{TE}$, $\vec{E}_i^{TM}$, $\vec{k}$) :

$$\vec{E}^i = \vec{E}_i^{TE}\vec{E}^{TE} + \vec{E}_i^{TM}\vec{E}^{TM} \text{ et } \vec{E}_r = \vec{E}_r^{TE}\vec{E}^{TE} + \vec{E}_r^{TM}\vec{E}^{TM} \quad (1.54)$$

- θ_p est l'angle entre $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_i^{TE}$
- θ_i est l'angle d'incidence.

Si l'onde incidente est polarisée uniquement selon la composante TE ($\theta_p = 0°$), le facteur de perte de polarisation par diffusion est égal à $SPLF_{TE} = 1$. Cela se traduit par le fait que l'onde réfléchie est polarisée uniquement selon la composante TE quel que soit l'angle d'incidence. Par contre, si l'onde incidente est polarisée uniquement selon la composante TM (θ_p), ce facteur vaut $SPLF_{TM} = (1 - 2\sin^2\theta_i)$. Cela signifie que pour $\theta_i \neq 0°$ la polarisation de l'onde réfléchie est différente de celle de l'onde incidente (composantes TE et TM non nulles) et est dépendante de l'angle d'incidence.

Conclusion du chapitre 1 :

La compréhension du principe de fonctionnement d'un radar à pénétration de sol, tel que EISS, passe obligatoirement par une étude approfondie des lois fondamentales de l'électromagnétisme. Un GPR étant un système actif, l'étude de la propagation des ondes dans différents milieux homogènes puis hétérogènes a été une étape indispensable. Ces milieux étant caractérisés par des propriétés électromagnétiques – ε la permittivité électrique, σ la conductivité électrique et μ la perméabilité magnétique–, une description approfondie de ces paramètres physiques a été nécessaire pour la bonne compréhension des paramètres mesurés et pour la modélisation numérique des sous-sols représentatifs de la planète Mars (modélisation de sous-sol homogène et de permittivité suivant un modèle fractal).

Chapitre 2

En route vers la planète Mars

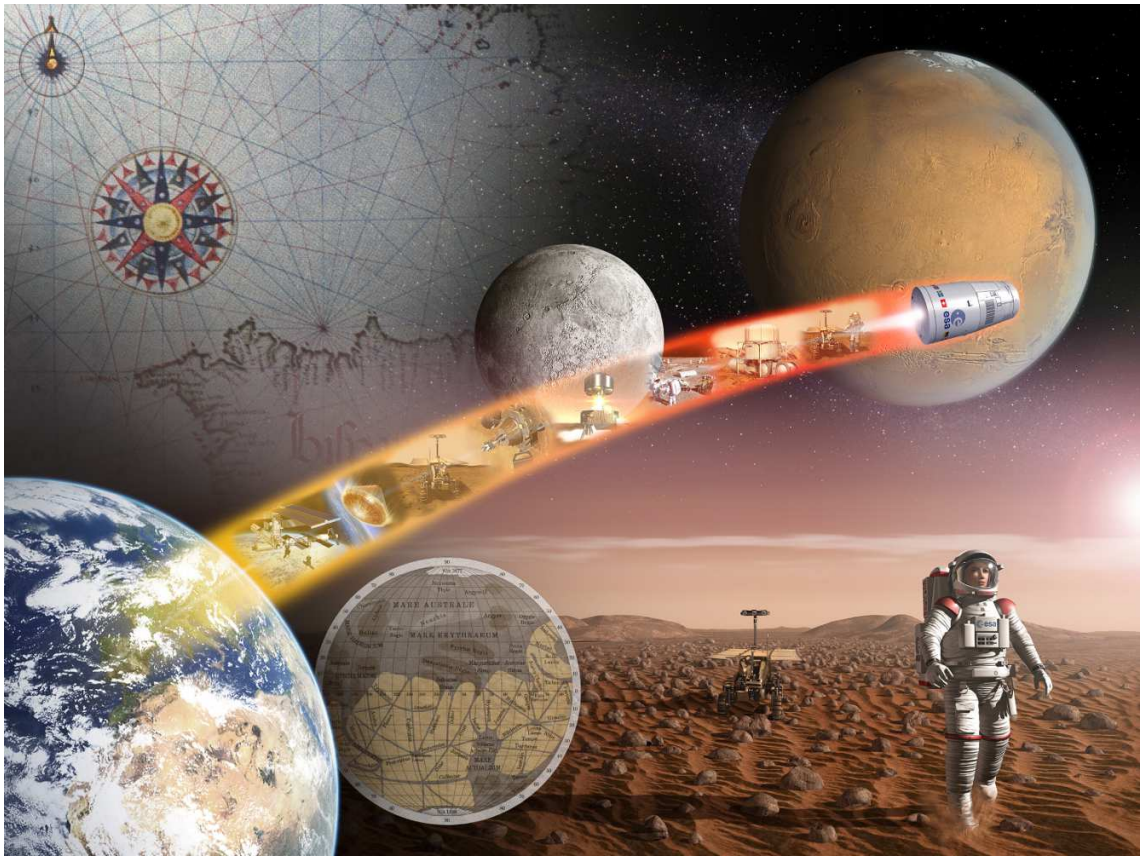


FIGURE 2.1 – Illustration du programme Aurora Exploration, coordination des projets internationaux de l'explorations de la planète Mars par les agences spatiales et qui prévoit à terme une mission spatiale vers Mars habitée. (source : ESA)

Après avoir étudié la propagation des ondes dans des milieux homogènes, stratifiés et/ou inhomogènes, nous allons nous attarder sur l'environnement dans lequel le radar EISS devra travailler : le sous-sol martien. Ce chapitre s'articule autour de l'étude de l'hydrologie et topographie de Mars. L'historique des missions spatiales passées et futures dédiées à cette planète sera survolé.

L'éventuelle présence d'eau dans le milieu sondé par un radar GPR est d'une grande importance pour la modélisation de la propagation des ondes et pour les performances propres de l'instrument. Des précédentes études théoriques et expérimentales récentes [Bano and Loeffler, 2005] [Bano, 2006] [Loeffler and Bano, 2004]ont révélé la difficulté de trouver des nappes d'eau enfouies (aquifères) par des sondages GPR sur Terre. En effet, la présence d'aquifère implique souvent un fort gradient d'humidité au dessus de ce réservoir, qui se traduit par une augmentation sensible de la conductivité du sol et rend ainsi la transition diélectrique entre les interfaces (strates) moins franche.

2.1 Cartographie globale de Mars

Mars recèle d'étonnantes surprises topographiques. Deux fois plus petite que la Terre et 1,5 fois plus éloignée du Soleil (228 $\bar{M}km$), la planète rouge étonne avec ses éléments géographiques de taille imposante. Pour mieux comprendre ces ordres de grandeur, un survol de la géographie martienne s'impose avec la carte topographique obtenue grâce à l'altimètre laser MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) à bord de la sonde MGS (Mars Global Surveyor) qui cartographie la planète depuis 1996 (cf Fig. 2.2). Cette carte à la résolution verticale de 3m et 100m en horizontale en fausses couleurs de Mars révèle les variations extrêmes d'altitude en divers points de la planète [1]. L'impressionnante résolution de la cartographie permet de choisir avec précision les sites d'amarsissage des diverses futures missions vers Mars.

La surface de Mars a fortement été affectée par le bombardement météoritique. Les impacts de ce type sont les principaux responsables de la dislocation, de la fragilisation, de la fragmentation et de la désagrégation des couches rocheuses superficielles. Ils produisent également une importante quantité de matériaux friables et poreux pouvant avoir facilité dans le passé l'infiltration d'eau liquide dans le sous-sol de Mars. La surface de la planète se caractérise par une forte dissymétrie Nord/Sud. L'hémisphère Sud est une zone montagneuse et présente de nombreux cratères d'impact de météorite. L'hémisphère Nord est composé de plaines d'altitude faible dont l'aspect topographique est attribuable aux coulées de lave qui ont aplani le terrain et/ou, comme certains scientifiques le pensent, à la présence passée d'un océan. Voici un énoncé non exhaustif des plus remarquables reliefs présents sur Mars :

- Le mont Olympe (18°N, 133°O) est un volcan culminant à $\sim$ 24km d'altitude et possédant une base de 500 km de diamètre, faisant de lui la montagne la plus élevée de tout le système solaire (connu à ce jour). Le plateau Tharsis, où est situé le Olympus Mons, compte trois autres volcans aussi impressionnants les uns que les autres. Nos montagnes terrestres paraissent bien petites comparativement à celles qui se trouvent sur Mars. Par exemple, le Olympus Mons est trois fois plus haut que l'Everest.

1. On pourrait parler de tomographie, qui permet de reconstruire le volume (le relief) de la surface à partir d'une série de mesures effectuées par tranche depuis l'atmosphère martienne du sol.

- La Valles Marineris (10°S, 90-30°O), nommée en l'honneur de l'équipe scientifique de Mariner 9, est colossale. Elle est approximativement quatre fois plus profonde et neuf fois plus longue que le Grand Canyon aux États-Unis. De plus, elle possède un réseau de canyons qui sillonnent les profondeurs martiennes sur plus du cinquième de la surface de la planète.
- Le bassin Hellas Planitia (40°N, 280°O) constitue la plus basse région de la planète. Il s'agit d'un cratère d'impact géant qui aurait été formé par une collision avec une énorme météorite formant un cratère de 6 Km de profondeur et de 2300 km de diamètre.

La différence entre les points martiens les plus élevés et les plus bas, soit Olympus Mons et Hellas Planitia, est de 31 kilomètres, tandis qu'à peine 20 kilomètres séparent le sommet de l'Everest du fond des Mariannes.

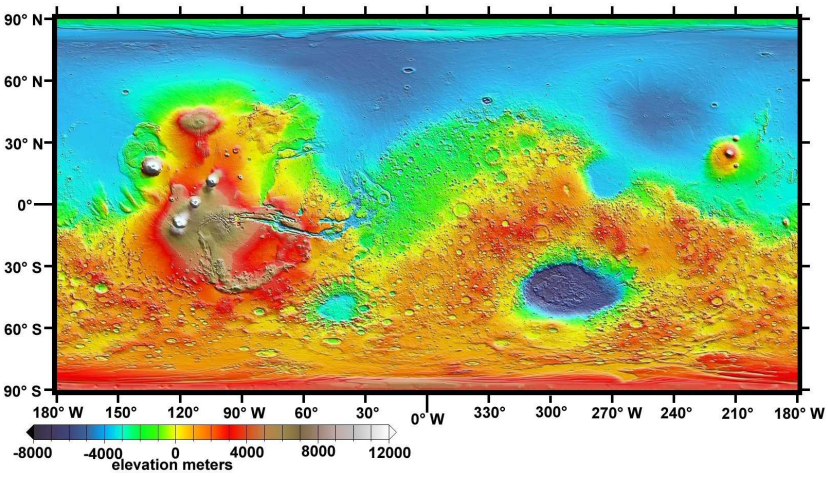


FIGURE 2.2 – Carte topographique de la planète Mars obtenue grâce à l'altimètre laser MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) à bord de la sonde MGS (Mars Global Surveyor). Le plan de référence, appelé datum, est comparable au niveau moyen de la mer terrestre et a été établi à partir de données de pression et de température. (source : NASA/JPL)

La question cachée derrière l'étude de l'hydrologie martienne est l'existence de traces de vie passées ou actuelles sur le sol martien et le devenir de la Terre. Que peut-on apprendre sur le devenir de la Terre en étudiant l'évolution de Mars ? La naissance de ces deux planètes date de la même période. Elles ont subi toutes les deux un bombardement massif de météorites mais ensuite les évolutions de ces deux planètes ont divergé (cf Fig. 2.3).

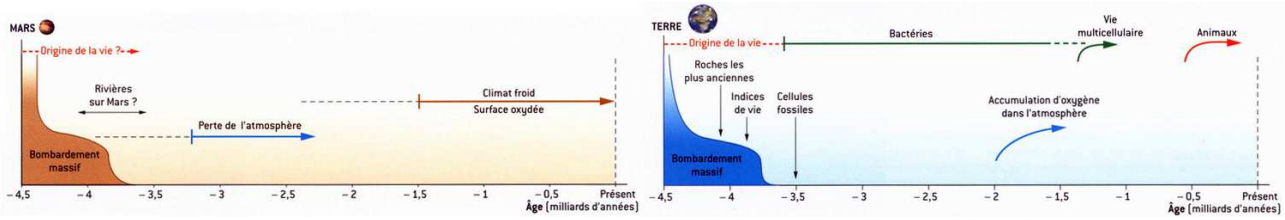


FIGURE 2.3 – Évolution comparée de la vie sur Mars et sur Terre. [Forget et al., 2003]

La surface de Mars présente de nombreuses traces d'érosion qui peuvent être attribuées à la présence d'eau. Nous allons essayer d'éclaircir cette énigme dans le paragraphe suivant.

2.2 Hydrologie martienne

Si l'eau sur Terre tient une place prépondérante dans l'équilibre climatique et biologique, les processus de sédimentation et le transport des minéraux à travers les croûtes terrestres, elle ne représente cependant pas une spécificité de la planète Terre. En effet, au premier temps de leur formation, toutes les planètes du système solaire ont possédé de l'eau, mais leur évolution a conduit à des situations très différentes selon leur distance au Soleil, leur taille et leur densité. Parmi les grandes questions qui se posent encore actuellement sur l'histoire de la planète Mars, celles concernant la présence d'eau tiennent certainement une place prépondérante et jouent un rôle clé dans la compréhension de l'évolution de la planète, non seulement pour les processus climatiques et atmosphériques passés et présents, mais également pour l'évolution géophysique et géothermique de la surface martienne. De plus, le passé hydrique de Mars et ses implications sur l'évolution climatique et probablement biologique, constitue l'une des priorités du programme international d'exploration de Mars. Mars a-t-il pu connaître, au cours de son histoire géologique, un climat analogue à celui de la Terre et donc peut-être des conditions propices à l'éclosion de la vie telle que nous le connaissons ? Certaines des images recueillies ces 30 dernières années semblent le suggérer.

2.2.1 Évidence géomorphologique de la présence passée d'eau sur Mars

Au cours des trois dernières décennies, les observations spatiales à haute résolution, issues de plates-formes orbitales ou d'atterrisseurs, ont dévoilé une géomorphologique détaillée de la surface de Mars. En particulier, de nombreuses structures géologiques témoignent d'un changement climatique important dans l'histoire de la planète, sur une échelle de temps de plusieurs centaines de millions d'années [Carr, 1986] [Pollack et al., 1987] [Carr, 1996] avec des températures passées substantiellement au-dessus du point de fusion de l'eau. Si l'observation actuelle de Mars révèle un monde gelé et desséché, un examen détaillé de la surface permet de distinguer différents types de reliefs, signatures géomorphologiques d'écoulements passés d'eau liquide sur Mars : ① les réseaux paléo-hydrographiques, ② les vallées de débâcle, ③ les lacs, ④ les éjectas lobés. Néanmoins, plusieurs observations reçues suggèrent la présence actuelle, du moins très récente (datant au pire de quelques millions d'années, au mieux de quelques années) de trace d'eau dans le sous-sol superficiel et l'apparition temporaire de petites zones d'eau liquide à la surface de Mars : ⑤ les sols polygonaux, ⑥ les ravines (gullies). Sans oublier bien évidemment les calottes polaires.

① Les réseaux paléo-hydrographiques :
D'anciens réseaux hydrographiques sont présents presque partout à la surface de Mars (cf Fig. 2.4(a)), ils sont cependant majoritairement concentrés dans les terrains anciens de l'hémisphère sud et sur les flancs de certains volcans. Ces rivières ont des profondeurs typiques de quelques mètres, une largeur de quelques dizaines de mètres et une longueur pouvant atteindre quelques dizaines de kilomètres.

Si l'âge de leur formation remonte aux périodes noachienne (3,5 à 4,6 Ga) et hesperienne (1,8 à 3,5 Ga), le processus de formation de ces réseaux est encore mal compris et nécessite un écoulement d'eau liquide sur des échelles de temps importante. Ce mécanisme implique l'effet conjugué d'une atmosphère plus dense et d'une température de surface plus élevée autorisant ainsi des apports assurés par des précipitations susceptibles d'alimenter les zones de ruissellement.

② Les vallées de débâcle (outflow channels) :

Les vallées de débâcle, aussi appelées chenaux d'inondation, sont larges de 10 à 100 km et mesurent jusqu'à 2000 km de long (cf Fig. 2.4(b)). Ces chenaux sont en général situés sur les terrains relativement jeunes de l'hémisphère Nord (pendant la période amazonienne [Carr, 1987] [Carr, 1996]. Ils sont pour la plupart concentrés au nord est du dôme de Tharsis mais apparaissent également dans la région d'Elysium et d'Hadriarca Patera. Les vallées de débâcle prennent généralement leurs sources dans les régions effondrées (terrain chaotique) situés entre Valles Marineris et Chryse Planitia. Ces structures semblent provoquées par des processus catastrophiques tels que la libération brutale d'une importante quantité d'eau souterraine sous l'effet d'une activité magmatique, d'une augmentation du flux thermique ou d'une charge hydraulique. Ces chenaux d'inondations représentent une preuve de la présence de quantités d'eau et de glace importantes dans le sous-sol de Mars.

③ Les lacs :

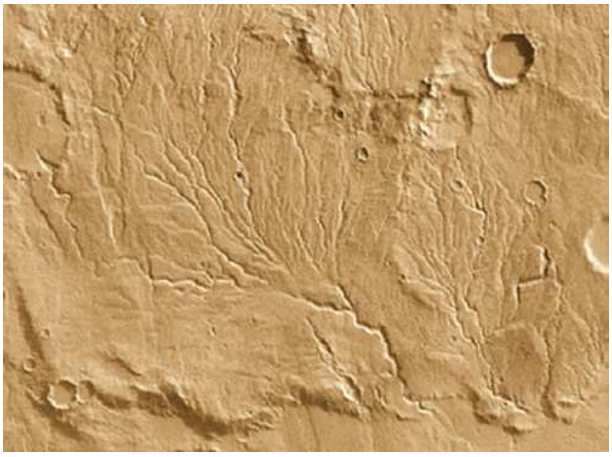
Mars compte de nombreuses dépressions topographiques, la plupart d'origine météoritique ou volcanique [Cabrol and Grin, 1999] [Cabrol and Grin, 2001] mais la caméra MOC a révélé la présence de dépôts stratifiés rappelant les dépôts sédimentaires lacustres terrestres (cf Fig. 2.4(c)). Mars aurait-elle été constituée de deux grandes étendues d'eau assimilée à des lacs ?

④ Les éjectas lobés :

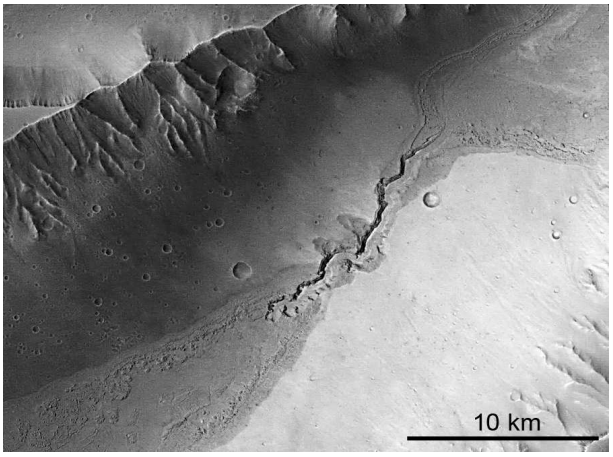
Un autre argument en faveur de l'existence du pergélisol riche en glace d'eau vient du bombardement de météorites. La plupart des cratères d'impact sur Mars sont entourés d'un anneau d'éjectas lobés, spécifique à la planète Mars. Ce type d'éjectas suggère la présence abondante dans le sous-sol d'un élément visqueux voire liquide. Au moment de l'impact d'une météorite, l'augmentation brutale de la température et de la pression aurait provoqué la fusion et/ou la sublimation de l'eau et de la glace contenues dans ce pergélisol. Les éjectas fluidifiés, telle une coulée de boue, ont été projetés et sont retombés formant ainsi ce que l'on appelle aujourd'hui les éjectas lobés. Le cratère Sharonov en est un exemple (cf Fig. 2.4(d)). La surface de Mars possédant de nombreux cratères lobés, suggère la présence d'un pergélisol riche en glace sur l'ensemble de la planète [Costard, 1989].

⑤ Les sols polygonaux :

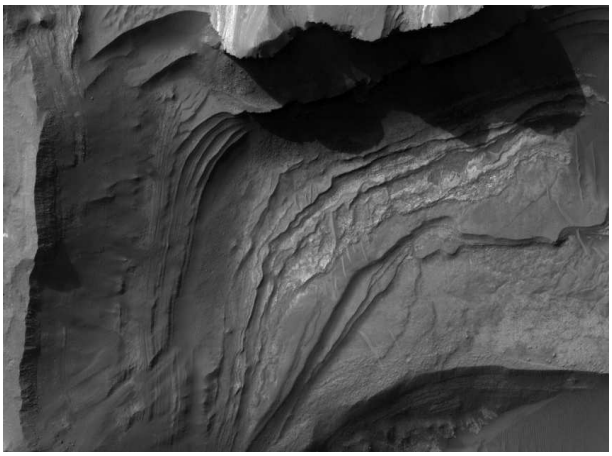
Sur Terre, de telles structures s'observent principalement dans les régions arctiques [Mangold, 2005] (cf Fig. 2.5(b)). Elles témoignent de cycles de gel et de dégel qui fracturent le sol par contraction thermique. Visible sur Mars à hautes latitudes (cf Fig. 2.5(a)), elles suggèrent un climat passé suffisamment chaud pour autoriser un dégel superficiel du sol et l'apparition saisonnière d'eau liquide.



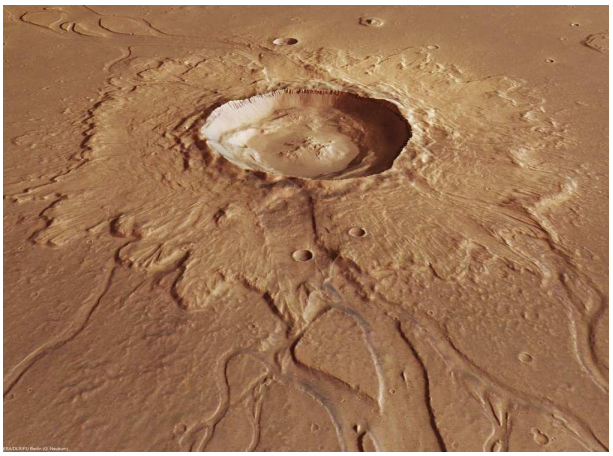
(a) Réseau complexe de vallées, fréquent dans les régions montagneuses du sud de Mars. Ce réseau est long de 250km suggérant d'énormes quantités d'eau à la surface dans le passé. (source : Caméra MOC (MGS) - NASA/JPL)



(b) Kasei Valles : l'un des plus grands chenaux d'inondation sur Mars. La largeur de la photo correspond à 30km. Cette formation témoigne d'une activité fluviale et glaciaire dans l'histoire de la planète. (source : ESA/DLR/FU)



(c) Dépôts stratifiés dans la région de Noctis Labyrinthus Pit (entre les vallées Marineris et le plateau de Tharsis) rappelant les dépôts sédimentaires lacustres terrestres. (source : NASA/JPL)



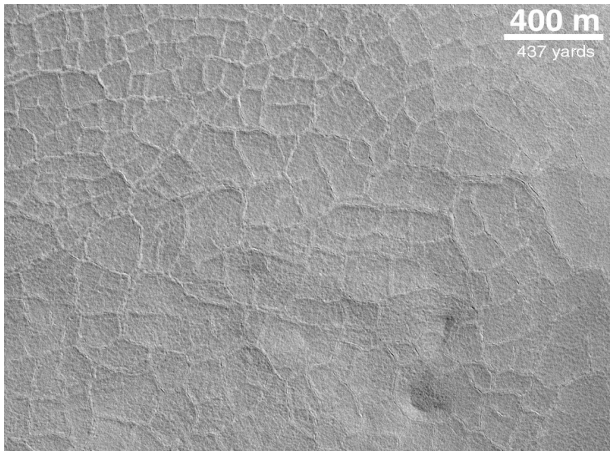
(d) Cratère d'impact à éjectas lobés de 13km de diamètre situé dans Chryse Chryse Planitia (source : Viking Orbiter - NASA/JPL)

FIGURE 2.4 – Evidences géomorphologiques de la présence passée d'eau liquide sur Mars

⑥ Les ravines ou rigoles (gullies) :

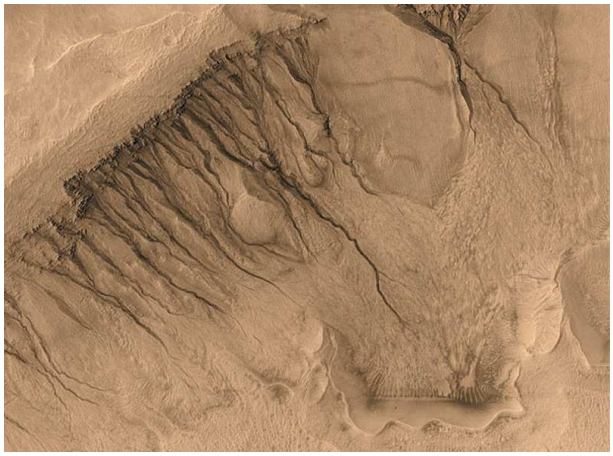
Concernant la présence éventuelle d'eau liquide sous les conditions climatiques actuelles de Mars, l'une des plus importantes découvertes vient de l'observation par la caméra MOC embarquée à bord de la sonde Mars Global Surveyor (MGS), de nombreuses ravines relativement jeunes appelée gullies (cf Fig. 2.5(c) 2.5(d))et ressemblant aux formations de ruissellements terrestres. Ces structures se localisent à moyennes et hautes latitudes dans les deux hémisphères de Mars et sur les versants de cratères dans les vallées opposées au soleil. L'absence de cratères d'impact dans ces régions laisse penser que ces glissements de terrain se sont formés très récemment ($<$ 10 millions d'années). Ces ravines ont-elles été formées par des écoulements liquides ou par des éboulements secs ? De nombreux

modèles ont été proposés pour expliquer l'origine de ces structures. La stabilité de la glace contenue dans le permafrost, ses possibilités de fusion, l'influence de la topographie (pente du cratère), de la latitude, des changements orbitaux (inclinaison de Mars) et des propriétés thermophysiques du sol pouvant conduire à la formation de poche d'eau liquide proche de la surface et la libération massive d'eau à la surface, ont été étudiées [Heldmann et al., 2007] [Mellon and Phillips, 2001] [Costard et al., 2002] [Clifford, 1993]. Ces scientifiques proposent l'eau comme principal agent d'érosion et suggèrent la fusion de la glace contenue dans le proche sous-sol (sous forme de pergélisol) comme étant la source. L'eau serait restée à l'état liquide juste assez longtemps pour éroder la roche et former ces canaux.



(a) Sol polygonal observé sur Mars en mai 1999 par la caméra MOC. Chaque dalle a la largeur d'un terrain de foot. (source : NASA/JPL/Malin Space Science Systems)

(b) Sol polygonal observé en Yakoutie du nord près de la rivière Kolima sur Terre



(c) La paroi de ce cratère d'impact de 12 kilomètres de diamètre situé à l'est de la région de Gorgonum Chaos porte les marques très nettes de nombreux écoulements. (source : NASA/JPL)

(d) Autres exemples de gullies à la surface de Mars, capté par MOC (MGS) en 2002 (source : NASA/JPL)

FIGURE 2.5 – Preuves géomorphologiques de la présence actuelle ou très récente d'eau liquide à la surface et dans le sous-sol de Mars

Cependant si l'eau a coulé un jour sur Mars, lacs, océans, fleuves sont aujourd'hui bel et bien asséchés et on ne trouve actuellement à la surface que de l'eau sous ses formes gazeuse et solide. La pression moyenne à la surface de Mars s'élève à 6,1 mbar soit plus de 100 fois plus faible que la pression atmosphérique terrestre. Les températures variant de -120°C (pendant la nuit polaire dans l'hémisphère Sud) à 20°C (l'été à midi dans l'hémisphère Nord) ; une moyenne annuelle d'environ -60°C. Ces conditions à la surface de Mars interdisent la présence et la stabilité de l'eau à l'état liquide. Dans ces conditions, c'est dans le sous-sol voir le sous-sol profond de Mars qu'elle doit être recherchée. La figure 2.6 montre le diagramme de phases de l'eau pure. La zone bleue indique les conditions de température et de pression pour lesquelles l'eau liquide peut exister sur Mars.

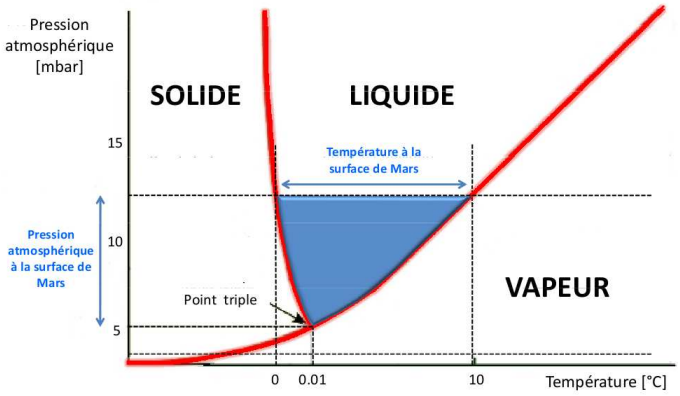


FIGURE 2.6 – Diagramme de phase de l'eau pure.

Beaucoup d'auteurs s'accordent à dire qu'une partie de l'eau, qui a sans doute coulé abondamment sur la surface de Mars, s'est retirée dans les profondeurs du sous-sol et y est stockée dans des poches, sous forme de glace mais aussi dans son état liquide, liée aux propriétés de certains minéraux, contenue dans les pores et les fractures des roches. Sous certaines conditions, l'existence d'une couche poreuse et perméable appelée mégarégolite rendrait possible la conservation de l'eau dans le sous-sol [Clifford, 1993]. Selon ces hypothèses, l'eau liquide jadis présente à la surface se serait infiltrée dans le sol formant des aquifères. Le refroidissement global de la planète aurait gelé les couches superficielles du sous-sol créant ainsi des régions saturées en glace qui interdisent l'échappement de l'eau vers l'atmosphère [McKay and Davis, 1991]. La condition principale pour la présence de ces aquifères dans le sous-sol profond est la stabilité de cette glace. La distribution et la stabilité de cette glace varient en fonction de la latitude. Pour une obliquité actuelle de Mars de 23°, la glace est stable pour des latitudes supérieures à 50° (cf Fig. 2.7) [Zent et al., 1986]. L'étude thermique du sous-sol de Mars a montré que la base de la cryosphère peut être raisonnablement estimée à environ 2-5 km de profondeur au niveau de l'équateur et à environ 7-10 km dans les régions polaires [Fanale et al., 1986]. Dans le cadre d'une mission spatiale, un forage à de telles profondeurs est exclu, seul un radar à pénétration de sol semble un outil adapté pour cette prospection.

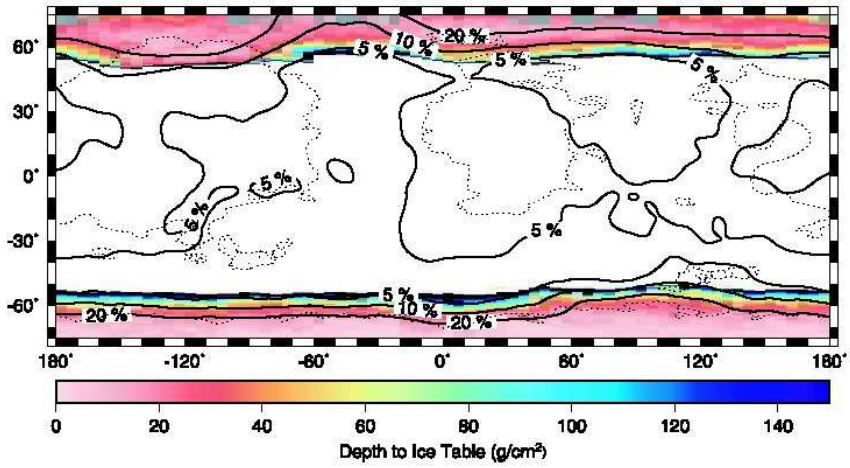


FIGURE 2.7 – Carte de la stabilité des glaces dans le sous-sol martien en $[g/cm^2]$ [Zent et al., 1986]. Dans les zones colorées, les glaces du sous-sol sont stables, en équilibre avec la vapeur d'eau atmosphérique à une profondeur indiquée par l'échelle de couleur, autorisant la présence d'aquifère dans le sous-sol profond. Les zones en blanc sont des zones d'instabilité de la glace. Les lignes de niveau pleines renseignent sur le pourcentage d'hydrogène dans le premier mètre du sous-sol d'après les données du GRS. Les lignes de niveau en pointillés correspondent aux régions où l'inertie thermique vaut $200\mathrm{Jm}^{-2}\mathrm{K}^{-1}\mathrm{s}^{-1/4}$.

Des observations récentes de l'instrument HEND (High Energy Neutron Detector) composant le spectromètre à rayon Gamma (GRS) à bord de la sonde Mars Odyssey, ont permis de dresser une cartographie de la glace d'eau dans le sous-sol proche de Mars *via* l'étude des flux de neutrons thermiques, épithermiques et de haute énergie (cf Fig. 2.8) [Boynton et al., 2002] [Feldman et al., 2002], qui dépendent fortement de la distribution spatiale (verticale et horizontale) des atomes d'hydrogène dans le premier mètre du sous-sol [Mitrofanov et al., 2002]. Cette strate influencera significativement la pénétration du signal radar dans le sous-sol profond [Le Gall, 2007] [Lasne, 2009].

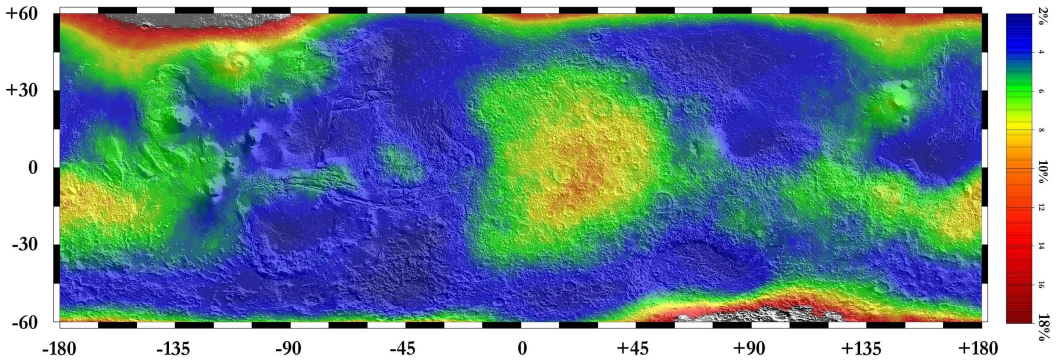


FIGURE 2.8 – Cartographie du flux des neutrons épithermiques converti en termes de teneur en eau. Une forte diminution du flux de ces neutrons (en rouge) trahit la présence d'hydrogène dans le sol et donc probablement d'eau (sous forme de glace ou éventuellement de matériaux hydratés) (source : NASA/JPL/Univerisité d'Arizona/Los Alamos National Laboratory)

2.3 A la conquête de Mars : les missions passées et futures

2.3.1 Historique des missions

Les missions martiennes ont débuté en 1960, par le lancement de deux orbiteurs russes : Marsnick 1 et Marsnick 2, ces missions ont malheureusement été des échecs (explosion du lanceur). Les États-Unis ont suivi en 1964, avec le lancement de Mariner 4 qui a transmis les premières images de Mars. A partir de ce moment, Soviétiques et Américains se sont succédés dans la mise en œuvre de nombreux projets martiens. Si les échecs furent nombreux, d'autres missions ont été couronnées par un franc succès. On doit ainsi, entre autres, les premières cartographies de Mars à la mission Mariner 9 lancée en 1971 qui découvre des volcans géants et des vallées évoquant des lits de rivières. C'est à cette époque, que la question de la présence d'eau sur Mars se pose.

Ensuite, en 1975, les américains lancent les sondes Viking 1 et Viking 2 et prennent des clichés de la planète (toujours utilisés à ce jour). Un autre succès retentissant est celui de Mars Pathfinder (1996), sonde de 259 kilos accompagnée d'un petit véhicule automatique, "Sojourner", qui a analysé et photographié le sol martien proche du site d'atterrissage. La même année, l'orbiteur Mars Global Surveyor (MGS) est lancé ; il a fourni un grand nombre d'informations jusqu'en 2006 (perte de contact à l'orbiteur), permis d'établir une cartographie de Mars et remis en question la non existence de l'eau à l'état liquide sur Mars. Mars Odyssey (lancé en 2001) et Mars Reconnaissance Orbiter ("MRO", lancé en 2005) fournissent également une quantité de données impressionnantes toujours en cours d'interprétation. Enfin, la première sonde européenne voit le jour, le 25 décembre 2003 avec la mise en orbite de Mars Express autour de Mars. La mission Mars Express a emporté à son bord le géo-radar MARSIS fonctionnant depuis orbite dans les fréquences basses de la gamme HF (1MHz-5MHz) [Picardi et al., 2004]. MARSIS a eu des performances relativement moyennes à l'exception des profondeurs de pénétration dans les calottes polaires jusqu'à 4km (cf Fig. 3.6). Néanmoins, cette mission est couronnée de succès et a révélé beaucoup de dépôts contenant du sel et de l'argile qui ne pourraient exister sans la présence d'eau liquide. Ceci renforce l'hypothèse que, dans le passé, Mars était plus humide et sans doute plus chaude qu'aujourd'hui.

En 2003, les Rovers d'exploration de la NASA Spirit et Opportunity ont démontré que l'environnement avait été humide sur Mars. Cette mission a convaincu la communauté scientifique de l'intérêt d'avoir un élément mobile à la surface de Mars dans les futures missions.

Les deux rovers américains ont pu entreprendre la recherche de traces d'eau sur la surface elle-même. Le succès le plus spectaculaire fut celui d'Opportunity, qui arriva par une chance extraordinaire dans un petit cratère qui présentait des affleurements rocheux et fournissait donc un accès direct au sous-sol martien. Opportunity fut rapidement en mesure de trouver des indices chimiques et physiques très concluants sur la présence passée d'eau. Grâce à son spectromètre, le rover réussit d'abord à détecter la présence de sulfates, éléments qui indiquent généralement qu'une roche s'est formée dans de l'eau ou du moins a été altérée par une longue exposition à l'eau. Le rover détecta également des

traces de brome et de chlore, des éléments qui apparaissent quand des sédiments s'accumulent lors de l'évaporation d'une eau stagnante. A ce jour, les rovers Spirit (alias MER-A) et Opportunity (MER-B) sont encore en activité malgré que Spirit se soit enlisé dans le sable au pied des collines Columbia.

L'expérience MARSIS a été suivie d'un autre radar fonctionnant en orbite à plus haute fréquence. Ce radar baptisé SHARAD [Seu et al., 2004], travaillant à 20MHz, est dédié à l'étude du sous-sol proche de la planète Mars (cf Fig. 3.6) et à la détection de la présence possible d'eau liquide. SHARAD a été développé par l'agence spatiale italienne et embarqué à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter (MRO - NASA) en 2005. En plus de ce GPR, cette sonde est équipée d'une caméra (HiRISE High Resolution Imaging Science Experiment), d'un spectromètre imageur visible/IR (CRISM) à très haute résolution, d'un radiomètre infrarouge et d'un accéléromètre.

L'ESA a franchit le pas avec la mission MARS-500 qui durera 520 jours (juin 2010 à novembre 2011) constituée de six hommes d'équipage, et permettra de simuler en durée réelle le comportement des futurs astronautes des futures missions martiennes habitables. Le programme de cette mission spatiale (mais sur Terre !) comprend un "vol" de 250 jours vers Mars, un mois d'expériences scientifiques sur la Planète rouge et un "vol" retour de 240 jours. A quand la première mission martienne habitée ?

Il faut tout de même préciser que les deux premières missions à destination de Mars qui devaient comporter un radar à pénétration de sol (GPR), les missions MARS'96 avec le radar PRISM "Permafrost Radar Investigation of the Subsurface of Mars", radar à bord d'un ballon sonde, composé d'une longue antenne électrique tirée et en contact avec le sol [Barbin et al., 1991] [Barbin et al., 1995] [Barbin and Kofman, 1996], ainsi que le radar de la mission NetLander à partir d'un module posé à la surface, ont malheureusement avorté. C'est dans ce contexte que le GPR aujourd'hui baptisé EISS (Electromagnetic Investigation of the SubSurface) a été développé.

2.3.2 Les futures missions et les péripéties de la mission ExoMars

Nous n'allons pas énumérer, ni décrire toutes les futures missions probables vers Mars. La figure 2.9 montre l'intérêt que portent les agences spatiales européenne (ESA) et américaine (NASA) à Mars. Nous allons nous attarder sur les missions pour lesquelles notre radar GPR EISS était en lice jusqu'en début 2010 : ExoMars (pour sa configuration initialement prévue) et EDL Entry Descent & Landing Demonstrator (cf Fig. 2.10).

Initialement prévue pour 2015, la mission ExoMars prévoyait de déposer à la surface de Mars non pas un mais deux modules : un atterrisseur (le Lander) et un rover. La charge utile du véhicule (le rover) PASTEUR d'une masse de 16,5 kg comprenait 12 instruments. Celle de la station fixe HUMBOLDT d'une masse de 8 kg comprenait 11 instruments. Afin de tirer profit d'une telle configuration, le radar EISS s'est doté d'un fonctionnement bistatique : les longues antennes électriques de EISS, indispensables à l'émission des signaux radar, étaient déployées à partir du Lander fixe et un capteur magnétique de petite taille était installé sur le mat du Rover pour la réception des signaux. Cette

version était en lice avant le remaniement, en fin 2009, de la mission ExoMars. Des éléments du radar auraient dû être installés sur le Lander, d'autres sur le Rover afin de pouvoir effectuer des sondages HF en mode monostatique (sur le Lander) et en mode bistatique (entre les deux modules).

C'est dans ce contexte un peu complexe que la thèse s'est déroulée. La mission ExoMars est la première mission du programme Aurora mise au point par l'ESA. Aurora est un programme d'exploration spatiale qui prévoit, à long terme, l'exploration de Mars par une mission humaine. Les objectifs scientifiques initiaux d'ExoMars sont :

- Rechercher des signes de vie passée et présente sur Mars,
- Caractériser l'environnement géochimique en fonction de la profondeur et détecter l'existence éventuelle d'eau dans des poches souterraines,
- Etudier la surface et l'environnement pour recenser les dangers potentiels pour des missions habitées futures,
- Etudier la structure des couches profondes du sol afin de mieux comprendre l'évolution et l'habitabilité de la planète Mars.

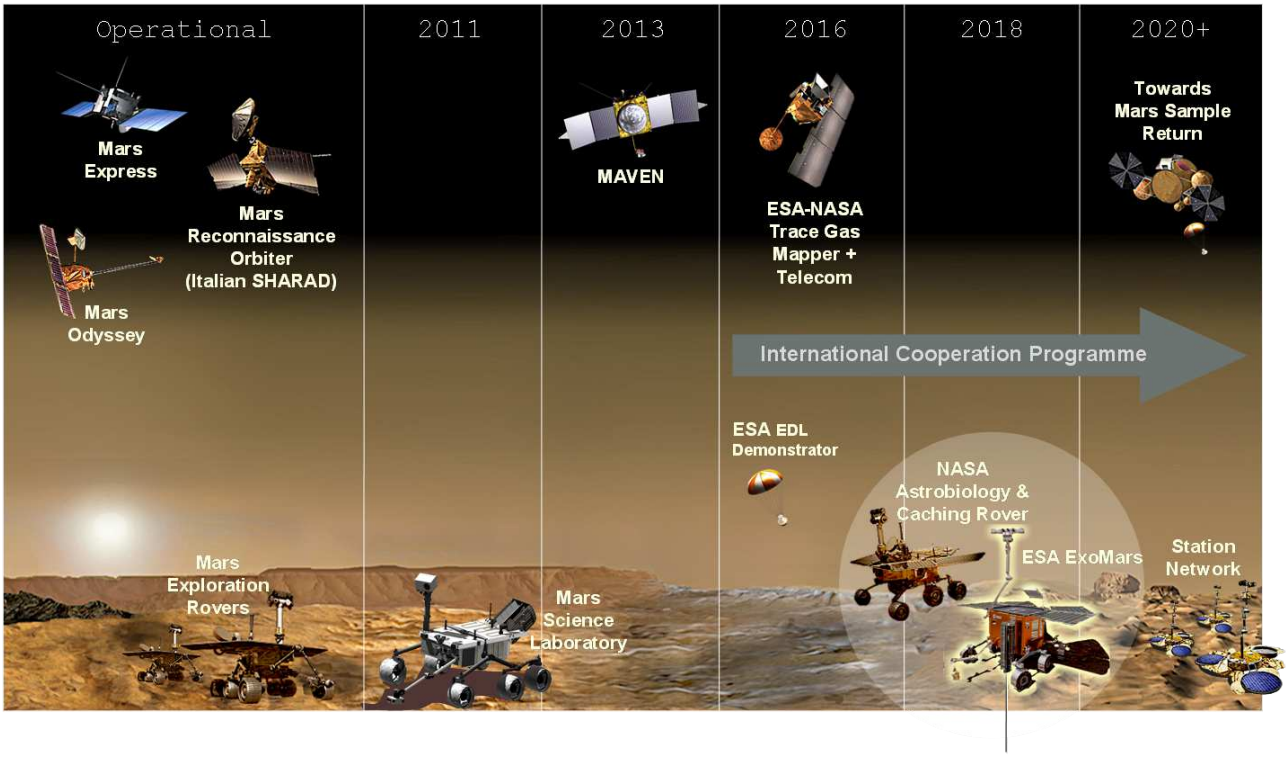


FIGURE 2.9 – Illustrations des futures missions martiennes envisagées. (source : ESA/NASA)

Après révision du projet Exomars, le nouveau scénario prévoit deux lancements en 2016 et 2018 (cf Fig. 2.10). La mission de 2016, réalisée sous la maîtrise d'œuvre de l'ESA, consiste en un orbiteur et un atterrisseur de 600 kg, baptisé EDL Demonstrator (Entry, Descent and Landing Demonstrator), lancés par une fusée Atlas-5. Quant à la mission de 2018, elle sera bien plus ambitieuse et dirigée par la NASA. Les deux partenaires prévoient de déposer sur la surface de Mars deux Rovers, l'un américain (MAX-C) et l'autre européen (ExoMars), à l'aide du même atterrisseur. Elle sera la première mission à combiner la mobilité d'un Rover, les prélèvements d'échantillons sous la surface de Mars et le sondage du sous-sol proche avec le GPR WISDOM, développé au LATMOS [Ciarletti et al., 2009]. Ce scénario conserve presque la totalité des grands objectifs initiaux d'ExoMars à l'exception du sondage électromagnétique du sous-sol profond martien. Le paquet géophysique Humboldt dont faisait partie EISS et plusieurs instruments de Pasteur ont été débarqués. La recherche de la vie et le forage restent donc des priorités fortes auxquelles on ajoute la recherche du méthane martien depuis l'orbiteur, une priorité pour la NASA depuis que MRO a confirmée sa découverte par l'instrument PFS de Mars Express.

FIGURE 2.10 – Illustrations de l'état actuel de la mission ExoMars pour lesquelles le radar EISS fût en lice (source : ESA/NASA)

Pendant un court moment (début 2010), il a été envisagé de proposer le GPR EISS en mode monostatique uniquement pour la charge utile de l'EDL. L'appel d'offre n'a pas encore été publié par l'ESA mais les contraintes imposées aux instruments candidats (masse et énergie très réduite et surtout pas de systèmes de déploiement) semblent exclure a priori EISS. A l'heure actuelle EISS n'est plus sélectionné pour aucune mission mais la communauté internationale envisage à partir de 2020 de déposer à la surface de Mars plusieurs atterrisseurs instrumentés fonctionnant en réseau, EISS sera au moins dans sa version monostatique tout à fait adapté à ces mission. En attendant des opportunités concrètes, le CNES qui a financé jusqu'alors le développement de l'instrument encourage la poursuite de la validation de l'instrument.

2.4 Modèle géologique et géoélectrique du sous-sol profond

Dans l'état actuel des connaissances, le sous-sol de Mars peut être grossièrement divisé en trois zones principales pour les régions équatoriales ou de basses latitudes [Clifford, 1993] [Berthelier J. et al., 2003] comme le montre schématiquement la figure 2.11. Une première zone, de 400 mètres d'épaisseur, est constituée de dépôts sédimentaires éventuellement mélangés avec des dépôts de lave volcanique partiellement remodelés par les processus d'impact. Les 150 premiers mètres de ce modèle sont secs (avec une teneur en eau négligeable). Des couches plus profondes peuvent déjà contenir la glace et il a été admis la présence d'un pergélisol (cryosphère) entre 150 m et 400 m de profondeur (conforme aux attentes pour les régions équatoriales et de latitude faible). Entre 400 m et 2500m, une seconde zone correspond à une strate de mégarégolite poreux (fracturé) et saturé en glace, qui peut s'étendre à des profondeurs considérables avec une porosité qui diminue avec la profondeur. Au delà de 2500m de profondeur, des réservoirs d'eau peuvent exister sous forme liquide. La profondeur de la nappe liquide dépend principalement du gradient géothermique local et de la température moyenne à la surface. Dans notre modèle complet du sous-sol, nous avons pris une profondeur de 2500 mètres mais néanmoins cette strate ne sera pas prise en compte dans nos simulations assimilables à Mars. Dans l'état actuel des connaissances, des valeurs précises de la permittivité relative et de la conductivité dans ces différentes couches sont bien entendu impossible à prévoir. Cependant, les mesures sur les analogues terrestres [2] peuvent offrir un éventail raisonnable de valeurs pour ces deux paramètres [Heggy et al., 2001] (cf Table 2.1). Néanmoins d'après un dépouillement récent des données du radar MARSIS illustré figure 2.12 (dans l'article [Mouginot et al., 2010] en cours de publication), la valeur *à priori* de la permittivité de la strate supérieure (surface) citée dans le tableau semble réaliste. La conductivité électrique a été supposée constante sur toute la bande de fréquence de EISS et les caractéristiques magnétiques ont été ignorées.

	2MHz		20MHz	
	ε_r	$\sigma[S.m^{-1}]$	ε_r	$\sigma[S.m^{-1}]$
Dépôt superficiel sec	3	1.10^{-5}	2,7	10.10^{-5}
Dépôt volcanique sec	6	2.10^{-5}	5,4	20.10^{-5}
Dépôt sédimentaire sec	4	$2,5.10^{-5}$	3,6	25.10^{-5}
Sédiment + Glace	5	$1,7.10^{-5}$	4,5	17.10^{-5}
Régolite basaltique + Glace	7	$1,7.10^{-5}$	6,3	17.10^{-5}
Régolite basaltique + eau liquide	20	1.10^{-4}	18	10.10^{-4}

TABLE 2.1 – Caractéristiques électriques des différentes strates du modèle géoélectrique du sous-sol martien pour les régions équatoriales ou de basses latitudes utilisées dans ce travail.

2. Des matériaux similaires peuvent avoir des propriétés diélectriques différentes en fonction des conditions géophysiques (porosité, température, taille de grain).

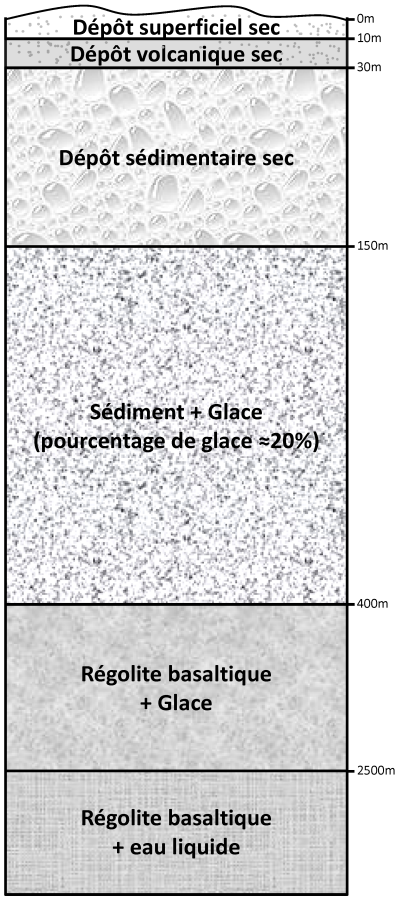


FIGURE 2.11 – Modèle géoélectrique du sous-sol martien pour les régions équatoriales ou de basses latitudes. [Clifford, 1993]

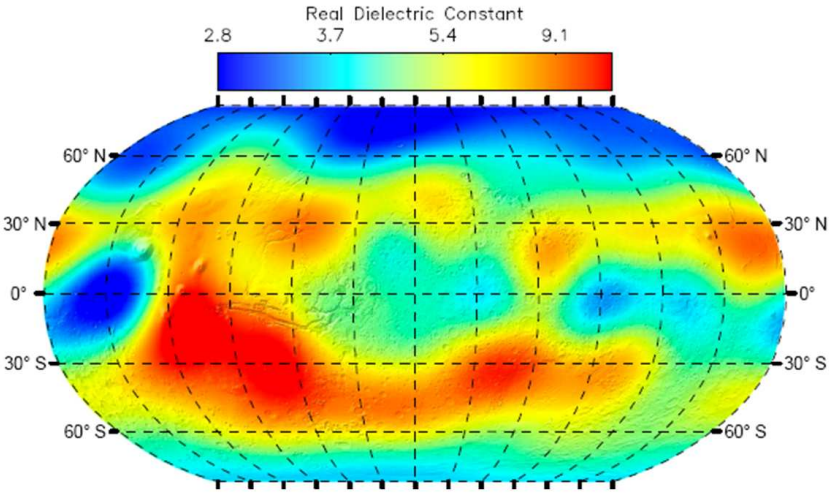


FIGURE 2.12 – Permittivité de la surface de Mars estimée avec des données mesurées par le radar MARSIS. (source : [Mouginot et al., 2010])

Conclusion du chapitre 2 :

Le radar EISS étudié tout au long de cette thèse a pour principale destination la planète Mars. Dans ce chapitre, nous avons proposé de faire un petit tour sur cette planète afin d'avoir un aperçu des contraintes (température, pression, ...) et de l'environnement qu'attend EISS sur place.

Mars, aujourd'hui froide et sèche, a sans doute connu dans son passé un effet de serre et un cycle de l'eau semblable à celui de la Terre. De nombreux indices d'écoulements passés (réseaux fluviaux, vallées de débâcles) et de la présence récente voire actuelle d'eau dans le proche sous-sol (éjectas lobés, sols polygonaux, glaciers rocheux, ravines) jalonnent sa surface. Une partie de l'eau est très probablement piégée dans le sous-sol sous forme de glace, une autre a pu s'échapper avec l'atmosphère. Pourrait-il également exister des poches d'eau liquide souterraines (à des profondeurs d'ordre kilométrique) comme le prédisent certains modèles géologiques ? Si de tels réservoirs existent, les GPR HF basses fréquences doivent pouvoir les détecter. Le site des futures missions martiennes devra être choisi dans les régions peu élevées (voire dépressionnaires) des basses latitudes martiennes, afin de donner toutes leurs chances aux GPR basses fréquences. En fin de chapitre, nous avons passé rapidement en revue les différentes missions passées et futures à destination de la planète rouge.

Chapitre 3

L'instrument de prospection EISS

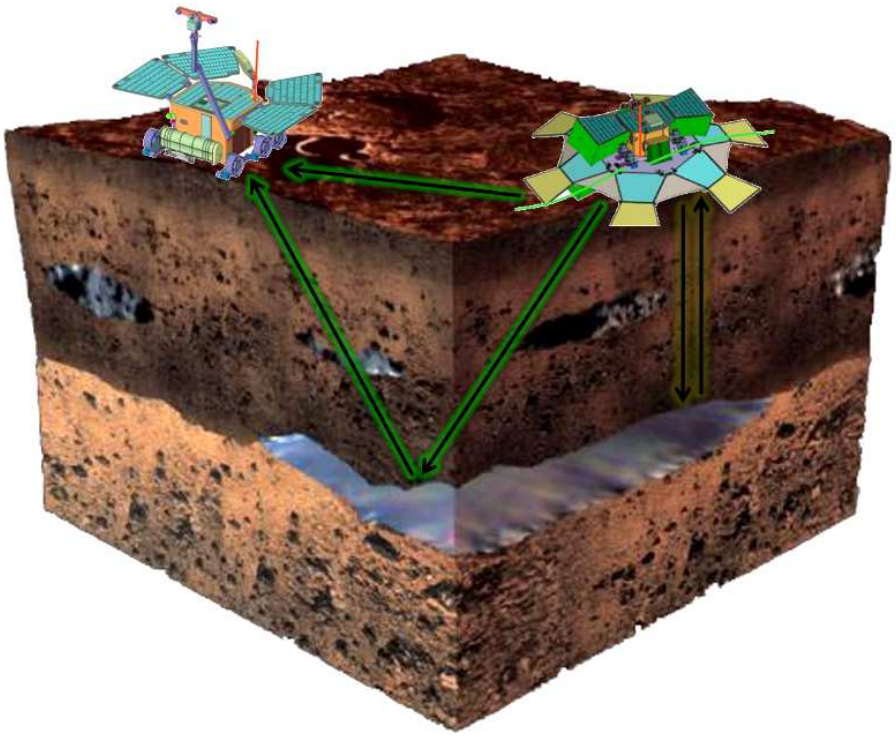


FIGURE 3.1 – Illustration (vue d'artiste) de la mission ExoMars (initialement prévue) avec une illustration succinte du fonctionnement du GPR EISS. (source : NASA/ESA/Biancheri-Astier)

Le radar GPR est un système de prospection géophysique basé sur la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu. Les différentes réflexions de ces ondes sur des cibles, des strates, l'inhomogénéité du milieu sondé, de caractéristiques électriques différentes de celles du milieu environnant permet la localisation des différentes interfaces enfouies dans le sol (cf Fig. 3.2). Les GPR sont utilisés dans différents domaines tels qu'en glaciologie [Sverrisson and Bjornsson, 1980] [Nicollin et al., 1991] [Nicollin et al., 1992] [Nicollin and Kofman, 1994], en génie civil, ainsi qu'en planétologie. Son champ d'application s'élargit au cours du temps. Ce chapitre a pour but d'introduire ce type de radar, appelé aussi géoradar avec une description rapide des différents modes de fonctionnement, des principales caractéristiques (performances, antennes, fréquence,...) pour le dimensionnement de ce type d'instrument et ses différents domaines d'applications. Ensuite, ce chapitre donnera une description détaillée du radar EISS, en lice pour la mission ExoMars jusqu'à la fin de l'année 2009. Une telle étape de dimensionnement est indispensable pour le bon fonctionnement et la bonne compréhension du radar en développement dans le cadre de cette mission spatiale.

FIGURE 3.2 – Illustration de la connaissance d'un sous-sol avant (à gauche) et après (à droite) un sondage GPR

3.1 Les radars à pénétration de sol (GPR)

3.1.1 Différentes modes de fonctionnement

Au niveau du mode opératoire, il faut distinguer deux types de radar : les radars monostatiques et les radars bistatiques. En monostatique, la mesure est faite en mode émetteur - récepteur commun. En mode bistatique, les radars possèdent une antenne d'émission et une antenne de réception dissociées et permettent ainsi des mesures en éloignant les deux antennes pour augmenter le volume du sous-sol sondé et pour faire des mesures avec des configurations angulaires différentes. Nous étudierons ce deuxième type plus en profondeur dans ce manuscrit. Il faut aussi distinguer la technologie d'émission utilisée par le radar. La principale technologie utilisée en géoradar est la technologie impulsionnelle, nous évoquerons aussi les radars fréquentiels par la suite.

3.1.1.1 Modes d'acquisition des données radar

Il existe différents modes d'acquisition des données radars. Le radar peut être statique c'est-à-dire que le sondage du sous-sol est effectué à partir d'une seule position, soit mobile avec un déplacement de(s) antenne(s). Selon le type de radar utilisé, l'imagerie du sous-sol sera différente. Dans le cas statique, on ne peut plus réellement parler d'imagerie : l'information sur le sous-sol est à une dimension (A-scans). EISS fait exception dans le sens où, même dans son mode de fonctionnement bistatique, il permet d'acquérir plusieurs signaux correspondant à plusieurs composantes magnétiques et/ou électriques du champ électromagnétique. L'acquisition effectuée en un point est appelée trace. Dans le cas d'un radar dont on peut déplacer l'émetteur et/ou le récepteur, des images en deux ou trois dimensions (B-scans ou C-scans) peuvent être générées selon le maillage du terrain choisi. L'image reconstituée du sous-sol est appelée radargramme. Le radargramme est la réunion de toutes les traces du profil.

Trois grands types d'acquisition des données GPR avec déplacement existent :

- **Le mode à offset constant :** l'émetteur et le récepteur sont déplacés simultanément. Ils peuvent être confondus avec une antenne commune (radar monostatique), ou dissociés (radar bistatique). Le résultat obtenu est un radargramme dit à offset constant (cf Fig. 3.3). Cette configuration est la plus utilisée par les radars commercialisés. La présence d'un réflecteur ponctuel (rouge) est mise en évidence par sa signature radar hyperbolique tandis que la ligne droite trahit l'existence d'une interface plane dans le sous-sol.

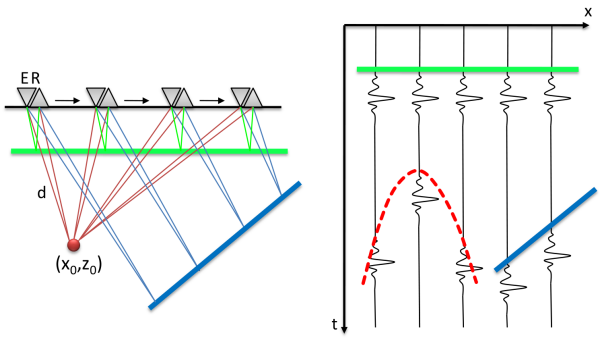
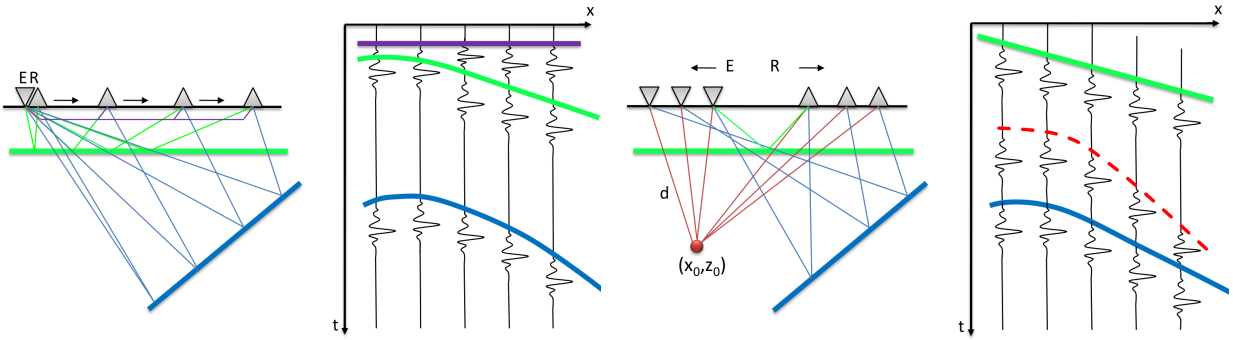


FIGURE 3.3 – Mise en œuvre et illustration du radargramme résultant d'une configuration basée sur un radar en mode réflexion à offset constant (E : émetteur, R : récepteur). Les deux antennes sont confondues (ou positionnées l'une à coté de l'autre) sont déplacées d'un même pas d'avancement le long du profil de mesure du sous-sol.

Dans le cas des profils à offset variable, la distance Emetteur-Récepteur est progressivement augmentée :

- **Le mode WARR Wide-Angle Reflection and Refraction (offset variable) :** l'émetteur est fixe et le récepteur s'éloigne progressivement de l'émetteur (cf Fig. 3.4(a)). EISS utilise cette méthode d'acquisition, associée à l'acquisition en mode monostatique.
- **Le mode CMP Common Mid-Point (offset variable) :** l'émetteur et le récepteur sont éloignés symétriquement d'un point fixe (cf Fig. 3.4(b)). Ce principe d'acquisition s'est généralisé en sismique, mais peu de travaux de ce type ont été réalisés avec les géoradars.



(a) Mode WARR Wide-Angle Reflection and Refraction (b) Mode CMP Common Mid-Point

FIGURE 3.4 – Mise en œuvre et illustration du radargramme résultant d'une configuration basée sur un radar en mode réflexion à offset variable. La distance entre les deux antennes est progressivement augmentée (E : émetteur, R : récepteur).

La forme du signal émis dépend de l'utilisation du radar et du type de milieu sondé, de la taille de l'objet à détecter. Un compromis s'impose entre les performances, l'encombrement, la facilité d'utilisation (longueur des antennes,...) ainsi que les contraintes (budgétaires, ou liées à la présence d'autres instruments voisins –cas généralement rencontré dans le cadre de missions spatiales). Les modes d'émissions les plus couramment employés sont :

- le mode impulsionnel appelée aussi modulation d'amplitude (AM),
- la modulation de fréquence (FMCW),
- les radars à saut de fréquence (step frequency).

3.1.1.2 Radar impulsionnel

Ce type de radar émet une impulsion temporelle, généralement de forme se rapprochant d'une sino-gaussienne, de la dérivée d'une gaussienne ...; il fonctionne donc dans le domaine temporel. Par abus de langage, on le caractérise par sa fréquence (dite fréquence centrale) correspondant au maximum de puissance, et par sa bande passante qui correspond à la largeur spectrale de l'impulsion émise. Le signal émis par ce type de radar correspond à la réponse de l'antenne excitée par l'impulsion temporelle générée par électronique du radar (prise en compte des caractéristiques électriques de l'antenne d'émission). Cette méthode d'émission (émission pendant un temps court, puis enregistrement des échos) permet de développer des instruments peu gourmands en énergie. Dans un cas classique de sondage, l'interprétation visuelle du signal de mesure est plutôt simple et permet de mettre aisément en évidence l'écho utile par rapport aux échos parasites ainsi que le rapport signal sur bruit qui permet de quantifier la qualité de la mesure. La principale difficulté est de maîtriser la forme du signal large bande émis qui dépend des caractéristiques de l'antenne (par exemple, son impédance) et de son interaction éventuelle avec le milieu à sonder. Pour que l'impulsion ne soit pas déformée par les antennes, il est nécessaire d'avoir une bonne adaptation d'impédance entre l'étage électronique (HF) du radar et les antennes. Cela nécessite des antennes large bande qui conservent les mêmes propriétés d'impédance, de directivité et de polarisation sur une plage de fréquences la plus étendue possible. Le

chapitre 5 sera dédié à l'étude expérimentale et théorique des antennes développées pour le radar EISS. Il existe deux méthodes de génération d'impulsion :

- méthode basée sur la modulation d'un signal harmonique (porteuse) par une porte : la forme de l'onde générée est bien contrôlée mais la puissance est faible,
- méthode basée sur la décharge de capacités : augmentation de la puissance d'émission mais aucun contrôle de la forme d'onde.

Ces radars impulsionnels ont une résolution temporelle inversement proportionnelle à leur bande passante et ont une dynamique qui dépend principalement du nombre de bits du convertisseur analogique numérique utilisé. Cette dynamique est améliorée avec l'utilisation d'amplificateurs à gain variable dans le temps qui permettent de mesurer correctement les échos lointains (de faible amplitude) et d'atténuateurs qui permettent d'éviter la saturation du récepteur en présence d'échos plus proches (de fortes amplitudes).

3.1.1.3 Radar à modulation de fréquence (FMCW)

A la différence d'un radar impulsionnel, le radar FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave) émet une onde électromagnétique en continue et modulée en fréquence. La fréquence d'émission est vobulée [1] linéairement sur une large bande de fréquences pendant un temps T (chirp). L'émission est faite en continu, le signal rétrodiffusé pouvant être reçu en même temps. Dans ce cas, le spectre du produit entre les signaux émis et reçu présentera des raies à des fréquences proportionnelles aux temps de propagation de chaque écho détecté. Avec cette méthode la signature de l'objet se caractérise préférentiellement à l'aide d'un diagramme temps-fréquence, ce qui permet de déterminer l'ordre (temporel) des fréquences reçues. Nous avons une mesure indirecte du temps de propagation de l'onde. Le radar FMCW développé à l'origine pour évaluer l'altitude des avions permet d'atteindre des précision de mesure plus élevés que le radar impulsionnel. Il est par contre beaucoup plus sensible aux obstacles (précisions de mesure plus élevée que le radar impulsionnel mais plus bruitée) et plus gourmand en énergie dû à l'émission en continu.

3.1.1.4 Radar à saut de fréquence (Step frequency GPR)

Le radar de fréquence, aussi appelé radar à synthèse d'impulsion est une variante de la technique FMCW décrite précédemment. Ce type de radar fonctionne également dans le domaine fréquentiel, il émet un signal par pas de fréquences croissantes sur toute la bande de fréquences du radar. Pour chaque fréquence, une mesure du signal complexe (amplitude et phase) est effectuée. Pour l'analyse du signal reçu dans le domaine temporel (génération de radargramme par exemple), une transformée de Fourier inverse permet de retrouver la réponse impulsionnelle. Le principal avantage de ce type de radar est de pouvoir corriger très aisément les distorsions en amplitude et en phase dans la chaine d'émission et de réception de l'instrument. Pour information, le radar à pénétration de sol WISDOM, sélectionné pour la mission ExoMars pour le sondage du sous-sol proche, utilise cette technique d'émission (cf Fig. 3.5).

1. Le terme vobulée est un terme électronique qui signifie un changement régulier de la fréquence.

3.1.1.5 Quelques antennes

Ce paragraphe n'a pas la prétention d'énumérer, de décrire, toutes les antennes utilisées par des radars à pénétration de sol mais seulement de montrer la diversité des antennes pouvant être utilisées en fonction de la fréquence de fonctionnement, de la méthode d'émission, du cahier des charges (encombrement, poids, coût de développement,...). De façon générale, la taille d'une antenne est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde utilisée.

- **les dipôles filaires (ou monopôles) :** l'antenne est uniquement accordée pour une seule fréquence de fonctionnement, sous peine d'avoir des réflexions en bout d'antenne perturbant la mesure et pouvant détruire le générateur (retour du courant dans sa sortie). L'optimisation de ce type d'antenne sur une bande plus large repose sur la théorie de Wu-King [Wu and King, 1965] qui consiste à éliminer toutes les résonances de l'antenne (réflexion) en instaurant une onde uniquement progressive. Nous reviendrons plus en détail sur cette méthode, utilisée pour les antennes filaires chargées résistivement du radar EISS.
- **les antennes spirales planes :** l'antenne est constituée de deux spirales logarithmiques imbriquées (deux brins de même longueur). Le courant générant le champ électromagnétique se propage selon des brins sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde. Le gain peut dépasser les 5 dB à la fréquence centrale (avec une polarisation circulaire). Dans le reste de la bande passante, la polarisation devient elliptique et le gain diminue [Wang and Tripp, 2002].
- **les antennes papillon :** Le principe de l'antenne est basée sur l'optimisation d'un dipôle : la bande passante d'un dipôle est proportionnelle au diamètre filaire de celui-ci. Pour ce type d'antenne, le dipôle est équivalent à des brins triangulaires alimentés symétriquement par le générateur. Le profil fréquentiel de l'impédance des antennes papillon n'est pas stable, dû à des réflexions internes sur la structure propre de l'antenne. Des techniques d'amélioration existent, telles que l'utilisation de résistances parfois combinées à des capacités localisées soudées directement sur la structure de l'antenne (circuit imprimé) [Valderas et al., 2006].
- **les antennes périodiques :** l'antenne est constituée d'éléments rayonnants en parallèle (à ne pas confondre avec les antennes Yagi qui permettent de recevoir les fréquences hertziennes de nos téléviseurs). Les grandeurs électriques de ces antennes (impédance, diagramme de rayonnement, ...) ont une périodicité fréquentielle de $\ln \tau$, avec τ le rapport homothétique entre deux éléments constituant l'antenne [Lepage and Begaud, 2004].
- **les antennes fractales :** Le principe est basé sur le rayonnement d'un dipôle : le but est de construire un dipôle qui contient toutes les longueurs électriques et ainsi toutes les fréquences devraient être rayonnées. Les antennes fractales sont en cours d'étude avec des performances mitigées [Romeu and Soler, 2001] [Saidatul et al., 2009].
- **les antennes Vivaldi :** l'antenne est à motifs périodiques, où chaque motif possède une ouverture progressive qui permet un passage progressif de l'impédance de la ligne à l'espace libre. Le principe de fonctionnement est proche de celui d'une antenne cornet [Dérobert et al., 2001] [Gazit, 2005].

3.1.2 Performances théoriques d'un géoradar

Les performances d'un GPR sont caractérisées par plusieurs paramètres tels que la profondeur de pénétration des ondes dans le milieu, la résolution spatiale et la dynamique du radar (rapport entre la puissance du plus fort signal reçu et celle du plus faible). L'enjeu est de faire le bon compromis entre ces différents paramètres en fonction de l'application visée. Toutefois, les performances du radar dépendent grandement du milieu sondé et seules des études de propagation qui prennent en compte à la fois la structure des antennes et le milieu sondé permettent d'optimiser l'instrument et d'estimer ses performances.

3.1.2.1 Bilan de liaison et dynamique du système

Le bilan de liaison pour une fréquence donnée est le rapport entre la puissance reçue P_r de la cible et la puissance émise P_e. Ce bilan fait intervenir les pertes subies par le signal radar transmis, les propriétés électriques des milieux traversés, les paramètres instrumentaux choisis. Précisons ces différents paramètres. Les paramètres instrumentaux intervenant dans ces relations sont la puissance émise P_e, la caractéristique des antennes (les gains d'antennes à l'émission $G_e(\theta_e, \phi_e)$ et à la réception $G_r(\theta_r, \phi_r))$ [2], les rendements [3] des chaînes d'émission (η_e) et de réception (η_r) et des caractéristiques géométriques et électromagnétiques (section efficace σ_e de la cible ponctuelle ou du coefficient de réflexion R des interfaces du sous-sol), α l'atténuation du milieu, p qui caractérise la polarisation de l'onde [4] et bien évidemment la distance émetteur-cible ρ_e, la distance cible-émetteur ρ_r et la longueur d'onde dans le milieu λ. La puissance mesurée au niveau du récepteur se déduit classiquement dans le cas d'un réflecteur immergé dans un milieu homogène [5] de l'équation radar en mode bistatique et en champ lointain :

$$P_r = G_e \eta_e G_r \eta_r \sigma_e \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{e^{-2\alpha(\rho_e+\rho_r)}}{(4\pi\rho_e\rho_r)^2} p P_e \tag{3.1}$$

Dans l'équation radar 3.1, le terme $pG_r(\theta_r, \phi_r)\frac{\lambda^2}{4\pi}$ représente l'aire effective de l'antenne de réception. La surface efficace (ou section efficace) σ_e de la cible dépend principalement de sa géométrie, de son coefficient de réflexion et la profondeur à laquelle la cible est enfouie.

Les performances d'un radar se caractérisent généralement par son rapport signal sur bruit (S/N, SNR Signal to Noise Ratio). Le SNR est le rapport en dB entre la puissance moyenne (pour un radar impulsionnel on prend le max) du signal reçu et la puissance moyenne du bruit ambiant. Le bruit étant supposée d'amplitude moyenne constante, ce rapport SNR se dégrade donc au fur et à mesure que

2. les gains d'antennes dépendent de la direction d'émission (resp. réception) caractérisée par les angles verticaux et horizontaux θ_e (resp. θ_r) et ϕ_e (resp. ϕ_r)

3. les rendements des chaînes d'émission et de réception prennent en considération l'adaptation électrique des antennes, des différents gains ou pertes dus au montage électrique.

4. p est le facteur de dépolarisation de l'antenne de réception par rapport à l'onde incidente compris entre 0 et 1 et se calcule avec le rapport entre les grandeurs mesurées en cross- et co-polar.

5. sans tenir compte des pertes par diffusion volumique qui dispersent l'énergie dans différentes directions. Elles sont généralement liées à la présence, dans le sous-sol, de stratifications fines ou d'hétérogénéités de dimensions comparables à la longueur d'onde d'émission et sont difficiles à estimer dans la mesure où elles dépendent du nombre de couches ou de réflecteurs ponctuels, de leur épaisseur et de leur hauteur.

diminue l'amplitude du signal reçu. Nous pouvons distinguer différentes sources de bruits :

- **le bruit thermique de l'appareil :** le radar et ses antennes fonctionnent à une température donnée. Le bruit thermique, résultat de l'agitation des électrons des conducteurs (résistances) sous l'action de cette température, produit un bruit blanc. Ce bruit est généré directement dans l'antenne et dans l'électronique.
- **le bruit galactique :** L'ensemble de la galaxie est baigné dans un bruit galactique [Kraus, 1986], généré par l'univers, la lune, les planètes du système solaire, le soleil,... Il est proportionnel à la température de bruit ainsi qu'à la longueur d'onde considérée λ et de sa direction de propagation. Sur Terre, les basses fréquences du bruit sont coupées par le plasma ionosphèrique (fréquence de coupures de l'ordre de $\sim$ 10MHz) ce qui limite sa contribution dans notre gamme de fréquences. Sur Mars, cette fréquence de coupure atteint $\sim$ 3MHz le jour et $\sim$ 0,5MHz la nuit ; on aura donc intérêt à faire fonctionner les GPR HF tels que EISS (1-6MHz) le jour [Berthelier J. et al., 2000b].
- **le bruit atmosphérique :** le bruit atmosphérique est causé par les décharges électriques telles que les éclairs libérés par les orages, qui génèrent des parasites de type impulsif qui sont très perturbants dans le domaine fréquentiel puisqu'ils couvrent toute la largeur de bande.
- **les bruits anthropiques :** ces bruits sont liés à l'activité industrielle (lignes haute tension, moteur, canal de communication radio,...). Il s'agit donc généralement de bruits à bande très étroite. Ils sont bien évidemment absents sur Mars.
  Ces bruits sont indépendants du signal radar et peuvent être considérablement réduits par post traitement des données acquises (filtrage de Wiener) et lors de l'acquisition par accumulation de plusieurs sondages successifs en utilisant la technique des additions cohérentes (dans le cas d'un radar fixe et de cibles non mobiles).

- **le bruit numérique de quantification du signal :** Les radars sont équipés de chaînes d'acquisitions numériques. Les convertisseurs analogiques numériques travaillent à une certaine fréquence leurs permettant de quantifier le signal analogique sur un certain nombre de bits. La puissance de ce bruit P_{num} est fonction du pas q de quantification : $P_{num} = q^2/12$ et de la loi de quantification utilisée (quantification par troncature, arrondi, ...). Le nombre de bits du convertisseur analogique pourra être choisi lors de la conception du radar. Il n'est pas intéressant d'avoir un bruit de quantification très petit devant les autres sources de bruit : les bits de poids faibles du convertisseur analogique numérique ne donneraient d'information que sur le bruit. En l'absence de sommation, la dynamique maximale du radar est limitée par le nombre de bits sur lequel le signal est échantillonné. Un CAN (convertisseur analogique/numérique) de n bits, offre une dynamique théorique de $20\log(2^n)$.
- **le bruit électronique du radar :** le bruit généré par le fonctionnement du radar est un bruit interne produit par l'électronique d'acquisition à la fréquence de son horloge interne et de ses harmoniques. Ce bruit est caractérisé empiriquement en laboratoire. Il est pris en compte avec l'étalonnage du radar afin d'atténuer les perturbations engendrées par ce bruit. Ce bruit n'est pas indépendant du signal utile ce qui rend sa diminution difficile.

3.1.2.2 Profondeur de pénétration maximale des ondes radar

La profondeur de pénétration dépend des caractéristiques du radar et du milieu sondé. Cette grandeur dépend en effet de la puissance maximale réellement transmise au sous-sol, de la conductivité et de l'inhomogénéité du milieu sondé (tailles des inhomogénéités par rapport à la longueur d'onde émise). En mode bistatique, la profondeur de pénétration dépend aussi de la distance entre émetteur et récepteur.

Comme cela a été rappelé au chapitre 1 (cf section 1.2.2), l'amplitude du signal émis diminue de façon exponentielle en fonction de la profondeur et du taux d'atténuation α. L'expression mathématique de cette distance est aisément obtenue dans le cas d'une onde plane et harmonique se propageant dans un milieu homogène :

$$\delta_{peau} = \frac{1}{\omega}\left[\frac{\mu_0\varepsilon'}{2}\left(\sqrt{1+\tan^2(\delta)}-1\right)\right]^{-1/2} \text{ avec } \tan(\delta) = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'} \tag{3.2}$$

En considérant un milieu faiblement dispersif avec une tangente de perte faible ($\tan(\delta) \ll 1$), l'expression de la profondeur de pénétration devient :

$$\delta_{peau} = \frac{2}{\omega\tan(\delta)\sqrt{\mu_0\epsilon'}} \tag{3.3}$$

Ainsi définie cette expression permet de mettre en évidence l'effet des différents paramètres (fréquence, conductivité, ...) sur la pénétration des ondes dans le milieu, comme l'illustre la table 3.1. On remarque que cette profondeur sera d'autant plus faible que la conductivité ou la fréquence sont élevées.

	$\varepsilon'_r = 1$	$\varepsilon'_r = 3$	$\varepsilon'_r = 4$	$\varepsilon'_r 6$	$\varepsilon'_r = 9$
$\sigma = 10^{-7}$	926m	1604m	1853m	2269m	2779m
$\sigma = 5.10^{-7}$	186m	321m	370m	454m	555m
$\sigma = 10^{-6}$	95m	161m	185m	227m	278m
$\sigma = 5.10^{-6}$	25m	34m	38m	46m	56m

TABLE 3.1 – Évaluation de la profondeur de pénétration δ_{peau} (exprimée en [m]) en fonction des caractéristiques électriques du sous-sol (pour une des fréquences radar de EISS 2MHz)

En pratique, de façon expérimentale, la profondeur de pénétration atteinte par un radar est estimée à partir des réflecteurs les plus profonds détectés par sondage et dépend donc également de la section efficace des réflecteurs en question (taille, contraste de permittivité,...). On peut calculer pour un milieu homogène, la puissance qui serait réfléchie par une couche lisse et horizontale située à une profondeur donnée et comparer cette valeur au niveau de bruit. La profondeur maximale qui correspond à un SNR $\sim 10dB$ ($20\log(e) = 8.7dB$) et qui permet donc une détection sans problème du signal réfléchi donne une estimation exploitable de la profondeur à laquelle on peut espérer détecter une interface. Cette information est essentielle pour l'interprétation des sondages. En effet, l'absence d'échos lointains peut signifier une mauvaise pénétration dans le milieu ou l'absence de réflecteurs profonds).

Théoriquement, il est très difficile d'estimer la profondeur d'investigation maximale d'un géoradar. Il est cependant possible d'effectuer une étude qualitative afin de s'assurer la profondeur de sondage visée. Nous reviendrons plus précisément sur la pénétration de l'impulsion électromagnétique générée par le radar à pénétration de sol EISS (cf. section 3.2.3.2) avec une étude basée sur des simulations électromagnétiques qui permettent de tenir compte d'inhomogénéités dans le milieu ou d'une éventuelle rugosité de l'interface détectée.

3.1.2.3 Résolution verticale d'un radar

La résolution en profondeur (résolution spatiale suivant l'axe vertical), noté δ_R, est l'écart (distance) vertical minimal entre deux cibles qui peuvent être discriminées par le radar. Cette grandeur est proportionnelle à la durée d'impulsion τ ou inversement proportionnelle à la largeur spectrale de l'impulsion B (cf Eq. 3.4), avec ν la vitesse de l'onde dans le milieu.

$$\delta_R = \frac{\nu\tau}{2} = \frac{\nu}{2B} \tag{3.4}$$

Plus l'onde est ralentie dans le milieu (plus la permittivité augmente), meilleure sera la résolution. De même, plus la durée d'impulsion est brève (plus la largeur spectrale B de l'impulsion augmente), meilleure sera la résolution. On pourrait penser à diminuer drastiquement la largeur de l'impulsion émise τ afin d'améliorer cette résolution en distance, mais celle-ci s'accompagnerait inévitablement d'une réduction de l'énergie de l'onde émise ($= puissance.\tau$) et donc de la portée du radar. La formule 3.4 montre clairement que plus la largeur de bande du radar est élevée, plus la résolution est importante. Un compromis entre la résolution spatiale, l'énergie émise, la fréquence centrale d'utilisation est primordial pour le développement d'un radar, d'autant plus important dans le cadre d'une mission spatiale où l'énergie est restreinte. Nous reviendrons plus précisément sur la résolution en profondeur du radar à pénétration de sol EISS (cf. section 3.2.3.2).

Cependant la modulation en fréquence permet, par un ingénieux traitement du signal FII Frequency domain Interferometric Imaging [Luce et al., 2001], de dépasser cette limite de résolution.

3.1.3 Domaines d'applications et exemples d'acquisition de données

Les radars GPR offre un large éventail d'applications allant de la détection d'objets enfouis à l'exploration planétaire. Les choix de la bande de fréquences, de la géométrie des antennes et de la polarisation dépendent de nombreux facteurs incluant la taille et la forme des cibles à détecter, les propriétés électromagnétiques du milieu sondé,...

Sur Terre, la profondeur de pénétration est limitée par la présence d'eau fortement conductrice. Ainsi, la prospection radar convient pour la détection d'objets dans des milieux relativement secs comme dans du béton, du sable (pas trop humide). Pour pallier à ce problème, d'autres techniques de prospection, n'utilisant pas des ondes électromagnétiques, existent comme les méthodes sismiques ou acoustiques (pas décrites dans ce manuscrit).

Les GPR sont utilisés dans divers domaines tels que la médecine (localisation de tumeurs, ...), l'humanitaire (localisation de mines antipersonnel diélectriques, ...), le militaire (localisation d'avions,

de bases militaires, ...), l'industrie (gisements pétroliers, gisements métallurgiques, ...), la géologie (fracture des roches, localisation de nappes souterraines d'hydrocarbures, ...), l'archéologie, sans oublier le domaine spatial (satellites en orbite autour d'une planète permettant de cartographier de vastes régions (cf Fig. 3.6), radar directement posé sur la planète (cf Fig. 3.5),...). Cette liste non exhaustive montre la diversité des domaines d'application du GPR. Voici quelques exemples de sondages (radargrammes) réalisés avec des GPR de fréquences différentes. Mais comme toute forme d'imagerie, le géoradar nécessite des volumes de données importantes, et cette contrainte particulièrement critique dans les applications spatiales limite son développement.

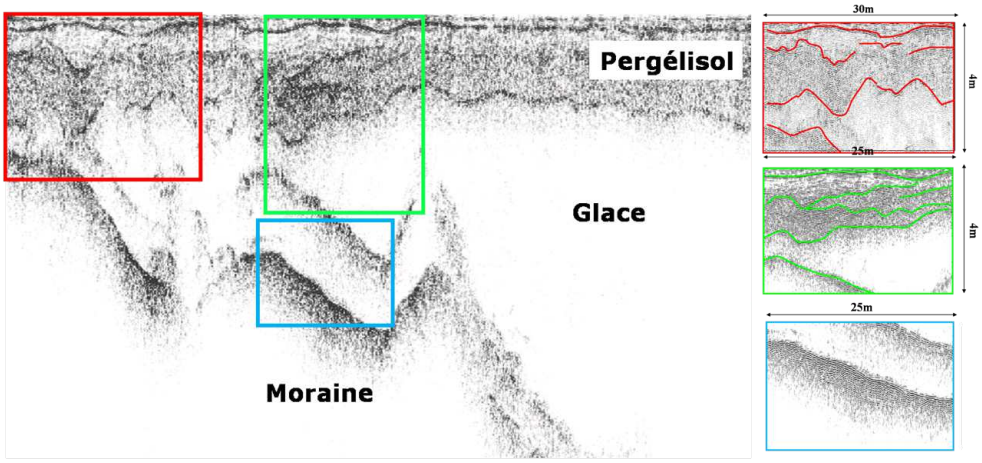


FIGURE 3.5 – Sondage effectué avec le radar à saut de fréquence WISDOM fonctionnant dans la gamme de fréquence UHF (500kHz-3GHz) au Svalbard (Norvège) [Ciarletti et al., 2009].

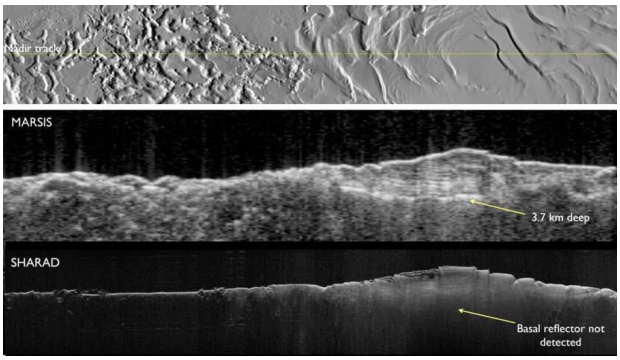


FIGURE 3.6 – Sondage du sous-sol de la calotte polaire Sud de la planète Mars effectué avec les radars MARSIS (1-5 MHz) et SHARAD (20MHz - BP 10MHz) en orbite autour de Mars. La figure montre le fond de la couche de dépôts du pôle sud (strate rocheuse : le bedrock) avec une zone particulière réflectrice à une profondeur de 3,7 km par Marsis. En revanche, on remarque que SHARAD a de la difficulté à pénétrer dans le sous-sol au-delà de 1 km de profondeur (source : NASA/ESA/JPL)

3.2 Le radar à pénétration de sol EISS

Même si une grande quantité d'observations de la surface martienne dans les domaines visible et infrarouge ont été acquises par les instruments à bord de sondes en orbite et par les robots de la NASA déposés sur la planète, l'analyse des données renvoyées a montré qu'il existe un besoin évident pour une meilleure exploration du sous-sol dans le but de mieux comprendre sa formation, son évolution avec un sondage GPR directement à la surface de Mars. Le MARSIS et SHARAD radars en orbite autour de Mars ont révélé certaines structures impressionnantes à l'intérieur des calottes polaires, mais, en dehors de ces régions spécifiques, le signal radar semble subir de telles pertes que très peu d'échos en provenance du sous-sol ont été détectés.

Dans le cadre de la mission ExoMars de l'ESA, le radar EISS (Electromagnetic Investigation of SubSurface) a été en lice (jusqu'à fin 2009) pour cette exploration. La mission ExoMars 2013 était initialement prévue avec une station fixe et un rover et EISS est conçu pour tirer parti du potentiel des sondages radar bistatiques du sous-sol planétaire entre les deux stations (cf. section 2.3.2). Néanmoins EISS peut profiter de l'existence d'une seule plate-forme fixe pour effectuer des sondages monostatiques du sous-sol. Ce travail de recherche a été effectué dans ce contexte ; le mode bistatique reste bien évidemment dans le cahier des charges de cet instrument.

Ce chapitre a fait l'objet d'un article [Biancheri-Astier et al., 2010c] soumis lors de la conférence GPR2010 à Leece en Italie intitulé « EISS : an HF mono and bistatic GPR for terrestrial and planetary deep sounding ».

3.2.1 Spécificités des signaux transmis et reçus par EISS

3.2.1.1 Émission

EISS est un radar impulsionnel, travaillant à des fréquences basses de la gamme HF. Les fréquences centrales sont 2-4 MHz. Les fréquences HF utilisées devraient permettre d'effectuer des sondages électromagnétiques à des profondeurs kilométriques. Le premier niveau de traitement des données fournit l'amplitude et le retard de propagation associés aux différents réflecteurs et interfaces détectés.

L'émetteur de EISS alimente deux antennes électriques chargés de 35 mètres de long chacune ($\lambda/2$ soit un dipôle de 70m à 2MHz) et génère des impulsions de 10 Watts (5 Watts de puissance crête à crête sur chaque monopôle). La durée de l'impulsion est variable, comprise entre 250 ns à 10 μs selon la cible visée. Rappelons que la résolution spatiale est directement proportionnelle à la largueur de l'impulsion (cf Eq. 3.4) et les impulsions peuvent être codées en phase selon un schéma BPSK (Binary Phase Shift Keying). Pour des sondages à une profondeur kilométrique, le GPR génère une impulsion codée de largueur 10 μs avec une période de répétition (ou IPP – Inter Pulse Periode) de 80 μs. La largeur d'impulsion peut être réduit à 1μs et même 250ns, ce qui permet un sondage des interfaces proches. Les longues impulsions sont donc essentiellement réservées aux mesures de courants et de tensions (mode mesure d'impédance de EISS) qui doivent s'effectuer en régime continu.

Le codage en phase mis en œuvre est un codage BPSK de 4 codes de 10 moments. Ceci permet d'augmenter la puissance moyenne émise tout en conservant la résolution d'une impulsion de 1μs. La

technique bi-phase permet, d'autre part d'atténuer significativement les signaux parasites HF et offsets générés par l'électronique et l'environnement. A l'émission, les impulsions sont générées alternativement avec une phase nulle et une phase égale à π. En réception, le FPGA Field Programmable Gate Array - circuit programmable constitué de réseaux de portes logiques - (cf section 3.2.3), au lieu d'effectuer des additions cohérentes simples, se livre à des séries d'additions-soustractions, améliorant grandement le rapport signal sur bruit.

La tension d'excitation $e(t)$ a une forme proche de celle d'une sinusoïde modulée par une gaussienne avec τ la durée de l'impulsion, F_0 la fréquence centrale, $\alpha = 2,3/\tau$, t le temps :

$$e(t) = \sin(2\pi F_0 t) e^{-\alpha^2 (t-\tau/2)^2} \tag{3.5}$$

La forme d'onde est courte dans le domaine temporel (cf Fig. 3.7), son spectre est donc large : il s'étale globalement de $\sim$ 300kHz à $\sim$ 8MHz.

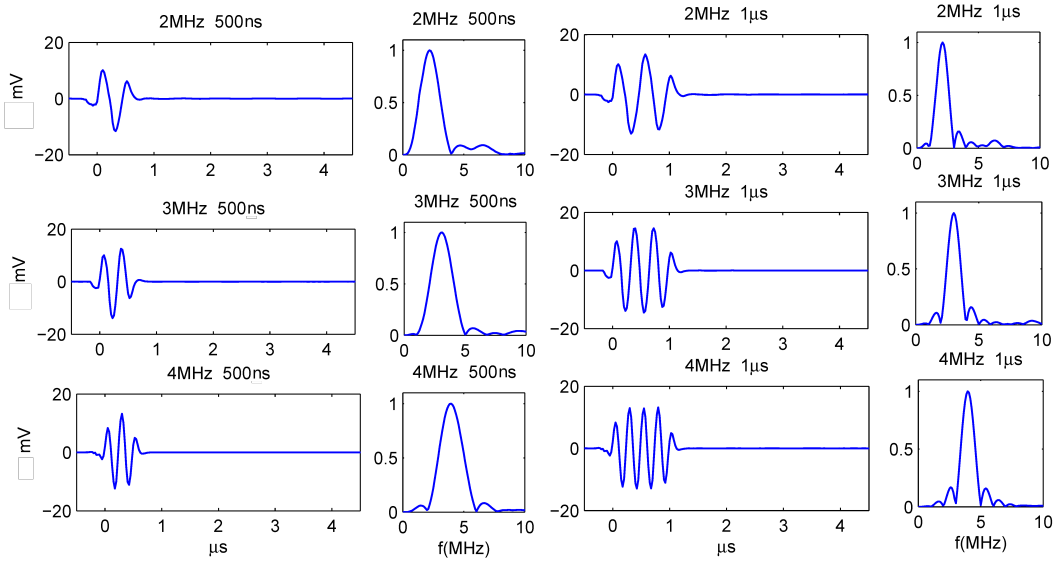


FIGURE 3.7 – Formes du courant émis par le radar EISS mesurées sur l'antenne aux fréquences centrales 2, 3 et 4 MHz, pour des durées d'impulsion de 500ns et 1μs et spectres de ces impulsions. (extrait de [Le Gall, 2007]

3.2.1.2 Traitement des données à la réception : Additions cohérentes

A la réception, le signal utile est noyé dans le bruit. Le traitement des données reçues consiste à faire des sommations cohérentes, à additionner successivement les échos enregistrés à chaque émission d'impulsion. Le sous-sol et les caractéristiques du signal émis étant invariants pendant la durée de la mesure, les échos reçus sont cohérents d'une impulsion à l'autre (identiques, en phase et en amplitude, d'une impulsion à l'autre). En revanche, le bruit étant de nature aléatoire (indépendant des données et décorrélé d'une mesure à l'autre), le processus d'addition a pour effet de multiplier le signal par $N = 2^{NbADD}$ avec $NbADD$ le nombre d'additions cohérentes, et le bruit par $\sqrt{N}$. Le rapport signal sur bruit (SNR) s'en trouve accru. EISS est capable d'effectuer jusqu'à 2^{31} (plus de 2 milliards) additions

cohérentes, limitée par la taille en mémoire des traces temporelles. A chaque puissance de 2 additions, le SNR gagne $10\log_{10} 2 \sim 3$dB (cf Fig. 3.8c). Les figures 3.8 illustrent l'amélioration notable du rapport signal sur bruit apportée par les additions cohérentes sur des mesures effectuées en laboratoire avec une ligne à retard reliant GPR1 & GPR2, pour simuler un temps de propagation, ainsi qu'un générateur de bruit aléaotoire. La figure 3.8a représente le signal temporel (codage bi-phase) reçu pour différentes valeurs d'additions cohérentes *NbADD* effectuées. La figure 3.8b regroupe les mesures effectuées en laboratoire pour la totalité des valeurs d'additions cohérentes, en échelle logarithmique.

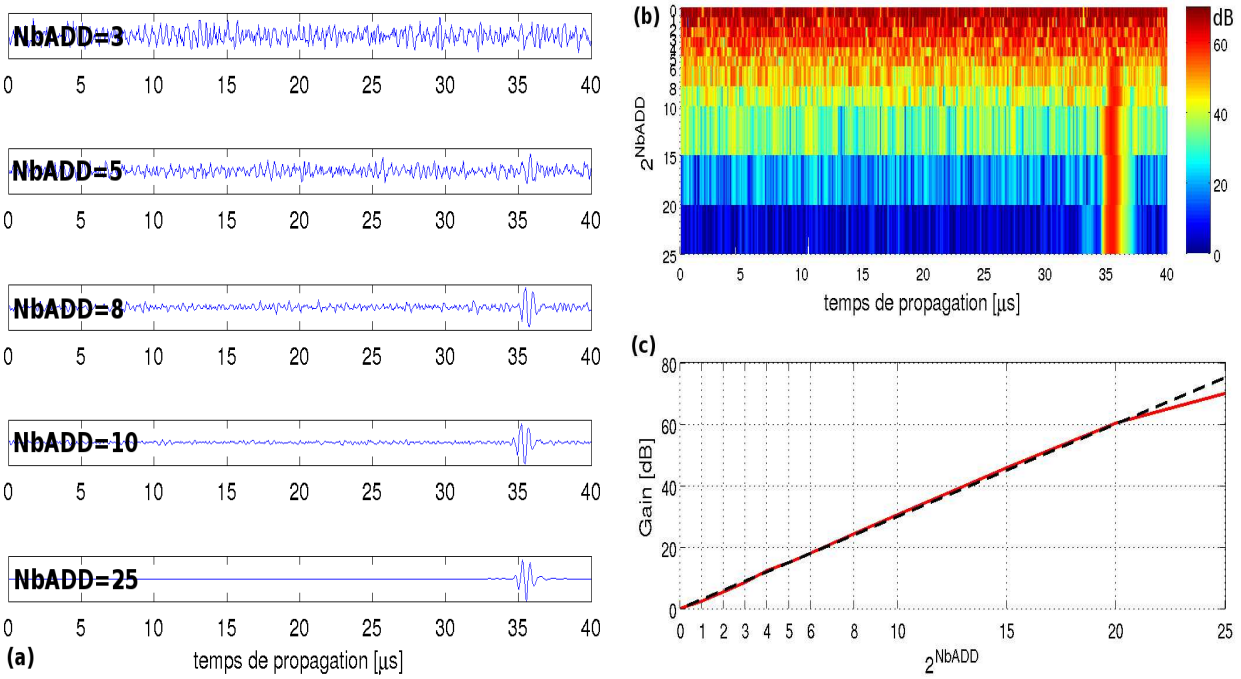


FIGURE 3.8 – Augmentation du rapport signal sur bruit dû aux additions cohérentes (moyenne cohérente) du signal reçu. Les mesures ont été effectuées en laboratoire avec une ligne à retard, un générateur de bruit blanc de niveau 20Vpp, pour la fréquence centrale 2MHz et une durée d'impulsion $1\mu s$.

En l'absence de sommation, la dynamique maximale du radar est donnée par le nombre de bits sur lequel le signal est échantillonné. Le CAN (convertisseur analogique/numérique), étant sur 12 bits, offre une dynamique de $20\log(2^{12}) = 72$dB. La présence du bruit entraîne une diminution de cette grandeur. Les additions cohérentes et l'usage d'atténuateurs en réception permettent de la rehausser jusqu'à une valeur de ~ 130dB. En contrepartie, la consommation électrique augmente et le temps de mesure s'allonge. Une salve de 2^{26} additions cohérentes s'effectuera en ~ 90 minutes.

3.2.2 Antennes électrique et magnétique du radar EISS

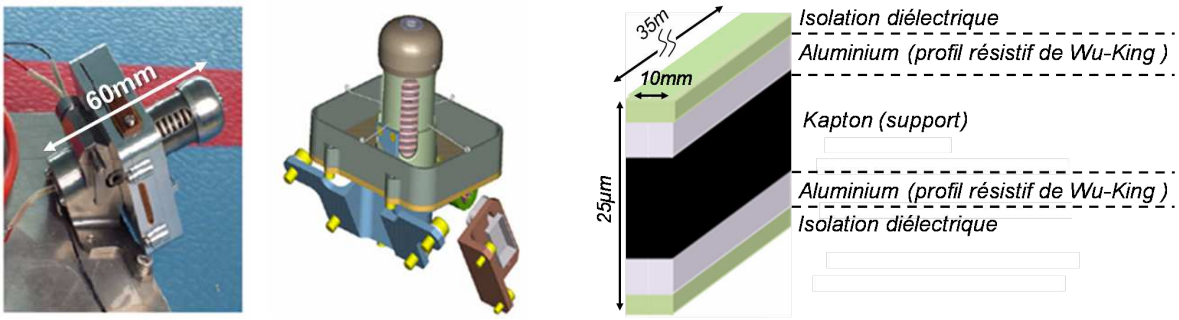
Compte tenu de la profondeur de prospection souhaitée, et du type de cibles recherchées (interfaces géologiques planes relativement à la longueur d'onde du radar) et des contraintes de poids et d'encombrement induites par la spatialisation de l'instrument, le radar développé se composera – sur le Lander : d'une longue antenne filaire fixe fonctionnant autour de 2-4 MHz et sur le rover une antenne magnétique

miniaturisée destinée à la réception des signaux en mode bistatique. Le mode bistatique nécessitante une synchronisation des 2 modules, une liaison VHF a été développée.

3.2.2.1 Antenne électrique à bord du Lander

EISS a besoin d'une antenne HF électrique pour transmettre le signal radar pour les sondages monostatiques et bistatiques du sous-sol. Cette antenne sera également utilisée pour recevoir des signaux dans les modes de fonctionnement monostatique et passif (riomètre). La taille de l'antenne électrique doit être adaptée à la longueur d'onde du radar. À 3MHz, la longueur d'onde dans le vide est de 100m. Compte tenu des contraintes de masse et de volume des missions spatiales, la seule option pour l'antenne HF est d'utiliser un dipôle constitué de deux conducteurs identiques : monopôles sous forme d'un ruban métallisé et enroulés pendant le vol.

Dans leur version spatiale, les antennes HF GPR1 électriques sont des rubans de kapton d'épaisseur 24,5μs, de largeur 10mm, de longueur 35m et métallisées sur leurs deux faces avec de l'Aluminium (afin de réaliser le profil résistif de Wu-King souhaité (cf chapitre 5). Une couche de diélectrique sur chaque face ($\sim$1μm) isole l'antenne de tout contact mécanique et électrique avec la structure du Lander et les décharges électriques atmosphériques (cf annexe B). La figure 3.9(b) montre une vue en coupe de la conception de ces antennes ruban.



(a) Module de libération, d'éjection des antennes ruban du radar EISS.

(b) Vue en coupe de la conception des antennes ruban (exagération verticale).

FIGURE 3.9 – Antenne ruban et système de déploiement.

L'antenne doit transmettre et recevoir des signaux à large bande sans distorsion. Pour obtenir une réponse en fréquence appropriée, un profil résistif sur toute la longueur des monopôles doit y être appliqué. La résistance ohmique résultante ne dépend que de l'épaisseur du dépôt d'aluminium sur chaque section du ruban. Ce profil est calculé et optimisé en fonction de la permittivité du milieu estimé (sur Mars) du sous-sol proche. Ce profil permet de maximiser l'efficacité de l'antenne afin obtenir une valeur d'impédance adaptée, éviter les distorsions de l'impulsion émise et les réflexions en bout de ligne (ringing). Une étude approfondie se trouve dans le chapitre 5.

Une fois sur Mars, les antennes seront déployées à la surface par un dispositif spécifique (cf Fig. 3.9(a)). Le dispositif de déploiement a une double fonction : le stockage de l'antenne enroulée pendant le vol spatial et le déploiement des antennes. La masse du prototype actuel incluant l'antenne ruban est

inférieure à 90g, il a été conçu, développé et testé par la société AER. Le déploiement des 2 monopôles se fera dans des directions opposées. La valeur exacte de l'angle de déploiement a été étudiée afin d'assurer une zone de couverture optimale autour de l'émetteur pour un sondage bistatique (cf section 6.2).

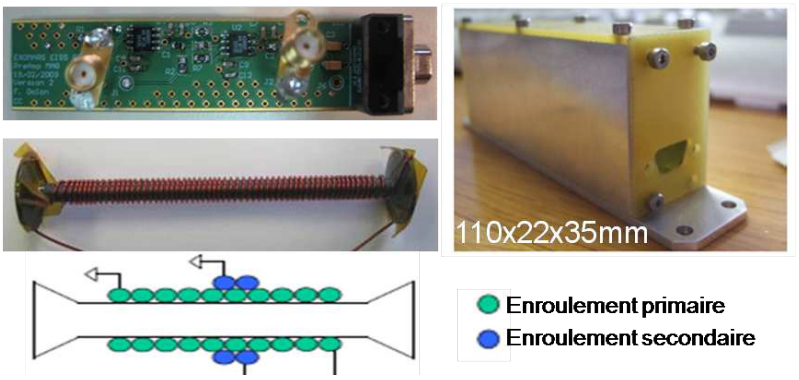
3.2.2.2 Antenne magnétique à bord du Rover

La capacité la plus innovantes de EISS est son potentiel de sondage bistatique, rendu possible par l'utilisation d'un petit capteur magnétique sur le récepteur (cf Fig. 3.10(a)) qui permet de mesurer le champ magnétique (les trois composantes) de chaque onde HF reçue, quelle que soit la direction et l'orientation de la station mobile. Afin de mesurer les trois composantes orthogonales du champ magnétique, le capteur devait être installé sur le mat rotatif de support de la caméra panomarique prévue à bord du rover d'ExoMars. L'antenne magnétique fonctionne à une fréquence centrale F_0 de 3MHz sur une largeur de bande de 1-6 MHz, avec une sensibilité à $F_0+0,4MHz$ égale à $2fT/\sqrt{H_z}$ [6], un gain de 40 dB et un diagramme de rayonnement similaire à celui d'un dipôle (cf Fig. 3.10(b)). L'antenne est composée de quatre unités : le noyau de ferrite (Nickel Zinc), les enroulements primaire et secondaire, le préamplificateur et le réseau d'étalonnage. La masse de l'antenne est de 80g et les dimensions du boîtier sont 110x22x35mm. L'enroulement primaire génère une tension induite proportionnelle au champ magnétique à mesurer. L'enroulement secondaire est une boucle de retour du flux. Il est utilisé pour améliorer la bande passante de l'antenne et pour parvenir un compromis satisfaisant entre le gain et la largeur de bande. Le réseau d'étalonnage est utilisé pour vérifier que l'antenne fonctionne avec ses performances nominales. La forme de la ferrite a été optimisée afin de maximiser l'induction magnétique à l'intérieur du noyau [Leroy et al., 2006]. Plusieurs simulations numériques avec le logiciel Flux 2D ont été réalisées pour étudier l'impact de cette forme. La géométrie du barreau a une énorme influence sur l'amplitude de la grandeur électrique, image de l'induction magnétique reçue par l'antenne, d'où la nécessité de l'optimiser. La forme du barreau utilisée pour la conception de l'antenne magnétique de EISS, fournit une amplification magnétique trois fois plus élevée qu'un barreau cylindrique.

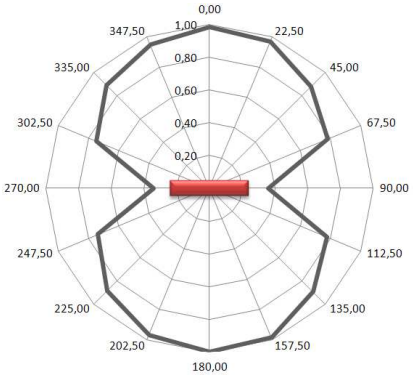
3.2.2.3 Antenne VHF

L'antenne fonctionnant dans la gamme de fréquence VHF permet la mise en œuvre d'une liaison directe servant à la synchronisation des 2 modules radar GPR1 & GPR2, pour le bon fonctionnement en mode bistatique. Les commandes (paramètres de configuration) sont envoyées par GPR1 à GPR2 via la liaison VHF. Une antenne (et son module d'émission) sera à bord du Lander, et une antenne identique (avec son module de réception) se trouvera sur le Rover. La valeur de la fréquence a été choisie en fonction des contraintes de la mission : la réduction de taille et de masse de l'instrument, les fréquences déjà utilisées sur la plate-forme, l'accommodation des antennes VHF aussi haut que possible sur les deux plates-formes et surtout une configuration permettant une liaison d'au moins 1 km. À l'heure actuelle, pour répondre à toutes ces exigences, nous avons choisi de fonctionner à

6. H_z le champ magnétique selon l'axe z (axe vertical), T est l'induction magnétique à l'intérieur du barreau de ferrite [Tesla], f la fréquence



(a) Design de l'antenne magnétique : carte de pré-amplification, barreau de ferrite, illustration des différents enroulements autour du barreau, boitier.



(b) Diagramme de rayonnement normalisé de l'antenne magnétique mesuré en laboratoire (pour une fréquence de 3MHz, dans le plan parallèle au barreau de ferrite)

FIGURE 3.10 – Antenne magnétique (antenne de réception implantée sur le rover)

160MHz avec un monopôle $\lambda/4$ réalisé avec une tige fine et extrêmement flexible de fibres de carbone métallisées (46cm de longueur, diamètre de 0,5 mm, 2 g pour le monopôle et 30g de connecteurs et de vis de montage). Le diagramme de rayonnement 3D obtenu est relativement omnidirectionnel, même en présence des plates-formes avec un gain maximal de 2 dB. La partie principale de l'antenne, la tige de carbone, sera fournit par le sous-traitant INVENT GmbH à Braunschweig en Allemagne.

3.2.3 Electronique du radar EISS

L'électronique du radar doit supporter le stockage à basse température pendant le projet et le fonctionnement à basse température pendant la nuit martienne (de -70°C au crépuscule à -110°C à l'aurore). Ces contraintes interdisent l'utilisation de composants sophistiqués et des technologies d'avant-garde. Outre les contraintes d'intégration aux modules spatiaux, le radar dispose d'une faible puissance et d'un faible débit de données vers la Terre, obligeant à des compromis sur l'échantillonnage des mesures radar. Ces contraintes ont dicté la conception du radar et son intégration à bord du Lander et du rover. Pour cette raison, les options choisies pour le prototype spatial ne sont pas forcément optimales pour des radars destinés à des sondages sur Terre.

3.2.3.1 Schéma bloc et conception

L'instrument EISS est constitué de deux unités distinctes : EISS-GPR1 (à la fois émetteur et récepteur) qui peut effectuer sur ses propres mesures monostatiques à partir du Lander, et EISS-GPR2 (récepteur seulement) monté sur le rover qui peut recevoir et enregistrer les signaux réfléchis par les structures enterrées éclairées par le signal transmis par EISS-GPR1 (cf Fig. 3.1).

EISS-GPR 1 :

La figure 3.11 illustre le schéma synoptique du radar EISS-GPR1. Il existe quatre sous-systèmes principaux : la génération et l'amplification du signal HF, le récepteur HF, l'émetteur VHF, le contrôleur et l'unité numérique du radar.

Les impulsions HF sont générées par une méthode de synthèse de fréquence (DDS Direct Digital synthesis) qui consiste à générer des échantillons numériques du signal souhaité (une sino-gaussienne dans notre cas), puis à convertir ces échantillons en un signal analogique par l'intermédiaire d'un convertisseur numérique-analogique. Le signal est filtré et amplifié jusqu'à 10W (crête-crête), et ensuite divisé entre les deux sorties de l'amplificateur différentiel alimentant les antennes électriques. Un commutateur à 2 bornes (DPDT double pôle – double thrown) permet de sélectionner l'un des deux réseaux d'adaptation d'impédance des antennes électriques. L'un, dédié à sonder en profondeur, utilise des transformateurs qui permettent d'optimiser la puissance transmise, mais provoque une distorsion du signal. L'autre, purement résistif, est dédié à des sondages de faible profondeur et optimise l'adaptation d'impédance sur toute la bande passante, mais réduit la puissance transmise aux antennes. Pendant la phase de transmission, les commutateurs Tx/Rx sont en position fermé (OFF), protégeant l'entrée du récepteur HF.

Après la transmission du signal, le GPR bascule en mode de réception (pour les mesures monostatiques), les commutateurs Tx/Rx à l'entrée du récepteur HF sélectionnent successivement chacun des deux monopôles électriques pour recevoir le signal, alors que la sortie de l'amplificateur 10 W bascule en haute impédance (HZ). Le récepteur HF est constitué de trois amplificateurs, un filtre passe-bande et un atténuateur numérique (pas de 4dB jusqu'à 60 dB). Les amplificateurs sont utilisés pour adapter l'amplitude du signal reçu à la plage de tension d'entrée admise par le convertisseur analogique-numérique (CAN). Si nécessaire, l'atténuateur réduit le gain de la chaîne de réception pour éviter la saturation provocant une zone aveugle du signal de réception. Avec cette méthode et l'ajout d'additions cohérentes, le rapport signal sur bruit est considérablement amélioré et permettent d'utiliser la totalité de l'échelle du CAN (soit 12 bits => 72 dB de dynamique) quelle que soit les amplitudes des signaux reçus.

Un oscillateur 160MHz est utilisé comme support pour la liaison VHF et pour générer l'horloge à 40MHz du circuit programmable FPGA (Field-Programmable Gate Array) au moyen d'une division de fréquence par quatre. En mode bistatique, une fois la synchronisation entre GPR2 et GPR1 établie, les paramètres de commande (définissant la configuration de mesure, d'émission) sont envoyés (avant chaque mesure) par cette liaison VHF utilisant la modulation d'amplitude.

Toutes ces fonctions ont été mises en œuvre sur une seule carte de taille standardisée Eurosize. Pour le prototype spatial (modèle de vol) de EISS-GPR1, nous avons développé une seconde carte électronique « convertisseurs DC / DC »pour générer toutes les tensions nécessaires à partir des +28V fournis par la plate-forme (Lander), sous traitée à Steel Electronics Company (cf Fig. 3.12).

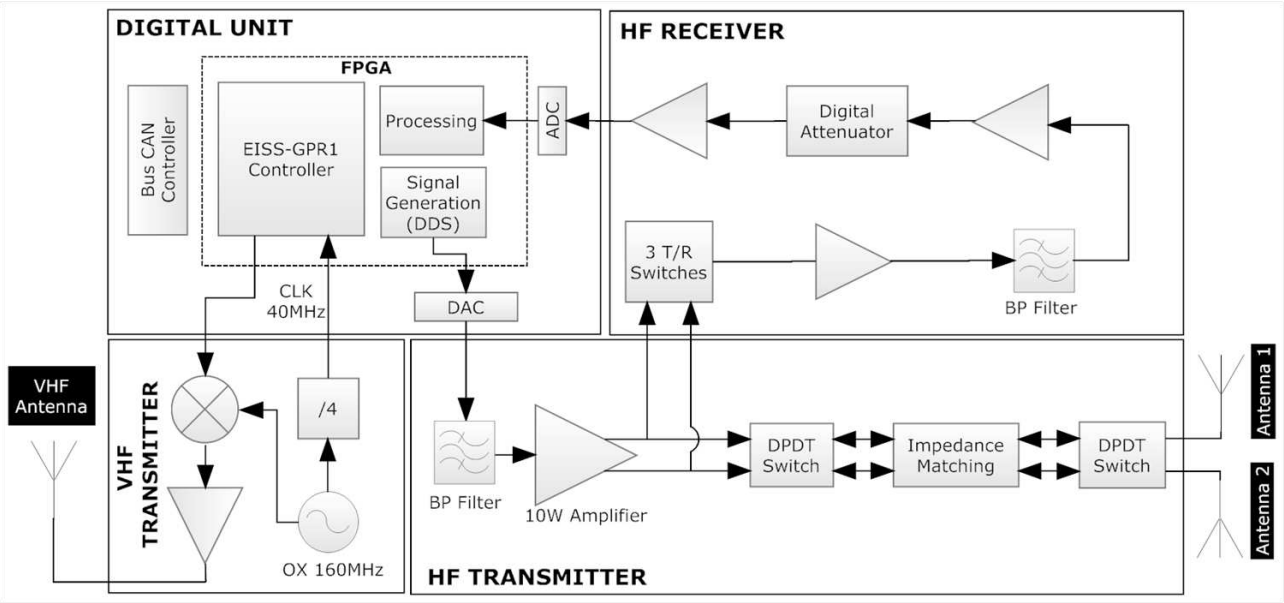


FIGURE 3.11 – Schéma bloc de GPR1 : module embarqué à bord du Lander (source : [Biancheri-Astier et al., 2010c])

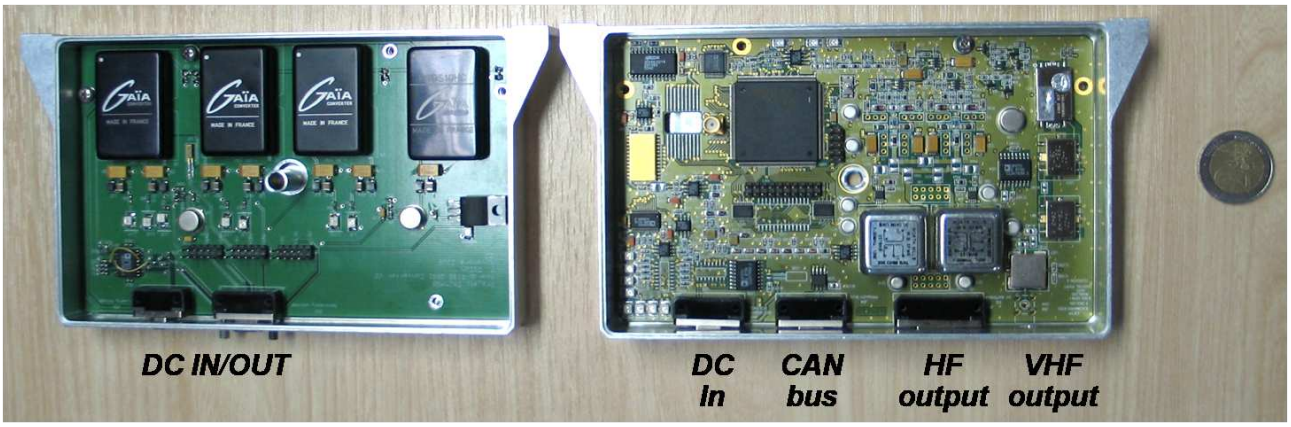


FIGURE 3.12 – Photos des cartes électroniques du module GPR1 et du convertisseur DC/DC. Le convertisseur permet de fournir toutes les alimentations continues à GPR1/GPR2 grâce à l'alimentation 28V fournie respectivement par le Lander/Rover

EISS-GPR 2 :

La figure 3.13 illustre le schéma synoptique du radar EISS-GPR2. Il comporte trois sous-systèmes principaux : le récepteur HF, le récepteur VHF, le contrôleur et l'unité numérique du radar. Les récepteurs HF de EISS-GPR1 et EISS-GPR2 sont identiques. L'antenne magnétique permet de capter les signaux HF provenant des effets directs et réfléchies par le sous-sol de l'onde émise par EISS-GPR1.

Le récepteur VHF est constitué de deux canaux. Le premier est utilisé pour la synchronisation de l'oscillateur local et le second est utilisé pour définir les paramètres de radar et de déclenchement de la mesure. Afin de synchroniser les deux oscillateurs, une boucle à verrouillage de phase (PLL) est utilisée pour le verrouillage en phase de l'oscillateur EISS-GPR2 (40MHz) sur l'oscillateur EISS-GPR1 (160MHz). Afin d'assurer un niveau constant à l'entrée de la PLL, un amplificateur de gain en tension (VGA), contrôlée par un détecteur logarithmique, est utilisé pour faire un contrôle automatique de gain (AGC). Une synchronisation précise des 2 modules GPR est cruciale pour une bonne exploitation des données et notamment le traitement des additions cohérentes (important pour obtenir une profondeur de pénétration kilométrique). Un changement de fréquence d'horloge de $\pm 0,1$Hz pourrait fausser un sondage bistatique.

Pour commencer le sondage, il faut définir les paramètres de configuration dans EISS-GPR2 pour chaque mesure. Pour cela, le contrôle automatique de gain (AGC) doit démoduler le signal VHF provenant de EISS-GPR1, contenant ces paramètres de mesure. Le signal démodulé est obtenu à partir de la sortie du détecteur logarithmique. Il est ensuite redimensionné pour s'adapter à la plage de tension d'entrée admise par le FPGA de EISS-GPR2.

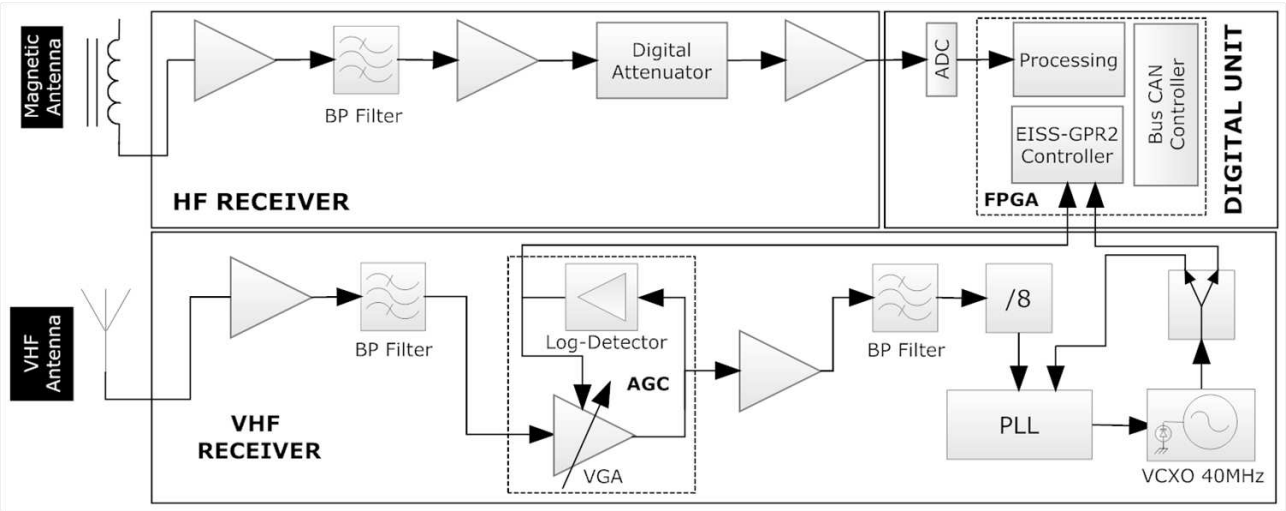


FIGURE 3.13 – Schéma bloc de GPR2 : module embarqué à bord du Rover (source : [Biancheri-Astier et al., 2010c])

3.2.3.2 Performances

Les principales performances et caractéristiques de EISS sont regroupés dans le tableau 3.2.

Paramètres	GPR1	GPR2	Unités
Caractéristiques de puissance			
Tension d'alimentation	28	28	V
Consommation électrique (modes actifs) (1μs)	4	4	W
Consommation électrique (modes actifs) (10μs)	7	4	W
Consommation électrique (modes passifs)	3,8		W
Caractéristiques de transmission			
Signal HF émis	10		W
Fréquences centrales	2 / 4		MHz
Largeur d'impulsion	0,25 / 0,5 / 1 /10		μs
Période de répétition des impulsions	80		μs
Caractéristiques de réception			
Bande passante	1 - 10		MHz
Gain maximal	> 50		dB
Puissance de sortie à 1 dB	14,5		dBm
CAN (Nombre de bits)	12		
Fréquence d'échantillonnage	20		MHz
Atténuation (valeur maximale)	60		dB
Dynamique maximale (théorique)	132		dB
Caractéristiques mécaniques (antennes non comprises)			
Poids	1000	350	g
Longueur	165	165	mm
Largeur	105	105	mm
Hauteur	50	45	mm

Table 3.2 – Principales caractéristiques techniques du GPR EISS.

Résolution verticale :
Le radar, de par son principe de fonctionnement, mesure des retards qui peuvent être convertis en distance lorsque la vitesse de propagation est connue (soit la permittivité du milieu). La résolution temporelle est l'écart temporel le plus petit que l'on puisse détecter sans ambiguïté entre deux impulsions. Cet écart dépend de l'amplitude relative des deux impulsions en question. Nous choisissions de considérer deux impulsions de même amplitude. Cette résolution temporelle Δt est d'autant meilleure que la durée de l'impulsion est courte (et donc que la bande de fréquence utilisée par le signal est élevée). Une largeur à 3 dB de l'impulsion Δ_{pulse} se traduit par une résolution temporelle d'environ $\Delta t = \Delta_{pulse}/2$. Ce qui nous intéresse cependant est la résolution spatiale qui correspond à la plus petite différence de distance $\Delta l = c\Delta t/\sqrt{\epsilon_r}$ que l'on peut mettre en évidence entre deux échos correspondants à deux réflecteurs différents.

Si on s'intéresse au cas de deux couches bien définies et horizontales (dont la première est enfouis à une profondeur H), la résolution spatiale Δl correspond à une résolution verticale ΔH qui est la différence de profondeur entre ces deux couches. Cette valeur dépend de la configuration de sondage retenue. Dans le cas de sondage monostatique, nous avons $\Delta H = \Delta l/2$. Dans le cas de sondage

bistatique, les distances parcourues l dépendent de la profondeur des couches mais aussi de la distance ρ entre émetteur et récepteur. On a pour deux couches horizontales :

$$l = 2\sqrt{\left(\frac{\rho}{2}\right)^2 + H^2} \tag{3.6}$$

$$l + \Delta l = 2\sqrt{\left(\frac{\rho}{2}\right)^2 + (H + \Delta H)^2} \tag{3.7}$$

La figure 3.14 présente les valeurs de ΔH [m] correspondant à la résolution temporelle $\Delta t = 0,15\mu s$ pour une valeur de $\epsilon_r = 4$ en fonction de la distance ρ et de la profondeur H. Lorsque la distinction des 3 chemins parcourus par l'onde (onde directe dans l'air, dans le sol et issue de réflexion sur une interface du sous-sol) est possible, nous obtenons 3 échos avec un temps de retard différent pour chaque distance Tx :Rx, comme l'illustre la courbe verte de la figure 3.14. Néanmoins, il y a des cas, où la dissociation des ondes est impossible. La zone bleue de la figure 3.14 correspond à une zone où l'onde directe dans le sol ne peut être dissociée de l'onde réfléchie (avec $\Delta t = 0,15\mu s$), comme l'illustre la courbe bleue dans le cas d'une interface enfouies à $H = 100m$. La zone rouge de la figure 3.14 correspond à une zone où l'onde directe dans l'air ne peut être dissocié de celle directe dans le sol (avec $\Delta t = 0,15\mu s$), comme l'illustre la courbe rouge dans le cas d'une interface enfouies à $H = 100m$. Avec cette étude, nous constatons que la distinction des différentes ondes ne s'améliore pas forcément en augmentant la distance ρ entre l'émetteur Tx et le Récepteur Rx. Dans notre cas de figure, à 600m nous arrivons à séparer la contribution de l'onde directe dans le sol de celle réfléchie mais plus à partir de 800m.

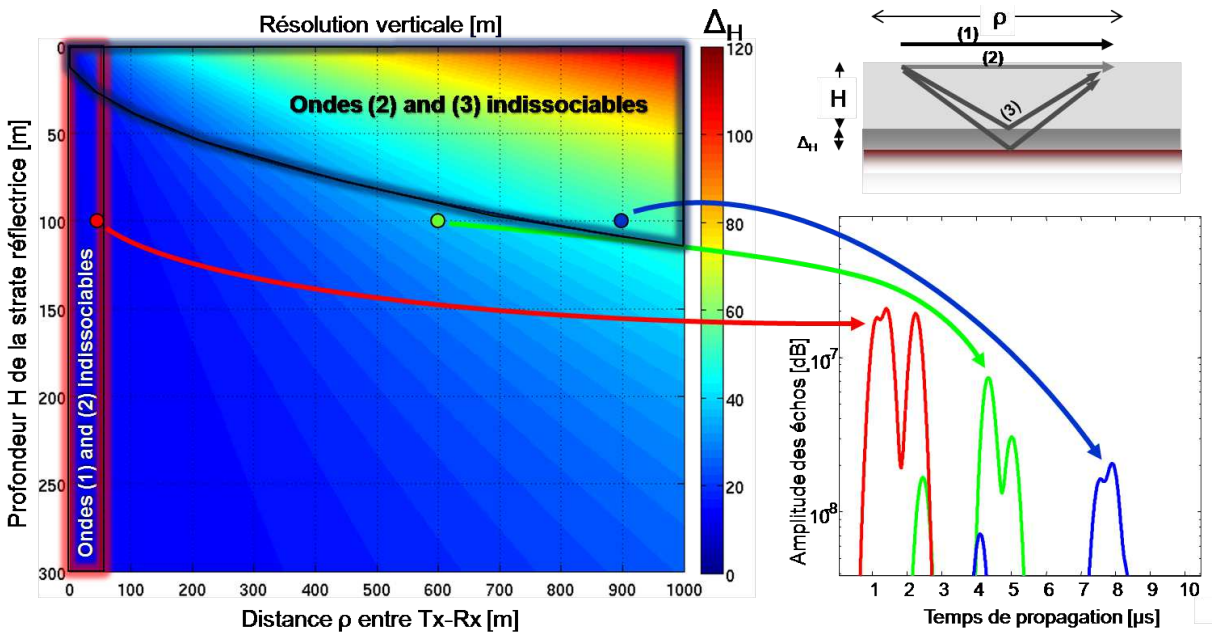


FIGURE 3.14 – Illustration des valeurs de ΔH [m] correspondant à la résolution temporelle $\Delta t = 0,15\mu s$ pour une valeur de $\epsilon_r = 4$ en fonction de la distance Tx :Rx ρ et de la profondeur H de la première strate.

Evaluation de la profondeur de pénétration δ_p :

Cette étude est extraite de [Le Gall, 2007]. Cet auteur a cherché à l'expliquer au moyen d'une figure (cf Fig. 3.15) dans le cas simple d'un milieu homogène et d'un réflecteur plan-lisse parfait ($R = 1$).

Soit P_T la puissance effectivement transmise par le radar au sol (puissance tenant compte des pertes dans la chaîne électronique d'émission et du gain des antennes). Pour simplifier l'évaluation de la profondeur de pénétration des ondes émises par un radar, on a coutume de négliger le phénomène de diffusion volumique (et donc la présence de petites hétérogénéités, d'interfaces rugueuses...) et de considérer que les pertes subies par l'onde pendant son aller-retour dans le milieu sont essentiellement liées à la divergence géométrique propre à toute propagation ($P_{DIV} = 20log(\lambda/(4\pi 2d\sqrt{\epsilon_r}))$ où $2d$ est la distance parcourue par l'onde) et aux propriétés électromagnétiques intrinsèques du matériau traversé ($P_{ATT} = 2d\alpha_{dB/m}$ avec $\alpha_{dB/m} = 10\alpha \log e$). La profondeur de pénétration est d'autant plus grande que la permittivité, la conductivité et la perméabilité sont faibles. Une fois les pertes soustraites à la puissance transmise, on peut comparer le niveau du signal après son aller-retour dans le milieu au plancher de bruit (P_{BRUIT}).

Dans le cas de la figure 3.15, la profondeur de pénétration est $\sim$ 760m. Cependant, même lorsque le SNR est élevé, la capacité du radar à détecter de faibles échos est limitée par sa dynamique D. Au delà d'une profondeur δ'_p, seuls des échos dont l'amplitude diffère de moins de D dB par rapport à l'amplitude du premier écho pourront être repérés. Afin d'étendre la plage de détection de l'instrument, les signaux reçus sont additionnés de façon cohérente et des atténuateurs numériques peuvent être disposés au niveau du récepteur pour éviter sa saturation (due à l'existence d'échos forts).

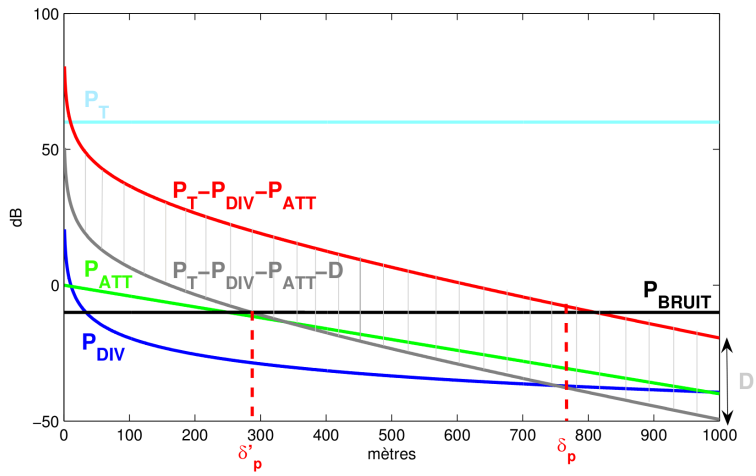


FIGURE 3.15 – Évaluation de la profondeur de pénétration δ_p : P_T est la puissance effectivement transmise au sol par le radar, P_{DIV} représente les pertes liées à la divergence géométrique de l'onde lors de sa propagation, P_{ATT} est l'atténuation de l'onde induite par les propriétés électromagnétiques intrinsèques du milieu, P_{BRUIT} est le niveau du bruit ambiant et D la dynamique du radar. Les valeurs en dB attribuées à chacun de ces paramètres sont arbitraires mais respectent une certaine hiérarchie. Le réflecteur étant supposé parfait, le coefficient de réflexion R est égal à 1 (source : [Le Gall, 2007]).

Il ne faut bien évidemment par oublier le rôle de la fréquence centrale d'émission F_0 dans l'évaluation et/ou l'optimisation de δ_p : α étant proportionnelle à F_0, plus F_0 est petite, meilleur est le pouvoir de pénétration de l'instrument. Les radars UHF ne sont donc capables d'explorer que les premiers mètres du sous-sol tandis que les radars HF basses fréquences (<5MHz) tels que EISS sondent aisément des couches bien plus profondes. L'application recherchée, et notamment la profondeur de pénétration visée, impose donc le choix de la fréquence centrale de fonctionnement de l'instrument.

3.2.4 Modes de fonctionnement

3.2.4.1 Mode monostatique

En mode monostatique, le radar travaille à la fois en émission et en réception. L'impulsion est transmise au sol au moyen d'un des 2 monopôles électriques (pas d'émission simultanée sur les 2 monopôles) et la réception est assurée par les 2 monopôles non simultanément.

3.2.4.2 Mode bistatique

En mode bistatique, un radar EISS-GPR1 émet le signal HF (et les commandes via la liaison VHF), et EISS-GPR2 ne fait que recevoir. Ce mode peut être combiné avec un mode monostatique au niveau de l'émetteur qui fait alors aussi office de récepteur.

Alors que le mode monostatique donne des informations sur la structure du sous-sol présent sous le Lander, le mode bistatique donne des informations sur la structure du sous-sol le long de la voie entre l'émetteur et le récepteur. En mode bistatique, les deux ondes qui voyagent directement de l'émetteur vers le récepteur dans l'air et celle juste en dessous de la surface, –l'onde de sol – (cf Fig. 3.1) sont utilisées pour estimer la vitesse de l'onde se propageant dans la couche supérieure de la sous-sol et, à terme, convertir les retards mesurés en distances. Ceci permet de récupérer la vraie distance des réflecteurs et d'obtenir une estimation de la permittivité moyenne du sous-sol proche présent entre l'émetteur et le récepteur. Lorsque les sondages sont effectués pour différents endroits du récepteur, on peut construire un profil 2D (et même 3D) de la structure du sous-sol géologique. Le mode bistatique est susceptible d'enrichir grandement l'étude de la structure 3D du sous-sol en permettant le relevé de plusieurs profils de sondage. L'un de ses intérêts réside aussi dans la réduction de la zone aveugle du radar, l'émission et la réception étant séparées. En contrepartie, il exige la synchronisation parfaite des deux instruments, émetteur et récepteur.

La figure 3.1 illustre ce mode de fonctionnement ainsi que celui du mode monostatique. Le chapitre 6 est consacré à l'étude théorique et expérimentale de ce mode.

3.2.4.3 Mode mesure d'impédance d'antenne

En plus de ces modes radar dédiés au sondage du sous-sol, EISS est aussi capable de donner une estimation de la permittivité et de la conductivité de la couche supérieure présente sous l'antenne par le biais de la mesure de l'impédance d'un des deux monopôle électriques HF. Ce mode de fonctionnement prévoit la mesure, en régime continu (non impulsionnel) et sur toute la bande de fréquences

du radar, du courant et de la tension appliquée à un des monopôle électriques. La mesure en continu consiste à émettre successivement des impulsions longues ($\sim 10\mu s$) aux fréquences centrales 300kHz, 400kHz ... jusqu'à 8MHz. Le module de l'impédance propre de l'antenne pour chaque fréquence (le profil fréquentiel de l'impédance) est obtenu par le rapport entre la tension appliquée à l'émission et le courant traversant le monopôle mesuré par un tore de courant en début de monopôle. Ces impédances sont complexes. La mesure du déphasage courant/tension permet de reconstituer les parties réelle et imaginaire de l'impédance. Les parties réelle et imaginaire sont étroitement liées à la nature électrique du sol sur lequel les antennes reposent. La connaissance de la permittivité et de la conductivité électrique du sol étant impérative à l'interprétation des données, une méthode pour retrouver les propriétés électriques du proche sous-sol à partir de l'impédance propre de l'antenne, basées sur [Le Gall et al., 2006] a été validée. L'optimisation des antennes électriques a été nécessaire et a fait l'objet d'une publication (en cours d'acceptation) dans la revue IEEE Transactions on Antennas and Propagation [Biancheri-Astier et al., 2010a], le chapitre 5 lui est consacré.

3.2.4.4 Mode passif

Pendant le mode passif, l'émetteur est éteint, le radar écoute et mesure le bruit radioélectrique ambiant. En mode passif, l'écoute des champs électriques HF naturels donne également des informations sur l'activité électrique dans l'atmosphère et l'absorption HF dans l'ionosphère. Sur Mars et pour les fréquences supérieures à la fréquence critique de l'ionosphère de jour ($\sim$ 3MHz), le radar pourra faire office de riomètre (Relative Ionospheric Opacity - meter), instrument dédié à la mesure de l'absorption des ondes galactiques HF par la basse ionosphère [Berthelier J. et al., 2000a]. En relevant ce bruit à différentes périodes de la journée et pour différentes fréquences, TAPIR en fournira une mesure des variations temporelles inédite. En particulier, il permettra d'étudier des évènements anormaux tels que des hausses brutales du flux des particules solaires énergétiques ce qui peut s'avérer très utile à la préparation d'un futur voyage humain vers Mars [Berthelier J. et al., 2000b]. Ce mode n'a pas encore été développé sur le prototype du radar, mais d'un point de vue pratique, il est impératif de contrôler le niveau du bruit ambiant avant chaque mesure afin d'éviter la saturation du récepteur et un fonctionnement dégradé du radar.

Conclusion et perspectives :

Dans ce chapitre, nous avons proposé une description des différentes méthodes d'acquisition d'un géoradar et du radar EISS en particulier ce qui nous a permis par la suite, de modéliser le plus fidèlement possible le fonctionnement du radar et de ses antennes.

Les GPR sont des outils pertinents pour la prospection des sols et n'ont plus à démontrer leur intérêt sur Terre. Dans le cadre de l'étude des sous-sols du système solaire, leur dimensionnement doit répondre à certaines contraintes liées notamment aux caractéristiques de la cible visée et aux contraintes propres à toute mission spatiale.

Le radar EISS étudié tout au long de cette thèse, a été développé dans le cadre de la mission spatiale européenne ExoMars initialement prévue avec une station fixe et un rover. EISS travaille dans une gamme de fréquences HF très basses autorisant le sondage du sous-sol profond, au delà du kilomètre.

La mission ExoMars a récemment subi une refonte complète. La plate-forme fixe et sa charge utile ont totalement été supprimées de la nouvelle mission (lancement prévue en 2018). Néanmoins les possibilités d'utiliser le GPR EISS sur Terre (à la recherche de profonds réservoirs d'eau liquide dans les milieux arides, par exemple ou détection du socle rocheux enfoui sous d'épaisses couches de glace...) ou sur de futures missions planétaires reste envisageable.

Les performances de la liaison VHF conçue pour la synchronisation des 2 unités de l'instrument pour des sondages bistatiques, seront prochainement évaluées expérimentalement. Une attention particulière sera accordée à la distance maximale qui peut être atteinte entre l'émetteur et le récepteur. Une fois les performances de la liaison VHF nominales, la validation expérimentale de l'instrument EISS pourra être faite sur des sites bien documentés avec des structures enterrées et une conductivité raisonnable (environnements arides ou froids) afin d'obtenir une bonne pénétration.

Chapitre 4

De la simulation à la mesure sur sites

FIGURE 4.1 – Photo d'un des sites de mesure : étendue de sable de la forêt de Fontainebleau d'environ $200m \times 100m$ [N 48.377134, E 2.522500].

La modélisation électromagnétique est un outil essentiel pour la conception d'un radar et pour l'analyse des données. L'objectif étant de connaître les performances du GPR EISS dans des configurations instrumentales et environnementales variées afin d'optimiser l'instrument, il est nécessaire de simuler la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu se rapprochant le plus possible d'un milieu naturel (un modèle analogue du sous-sol martien par exemple) en tenant compte des caractéristiques des ondes émises et reçues par les antennes du radar. Seul un modèle numérique peut offrir la souplesse nécessaire à des études de ce type. Les résultats de simulations présentés dans ce document ont été obtenus par simulations numériques s'appuyant sur la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). On sera donc en mesure d'évaluer la performance de EISS pour différents environnements (du plus simple au plus réaliste), de préparer les méthodes de traitement du signal sur les données simulées et également de fournir un outil qui sera utilisé pour l'inversion des données.

Ce chapitre est consacré à la description de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) à la base du code TEMSI-FD (Time Electromagnetic Simulator - Finite Differences) développé par le laboratoire XLIM de Limoges [Guiffaut, 2007] et mis à notre disposition. Afin de réaliser des simulations dans un cas le plus réaliste possible, le milieu présent dans les différentes configurations du sous-sol devra être comparable à un milieu physique. Les modèles de sol que nous utiliserons et présenterons, sont basés sur le modèle de Debye et un modèle fractal. Ensuite, nous présenterons le formalisme des fils minces de Holland pour la modélisation des antennes électriques filaires. Et enfin, nous présenterons les différents sites de prospections sondés par EISS.

4.1 Modélisations numériques

La difficulté de la modélisation de la propagation des ondes réside en la prise en compte d'un milieu non homogène et/ou avec des interfaces ni planes et ni lisses, et d'ondes, en toute rigueur, ni planes et ni harmoniques. En raison de la complexité du problème, il existe très peu de cas calculables analytiquement. Il est donc nécessaire de recourir à des calculs numériques fondés sur des méthodes exactes.

4.1.1 Les différentes méthodes de calculs

On distingue les méthodes dites exactes ou rigoureuses (telles que la méthode FDTD, la méthode des moments MoM [Harrington, 1993] [Stroucken and Verhulst, 1987], ...), des méthodes dites asymptotiques ou approchées (méthodes de Kirchhoff [Ulaby et al., 1982] [Thorsos, 1988], tracés de rayons [Bruce, 1997], méthode des petites perturbations [Soto-Crespo et al., 1990] [Dusséaux and De Oliveira, 2007] [Afifi et al., 2010], modèle de l'équation intégrale (IEM) [Fung et al., 1992] ...).

Les méthodes approchées reposent sur des approximations physiques, restreignant le domaine de validité. Peu gourmandes en puissance et temps de calcul, ces méthodes sont attrayantes. Elles permettent d'analyser qualitativement l'influence d'un paramètre sur le signal rétrodiffusé. Ces méthodes ne tiennent pas rigoureusement compte des caractéristiques réelles du signal émis (prise en compte des antennes, ...).

Les méthodes numériques s'appuient sur une résolution rigoureuse des équations de Maxwell à partir des conditions aux limites imposées sans hypothèse physique restrictive (sans restriction du domaine de validité). Les seules approximations sont de type numérique et liées à la discrétisation du problème. Les méthodes exactes les plus répandues sont les méthodes modales (représentation du champ sur des modes propres), les méthodes d'approximation d'opérateurs (différences finies dans les domaines fréquentiel ou temporel) et les méthodes d'approximation de solutions (méthode des moments (MoM) [Dusséaux and Baudier, 2003], éléments finis). Les principaux inconvénients de ces méthodes numériques sont les ressources en puissance et temps de calcul nécessaires, et des conditions de stabilité à respecter pour garantir une bonne convergence des résultats.

4.1.2 La méthode des différences finies FDTD

4.1.2.1 Discrétisation des équations de Maxwell selon l'algorithme de Yee

La méthode numérique FDTD que nous avons utilisée, est basée sur l'algorithme de Yee [Yee, 1966] qui consiste en la discrétisation, en temps et en espace, des équations de Maxwell. Les équations de Maxwell sont résolues dans le domaine temporel selon une approximation des champs électriques et magnétiques continus par des champs discrétisés dans un volume fini (maille) de l'espace, et ce pendant un temps déterminé, lui aussi échantillonné. Les dérivées spatiales et temporelles des champs sont alors évaluées par différences des champs discrétisés selon un schéma d'ordre 2 en espace et en temps, en utilisant seulement deux valeurs du champ en dehors du point de calcul. Toutes les composantes du champ électromagnétique à un instant t sont alors calculées en fonction du champ électromagnétique précédemment calculé aux points voisins selon un maillage orthogonal 3D. La figure 4.2(a) illustre les positions où chaque composante discrète du champ électromagnétique doit être calculée.

Les équations de Maxwell :
Nous l'avons grandement évoqué dans le chapitre 1, la propagation des ondes électromagnétiques satisfait le système d'équations différentielles de Maxwell. Dans un milieu isotrope et homogène et à partir de l'équation d'Ampère (cf Eq. 1.16), il est possible d'exprimer le champ électrique en fonction de champ magnétique (cf Eq. 4.1). La projection de cette équation sur l'axe Ox (cf Eq. 4.2 permet d'obtenir l'expression de E_x en fonction de H_y et H_z. De la même manière, il est possible d'exprimer E_y et E_z en fonction du couple $H_x - H_z$ et $H_x - H_y$ respectivement.

$$\left|\begin{array}{c}\frac{\partial}{\partial x}\\ \frac{\partial}{\partial x}\\ \frac{\partial}{\partial x}\end{array}\right. \wedge \left|\begin{array}{c}H_x\\ H_y\\ H_z\end{array}\right. = \left|\begin{array}{c}\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}\\ \frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}\\ \frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}\end{array}\right. = \left|\begin{array}{c}\varepsilon\frac{\partial E_x}{\partial t}+\sigma E_x\\ \varepsilon\frac{\partial E_y}{\partial t}+\sigma E_y\\ \varepsilon\frac{\partial E_z}{\partial t}+\sigma E_z\end{array}\right. \tag{4.1}$$

$$\varepsilon\frac{\partial E_x}{\partial t}+\sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{4.2}$$

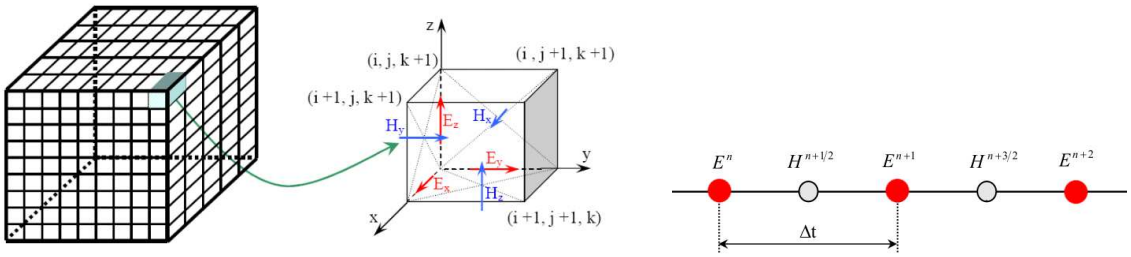
Avec le même raisonnement et en partant de l'équation de Faraday (cf Eq. 1.15), le champ magnétique peut être exprimé en fonction du champ électrique (cf Eq. 4.3 4.4).

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ -\mu \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ -\mu \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{vmatrix} \tag{4.3}$$

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \tag{4.4}$$

Nous obtenons un système de 6 équations (6 composantes du champ électromagnétique) qui peuvent être discrétisées à l'aide du principe des dérivées centrées. Ce principe permet d'évaluer la dérivée d'une fonction en un point x_0 avec les valeurs au voisinage de ce point (sans connaitre la valeur en x_0) [1].

Cette discrétisation suit le schéma de Yee en temps (cf Fig. 4.2(b)) et en espace (cf Fig. 4.2(a)). Le maillage spatial est parallélépipédique et régulier, ses cellules élémentaires, appelées cellules de Yee, ont pour dimensions Δx, Δy et Δz dans les directions (Ox), (Oy) et (Oz) du repère orthonormé d'origine O. On les répère aussi à leurs coordonnées cartésiennes $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$. A chaque itération temporelle n, les champs magnétiques sont calculés au milieu des faces pour l'instant $n + 1/2$ et les champs électriques aux centres des arêtes pour l'instant n. Autrement dit, les composantes du champ magnétique sont calculées à partir des composantes électriques déterminées à un demi-pas spatial d'elles et, après un nouveau pas temporel, les composantes électriques sont déduites des composantes magnétiques précédemment calculées. C'est ainsi que le calcul des champs progresse dans le temps et l'espace. Toute la puissance de l'algorithme de Yee réside dans ce décalage, dans l'espace et dans le temps, du calcul des composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$.



(a) Volume de calcul et maille élémentaire de Yee. Les composantes $\vec{E}$ sont tangentielles au milieu de chaque arête. Les composantes de $\vec{H}$ sont normales au centre de chaque face.

(b) Discrétisation du temps selon le modèle de Yee

FIGURE 4.2 – Discrétisation du temps et de l'espace selon le schéma de Yee : Positions des composantes électromagnétiques

1. Soit F une fonction définie dans $\Re$ à valeur dans $\Re$, continue et dérivable au voisinage du point x_0, son développement en série de Taylor aux points $x_0 + \Delta_x/2$ et $x_0 - \Delta_x/2$ s'écrit :
$F(x_0 + \frac{\Delta_x}{2}) = F(x_0) + \frac{\Delta_x}{2}F'(x_0) + \frac{\Delta_x^2}{8}F''(x_0) + \theta(\Delta x^3)$ et $F(x_0 - \frac{\Delta_x}{2}) = F(x_0) - \frac{\Delta_x}{2}F'(x_0) - \frac{\Delta_x^2}{8}F''(x_0) - \theta(\Delta x^3)$
La dérivée de la fonction F s'écrit donc :
$F'(x_0) = \frac{F(x_0+\frac{\Delta_x}{2}) - F(x_0-\frac{\Delta_x}{2})}{\Delta_x} + \theta(\Delta x^2)$
L'erreur $\theta(\Delta x^2)$ commise sur l'évaluation de la dérivée est du second ordre.

Appliquons maintenant le principe des dérivées centrées aux dérivées spatio-temporelles de l'équation d'Ampère 1.16, dans le cas 2D en mode TM. Avec $F(n\Delta t, i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ noté $F|_{i,j,k}^{n}$, l'équation d'Ampère au point (i, j) et à l'instant $n + \frac{1}{2}$ s'écrit :

$$\varepsilon \frac{E_z|_{i,j}^{n+1} - E_z|_{i,j}^{n}}{\Delta t} + \sigma \frac{E_z|_{i,j}^{n+1} - E_z|_{i,j}^{n}}{2} = \frac{H_y|_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y|_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \tag{4.5}$$

soit

$$E_z|_{i,j}^{n+1} = \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} E_z|_{i,j}^{n} + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \left(\frac{H_y|_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y|_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \tag{4.6}$$

L'équation 4.6 permet de calculer le champ E_z^{n+1} en fonction des champs E_z^n, $H_x^{n+1/2}$ et $H_y^{n+1/2}$. On procède de la même manière pour obtenir l'expression de chaque composante du champ électromagnétique.

4.1.2.2 Contraintes numériques

La discrétisation des équations de Maxwell induit un décalage entre la vitesse de propagation numérique et la vitesse théorique des ondes dans le milieu. Ce décalage, aussi appelé dispersion numérique, dépend de la taille des cellules de calcul (discrétisation spatiale) par rapport à la longueur d'onde de travail et du pas temporel (discrétisation temporelle) choisis. Il diminue avec la finesse des discrétisations. En général, un pas spatial de $\lambda_{min}/10$ est préconisé (λ_{min} la longueur d'onde la plus petite dans le matériau de plus forte permittivité. Compte tenu de la largeur de bande des impulsions de EISS s'étalant jusqu'à $\sim$ 8MHz et des valeurs maximum de la permittivité dans les modèles de sous-sol martien (cf section 2.4, un maillage d'au plus 1 mètre dans chaque direction est choisie, ce qui s'est avéré suffisant pour les études de propagation et la description des structures du sous-sol avec une résolution suffisante (cf Fig. 4.3).

D'autre part, il faut aussi prendre en compte la modélisation des sous-sols ayant une variation de permittivité suivant un modèle fractal (cf section 4.1.3.2) (et la possibilité d'avoir des interfaces du milieu rugueuses), et ainsi il faut veiller à réduire le pas spatial afin de s'assurer que cette rugosité naturelle ne soit pas masquée par la rugosité numérique. En contrepartie, il ne faut pas perdre de vue qu'un sur-échantillonnage de la scène de modélisation conduit drastiquement à une augmentation des besoins en puissance (en terme de processeurs et de mémoires vives) et temps de calcul. Heureusement, le code TEMSI-FD a été parallélisé (mi 2009), diminuant le temps de modélisation par le nombre de processeurs de la machine de calcul. Pour information, le temps des calculs pour une seule modélisation bistatique (similaire aux simulations du chapitre 6 soit un volume de calcul de $500m \times 500m \times 500m$ avec $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 1m$ et une durée de simulation $T_{simu} = 15\mu s$) est d'environ 60 h avec une configuration machine occupée à 100% possédant 8 processeurs XEON 2.4GHz avec 32Go de mémoires vives sous Linux x64 avec la version de TEMSI-FD parallélisée.

De plus, les algorithmes de calculs nécessitant des itérations sur le temps tels que la méthode FDTD peuvent aboutir à des résultats non physiques. Pour converger vers une solution, le schéma explicite de Yee doit respecter un critère de stabilité[2] (cf Eq. 4.7). Ce critère implique que le pas temporel Δt doit être inférieur au temps nécessaire à l'onde pour traverser une cellule Δt_{max}. Ainsi le champ électromagnétique ne varie pas de façon significative à l'intérieur d'une cellule. Ce critère de stabilité, établi par Taflove [Taflove and Brodwin, 1975], se traduit par une relation liant le pas temporel Δt aux pas spatiaux $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ avec v_{max} la vitesse de propagation dans le milieu de permittivité la plus faible ε_{min} et c la célérité de l'onde dans le vide. Par défaut, le code TEMSI-FD applique $\Delta t = 0,95\Delta t_{max}$.

$$\Delta t < \frac{1}{v_{max}\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{1}{\Delta z^2}}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{min}}}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{1}{\Delta z^2}}} = \Delta t_{max} \tag{4.7}$$

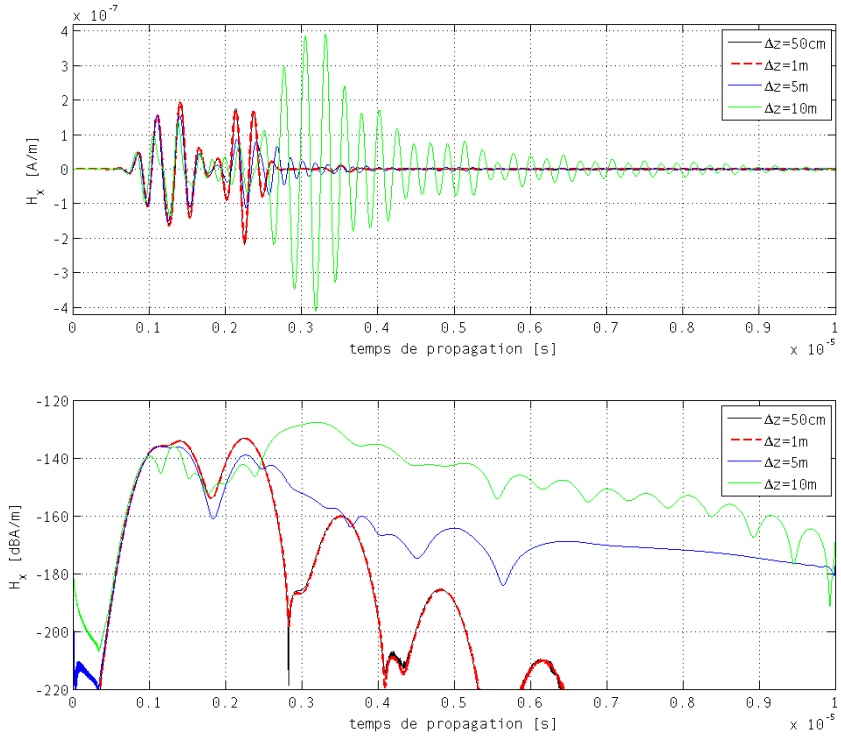


FIGURE 4.3 – Influence de la taille du maillage spatial. Dans notre cas de figure, nous avons fait varier uniquement Δz et gardé $\Delta x = \Delta y = 1m$ afin que le temps de calcul (dans le cas de $\Delta z = 0,5m$) soit acceptable. Nous observons que le calcul du champ électromagnétique, en l'occurrence ici de H_x, diverge lorsque $\Delta_z > 1m$ dans le cas d'une émission de EISS. En deça ce maillage ($\Delta_z = 1m$), le champ calculé converge. L'inconvénient du sur-échantillonnage spatial est bien évidemment l'augmentation du temps de calcul. Dans ce manuscrit, le maillage choisi sera $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1m$ sauf indication contraire. Pour une meilleur compréhension, nous avons gardé l'échelle linéaire mais pour une meilleure visualisation du bruit numérique généré, l'échelle en dB est plus adaptée.

2. un schéma est dit stable si une petite perturbation des conditions initiales n'entraîne qu'une petite perturbation de la solution approchée

4.1.2.3 Conditions absorbantes aux frontières de la boîte de calcul

Les simulations FDTD se font dans un espace maillé restreint. Cet espace de dimension finie ajoute des frontières artificielles dans l'espace de simulation qui introduisent des réflexions parasites sur les murs (frontière) de la boite de calcul. Des précautions doivent être prises pour minimiser les erreurs introduites par ces frontières. Les conditions aux limites doivent nous permettre de simuler correctement la propagation des ondes dans un domaine de calcul de dimension infinie et supprimer toutes les réflexions numériques. Les champs aux frontières doivent être tels que l'espace de simulation soit vu comme infini dans toutes les directions. Autrement dit, des conditions absorbantes doivent être appliquées autour de notre modèle géoélectrique pour simuler l'espace libre.

Pour ce faire, des propriétés électromagnétiques spécifiques sont imposées au milieu présent à la périphérie de la boîte de calcul par l'introduction fictive de pertes électriques et magnétiques qui, théoriquement, suppriment la réflexion des ondes, quels que soient leurs angles d'incidence. Un milieu (dit matériau) spécialement absorbant PML (Perfectly Matched Layers) basé sur la généralisation du concept des couches de Holland [3] a été introduit par Bérenger [Berenger, 1994], autorisant uniquement la modélisation de milieux sans perte. Ensuite une amélioration avec les CPML (Convolution PML) [Roden and Gedney, 2000] prenant en compte les milieux à pertes et dispersifs (implémenté dans le code TEMSI-FD) a été développée. Comme les chambres anéchoïdes, les PML consistent à disposer sur les parois du volume de calcul des couches de matériaux à pertes susceptibles d'absorber efficacement les ondes électromagnétiques et donc d'éviter leur réflexion.

Le logiciel TEMSI-FD prévoit par défaut 10 couches de CPML (chaque couche ayant la dimension d'une maille) avec un coefficient de réflexion à l'interface air-PML de -60dB (10^{-3} par défaut). La figure 4.4 montre les performances d'absorption des réflexions de ces couches PML. Lorsque les PML jouent pleinement leur rôle d'absorbant, nous obtenons principalement 3 échos issus de l'onde directe dans l'air, dans le sol et de l'onde réfléchie sur une interface enfouie à 100m (cf Fig. 4.4 $>$ 8 PML) ainsi des échos issues de réflexions multiples dans la strate ($\sim 4,7\mu s$ et $\sim 0,62\mu s$). Nous constatons que le passage de 2 PML à 10 PML, nous permet d'atténuer les réflexions sur la boite de calcul de $\sim 60dB$ à $\sim 3\mu s$ et de $\sim 70dB$ à $\sim 4\mu s$; et bien évidemment d'atténuer les réflexions issues des premières réflexions (courbe magenta $> 3\mu s$). Il faut aussi noter que les PML ayant des performances réduites quand l'incidence des ondes est rasante, il faut veiller à ce que le domaine de calcul ne soit pas trop étiré (dissymétrique).

3. Toute onde qui arrive sur le milieu pénètre dans la couche sans réflexion, quels que soient son angle d'incidence, sa polarisation et sa fréquence. Le principe de la méthode consiste en une décomposition des composantes du champ électromagnétique. Par exemple, en trois dimensions la composante E_z peut être décomposée en $E_z = E_{zx} + E_{zy}$; le système de Maxwell passe alors d'un système de six équations à six inconnues, à un système de douze équations à douze inconnues.

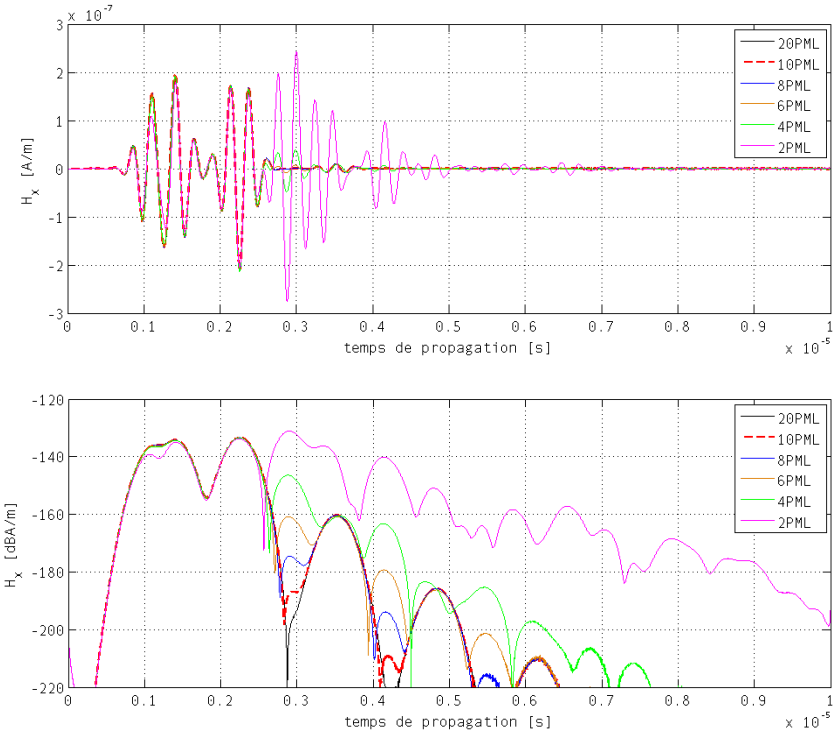


FIGURE 4.4 – Influence du nombre de couches de PML dans le volume de calcul. Nous constatons qu'à partir de 8 couches de PML, le phénomène de réflexion sur la boite de calcul reste négligeable et nous pouvons donc considérer que nous simulons un volume de calcul infini. Pour une meilleur compréhension des réflexions, nous avons gardé l'échelle linéaire mais pour une meilleur visualisation du bruit généré par les PML, l'échelle logarithmique $[dB]$ est plus adaptée.

4.1.3 Simulations numériques sous TEMSI-FD (XLIM)

Le code TEMSI-FD intègre la structure même des antennes Wu-King avec la prise en compte de résistances discrètes le long des monopôles entre des segments conducteurs, et la modélisation du sous-sol avec la dépendance fréquentielle des paramètres géoélectriques mais aussi la possibilité de générer un milieu non homogène. Il autorise ainsi la modélisation de nombreuses configurations. En outre, il permet d'étudier le couplage antenne-sol, et de décrire la propagation des ondes avec le calcul du champ électromagnétique de l'onde émise à la surface via le courant généré aux bornes des antennes électriques. Travailler dans le domaine temporel est clairement un avantage ; la forme d'onde émise dans la simulation est maitrisée et permet d'être conforme au signal HF réel généré par le radar, en sortie de l'amplificateur de puissance.

4.1.3.1 Modélisation des sols : modèle de Debye

Le volume de calcul est divisé en cellules parallélépipédiques ; dont chacune est caractérisée par sa permittivité électrique relative, sa conductivité électrique et sa perméabilité magnétique. Les interfaces entre d'éventuelles couches, qui peuvent avoir une forme compliquée lorsque la rugosité est considérée, sont discrétisées à la résolution offerte par le maillage. Comme nous l'avons précisé dans la section

1.1.5, les propriétés électriques du milieu peuvent varier en fonction de la fréquence dû à des effets de polarisation de natures différentes (cf Fig. 4.5). Afin de prendre en compte cet effet, tous les paramètres électromagnétiques dans chaque cellule peuvent être modifiés par des algorithmes basés sur des modèles physiques des matériaux tels que ceux proposés par Debye [Luebbers et al., 1990].

Etant donnée la largueur de bande des antennes du radar EISS (300kHz - 8MHz), les variations avec la fréquence des propriétés électromagnétiques des sols de type dispersif ne peuvent pas être négligées. Cependant les nombreuses convolutions qu'elles requièrent dans le domaine temporel sont gourmandes en mémoire et en temps de calcul. Pour y pallier, sous TEMSI-FD, ces variations sont décrites à l'aide du modèle simple de Debye. La permittivité s'exprime comme la somme de filtres du premier ordre ce qui rend le calcul des convolutions nettement plus rapide.

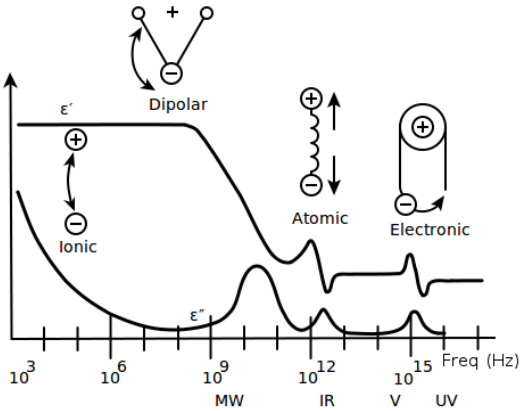


FIGURE 4.5 – Un spectre de permittivité diélectrique sur une large gamme de fréquences. Les parties réelles et imaginaires de la permittivité sont présentées, et des procédés différents sont représentés : les relaxations ionique et dipolaire, et les résonances atomique et électronique à des énergies plus élevées. (source : [Mauritz, 1989])

Un milieu de type Debye est un milieu dispersif générant un phénomène de relaxation. Ce modèle prend en compte les phénomènes conduisant à une polarisation par orientation pouvant varier avec la fréquence. Dans la pratique, le caractère dispersif d'un matériau se traduit par une distorsion de la forme d'onde reçue après propagation dans le milieu par rapport à la forme d'onde transmise.

Les diélectriques sont des matériaux ne pouvant être à l'origine d'un courant électrique, leurs électrons étant très fortement liés à leurs atomes. L'application d'un champ électrique $\vec{E}$ (variable dans le temps) provoquant un déplacement des charges positives et négatives les unes par rapport aux autres, il peut s'introduire un déphasage entre le champ électrique appliqué et l'établissement des dipôles. Lorsque le champ électrique appliqué oscille lentement, les charges liées ont le temps de s'organiser préservant un état d'équilibre dit quasi-statique. En revanche, lorsque le champ varie rapidement, certains processus de polarisation n'ont pas le temps de suivre et ne participent plus à la polarisation. Ce phénomène est pris en compte par la polarisation $\vec{P}$ dans les équations de Maxwell qui relient entre elles des grandeurs représentatives à l'échelle macroscopique. Pour déterminer la polarisation, il faut calculer la contribution des dipôles microscopiques (induit par le champ électrique $\vec{E}$) sur la polarisation. Mais le champ électrique n'est pas constant sur toute la distance qui sépare

deux dipôles, il faut donc prendre en compte un champ microscopique ou champ local $\vec{E_L}$. Le problème qui se pose alors est de relier le champ local $\vec{E_L}$ (grandeurs microscopiques) au champ électrique $\vec{E}$ et à la polarisation $\vec{P}$ (grandeurs macroscopiques).

La polarisation $\vec{P}$ dans le domaine fréquentiel s'exprime par l'expression 4.8 avec p_m le moment dipolaire, k_b la constante de Boltzmann, T la température [°K], N_{dip} le nombre de dipôle et τ le temps de relaxation [4] [Leveque and Jecko, 1994]. De cette expression, le facteur α_{dip} de polarisation en régime sinusoïdal est déduit.

$$\vec{P} = \frac{p_{m^2}}{3k_BT} N_{dip} \frac{1}{1+j\omega\tau} \vec{E_L} \Longrightarrow \alpha_{dip} = \frac{p_m^2}{3k_BT} N_{dip} \frac{1}{1+j\omega\tau} \tag{4.8}$$

Le lien entre les grandeurs microscopiques (champ local $\vec{E_L}$) et les grandeurs macroscopiques (champ électrique $\vec{E}$ et la polarisation $\vec{P}$) est donné par l'expression 4.9 du champ local agissant sur un dipôle. Pour un milieu isotrope, la polarisation $\vec{P} = \sum_i N_i \alpha_i \vec{E_{L_i}}$ avec N_i le nombre de moments dipolaires formés, α_i les facteurs de polarisation et $\vec{E_{L_i}}$ les champs locaux correspondants.

$$\vec{E_L} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \tag{4.9}$$

Nous pouvons relier la polarisation et le champ électrique grâce à la permittivité relative par la relation 4.10.

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - \varepsilon_\infty)\vec{E} \tag{4.10}$$

A partir de la relation 4.11 de Clausius Mosotti [5] et en utilisant l'équation 4.8, nous obtenons l'expression de la permittivité complexe (cf Eq. 4.12). Le comportement statique de la permittivité (aux basses fréquences, lorsque $\omega\tau_i \ll 1$) est caractérisé par la constante ε_s. Aux hautes fréquences ($\omega\tau_i \gg 1$), la valeur limite est baptisée ε_∞.

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{1}{3\varepsilon_0} \sum_i N_i \alpha_i \tag{4.11}$$

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau'} \text{ avec } \tau' = \frac{\varepsilon_s + 2}{\varepsilon_\infty + 2}\tau \tag{4.12}$$

Le modèle de Debye (cf Eq. 4.12) [Debye, 1929] est un cas particulier du modèle de Cole-Cole (cf Eq. 4.13) [Cole and Cole, 1941]. Le modèle de Cole-Cole tient compte de l'existence d'un ensemble de processus de relaxation. Il fait intervenir l'idée que les temps de relaxation de chaque polarisation sont dispersés autour d'une constante de temps moyenne τ' selon une distribution gaussienne. Le paramètre β qui varie entre 0 et 1 et permet d'ajouter la largeur de sa dispersion. Le modèle Debye correspond à $\beta = 0$ et n'autorise que l'introduction d'une suite de valeurs discrètes de temps τ.

4. Le temps de relaxation est le temps nécessaire à l'installation (ou la destruction) de la polarisation

5. La formule de Clausius-Mossotti est une relation entre la polarisabilité microscopique α_i d'un milieu diélectrique et sa constante diélectrique macroscopique ε_r. Cette relation provient de ce que le champ électrique microscopique ressenti par un des dipôles polarisables diffère du champ électrique macroscopique par une correction proportionnelle à la polarisabilité du milieu.

Sa description de la réalité s'en trouve limitée mais il n'en demeure pas moins le modèle le plus fréquemment utilisé. C'est le modèle de Debye qui a été implémenté dans le code TEMSI-FD.

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau')^{1-\beta}} \tag{4.13}$$

Pour des matériaux conducteurs, l'énergie perdue par conduction doit être ajoutée. σ_s est la conductivité statique du milieu. Les g_i sont des coefficients indiquant la contribution respective de chaque polarisation. Les équations 4.14 et 4.15 décrivent respectivement les variations de la permittivité complexe avec la fréquence pour les matériaux conducteurs.

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_i g_i \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_i} - j\frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \tag{4.14}$$

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau_c)^{1-\alpha}} - j\frac{\sigma_s}{\omega\varepsilon_0} \tag{4.15}$$

4.1.3.2 Modélisation d'un milieu non homogène : milieu fractal

Un sous-sol naturel est généralement constitué de différentes strates géologiques séparées par des interfaces rugueuses, comme l'illustre la figure 4.6. Ces strates arborent des caractéristiques très variées. Sous l'effet du tassement naturel, la densité du milieu augmente de manière non uniforme modifiant les propriétés électromagnétiques en certains points. Une modélisation d'un sous-sol réaliste ne peut donc être obtenue avec un milieu homogène. Afin de réaliser des simulations avec un modèle de sous-sol se rapprochant au mieux de la réalité, un modèle de milieu non homogène généré aléatoirement par un processus fractal a été implémenté dans le code de modélisation TEMSI-FD. Le milieu résultant présente une granulosité sur la permittivité électrique et/ou la conductivité électrique et/ou la perméabilité magnétique.

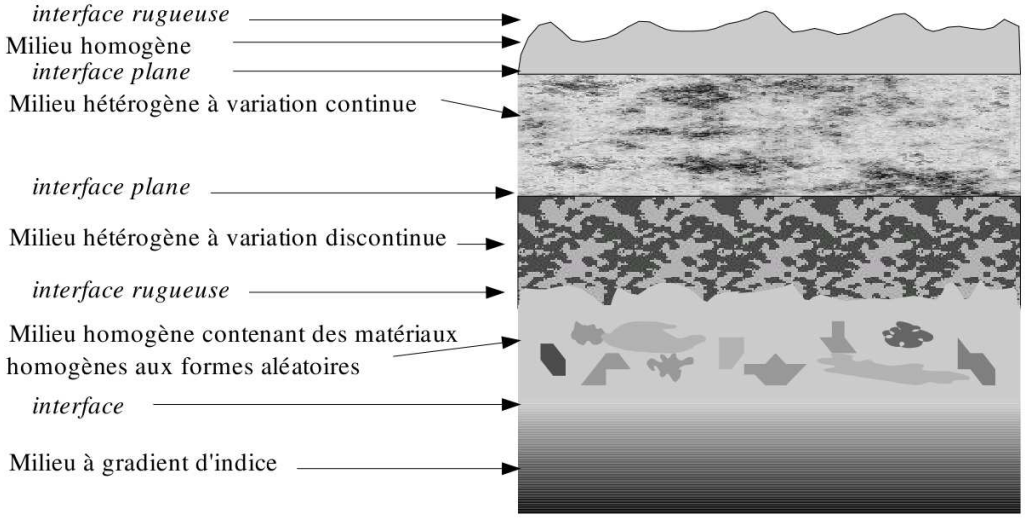


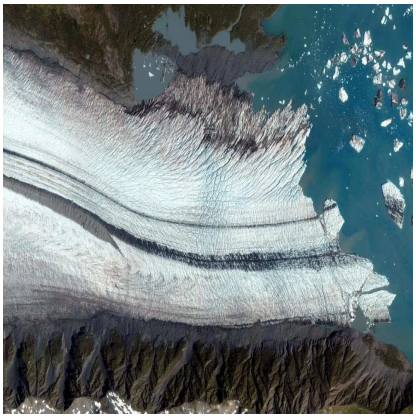
FIGURE 4.6 – Modèle de sous-sol stratifié et différentes catégories de couches géologiques (source : [Besse, 2004])

Cette section n'a pas vocation de faire l'état de l'art des fractales ; nous allons nous concentrer sur la modélisation fractale utilisée. Le terme fractal reste parfois assez vague : « Une structure fractale est la même de près comme de loin »[Gouyet and Mandelbrot, 1996]. Fractale est un mot inventé par Benoît Mandelbrot en 1974 sur la racine latine fractus qui signifie brisé. Fractal était au départ un adjectif : les objets fractals. On nomme fractale une courbe ou surface de forme irrégulière ou morcelée qui se crée en suivant des règles déterministes ou stochastiques.

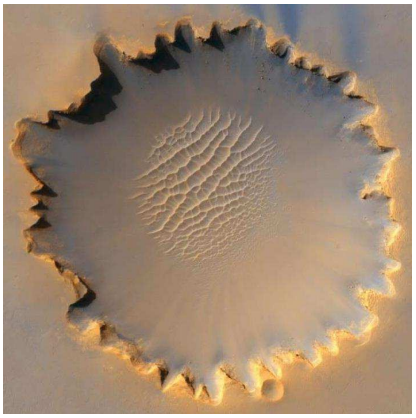
Sont désormais célèbres les images d'un motif donné qui se reproduit en se multipliant en des motifs identiques mais réduits qui eux-mêmes se reproduisent et se réduisent de la même façon, suivant un processus itératif répété à l'infini. La figure 4.8(a) est un des exemples connus : le flocon de Von Koch. Un objet fractal présente donc des détails quel que soit le facteur d'échelle considéré. Et c'est bien là l'intérêt des modèles fractals pour l'étude de la diffraction d'une impulsion électromagnétique large bande puisque par définition, cette dernière contient une grande variété de longueurs d'ondes.

De plus, les études initiées par [Mandelbrot, 1975] [Mandelbrot, 1982] [Gouyet and Mandelbrot, 1996] ont montré que de nombreux objets naturels peuvent être décrits par des modèles fractals. La figure 4.7 montre des exemples de fractales naturelles, plus précisément des préfractales puisque leur caractère fractal n'apparait qu'entre deux échelles de grandeurs finies [6].

(a) Chaîne de montagnes au Tibet (sources : NASA/Jeff Schmaltz, MODIS Rapid Response Team, Goddard Space Flight Center)



(b) Photo du glacier de l'Ours sur la péninsule de Kenai le long du golfe de l'Alaska : glacier criblé de fissures dans la glace, de toutes les tailles.(sources : GeoEye/IKONOS)



(c) Photo du cratère Victoria prise par HiRISE à bord de l'orbiteur MRO Mars Reconnaissance Orbiter 2.05°S, 5.50°W (sources : NASA/JPL)

FIGURE 4.7 – Exemples de fractales rencontrées dans la nature

Décrire la géométrie de la nature par des fonctions dérivables, voire indéfiniment dérivables est une idéalisation. En effet, les phénomènes présents dans la nature (fleuves, montagnes, arbres, rugosité du sol, ...) sont rarement d'une continuité lisse. C'est ainsi que l'on peut assez bien imaginer un sous-sol formé de granularité (à toutes échelles) dû au tassement des sols. Les fractales sont couramment employées pour la génération de profils (courbes), surfaces rugueuses et par extension, pour la génération de volumes hétérogènes.

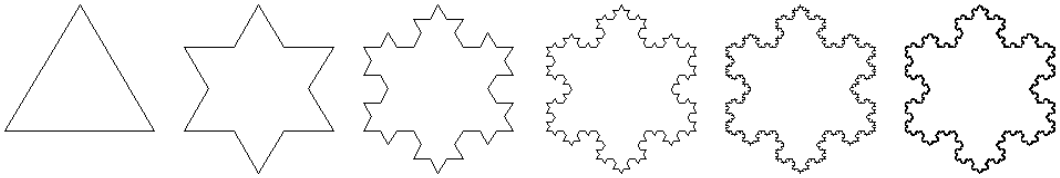
6. Les fractales physiques peuvent être déterministes (alvéole dans les poumons, cristallisation de l'eau dans les flocons de neiges, choux fleur, ...) ou aléatoires (mouvements browniens d'une particule, littoral, réseau de fractures, ...).

Il existe différents types de fractales :

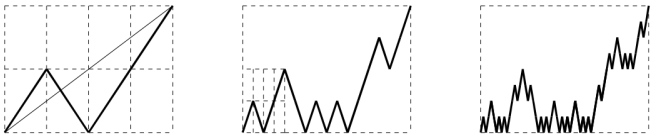
- **Fractales déterministes :**
  - **Fractale autosimilaire :** La propriété que possède une partie d'un objet d'être exactement semblable à l'objet lui-même à une dilatation près, s'appelle la similitude interne ou l'autosimilarité. C'est le type de fractale qui vient en premier à l'esprit, elles s'obtiennent généralement par un processus itératif (cf Fig. 4.8(a)). Les fractales autosimilaires ont des propriétés de similarité ; elles sont invariantes par transformation homothétique.
  - **Fractale auto-affine :** Les fractales autoaffines ont des propriétés de similarité particulières ; elles restent identiques pour des dilations différentes selon les axes. Dans l'exemple présenté figure 4.8(b), en partant d'un rectangle découpé en 2 verticalement et en 4 horizontalement et en remplaçant chaque fois la diagonale par les diagonales des rectangles comme indiqué, on fabrique une figure qui est invariante sous une dilatation horizontale d'un facteur 4 (affinité horizontale) suivie d'une dilatation verticale de facteur 2 (affinité verticale).
  - **Courbe de Takagi :** date de 1903 et également appelée courbe de van Der Waerden (1930). Elle avait été introduite pour donner un exemple de fonction continue en tous points mais dérivable nulle part ! Elle peut aussi se construire à partir d'un processus itératif, dans ce cas, chaque itération supplémentaire revient à considérer un nouveau terme de la somme. Le motif initial est un segment horizontal et l'algorithme consiste à introduire un nouveau point à partir de chaque segment comme l'illustre la figure 4.8(c). Sur cette figure, la représentation de chaque terme de la somme se trouve à gauche et la somme des termes à droite (Pour plus de clarté, les différentes courbes ont été décalées).

- **Fractales statistiques :**
  Même si la courbe de Von Koch (cf Fig. 4.8(a)) rappelle la configuration très sinueuse (d'un littoral par exemple), une courbe aussi parfaite ne suffit pas pour décrire les diversités rencontrées dans la nature. Les structures que nous avons vu jusqu'à maintenant sont parfaitement déterministes mais l'introduction de formes aléatoires est tout à fait possible. Dans ces structures aléatoires, la récurrence définissant la hiérarchie est régie par une ou plusieurs lois probabilistes précisant le choix de tel ou tel générateur à chaque itération.
  - **Modèle de Weierstrass (fractales définies par une fonction) :**
    La fonction de Weierstrass utilise une série de fonctions oscillantes dont l'amplitude décroît avec l'augmentation de la fréquence (cf Eq. 4.16). Pour chaque fréquence spatiale b^n, où b est un nombre irrationnel (>1) et n est le numéro du mode, correspond à une phase aléatoire θ_n et à l'amplitude $1/b^{(2-D)n}$. Le poids de chaque mode dépend du paramètre D, qui est la dimension fractale. S est la valeur efficace (moyenne quadratique) de l'altitude le long du profil. Une géométrie typique est illustré figure 4.9.

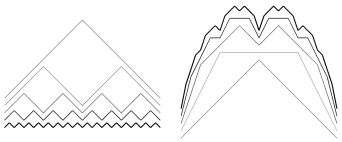
$$W(x) = S\sqrt{2}\frac{\sqrt{1-b^{(2D-4)}}}{\sqrt{b^{(2D-4)}-b^{(2D-4)(2n+1)}}}\sum_{n=1}^{2n}\left(\frac{1}{b^{(2-D)n}}\cos\left(2\pi b^n x+\theta_n\right)\right) \tag{4.16}$$



(a) Exemples de fractales autosimilaires déterministe avec les itérations du flocon de Von Koch.



(b) Exemple de fractale autoaffine déterministe.



(c) Courbe de Takagi.

FIGURE 4.8 – Exemples de différents types de fractales

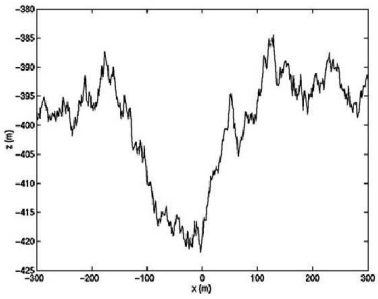


FIGURE 4.9 – Une géométrie typique pour une interface rugueuse généré avec la fonction de Weierstrass-Mandelbrot ($D = 1,5, S = 2m$). (source : [Ciarletti et al., 2003b])

- **Fonction Brownienne :**
  La fonction brownienne d'un point a été définie par Levy [Levy, 1965] dans le cas de la sphère, puis étendue au plan par Mandelbrot [Mandelbrot, 1975]. Partant d'un plan, on crée des marches aléatoires suivant des droites Δ_i de position et direction aléatoires. La hauteur des marches est décrite par une variable aléatoire à répartition gaussienne. En répétant l'opération une infinité de fois, on génère une surface fractale autoaffine. Le figure 4.10 montre qu'il faut réaliser un grand nombre d'itérations pour que la fonction brownienne présente un rendu réaliste. De plus, la fonction Brownienne ne converge pas pour un nombre d'itérations tendant vers l'infini. Ce mode de génération n'a pas été retenu puisqu'il engendre des temps de calcul prohibitifs par rapport à notre application.

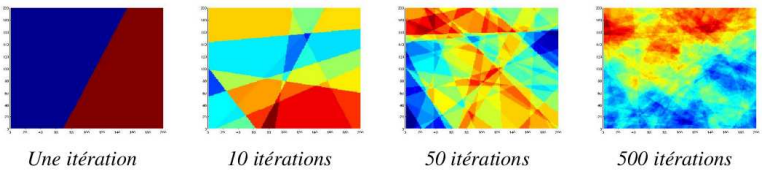
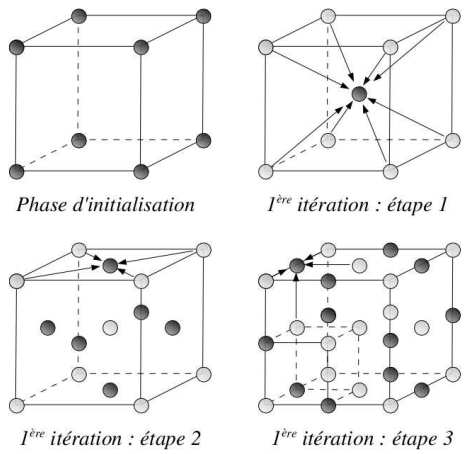


FIGURE 4.10 – Construction d'une fonction brownienne à partir d'un plan. (source : [Besse, 2004])

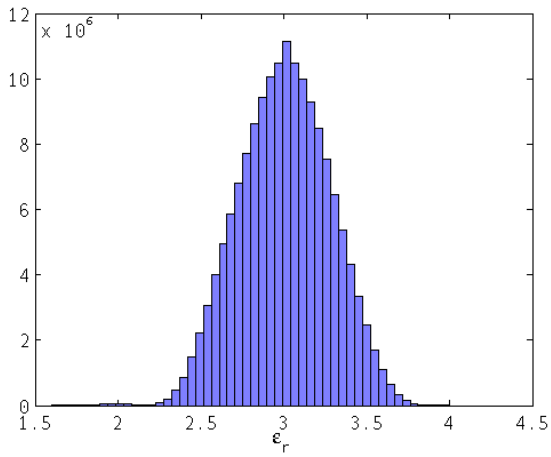
- **Méthode Diamond-Square 4D (volume défini par un processus itératif) :**
  La méthode « Diamond Square 4D » permettant la génération de volumes hétérogènes, a été implémenté dans le code TEMSI-FD par le laboratoire XLIM de Limoges. Nous utiliserons cette méthode pour générer des milieux hétérogènes dans les chapitres 5 et 6 afin d'évaluer l'impact d'un milieu hétérogène, se rapprochant d'un milieu naturel sur les performances de l'instrument en terme d'impédance d'antenne et de couverture radar.
  Cette méthode est une généralisation de l'algorithme « Diamond Square [7] » avec une dimension spatiale supplémentaire, qui permet la génération d'une matrice normalisée W_0 à trois dimensions représentative de la granulosité dans un maillage parallélépipédique [Besse et al., 2003]. La méthode est dite 4D ; il y a trois dimensions spatiales pour déterminer la position et une dimension associée à la valeur prise par la permittivité électrique ou la conductivité électrique ou la perméabilité magnétique, notée W dans la suite. Dans un premier temps, la méthode permet de générer une matrice centrée W_0 et normée. La matrice finale W est obtenue à partir de W_0 :
  $$W(i,j,k) = \langle W \rangle + bW_0(i,j,k) \tag{4.17}$$
  avec la matrice du paramètre du sous-sol choisi $W(i,j,k)$ correspondant soit à la permittivité électrique ε_r, à la conductivité électrique σ ou à la perméabilité magnétique μ_r du milieu généré ; les paramètres $\langle W \rangle$ et b sont laissés au choix de l'utilisateur et désignent respectivement la valeur moyenne du paramètre W et un facteur multiplicatif.
  La méthode de génération fait intervenir un algorithme qui s'applique sur plusieurs cubes initiaux aussi appelés motifs élémentaires. La définition d'un motif élémentaire nécessite deux paramètres. Le premier paramètre fractal h choisi dans l'intervalle $]0,1[$ fixe la rapidité de décroissance de l'intervalle $I_i =]-h^i, +h^i[$ et donc la granulométrie. Le second paramètre N_{it} détermine le nombre d'itérations et ainsi le nombre de points par motif, ce qui fixe la finesse de résolution du motif fractal. Le nombre de point par motif élémentaire sera de $2^{N_{it}} + 1$. La définition finale de la structure fait intervenir trois autres paramètres N_X, N_Y, N_Z correspondant au nombre de motifs élémentaires sur les trois axes.
  Le principe de la méthode « Diamond Square 4D » consiste, initialement, à affecter des valeurs de W aux différents sommets de chaque cube initial de côté a, prises uniformément dans l'intervalle $[-1,+1]$. Ensuite, effectuer les trois étapes décrites ci-dessous et illustrées figure 4.11(a).
  - ***1° étape :*** la valeur de W_0 du milieu de chaque cube est définie par la moyenne arithmétique des valeurs des 8 sommets (distants de $a\sqrt{3}/2$) plus une variable aléatoire prise uniformément dans l'intervalle I_i.
  - ***2° étape :*** chaque milieu de face est calculé en moyennant les quatre sommets de la face considérée (distants de $a\sqrt{2}/2$) plus une variable aléatoire prise dans I_i.
  - ***3° étape :*** reste à définir les milieux des arêtes à partir des sommets de l'arête, des milieux

7. La méthode Diamond Square est une méthode de génération de profils aléatoires dérivée de la fonction de Takagi (cf Fig. 4.8(c)) et basée sur un processus itératif et permet également de générer des surfaces rugueuses [Besse and Reineix, 2003].

des faces se trouvant dans le plan transverse considéré (correspondant à l'ensemble des points distants de $a/2$) et d'une variable aléatoire prise dans I_i.



(a) Représentation de l'algorithme de la méthode « Diamond Square4D » sur un motif élémentaire. L'application d'une itération génère 8 cubes sur lesquels on peut répéter l'algorithme.



(b) Exemple d'histogramme des valeurs W générés par la méthode « Diamond Square4D ». Nous avons généré un milieu non homogène en permittivité avec une permittivité relative moyenne $\langle \varepsilon_r \rangle = 3$; $N_{it} = 5; \Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 1m; b = 1$.

FIGURE 4.11 – Méthode de « Diamond Square 4D ».

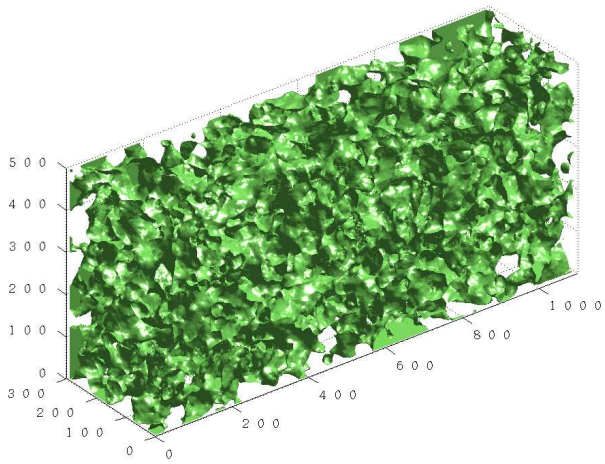
La valeur moyenne quadratique de la granulosité du milieu généré est liée à la valeur du paramètre h définissant le chaos du volume, à la répartition des pondérations qui suit une loi gaussienne ; elle est indépendante du nombre de motifs ($N_X.N_Y.N_Z$) et converge pour un nombre d'itérations N_{it} supérieur ou égal à quatre. La répartition statistiques des valeurs de W suit une loi gaussienne de valeur moyenne souhaitée $\langle W \rangle$ (cf Fig. 4.11(b)).

Milieux fractals générés et utilisés dans ce manuscrit :

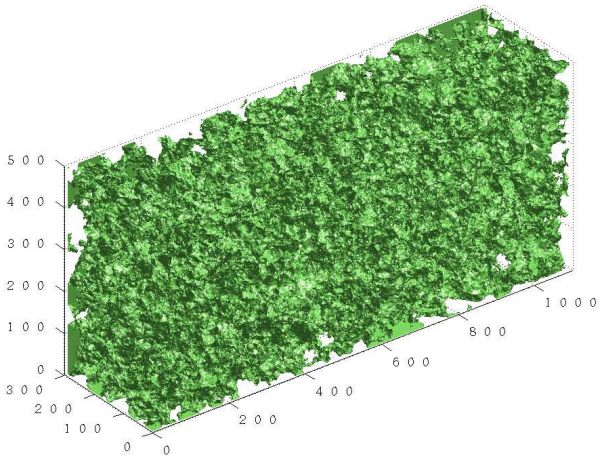
Les figures 4.13 et 4.12 montrent les différentes modélisations de la permittivité du sous-sol retenues pour étudier les performances et la robustesse des traitements appliquées aux signaux reçus.

Il ne faut pas omettre que la matrice 4D générée permet de modéliser un sous-sol hétérogène en permittivité électrique et/ou en conductivité électrique et/ou en perméabilité magnétique qui sera utilisé pour faire des simulations électromagnétiques par la méthode FDTD ; il faut donc être certain de mailler suffisamment finement l'espace pour limiter la dispersion numérique (cf section 4.1.2.2). La figure 4.13 montre l'influence du paramètre h définissant le chaos du volume généré, pour un milieu hétérogène en permittivité électrique adapté au maillage nécessaire à la modélisation du radar GPR EISS ($\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 1m$). Dans ce manuscrit, nous n'avons pas étudié l'influence de la discrétisation spatiale du modèle fractal vu que la longueur d'onde de EISS est grande.

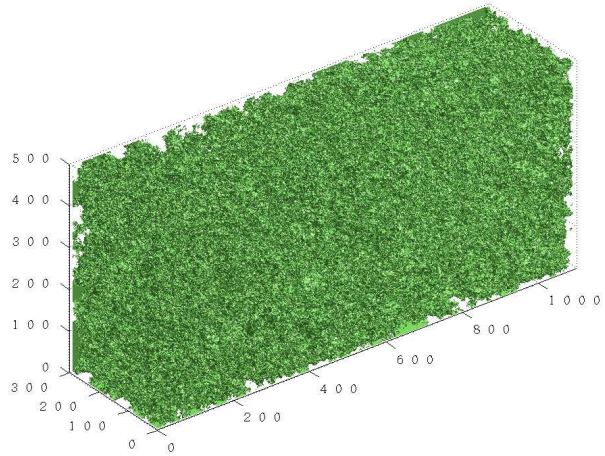
L'écart type des valeurs de W permet de quantifier la gamme des valeurs prise par W. La longueur de corrélation l_{corr} est la distance qu'il faut parcourir pour que le paramètre W puisse changer de manière significative ; elle permet de quantifier l'échelle spatiale des variations.



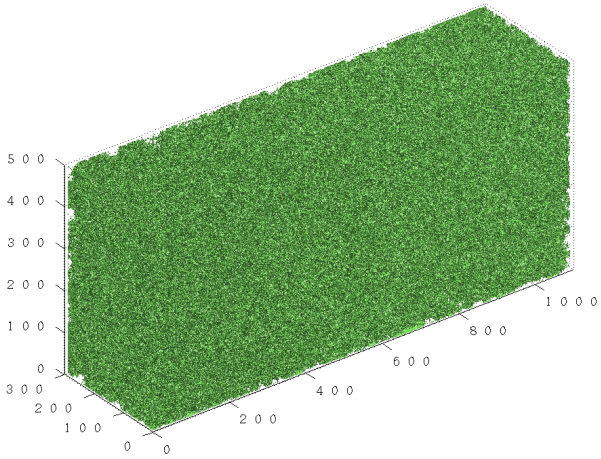
(a) h=0,25



(b) h=0,50

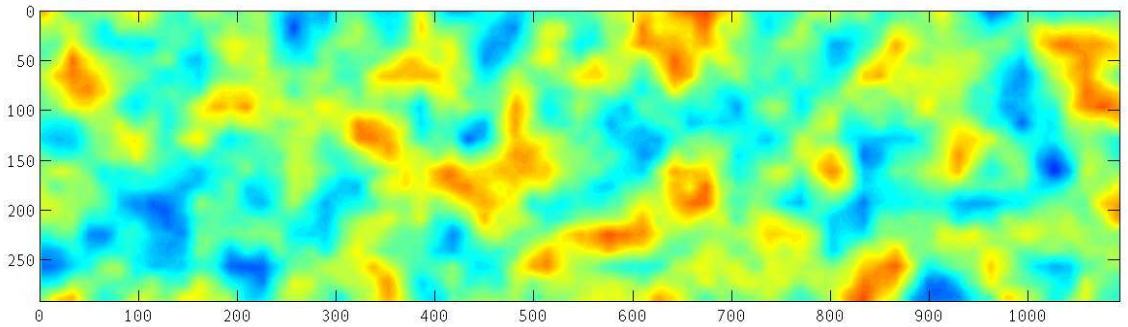


(c) h=0,75

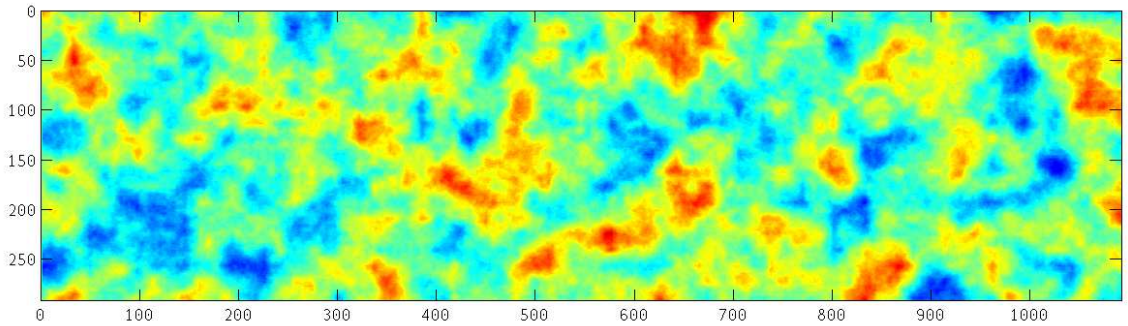


(d) h=1

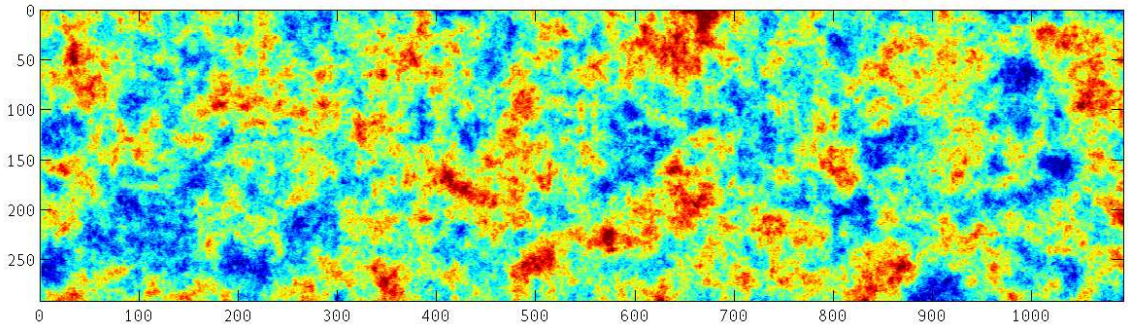
FIGURE 4.12 – Influence du paramètre h définissant le chaos du volume généré par la méthode de « Diamond Square 4D » ($N_{it} = 5, b = 1, \langle\epsilon_r\rangle = 3, \Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 1m$). Visualisation 3D de la variation du paramètre ϵ_r ($> \langle\epsilon_r\rangle$) de la boîte de calcul.



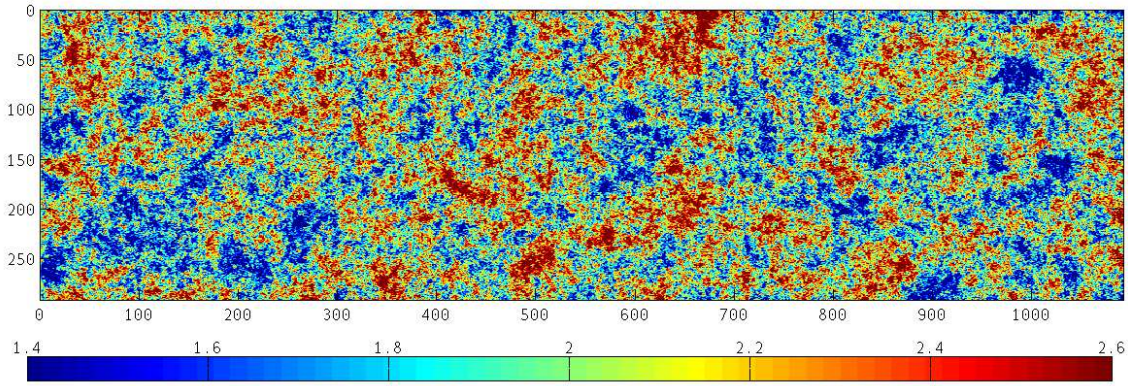
(a) h=0,25



(b) h=0,50



(c) h=0,75



(d) h=1

FIGURE 4.13 – Influence du paramètre h définissant le chaos du volume généré par la méthode de « Diamond Square 4D » ($N_{it} = 5, b = 1, \langle \epsilon_r \rangle = 3, \Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 1m$). Visualisation uniquement de la variation du paramètre ϵ_r à la surface.

La figure 4.14 représente la fonction de corrélation moyenne pour des valeurs de h différents. Le calcul montre que la longueur de corrélation est la même quelle que soit la direction considérée dans le volume : les inhomogénéités des structures fractales générées sont statistiquement isotropes. La longueur de corrélation correspondante décroit lorsque h augmente (le milieu devient de plus en plus chaotique). Respectivement la longueur de corrélation l_{corr} obtenue pour $h = 0,25; 0,5; 0,75; 1$ est égale à $l_{corr} = 32m; 27m; 20m; 6m$.

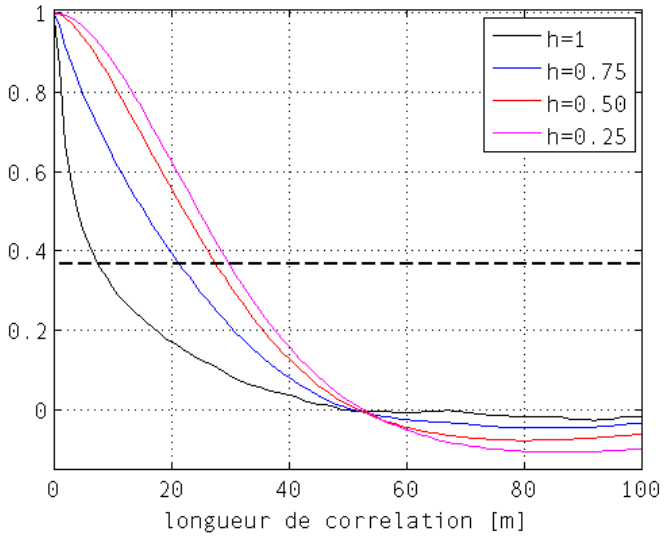


FIGURE 4.14 – La longueur de corrélation des milieux fractals générés correspondant à une décroissance de $1/e$ de la fonction de corrélation. La longueur de corrélation décroit plus le milieu est chaotique, soit plus h augmente. Respectivement la longueur de corrélation l_{corr} obtenue pour $h = 0,25; 0,5; 0,75; 1$ est égale à $l_{corr} = 32m; 27m; 20m; 6m$.

4.1.3.3 Modélisation des antennes : formalisme des fils minces de Holland

Rappelons que les monopôles électriques de EISS sont des fils minces métalliques de 35 mètres de long avec un diamètre $\sim 0,5$ mm dans sa version terrestre et des rubans de 1 cm dans la version spatiale de l'instrument [8]. Il faudra maitriser la modélisation des fils dont le diamètre est inférieur à la longueur (plusieurs ordres de grandeurs fois plus petit). Pour modéliser de tels objets, on peut soit réduire le pas d'échantillonnage spatial auquel cas les ressources informatiques et le temps de calcul augmenteront considérablement, soit implémenter un formalisme capable de reproduire correctement le champ électromagnétique dans l'environnement de telles structures. Un objet est considéré comme petit si ses dimensions sont inférieures à $\lambda/10$ avec λ la longueur d'onde ($\lambda/10$ étant la dimension maximale d'une maille préconisée pour limiter la dispersion numérique dans les itérations de l'algorithme de calcul FDTD (cf section 4.1.2.2)).

8. Une étude est en cours qui permettra de confirmer ou d'infirmer l'équivalence entre un monopôle filaire et un monopôle ruban et ainsi de trouver le rapport de transformation du diamètre équivalent. Cette étude n'a pas pu être menée à terme pendant cette thèse ; elle le sera début 2011 !

La première méthode pour insérer un fil « métallique »dans un maillage FDTD, consiste à appliquer la condition d'un champ électrique tangentiel nul le long de l'antenne. En effet, un conducteur parfait (métallique) impose un champ électrique orthogonal à sa surface. Cette méthode est rigoureuse mais manque de souplesse car la condition doit être appliquée sur des segments qui correspondent à des arêtes de cellules. Cette méthode ne permet pas en outre d'insérer des éléments localisés comme des résistances, des capacités ou des selfs.

Sous TEMSI-FD, pour faire face aux problèmes de calcul, les monopôles ont été modélisés comme des fils minces cylindriques : formalisme de Holland [Holland and Simpson, 1981]. Holland propose d'évaluer le courant I et la densité linéique de charge Q dans la cellule en fonction du champ électromagnétique en supposant que l'on peut appliquer les lois de l'électrostatique et de la magnétostatique autour du fil, sous la condition que le diamètre de l'antenne soit négligeable par rapport à la longueur d'onde émise et inférieur à la taille de la cellule élémentaire. Deux équations supplémentaires doivent être ajoutées aux équations de Maxwell afin d'évaluer les distributions linéiques de courant I et de charge Q au voisinage du fil, dans chaque cellule contenant une fraction d'antenne (cf Fig. 4.15). Les champs électriques et magnétiques s'expriment alors dans le repère cylindrique (r, θ, z) avec le système d'équation 4.18 dont l'origine est sur le fil. Les courants et les charges peuvent être dérivés et utilisés comme sources d'énergie dans les équations de Maxwell. A chaque itération temporelle, les champs situés sur le contour du fil subissent des modifications dues à l'application des conditions aux limites. Si l'extrémité du fil est libre, Holland préconise d'imposer : $I_{extremite} = 0$. Si celle-ci est, au contraire, connectée à une structure métallique (le corps du radar par exemple) alors la charge en bout de fil est soumise à la condition : $Q_{extremite} = 0$.

$$H_\theta = \frac{I}{2\pi r} \text{ et } E_r = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 r} \tag{4.18}$$

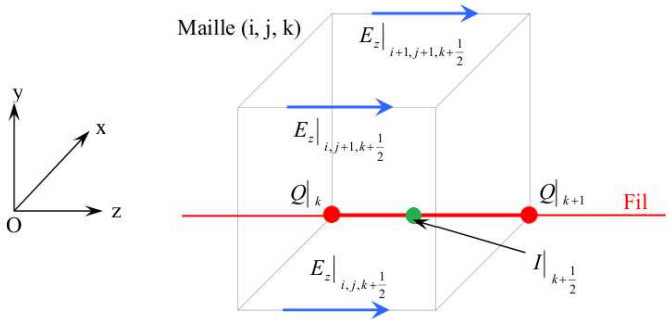


FIGURE 4.15 – Schéma d'un fil (antenne filaire) sur une arrête horizontale (selon Oz) d'une maille (i, j, k) du volume de calcul.

Ensuite, on utilise l'équation 1.15 de Maxwell-Faraday exprimée en coordonnées cylindriques. De celle-ci, on retient seulement l'équation projetée qui contient les composantes H_θ, E_r, E_z correspondant aux composantes qui interagissent avec un fil infiniment long orienté suivant Oz (par exemple) :

$$\mu \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \tag{4.19}$$

En posant I le courant circulant sur le fil, Q la densité linéique de charge et v la vitesse du courant, on peut réécrire l'équation 4.19 en substituant H_θ et E_r à l'aide des deux équations de la statique 4.18 :

$$\frac{\mu}{2\pi r}\Big(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial z}\Big) = \frac{\partial E_z}{\partial r} \tag{4.20}$$

L'intégration de l'équation précédente suivant r et la condition limite sur E_z à la surface du conducteur ($E_z(r = a) = 0$) permet d'obtenir une expression de E_z fonction de r (E_z est indépendant de θ et de z respectivement par symétrie de rotation et de translation selon l'axe z). On pose également L l'inductance linéique associée au fil de rayon a.

$$E_z(r) = L(r)\Big(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial z}\Big) \text{ avec } L(r) = \frac{\mu}{2\pi} \ln(\frac{r}{a}) \tag{4.21}$$

On constate que l'équation 4.21 permet la prise en compte des interactions entre le courant et le champ électrique. Pour obtenir l'équivalence d'un champ moyen au sein de la cellule et éliminer la dépendance en $1/r$, les équations 4.21 doivent être moyennées sur la surface d'une cellule $\Delta x \Delta y$:

$$E_z = L_{moy}\Big(\frac{\partial I}{\partial t} + v^2 \frac{\partial Q}{\partial z}\Big) \tag{4.22}$$

$$\text{avec } L_{moy} = \frac{\mu}{2\pi} \frac{\int\limits_{\Delta x, \Delta y, r>a} \ln(\frac{r}{a}) r \cos\theta \; dr \; d\theta}{\Delta x \Delta y} \tag{4.23}$$

De plus, l'équation de conservation de la charge impose :

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\partial Q}{\partial t} = 0 \tag{4.24}$$

Finalement, les équations 4.22, 4.23, 4.24 constituent un système d'équations liées qui peut se résoudre via une méthode numérique telle que la FDTD. Les densités de charges Q et le courant I sont décalés spatialement d'une demi-maille et sont calculés à des instants différents (cf Fig. 4.15).

Le fil seul se comporte comme un circuit série avec une inductance et une capacité mais le formalisme de Holland offre la possibilité d'ajouter des circuits localisés tel que générateur de tension, résistances, inductances et capacités en modifiant simplement les valeurs obtenues pour le fil seul (cf Fig. 4.16). En conclusion, le formalisme de Holland est tout à fait adapté à l'étude que nous entendons mener dans la mesure où il rend possible la modélisation d'antennes filaires résistivement chargées et la prise en compte du couplage entre le sous-sol et ces antennes. En revanche, dans son implémentation décrite précédemment, le formalisme de Holland ne prend pas en compte les fils obliques, situés en dehors

des arêtes du maillage ce qui nous aurait intéressé pour visualiser l'influence sur le champ rayonné de monopôles non alignés. Nous avons donc dû développer une méthode de modélisation basée sur des sources de courant fictives adéquates pour simuler le comportement d'antennes non alignées sur le maillage (cf section 6.2) [Biancheri-Astier et al., 2010b].

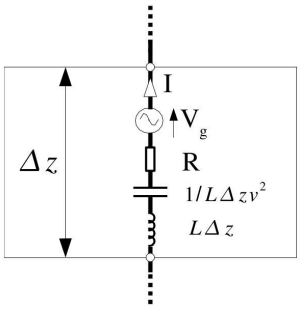


FIGURE 4.16 – Schéma électrique équivalent d'un tronçon de fil.

Il existe à ce jour des formulations plus complexes[9] qui permettent de prendre en compte plusieurs fils dans une même cellule, des fils situés ailleurs que sur les arêtes, des fils obliques dans un milieu homogène [Giraudon, 2002], des jonctions entre plusieurs fils, ...

4.2 Sites de prospections

Afin de vérifier le bon fonctionnement du radar, il est important de pouvoir effectuer des mesures de validation. Plusieurs campagnes de mesures ont déjà été menées sur différents sites naturels avec le radar TAPIR (prototype terrestre du radar EISS) comme l'étendue de sable de la Forêt de Fontainebleau, le Désert Blanc de l'ouest égyptien, la dune du Pyla et en Antarctique. Ces sites ont été choisis méticuleusement. Étant donné la longueur d'onde du radar, les sites devaient présenter des profondeurs suffisantes avec des caractéristiques géologiques relativement bien connues.

4.2.1 Le sable de la forêt de Fontainebleau (France)

Ce site de mesure avec son étendue de sable suffisamment vaste (Fig. 4.1 4.17) et sa proximité de la région parisienne (60km de Paris par la route), en font un terrain idéal pour des mesures d'impédances et un terrain envisageable pour des sondages monostatiques et la liaison VHF. La provenance de ce sable remonte à 37 millions d'années (période appelée Stampien moyen) lorsqu'un climat chaud régnait sur la vaste baie occupant le centre du bassin parisien. A cette époque, la mer a envahi le bassin parisien abandonnant sur place une énorme quantité de sables purs pouvant atteindre une épaisseur de 60m. Il provient du remaniement des sables sous-jacents, d'âge Bartonien ou même antérieur. L'essentiel du sous-sol de la forêt est constitué par ce dépôt de sable ; des zones de sable non recouverts persistent. Ce sable est l'un des plus purs au monde et a longtemps fourni les célèbres verreries de Murano à Venise.

9. en cours de validation et de publication par le laboratoire XLIM de Limoges

FIGURE 4.17 – Vue satellite des étendues de sable de la forêt de Fontainebleau [N 48.377134,E 2.522500]. Le site de mesure de EISS est l'étendue la plus au nord. (source : GoogleMap)

4.2.2 Autres sites prospectés

Avant le début de ma thèse, d'autres campagnes de mesures ont été menées. Ces sites (à l'exception de la dune du Pyla) sont des sites référencés comme des analogues martiens. En voici une brève description :

La dune du Pyla (France) : Avec 60 millions de mètres cubes de sable fin, la dune représente une grosse masse diélectrique à faible perte par temps sec et sa hauteur d'une centaine de mètres permet de tester raisonnablement les performances du radar dans ce sous-sol relativement bien documenté. L'avantage notable de cette dune est sa facilité d'accès : l'acheminement du matériel au sommet de la dune. Le fait que ce site se trouve en France réduit considérablement le coût et le temps de transport, et permet de tester le radar assez facilement avant d'envisager des campagnes de mesures plus éloignées. Ce site est couramment exploité pour tester des instruments en cours de développement [Barbin et al., 1995] [Grandjean et al., 2001] [Paillou et al., 2003] [Ciarletti et al., 2003a] [Bernard, 2007].

Le Désert Blanc (Égypte) : Cette campagne de mesures menée en novembre 2005 dans le désert de l'ouest égyptien a été initiée par le LPI (Lunar and Planetary Institute). Deux sites ont été étudiés, l'un est proche de l'oasis de Baharia et l'autre, le plateau d'Abu Saied proche de l'oasis de Frafrah. Ce site a été retenu comme analogue martien, la structure géologique du sous-sol est bien documentée et est très étendue (grande étendue de sable sans montagne avoisinante pouvant refléter l'onde se propageant dans l'air).

Le Cap Prud'homme en Terre d'Adélie (Antarctique) : la glace du continent antartique représente un matériau dépourvu d'eau sous sa forme liquide et par conséquent un bon analogue des calottes polaires martiennes. Les propriétés électriques de la glace dite froide, essentiellement de conductivité faible, en font un milieu particulièrement favorable à la propagation des ondes électromagnétiques (relativement rare sur Terre).

Conclusion du chapitre 4 :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils qui ont joué un rôle important tout au long de notre étude. Dans un premier temps, nous avons décrit les principes de la méthode FDTD sur lesquels est basé le code TEMSI-FD qui est notre principal outil de simulation, développé par le laboratoire XLIM. Nous avons étudié certains points sensibles du code dans le cadre de EISS tels que les contraintes numériques (dimensionnement du maillage), les performances des couches absorbantes ainsi que la génération d'un milieu non homogène basé sur un modèle fractal. Nous avons également décrit et étudié en détail les différentes modélisations des sous-sols, la modélisation des antennes filaires sous TEMSI-FD utilisées tout au long de cette thèse. Pour finir, une description rapide des différents sites qui ont contribué à la validation expérimentale de EISS a été faite.

Chapitre 5

Étude des antennes électriques de EISS

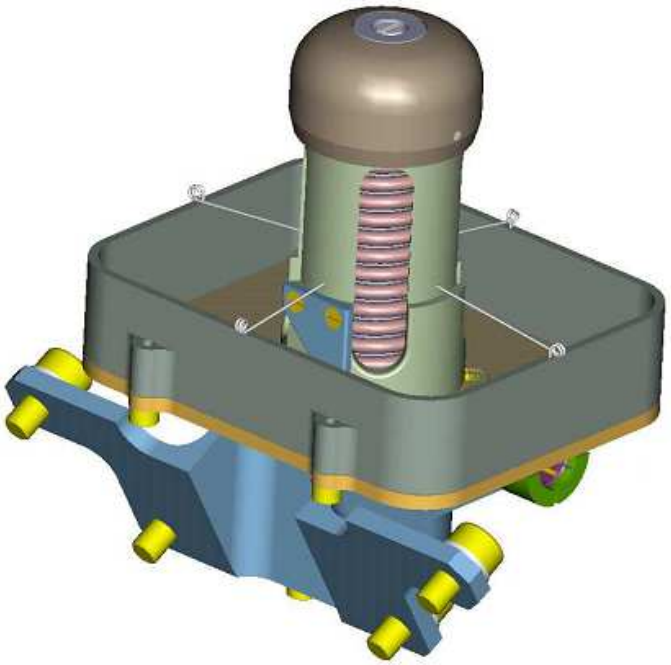


FIGURE 5.1 – Système de déploiement d'une antenne ruban, prototype spatial de l'antenne électrique du radar EISS. (source : HER)

L'étude du couplage des antennes électriques de EISS et du sol sur lequel elles sont posées permet d'apprécier la sensibilité des paramètres instrumentaux (courant, impédance d'entrée, impédance propre de l'antenne, ...) aux caractéristiques environnementales. La mesure de l'impédance de l'antenne peut fournir des informations sur les caractéristiques électriques du sous-sol. Le but n'est pas de réduire ce couplage, inhérent à la configuration retenue pour les antennes, mais de l'exploiter. En télédétection planétaire, l'interprétation quantitative des données radar nécessite la connaissance de la permittivité et de la conductivité du sol étudié afin de convertir les temps d'arrivée des ondes reçues en distances et d'exploiter l'information contenue dans l'amplitude du signal reçu. Accéder aux caractéristiques électriques du sol sans retour d'échantillons et sans analyse *in situ* revêt un grand intérêt.

Une étude approfondie de la conception même des antennes électriques de EISS est présentée dans ce chapitre. Les questions de leur isolation électrique et du nombre de résistances constituant le profil résistif appliqué sur les monopôles y sont abordées. Nous nous proposons de commencer par un bref rappel sur les grandeurs caractéristiques des antennes. Les différents points seront systématiquement illustrés concrètement par le comportement du dipôle élémentaire et de l'antenne électrique de EISS composée de deux monopôles identiques longs de 35 m et chargés résistivement (en anticipant quelque peu sur les chapitres suivants).

5.1 Propriétés générales des antennes

L'antenne est un élément important du radar GPR. Une antenne fonctionnant en émission est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre l'émetteur et l'espace dans lequel cette énergie va se propager. Réciproquement, l'antenne de réception va assurer la liaison entre l'onde captée et le récepteur.

5.1.1 Diagramme de rayonnement

Une antenne nécessite habituellement d'accentuer ou d'optimiser la puissance rayonnée dans certaines directions de l'espace ; dans notre cas, il s'agit de rayonner dans le sous-sol. Elle se veut alors un élément directif et une étude de son rayonnement s'impose. Lorsque l'on s'éloigne suffisamment de l'antenne, le comportement angulaire et l'effet de la distance deviennent indépendants, ce qui permet de définir le diagramme de rayonnement de l'antenne. Cette séparation est réalisée au delà d'une distance qui délimite la zone de champ lointain. Dans cette zone, l'amplitude de l'onde transmise est proportionnelle à l'inverse de la distance.

5.1.1.1 Diagramme de rayonnement d'un dipôle élémentaire posé sur un sol

Avant d'étudier les caractéristiques de rayonnement des antennes de EISS déployées à même le sol, nous allons commencer par le cas simple d'un dipôle élémentaire horizontal posé sur un sol d'indice variable. La visualisation du diagramme de rayonnement d'un dipôle élémentaire permet de fournir une bonne idée de ce que peut être le rayonnement de notre antenne.

Dans le cas particulier d'un dipôle élémentaire horizontal de longueur L, alimenté par un courant I posé sur un sol sans perte d'indice n, l'expression analytique du champ électromagnétique en champ lointain est bien connue et est donnée par E_θ et E_φ [Engheta et al., 1982] [Arcone, 1995].

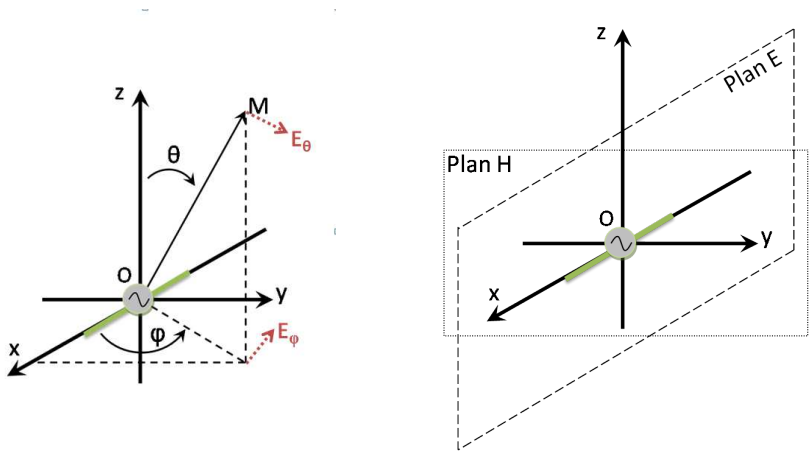


FIGURE 5.2 – Définition de l'angle θ (dans le plan vertical), - φ (dans le plan horizontal) et des plans E - H. Illustration d'un dipôle horizontal sur une interface, le sol se trouve en z<0.

Soit un repère conforme à la figure 5.2 où l'espace est divisé en trois parties : une partie dans l'air, deux parties dans le sol distinguées par la valeur de θ par rapport à l'angle critique $\theta_c = \arcsin(1/n)$ avec $n = \sqrt{\varepsilon_r}$. Cet angle critique est bien connu dans les équations de Descartes puisque ce n'est autre que l'angle de réflexion totale (cf section 1.3.2). Pour ces trois zones, le champ lointain s'exprime suivant les relations suivantes :

- Dans l'air, pour $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ou $3\pi/2 \leq \theta \leq 2\pi$:

$$\begin{cases} E_r = 0 \\ E_\theta = K(r,t)\cos\varphi\left[\frac{\cos^2\theta}{(cos\theta+(n^2-\sin^2\theta)^{1/2})} - \sin^2\theta\cos\theta\frac{\cos\theta-(n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}{n^2\cos\theta+(n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}\right] \\ E_\varphi = -K(r,t)\frac{\cos\theta\sin\varphi}{\cos\theta+(n^2-\sin^2\theta)^{1/2})} \end{cases} \tag{5.1}$$

- Dans le sol, pour $\pi - \theta_c \leq \theta \leq \pi$:

$$\begin{cases} E_r = 0 \\ E_\theta = nK(r,t)\cos\varphi\left[\sin^2\theta\cos\theta\frac{(1-n^2\sin^2\theta)+n\cos\theta}{n(1-n^2\sin^2\theta)^{1/2}-\cos\theta} - \frac{\cos^2\theta}{(1-n^2\sin^2\theta)^{1/2}-n\cos\theta}\right] \\ E_\varphi = nK(r,t)\frac{\cos\theta\sin\varphi}{(1-n^2\sin^2\theta)^{1/2}-n\cos\theta} \end{cases} \tag{5.2}$$

Cette zone située à l'aplomb de l'antenne forme le lobe principal du diagramme de rayonnement. La profondeur de pénétration du radar est directement liée au gain dans cette direction. En champ lointain dans ces trois zones, le champ électrique $\vec{E}$, le champ magnétique $\vec{H}$ et le vecteur de propagation k forment un trièdre orthogonal.

- Dans le sol, pour $\pi/2 \leq \theta \leq \pi - \theta_c$:

$$\begin{cases} E_r = 0 \\ E_\theta = nK(r,t)\cos\varphi\left[\sin^2\theta\cos\theta\frac{(n^2\sin^2\theta-1)^{1/2}-jn\cos\theta}{n(n^2\sin^2\theta-1)^{1/2}+j\cos\theta} - \frac{\cos^2\theta}{(n^2\sin^2\theta-1)^{1/2}+jn\cos\theta}\right] \\ E_\varphi = -jnK(r,t))\frac{\cos\theta\sin\varphi}{(n^2\sin^2\theta-1)^{1/2}+jn\cos\theta} \end{cases} \tag{5.3}$$

$$\text{où } K(r,t) = \frac{jIL\omega\mu_0}{2\pi r}e^{j(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} \text{ avec } \vec{k} \text{ est le vecteur d'onde dans le milieu.} \tag{5.4}$$

Il est intéressant de remarquer que dans la direction du nadir ($\theta = 180^\circ$), il est possible d'exprimer simplement l'amplitude du champ rayonné par un dipôle élémentaire posé sur le sol en fonction de l'amplitude du champ rayonné par ce même dipôle dans le vide. L'équation 5.5 montre que plus la permittivité du milieu est élevée, plus la fraction d'énergie transmise dans le sol est importante, comme l'illustre aussi la figure 5.3.

$$\left|E^{milieu}_{\theta=180^\circ}\right| = \left|\frac{2\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{\varepsilon_r}+1}E^{vide}_{\theta=180^\circ}\right| \tag{5.5}$$

La figure 5.3 illustre la forme caractéristique des diagrammes de rayonnement en champ ($|rE(r)|$) d'un dipôle élémentaire posé sur un sol de permittivité variable dans les plans E (plan vertical contenant l'antenne correspondant à $\varphi = 0$) et le plan H (plan vertical perpendiculaire à l'antenne correspondant à $\varphi = 90°$) comme l'illustre la figure 5.2. On remarque que plus la permittivité est élevée, plus l'énergie transmise au sol est importante ($\sim 90\%$) et occupe un volume angulaire plus grand. La largeur du lobe principal du diagramme de rayonnement est égale à $2\theta_c$. Cette énergie est dans tous les cas maximale dans la direction du nadir ($\theta = 180^\circ$). Les lobes secondaires augmentent aussi en volume et en gain avec la permittivité ε_r. Dans l'air, en revanche, le rayonnement décroit avec ε_r.

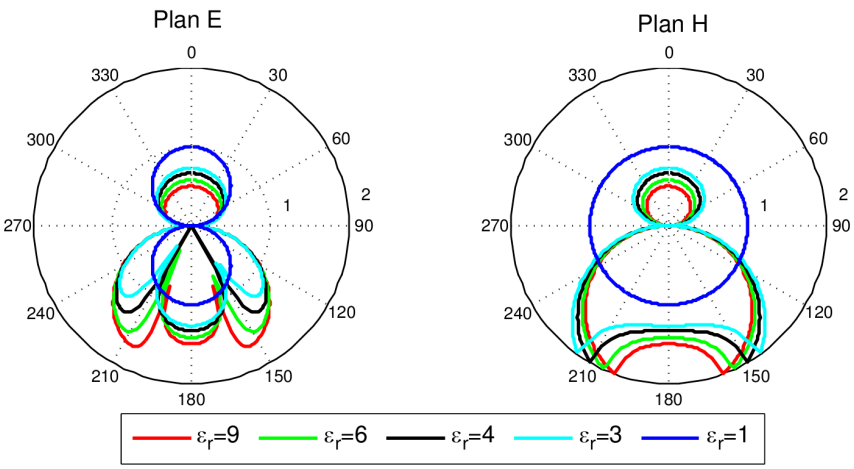


FIGURE 5.3 – Diagrammes de rayonnement en champ dans les plans E (à gauche) et H (à droite) d'un dipôle élémentaire horizontal posé sur un diélectrique de permittivité variable. Ces diagrammes sont normalisés par rapport au maximum du champ pour le même dipôle dans l'air et calculé à 4MHz.

Les formules analytiques rappelées précédemment modélisent en champ lointain le rayonnement d'un dipôle élémentaire en présence du sol. D'après le théorème de Huygens, toute antenne peut être considérée comme la somme de dipôles élémentaires. Les antennes de EISS, en particulier, peuvent être assimilées à un réseau cohérent de 35 dipôles élémentaires de longueur égale à 2m (2 monopôles de 35m chacun) et parcourus par des courants d'intensité variable. Le champ total électrique rayonné par l'antenne est alors égal à la somme des champs générés par chacun de ces dipôles élémentaires. Nous n'avons pas implémenté cette méthode de calcul pour l'obtention du diagramme de rayonnement des antennes de EISS ; nous avons utilisé la méthode numérique basée sur des simulations FDTD.

5.1.1.2 Diagramme de rayonnement de l'antenne de EISS posée sur un sol

Nous avons systématiquement utilisé la méthode numérique implémentée dans le code TEMSI-FD. Sous TEMSI-FD, le calcul du diagramme de rayonnement repose sur le théorème d'équivalence qui établit que la connaissance du champ électromagnétique sur une surface fermée (surface de Huygens) englobant les sources permet d'évaluer le champ en tout point extérieur à la surface (cf Fig. 5.4) [1]. L'antenne de EISS est déployée sur le sol et de ce fait se trouve à l'interface entre deux milieux, la surface de Huygens n'est donc pas définie dans un milieu homogène, ce qui rend la transformation champ proche - champ lointain plus compliquée. Le code TEMSI-FD utilise une formulation adaptée aux milieux stratifiés qui permet de faire le calcul dans ce cas [Demarest et al., 1996].

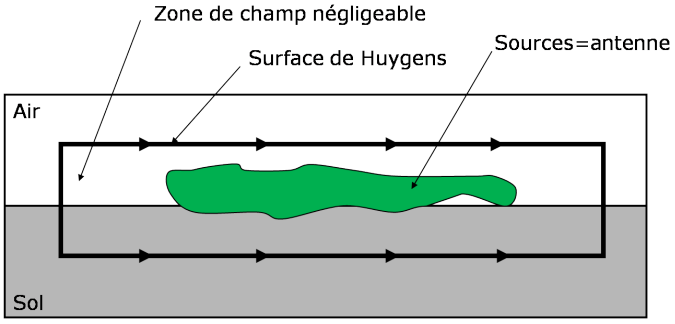


FIGURE 5.4 – Principe de calcul du diagramme de rayonnement des antennes de EISS sous TEMSI-FD.

La figure 5.5 montre que le diagramme de rayonnement d'une antenne de EISS calculé numériquement, comme celui d'un dipôle élémentaire calculé de façon analytique, présente un lobe de rayonnement dans l'air et trois dans le sol. Le premier se distingue du second par l'aspect plus étroit de ses lobes latéraux et de son lobe principal. Dans le plan H les courbes se superposent.

1. Tout ce passe comme si le champ électromagnétique dans le domaine extérieur était engendré par des courants électriques et magnétiques équivalents circulant à la surface du volume entourant les sources. Les courants magnétiques n'ont pas d'existence physique mais sont des intermédiaires de calcul pratiques dans la démonstration et l'application du principe de Huygens. La première étape consiste donc à calculer les champs tangents à cette surface. Les formules de transformation champ lointain-champ proche (CL-CP) permettent alors de déterminer le rayonnement dans toutes les directions.

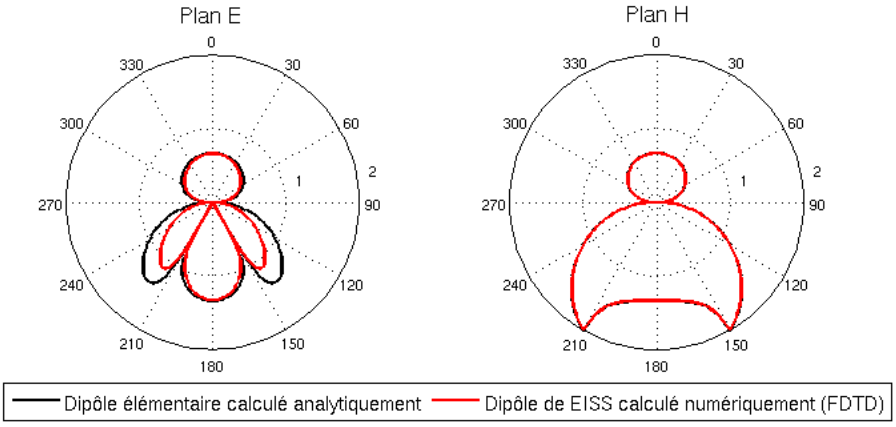


FIGURE 5.5 – Diagrammes de rayonnement en champ dans les plans E (à gauche) et H (à droite) d'un dipôle élémentaire horizontal posé sur un diélectrique de permittivité relative égale à 4 (et de conductivité nulle) et du dipôle de EISS. Ces diagrammes sont normalisés par rapport au maximum du champ obtenu pour le même dipôle situé dans l'air et calculé à 4MHz.

Les diagrammes de rayonnement présentés figure 5.5 ont été calculés pour une fréquence de 4MHz. Nous avons, pour la figure 5.6, conduit des simulations avec le dipôle de EISS posé sur un sol de permittivité relative égale à 4 (avec un profil résistif optimisé pour ce milieu) pour quatre fréquences différentes. Il apparaît clairement que l'énergie transmise au sol par l'antenne augmente avec la fréquence jusqu'à 4MHz. Néanmoins, nous constatons que le lobe principal du diagramme présente un minimum local au nadir à 5MHz au lieu du maximum observé aux fréquences plus basses. Sur la bande de fréquence utilisée par EISS, le lobe primaire de l'antenne présente une ouverture angulaire de $\sim 60°$ qui assure une couverture suffisamment étendue pour que le radar puisse détecter des réflecteurs très décalés par rapport au nadir et sonder un grand volume du sous-sol en mode bistatique. C'est précisément cette propriété que nous allons exploiter pour faire de l'imagerie du sous-sol.

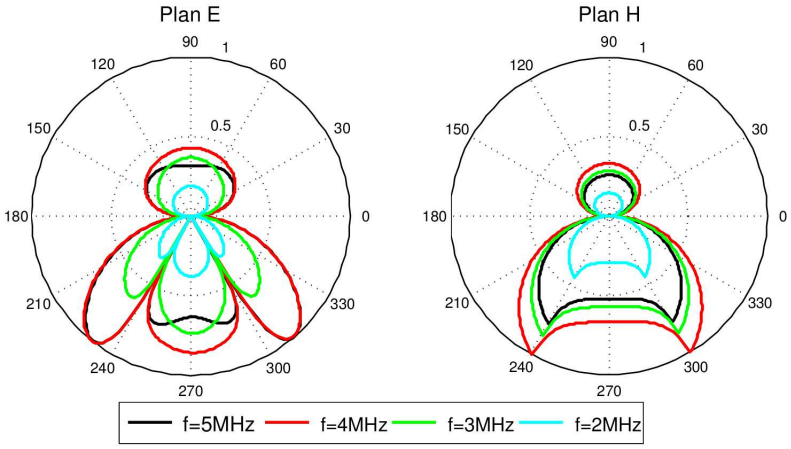


FIGURE 5.6 – Diagramme de rayonnement des antennes de EISS lorsqu'elles sont posées sur un sol de permittivité relative égale à 4 avec un profil résistif optimisé pour ce milieu aux quatre fréquences : 2, 3, 4 et 5MHz. Ces diagrammes sont normalisés par rapport au maximum obtenu pour $f = 4$MHz.

5.1.1.3 Domaine de validité de l'approximation du champ lointain

La limite théorique de la zone qui marque le début du champ lointain est donnée par :

$$d_{chL} = \frac{2D^2}{\lambda} \text{ avec } D \text{ la longueur efficace d'antenne.} \tag{5.6}$$

Dans le cas d'une antenne filaire non chargée, cette longueur D diffère de la longueur physique et est liée à la longueur d'onde d'émission λ. Pour un dipôle demi-onde : $D \sim \sqrt{0,13}\lambda$. Pour une antenne quelconque, la distance d_{chL} à partir de laquelle on considère que l'on est en champ lointain, est proportionnelle à λ. Cette distance diminue donc quand la fréquence d'émission augmente ($\lambda = c/(\sqrt{\varepsilon_r} f)$) et quand la permittivité du sol augmente.

Pour les antennes chargées résistivement de EISS, nous avons eu recours à des simulations FDTD pour déterminer la distance d_{chL} à partir de laquelle le champ peut être considéré comme lointain. Pour cela, nous avons simulé une antenne posée sur un sol de permittivité variable. Nous avons ensuite relevé en aplomb du radar, à différentes profondeurs et pour différentes fréquences centrales d'émission, les composantes du champ électromagnétique. Les figures 5.7 illustrent l'évolution du module $r|E(r)|$ en fonction de r, la distance entre l'émetteur et le récepteur, pour différentes fréquences d'émission et différents indices du sol. Ce module tend logiquement vers une constante. Le champ est considéré comme lointain lorsque le produit $r|E(r)|$ se rapproche de cette valeur asymptotique, nous avons arbitrairement choisi de définir la limite du champ lointain par la distance qui permet d'atteindre 95% de cette valeur asymptotique. Par exemple, pour une antenne posée sur un sol de permittivité relative égale à 4 et opérant à 3MHz (cf Fig. 5.7 gauche), le régime du champ lointain commence à une distance de $\sim 165m$ de l'émetteur.

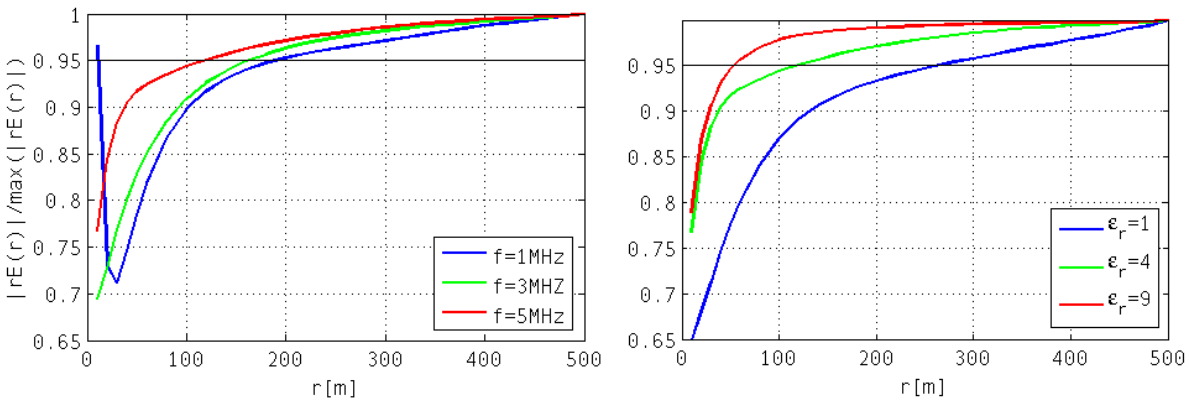


FIGURE 5.7 – A gauche : module $|rE(r)|$ en fonction de la distance r entre l'émetteur et le récepteur pour différentes fréquences d'émission. $|rE(r)|$ est normalisé par sa valeur en champ lointain (estimée par le valeur obtenue pour une distance de 2000 mètres). Le dipôle est posé sur un sol de permittivité relative égale à 4. A droite : module $|rE(r)|$ en fonction de la distance r entre l'émetteur et le récepteur. $|rE(r)|$ est normalisé par sa valeur en champ lointain. Le dipôle est posé sur un sol de permittivité variable et émet à la fréquence centrale de 5MHz.

Comme prévu, la zone de champ lointain est d'abord atteinte par les plus hautes fréquences, comme l'illustre la figure 5.7gauche. Bien que l'antenne ait une longueur physique de 70m, on peut considérer que le champ lointain est rapidement atteint. Comme le montre le tableau suivant et la figure 5.7 droite, le champ lointain est d'autant plus rapidement atteint que la permittivité est élevée. Ces résultats nous autorisent à conclure que les échos relevés par EISS seront raisonnablement décrit par les formules de champ lointain dès que l'onde aura parcouru une distance de $200m$ (en sondage monostatique, les profondeurs des couches réfléchissantes seront donc de l'ordre de 100 mètres en tenant compte de l'aller-retour de l'onde dans le milieu) . Dans ces conditions, la polarisation des ondes en question est bien établie et les ondes peuvent être raisonnablement considérées comme localement planes.

	$\varepsilon_r = 1$	$\varepsilon_r = 4$	$\varepsilon_r = 9$
$f = 1$ MHz	$330m$	$200m$	$110m$
$f = 3$ MHz	$290m$	$165m$	$90m$
$f = 5$ MHz	$260m$	$115m$	$45m$

TABLE 5.1 – Distance d_{chL} au nadir à partir de laquelle le produit $r|E(r)|$ vaut 95% de sa valeur limite

5.1.2 Impédance d'entrée de l'antenne

L'impédance d'entrée de l'antenne doit être choisie de façon à permettre une adaptation correcte de l'antenne avec l'unité électronique du radar. On définit l'impédance d'une antenne Z_a à partir de I_g le courant fourni par le générateur d'impulsion du radar (de tension V_g et de résistance interne R_g) et V_a la tension aux bornes de l'antenne.

$$Z_a = R_a + jX_a = \frac{V_a}{I_g} \tag{5.7}$$

La partie résistive R_a correspond à la somme de deux résistances : R_{ray} liée au rayonnement de l'antenne et R_{diss} liée aux pertes de conduction et diélectrique de l'antenne : $R_a = R_{ray} + R_{diss}$.

Si on suppose que cette antenne fonctionne en régime harmonique et est alimentée par un courant $I_g(t) = I_g e^{i\omega t}$, alors la puissance fournie à l'antenne se décompose en une puissance active et une puissance réactive respectivement $P_{act} = (R_a I_g^2)/2$ et $P_r = (X_a I_g^2)/2$. Nous pouvons décomposer la puissance active en une puissance rayonnée P_{ray} et en une puissance dissipée P_{diss} :

$$P_{ray} = \frac{R_{ray} I_g^2}{2} \text{ et } P_{diss} = \frac{R_{diss} I_g^2}{2} \tag{5.8}$$

La définition de ces deux puissances introduit la notion de rendement η entre puissance fournie et puissance rayonnée :

$$\eta = \frac{R_{ray}}{R_{ray} + R_{diss}} \tag{5.9}$$

L'antenne amortie de EISS a, du fait de son profil de résistances, un rendement très faible compris entre 1% et 4% selon le profil résistif.

5.1.3 Largeur de bande – Largeur de bande d'adaptation

La largeur de bande d'une antenne est considérée comme étant l'ensemble des fréquences comprises entre une fréquence minimale F_{min} et une fréquence maximale F_{max} pour lesquelles certaines caractéristiques de l'antenne ont une valeur sensiblement proche de celle de la fréquence de travail correspondant généralement à la fréquence centrale (2-4MHz pour EISS). La largeur de bande est habituellement exprimée comme $F_{max} - F_{min}$. Les différentes caractéristiques des antennes ne variant pas de la même manière avec la fréquence, la détermination de la largeur de bande d'une antenne n'est pas unique. Les paramètres habituellement considérés pour la déterminer sont relatifs aux diagrammes de rayonnement (gain, direction et largeur du lobe principal, polarisation) ou/et à l'impédance (impédance d'entrée, efficacité du rayonnement).

Dans le domaine du radar GPR, la largeur de bande est relative à l'impédance d'entrée au point d'alimentation de l'antenne ce qui introduit la notion de largeur de bande d'adaptation. L'objectif est en fait de réaliser une adaptation parfaite de l'antenne pour qu'un maximum de puissance fournie par le générateur soit perçu par l'antenne. Pour cela, un transformateur d'impédance (appelé balun) est régulièrement employé (cf section 3.2.3). Il s'agit d'un transformateur symétriseur inséré entre le point d'alimentation de l'antenne et la ligne alimentant cette antenne.

Toutefois, il est à noter que la largeur de bande varie en fonction du type de sol sondé. Le milieu diélectrique influe sur l'impédance d'entrée de l'antenne et par conséquent sur son adaptation. Cette largeur de bande d'adaptation n'a de sens que si l'on précise les conditions de mesure ou de simulation de l'antenne.

Par exemple, une antenne dipolaire élémentaire mince résonne à la fréquence où sa longueur est d'une demi-longueur d'onde avec une largeur de bande d'environ 1%. Pour EISS, la largeur de bande à -3dB pour une durée impulsion courte égale à $500ns$ est égale à 3MHz pour une fréquence centrale de 4MHz (cf Fig. 3.7).

5.1.4 Polarisation d'une antenne

La polarisation d'une antenne dans une direction donnée est définie comme la polarisation de l'onde électromagnétique rayonnée par cette antenne fonctionnant en mode d'émission en champ lointain. On distingue trois types de polarisation : linéaire, circulaire ou elliptique. Pour le cas particulier des antennes de EISS, la polarisation des ondes électromagnétiques émises dans le sous-sol dépend du point d'observation. La polarisation des ondes électromagnétiques émises dans le sous-sol en champ proche au nadir des antennes électriques de EISS est elliptique (cf Fig. 5.8), alors qu'en champ lointain la polarisation est linéaire.

Comme nous l'avons déjà précisé, le radar EISS a été conçu, dans le contexte de la mission ExoMars initialement prévue, pour permettre des mesures en mode bistatique et comprend 2 modules GPR1 & GPR2 ; GPR1 équipé d'un dipôle électrique et GPR2 d'un capteur magnétique de petite taille. Pour les antennes électriques, du fait du cahier des charges strict inhérent à toute mission spatiale (contraintes d'encombrement, de masse, de robustesse aux chocs et aux agressions thermiques pour la

bonne intégration dans le module de vol), le choix s'est porté sur des dipôles filaires. La nécessité de travailler avec des impulsions courtes et des fréquences centrales de 2 ou 4MHz nécessite de concevoir des antennes pouvant fonctionner entre de 100kHz et 8MHz environ.

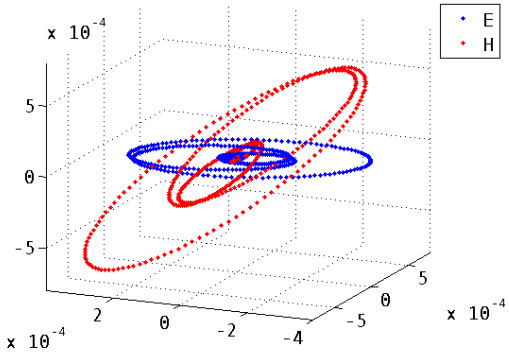


FIGURE 5.8 – Polarisation de l'onde émise par les antennes de EISS.

5.2 Antenne électrique de EISS chargée résistivement

Rappelons qu'une antenne filaire est dimensionnée pour une fréquence fondamentale et un certain nombre d'harmoniques et qu'elle est adaptée sur une bande étroite autour de cette fréquence. Sa longueur est choisie de façon à annuler le courant en bout d'antenne à la fréquence centrale [2]. Néanmoins, lorsque le signal émis est large bande, cette solution n'est plus possible. Une solution consiste à utiliser des antennes amorties qui permettent d'assurer un courant nul en extrémité d'antenne pour toutes les fréquences et ainsi d'éviter tout phénomène de résonance et de réflexion aux extrémités de l'antenne (ou ringing en anglais). Etudions tout d'abord le configuration d'un dipôle élémentaire.

5.2.1 Etude préliminaire d'un dipôle élémentaire

En première approximation, l'antenne dipôle filaire est assimilable à une ligne composée de deux conducteurs dont on écarterait les deux extrémités. Considérons donc une ligne sur laquelle un générateur injecte un signal sinusoïdal de fréquence f.

Si la ligne est fermée sur son impédance caractéristique, on dit qu'elle est adaptée, l'onde créée est uniquement progressive. L'amplitude du signal sinusoïdal est constante tout le long de la ligne quelle que soit la fréquence. Toute la puissance injectée est dissipée dans l'impédance terminale et il n'y a donc pas de rayonnement. L'impédance de la ligne est constante.

Si, au contraire, la ligne est ouverte à son extrémité, le signal injecté se propage puis est réfléchi en bout de ligne. La superposition de l'onde émise et de celle réfléchie se traduit donc par l'établissement d'un régime d'ondes stationnaires et donne en particulier un courant nul en bout de ligne comme le démontre la formule du courant circulant le long de l'antenne de diamètre très fin (théoriquement

2. L'antenne idéale devrait avoir une taille infinie, ce qui n'a bien évidemment aucun sens

nul) possédant un monopôle de longueur L. Lorsque $x = L$ dans la formule 5.10, nous obtenons bien $i(x,t) = 0$.

$$i(x,t) = A.cos\Big(2\pi(ft - \frac{x}{\lambda})\Big) - A.cos\Big(2\pi(ft - \frac{2L-x}{\lambda})\Big) = -2.sin\Big(2\pi(ft + \frac{L-x}{\lambda})\Big).sin\Big(2\pi\frac{L-x}{\lambda}\Big) \tag{5.10}$$

On observe des nœuds ou des ventres espacés de $\lambda/2$ le long de la ligne dont l'emplacement dépend de la fréquence considérée comme l'illustre la figure 5.9. L'impédance de la ligne varie ainsi entre une valeur nulle aux endroits correspondants aux nœuds de tension et infinie aux endroits correspondant aux nœuds de courant.

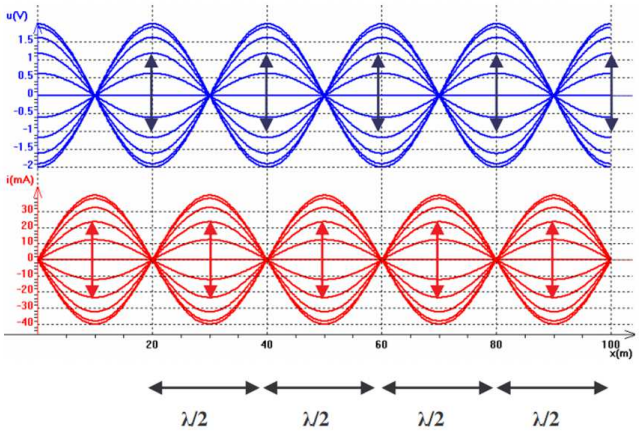


FIGURE 5.9 – Evolution de la tension (en bleu) et du courant (en rouge) au long d'une ligne ouverte. A son extrémité, nous observons un ventre de tension et un nœud de courant.

La table 5.2 et la figure 5.10 illustre la distribution du courant le long de l'antenne en fonction de sa longueur L :

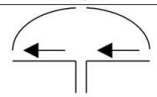
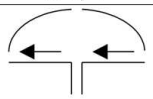
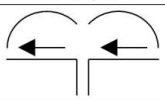
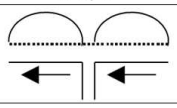
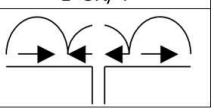
L=λ/8	L=λ/4	L=3λ/8	L=λ/2	L=3λ/4
				

TABLE 5.2 – Illustration de la distribution du courant le long de l'antenne en fonction de la longueur L de son monopôle pour une ligne ouverte à son extrémité.

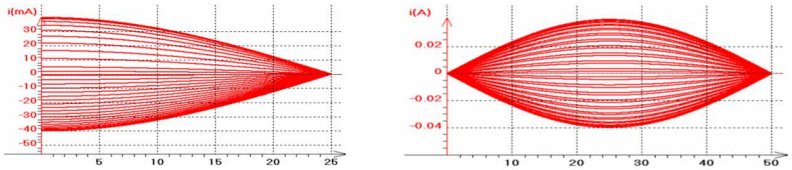


FIGURE 5.10 – Illustration de la distribution du courant le long de l'antenne pour une ligne (monopôle) de longueur $L = \lambda/4$ et $L = \lambda/2$ avec une ligne ouverte à son extrémité.

Si on assimile l'antenne dipôle à une portion de ligne, la valeur d'impédance ramenée à l'entrée varie donc en fonction de la fréquence entre une valeur nulle et une valeur infinie. Ces valeurs réelles sont observées pour les fréquences de résonnance $L = \lambda/2$. Pour des longueurs d'onde différentes de cette valeur, l'impédance comporte une partie imaginaire et une partie de la puissance est stockée sous forme réactive en pure perte.

Dans le cas qui nous intéresse, il est nécessaire que les impulsions radar soient transmises sans distorsion et que donc l'impédance ramenée en entrée soit la plus constante possible sur la bande spectrale du radar. Ceci est impossible s'il y a réflexion en bout de ligne.

Ce problème lié à la réflexion disparaît si l'amplitude du courant diminue lorsque l'onde se propage le long de l'antenne, jusqu'à s'annuler en bout d'antenne. Dans ce cas, le signal réfléchi est nul et l'onde est uniquement propagative. Un profil d'impédance judicieusement choisi permet d'obtenir cette décroissance recherchée.

Il est à noter que la forme sinusoïdale pure considérée dans la discussion précédente est en fait une forme approchée qui est correcte lorsque l'épaisseur des brins peut être considérée comme nulle. C'est la plus utilisée pour l'étude des dipôles [Balanis, 1997] [Chang and King, 1968] parce qu'elle permet en première approximation de modéliser simplement le fonctionnement du dipôle.

En réalité, la distribution de courant observée pour un dipôle constitué de brins de diamètre non négligeable (mais restant faible) n'est pas sinusoïdale. Une modélisation précise du phénomène nécessite de partir des équations de Maxwell et d'imposer les conditions aux limites correspondant à la géométrie du problème. Les travaux de King [King and Harrison Jr, 1943] ont permis d'aboutir à une expression analytique du courant circulant dans un dipôle de diamètre non nul.

Une approximation en sinus décalé est parfois utilisée afin de modéliser analytiquement de façon plus simple l'effet du diamètre des fils sur la distribution de courant observée le long de l'antenne. La figure ci-dessous, tirée de [Kazemipour, 2003], illustre la distribution de courant en sinus et sinus-décalé le long d'un dipôle demi-onde ($L = \lambda/4$).

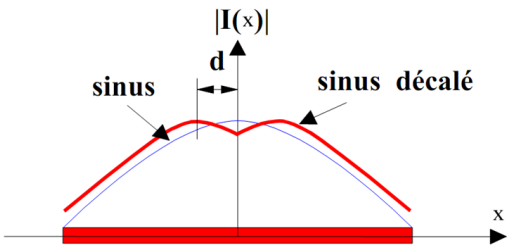


FIGURE 5.11 – Illustration de la distribution du courant, en sinus et sinus décalé , circulant le long de l'antenne pour un dipôle demi-onde (monopôle de longueur $L = \lambda/4$) avec une ligne ouverte à son extrémité.

5.2.2 Profil résistif optimisé pour un milieu donné : Wu-King

La solution retenue pour EISS est l'utilisation de dipôles demi-onde amortis soit deux monopôles de 35 mètres chacun ($\lambda/4$ à la fréquence 2,14MHz), aussi appelées antennes chargées ou à ondes progressives. Le profil de résistance sur chaque monopôle doit être judicieusement calculé en fonction de l'environnement proche de l'antenne. Des résistances ont été introduites tous les mètres le long de chacun des brins des dipôles de EISS (cf Fig. 5.12).

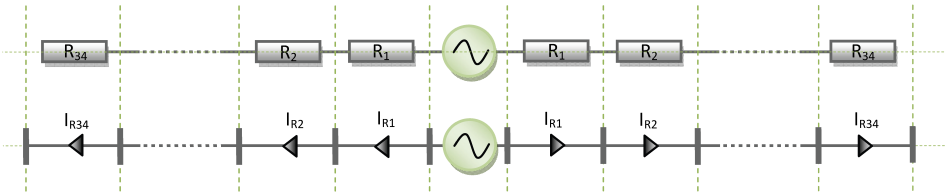


FIGURE 5.12 – Vue schématique du radar et de ses monopôles de type Wu-King. Un monopôle est composé de 35 segments, chacun chargé par une résistance R_i et parcouru par un courant $I_{R_{i-1/2}}$ (courant au milieu du segment i). Les courants élémentaires des monopôles symétriques sont identiques mais se propagent dans la direction opposée.

Pour obtenir les meilleures performances, le profil de résistance doit être optimisé en fonction des propriétés géoélectriques du sous-sol : la permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}}$ et la conductivité σ_{sol} afin d'assurer une intensité nulle en extrémité du monopôle sur toute la bande passante. Ceci est obligatoire pour éviter tout phénomène de réflexion qui se traduirait par une distorsion et augmentation de la durée de l'impulsion émise. Wu, King et Shen [Wu and King, 1965] [Shen and King, 1965] ont proposé une répartition des charges judicieusement calculée, qui a servi de base pour les études effectuées dans ce manuscrit et pour la réalisation des monopôles de EISS. Elle garantit une onde progressive se propageant sans distorsion le long de l'antenne sans réflexion en fin de ligne, et élimine ainsi toute onde stationnaire sur cette dernière. L'inconvénient de cette conception est la faible efficacité d'une telle antenne (seulement quelques pourcents) en raison de la puissance qui est dissipée dans les résistances. Un autre aspect important est le fait que EISS sera exploité à partir de la surface de Mars, et que les antennes seront déployées sur la surface ; un couplage inévitable entre l'antenne et la surface doit être pris en compte dans la conception.

Il peut être démontré [Wu and King, 1965] que pour une antenne de longueur L mètre(s) et de rayon a, la densité linéique $\bar{z}_m(x)$ des charges du profil doit suivre la loi suivante :

$$\bar{z}_m(x) = R_m(x) + jX_m(x) = \frac{\eta_m}{2\pi}\frac{\psi_m}{L-|x|} \text{ en } [\Omega/m] \tag{5.11}$$

avec x la distance le long de l'antenne calculée à partir du générateur, η_m l'impédance caractéristique du milieu dans lequel baigne l'antenne :

$$\eta_m = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0(\varepsilon_m - j\frac{\sigma_m}{\varepsilon_0\omega})}} \text{ où } \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \tag{5.12}$$

et ψ_m une constante complexe dépendant de la fréquence centrale d'émission, des caractéristiques de l'antenne et de celles du milieu.

$$\psi_m = 2\Big[arcsh\frac{L}{a} - C(2k_m a, 2k_m L) - jS(2k_m a, 2k_m L)\Big] + j\frac{1-e^{-j2k_m L}}{k_m L} \tag{5.13}$$

$k_m = \omega\sqrt{[\mu_m \bar{\epsilon}_m]}$ est le nombre d'onde du milieu environnant, et les fonctions C et S représentant respectivement le cosinus et le sinus intégral :

$$C(p,x) = \int_0^x \frac{1-\cos\sqrt{u^2+p^2}}{\sqrt{u^2+p^2}}du \text{ et } S(p,x) = \int_0^x \frac{\sin\sqrt{u^2+p^2}}{\sqrt{u^2+p^2}}du \tag{5.14}$$

La partie réelle de $\bar{z}(x)$, qui inclut les pertes par effet Joule à l'origine de l'amortissement de l'onde le long de l'antenne, serait réalisable en faisant varier par exemple l'épaisseur du conducteur qui constitue l'antenne. Par contre, étant données les contraintes liées à la spatialisation de l'instrument, la possibilité d'optimiser la partie imaginaire de l'impédance en utilisant des capacités ou des inductances n'a pas été envisagée.

L'antenne de EISS est déployée sur la surface soit à l'interface entre deux milieux : l'air et le sol. La propagation des ondes harmoniques se fait le long d'un mince fil ($L \gg a$) à l'interface entre deux milieux homogènes semi-infinis et non magnétiques de nombres d'onde k_0 (milieu supérieur : air) et k_{sol} (milieu inférieur : sous-sol présent sous l'antenne). Wait a établi que le nombre d'onde équivalent dans l'antenne filaire k_{eq} est égal à la moyenne quadratique des nombres d'onde des deux milieux [Wait, 1972].

$$k_{eq} = \sqrt{\frac{k_0^2 + k_{sol}^2}{2}} \tag{5.15}$$

Par conséquent, l'antenne se comporte comme si elle était entourée par un milieu ayant des propriétés électriques ε_{req} et σ_{eq} égales respectivement à la valeur moyenne des permittivités et des conductivités des deux milieux créant l'interface.

$$\epsilon_{req} = \frac{\epsilon_{r_{sol}} + \epsilon_{r0}}{2} = \frac{\epsilon_{r_{sol}} + 1}{2} \tag{5.16}$$

$$\sigma_{eq} = \frac{\sigma_{sol} + \sigma_0}{2} = \frac{\sigma_{sol}}{2} \tag{5.17}$$

Les études suivantes seront axées sur les performances (décroissance du courant le long de l'antenne, impédance mesurée et diagramme de rayonnement) obtenues lorsque l'antenne est déployée sur un sol homogène de différentes permittivités relatives $\varepsilon_{r_{sol}}$.

En pratique, les antennes sont réalisées non pas à partir d'un profil résistif continu mais en utilisant des résistances discrètes réparties régulièrement le long des l'antenne. La version terrestre des antennes de EISS utilisée pour les essais sur le terrain est réalisée à partir d'un fil de rayon a=0,5 mm et de résistances de valeurs croissantes intercalées tous les mètres (cf Table 5.3). La version spatiale est, elle, constituée d'un mince ruban de Kapton avec un profil résistif obtenu par un dépôt d'aluminium dont l'épaisseur augmente tous les mètres vers le centre de l'antenne (cf Fig. 3.9(b)).

Pour le GPR conçu pour la mission NetLander et le prototype TAPIR, le profil résistif avait été optimisé pour le vide et testé sur différents sites de mesure [Le Gall, 2007] [Le Gall et al., 2006]. Or, s'il est clair que la valeur exacte de la permittivité du régolithe martien n'est pas a priori connue, le vide ne semble pas fournir un modèle réaliste. Les travaux qui suivent ont pour objectif de choisir un profil qui soit mieux adapté aux caractéristiques attendues du sous-sol.

Nous avons besoin pour choisir le profil résistif de l'antenne d'appuyer nos calculs sur une valeur *a priori* de permittivité relative $\varepsilon_{r_{opt}}$ de sous-sol. Toutefois, les antennes seront déployées sur un sol de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}}$ qui est susceptible d'être différente de $\varepsilon_{r_{opt}}$. Il est donc important de s'assurer que le profil résistif choisi permettra un bon comportement de l'antenne sur toute la bande de fréquence quel que soit le sous-sol sur lequel l'instrument devra travailler. Selon le modèle géologique du sous-sol martien présenté précédemment (cf section 2.4), une permittivité relative du sol voisine de 4 ($\varepsilon_r = 4$) semble réaliste.

Pour cette étude, trois profils résistifs différents ont été considérés :

- profil #1 : optimisé pour le vide $\varepsilon_{r_{opt}} = 1$,
- profil #2 : optimisé pour un sous-sol de permittivité relative $\varepsilon_{r_{opt}} = 4$,
- profil #3 : optimisé pour un sous-sol de permittivité relative $\varepsilon_{r_{opt}} = 7$.

La formule 5.11 montre que les valeurs de résistances du profil diminuent lorsque la permittivité du milieu pour lequel l'antenne est optimisée augmente. Des valeurs de résistances plus faibles améliorent l'efficacité de l'antenne en raison de la diminution des pertes par effet Joule mais peuvent affecter le comportement de certains paramètres électriques spécifiques à l'antenne.

x [m]	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Profil #1	31.09	32.03	33.04	34.10	35.24	36.45	37.75	39.15	40.66	42.28	44.05	45.96	48.05	50.34	52.86	55.64	58.73
Profil #2	22.72	23.41	24.14	24.92	25.75	26.63	27.58	28.61	29.71	30.89	32.18	33.58	35.11	36.78	38.62	40.65	42.91
Profil #3	14.15	14.58	15.04	15.52	16.04	16.59	17.19	17.82	18.51	19.25	20.05	20.92	21.87	22.92	24.06	25.33	26.74
x [m]	**18**	**19**	**20**	**21**	**22**	**23**	**24**	**25**	**26**	**27**	**28**	**29**	**30**	**31**	**32**	**33**	**34**
Profil #1	62.18	66.07	70.47	75.51	81.32	88.09	96.10	105.71	117.46	132.14	151.02	176.19	211.42	264.28	352.37	528.56	1057.12
Profil #2	45.43	48.27	51.49	55.17	59.41	64.37	70.22	77.24	85.82	96.55	110.34	128.73	154.47	193.09	257.46	386.19	772.37
Profil #3	28.31	30.08	32.08	34.37	37.02	40.10	43.75	48.12	53.47	60.15	68.75	80.21	96.25	120.31	160.41	240.62	481.23

TABLE 5.3 – Répartition des résistances le long d'un monopôle de EISS [Ω/m]. Ce tableau indique les valeurs théoriques $\Re(\bar{z}_m(x))$ prescrites par Wu-King pour les 3 profils résistifs étudiés pour une fréquence de 2,14MHz (en adéquation avec la longueur de 35m de chaque monopole soit $\lambda/4$ à 2,14MHz).

Après avoir optimisé les paramètres d'un brin d'une antenne de Wu-King et l'avoir appliqué à la prospection du sous-sol martien afin d'exploiter leur couplage, nous nous proposons d'étudier son diagramme de rayonnement dans la configuration dipôle aligné. Dans la section 6.2.2.1, nous verrons le diagramme de rayonnement de deux monopôles non alignés afin d'optimiser la couverture en mode bistatique.

Dans cette étude, les trois profils résistifs décrits précédemment seront considérés avec une antenne composée de deux monopôles identiques alignés suivant l'axe Ox. Le plan E correspond au plan contenant l'antenne ($\varphi = 0^\circ$ et $0^\circ < \theta < 360^\circ$) alors que le plan H est perpendiculaire à l'antenne ($\varphi = 90^\circ$ et $0^\circ < \theta < 360^\circ$) comme l'illustre la figure 5.13.

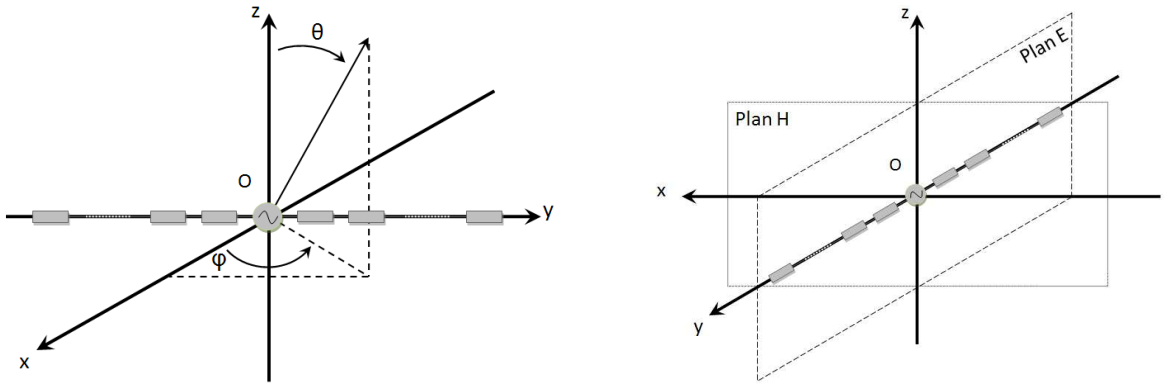
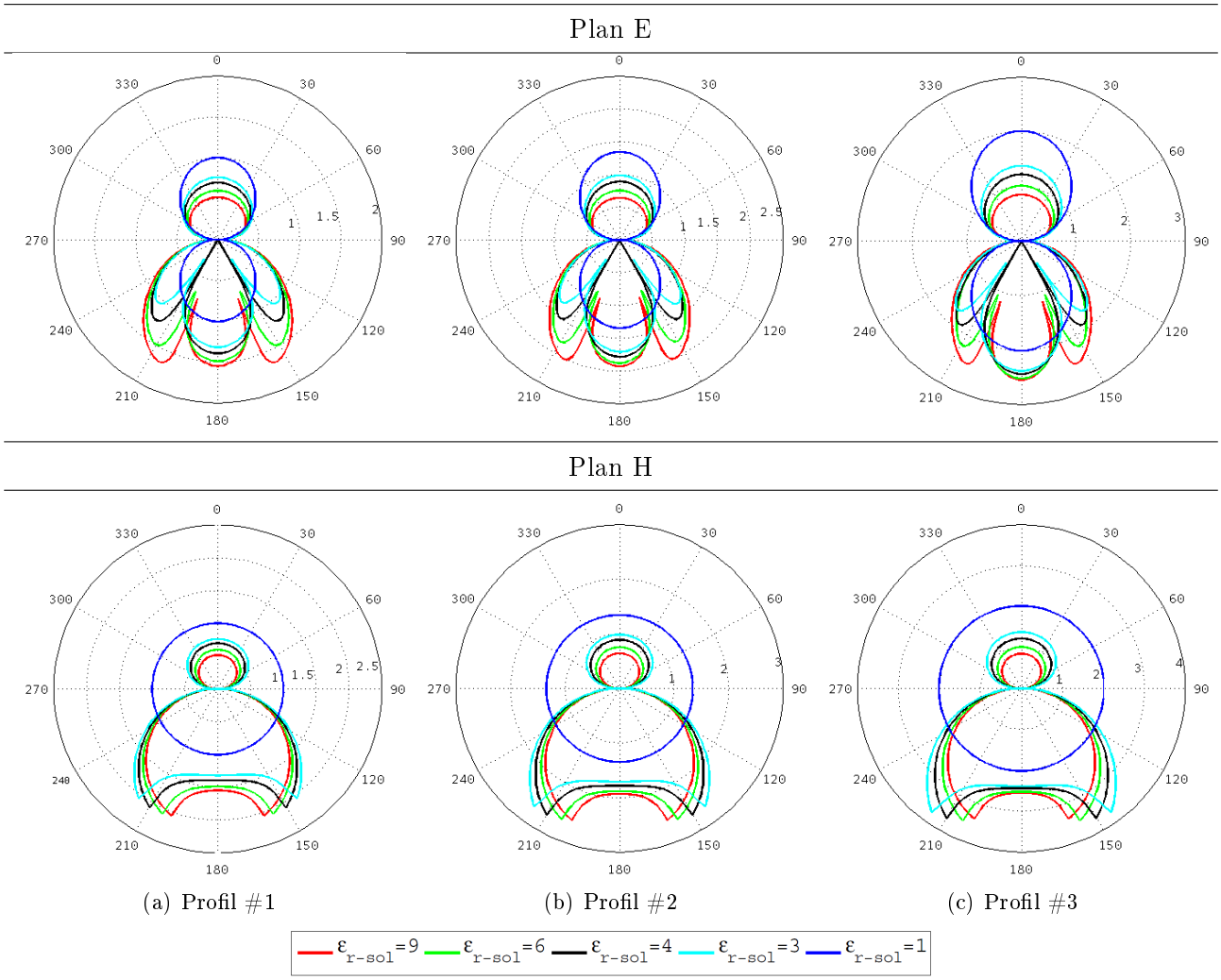


FIGURE 5.13 – Illustration des monopôles de EISS, définition des angles θ (dans le plan vertical), φ (dans le plan horizontal) et des plans E - H. Le sol se trouve en z<0. Le plan E correspond au plan contenant l'antenne ($\varphi = 0^\circ$; $0^\circ < \theta < 360^\circ$) ; le plan H est perpendiculaire à l'antenne ($\varphi = 90^\circ$; $0^\circ < \theta < 360^\circ$).

5.2.3 Diagramme de rayonnement en fonction du profil résistif et du milieu

Là encore, notre méthode de calcul est basée exclusivement sur la méthode numérique FDTD (cf section 5.1.1.2). Cette méthode permet de modéliser tout type d'environnement tel que des strates homogènes, hétérogènes, de prendre en compte des effets de rugosité, etc. Tous les résultats présentés ont été obtenus par simulation numérique FDTD implémentée dans le code TEMSI-FD.

Nous avons précisé précédemment que plus les valeurs des résistances sont faibles, meilleure est l'efficacité de l'antenne. Nous pouvons ajouter que l'on observe, sur les résultats de simulations présentés figure 5.14, une augmentation de la puissance transmise à la fois dans le vide et dans le sous-sol lorsque l'antenne a été conçue pour une valeur de permittivité $\varepsilon_{r_{opt}}$ supérieure à celle du sous-sol en présence $\varepsilon_{r_{sol}}$. Par contre, le diagramme de rayonnement ne subit pas de changements spectaculaires lorsque le profil résistif varie ou pour une modification raisonnable de la permittivité du sous-sol.



(a) Profil #1 (b) Profil #2 (c) Profil #3

FIGURE 5.14 – Diagramme de rayonnement dans le plan E et H pour un dipôle déployé sur un sol homogène de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}}$ et de conductivité nulle, pour les trois profils résistifs étudiés (@ 2 MHz). Les diagrammes de rayonnement sont normalisés par le max du champ rayonné dans le vide par un dipôle constitué du profil #1, afin d'effectuer une comparaison relative des performances de rayonnement en fonction du profil. (simulations FDTD)

5.3 Décroissance du courant le long de l'antenne

Comme expliqué précédemment, le profil résistif doit être choisi de façon à assurer un courant nul à l'extrémité de l'antenne tout en évitant de perdre beaucoup de puissance dans les résistances. Le profil optimisé devrait conduire à une diminution linéaire du courant le long de l'antenne, mais cette décroissance s'observe seulement pour un sous-sol ayant la même permittivité que celle utilisée pour le calcul du profil résistif. Il est donc nécessaire d'étudier la distribution spatiale du courant en fonction du profil sélectionné et des caractéristiques électriques inconnues du sol présent sous l'antenne.

5.3.1 Analyse analytique de l'antenne optimisée pour l'air lorsque celle-ci est plongée dans l'air

Dans cette section, l'antenne est optimisée pour le vide et est placée dans le vide. Selon la théorie des lignes, en régime harmonique, le courant le long du dipôle, à l'exception du point d'injection situé au niveau du générateur, doit satisfaire l'équation différentielle 5.18 quel que soit l'environnement à proximité des antennes (posée sur le sol ou en espace libre).

$$\Big(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 - \frac{2jk_0}{L-x}\Big)I(x) = 0 \tag{5.18}$$

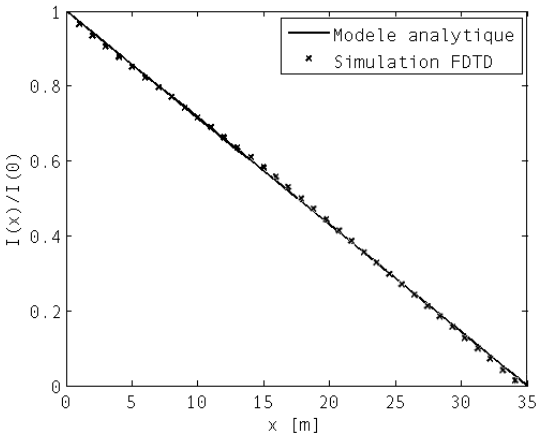
La solution de cette équation est une onde purement progressive (voyageant dans la direction des x croissants). La distribution spatiale du courant est régie par l'expression analytique suivante :

$$I_0(x) = -\frac{2\pi V_0}{\eta_0\psi_0[1-\frac{j}{k_0L}]}\Big(1-\frac{|x|}{L}\Big)e^{-jk_0x} \tag{5.19}$$

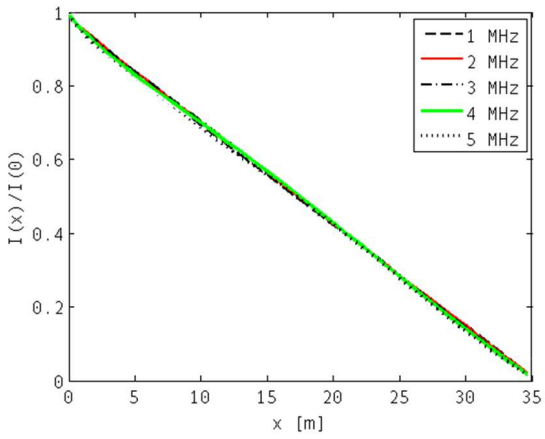
avec V_0 est la tension injectée au centre du dipôle [Wu and King, 1965] [Shen and King, 1965] et ψ_0 est la constante complexe calculée avec la relation 5.13 pour le vide.

Dans le vide, l'équation 5.19 implique donc une décroissante linéaire du courant le long de l'antenne jusqu'à s'annuler en ses extrémités. Les résultats de simulations numériques et de calculs analytiques, présentés figure 5.15(a) confirment cette décroissance linéaire. Notons que ceci reste vrai pour l'ensemble de la bande nominale de EISS en dépit du fait que les paramètres de l'antenne aient été optimisés pour une seule fréquence 2 MHz (cf Fig. 5.15(b)), permettant d'émettre une impulsion sans trop de distorsion.

Pour un dipôle élémentaire non chargé, l'annulation du courant en bout d'antenne ne se ferait que pour une fréquence précise conditionnée par la taille du dipôle. Grâce à l'insertion de ces résistances, les antennes de EISS conservent les mêmes propriétés (gain, directivité, polarisation) sur une large gamme de fréquences s'étalant de 300kHz à 8MHz, au détriment de son efficacité. D'autres profils de résistances ont été proposés pour limiter les pertes [Formato, 1996a] [Formato, 1996b] mais ils ne sont pas aisés à mettre en œuvre car ils demandent aussi l'insertion de capacités ou d'inductances.



(a) Décroissance du courant le long d'un monopôle opérant à la fréquence de 2MHz



(b) Décroissance du courant le long d'un monopôle pour diverses fréquences (FDTD)

FIGURE 5.15 – Amplitude normalisée du courant le long de l'antenne lorsque celle-ci opère dans l'air et possède un profil résistif optimisé pour l'air. Ces résultats confirment que la décroissance du courant est linéaire lorsque l'antenne est optimisée pour le milieu l'environnant.

5.3.2 Modélisation analytique du couplage avec le proche sous-sol

La configuration de fonctionnement de EISS exige que les antennes soient déployées sur le terrain. Nous avons précédemment constaté que le rayonnement d'une antenne posée sur un sol dépend à la fois du profil résistif de l'antenne et du sol sur lequel elle repose. L'objet des parties qui suivent est d'analyser l'impact des caractéristiques électriques du sous-sol sur l'amplitude du courant circulant dans l'antenne et sur l'impédance vue par l'émetteur.

5.3.2.1 Expression analytique de l'amplitude du courant pour une antenne posée sur un sol quelconque

La solution (cf Eq. 5.19) de Wu-King n'est plus valable lorsque l'antenne, optimisée pour l'air, est posée sur un sol d'indice supérieur à 1 (et/ou de conductivité non nulle). L'expression analytique générale de la décroissance du courant le long d'un dipôle chargé a été développée dans [Shen and Wu, 1967] [Le Gall, 2007] et est résumée dans la suite.

Supposons un sondage d'un sous-sol quelconque noté m_{sol} avec un GPR possédant des antennes électriques chargées optimisées en suivant un profil résistif de Wu-King pour un milieu de permittivité attendue (estimée) noté m_{opt}, avec un nombre d'onde k_{m-opt}. Le profil résistif de l'antenne $\bar{z}_{m_{opt}}(x)$ sera calculé à partir l'expression suivante :

$$\bar{z}_{m_{opt}}(x) = \frac{\eta_{m_{opt}}}{2\pi} \frac{\psi_{m_{opt}}}{L - |x|} \text{ où } \eta_{m_{opt}} = \frac{\omega\mu_0}{k_{m_{opt}}} \tag{5.20}$$

On montre qu'il est possible d'introduire un coefficient correctif Δ_p correspondant au rapport du profil résistif utilisé $\bar{z}_{m_{opt}}(x)$ sur le profil optimisé pour le milieu présent sous l'antenne lors du sondage $\bar{z}_{m_{sol}}(x)$; rapport qui peut être complexe :

$$\Delta_p(x) = \frac{\bar{z}_{m_{opt}}(x)}{\bar{z}_{m_{sol}}(x)} = \frac{\eta_{m_{opt}}\psi_{m_{opt}}}{\eta_{m_{sol}}\psi_{m_{sol}}} \tag{5.21}$$

L'équation d'onde s'écrit alors :

$$\Big(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_{m_{sol}}^2 - \frac{2jk_{m_{sol}}\Delta_p}{L-x}\Big)I(x) = 0 \tag{5.22}$$

On retrouve bien l'équation proposé par Wu-King (cf Eq. 5.18) lorsque $\Delta_p = 1$. Le cas où Δ_p est un nombre positif inférieur à 1 a été traité par Wu et Shen dans [Shen and Wu, 1967].

La solution générale de cette équation s'écrit [Wright and Prewitt, 1975] :

$$I_{m_{sol}}(x) = I_{m_{sol}}(0)\Big(1 - \frac{x}{L}\Big)e^{-jk_{m_{sol}}x}\frac{M(1-\Delta_p, 2; -2jk_{m_{sol}}(L-x))}{M(1-\Delta_p, 2; -2jk_{m_{sol}}L)} \tag{5.23}$$

où :

- M est la fonction hypergéométrique de Kummer [3]. :

$$M'(A, C; z) = \frac{\partial M(A, C; z)}{\partial z} \tag{5.24}$$

- $I_m(0)$ est le courant injecté au niveau du générateur :

$$I_{m_{sol}}(0) = \frac{\frac{2\pi}{\eta_{m_{sol}}\psi_{m_{sol}}}}{1 - \frac{j}{k_{m_{sol}}L} - 2\frac{M'(1-\Delta_p,2;-2jk_{m_{sol}}L)}{M(1-\Delta_p,2;-2jk_{m_{sol}}L)}} \tag{5.25}$$

La relation 5.23 rend possible une étude paramétrique du courant circulant le long de l'antenne posée sur un sol d'indice n>1 de façon analytique.

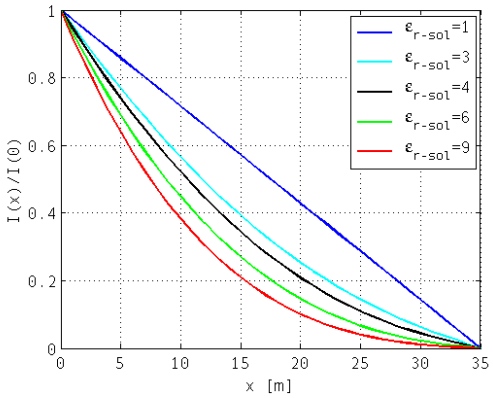
5.3.2.2 Cas particulier d'une antenne optimisée pour l'air, posée sur un sol

Nous nous proposons d'étudier la décroissance de l'amplitude du courant circulant le long d'un monopôle optimisé pour l'air, posé sur un sol quelconque de caractéristiques électriques $\varepsilon_{r_{sol}}$, σ, μ_0. Ceci a été la configuration depuis le début de la mission NetLander (1999) jusqu'à fin 2008.

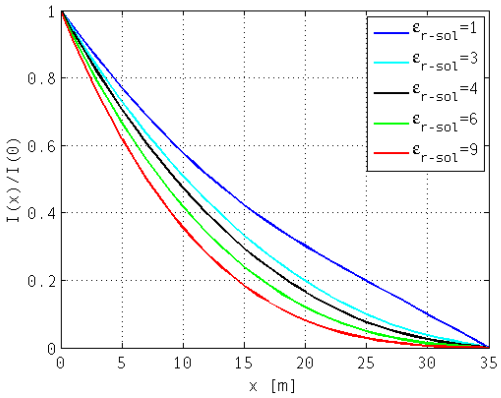
Lorsque la permittivité du milieu sur lequel repose l'antenne augmente, cela entraine une diminution de l'impédance de ce milieu donc une augmentation des pertes ; le courant ne décroit plus linéairement le long de l'antenne mais de façon plus rapide (cf Fig. 5.16(a)). Cette tendance s'accentue en présence

3. Définition : $M(a+1, c+1; x) = 1 + \frac{a}{c}\frac{x}{1!} + \frac{a(a+1)}{c(c+1)}\frac{x^2}{2!} + ...$
Représentation intégrale $(a > 1, c-a-1 > 0)$: $M(a+1, c+1; x) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(c-a)}\int_C e^{xu}u^{a-1}(1-u)^{c-a-1}du$

d'un sol conducteur, comme l'illustre la figure 5.16(b), puisque la conductivité est inversement proportionnelle à la résistivité du milieu. L'antenne reste à onde progressive mais n'est plus optimale ce qui aura des répercutions sur l'amplitude du champ électromagnétique rayonné par le dipôle et sur l'impédance caractéristique de l'antenne (étudiées par la suite) avec des répercutions sur l'adaptation d'impédance au niveau du générateur.



(a) Distribution du courant normalisée $I(x)/I(0)$ le long d'un monopôle avec un profil résistif optimisé pour l'air, quand celui-ci repose sur un sol de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol}}$ et de conductivité nulle à 4MHz (μ_0)



(b) Distribution du courant normalisée $I(x)/I(0)$ le long d'un monopôle avec un profil résistif optimisé pour l'air, quand celui-ci repose sur un sol de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol}}$ et de conductivité $\sigma = 10^{-4} S/m$ à 4MHz (μ_0)

FIGURE 5.16 – Etude paramétrique de la distribution du courant le long de l'antenne en fonction des caractéristiques électriques du sol sur lequel elle est posée.

La figure 5.17 montre que le courant circulant dans les premiers mètres du monopôle, optimisé pour l'air est plus élevé lorsque l'antenne est posée sur un sol que dans l'air. Ce qui est cohérent avec le fait que l'impédance de l'antenne augmente lorsque la permittivité du milieu diminue (cf section 5.4.1).

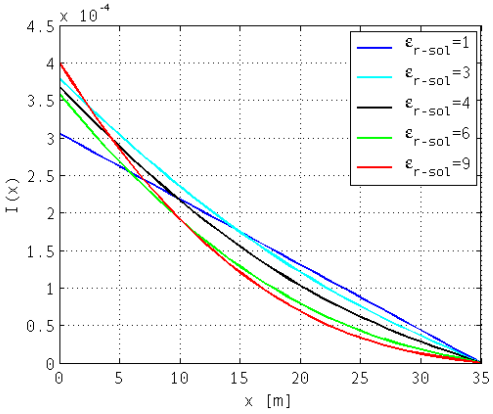


FIGURE 5.17 – Variation non normalisée de courant le long d'un monopôle avec un profil résistif optimisé pour l'air, quand celui-ci repose sur un sol de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol}}$ et de conductivité nulle à 4MHz (μ_0)

Des simulations numériques (cf Fig. 5.18(a)) ont validé les résultats obtenus analytiquement sur la décroissance de l'amplitude du courant en fonction des caractéristiques du sol. Ces résultats obtenus par modélisation numérique sous TEMSI-FD en négligeant les réactances localisées montrent a posteriori qu'il est légitime de ne tenir compte que de la partie réactive, c'est ce qui est fait pour la réalisation physique des antennes.

L'étude menée atteste de l'influence notable des paramètres électriques du sol sur le courant qui circule le long de l'antenne. La mesure de son amplitude peut donc renseigner sur les caractéristiques électriques du sous-sol (cf section 5.5).

5.3.3 Modélisation numérique des performances d'une antenne isolée électriquement

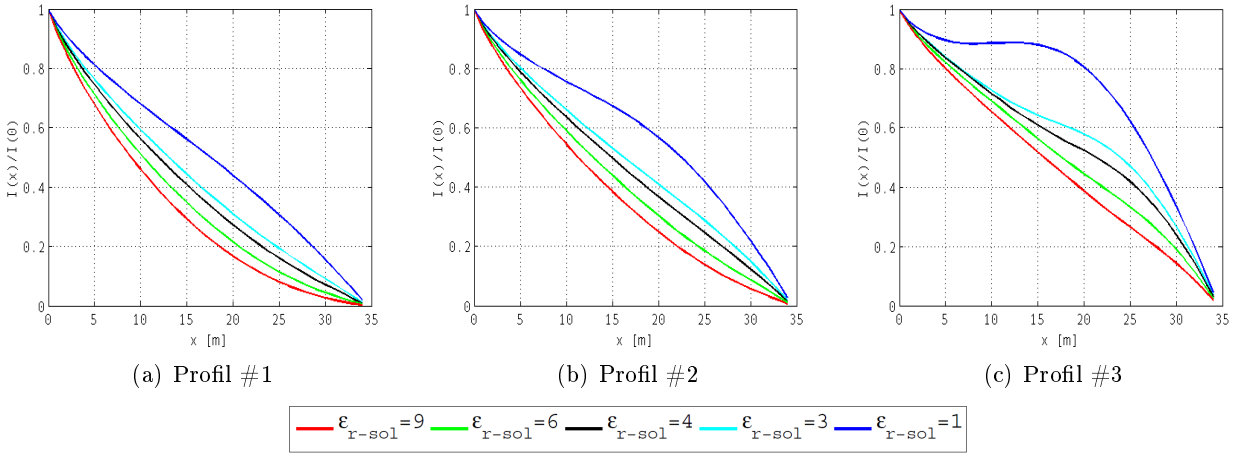
Les antennes de EISS sont électriquement isolées. Une étude détaillée sur le choix du diélectrique se trouve en annexe B. Afin de prendre en compte le diélectrique entourant le conducteur de l'antenne, nous nous sommes basés sur des simulations FDTD *via* le code TEMSI-FD (cf section 4.1.3.3) qui permet la modélisation d'un fil électrique gainé. Dans la suite du document, toutes les simulations numériques sont faites pour des antennes isolées.

5.3.3.1 Influence du choix du profil résistif sur la décroissance du courant le long d'une antenne isolée

Nous nous proposons d'étudier numériquement l'influence du choix du profil, en modélisant le fonctionnement d'une antenne isolée optimisée pour un sol $\varepsilon_{r_{opt}}$ mais posée sur un sol de permittivité relative éventuellement différente $\varepsilon_{r_{sol}}$. Cette étude permet de visualiser l'impact d'un mauvais choix a priori de $\varepsilon_{r_{opt}}$ issu d'un modèle du sous-sol martien et/ou si l'amarsissage dans une zone désirée s'était mal déroulé (amarsissage sur un sol peu probable).

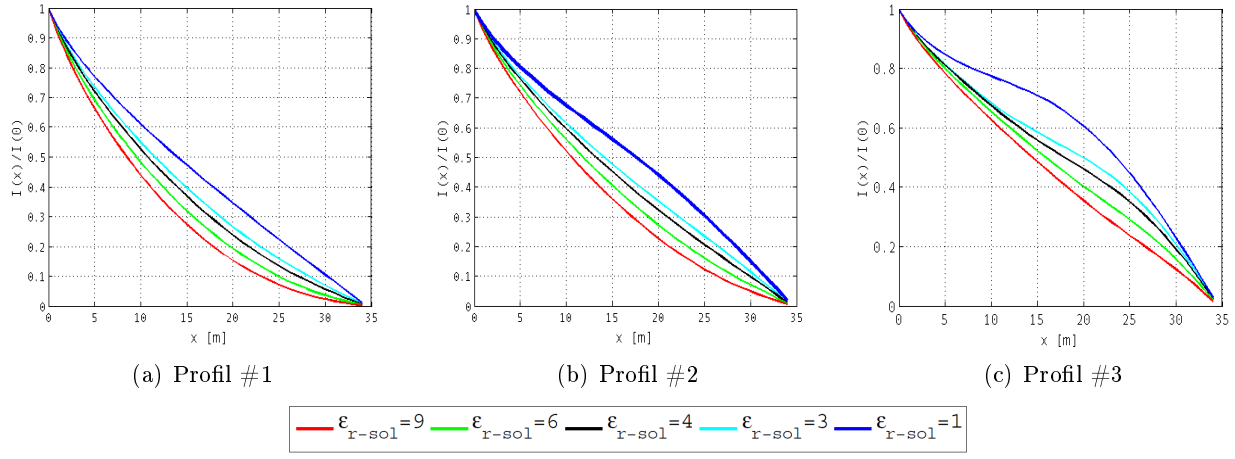
Les résultats des simulations sont présentés figure 5.18 et sont en accord avec les résultats issus de la méthode analytique. Lorsque l'antenne est déployée sur un sous-sol dont les propriétés sont en accord avec celles prises a priori en compte pour calculer le profil de résistances, une décroissance linéaire de l'amplitude du courant mesuré le long du monopôle est observée comme le prévoit la théorie. L'isolation électrique des antennes a donc peu d'effet sur la décroissance du courant (cf Fig. 5.16(a) et 5.18(a)).

Si l'antenne est déployée sur un sol ayant une permittivité supérieure à celle attendue (cf Fig. 5.18(a)), nous observons une décroissance rapide du courant conduisant ainsi à une utilisation non optimale de la longueur de l'antenne. Cet effet est accentué en présence d'un sol conducteur (cf Fig. 5.19) et avait déjà été mis en évidence avec la méthode analytique. Dans le cas, où l'antenne est déployée sur une surface ayant une permittivité plus faible que celle envisagée (cf Fig. 5.18(c)), la décroissance du courant est beaucoup trop lente ; le courant à l'extrémité de l'antenne n'est pas nul ce qui entraine une réflexion du signal en extrémité de l'antenne et une distorsion de l'impulsion émise au final. Cette situation est la plus dramatique car elle perturbe l'analyse et l'exploitation des échos reçus.



(a) Profil #1 (b) Profil #2 (c) Profil #3

FIGURE 5.18 – Distribution normalisée du courant le long d'un monopôle posé sur un sol de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol}}$ et de conductivité nulle (μ_0) pour les trois profils résistifs à 4MHz (simulations FDTD)



(a) Profil #1 (b) Profil #2 (c) Profil #3

FIGURE 5.19 – Distribution normalisée du courant le long d'un monopôle posé sur un sol de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol}}$ et de conductivité $\sigma = 10^{-4} S/m$ (μ_0) pour les trois profils résistifs à 4MHz (simulations FDTD)

Avoir une estimation réaliste des propriétés électriques de la couche supérieure de divers sites d'amarsissage [4] permettrait la réalisation d'une antenne optimisée. Étant donné le peu d'information dont nous disposons a priori sur la valeur de la permittivité relative du sous-sol, $\varepsilon_{r_{opt}} = 4$ semble une valeur raisonnable (cf section 2.4) et nous choisissons de façon conservatrice,le profil #2 qui tend à minimiser les problèmes potentiels tout en ayant des pertes ohmiques légèrement plus faibles.

4. Amarsissage est un néologisme, correspondant à un atterrissage sur la planète Mars.

5.3.3.2 Influence du choix du profil résistif sur le champ rayonné par une antenne isolée

L'antenne HF est utilisée pour transmettre dans le sous-sol le signal qui va interagir avec les structures enterrées et être ensuite enregistré au niveau du récepteur. Contrairement à d'autres GPR classiques, EISS dans son fonctionnement bistatique offre la possibilité d'enregistrer à différents endroits situés dans un rayon d'environ $1km$ les trois composantes perpendiculaires du champ magnétique.

Des simulations numériques FDTD ont été réalisées pour modéliser l'amplitude des composantes du champ magnétique en fonction de la permittivité du sous-sol et du profil d'antenne utilisé. Ces simulations ont été obtenues avec une impulsion centrée sur 4MHz et une bande passante 4MHz modulée par une enveloppe gaussienne. Le modèle du sous-sol qui a été considéré pour cette étude est un modèle simplifié afin de se focaliser uniquement sur le choix du profil résistif. Le sous-sol est constitué d'une strate de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol1}} = 4$ ainsi que d'une seconde strate semi-infinie en dessous de 100m de profondeur de permittivité relative égale à 8 (pour une conductivité nulle).

La figure 5.20 montre l'impact du profil sur l'une des composantes du champ magnétique au niveau du récepteur situé à 100m et 45 ° par rapport à l'antenne de transmission (monopôle de référence). Quatre échos sont clairement détectés :

- l'écho issu de l'onde directe dans l'air qui se déplace dans le vide à la vitesse c,
- l'écho issu de l'onde directe dans le sol qui se déplace à la vitesse $c/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}$ juste en dessous de l'interface air/sol,
- l'écho issu de la réflexion (faisant 1 aller-retour dans le milieu : $n = 1$) sur l'interface entre les deux strates enfouis à 100m de profondeur,
- l'écho issu de la réflexion (faisant 2 allers-retours dans le milieu : $n = 2$) sur l'interface entre les deux strates.

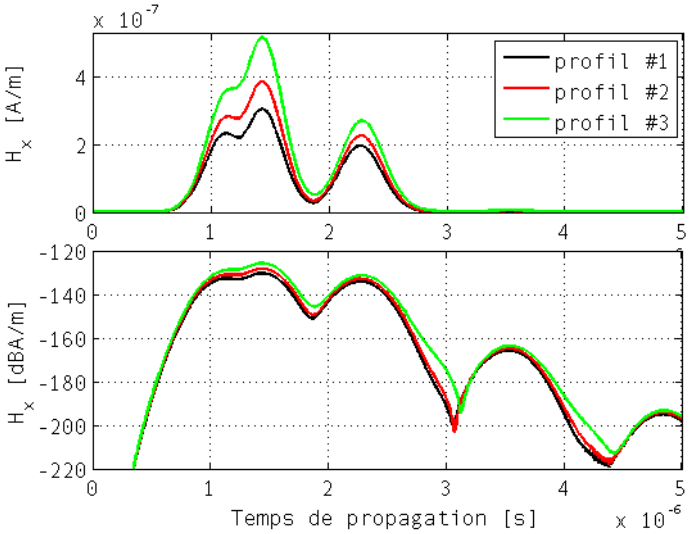


FIGURE 5.20 – Enveloppe de la composante H_x du champ magnétique reçu à 100m de l'émetteur avec un angle de 45° par rapport à l'antenne électrique d'émission pour un sous-sol simplifié. Le sous-sol est constitué d'une strate de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol1}} = 4$ ainsi qu'une seconde strate semi-infinie enfouies à 100m de profondeur de permittivité relative égale à 8 (pour une conductivité nulle).

L'amplitude des échos reçus dépend du profil résistif de l'antenne HF. Avec le profil #1, les échos présentent les plus faibles amplitudes, tandis que l'utilisation des deux autres profils conduit à des échos reçus de plus fortes amplitudes. Avec le profil #2, le gain serait de 20%, 25%, 15% et 10% pour ces quatre échos identifiés et avec le profil #3, le gain serait de respectivement de 50%, 65%, 35% et 25% par rapport au gain obtenu avec l'utilisation du profil #1. Néanmoins, l'utilisation du profil #3 entraîne une distorsion de l'impulsion avec un élargissement de la durée de l'impulsion comme l'illustre la figure 5.20 (à $t \sim 1,8ms$). Cette distorsion dégrade la résolution spatiale de l'instrument. Pour preuve, avec le profil #3, la dissociation des deux ondes directes est moins explicite.

5.4 Profil fréquentiel de l'impédance d'antenne

La mesure du courant le long de l'antenne peut donc renseigner sur les propriétés électriques du sol. Cependant, si la mesure du courant tous les mètres le long de l'antenne est relativement aisée à mettre en œuvre sur Terre (estimation du courant circulant dans le fil conducteur avec un tore de courant), elle sera impossible dans le cadre d'une mission spatiale. C'est pourquoi nous lui préférons une autre mesure, celle du profil fréquentiel de l'impédance propre de l'antenne.

Pour déterminer l'impédance propre de l'antenne Z_a de manière analytique, numérique ou expérimentale, il faut relever, en régime continu (non impulsionnel) et à différentes fréquences, le couple courant-tension au niveau du générateur (centre du dipôle), noté respectivement $I_{m_{sol}}(0)$ et V_0. Un des modes de fonctionnement de EISS est dédié à ces mesures. Aucune manipulation n'est requise. Ensuite, comme l'impédance propre de l'antenne peut être assimilée à l'impédance d'antenne au niveau du point d'injection du courant :

$$Z_a = Z_{m_{sol}}(0) = \frac{V_0}{I_{m_{sol}}(0)} \tag{5.26}$$

Selon l'équation 5.25, nous obtenons l'expression analytique suivante :

$$Z_a = \frac{\eta_{m_{sol}}\psi_{m_{sol}}V_0}{2\pi}\Big(1 - \frac{j}{k_{m_{sol}}L} - 2\frac{M'(1-\Delta_p, 2; -2jk_{m_{sol}}L)}{M(1-\Delta_p, 2; -2jk_{m_{sol}}L)}\Big) \tag{5.27}$$

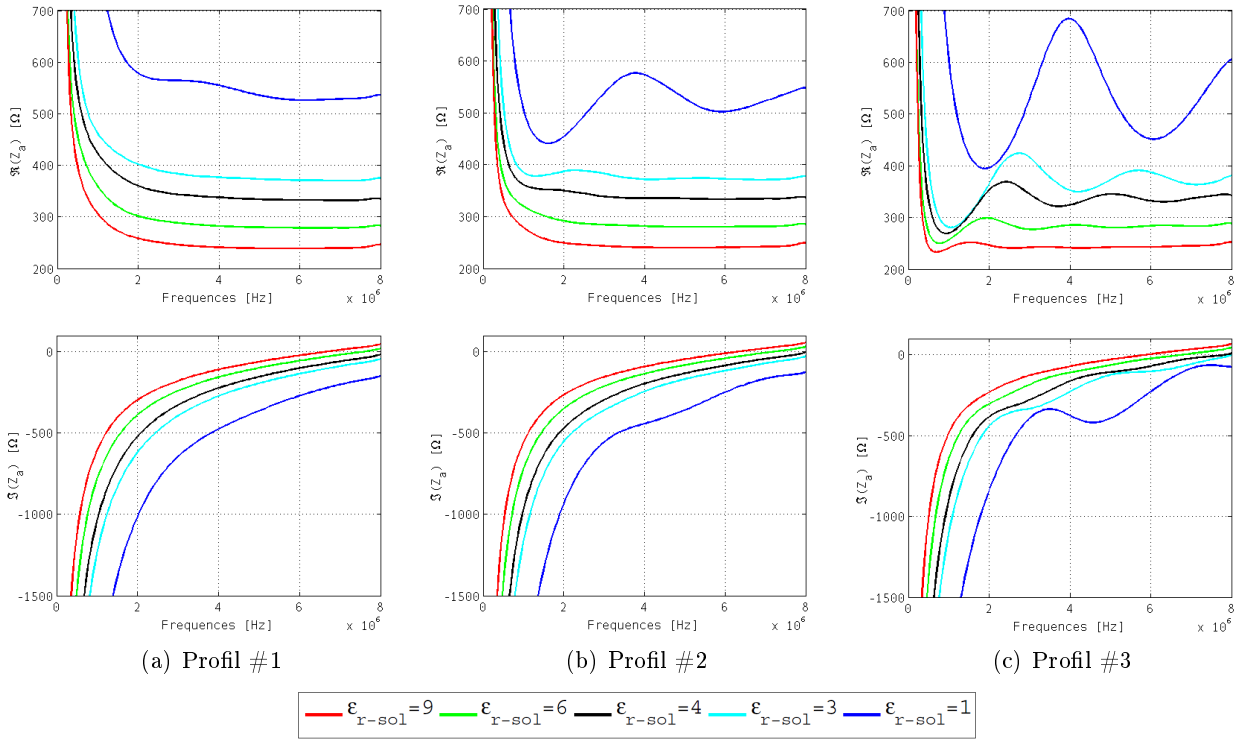
A noter que pour Δ_p=1, on retrouve bien l'expression établie par Wu-King [Wu and King, 1965].

Nous allons étudier la sensibilité de l'impédance de l'antenne à la nature électromagnétique du sol.

5.4.1 Etude numérique de l'influence de la permittivité du sous-sol sur l'impédance de l'antenne isolée

Les résultats des simulations numériques (cf Fig. 5.21) illustrent l'influence de la permittivité du sol $\varepsilon_{r_{sol}}$ sur les profils fréquentiels des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'antenne, pour les trois profils résistifs étudiés, lorsque la conductivité du sol est constante $\sigma = 10^{-5}$. On constate que les parties réelles et imaginaires de l'impédance mesurée ne sont pas constantes sur toute la gamme de fréquences de EISS ; la partie réelle décroît avec la permittivité alors que la partie imaginaire croît, ceci quel que soit le profil. Les variations obtenues sur la bande passante dépendent à la fois de la permittivité du

sol présent sous l'antenne $\varepsilon_{r_{sol}}$ et du profil résistif choisi a priori pour être optimal pour une valeur $\varepsilon_{r_{opt}}$. Cela rend l'adaptation de l'antenne sur l'étage électronique difficile, voire impossible.



(a) Profil #1 (b) Profil #2 (c) Profil #3

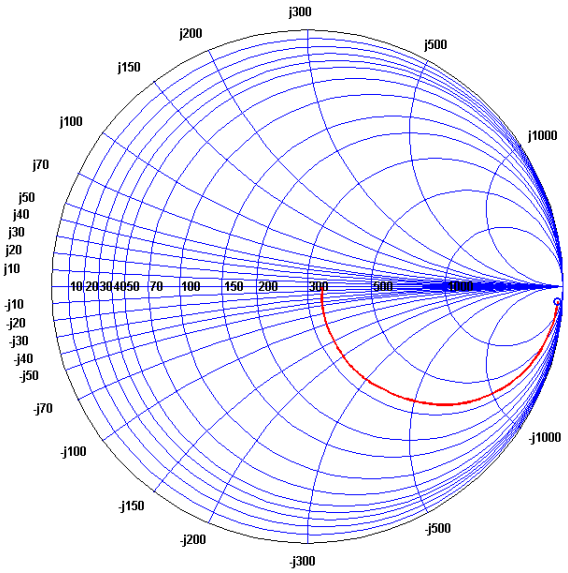
FIGURE 5.21 – Simulation de l'impédance effective d'un monopôle lorsqu'il est déployé sur une strate conductrice $\sigma = 10^{-5}$ avec une permittivité relative variable $\varepsilon_{r_{sol}}$ (μ_0) pour les 3 profils étudiés.

La meilleure adaptation d'impédance entre l'étage électronique du radar et l'antenne est obtenue lorsque l'impédance effective de l'antenne Z_a est la plus stable possible sur toute la bande passante. Les résultats de simulations présentés figures 5.21 montrent que l'impédance fait l'objet d'un changement radical entre 0,1 et 1-1,5MHz plus ou moins rapide en fonction du profil résistif. Néanmoins, au delà de 1,5-2MHz, la valeur de l'impédance ne varie plus guère (à l'exception d'oscillations qui apparaissent pour certaines configurations). Il apparaît que cette valeur dépend de la permittivité du sol uniquement et non de la conductivité dont l'effet sera étudié dans la section suivante. La valeur mesurée entre 1,5 et 8MHz est donc susceptible d'apporter des informations sur la permittivité du sous-sol. Après une étude de l'antenne de EISS posée sur un sol non-homogène (basé sur un modèle fractal 4.1.3.2), nous pouvons en déduire que l'inhomogénéité du sous-sol n'a pas une influence notable sur l'impédance de l'antenne.

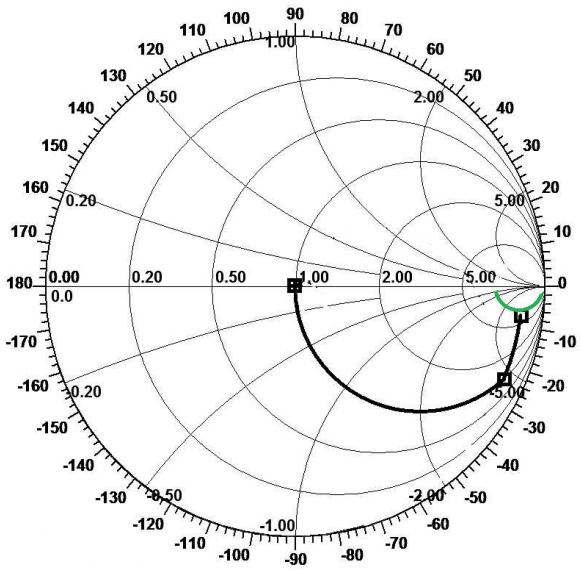
Gardant à l'esprit que les fréquences centrales de EISS sont 2 MHz et 4 MHz avec une bande passante d'environ 3 et 5 MHz selon la durée d'impulsion choisie, l'objectif est donc d'obtenir une impédance stable dans cette bande. Le profil #3 semble être le pire de ce point de vue avec des ondulations de la partie réelle de l'impédance comme l'illustre la figure 5.21(c) : le profil #3 sera donc rejeté. Le profil #1 fournit une impédance sans aucune oscillation quelle que soit la valeur $\varepsilon_{r_{sol}}$ de permittivité du sous-sol. Mais ce profil #1 conduit à une augmentation très brutale vers les basses fréquences, ce qui

est à ajouter au fait qu'il a été vu précédemment que l'intensité du courant décroissait plus rapidement qu'avec les autres profils le long de l'antenne. En conclusion, le profil #2 semble répondre le mieux à notre cahier des charges et sera sélectionné pour le modèle spatial.

Nous pouvons également représenter le profil fréquentiel de l'impédance propre à l'antenne directement sur l'abaque de Smith. Cette représentation permet, entre autres, de représenter la variation d'impédance de l'antenne en fonction de la fréquence et de dimensionner un circuit d'adaptation d'impédance, ... L'abaque de Smith est constitué d'un réseau de cercles ou d'arcs de cercle, les isocourbes pour lesquelles la partie réelle ou imaginaire de l'impédance garde une valeur. Pour notre monopôle, chaque point de l'abaque représente une valeur de l'impédance propre Z_a en précisantla valeur de sa partie réelle et de sa partie imaginaire. L'abaque est utilisable pour toute valeur de Z_0 (impédance caractéristique de la ligne de transmission) et les valeurs portées sur l'abaque correspondent soit aux valeurs absolues de Z_a soit aux valeurs de l'impédance réduite $z = Z_a/Z_0$ c'est-à-dire en prenant l'impédance caractéristique Z_0 comme unité (cf Fig. 5.22(b)). La figure 5.22(a) représente l'impédance de notre monopôle au niveau du générateur et exprimé directement avec les valeurs de Z_a.



(a) Echelle non normalisée avec la valeur de l'impédance de l'antenne Z_a



(b) Echelle normalisée avec la valeur de l'impédance réduite $z = Z_a/Z_0$ avec Z_O=50Ω

FIGURE 5.22 – Représentation sous forme d'abaque de Smith de la variation en fréquence de l'impédance de l'antenne optimisée avec le profil #2 posée sur un sol de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}}$=4 et de conductivité $\sigma = 10^{-5}$.

Classiquement, l'impédance de référence Z_0 est l'impédance de sortie du générateur HF soit très fréquemment 50Ω. Dans le cas de EISS, la puissance maximale de 5 Watts fournit par l'amplificateur HF est obtenue pour une charge de 50Ω. Néanmoins comme l'illustre la figure5.35, l'impédance propre d'un monopôle de EISS avec un câble coaxial en amont est d'environ 200Ω à 4MHz pour le profil résistif #2 et d'environ 300Ω sans câble coaxial (cf Fig. 5.21(b)).

Il nous a donc fallu rajouter un étage d'adaptation d'impédance permettant de passer de 50Ω à 200Ω : on s'attend donc à une bonne adaptation d'impédance. La figure 5.22(b) représente le principe de base pour dimensionner un circuit d'adaptation d'impédance pour une fréquence donnée (dans notre cas, mise en parallèle d'une capacité C_p=53pF et d'une inductance série de $32\mu H$ @ 2MHz).

Une campagne de terrain sur le sable de la forêt de Fontainebleau a permis de confirmer expérimentalement le comportement de l'impédance obtenu par modélisation (cf Fig 5.23). Pour cette campagne de mesures, la permittivité relative du sable en surface a été estimée à $\varepsilon_{r_{sol}} = 2,8$ par ajustement de résultats de simulations sur les données terrain du courant et de l'impédance de l'antenne. Cette méthode d'inversion sera abordée plus loin dans la section 5.5.

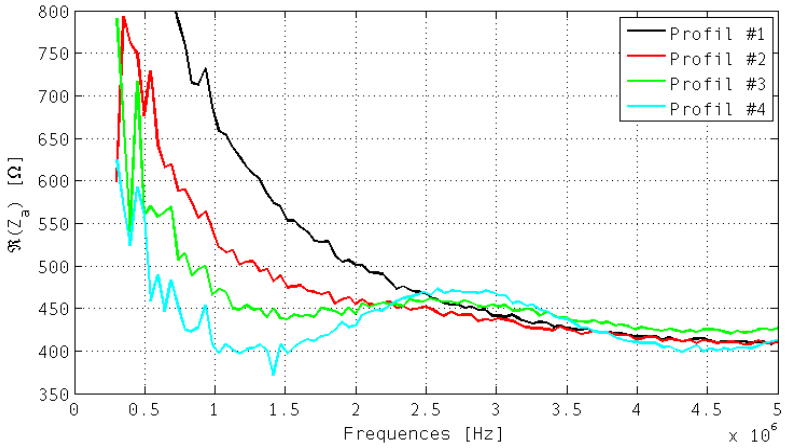
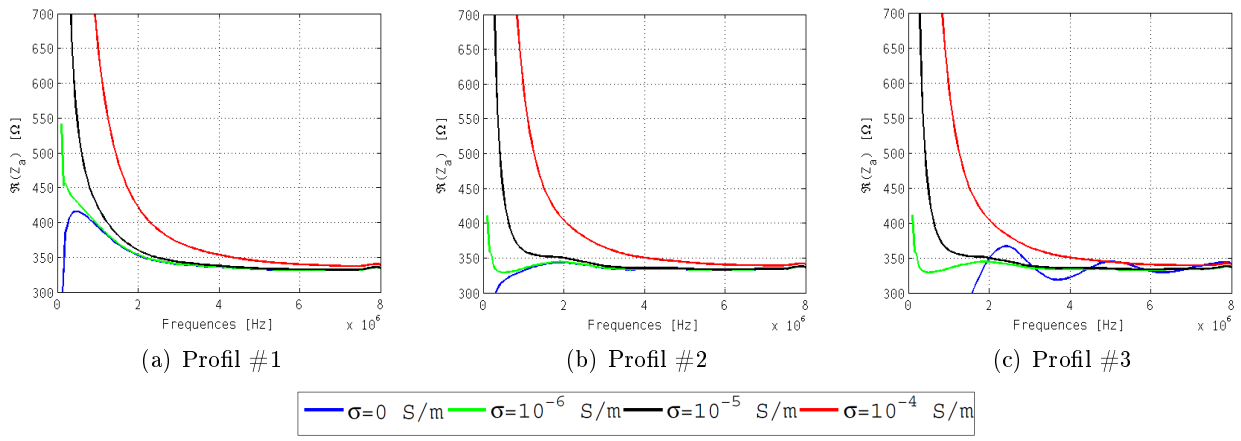


FIGURE 5.23 – Profil fréquentiel de l'impédance propre d'une antenne (mesuré sur un monopôle) reposant sur le sable de la forêt de Fontainebleau, pour les trois profils étudiés et un autre profil résistif (profil #4), qui est optimisé pour un sol de permittivité élevée $\varepsilon_{r_{opt}} = 11$. L'impédance devient instable lorsque le profil est optimisé pour une plus forte permittivité du sous-sol que celle présente sous l'antenne.

5.4.2 Étude numérique de l'influence de la conductivité du sous-sol sur l'antenne isolée

L'estimation de la conductivité de la couche supérieure à partir de la mesure de l'impédance est envisageable. En effet, les courbes 5.24 montrent que, contrairement à ce qui a été observé pour l'effet de la permittivité, la conductivité a un impact sur la valeur de l'impédance aux très basses fréquences (inférieures à 1,5MHz). Cependant, le fait que pour ces basses fréquences, l'impédance varie très brutalement en fonction de la fréquence rend l'estimation de la conductivité potentiellement très difficile. Nous constatons que pour un sol non conducteur $\sigma = 0$ (par exemple dans le cas d'un sol sec et/ou dans l'air), la variation de l'impédance dans les basses fréquences se comporte différemment avec une chute de sa valeur. Ce phénomène a été constaté expérimentalement dans le cas d'une antenne suspendue dans l'air (cf Fig. 5.41).

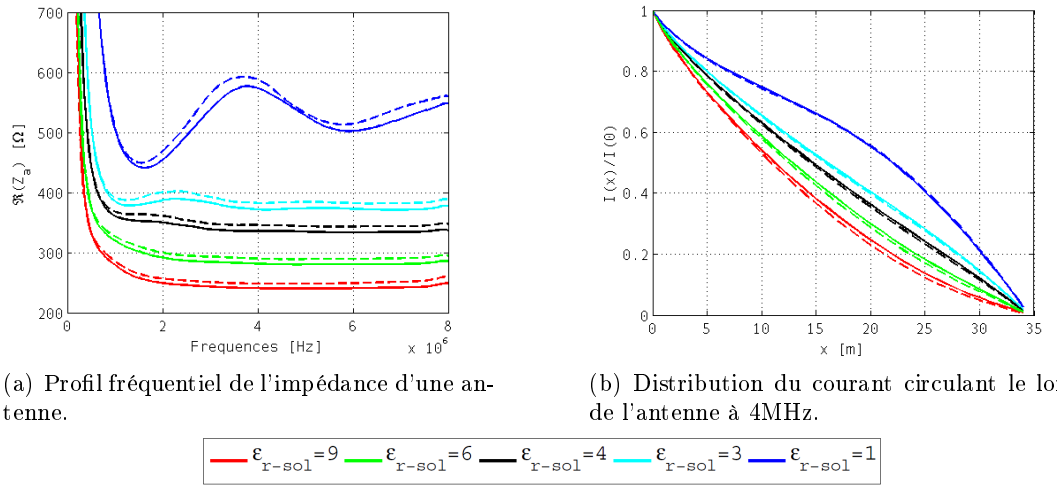


(a) Profil #1 (b) Profil #2 (c) Profil #3

FIGURE 5.24 – Profil fréquentiel de l'impédance propre d'une antenne reposant sur un sol de conductivité variable et de permittivité relative égale à 4 (μ_0) pour les trois profils résistifs étudiés.

5.4.3 Etude numérique de l'influence de la perméabilité magnétique du sous-sol sur l'antenne isolée

A ce stade, nous nous sommes uniquement préoccupés de l'influence des propriétés électriques du sous-sol et avons négligé les propriétés magnétiques. Néanmoins, les atterrisseurs Viking, plus tard Mars Pathfinder [Hargraves et al., 1977] [Hviid et al., 1997] ainsi que le rover Sojourner ont apporté la preuve de l'existence de matériaux magnétiques à la surface de Mars. La couleur rouge de la planète suggère également la présence d'oxydes de fer à sa surface [Heggy et al., 2001] [Leuschen et al., 2003]. Cette présence de fer aura tendance à faire varier la perméabilité magnétique du sous-sol. Il pourrait s'agir de maghémite, d'hématite ou autres matériaux nés de l'altération hydrothermale du basalte ou de l'oxydation du sol par le Soleil. Plusieurs auteurs se sont efforcés de prédire les propriétés magnétiques de certains d'entre eux (notamment la maghémite et l'hématite) dans la gamme de fréquences de EISS [Heggy et al., 2001] [Heggy et al., 2003] et/ou pour des températures martiennes [Olhoeft, 1998] [Stillman and Olhoeft, 2004] à partir d'analogues terrestres. Pour compléter l'étude de l'influence du sous-sol, nous avons donc simulé l'effet d'une perméabilité magnétique relative différente de 1. Une valeur égale à $\mu_{r_{sol}} = 1,5$ préconisée dans [Heggy et al., 2003] a été utilisée et les résultats comparés à ceux obtenus sur un sol similaire mais de permittivité relative égale à 1. Les figures 5.24 illustrent la faible influence d'un sol magnétique présent sous l'antenne, sur le profil fréquentiel de la partie réelle de l'impédance de l'antenne (la partie imaginaire étant inchangée) et sur le courant circulant le long de l'antenne électrique de EISS. En conséquence et en l'absence d'informations fiables sur la perméabilité du sous-sol martien [Ori and Ogliani, 1996] et pour faciliter l'étude nous avons fait l'hypothèse dans la suite de sols de perméabilité égale à celle du vide. Il faut cependant garder à l'esprit que le phénomène existe et en tenir compte éventuellement dans la création d'abaques de l'impédance qui seront utilisées pour estimer les propriétés du sous-sol.



(a) Profil fréquentiel de l'impédance d'une antenne.

(b) Distribution du courant circulant le long de l'antenne à 4MHz.

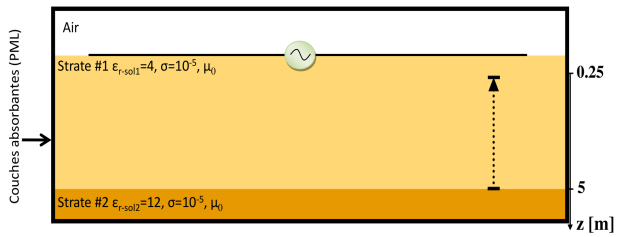
FIGURE 5.25 – Influence de la perméabilité magnétique du sous-sol. L'antenne repose sur un sol de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$ et de conductivité $\sigma = 10^{-5} S/m$ avec une perméabilité magnétique différente de celle du vide $\mu_r = 1,5 \neq \mu_0$ pour le profil #2 (profil résistif retenu pour la mission). La valeur de la perméabilité magnétique $\mu_r = 1,5$, pour un sol martien, est issue de l'article [Heggy et al., 2003]. Les courbes en trait plein correspondent à un milieu non magnétique et les courbes en pointillées à un milieu magnétique $\mu_r = 1,5$.

5.4.4 Représentativité des paramètres inversés

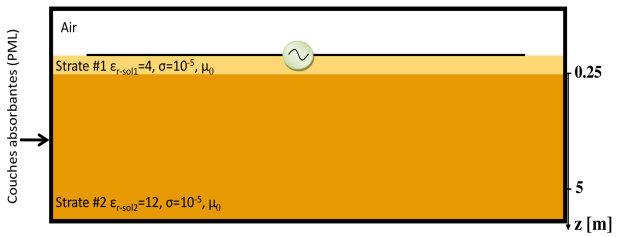
A ce stade, nous avons démontré que la permittivité et la conductivité (négligeons la perméabilité magnétique) ont un impact sur les paramètres électriques de l'antenne. Avant d'envisager une estimation de ces paramètres électriques, il est nécessaire d'estimer la profondeur dont les paramètres géoélectriques trouvés sont représentatifs. Autrement dit, de déterminer la distance jusqu'à laquelle le sol reste couplé électriquement à l'antenne et influe encore sur ses caractéristiques électriques.

Pour répondre à cette question pour la permittivité du milieu, nous avons modélisé un sous-sol stratifié possédant deux couches. La deuxième strate d'une épaisseur infinie est enterrée à une profondeur variable comme l'illustre la figure 5.26. Nous avons fait varier la profondeur d'enfouissement de cette strate : de profondeur infinie (sous-sol homogène infini servant de référence), d'abord, puis de 5m à 25cm (afin de conserver les 2 strates constituant le sous-sol) avec un pas de 25cm (contrainte dû au maillage spatial et au temps de calcul). Pour chaque profondeur d'enfouissement, le relevé des profils fréquentiels des parties réelle et imaginaire de l'impédance de l'antenne est réalisé.

La figure 5.27 montre l'écart relatif entre les valeurs d'impédance obtenues sur un sous-sol homogène, qui sert de référence, et celles obtenues en présence d'une strate enfouie à une profondeur variable comprise entre 0,25 et 5m. Pour les fréquences supérieures à 1,5 MHz, les résultats montrent qu'au delà de $\sim 1-2$m de profondeur, la seconde strate n'a quasiment plus d'influence sur l'impédance. Par contre, aux basses fréquences, la partie réelle montre un écart de plus 10% par rapport à la valeur de référence pour une profondeur de strate pouvant aller jusqu'à 4 mètres. Ce résultat montre que l'estimation de la conductivité qui doit se faire sur cette gamme de basses fréquences est sujette à caution dès que le milieu n'est pas homogène.

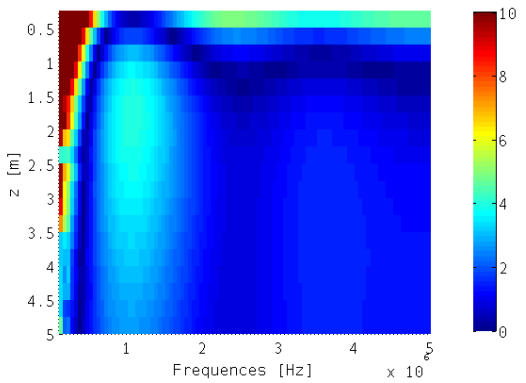


(a) Seconde strate enfouie à une profondeur de 5m. La flèche verticale illustre la variation de la profondeur d'enfouissement de la seconde strate considérée pour les simulations.

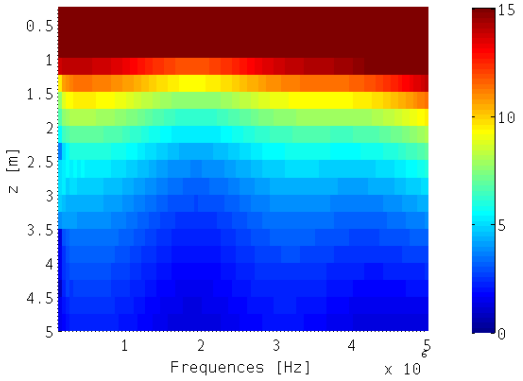


(b) Seconde strate enfouie à une profondeur de 25cm qui correspond à la profondeur minimale prise en compte.

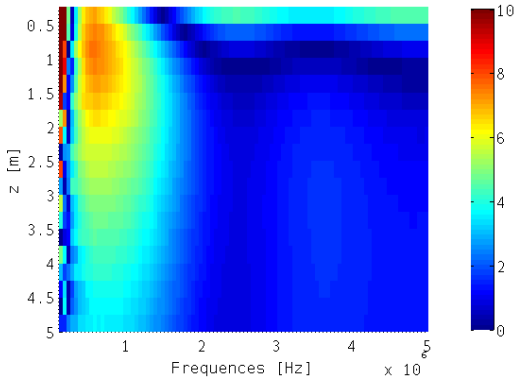
FIGURE 5.26 – Environnement simulé pour étudier la représentativité des paramètres estimés.



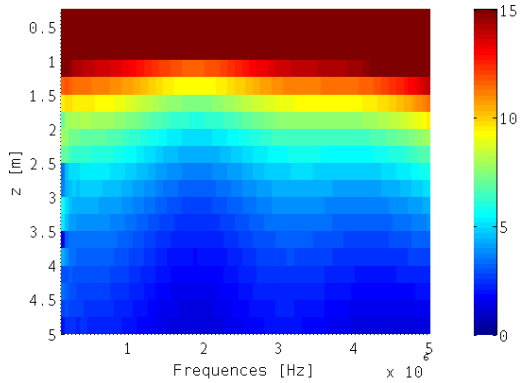
(a) $\Re(Z_a)$ pour une conductivité $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$



(b) $\Im(Z_a)$ pour une conductivité $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$



(c) $\Re(Z_a)$ pour une conductivité nulle



(d) $\Im(Z_a)$ pour une conductivité nulle

FIGURE 5.27 – Écart relatif entre les valeurs d'impédance obtenues en présence d'une strate homogène, de profondeur infinie et en présence d'une seconde strate enfouie à une profondeur finie variable (en ordonnées). Cet écart est représenté en valeur absolue et en % entre 100 kHz et 5 MHz.

La permittivité estimée au moyen de la méthode exposée par la suite (cf section 5.5) est donc caractéristique au mieux des deux premiers mètres du sous-sol. La figure 5.28 illustre la partie réelle de l'impédance de l'antenne obtenue en présence d'une strate enfouie à une profondeur variable $z = 0,25m - 0,5m - 1m - 2m$ de permittivités $\varepsilon_{r_{sol}1} = 4$, $\varepsilon_{r_{sol2}} = 12$, comparée avec les valeurs

obtenues pour un sol homogène de permittivité relative variable comprise entre 4 et 5 par pas de 0,1. Nous constatons que l'impédance mesurée lorsque la strate est enfouie à une profondeur $z = 1m$ est équivalente à un milieu homogène de permittivité relative égale à $\sim 4,7$ et respectivement égale à ~ 4 lorsque $z = 2m$, confirmant que l'estimation des caractéristiques électriques est au mieux représentatif des deux premiers mètres du sous-sol.

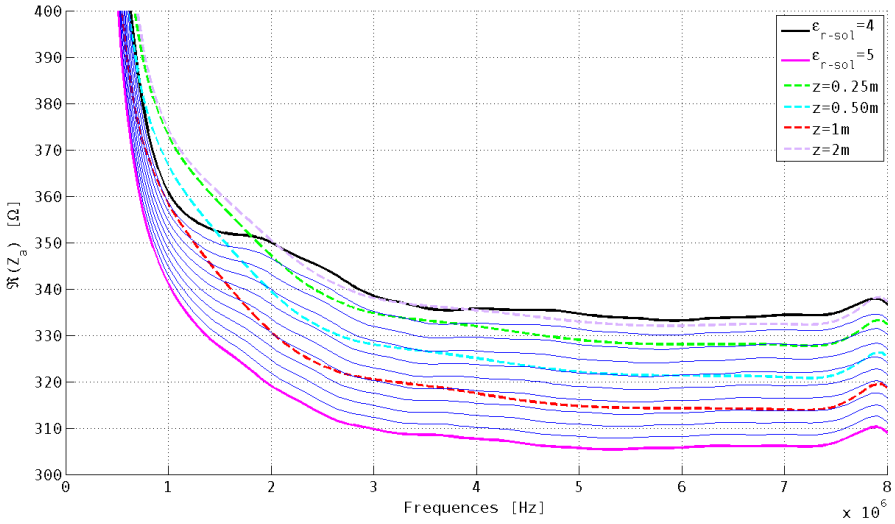


FIGURE 5.28 – Profil fréquentiel de la partie réelle de l'impédance propre de l'antenne obtenue en présence d'une strate enfouie à une profondeur variable $z = 0,25m - 0,5m - 1m - 2m$ (courbes en tirets), comparée avec les valeurs obtenues pour un sol homogène de permittivité relative variable comprise entre 4 et 5 par pas de 0,1 ($\sigma = 10^{-5}$)

5.5 Estimation des propriétés électriques du proche sous-sol présent sous l'antenne

Avoir accès aux caractéristiques électriques du sous-sol sans retour d'échantillons, ni analyse in situ est inhabituel dans les missions spatiales et suscite un grand intérêt. D'une part, ces grandeurs permettent de caractériser, voire identifier, les matériaux présents dans le sous-sol. D'autre part, la technique GPR s'appuie sur la connaissance de la permittivité des couches du sous-sol sondé pour convertir les retards de propagation mesurés sur les différents échos en distances. En outre, la connaissance de la conductivité de la couche supérieure permettra de mieux caractériser l'interface avec la couche située en dessous avec l'étude du rapport entre l'amplitude de l'onde directe et celle de l'onde de sol reçues en mode bistatique, avec un éloignement suffisant entre les stations pour une bonne dissociation de la contribution de chaque onde (traité dans la section 6.1.3). Cette partie est dédiée à l'estimation de ces caractéristiques qui peut être faite à partir des informations fournies par l'instrument EISS.

De façon générale, les figures 5.21 et 5.24 montrent que le dipôle se comporte comme une résistance $R_{Wu-King}$ variant peu en fonction de la fréquence dans la bande d'étude de EISS, en série avec une susceptance négative (capacitance $C_{Wu-King}$) :

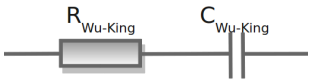


FIGURE 5.29 – Schéma équivalent de l'antenne de Wu-King en présence d'un sol.

Son impédance d'entrée peut s'écrire :

$$Z_a(\omega, \varepsilon_{r_{sol}}, \sigma) = R_{Wu-King}(\varepsilon_{r_{sol}}, \sigma) - j\frac{1}{C_{Wu-King}(\varepsilon_{r_{sol}}, \sigma)\omega} \tag{5.28}$$

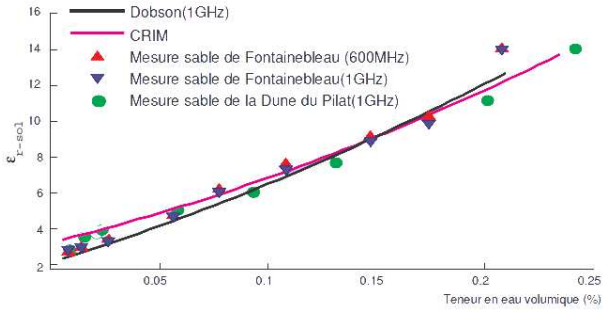
Les simulations précédentes ont permis de montrer l'influence sur le comportement d'une antenne de type Wu-King des paramètres électriques du sous-sol proche sur lequel elle repose. La sensibilité des caractéristiques d'antenne à ces paramètres semble assez importante pour autoriser l'estimation de la permittivité et dans une mesure moindre de la conductivité. Les figures 5.21 et 5.24 peuvent servir d'abaques pour obtenir ces caractéristiques électriques du sous-sol en supposant que le sol est homogène sur une épaisseur de quelques mètres *in-situ*. Cette méthode a été testée et validée au cours d'essais menés sur le sable de la forêt de Fontainebleau avec le profil #2 ainsi qu'en Egypte, dans l'Antarctique [Le Gall et al., 2006] avec des antennes de profil #1.

5.5.1 Mesures en laboratoire des propriétés électromagnétiques d'échantillons de sol

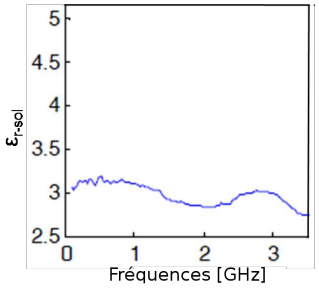
Des mesures des propriétés électriques des échantillons ont été réalisées avec l'instrument EpsiMu par une équipe de l'Institut Fresnel [Sabouroux and Bosci, 2005]. Cet instrument fonctionne dans la gamme de fréquences de 100MHz à 3GHz pour des échantillons sous forme de grains, et fournit la permittivité et la perméabilité magnétique à partir de la mesure des paramètres de la matrice S. Les paramètres sont mesurés avec un analyseur de réseau vectoriel via une cellule coaxiale qui contient l'échantillon à caractériser et un logiciel dédié permet d'estimer les grandeurs géoélectriques du matériau analysé. Le protocole de mesure est basé sur un processus couplé de de-embedding (2 ports Agilent avec une cellule de mesure contenant l'échantillon) associé au formalisme de Nicolson-Ross-Weir appelée plus communément procédure NRW [Nicolson and Ross, 1970]. Le de-embedding est un processus mathématique qui permet de s'affranchir des effets non désirés de certaines parties de la cellule sur le résultat global de la mesure en enlevant leurs contributions. Un processus de modélisation de la cellule est nécessaire, l'étape d'étalonnage est réalisée une seule fois pour chacune des cellules susceptibles d'être utilisées et le processus expérimental se réduit ainsi à une seule étape de mesure permettant d'obtenir directement les grandeurs recherchées.

Des échantillons du sable de la forêt de Fontainebleau prélevés lors de campagne de mesures précédentes sur le même site ont été analysés en laboratoire. Les résultats obtenus sur échantillon fournissent des valeurs qu'il conviendra de comparer avec l'estimation des mêmes paramètres à partir des mesures

effectuées avec EISS. Il est important de noter que les échantillons n'ont pas été analysés lors de la même campagne de mesure, cependant les mesures radar ont été effectuées sur du sable sec. Or, pour une teneur en eau faible, à la fréquence la plus faible de la bande passante de l'instrument EpsiMu à savoir 100MHz, la permittivité relative mesurée est $\varepsilon_{r_{sol}} \sim 3$ (cf Fig. 5.30(b)) et la conductivité effective est comprise entre $10^{-5} - 10^{-4} S.m^{-1}$ en fonction des échantillons et de leur teneur en eau (cf Fig. 5.30(a)). L'instrument EpsiMu ne permet pas de faire des mesures dans la gamme de fréquence de EISS, mais les variations mesurées entre 0.1 et 3 GHz. Néanmoins nous avons constaté que la permittivité mesurée pour un sol sec est quasi indépendant de la fréquence (cf Fig. 5.30(b)) [Mukherjee et al., 2010].



(a) Evolution de la constante diélectrique (permittivité relative) en fonction de la teneur en eau de l'échantillon et validation de la mesure obtenue avec les modèles CRIM et Dobson [Dobson et al., 2007].



(b) Permittivité relative moyenne d'échantillons de sable sec.

FIGURE 5.30 – Mesures en laboratoire de la permittivité relative d'échantillon de sable avec l'instrument EpsiMu. (source : [Ba et al., 2010])

La formule de CRIM permet de calculer la permittivité d'un sol, elle est basée sur un modèle volumétrique dans lequel le matériau est considéré comme un milieu essentiellement constitué d'un grain solide de nature unique, de vide et d'eau. Dans le domaine de fréquence étudié, elle s'applique bien pour les sables [Mironov et al., 2004] [Bano and Girard, 2001]. Elle est valable pour des milieux à faibles salinités ($< 12\%$) et à pertes faibles ($\varepsilon''_{r_{sol}}/\varepsilon'_{r_{sol}} \leq 1$) [Fauchard et al., 2009]. Dobson est aussi décrit un modèle empirique de la teneur en eau pour des fréquences supérieures à 1GHz [Dobson et al., 1985].

Dans cette partie, nous présentons les estimations obtenues à partir de la confrontation de sorties de modèles numériques à des données terrain de EISS. Plus récemment, des mesures de courant le long de l'antenne et d'impédance ont été effectuées sur l'étendue de sable de la forêt de Fontainebleau (cf Fig. 4.17).

5.5.2 Estimation via la distribution de courant le long de l'antenne

Le courant a été relevé tout les 1 mètre, le long de l'antenne de 35m du radar au moyen d'un tore de courant (Bergoz CT-C1.0). Les mesures ont été effectuées en régime harmonique à la fréquence de 2MHz afin d'éliminer tout problème éventuel lié au régime transitoire. La précision nominale du tore de courant est de $0,5\%$ dans la bande de fréquences 200Hz-500MHz.

La figure 5.31 illustre la décroissance de l'amplitude du courant mesurée le long de l'antenne pour les profils #1 (optimisé pour l'air) et le profil #2 (optimisé pour un sol de permittivité égale à 4), lorsque celle-ci est posée directement sur le sable de la forêt de Fontainebleau. Le courant a été normalisé par le courant au point d'injection. L'ajustement obtenu par des sorties du modèle numérique est satisfaisant et permet de proposer une estimation des propriétés électriques de la couche supérieure. Les courbes correspondant au jeu de paramètres qui conduit au meilleur ajustement des données expérimentales sont représentées sur la figure 5.31 en trait continu.

Cette méthode nous a permis d'estimer les valeurs suivantes : $\varepsilon_{r_{estimee}} = 2,8$ et $\sigma_{estimee} \sim 5.10^{-5} S/m$. Il y a un bon accord entre les valeurs ainsi obtenues sur site et les valeurs mesurées en laboratoire sur des échantillons de sable sec. Cette méthode fournit de bons résultats mais son implémentation dans le cadre d'une mission spatiale est impossible.

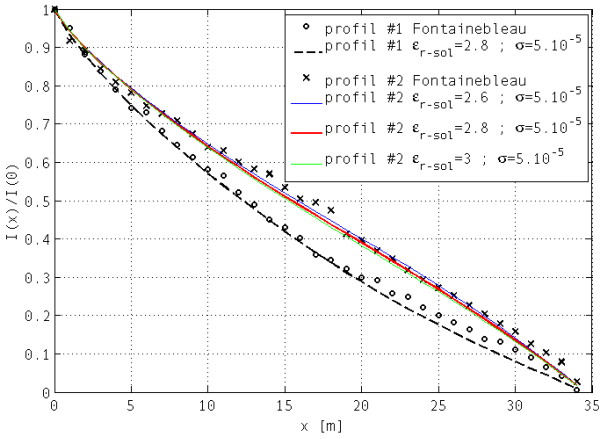


FIGURE 5.31 – Comparaison entre les mesures du courant (normalisées par le courant au point d'injection) relevées le long de l'antenne lors de la campagne de mesure sur le sable de la forêt de Fontainebleau et le modèle numérique, pour le profil résistif #1 et #2. Les paramètres électriques correspondant au meilleur ajustement du modèle sont $\varepsilon_{r_{estimee}} = 2,8$ et $\sigma_{estimee} \sim 5.10^{-5} S.m^{-1}$.

5.5.3 Estimation via l'impédance mesurée de l'antenne

Les mesures d'impédances d'antenne présentées dans ce manuscrit ont été relevées à l'aide d'un analyseur de réseau HP8753C. Selon les spécifications de cet instrument, l'erreur sur la mesure est très faible, inférieure à $0,1\%$. Au moment des mesures, la fonction de transfert de la chaîne électrique des mesures de courant/tension n'était pas bien caractérisée. A présent qu'elle l'est, nous sommes capables d'estimer l'incertitude sur cette même mesure lorsqu'elle est effectuée à l'aide du mode "mesure d'impédance du radar" du radar EISS :

$$\frac{\Delta Re(Z_a)}{Re(Z_a)} = 2\% \text{ et } \frac{\Delta Im(Z_a)}{Im(Z_a)} = 6\% \tag{5.29}$$

L'erreur sur la partie imaginaire de l'impédance est plus élevée que l'erreur sur sa partie réelle ; le déphasage φ entre U et I est faible et une petite erreur sur son estimation se traduit par une variation

plus forte de son sinus ($Im(Z_a) = |Z_a| \sin\varphi$) que de son cosinus ($Re(Z_a) = |Z_a| \cos\varphi$).

Par ailleurs, le modèle numérique nous a permis d'apprécier la sensibilité de ces deux grandeurs aux paramètres géoélectriques. On en déduit ainsi les incertitudes sur $\varepsilon_{r_{sol}}$ et σ dans les gammes de valeurs $\epsilon_r \in [3-9]$ et $\sigma \in [10^{-7} - 3 \times 10^{-4}]$:

$$|\Delta\varepsilon_{r_{sol}}| = 0,21 \text{ et } |\Delta\sigma| = 2.10^{-5}[S.m^{-1}] \tag{5.30}$$

La figure 5.32 montre l'impédance d'antenne mesurée avec le profil #2 sur le sable sec de la forêt de Fontainebleau entre 0,3 et 5 MHz) et le meilleur ajustement obtenu à partir de la modélisation numérique pour les valeurs $\varepsilon_{r_{estimee}} = 2,8$ et $\sigma_{estimee} \sim 5.10^{-5} S.m^{-1}$. L'estimation de la permittivité est en accord avec les mesures effectuées en laboratoire et celle obtenu par la méthode précédente qui exploite la décroissance du courant le long de l'antenne. Quant à la valeur de conductivité, la valeur estimée est faible et n'est pas vraiment significative étant donnée la très mauvaise précision sur ce paramètre.

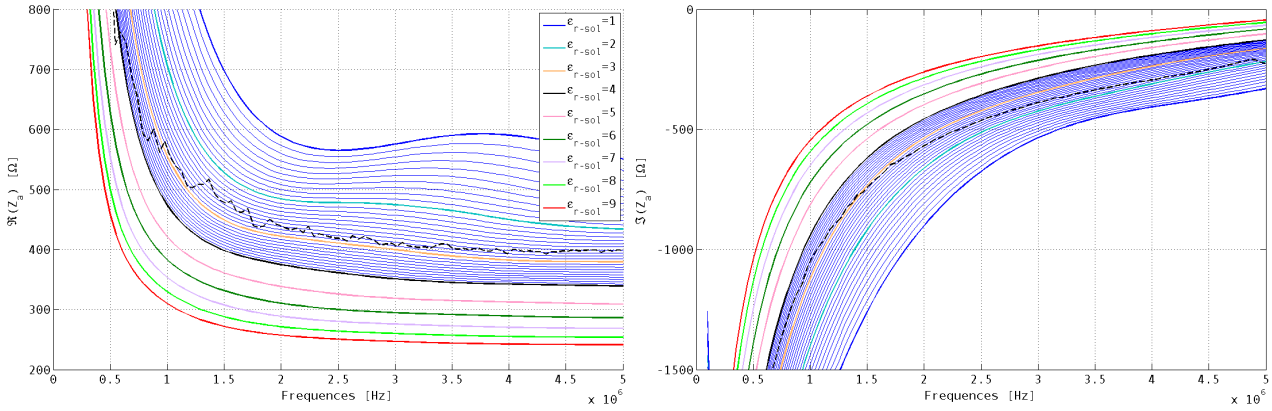


FIGURE 5.32 – Comparaison entre les mesures de l'impédance effective de l'antenne Z_a relevées lors de la campagne de mesure sur le sable de la forêt de Fontainebleau (courbe en tirets) et le modèle numérique, pour le profil résistif #2. Les paramètres électriques correspondant au meilleur ajustement du modèle sont $\varepsilon_{r_{estimee}} = 2,8$ et $\sigma_{estimee} \sim 5.10^{-5} S.m^{-1}$. Des simulations numériques ont été réalisées avec une variation de la permittivité relative de 0,1 entre $1 < \varepsilon_{r_{sol}} < 4$ pour un meilleur ajustement.

En conclusion, l'estimation des propriétés électriques de la couche superficielle du sous-sol peut être faite à partir d'un ensemble de courbes obtenues par simulations numériques sur des milieux variables et homogènes. La permittivité est estimée par un ajustement aux moindres carrés sur l'impédance pour les fréquences élevées de EISS (>1,5MHz). L'estimation des faibles permittivités est plus précise puisque la variation de l'impédance n'est pas linéaire pour une fréquence donnée. A 4MHz, la partie réelle de l'impédance varie de $\sim 15\Omega$ pour une variation de la permittivité relative de 0,1 entre $\varepsilon_{r_{sol}} = 1,5$ à $1,6$ mais seulement de 4Ω entre $\varepsilon_{r_{sol}} = 3,5$ à $3,6$. La conductivité peut être ensuite déduite à partir d'un ajustement des mesures dans les basses fréquences en tenant compte de la valeur estimée précédemment de la permittivité. L'estimation de la conductivité est très peu précise et n'est pas significative pour les faibles valeurs.

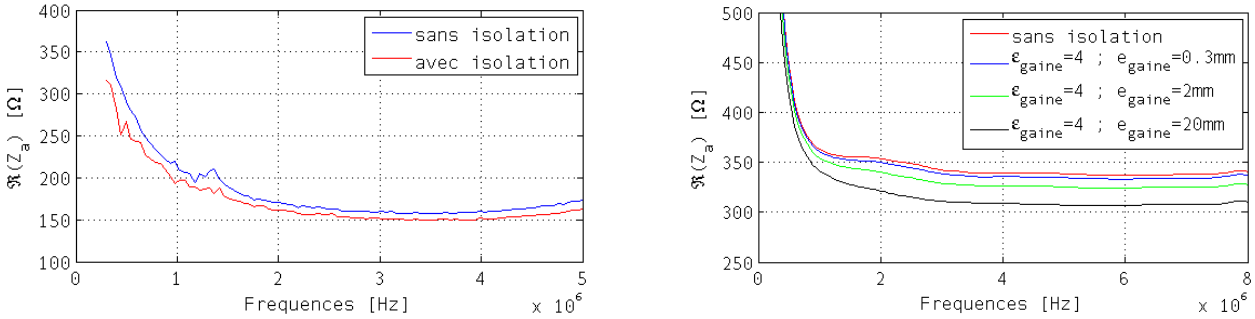
5.6 Études complémentaires

Dans cette section, nous nous proposons d'étudier différents paramètres pouvant influencer le comportement fréquentiel de l'antenne de EISS. Précédemment, nous avons constaté l'influence des propriétés électriques du sous-sol proche sur les caractéristiques électriques de l'antenne (courant, impédance, rayonnement de l'antenne) mettant ainsi en évidence le fait que l'estimation de la permittivité et de la conductivité du sous-sol est possible. Par la suite, nous allons étudier l'influence d'autres paramètres susceptibles de dégrader les performances de l'antenne comme l'isolation électrique des antennes, l'ajout d'un câble coaxial en amont de l'antenne, le rayon du fil la constituant, le nombre de résistances du profil résistif, l'impact du Lander sous l'antenne et le possible mauvais déploiement de l'antenne.

5.6.1 Étude de l'isolation électrique des antennes modélisées

L'implémentation de fil isolé a été ajoutée au code TEMSI-FD courant 2009. Le fil isolé est défini par le rayon du conducteur, l'épaisseur de la gaine e_{gaine}, la permittivité relative ε_{gaine} et la conductivité σ_{gaine} de la gaine.

La figure 5.33(a) obtenue à partir des mesures expérimentales illustre le fait que le processus d'isolation du prototype avec du parylène n'affecte pas le profil résistif (couche d'aluminium) puisque l'impédance, vue par le générateur pour le même environnement (sous-sol d'un bâtiment), reste identique avant et après isolation de l'antenne ruban. Nous pouvons tout de même constater une légère diminution de $\Re(Z_a)$ de quelques Ω après isolation au parylène. Les résultats de simulations numériques (cf Fig. 5.33(b)) confirment cette diminution de $\Re(Z_a)$ avec l'augmentation de l'épaisseur de l'isolation électrique.



(a) Mesures en laboratoire (dans le sous-sol d'un bâtiment) de la partie réelle de l'impédance $\Re(Z_a)$ du prototype (avec un profil optimisé pour l'air) posé sur le sol.

(b) Impact de l'épaisseur de la gaine isolante e_{gaine} sur l'impédance de l'antenne, posée un sol $\varepsilon_r = 4$ $\sigma = 10^{-5} S/m$, avec un profil résistif optimisé pour ce milieu. Les propriétés électriques de la gaine sont assimilables à du parylène $\varepsilon_{gaine} = 4$, $\sigma_{gaine} = 0$. (simulations FDTD)

FIGURE 5.33 – Influence de l'isolation électrique de l'antenne sur la partie réelle de son impédance.

5.6.2 Influence de l'ajout d'un câble coaxial en amont de l'antenne

Dans le contexte de la mission ExoMars, l'agence spatiale Européenne (ESA) avait prévu d'implanter les deux systèmes de déploiement des antennes électriques (2 monopôles) au centre du Lander (cf Fig 6.13). Ces contraintes d'intégration induisent un éloignement de la partie électronique du radar et des antennes, obligeant à l'utilisation d'un câble coaxial. Il a fallu étudier l'influence de l'ajout d'un tel câble de longueur L_{coax} en amont de chaque monopôle afin de quantifier son impact.

Pour ce faire, nous avons mesuré la matrice S d'un câble coaxial (d'impédance caractéristique 50Ω) de longueur $L_{coax} = 1m$ (avec son blindage à la masse du l'analyseur vectoriel) dans le but d'effectuer la mise en cascade avec la matrice S de l'antenne posée sur le sol. La figure 5.34 illustre le paramètre $S21$ de la matrice S du câble coaxial (matrice symétrique), symbolisant le coefficient de transmission entrée-sortie (avec la sortie adaptée sur 50 Ω) en fonction de la fréquence. Nous constatons que le $|S21| \sim 1$ sur toute la gamme de fréquence de EISS traduit une transmission parfaite entre le générateur ($Z_{sortie} = 50\Omega$) et la sortie du coaxial. Néanmoins, nous constatons que l'ajout du câble introduit un déphasage non constant en fréquence, qu'il faudra prendre en compte pour corriger les mesures du déphasage entre le courant et la tension en début d'antenne afin de déterminer la 'vraie' valeur de la partie imaginaire de l'impédance de l'antenne, si l'utilisation d'un câble coaxial reste d'actualité.

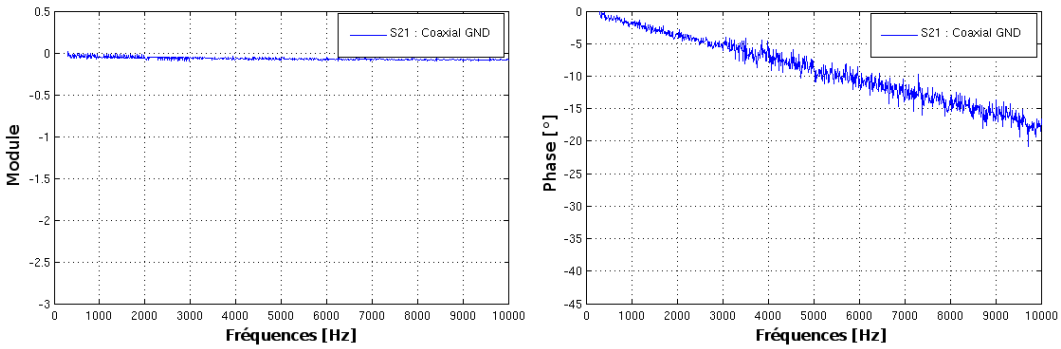


FIGURE 5.34 – Paramètre S21 d'un câble coaxial de longueur 1m. Ce paramètre correspond au coefficient de transmission direct (entrée-sortie) lorsque la sortie est adaptée sur 50 Ω en fonction de la fréquence.

Une fois la méthode de mise en cascade des 2 matrices S validée par des mesures en laboratoire, nous avons généralisé la méthode avec le logiciel Ansoft Designer en insérant un câble coaxial de longueur variable L_{coax} en amont de l'antenne caractérisée par sa matrice S (paramètre $S21$) obtenue par une simulation numérique lorsque l'antenne (sans coaxial en amont) est posée sur un sol de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$ et de conductivité $\sigma = 10^{-5}$. Cette étude a pour but de mesurer l'impact de l'ajout d'un câble coaxial sur l'impédance de l'antenne (cf Fig. 5.35). Nous constatons que l'impédance vue par le générateur de l'ensemble antenne-câble diminue, lorsque L_{coax} augmente. Ces résultats correspondent exactement à ce que prévoit la théorie des lignes soit un déphasage $\varphi = 18^\circ$ à 10MHz pour un câble de 1m de long : $\varphi = \omega/v_p \approx 18^\circ$ avec la vitesse de propagation dans un coaxial polyéthylène $v_p = 66\%.c$ ($\varepsilon_{r_{coax}} = 2.2$).

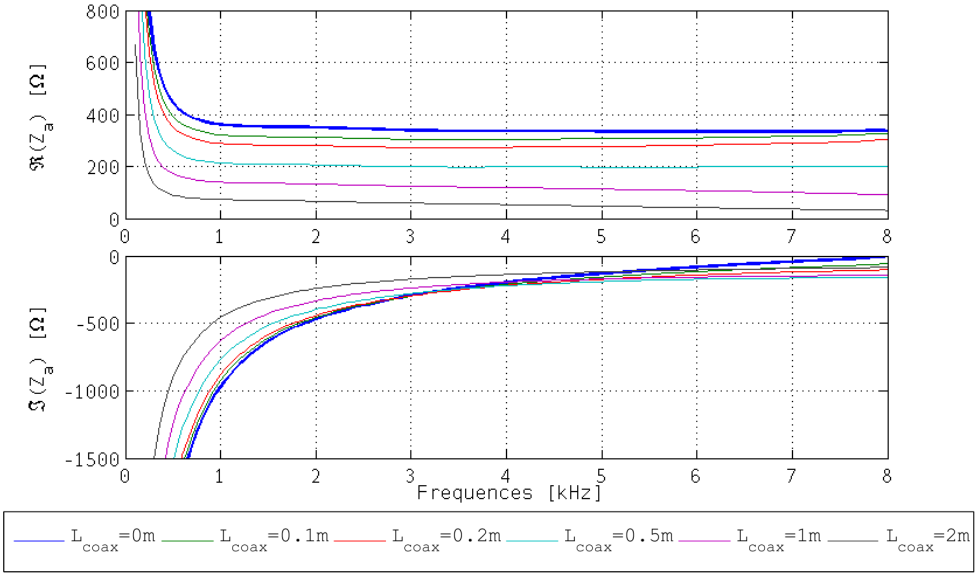


FIGURE 5.35 – Profil fréquentiel de l'impédance de l'antenne avec l'ajout en amont d'un câble coaxial de longueur L_{coax} variable lorsque celle-ci est posée sur un sol de permittivité relative égale à 4, de conductivité $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$. Ces résultats ont été obtenus grâce à une modélisation numérique FDTD de l'antenne sans coaxial et avec le logiciel Ansoft Designer pour l'insertion du câble.

La diminution de l'impédance avec la longueur du câble utilisé dégrade la dynamique de variation de l'impédance en fonction des paramètres électriques du sous-sol proche. Pour visualiser ce phénomène, nous avons mesuré l'impédance avec et sans câble lorsque l'antenne est posée successivement sur le goudron ou sur le gazon (cf Fig. 5.36). Sans câble coaxial $L_{coax} = 0m$, nous arrivons à dissocier la contribution du goudron et celle du gazon contrairement à ce qui est observé en présence d'un câble $L_{coax} = 1m$. L'inversion des paramètres des propriétés électriques du sol devient impossible avec l'ajout d'un câble coaxial en amont de l'antenne, ce qui est confirmé par les résultats de simulations numériques présentés figure 5.37.

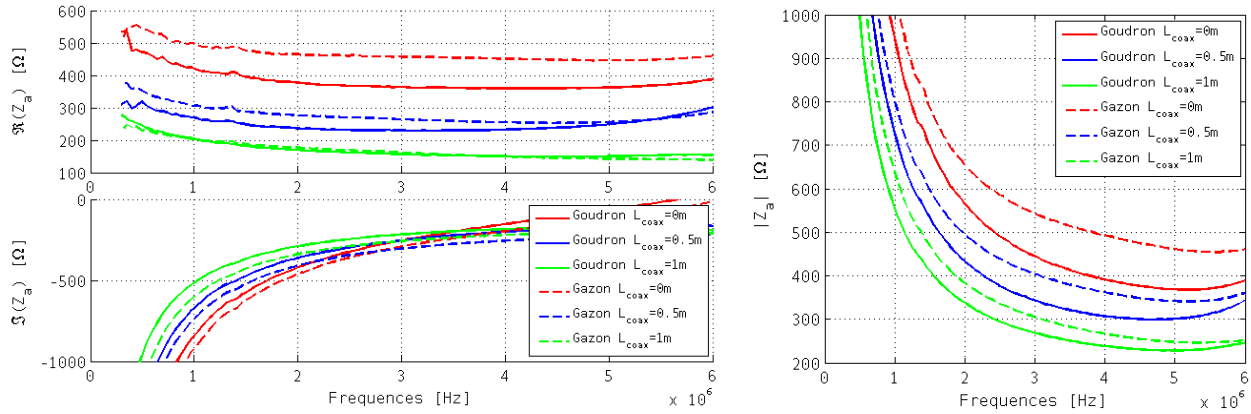


FIGURE 5.36 – Impédance de l'antenne (profil #2) avec et sans câble lorsque celle-ci est posée successivement sur le goudron ou sur le gazon.

Pour un sol de permittivité relative comprise entre 3 et 6 (pour le profil résistif #2), nous avons une plage de variation de $95,4\Omega$ à 2MHz ($90,3\Omega$ à 4MHz) sans câble coaxial (cf Fig. 5.21) , et seulement de $7,9\Omega$ à 2MHz (17Ω à 4MHz) avec un coaxial de 1m (cf Fig. 5.37), d'où l'impossibilité de conserver un tel câble coaxial sans abandonner l'objectif de caractérisation de la couche superficielle du sous-sol.

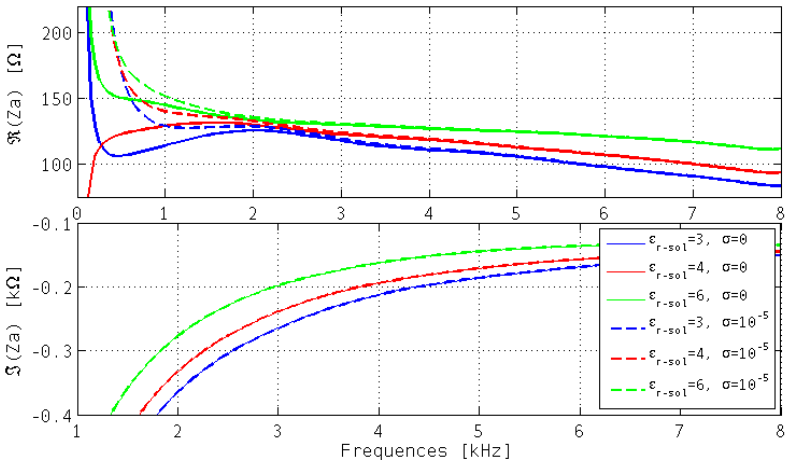


FIGURE 5.37 – Impédance de l'antenne (profil #2) avec un câble coaxial de 1m en amont lorsque celle-ci est posée successivement sur un sol de permittivité relative comprise en $\varepsilon_{r_{sol}} = 3-6$ pour deux valeurs de conductivité.

Pour conclure sur cette étude qui s'est révélée primordiale pour le fonctionnement du mode "mesure d'impédance" de EISS, l'insertion d'un coaxial en amont de l'antenne dégrade inévitablement la qualité de l'inversion des paramètres électriques du sous-sol proche (lorsque $L_{coax} < 0,5m$)et la rend impossible dès que ($L_{coax} > 0,5m$).

5.6.3 Influence du rayon du fil

Le calcul de profil résistif de Wu-King (cf Eq. 5.11 fait intervenir, entre autre, le rayon du fil r_{fil} et le pas spatial ΔR entre les résistances discrétisées le long de l'antenne filaire (soit le nombre de résistances). Cette partie est dédiée à l'étude de l'impact de ces deux paramètres.

Nous nous proposons de commencer par l'impact du rayon du fil sur l'impédance de l'antenne sur la bande de fréquences de EISS. Cette étude est préliminaire et atypique. Nous n'allons pas recalculer le profil résistif pour chaque rayon de fil mais nous allons garder le profil résistif n°2, celui optimisé pour $r_{fil} = 0,5mm$ et pour un sol de permittivité relative $\varepsilon_r = 4$, avec lequel nous allons simuler le comportement de différentes antennes construites à l'aide de fil électrique de rayon variable. Nous avons volontairement exagéré le rayon du fil puisque cette étude a pour but de comprendre les valeurs obtenues de l'impédance de l'antenne ruban (2 fois plus faible qu'une antenne filaire pour le même profil) et essayer de déterminer un rayon équivalent du prototype afin de calculer le profil résistif adéquat.

Notre environnement de simulation est un sol de permittivité relative $\varepsilon_r = 4$ et $\sigma = 10^{-5}$ (couche superficielle assimilable à Mars) pour différents rayons. Les résultats présentés figure 5.38 montrent

que la partie réelle de l'impédance $\Re(Z_a)$ de l'antenne diminue lorsque le rayon de fil augmente ce qui se justifie avec les relations 5.13 et 5.27. La capacité (correspondant à la $\Im(Z_a)$) reste quasiment identique quelque soit le rayon du fil (proportionnellement à sa valeur initiale).

Cette étude est préliminaire et ne permet pas à ce jour de décrire le comportement de l'impédance de l'antenne ruban. Les simulations (cf Fig. 5.38) et les différentes expériences sur le sable de la forêt de Fontainebleau, qui révèlent que l'impédance de l'antenne ruban est 2 fois plus faible de celle de l'antenne filaire pour le même profil résistif, nous incitent à penser que le rayon équivalent d'un ruban de largeur 10mm est voisin de 40mm, soit une valeur qui n'a physiquement pas de lien avec les dimensions du ruban. L'étude de la modélisation de l'antenne ruban reste en cours.

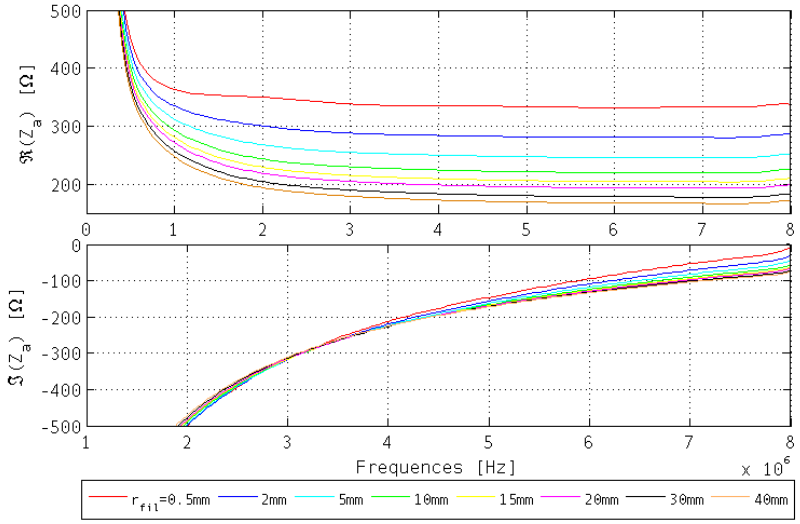


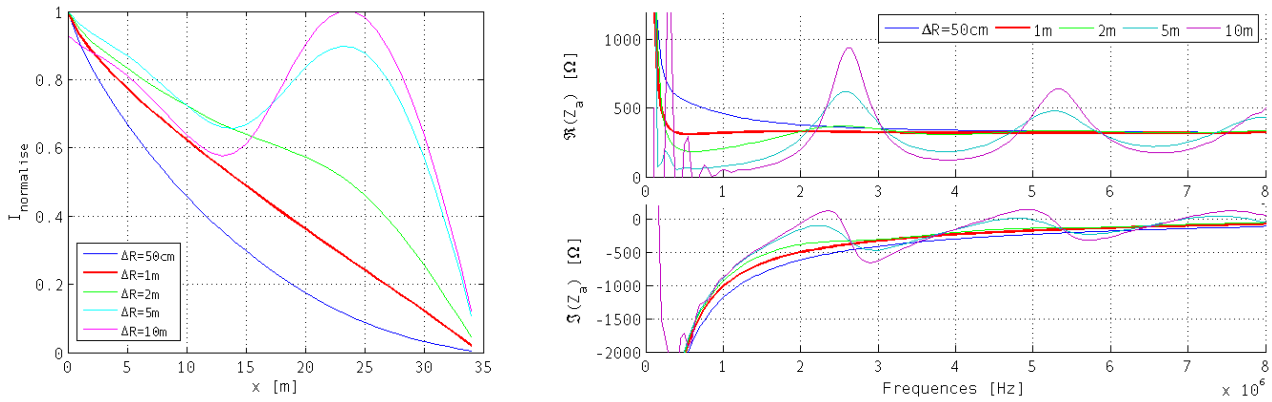
FIGURE 5.38 – Influence du rayon du fil constituant l'antenne sur son impédance. Le profil résistif est optimisé pour un sol de permittivité relative égale à 4 et pour une antenne filaire de rayon 0,5mm. Dans ces simulations, les différentes antennes sont posées sur le sol de permittivité relative $\varepsilon_r = 4$ et de conductivité nulle $\sigma = 0$.

5.6.4 Influence du nombre de résistances

Comme nous l'avons dit précédemment, Le profil de Wu-King est calculé pour une variation continue de la valeur de la résistance le long de l'antenne. En pratique, les antennes filaires sont réalisées de façon discrète à partir de n tronçons de fils et de résistances intercalées entre ces segments. Il est intéressant de connaître le nombre minimum de résistances à insérer pour approcher de façon acceptable le comportement qui serait obtenu par une variation continue de la valeur de résistance. Pour ce qui est des antennes rubans, la complexité de réalisation nous contraint également à limiter autant que faire se peut le nombre de valeurs discrètes de résistances. Il est essentiel de vérifier que ces antennes discrètes assurent un comportement stable des caractéristiques électriques (impédance, courant, ...) sur toute la bande de fréquence.

Pour rappel, nous souhaitons réaliser une antenne capable de fonctionner dans la gamme de fréquence 300kHz-8MHz. Le calcul du profil résistif appliqué à chaque monopôle de 35m de long

est réalisé à partir de théorie proposé par Wu-King [Wu and King, 1965]. Afin d'étudier l'influence du nombre de résistances, nous allons modéliser cinq antennes comportant un nombre différent de résistances par monopôle. Les antennes comportent sur chaque monopôle de 35m une résistance tout les ΔR. Les valeurs de $\Delta R = 50cm = 1m = 2m = 5m = 10m$ correspondent respectivement à monopôle constitué de 69, 34, 17, 6, et 3 résistances. Chaque profil résistif est recalculé pour être optimal pour un sol de permittivité relative $\varepsilon = 4$.



(a) Répartition du courant le long d'un monopôle en fonction du nombre de résistances.

(b) Impédance propre d'un monopôle sur la bande de fréquence de EISS, en fonction du nombre de résistances le constituant.

FIGURE 5.39 – Influence du nombre de résistances (densité linéique) constituant le monopôle. Dans ces simulations, les différentes antennes sont posées sur le sol de permittivité relative $\varepsilon_r = 4$ et de conductivité nulle $\sigma = 0$. Les différents profils résistifs sont optimisés pour ce milieu.

Nous simulons la répartition du courant le long du monopôle et l'impédance pour les cinq modèles d'antenne posées sur un sol de permittivité relative $\varepsilon_r = 4$ et $\sigma = 0$, avec un profil résistif optimisé pour ce sol. La figure 5.39(a) illustre le courant mesuré le long d'un monopôle ; pour les valeurs de $\Delta R \geq 2m$ (courbes cyan-rose) nous constatons qu'un phénomène de réflexion en bout d'antenne apparait avec une augmentation du courant à partir du $13^{eme}m$. En deçà de cette valeur, le comportement de l'antenne est conforme à notre attente. A ce stade de l'étude, il est donc possible de limiter le nombre de résistances avec une résistance tous les 2m.

Néanmoins, il est important de garder à l'esprit que l'impédance d'entrée de l'antenne doit peu varier en fonction de la fréquence pour que l'adaptation avec l'étage émetteur de l'électronique soit correcte sur toute la bande de fréquence.

D'après la figure 5.39(b), le meilleur compromis est un profil constitué d'une résistance tous les mètres. Dans le cas des monopôles comportant seulement une résistance tout les 5m et tout les 10m, l'impédance fait apparaître des résonances à des fréquences dépendant de la permittivité relative ε_r du milieu présent sous l'antenne (cf Fig. 5.40). Ce phénomène apparait pour les profils résistifs correspondant à des valeurs de $\Delta R \geq 2m$. Nous constatons le même effet sur la partie imaginaire de l'impédance d'antenne.

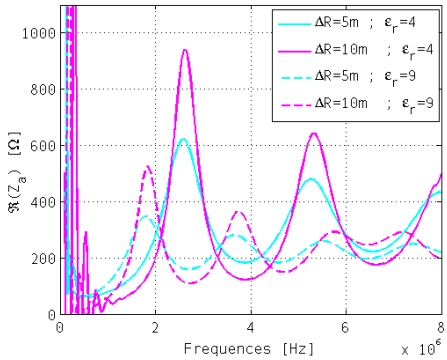


FIGURE 5.40 – Résonance de l'impédance en fonction de la permittivité du sol présent sous l'antenne.

5.6.5 Antenne à une hauteur h du sol

Jusqu'à présent, la hauteur à laquelle était située l'antenne a toujours été supposée nulle : l'antenne se situait exactement au niveau de l'interface supposée parfaitement lisse. Cependant, dans la pratique, le sol a une certaine rugosité donc le contact entre l'antenne et le sol n'est pas parfait. On se propose d'étudier expérimentalement et par simulation l'influence de la hauteur de l'antenne par rapport à un sol parfaitement lisse.

Lors de la campagne de mesure dans la forêt de Fontainebleau, une expérience a été menée avec une antenne tendue sur des plots de hauteur h=50cm permettant de mesurer le comportement de l'impédance de l'antenne non posée sur le sol. Nous avons choisi d'exagérer la hauteur h à laquelle l'antenne est située pour simplifier la mise en œuvre expérimentale et afin de visualiser clairement la tendance des variations du comportement de l'antenne. La figure 5.41 montre l'extrême sensibilité de l'impédance de l'antenne vis à vis de sa hauteur par rapport au sol (même constatation qu'avec la variation de l'enfouissement d'une seconde strate dans le sous-sol (cf Fig. 5.28)). Une hauteur de seulement $50cm$ entraîne une variation d'environ 30% par rapport à une antenne posée sur le sol (à 3MHz) mais surtout une variabilité en fréquence de la partie réelle $\Re(Z_a)$ de l'impédance de l'antenne. A ce stade, nous constatons que l'antenne située à 50cm du sol tend à se comporter comme une antenne baignant dans l'air.

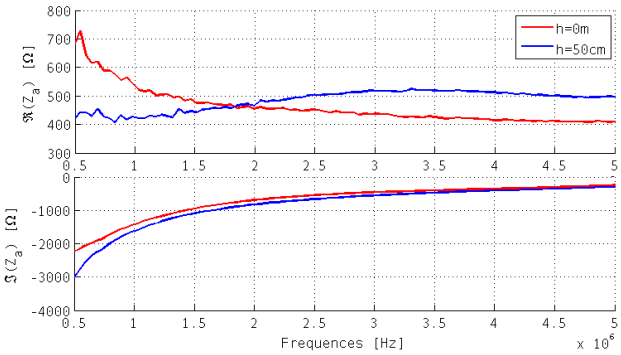


FIGURE 5.41 – Influence de la hauteur de l'antenne par rapport au sol sur l'impédance de celle-ci, lors d'une campagne de mesure dans la forêt de Fontainebleau.

Afin de confirmer ce comportement, nous avons modélisé une antenne située à une hauteur h variable du sol. Les résultats de ces simulations (cf Fig. 5.42) confirment l'extrême sensibilité de l'impédance de l'antenne vis à vis de sa hauteur par rapport au sol. Plus la hauteur h augmente, plus la partie réelle de l'impédance $\Re(Z_a)$ augmente et plus la partie imaginaire $\Im(Z_a)$ augmente en valeur absolue (elle devient de plus en plus négative). Finalement, on converge très rapidement vers les caractéristiques d'une antenne dans l'air.

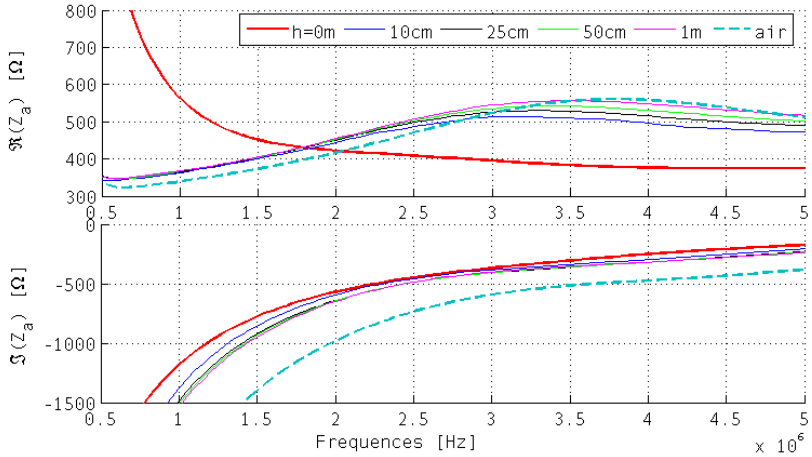


FIGURE 5.42 – Influence de la hauteur de l'antenne par rapport au sol sur l'impédance de celle-ci. Le sol présent sous l'antenne est de permittivité relative $\varepsilon_r = 2,8$ et de conductivité nulle $\sigma \sim 5.10^{-5}$ étant les propriétés électriques estimées du proche sous-sol via l'étude du couplage antenne-sol (cf section 5.5.3). Le profil résistif est le profil n°2, optimisé pour de un sol de permittivité relative $\varepsilon_r = 4$. (simulation FDTD)

5.6.6 Influence d'un mauvais déploiement de l'antenne

Le maillage du volume de calcul ($N_x \times N_y \times N_z$ cellules de taille $\Delta_x \times \Delta_y \times \Delta_z$) étant limité par la puissance et le temps de calcul, nous ne pouvons modéliser l'effet d'un mauvais déploiement de l'antenne en simulant l'enroulement du début de l'antenne dans le berceau du système de libération (cf Fig. 5.1). Nous avons donc eu recours à des manipulations expérimentales faites sur l'étendue de sable de la forêt de Fontainebleau (cf Fig. 4.1) avec la mesure de l'impédance de l'antenne (pas de mesures du rayonnement du champ électromagnétique). Les conclusions sont claires, il ne faut surtout pas qu'une partie de l'antenne (5-10-15-20 premiers mètres) reste enroulée dans le berceau car l'impédance de l'antenne ne sera pas constante sur la bande passante du radar (pics de résonance sur $\Re(Z_a)$ ceci quel que soit le profil de l'antenne choisie (cf Fig. 5.43). Une explication probable pour les bosses d'impédance visibles sur la figure 5.43 serait un phénomène de résonance dite bouchon. Cette résonance est la résultante de la constitution d'un circuit bouchon dû à l'enroulement de l'antenne. Un circuit bouchon est un circuit oscillant constitué d'une bobine L en parallèle avec un condensateur C. Concernant la fréquence de résonance, on devrait dire "antirésonance" puisque la résonance est le propre du circuit série mais l'usage fait qu'on appelle résonance l'état particulier du circuit bouchon présentant une impédance infinie à une fréquence f que l'on peut calculer avec la formule de Thomson :

$f = 1/(2\pi\sqrt{LC})$. A la résonance, comme l'impédance est très grande, la puissance du signal appliqué sur le circuit provoque une augmentation de la tension aux bornes de celui-ci.

A ce jour, la distance souhaitée pour le déploiement de l'antenne a été atteinte par le système de libération de l'antenne ruban. Sur Mars, nous devons déployer les 35m du monopôle ; pour les essais effectués sur Terre en vue de valider le système de déploiement, la distance à atteindre est de 25m seulement (en raison de la différence de pression atmosphérique et de gravité à la surface des deux planètes). Néanmoins, il a été envisagé de réduire la longueur de l'antenne en la coupant afin de faciliter l'éjection. Le courant en fin d'antenne étant très faible, on aurait pu penser que couper quelques mètres en fin d'antenne ne perturberait pas significativement son fonctionnement. Les simulations effectuées, dont les résultats sont présentés figure 5.44, démontrent le contraire. Cette solution ne sera bien évidemment pas retenue.

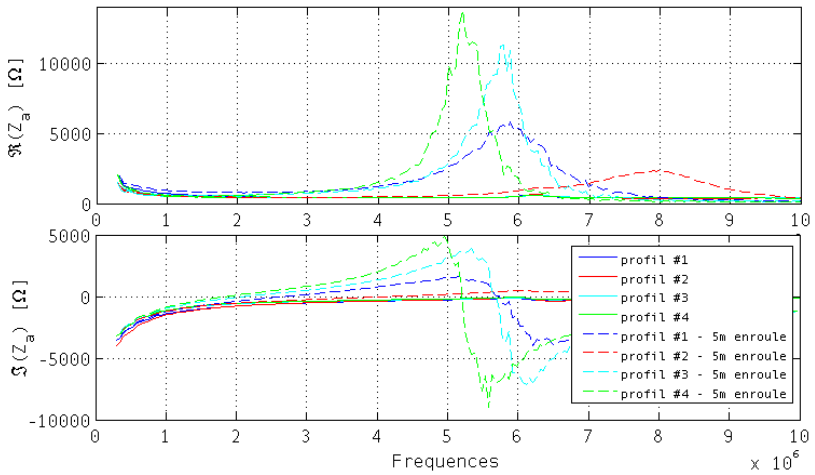


FIGURE 5.43 – Influence d'un mauvais déploiement de l'antenne avec ses 5 premiers mètres non déployés (enroulés dans le système de déploiement) sur la stabilité du profil fréquentiel de l'impédance propre de l'antenne posée sur le sable de la forêt de Fontainebleau.

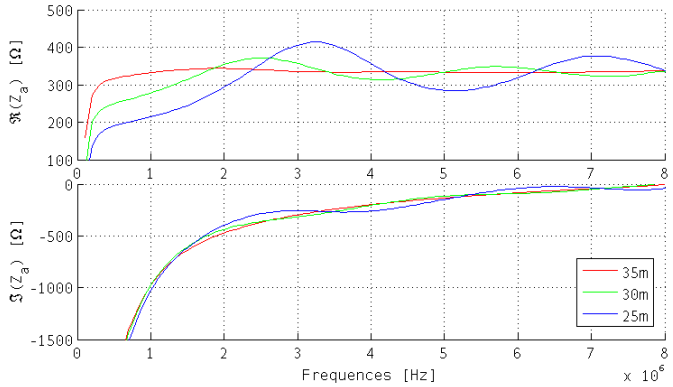
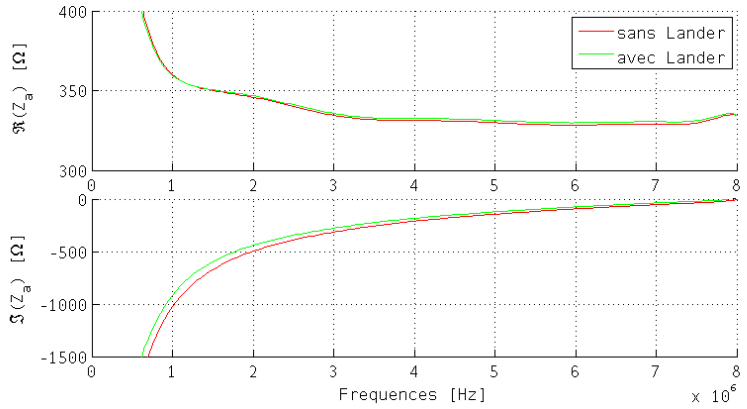


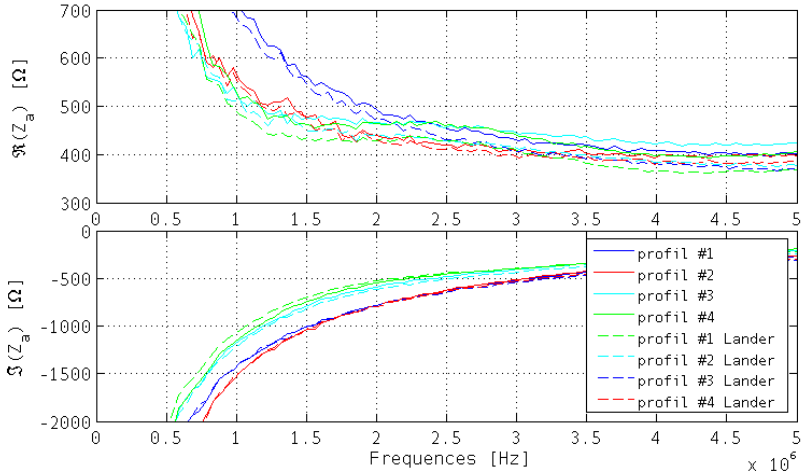
FIGURE 5.44 – Influence du raccourcissement de l'antenne afin de faciliter son déploiement.

5.6.7 Influence du Lander et des airbags sous le premier mètre de l'antenne

Dans le cas de la mission ExoMars et du fait des contraintes de l'ESA sur la localisation des antennes, le premier mètre des antennes électriques de EISS se trouve sur le Lander (cf Fig. 6.13), que nous allons modélisé sous TEMSI-FD par un volume métallique conducteur $1m \times 1m \times 1m$ et expérimentalement par une plaque métallique. L'isolation électrique (fils métalliques gainés) sous TEMSI-FD ne prend pas en compte l'isolation entre l'antenne et une surface parfaitement conductrice, nous avons donc créé artificiellement une isolation en enfouissant le Lander. Les résultats obtenus par cette modélisation très simplifiée (cf Fig. 5.45(a)) et expérimentalement sur la dune de la forêt de Fontainebleau (cf Fig. 5.45(b)) montrent que la plaque de métal présente sous le premier mètre de l'antenne ne semble pas avoir d'influence sur la stabilité en fréquence de l'impédance de l'antenne. Ce qui laisse penser que le Lander ne perturbera pas (ou peu) le fonctionnement des antennes et les mesures d'impédance effectuées lors de la mission spatiale.



(a) Simulation FDTD avec un sol de permittivité relative égale à 4.



(b) Campagne de mesure sur le sable de forêt de Fontainebleau (Lander simulé par une plaque métallique).

FIGURE 5.45 – Influence de la présence du Lander sous le premier mètre de l'antenne, sur le profil fréquentiel de l'impédance propre de l'antenne posée sur sol.

En plus du Lander présent sous le premier mètre de l'antenne, des couches d'airbag se trouveront sous les 3 premiers mètres de celle-ci. Nous avons mené une expérience avec des échantillons de vrais airbags conçus pour la mission spatiale et fournis par TAS-Italie. Les mesures ont montré que l'influence de ces airbags sous les premiers mètres de l'antenne est totalement négligeable sur la mesure d'impédance.

Conclusion et perspectives du chapitre 5 :

Dans ce chapitre, nous avons étudié le diagramme de rayonnement, l'optimisation des antennes chargées de EISS dans le but de les préparer pour une mission martienne. Nous avons également étudié en détail l'impédance de l'antenne électrique de EISS. Cette antenne étant posée à même le sol, la présence d'un fort couplage entre son impédance et le sol se crée. Ce couplage peut être exploité pour déterminer, à partir de la mesure du profil fréquentiel de l'impédance propre d'antenne, les caractéristiques électriques du milieu. C'est l'objectif de la méthode que nous avons décrite en nous basant dans un premier temps sur un modèle analytique puis numérique. Cette méthode a montré sa bonne efficacité dans l'évaluation de la permittivité électrique de sols homogènes ou non, magnétiques ou non. Sa valeur est alors représentative des deux premiers mètres du sous-sol. En revanche, l'estimation de la conductivité reste plus délicate lorsque celle-ci est faible. Cette méthode d'estimation a été confrontée à des données terrain effectuées sur l'étendue de sable de la forêt de Fontainebleau.

Des études complémentaires ont été menées sur l'influence de l'isolation électrique de l'antenne, son diamètre, le nombre de résistances constituant le profil résistif, ..., sans oublier l'étude de l'impact d'un câble coaxial en amont de l'antenne. En effet, il était prévu de long terme d'utiliser un câble coaxial entre l'électronique du radar et les antennes de EISS. Néanmoins les simulations numériques et vérifications expérimentales ont montré que ce câble ne permet pas l'estimation des propriétés électriques du sous-sol. L'utilisation d'un coaxial en amont de l'antenne a donc été fortement déconseillée.

Chapitre 6

Étude et interprétation des signaux reçus en mode bistatique

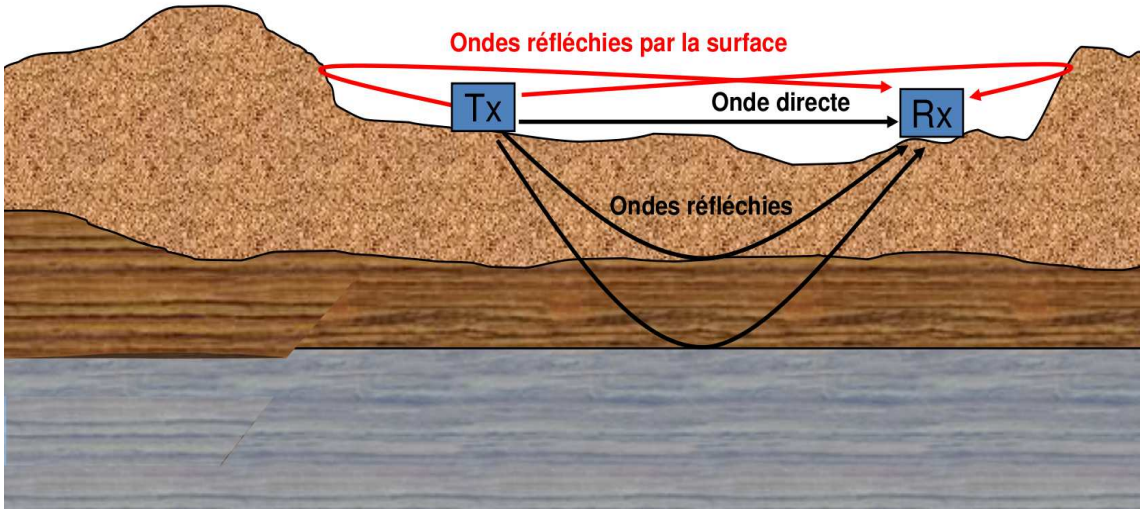


FIGURE 6.1 – Illustration des principales ondes intervenant pour un sondage bistatique

EISS n'est pas un GPR classique : la présence de monopôles électriques déployés sur la surface à partir d'une plate-forme immobile et d'un capteur magnétique installé sur une plate-forme mobile permettent différents modes de fonctionnement qui contribuent à une meilleure caractérisation du sous-sol. EISS possède en effet quatre modes de fonctionnement : ① le sondage monostatique (non étudié dans ce manuscrit [Le Gall, 2007]) ② le sondage bistatique (étudié dans ce chapitre) ③ le mode "mesure d'impédance" (cf chapitre 5) ④ le mode passif (non étudié dans ce manuscrit).

Après avoir modélisé, analysé et optimisé le fonctionnement de l'antenne électrique d'émission en étudiant le diagramme de rayonnement, le courant circulant le long de l'antenne, l'impédance et surtout le couplage avec le sol afin d'en révéler ses propriétés électriques, nous allons poursuivre avec la prospection du sous-sol en mode bistatique. Dans ce chapitre, les résultats présentés portent uniquement sur le mode de fonctionnement bistatique de EISS avec l'utilisation du profil résistif #2 préconisé pour une mission martienne, optimisé pour un sol de permittivité relative ($\varepsilon_{r_{opt}} = 4$). Peu de données expérimentales sont disponibles en sondage bistatique ; seule une campagne de mesure en Egypte a été faite fin 2005 et, pour des raisons indépendantes de l'instrument, seuls deux points de mesure ont pu être faits. Les quelques données disponibles seront lorsque c'est possible confrontées aux résultats de simulations (faites avec le profil #1).

Le travail présenté dans ce chapitre concerne essentiellement la détection et la caractérisation de strates horizontales homogènes ou non ou de strates inclinées dans le sous-sol. Après la partie consacrée à la description des ondes susceptibles d'être détectées en mode bistatique, un modèle direct très simple d'estimation des temps de propagation est introduit qui servira par la suite à identifier les signaux reçus. La suite est dédiée à l'étude de la configuration d'antenne qui permet de maximiser la zone sondée par l'instrument. Pour finir un travail sur l'intérêt d'avoir accès aux trois composantes du champ magnétique est présenté en termes de localisation en trois dimensions des couches enfouies dans le sous-sol.

6.1 Identification et propriétés des ondes reçues

6.1.1 Modèle direct simplifié de temps de propagation

Nous allons nous intéresser aux temps de propagation associés aux ondes principales générées par un milieu stratifié horizontalement. Pour une distance émetteur-récepteur (offset) donnée, l'objectif est d'exprimer les temps d'arrivée de chacune de ces ondes en fonction de la structure du sous-sol supposée connue. Ces modèles directs qui reposent sur l'optique géométrie seront utilisés pour estimer à partir de données (simulées ou expérimentales) l'épaisseur, la permittivité et la conductivité de ces différentes couches (cf section 6.3).

Dans le cas très simple d'une interface unique et horizontale, nous pouvons schématiser l'ensemble des ondes intervenant dans un sondage bistatique à travers les schémas 6.1 et 6.2, suivant que la permittivité augmente ou diminue avec la profondeur, dans le cas d'un milieu ausculté se composant

d'une couche d'épaisseur d_1 ($\varepsilon_{r_{sol1}}$ et σ_{sol1}) posée sur un milieu semi-infini ($\varepsilon_{r_{sol2}}$ et σ_{sol2}) avec $\mu_r = 1$. L'étude qui suit permet de confirmer que le récepteur est susceptible de recevoir quatre types d'ondes pour notre configuration : l'onde directe dans l'air, l'onde directe dans le sol, l'onde guidée (et ses multiples), les ondes latérales (et leurs multiples).

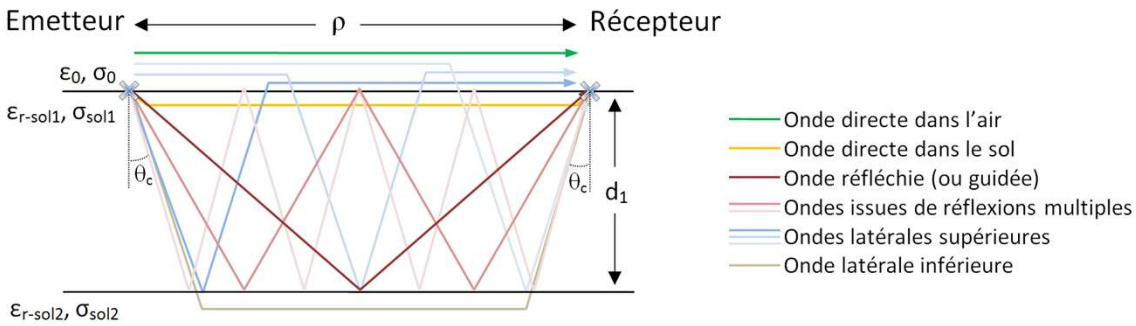


FIGURE 6.2 – Illustration de la multiplicité des ondes pouvant intervenir lors d'un sondage bistatique

6.1.1.1 Ondes directes

Lorsque l'émetteur et le récepteur sont posés sur un sol homogène et qu'une distance suffisamment grande les sépare, on distingue deux ondes sur le signal temporel de chaque composante du champ magnétique mesuré par le récepteur :

- la première onde se propage dans l'air à la vitesse des ondes électromagnétiques dans l'air ($c = 3.10^8 m/s$) et résulte de la superposition de l'onde directe dans l'air et d'une onde réfléchie spéculairement à la surface.
- la seconde onde, voyage de l'émetteur au récepteur à travers le sol à la vitesse $c/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}$. C'est "l'onde de sol" évoquée au chapitre 5 ; on peut exploiter son existence pour déterminer la permittivité du proche sous-sol.

La figure 6.10 illustre ces propos.

Nous pouvons aisément calculer le temps d'arrivée des ondes directes :

$$tps_{air}(\rho) = \frac{\rho}{c} \tag{6.1}$$

$$tps_{sol}(\rho) = \frac{\rho\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.2}$$

6.1.1.2 Ondes réfléchies ou guidées

On considère maintenant une configuration pour laquelle le sous-sol est composé d'une première strate homogène d'épaisseur d_1 qui recouvre une seconde homogène d'épaisseur infinie. Le sous-sol présente donc une unique interface réflectrice à une profondeur d_1. L'existence de cette seconde interface génère de nombreuses ondes comme l'illustre la figure 6.2.

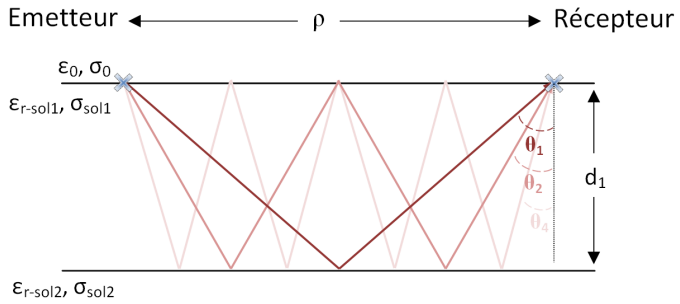


FIGURE 6.3 – Réflexions multiples correspondant à $n = 1, 2, 4$ où n est le nombre d'allers-retours entre la surface et l'interface séparant le milieu 1 du milieu 2. θ_n est l'angle d'arrivée, au niveau du récepteur, de l'onde ayant fait n allers-retours entre la surface et l'interface séparant le milieu 1 du milieu 2.

La partie droite de la figure 6.7 présente en noir et blanc un exemple de l'enveloppe du signal temporel reçu pour la composante H_z pour une distance émetteur-récepteur $\rho = 1000m$ et une direction dans le plan horizontal par rapport l'axe de l'antenne émettrice $\theta_{pt} = 45^\circ$ qui illustre quelques unes des réflexions multiples pouvant intervenir entre les deux interfaces. Cet exemple est le résultat d'une simulation numérique pour un sous-sol où $\varepsilon_{r_{sol1}} = 4$ avec un réflecteur parfait enfoui à une profondeur $d_1 = 500m$ (pour une conductivité nulle).

Les ondes guidées (ou réfléchies) dans la couche supérieure présentent, dans un milieu non conducteur, un comportement asymptotique de type sphérique ($\sim e^{-jk_1\sqrt{\rho^2+(2nd_1)^2}}/\sqrt{\rho^2+(2nd_1)^2}$). Leurs temps d'arrivée au niveau du récepteur, pour un sous-sol constitué d'une unique interface, sont :

$$tps_n(\rho) = \frac{\sqrt{\rho^2 + (2nd_1)^2}\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.3}$$

et leurs directions d'arrivée (par rapport à l'axe vertical) sont :

$$\theta_n = \arcsin\left(\frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + (2nd_1)^2}}\right) \tag{6.4}$$

L'amplitude de ces ondes réfléchies décroit lorsque le nombre de réflexions n augmente, du fait de la distance parcourue qui augmente et du fait du nombre croissant de réflexions qui se traduisent à chaque fois par une perte de puissance. Dans la pratique, dès que le milieu est à pertes, il est rare de pouvoir observer ces réflexions multiples.

Dans le cas d'une configuration multi-strates horizontales, le nombre d'ondes potentiellement générées devient très important même si on se limite aux réflexions doubles. On choisit donc de s'intéresser uniquement aux ondes transmises à travers les différentes couches et réfléchies une fois seulement. Le chemin de propagation d'une onde guidée peut être présenté, dans le plan d'incidence, comme la figure 6.4. On peut donc écrire pour l'onde réfléchie sur la base de la couche i que :

$$tps_i(\theta_1) = \sum_{i=1}^{M} \frac{2d_i\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_i}}}}{c\cos\theta_i} = \sum_{i=1}^{M} \frac{2d_i\varepsilon_{r_{sol_i}}}{c\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_i}} - \varepsilon_{r_{sol_1}}\sin^2\theta_1}} \tag{6.5}$$

$$\rho(\theta_1) = 2\sum_{i=1}^{M} d_i \tan\theta_i = 2\sum_{i=1}^{M} \frac{d_i\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_1}}}\sin\theta_1}{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_i}} - \varepsilon_{r_{sol_1}}\sin^2\theta_1}} \tag{6.6}$$

avec :

$$\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_1}}}\sin\theta_1 = \sqrt{\varepsilon_{r_{sol_2}}}\sin\theta_2 = ... = \sqrt{\varepsilon_{r_{sol_i}}}\sin\theta_i \tag{6.7}$$

L'expression 6.5 donne une relation indirecte (faisant intervenir l'angle θ_1) entre le temps de propagation de cette onde et l'offset ρ. Ces ondes peuvent exister à condition que la transmission d'une couche à l'autre soit possible, ce qui n'est pas le cas si l'angle d'incidence atteint l'angle critique θ_c pour une des interfaces.

D'autres auteurs ([Taner and Koehler, 1969] [Malovichko, 1979] [Castle, 1994]) ont proposé une formulation approchée de l'équation 6.5 qui permet d'aboutir à une relation directe entre le temps de propagation et la distance émetteur-récepteur. Une étude comparative est effectuée par [Liu, 2007] où il est démontré que l'expression proposée par Malovichko (cf Eq. 6.8) reste la meilleure approximation de 6.5.

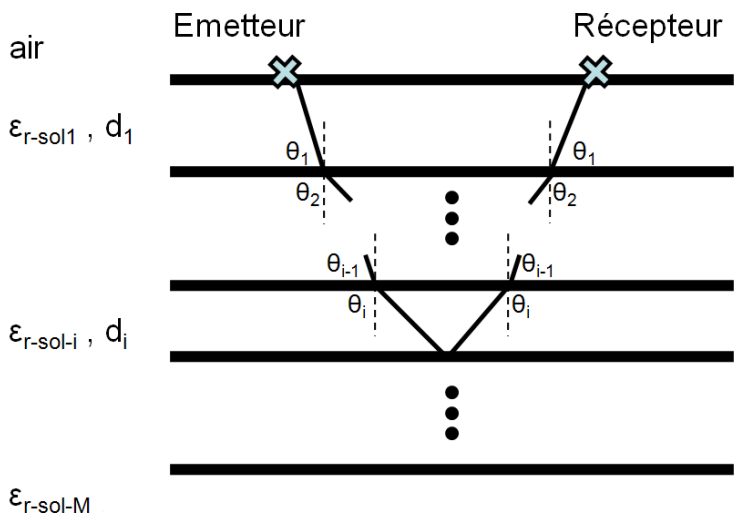


FIGURE 6.4 – Illustration et propriétés de l'onde guidée pour un milieu stratifié.

$$tps_i(\rho) = \tau_{si} + \sqrt{\tau_{0i}^2 + \frac{\rho^2}{V_i^2}} \tag{6.8}$$

où

$$\tau_{0i} = \frac{T_{0i}}{S_i} \quad , \quad \tau_{si} = T_{0i}\Big(1 - \frac{1}{S_i}\Big) \quad , \quad V_i^2 = S_i V_{ri}^2 \tag{6.9}$$

et

$$S_i = \frac{A_{4i}}{A_{2i}^2} \quad , \quad V_{ri} = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{i} T_k \upsilon_k^2}{\sum_{k=1}^{i} T_k}} \quad , \quad A_{mi} = \frac{\sum_{k=1}^{i} T_k \upsilon_k^{2m}}{\sum_{k=1}^{i} T_k} \tag{6.10}$$

$$T_{0i} = \sum_{k=1}^{i} T_k \quad , \quad T_k = \frac{2d_k}{\upsilon_k} \quad , \quad \upsilon_k = \frac{c}{\varepsilon_{r_{sol_k}}} \tag{6.11}$$

La figure 6.5 illustre par un exemple le signal temporel (pour le sous-sol réaliste de Mars décrit dans la section 2.4) qui pourrait être observé par sondage bistatique pour un offset de 150m (et $\varphi = 45^\circ$). Dans cette figure, nous avons étudié deux configurations : la version de EISS qui fait l'objet des travaux présentés dans ce document avec une émission à 2MHz et une version modifiée qui utiliserait les antennes de EISS mais qui permettrait d'adjoindre aux fréquences de EISS une fréquence plus élevée aux alentours de 20MHz (pour obtenir des informations à partir de la surface dans la même gamme de fréquence que le radar SHARAD en orbite autour de Mars). Cette version modifiée de l'instrument, dénommée NetStation, a été imaginée pour répondre aux besoins de futures missions de réseau à la surface de Mars (cf Annexe D) [1].

Les temps d'arrivés des différentes ondes sont calculés par la méthode de Malovichko et identifiés par des marqueurs sur la figure. Les marqueurs identifiants les temps d'arrivées de ces ondes sont :

- l'astérisque bleu : l'onde directe voyageant dans l'air,
- le triangle vert : l'onde directe voyageant dans le sol,
- les carrés rouges : les ondes réfléchies une fois (n=1) dans chacune des strates successives,
- les diamants cyan : les ondes réfléchies deux fois (n=2) dans chacune des strates successives,
- les croix rose : les ondes réfléchies trois fois (n=3) dans chacune des strates successives,
- les étoiles bleues : les ondes réfléchies quatre fois (n=4) dans chacune des strates successives.

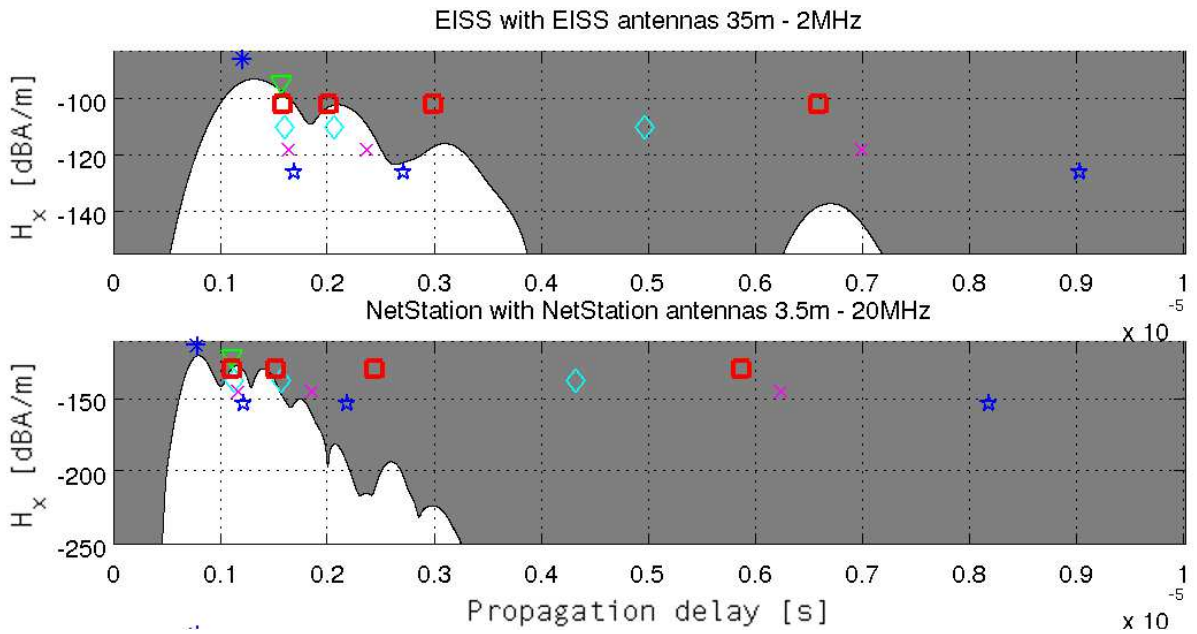


FIGURE 6.5 – Exemple de signal temporel calculé par simulation numérique avec deux versions du radar EISS différentes : EISS à 2MHz et NetStation à 20MHz. Les temps d'arrivée des différentes ondes calculés par la méthode de Malovichko et identifiés par des marqueurs.

1. Nous pouvons naturellement constater qu'avec une fréquence d'émission plus élevée, nous obtenons une meilleure résolution spatiale (dissociation des strates supérieures à 20MHz) mais une profondeur de pénétration moindre avec la non détection de la strate profonde (4° strates).

La réponse simulée par FDTD permet de calculer l'amplitude pour chaque écho. On observe que l'amplitude des signaux réfléchis 2,3 ou 4 fois est trop faible pour que ces signaux soient détectables. Il apparaît d'autre part que la résolution de EISS dans sa version actuelle ne permet pas pour l'offset considéré de distinguer de façon évidente l'onde directe dans l'air, l'onde de sol et l'onde réfléchie sur la première interface située à 10m. La discussion sur le pouvoir de résolution de l'instrument a été faite dans la partie 3.2.3.2.

La comparaison entre la réponse temporelle simulée par FDTD et les temps de propagation estimés par les formules approchées sont globalement en bon accord, même si un léger décalage est perceptible.

6.1.1.3 Ondes latérales ou réfractées

Un autre type d'onde est généré au passage d'un milieu réfringent vers un milieu moins réfringent. Ce phénomène qui n'est pas prévu par l'optique géométrique donne lieu à l'existence d'ondes latérales qui sont confinées à la surface de séparation entre les deux milieux. Elles se propagent parallèlement à cette surface tout en retransmettant de l'énergie au sol avec une incidence correspondant à l'angle critique θ_c comme l'illustre la figure 6.2, où l'onde latérale inférieure n'existe qu'à la condition $\varepsilon_{r_{sol1}} > \varepsilon_{r_{sol2}}$.

Dans le cas qui nous intéresse (dipôle posé sur le sol), l'amplitude des ondes latérales est réduite car leur direction d'incidence correspond au minimum du diagramme de rayonnement des antennes ($\theta = \theta_c$) comme l'illustre la figure 6.6 et les échos correspondant à ces ondes latérales seront négligeables devant les signaux réfléchis une fois.

Cependant, dans d'autres configurations de mesures, elles pourront prendre une grande importance. En particulier, si l'antenne était enterrée dans un sol dont l'indice est très grand devant celui de l'air alors $\theta_c \sim 0$ et les ondes latérales seront fortement excitées (le gain de l'antenne étant maximum au nadir).

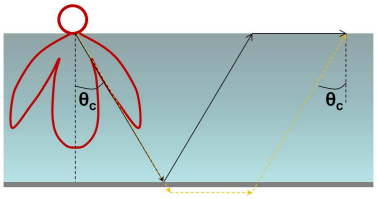


FIGURE 6.6 – Représentation schématique d'une onde latérale excitée par un dipôle électrique posé à l'interface entre deux milieux.

Nous avons vu qu'il existe deux types d'ondes latérales, l'onde latérale supérieure et l'onde latérale inférieure, suivant le signe du contraste de la permittivité entre les couches. L'amplitude de ces ondes latérales devient très faible dès que l'on considère les couches profondes. En conséquence, nous nous intéresserons uniquement aux ondes latérales qui peuvent être générées dans la couche supérieure. Pour l'onde latérale supérieure, grâce à la loi de Snell-Descartes, nous pouvons obtenir une relation de la forme :

$$tps_i(\rho) = \Big(\sum_{m=1}^{i} \frac{2d_m \sqrt{\varepsilon_{r_{sol_m}} - 1}}{c} \Big) + \frac{\rho}{c} \tag{6.12}$$

qui n'est valable que lorsque la distance émetteur-récepteur ρ vérifie :

$$\rho \geq \sum_{m=1}^{i} 2d_m \tan\theta_m = \sum_{m=1}^{i} \frac{2d_m}{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_m}} - 1}} \tag{6.13}$$

où i est le nombre de couches intermédiaires étudiées ; pour chaque couche m, nous avons : $\theta_m = \sin^{-1}(\upsilon_m/c)$ avec $\upsilon_m = c/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_m}}}$ et tps_i le temps de propagation de l'onde le long du chemin parcouru par celle-ci, présenté sur la figure 6.2 (pour le cas d'un sol stratifié avec 2 couches). Pour le cas de l'onde latérale supérieure, $\theta_1 = 1/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_1}}}$ est l'angle critique.

Lorsque $\varepsilon_{r_{sol_m}} > \varepsilon_{r_{sol_{m+1}}}$, l'onde inférieure existe, et l'expression de son temps de propagation dans le milieu est donnée par :

$$tps_i(\rho) = \Big(\sum_{m=1}^{i} \frac{2d_m\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_m}} - \varepsilon_{r_{sol_{m+1}}}}}{c}\Big) + \frac{\rho\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_{m+1}}}}}{c} \tag{6.14}$$

qui n'est valable que lorsque la distance émetteur-récepteur ρ vérifie :

$$\rho \geq \sum_{m=1}^{i} 2d_m \tan\theta_m = \sum_{m=1}^{i} \frac{2d_m\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_{m+1}}}}}{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_m}} - \varepsilon_{r_{sol_{m+1}}}}} \tag{6.15}$$

où i est le nombre de couches intermédiaires étudiées ; pour chaque couche m, nous avons : $\theta_m = \sin^{-1}(\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_{m+1}}}}/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_m}}})$. tps_i est le temps de propagation de l'onde le long du chemin parcouru par celle-ci, présenté sur la figure 6.2 (pour le cas d'un sol stratifié avec 2 couches). Pour le cas de l'onde latérale inférieure, $\theta_i = \sqrt{\varepsilon_{r_{sol_{i+1}}}}/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol_i}}})$ est l'angle critique.

6.1.1.4 Validation des expressions approchées des temps de propagation

Dans la section précédente, nous avons montré l'existence des diverses ondes élémentaires telles que l'onde directe dans l'air, l'onde directe dans le milieu, les ondes réfléchies, et les ondes latérales. Pour améliorer la séparation visuelle de ces différentes ondes, il est important de combiner sous forme de radargramme les réponses temporelles obtenues pour différentes valeurs de la distance entre émetteur et récepteur. La modélisation FDTD qui permet de prendre en compte la géométrie des antennes et les caractéristiques du sous-sol va là encore servir de référence pour valider les expressions approchées obtenues pour les temps de propagation.

L'axe vertical de la figure 6.7) correspond au temps de propagation de l'onde dans le milieu et l'axe horizontal à la distance entre émetteur et récepteur. La variation de la distance entre l'émetteur et le récepteur permet ainsi de distinguer les arrivées successives des ondes potentiellement présentes dans un sondage bistatique. Les temps d'arrivées théoriques des ondes ont été superposés au radargramme.

Dans l'exemple de la figure 6.7, l'amplitude des signaux réfléchis est particulièrement élevée du fait de la conductivité nulle et d'une interface dans le sous-sol unique et parfaitement réflectrice enfouie à 500m de profondeur. On remarque que les ondes directes s'atténuent beaucoup plus rapidement que les ondes réfléchies, ce qui sera étudié dans la partie suivante. Enfin, l'augmentation de l'amplitude des ondes réfléchies avec la distance ρ s'explique par l'augmentation du coefficient de réflexion lorsque l'incidence devient rasante ; celle-ci compense, jusqu'à une certaine valeur de ρ, les pertes liées à la divergence géométrique de l'onde.

Un sous-sol plus réaliste à pertes se traduira par une atténuation significative des ondes se propageant dans le sous-sol à l'exception de l'onde directe se propageant dans l'air qui peut devenir prépondérante.

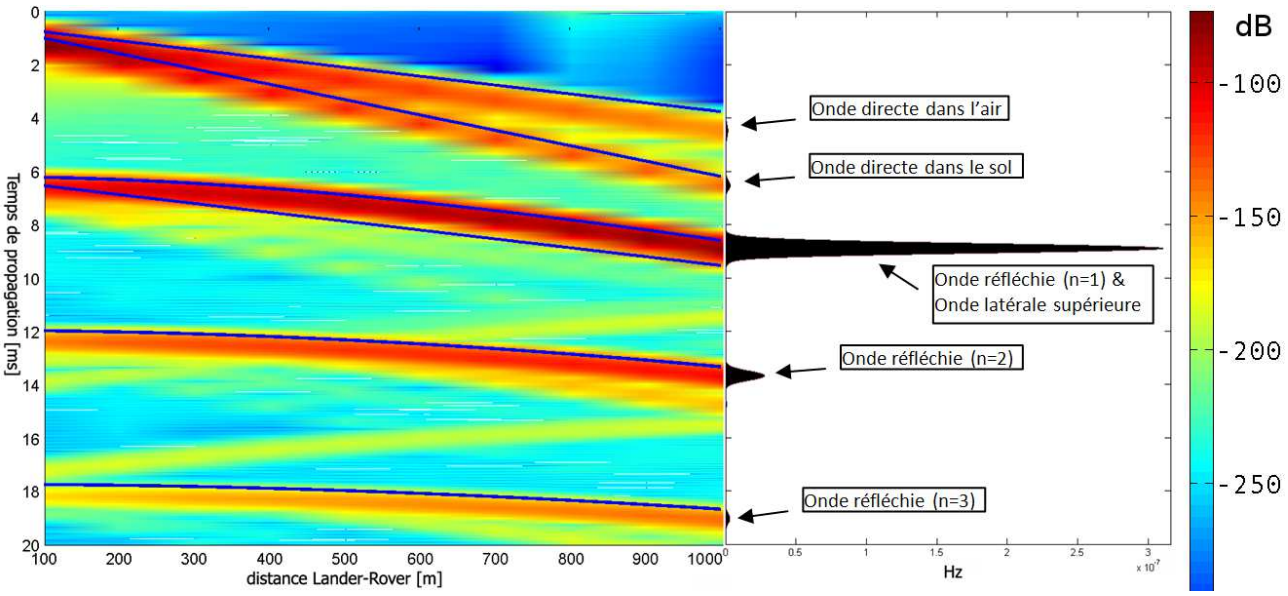


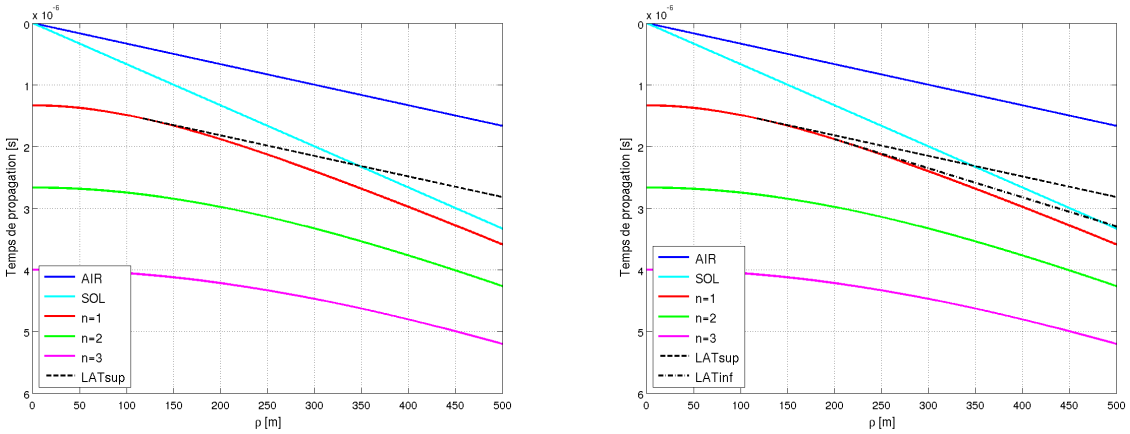
FIGURE 6.7 – Radargramme et enveloppe du signal temporel de la composante Hz reçu par le rover éloigné de $\rho = 1000m$ de la station fixe, dans un milieu sans perte composé d'une strate de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol1}} = 4$ avec un réflecteur parfait enfouis à une profondeur $d_1 = 500m$, illustrant quelques unes des réflexions multiples pouvant intervenir entre les deux interfaces. Le récepteur est à $\theta_{pt} = 45^\circ$ du monopôle de référence avec une configuration d'émission dipolaire. On augmente progressivement la distance de séparation entre l'émetteur et le récepteur : $\rho = 100 - 1000$m. Les ondes ayant un temps de propagation décroissant pour ρ croissant sont la cause des effets de bord de la boîte de calcul avec des PML non parfaites.

Les ressources informatiques nécessaires pour obtenir un radargramme de ce type sont importantes (70 heures de temps CPU, sur 8 processeurs, 32 Go de RAM sur 64 bits) et ne permettent pas d'envisager l'utilisation de ce modèle direct pour interpréter les futures données. La figure (6.7) montre le bon accord entre la sortie du modèle FDTD et les formules approchées, ce qui nous autorise à utiliser ces formules approchées pour interpréter les futurs radargrammes expérimentaux ou en attendant les données simulées par FDTD sur des configurations de sous-sol plus complexes.

Les temps d'arrivée des ondes directes dans l'air et dans le sol croissent proportionnellement avec la distance ρ. Alors que le temps d'arrivée des ondes réfléchies augmente de façon non-linéaire puisque la

distance aller-retour dans la strate n'est pas négligeable par rapport à la distance émetteur-récepteur ρ. Néanmoins, pour des distances ρ très grandes devant la profondeur de la couche considérée l'onde directe dans le sol et l'onde réfléchie ($n = 1$) se confondent.

La figure qui suit représente le résultat des expressions mathématiques des temps de propagation correspondant aux différentes ondes générées dans un milieu composé d'une couche $\varepsilon_{r_{sol1}} = 4$ d'épaisseur $d_1 = 100m$ posée soit sur un milieu semi-infini de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol2}} > \varepsilon_{r_{sol1}}$ (cf Fig. 6.8(a)), soit $\varepsilon_{r_{sol2}} < \varepsilon_{r_{sol1}}$ (cf Fig. 6.8(b)).



(a) $\varepsilon_{r_{sol1}} < \varepsilon_{r_{sol2}}$ (avec $\varepsilon_{r_{sol2}} = 8$)

(b) $\varepsilon_{r_{sol1}} > \varepsilon_{r_{sol2}}$ (avec $\varepsilon_{r_{sol2}} = 2$)

FIGURE 6.8 – Résultat des expressions mathématiques des temps de propagation correspondant aux différentes ondes générées dans un milieu composé d'une couche $\varepsilon_{r_{sol1}} = 4$ d'épaisseur $d_1 = 100m$ posée sur un milieu semi-infini de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol2}}$ variable.

En conclusion de cette étude, on observe que les expressions mathématiques décrivent bien les temps d'arrivée des différentes ondes en fonction de la valeur de la distance entre l'émetteur et le récepteur. Il va donc être possible d'utiliser ces expressions mathématiques pour développer une technique d'inversion permettant d'estimer les valeurs des épaisseurs et des permittivités des différentes strates du milieu ausculté (cf section 6.3.2.1).

Cette méthode a été étendue au sous-sol constitué d'une strate inclinée (cf section 6.3.2.2). La structure du sous-sol est décrite dans la figure 6.9(a). La figure 6.9(b) illustre le résultat de l'expression mathématique du temps de propagation correspondant aux ondes réfléchies générées dans un milieu composé d'une couche inclinée (d'un angle α variable), d'une profondeur égale à 300m à l'aplomb du générateur et de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol1}} = 3$. L'angle $\alpha = 0°$ correspond à une strate horizontale. Dans un cas 2D, l'expression mathématique du temps de propagation de l'onde réfléchie (faisant un unique aller-retour dans le milieu) pour une structure du sous-sol inclinée est :

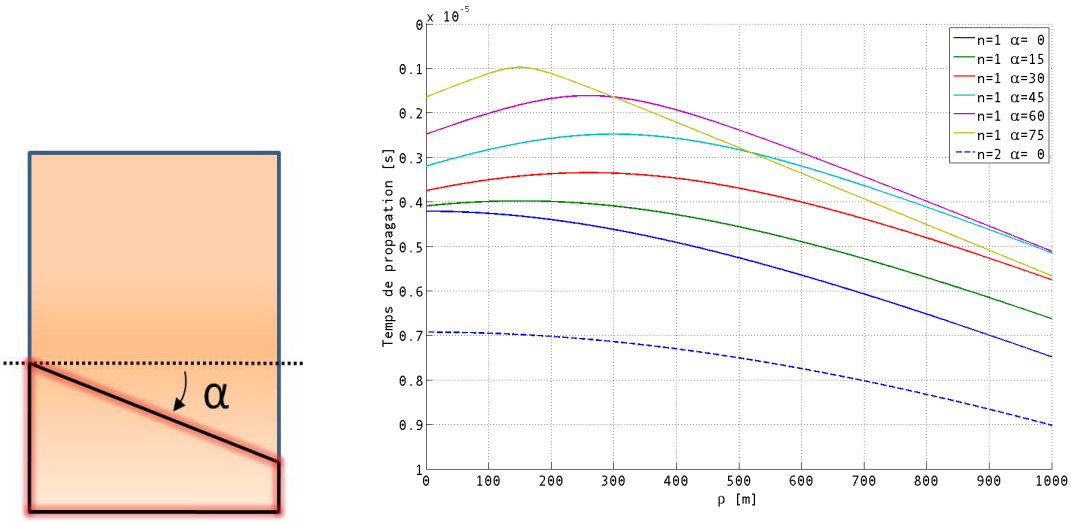
$$tps_1(\rho) = \sqrt{(2d_1 \cos\alpha)^2 + \rho^2 - 2\rho 2d_1 \cos\alpha \sin\alpha} \frac{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.16}$$

où ρ la distance émetteur-récepteur.

Dans le cas 3D, l'expression mathématique peut s'écrire :

$$tps_1(\rho) = \sqrt{(-2d_1 \sin\alpha \cos\alpha \sin\gamma - \rho \sin\varphi_{pt})^2 + (-2d_1 \sin\alpha \cos\alpha \cos\gamma - \rho \cos\varphi_{pt})^2 + (2d_1 \cos^2\alpha)^2} \frac{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.17}$$

avec φ_{pt} l'angle horizontal définissant la position du point de mesure à la surface, α l'angle de la pente de la strate inclinée dans le plan $y0z$ par rapport à l'horizontale et γ l'angle de la pente de la strate inclinée dans le plan $x0z$ par rapport à la verticale.



(a) Description de l'inclinaison de la strate enfouie dans le sous-sol avec la définition de l'angle α caractérisant la pente de la state inclinée dans le plan $y0z$.

(b) Résultat de l'expression mathématique du temps de propagation correspondant aux ondes réfléchies générées dans un milieu composé d'une couche inclinée (d'un angle α variable et $\gamma = 90°$), d'une profondeur égale à 300m à l'aplomb du générateur et de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol1}} = 3$.

FIGURE 6.9 – Définition de l'angle α et radargramme correspondant aux ondes réfléchies générées dans un milieu stratifié non-horizontalement.

6.1.2 Décroissance en amplitude des ondes reçues

On considère dans un premier temps, un milieu avec une interface unique qui sépare deux milieux homogènes et sans perte. La figure 6.11 représente l'évolution de l'amplitude des échos identifiés en fonction de la distance émetteur-récepteur. La figure 6.11(a) expose les résultats relatifs aux ondes directes. En deçà de 300 mètres de distance, les deux ondes arrivent avec des temps très voisins et ne sont pas suffisamment résolues pour que leurs amplitudes respectives soient établies avec précision, dans le cas d'un sol sans perte et de permittivité relative égale à 3. Au-delà de cette distance, l'amplitude de l'onde dans l'air ainsi que celle de l'onde de sol présentent pour un sol sans perte, une décroissance asymptotique en $1/\rho^2$, ρ étant la distance émetteur-récepteur. En espace libre, l'onde serait sphérique avec une décroissance en $1/\rho$; c'est la présence de l'interface et de la réflexion en incidence rasante qui donne à ces deux ondes leur forte décroissante (cf Fig. 6.10).

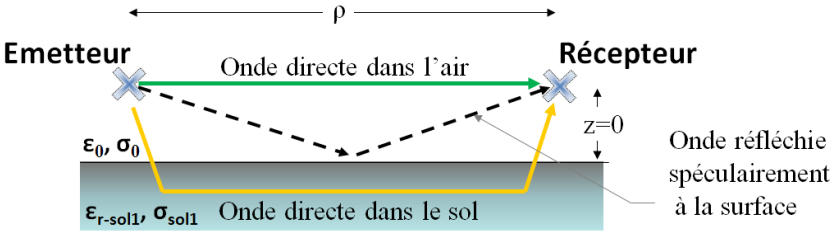
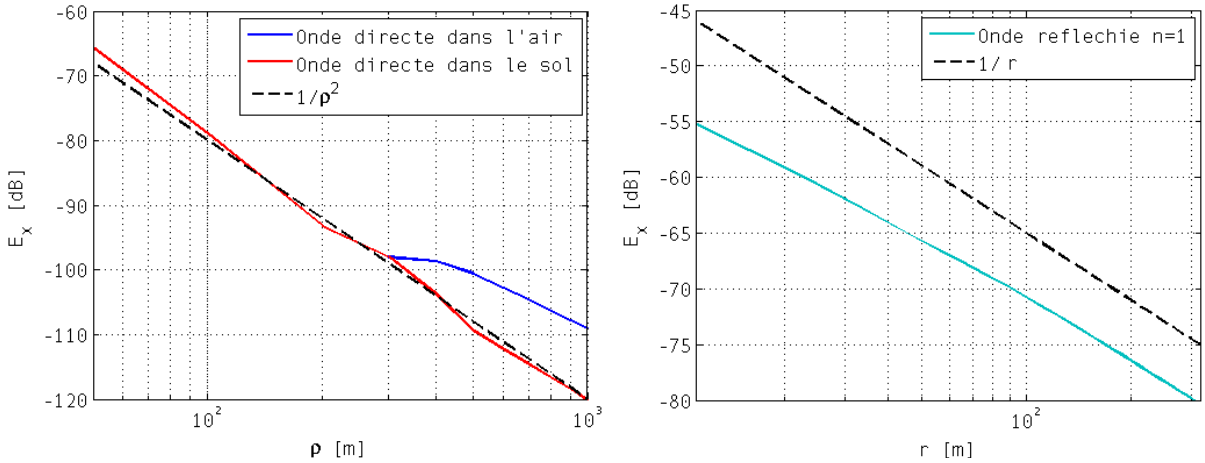


FIGURE 6.10 – Emetteur et récepteur à une hauteur z au dessus du sol et les ondes associées. Dans nos simulations, les antennes l'émission et de réception sont posées à même le sol ($z = 0$)

Par contre, l'amplitude de l'onde qui se propage dans le sous-sol en direction de l'interface parfaitement réfléchissante enfouie dans le sous-sol ($z < 0$), se réfléchit sans perte sur cet interface et continue sa propagation en direction du récepteur décroît en $1/r$ où r est la distance réelle parcourue par l'onde dans le milieu $r = \rho/\cos\theta$ (cf Fig. 6.11(b). Quelle que soit la direction de propagation considérée dans le sous-sol $0^\circ < \theta < 90^\circ$ et $0^\circ \geq \varphi \geq 360^\circ$ ($\theta \sim 90^\circ$ correspondant aux ondes directes), cette décroissance est en $1/r$. La localisation du point de mesure est caractérisée par l'angle vertical θ et l'angle horizontal φ comme l'illustre la figure C.1.



(a) Ondes directes (b) Onde réfléchie

FIGURE 6.11 – Variations de l'amplitude des ondes directes de la composante E_x dans l'air et dans le sol en fonction de la distance ρ entre l'émetteur et le récepteur ainsi que l'onde suivant le chemin du rayon réfléchi en fonction de la distance parcourue $r = \rho/\cos\theta$ par l'onde pour $\theta = 25^\circ$ et $\phi = 30^\circ$ (avec une antenne alignée suivant 0_x). Le sol est sans perte, de permittivité relative égale à 3. Les ondes ne sont bien séparées qu'à partir de $\rho \sim 300m$ pour cette configuration. Plus la permittivité sera élevée, plus la dissociation des deux ondes directes sera rapide.

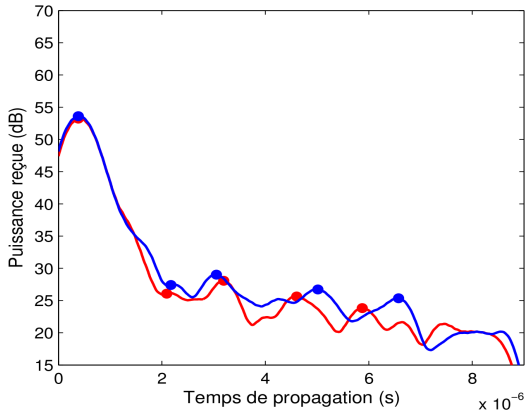
6.1.3 Estimation de la conductivité du sous-sol via la décroissance en amplitude des ondes

Lors de la campagne de mesure égyptienne sur le plateau d'Abu Saied en 2005, des mesures ont été effectuées en réception sur deux dipôles électriques orthogonaux et une antenne magnétique orientable de façon à avoir accès à cinq composantes du champ magnétique $E_x E_y H_x H_y H_z$. Pour une même configuration géométrique, les caractéristiques observées sur les 5 composantes mesurées du champ électromagnétique montrent une bonne cohérence (les échos arrivent approximativement au même moment). La figure 6.12(a) montre une mesure type obtenue. L'enveloppe de chaque signal mesuré au niveau du récepteur montre clairement la présence d'échos retardés. Les retards mesurés peuvent être utilisés pour estimer la distance parcourue par l'onde (une fois la permittivité connue) [Ciarletti et al., 2010b].

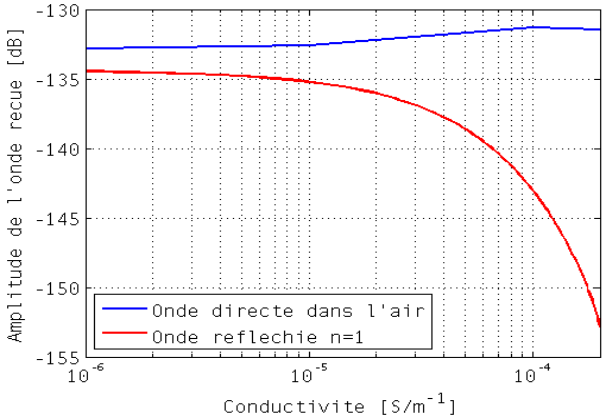
L'atténuation observée sur l'amplitude des signaux réfléchis est importante puisque le signal direct est prépondérant. Parmi les diverses explications qui peuvent être considérées (rugosité des interfaces, extension limitée des structures réfléchissantes, pertes dues à des inhomogénéités, conductivité), il semble probable que la contribution de la conductivité des couches du sous-sol soit prédominante. En effet, selon les informations disponibles sur l'environnement géologique du site en question, le sous-sol serait assimilable à un empilement de strates horizontales séparées par des interfaces très lisses à l'échelle des longueurs d'onde utilisées par l'instrument.

L'écart en temps entre l'onde directe dans l'air et l'onde directe dans le sol a permis d'estimer que la première couche a une permittivité relative d'environ $6,2$ en accord avec la valeur estimée par la mesure d'impédance [Ciarletti et al., 2010b]. Le temps d'arrivée de l'écho qui correspond à la réflexion sur la première interface permet d'estimer la profondeur de la première couche à 100m environ. Des simulations numériques avec la prise en compte de la configuration exacte des antennes chargées ont été effectuées pour plusieurs valeurs de conductivité de la première couche. Les résultats sont présentés la figure 6.12(b) qui illustre l'effet de la conductivité sur l'amplitude de l'onde directe dans l'air et sur celle de l'onde réfléchie une fois dans le milieu pour une distance émetteur-récepteur $\rho = 100m$.

Comme prévu, les données simulées montrent que la conductivité n'a presque aucun effet sur l'onde directe se propageant dans l'air et que le rapport entre l'amplitude de l'onde directe dans l'air et l'onde réfléchie augmente avec la conductivité de la strate. Les rapports qui ont été mesurés expérimentalement pour une distance entre l'émetteur et le récepteur de 100m sont autour de $25dB$ avec une dispersion de $\pm 4dB$. L'ordre de grandeur de l'atténuation observée permet d'estimer que la conductivité de la première couche vaut approximativement $2.10^{-4} S.m^{-1}$. Ces valeurs semblent élevées pour un environnement aride, mais sont compatibles avec la présence de schiste argileux (Esna Shale) et de calcaire dans le sous-sol.



(a) Puissance reçue en dB avec les échos détectés correspondants pour chacune des polarisations : selon x (bleu), selon y (rouge), pour un récepteur éloigné de 100m de l'émetteur. Lors de la campagne de mesure en Egypte, le radar était pourvu de deux dipôles électriques orthogonaux permettant des mesures pour chacune des polarisations.



(b) Effet de la conductivité de la couche supérieure sur l'amplitude de l'onde directe dans l'air et sur celle de l'onde réfléchie ($n = 1$) pour une interface lisse située à une profondeur de 100m et une distance émetteur récepteur de 100m. Cette configuration correspond à la configuration estimée du sous-sol sondé lors de la campagne de mesure égyptienne. Les courbes ont été obtenues par simulation numérique.

FIGURE 6.12 – A gauche, un exemple de mesure effectuée lors de la campagne de mesure égyptienne pour une station réceptrice éloignée de 100m de la station fixe. A droite, résultat de simulations numériques afin d'étudier l'influence de la conductivité sur la décroissance du champ mesuré à 100m de la station fixe pour une strate d'épaisseur 100m et de permittivité relative égale à 6,2. [Ciarletti et al., 2010b]

6.2 Modélisation d'une antenne électrique constituée de deux monopôles non-alignés

Pour rappel, le GPR EISS fait usage d'une antenne électrique dipôlaire constituée de deux monopôles chargés résistivement de 35m de long chacun permettant de transmettre (et aussi de recevoir en mode monostatique) le signal HF. Mais la capacité la plus innovante de EISS est son potentiel de fonctionner en bistatique, rendue possible par la présence d'un petit capteur magnétique orientable sur le Rover (comme initialement prévu pour la mission ExoMars). Ce capteur magnétique permet de mesurer les trois composantes du champ magnétique des ondes reçues quelle que soit la direction du rover pour une distance maximale d'environ 1 km entre l'émetteur et le récepteur. L'antenne magnétique aurait dû être fixée sur le mât de la caméra panoramique rotative du rover, elle pouvait ainsi mesurer les trois composantes du champ magnétique en tirant avantage de la rotation de la caméra.

Dans cette section, nous allons étudier l'impact de l'angle entre les deux monopôles sur la capacité qu'a EISS à faire des mesures sur toute la zone autour de la station émettrice. Dans le contexte de la mission ExoMars, les contraintes d'intégration avaient limité nos options (cf Fig. 6.13), l'étude menée ici est plus large et ne tient pas compte de contraintes a priori. Les résultats présentés dans cette partie sur l'optimisation de la valeur de l'angle entre les deux monopôles, sur ses répercussions sur le diagramme de rayonnement des antennes, sur la couverture radar et sur les performances de l'instrument reposent sur des simulations numériques FDTD.

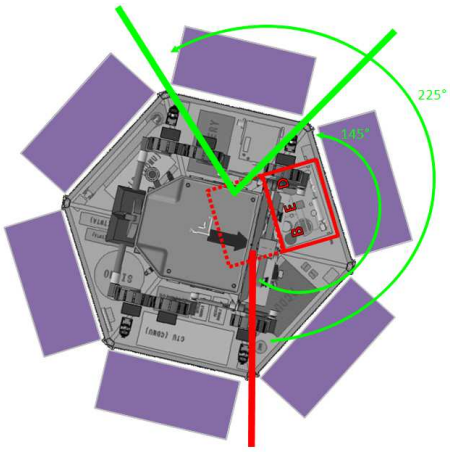


FIGURE 6.13 – Illustration de l'intégration initialement prévue des antennes électriques de EISS à bord du Lander de la mission ExoMars. En rouge, le monopôle de référence et en vert, deux exemples de positionnement du second monopôle faisant un angle θ_{ant} avec celui de référence.

6.2.1 Modélisation basée sur des sources de courant ponctuelles

Dans le cadre d'une future mission, la valeur exacte de l'angle entre les deux monopôles sera probablement imposée par la conception de la plateforme et sera choisie afin de minimiser le contact entre l'antenne, la plate-forme et les panneaux solaires, tout en gardant un diagramme de rayonnement le plus omnidirectionnel possible. Cela est essentiel étant donné que la position de la station mobile (avec le récepteur de EISS à son bord) ne peut être anticipée.

6.2.1.1 Principe et validation de la méthode de simulation

Afin d'étudier l'impact de la configuration d'antenne (à savoir de l'angle entre les deux monopôles) sur la performance de l'instrument, des simulations numériques ont été réalisées. La version disponible du code TEMSI-FD utilisée pour nos simulations est en mesure de prendre en compte la conception exacte des monopôles avec leur fils et des résistances tant qu'ils sont situés sur une maille orthogonale du volume de calcul, ce qui rend le code dans la version utilisée inapproprié pour le cas des monopôles non alignés.

Il était donc nécessaire de trouver une représentation équivalente d'un monopôle qui convienne à la fois à une configuration alignée et non alignée. La méthode utilisée est basée sur le fait que le monopôle physique résistivement chargé se comporte comme une série de sources de courant fictives réparties sur la longueur du monopôle. La distance entre deux sources consécutives peut être choisie de façon à assurer que toutes les sources se trouvent à un point d'intersection des mailles et à être adaptée à l'angle désiré entre les deux monopôles (cf Fig. 6.14). A chaque source I_{R_i} est associée une fonction temporelle décrivant la forme de l'excitation. Chacune de ces sources fictives génère donc un courant HF de forme impulsionnelle avec une amplitude et un retard qui dépendent de son propre emplacement le long de l'antenne. Pour une distance déterminée (distance entre le générateur et l'emplacement de la source considérée), l'amplitude et le retard de l'impulsion sont obtenus par une simulation effectuée

pour un monopôle aligné sur le maillage comme l'illustre la figure 6.15 (cf section 5.3.3.1) [2]. Chaque monopôle est alors considéré comme la somme de dipôles élémentaires parcourus par des courants d'intensité variable (Principe de Huygens). Cette approche a été validée pour des cas simples qui ont été modélisés à la fois par une série de sources ponctuelles de courant et directement avec le fil et les résistances du monopôle chargé (cf Fig. 6.16 et 6.17).

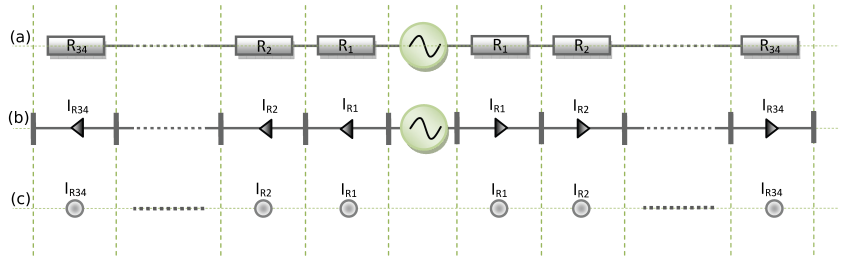


FIGURE 6.14 – Illustration de la méthode de modélisation avec un maillage orthogonal : (a) Représentation physique d'un monopôle avec un fil et des résistances localisées, (b) Représentation du courant le long de l'antenne, (c) Représentation du même monopôle avec des sources de courant ponctuelles.

Nous savons que l'amplitude et le retard de l'impulsion qui se propage le long de l'antenne dépendent du milieu sur lequel l'antenne repose. La forme d'onde (amplitude et retard) des sources de courant fictives utilisées pour simuler un monopôle non aligné doit être obtenue par simulation numérique correspondant au même monopôle déployé sur un sol identique à celui sur lequel le monopôle non aligné sera utilisé. La figure 6.15 montre la diminution du courant obtenue par simulation numérique le long d'un monopôle lorsqu'il est déployé sur un sol de caractéristiques électriques représentatives de la planète Mars $\varepsilon_{r-sol} = 4$ et $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$ (μ_0). Un exemple de la forme temporelle de l'excitation du courant en début d'antenne I_{R_1} (à 1m du générateur) et en fin d'antenne $I_{R_{34}}$, pour une antenne (profil #2) posée sur un sol de permittivité relative égale à 4 est présent sur la figure 6.15 (figure de droite). Les valeurs ainsi obtenues seront utilisées comme sources d'excitations des sources de courant ponctuelles dans les simulations suivantes.

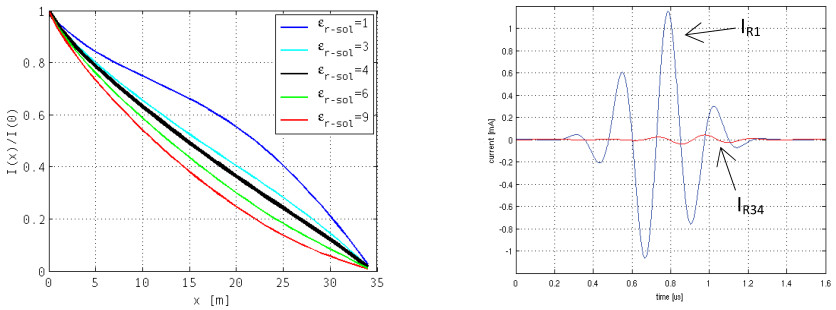


FIGURE 6.15 – Distribution du courant normalisée le long d'un monopôle posé sur un sol de permittivité relative ϵ_{r-sol} et de conductivité $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$ (μ_0) (simulations FDTD). Les courbes de droites montrent la forme temporelle de l'excitation du courant en début d'antenne I_{R_1} (à 1m du générateur) et en fin d'antenne $I_{R_{34}}$, pour une antenne (profil #2) posée sur un sol $\epsilon_{r-sol=4}$.

2. ou analytiquement (cf section 5.3.2)

La figure 6.16 montre, pour 2 configurations simples $\theta_{ant} = 90^\circ - 180^\circ$, l'erreur commise sur l'amplitude du champ magnétique reçu en mode bistatique (ici H_y) par la modélisation basée sur les sources de courant, la référence étant l'amplitude issue de la modélisation d'antennes filaires résistives. Dans le cas de deux monopôles alignés $\theta_{ant} = 180^\circ$, l'erreur sur l'amplitude calculée avec les sources de courant par rapport à celle issue du calcul avec l'antenne filaire est inférieure à $0.4dB$, pour plus de 80% des emplacements du récepteur. Ceci est équivalent à une erreur sur l'amplitude du signal reçu qui résulterait d'une erreur de 5% sur la distance entre l'émetteur et le récepteur. Avec l'antenne composée de deux monopôles perpendiculaires $\theta_{ant} = 90^\circ$, 47% des emplacements du récepteur montrent une erreur inférieure à $0.4dB$ et 91% ont une erreur inférieure à $0,8dB$. Les plus fortes différences se produisent dans les zones où le signal est très faible et où la précision des résultats peut être mise en doute. En conséquence, on peut considérer que la modélisation fondée sur des sources de courant est validée et elle sera utilisée dans la suite pour l'étude de l'influence de l'angle entre les deux monopôles.

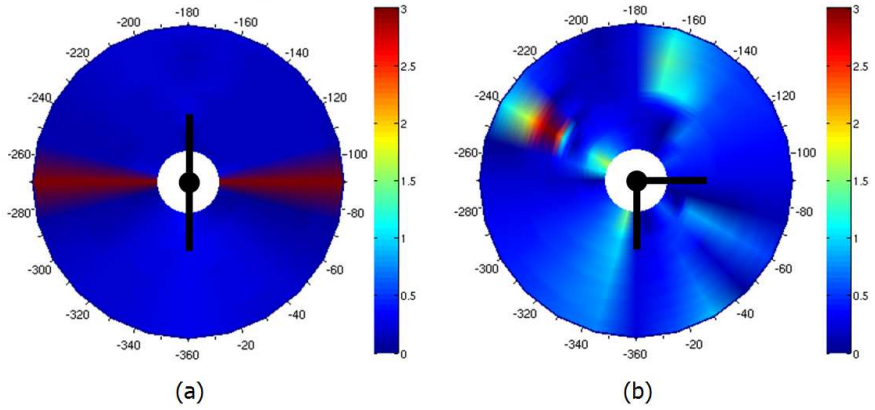


FIGURE 6.16 – Cartes de la différence (en échelle logarithmique [dB]) entre les résultats obtenus avec le modèle basé sur les sources de courant et ceux obtenus avec la représentation exacte des monopôles (antenne filaire avec leurs fils et leurs résistances). Les cartes montrent, à titre d'exemple, l'amplitude de la composante magnétique H_y pour l'onde directe, calculée pour deux configurations d'antennes différentes : (a) deux monopôles alignés $\theta_{ant} = 180^\circ$ et (b) deux monopôles perpendiculaires $\theta_{ant} = 90^\circ$. Le champ magnétique est calculé pour un récepteur situé entre 100 et 500 m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360°.

6.2.2 Influence de l'angle entre les deux monopôles de l'antenne HF

Les deux monopôles doivent être déployés sur la surface de manière à assurer une couverture la plus omnidirectionnelle possible autour de l'émetteur. Des simulations électromagnétiques ont été menées pour étudier l'impact des différentes configurations possibles. Trois configurations d'antennes sont présentées et comparées : ① un seul monopôle émetteur aligné suivant l'axe 0_y qui illustre la configuration minimale, ② deux monopôles émetteurs parfaitement alignés suivant l'axe 0_y qui est considéré comme la configuration de référence (configuration appelée dipôle par la suite) et ③ deux monopôles transmetteurs non alignés. Pour cette configuration de dipôles non alignés, les résultats sont donnés pour un angle entre les 2 monopôles θ_{ant} égal à 225°. L'angle θ_{ant} est l'angle formé entre

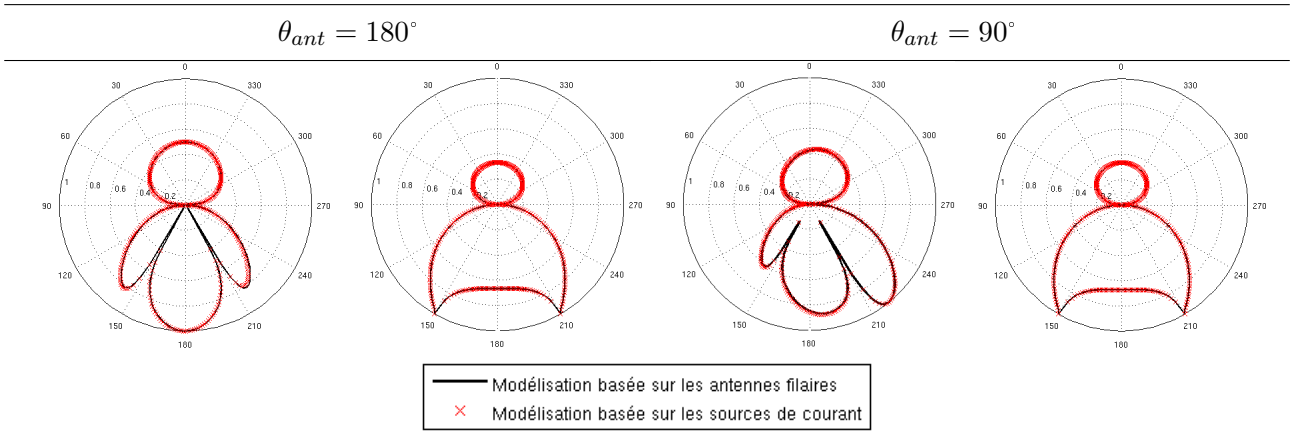


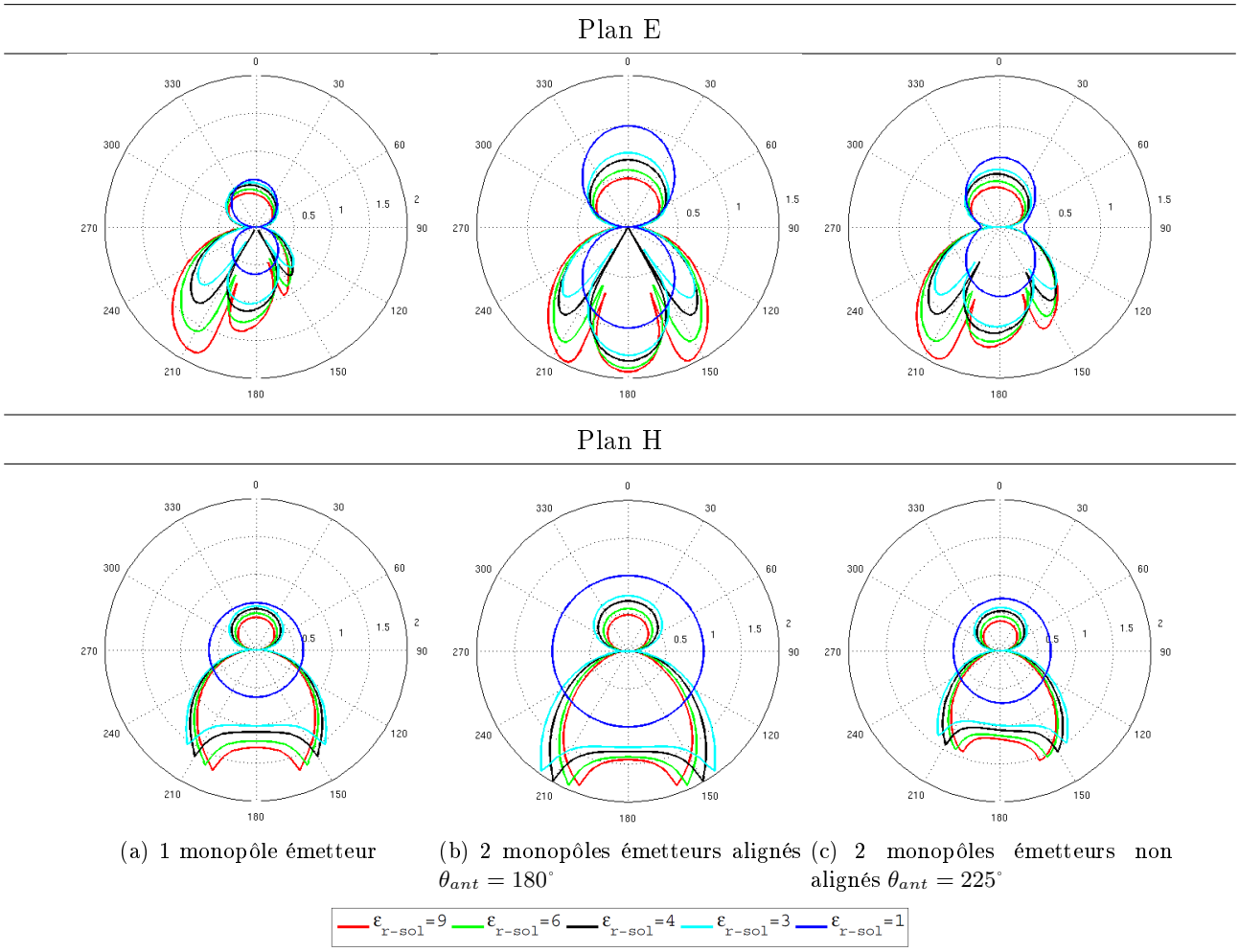
FIGURE 6.17 – Diagrammes de rayonnement normalisés (dans le plan E et H) pour les configurations d'antennes $\theta_{ant} = 180^\circ - 90^\circ$ obtenus soit avec le modèle basé sur les sources de courant, soit directement avec les antennes filaires lorsque celles-ci sont déployées sur un sol homogène $\varepsilon_{r-sol} = 4$ et $\sigma = 0$ (à 2MHz). Le profil résisitif appliqué sur chacun des monopôles est le profil #2.

le monopôle aligné suivant l'axe 0_y (appelé le monopôle de référence dans la figure 5.13) et le second monopôle déployé (dans le sens trigonométrique, par rapport à l'axe 0_y). La valeur $\theta_{ant} = 225^\circ$ est celle que nous avons retenu pour la mission ExoMars pour tenir compte de l'emplacement des systèmes de déploiement des antennes et des panneaux solaires (cf Fig. 6.13). Nous avons étudié la couverture radar pour d'autres valeurs de θ_{ant} ; un comparatif des performances se trouve dans la section 6.2.3.

6.2.2.1 Diagramme de rayonnement

Les diagrammes de rayonnement présentés figure 6.18 sont obtenus en champ lointain pour le cas où l'antenne est déployée sur un sous-sol homogène $\varepsilon_{r-sol} = 4$ et $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$ (μ_0) pour les configurations d'antennes décrites précédemment. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus pour les trois configurations d'antennes pour les différentes valeurs de permittivité, tous les diagrammes sont normalisés par la valeur maximale du champ magnétique obtenue avec un dipôle aligné dans le vide.

La figure 6.18 montre que l'amplitude du signal transmis dans le sous-sol augmente et que celle transmis dans l'air diminue lorsque la permittivité relative du sous-sol augmente, quelle que soit la configuration des antennes. Avec un unique monopôle émetteur, l'énergie transmise dans le sol n'est évidemment pas omnidirectionnelle dans le plan E et n'apparaît donc pas comme une solution acceptable (cf Fig. 6.18(a)). Comme constaté auparavant, chaque diagramme de rayonnement dans le sous-sol montre clairement des valeurs très faibles pour certaines directions spécifiques, ce qui peut potentiellement conduire à des problèmes de couverture du sous-sol sondé. Néanmoins, la représentation du champ émis sous forme de diagramme de rayonnement ne permet pas de fournir une compréhension claire de la couverture obtenue dans la zone autour de l'émetteur et prend en considération uniquement l'onde qui se propage directement de l'émetteur au récepteur alors que ce sont principalement les ondes réfléchies qui vont permettre de caractériser le sous-sol. Une représentation plus adaptée sous forme de carte a été développée et utilisée par la suite.



(a) 1 monopôle émetteur (b) 2 monopôles émetteurs alignés $\theta_{ant} = 180^{\circ}$ (c) 2 monopôles émetteurs non alignés $\theta_{ant} = 225^{\circ}$

FIGURE 6.18 – Diagramme de rayonnement dans le plan E et H pour les trois configurations d'antenne déployées sur un sol homogène de permittivité relative ε_{r-sol} et de conductivité nulle (à 2MHz). Tous les monopôles simulés ont le même profil résistif #2 et avec un angle entre monopôles θ_{ant} qui diffère. L'ensemble des diagrammes de rayonnement sont normalisés par le max du champ rayonné dans le vide par un dipôle aligné $\theta_{ant} = 180^{\circ}$.

6.2.2.2 Cartes de niveau de champ reçu pour différentes configurations d'antennes émettrices

Pour un sondage bistatique, l'antenne de réception est un petit capteur magnétique (assez petit pour être hébergé sur une plate-forme mobile) qui peut être orienté selon trois directions perpendiculaires afin de mesurer les trois composantes du champ magnétique à l'emplacement du rover. Des simulations numériques ont été menées pour obtenir des cartes de l'amplitude du champ magnétique reçu au niveau de la station mobile, pour les différentes configurations d'antennes d'émission. Les ondes directe et réfléchie ont été sélectionnées sur les radargrammes obtenus et traitées séparément.

Le sous-sol considéré est composé d'une strate homogène de permittivité relative $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$, de conductivité $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$ et d'une profondeur de $100m$ qui recouvre une seconde strate infinie

de permittivité relative égale à 9 et de même conductivité ($\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$). Cette seconde strate permet de générer une réflexion à l'interface entre les deux strates. Les trois composantes du champ magnétiques sont calculées pour un récepteur situé entre 100 et 500m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360°. Cette structure du sous-sol est particulièrement simple, mais permettra l'étude de la réflexion qui se produit à l'interface entre les deux couches. Pour chaque configuration d'antenne et pour chaque écho identifié, l'amplitude des trois composantes du champ magnétique est représentée. Les valeurs sont données en échelle logarithmique. Pour plus de clarté, nous traiterons uniquement l'onde directe dans l'air et l'onde réfléchie une fois sur l'interface.

Champ magnétique obtenu avec un unique monopôle transmetteur :

• Amplitude de l'onde directe dans l'air :

Les cartes des amplitudes des 3 composantes du champ magnétique correspondant à l'onde directe dans l'air sont présentées figure 6.19. Elles montrent clairement que, comme prévu, l'amplitude de l'onde qui se propage directement de l'émetteur au récepteur est beaucoup plus faible ($< -80dB$) si le récepteur se trouve dans l'axe du monopôle (0_y) pour les composantes H_y et H_z. L'onde directe ne donnera aucune information sur la structure du sous-sol, mais constituera une référence pour les temps de propagation et pour l'amplitude du signal.

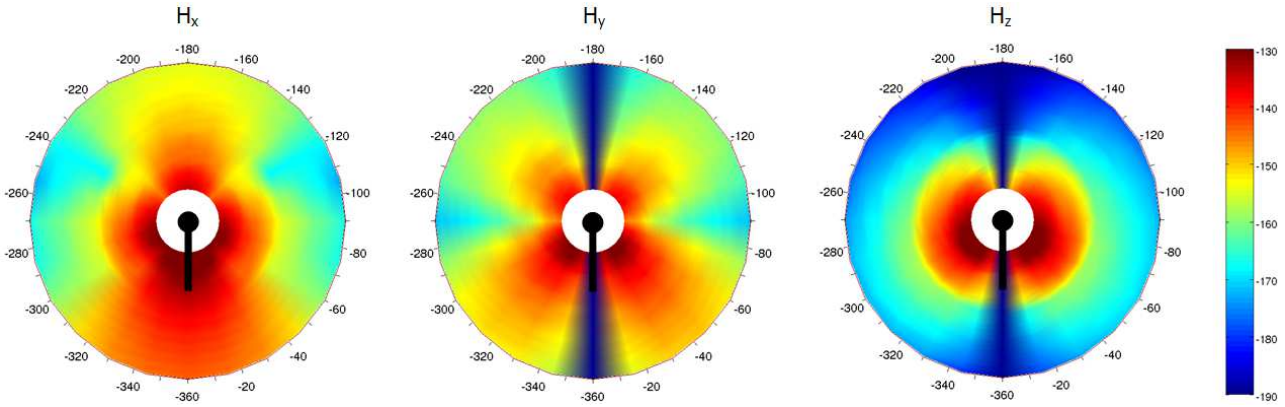


FIGURE 6.19 – Amplitude (en échelle logarithmique [dBA / m]) du champ magnétique correspondant à l'onde directe dans l'air pour un récepteur situé entre 100 et 500m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360°. L'antenne d'émission est un unique monopôle (représenté en noir).

• Amplitude de l'onde réfléchie :

La figure 6.20 correspond à l'amplitude de l'onde réfléchie par l'interface enfouie à 100 m de profondeur et permettra de fournir des informations sur la structure interne du sous-sol sondé en mode bistatique. Les cartes montrent clairement que pour un grand pourcentage de position du récepteur, le signal reçu serait très faible pour les 3 composantes du champ magnétique donc quelle que soit l'orientation du récepteur. L'utilisation d'un unique monopôle émetteur n'aurait de sens que si l'emplacement du récepteur pouvait être choisi pour éviter ces zones problématiques. Les simulations ont été réalisées pour une interface horizontale ; en cas d'un plan incliné, le comportement serait très similaire, mais la localisation exacte d'un emplacement non favorable ne serait pas exactement la même.

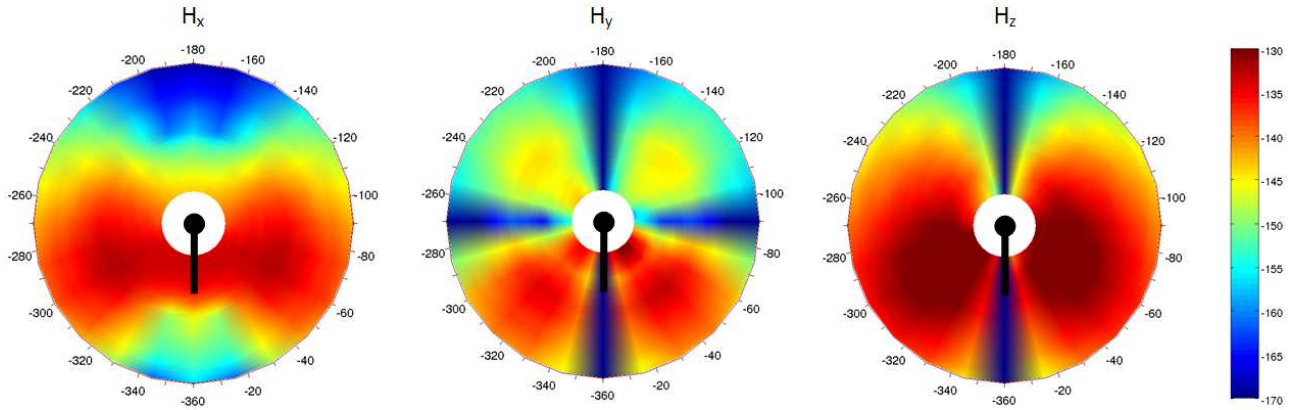


FIGURE 6.20 – Amplitude (en échelle logarithmique [dBA / m]) du champ magnétique correspondant à l'onde réfléchie (une fois sur l'interface enfouie à 100m de profondeur) pour un récepteur situé entre 100 et 500m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360°. L'antenne d'émission est un unique monopôle (représenté en noir).

Champ magnétique obtenu avec deux monopôles transmetteurs :

Nous venons de montrer que l'utilisation d'un unique monopôle pour transmettre le signal n'est pas appropriée ; des simulations ont donc été faites pour évaluer la couverture obtenue avec une émission basée sur deux monopôles déployés dans des directions opposées (ou presque opposées). Les cartes de champ magnétique ont été générés pour les deux autres configurations : $\theta_{ant} = 180^{\circ} et 225^{\circ}$.

• Amplitude de l'onde directe dans l'air :

La figure 6.21 présente les résultats de l'onde directe. La figure 6.21(a) illustrant l'amplitude du champ magnétique issu d'une émission dipolaire ($\theta_{ant} = 180^{\circ}$) apporte clairement la preuve que dans certaines directions (alignée et perpendiculaire à la direction de l'antenne - axe O_y) une ou deux des composantes sont presque nulles, tandis que la configuration des monopôles non alignés $\theta_{ant} = 225^{\circ}$ (cf Fig. 6.21(b)) ne présente pas de telles zones problématiques de réception. Cette dernière configuration (monopôles non alignés) semble offrir la meilleure couverture d'émission autour de la station fixe.

La comparaison de ces cartes de couverture correspondant à l'onde directe dans l'air montre que 50% des emplacements du récepteur voient leur amplitude respective augmenter lorsque les monopôles émetteurs ne sont pas alignés (par rapport à la configuration dipolaire). L'augmentation de l'amplitude reçue peut atteindre $80dB$, dans les directions parallèles et perpendiculaires au monopôle de référence (aligné suivant l'axe 0_y) pour les composantes H_y et H_z. En retour, de faibles diminutions inférieures à $10dB$ sont à déplorer pour certains endroits où l'amplitude du signal est particulièrement forte avec un dipôle émetteur. Le rayonnement du champ magnétique (ainsi que celui du champ électrique non présenté dans ce manuscrit) sera plus omnidirectionnel en utilisant une configuration avec deux monopôles non alignés.

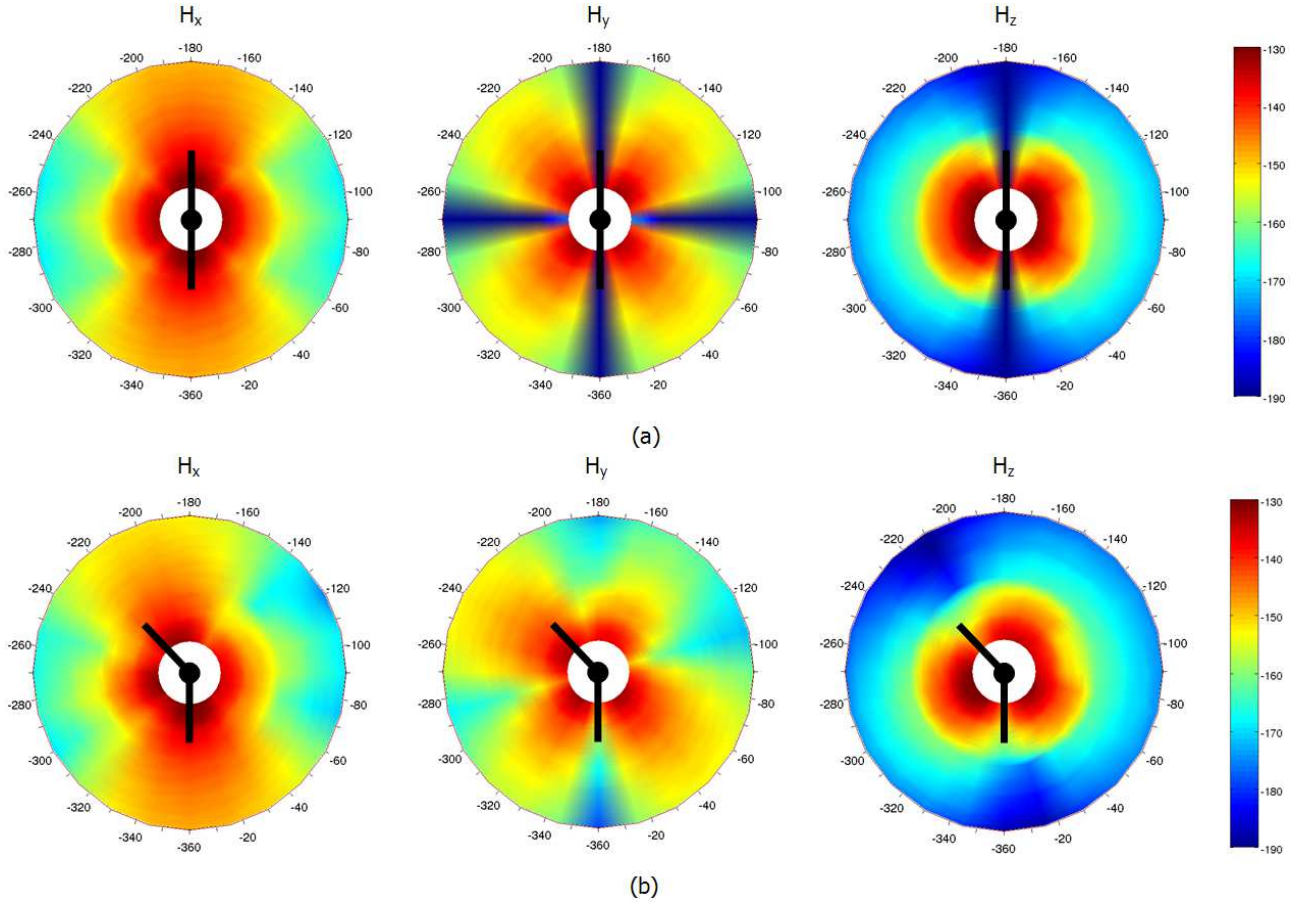


FIGURE 6.21 – Amplitude (en échelle logarithmique [dBA / m]) du champ magnétique correspondant à l'onde directe dans l'air pour un récepteur situé entre 100 et 500m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360°. L'antenne d'émission est constituée de deux monopôles alignés $\theta_{ant} = 180°$ (a) et/ou de deux monopôles non alignés $\theta_{ant} = 225°$ (b) (représentés en noir)

• Amplitude de l'onde réfléchie :

La figure 6.22 montre les résultats de l'onde réfléchie issue de l'interface enfouie à 100 m sous la surface. La configuration avec les monopôles non alignés semble être plus favorable à une bonne couverture de toute la zone centrée sur l'émetteur et minimise les zones problématiques (zones de faible amplitude de réception).

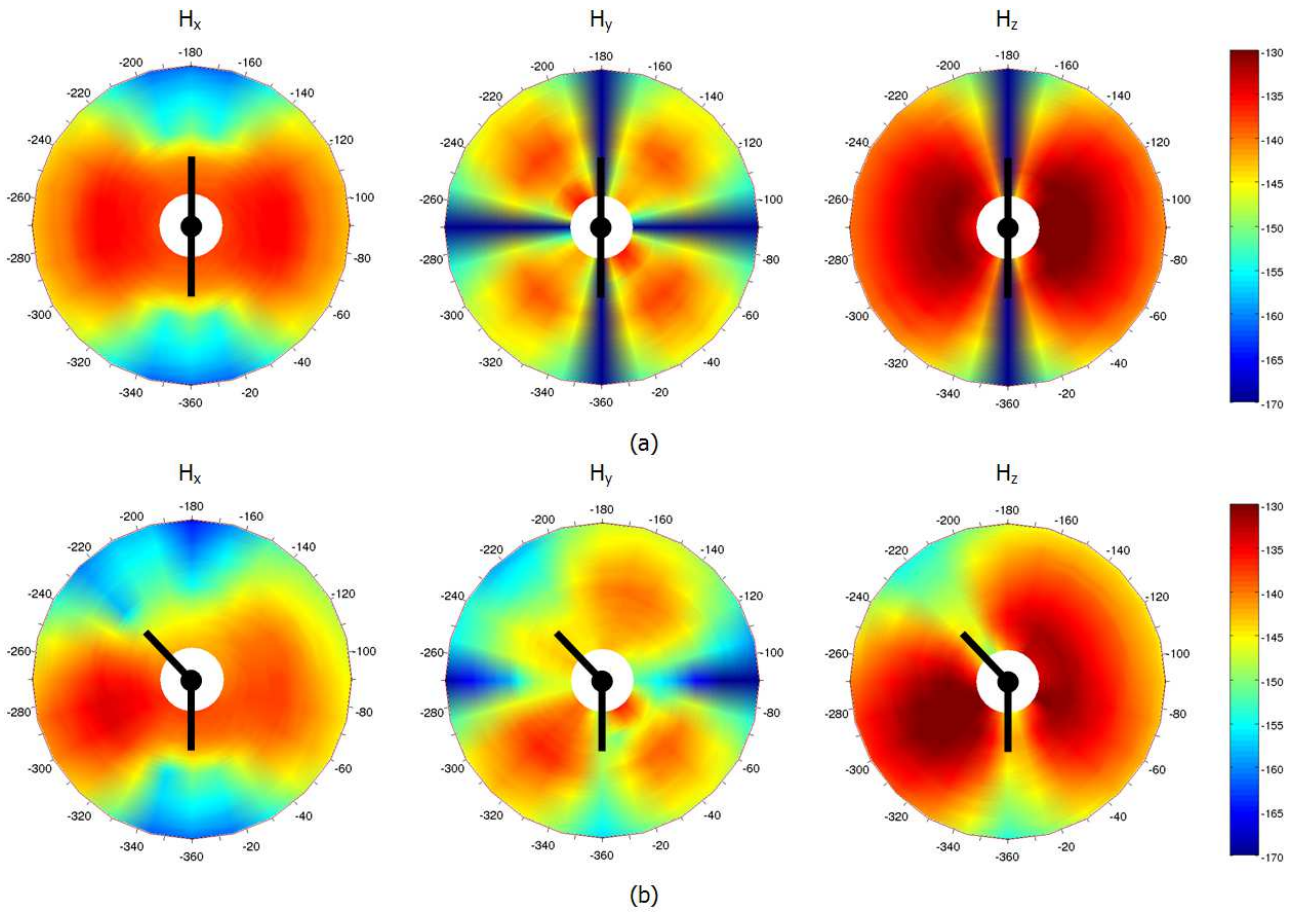


FIGURE 6.22 – Amplitude (en échelle logarithmique [dBA / m]) du champ magnétique correspondant à l'onde réfléchie (une fois sur l'interface enfouis à 100m de profondeur) pour un récepteur situé entre 100 et 500m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360°. L'antenne d'émission est constituée de deux monopôles alignés $\theta_{ant} = 180°$ (a) et/ou de deux monopôles non alignés $\theta_{ant} = 225°$ (b)

6.2.3 Bilan sur le champ magnétique reçu

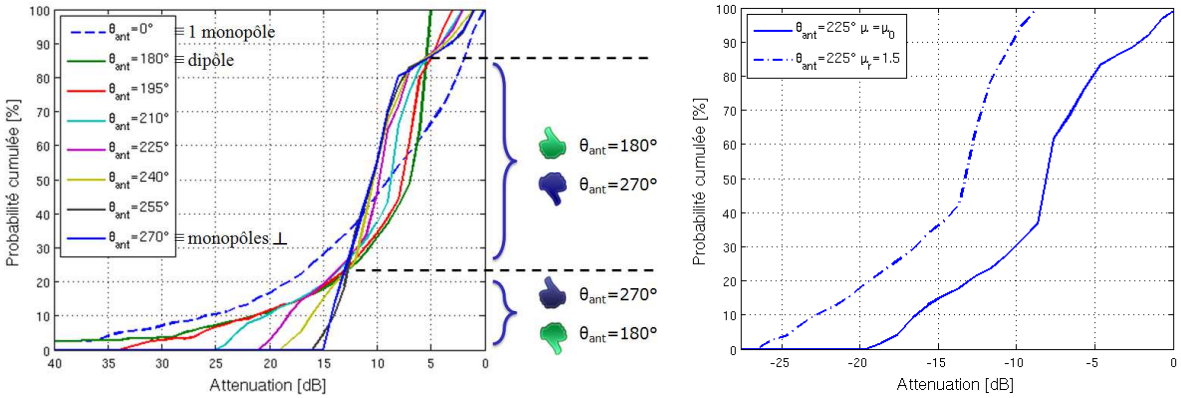
La figure 6.23(a) résume la situation. Elle donne, pour chacune des configurations d'antennes décrites précédemment ainsi que pour d'autres valeurs d'angles entre antennes, la probabilité de rencontrer une atténuation supérieure à la valeur des abscisses. La référence pour cette atténuation est la valeur maximale obtenue pour le module du champ magnétique reçu à 500m de l'émetteur (quelle que soit la direction), pour la meilleure configuration d'antennes.

Par exemple, en cas de monopôles non alignés $\theta_{ant} = 225°$, la probabilité de rencontrer une atténuation plus forte que $21dB$, par rapport à la configuration la plus favorable (à 500m), est nulle alors qu'elle est d'environ $\sim 10\%$ pour les configuration dont l'angle entre monopôles est inférieur ($\theta_{ant} = 180° - 195° - 210°$) et de 16% pour la configuration avec un unique monopôle. La configuration de deux monopôles non alignés $\theta_{ant} = 225°$ assure une zone de couverture plus homogène autour de la station fixe que les configurations d'antennes décrites.

Dans le contexte de la mission ExoMars, la prise en compte des contraintes d'intégration nous a amené à préconiser un angle $\theta_{ant} = 225^\circ$ qui s'est révélé une bonne configuration. Nous avons généralisé l'étude pour différents angles afin de trouver la meilleure configuration d'antennes avec deux monopôles. La figure 6.23(a) résume l'ensemble des configurations étudiées $\theta_{ant} = 180^\circ$ à 270° par pas de 15° et la configuration basée sur un unique monopôle.

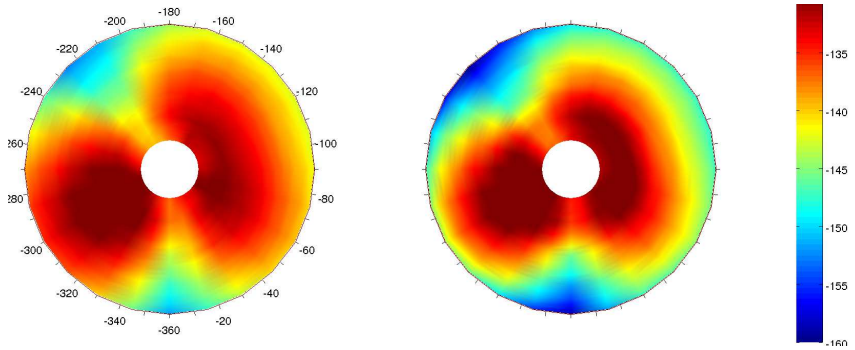
Les résultats de cette étude nous démontrent que nous pouvons d'ores et déjà éliminer les configurations $\theta_{ant} = 0^\circ - 180^\circ - 195^\circ$ puisque des atténuations supérieures à $25dB$ par rapport à l'atténuation maximale obtenue pour la configuration $\theta_{ant} = 270^\circ$ sont observées, ce qui aboutira à des zones de très faible réception et donc à une couverture non homogène. La configuration offrant une couverture la plus omnidirectionnelle est lorsque les deux monopôles d'émission sont perpendiculaires entre eux ($\theta_{ant} = 270^\circ$) ; la probabilité de rencontrer une atténuation plus forte que $15dB$, par rapport à la direction la plus favorable (à 500m) est nulle. Néanmoins dans 70% des cas de mesures avec cette configuration d'antennes, nous obtenons une perte globale d'environ $7dB$ par rapport au niveau du champ magnétique reçu par pour rapport aux autres configurations. Le meilleur compromis offrant une couverture relativement omnidirectionnelle sans trop d'atténuation est obtenue par la configuration $\theta_{ant} = 210^\circ$.

Dans cette étude, le sous-sol a été considéré comme un milieu non magnétique. Néanmoins, il est probable que le sous-sol de la planète rouge soit légèrement magnétique ($\mu_r = 1,5$) du fait de la présence d'oxydes de fer à sa surface [Heggy et al., 2001] [Leuschen et al., 2003]. Dans la section 5.4.3, nous avons constaté que la variation de la perméabilité n'a que peu d'influence sur l'impédance de l'antenne vue par la générateur. La figure 6.23(b) met en évidence une perte globale d'environ $7dB$ sur le niveau du champ magnétique reçu, pour la configuration étudiée.



(a) $\mu_r = 1$ pour les deux strates (b) $\mu_r = 1,5$ pour les deux strates

FIGURE 6.23 – Probabilité cumulée de rencontrer une atténuation plus grande que l'abscisse (quelle que soit la direction)) par rapport à la meilleure configuration d'antennes pour une distance émetteur-récepteur égale à 500m. Les valeurs en abscisse correspondent au module du champ magnétique de l'onde réfléchie. Le sous-sol est constitué d'une première strate d'épaisseur 100m et de propriétés électromagnétiques $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$, $\sigma = 10^{-5} S.m^{-1}$, et d'une seconde strate enfouie d'épaisseur infinie de permittivité relative égale à 9 et de conductivité identique à la strate supérieure.



(a) $\mu_r = 1$ pour les deux strates (b) $\mu_r = 1,5$ pour les deux strates

FIGURE 6.24 – Amplitude [dBA / m] du module du champ magnétique correspondant à l'onde réfléchie (n=1) pour un récepteur situé entre 100 et 500m de l'émetteur dans une direction variant de 0 à 360° pour la configuration $\theta_{ant} = 225°$.

Cette nouvelle approche de modélisation numérique des monopôles non-alignés a permis obtenir des résultats représentatifs des performances du radar EISS et des ses antennes électriques. Cette étude a démontré que l'angle entre les deux monopôles a un impact significatif sur les performances de l'instrument. Nous concluons que la capacité de couverture (du volume sondé) par EISS est clairement améliorée si l'émission est réalisée avec une antenne électrique constituée de deux monopôles non alignés. L'option qui consiste à n'utiliser qu'un seul monopôle pour des raisons d'économie de masse n'est envisageable qu'au prix d'une perte d'information.

6.3 Localisation et caractérisation des réflecteurs du sous-sol : imagerie 3D du sous-sol

Les méthodes d'interprétation des données qui sont présentées dans ce qui suit sont testées et validées sur des données synthétiques issues de modélisation FDTD qui permettent de représenter au mieux la complexité des divers environnements : sous-sol horizontalement stratifié constitué d'une ou plusieurs couches homogènes, présence d'une couche toujours horizontale mais non homogène, présence de strates inclinées dans le sous-sol. Pour chaque situation, notre objectif est de caractériser au mieux le sous-sol sondé. Nous allons commencer par nous placer dans la situation où nous ne disposons que de sondages effectués en un emplacement unique du récepteur et allons étudier les informations qu'il est possible d'obtenir dans ces conditions. Dans un second temps, nous allons simuler le mode de fonctionnement nominal de EISS qui permet de faire des sondages le long d'un trajet et exploiter les radargrammes qui sont ainsi générés pour caractériser en trois dimensions les structures du sous-sol.

6.3.1 Interprétation de mesures acquises en un point unique

Un sondage unique permet uniquement de détecter de potentielles structures réfléchissantes et de déterminer à partir des retards mesurés la distance parcourue dans le sous-sol par l'onde détectée (si l'on considère que la permittivité de la couche supérieure a été déterminée auparavant par la mesure

d'impédance d'antenne). Il existe a priori un nombre infini de points dans le sous-sol qui peuvent correspondre à une distance donnée. Souvent par manque d'informations qui permettraient de lever l'ambiguité, on considère que le sous-sol est stratifié horizontalement et que par conséquent, la réflexion à lieu en un point situé sur la médiane définie par l'émetteur et le récepteur.

Si par contre, toujours en un point unique, on dispose d'un jeu de mesures de plusieurs composantes du champ électromagnétique, on peut tenter d'exploiter l'information pour retrouver la direction d'arrivée de l'onde captée au niveau du récepteur et en déduire la position du réflecteur. La partie suivante est dédiée à l'étude des résultats qui peuvent être obtenus en fonction des composantes du champ électromagnétique disponibles.

6.3.1.1 Paramètres caractérisant la position d'un réflecteur

La localisation d'un réflecteur dans le sous-sol nécessite pour l'écho détecté, d'une part la connaissance de la permittivité du milieu dans lequel l'onde s'est propagée afin de convertir le retard mesuré en distance parcourue, d'autre part, la détermination de la direction d'arrivée de l'onde correspondante. La permittivité de la couche supérieure du sous-sol sera estimée via la mesure de l'impédance de l'antenne électrique de EISS (cf chapitre 5). Retrouver la direction d'arrivée de chaque écho permet d'identifier et d'éliminer les échos qui ne sont pas dus à une réflexion dans le sous-sol mais à une réflexion sur le relief à la surface et de contraindre la position des réflecteurs dans le sous-sol.

La figure 6.25 résume les conventions et notations adoptées. Les angles θ et ϕ décrivent la direction d'arrivée des ondes dans le sol, et θ^* - ϕ^* les angles sortant du milieu : $\theta = (\vec{e_z}, \vec{k_r})$ et $\phi = (\vec{e_x}, \vec{k_{rh}})$ où $\vec{k_{rh}}$ est la composante horizontale du vecteur d'onde $\vec{k_r}$:

$$\vec{k_r} = \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\varphi \\ \sin\theta\sin\varphi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \tag{6.18}$$

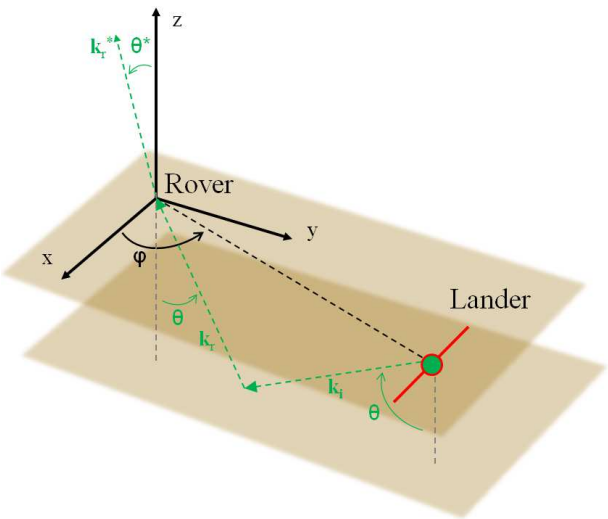


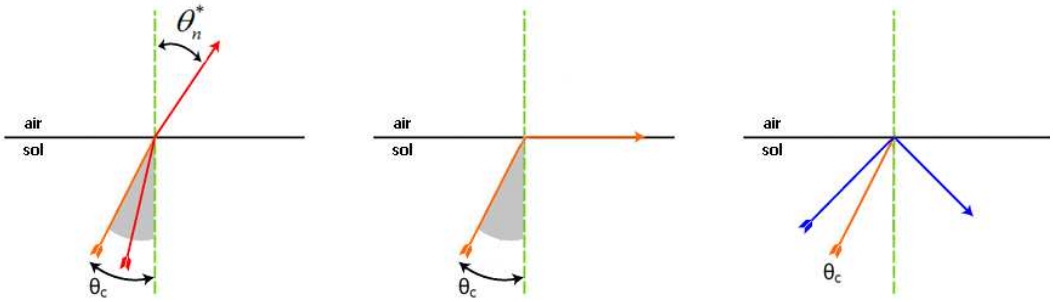
FIGURE 6.25 – Définition des angles à estimer intervenant pour un sondage bistatique.

La dernière étape consiste alors à se rappeler que l'onde subit une réfraction lors du passage d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent ; les angles vertical et horizontal, θ et φ qui donnent la direction de la structure réfléchissante dans le sous-sol se déduisent donc de la direction d'arrivée du vecteur de propagation mesurée dans l'air θ^* et φ^* (puisque les mesures sont effectuées à 1m du sol pour notre configuration radar), par les formules 6.19 et 6.20. On note que l'angle φ est déterminé indépendamment de la permittivité du sous-sol. Alors que, du fait de la réfraction à la sortie du sol, l'angle θ^* mesuré au dessus du sol n'est pas égal à l'angle θ dans le sous-sol qui est celui recherché. La correction à faire pour retrouver l'angle dans le sous-sol nécessite, là aussi, la connaissance de la permittivité. Il est important de noter qu'un écho peut être parfaitement détecté sans qu'il soit pour autant possible de localiser sa provenance ; c'est le cas si l'angle θ dans le sol est supérieur à l'angle critique θ_c (cf Eq. 6.21). La figure 6.26 illustre les différentes conditions en fonction de la valeur de l'angle θ. $\theta_{n_{theorique}}$ est l'angle d'arrivée de l'onde réfléchie n fois dans la première strate d'épaisseur d_1.

$$\theta^* = \arcsin(\sqrt{\epsilon_{r_{sol1}}}\sin\theta) \qquad \text{avec} \qquad \theta = \arccos\left(\frac{k_z^*}{|k|}\right) \tag{6.19}$$

$$\varphi^* = \varphi = \tan^{-1}\left(\frac{k_y^*}{k_x^*}\right) \tag{6.20}$$

$$|\theta_{n_{theorique}}| = \left|\arcsin\left(\frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + (2nd_1)^2}}\right)\right| < \theta_c = \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{r_{sol1}}}}\right) \tag{6.21}$$



(a) $\theta_n < \theta_c$: Réfraction (b) $\theta_n = \theta_c$ (c) $\theta_n > \theta_c$: Réflexion totale

FIGURE 6.26 – Loi de la réflexion.

Pour fixer les idées, pour une interface réflectrice enfouie à 500m de profondeur surplombée d'une strate homogène de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol1}} = 3$ (ou $\langle\epsilon_{r_{sol1}}\rangle = 3$ dans le cas d'un milieu inhomogène), la valeur de l'angle critique correspondant est de $\sim 35^\circ$ et cette valeur est atteinte pour une distance émetteur – récepteur $\rho = 700m$. La figure 6.27 donne, pour différentes valeurs de permittivité, les distances pour lesquelles l'onde réfléchie émerge du sol en incidence rasante. Au delà de cette distance, nous serons dans l'impossibilité théorique de retrouver l'angle d'arrivée θ^* mesuré à un mètre de la surface dans notre cas (antenne magnétique fixée en haut d'un mât dans la mission spatiale ExoMars initialement prévue).

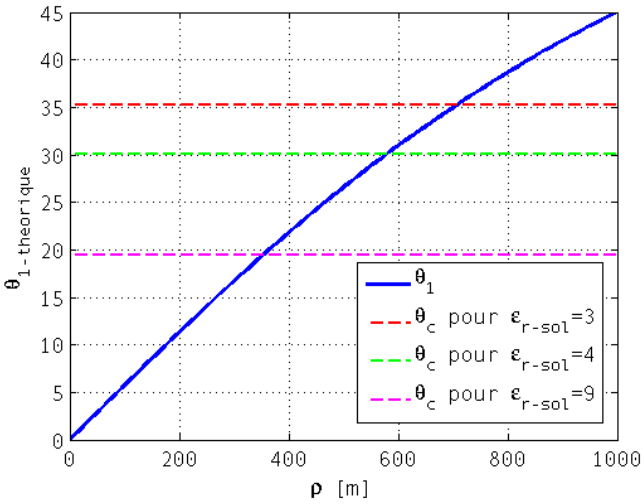
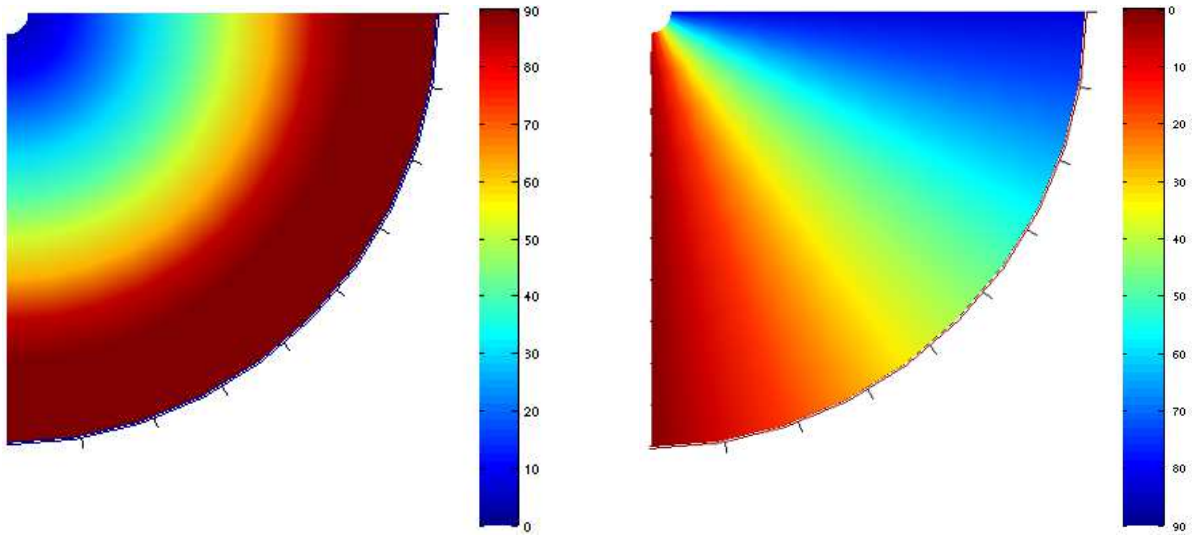


FIGURE 6.27 – Calcul théorique de l'angle θ_1 correspond à l'angle d'arrivée, au niveau du récepteur, de l'onde ayant fait un unique aller-retour entre la surface et l'interface enfouie à 500m de profondeur qui permet de donner, pour différentes valeurs de permittivité, les distances pour lesquelles l'onde réfléchie émerge du sol en incidence rasante.

Pour la configuration présentée précédemment, nous avons procédé à une simulation numérique FDTD. Un énorme volume de calcul a été considéré de taille $1000m \times 1000m \times 500m$ pour tenir compte du fait que la distance émetteur-récepteur peut atteindre $\rho_{max} = 1000m$. Les valeurs théoriques des angles θ^* ($\equiv \theta$ mesuré dans l'air) et φ sont représentées figure 6.28 pour un quart de la zone dans laquelle le récepteur est susceptible se trouver. Nous nous efforcerons de retrouver au mieux ces valeurs via deux méthodes. L'une basée sur la totalité du champ électromagnétique et une autre seulement avec le champ magnétique.

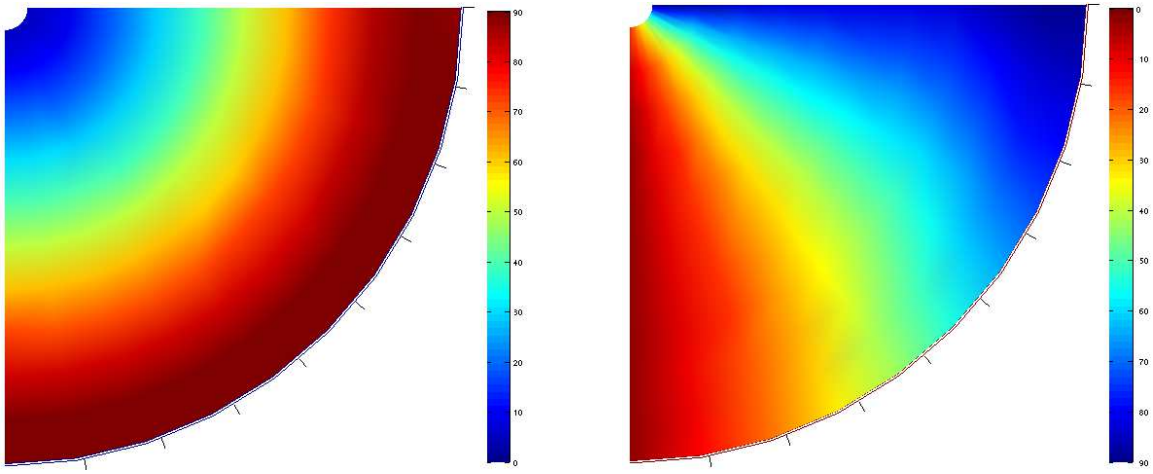


(a) θ^* ($\equiv \theta$ mesuré dans l'air) (b) φ

FIGURE 6.28 – Valeurs théoriques des angles θ et φ que l'on cherche à estimer par la suite.

6.3.1.2 Direction d'arrivée des échos via le champ électromagnétique

Lorsque l'onde est plane, les vecteurs $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{k}$ forment un trièdre direct. Dans ce cas, il est aisé de calculer le vecteur $\vec{k}$ connaissant les 2 autres (par le calcul du produit vectoriel de E et H $E \wedge H$). La connaissance des six composantes du champ électromagnétique en un point suffit à calculer le vecteur de propagation de l'onde k et ainsi la direction d'arrivée de l'onde. Les résultats illustrés figure 6.29 ont été obtenus par cette méthode de calcul pour une configuration d'émission de EISS, et montrent que la méthode donne des résultats en bon accord avec les valeurs exactes 6.28. Concrètement, il est possible en mode bistatique d'avoir accès au champ $\vec{H}$ complet. En revanche, la connaissance des trois composantes du champ électrique suppose que la station réceptrice soit immobile de façon à permettre l'utilisation des longues antennes électriques de EISS pour mesurer les deux composantes horizontales de $\vec{E}$; quant à la composante verticale, elle peut être estimée en utilisant le fait que $\vec{H}$ et $\vec{E}$ sont perpendiculaires. Cette solution reste uniquement viable pour une configuration basée sur des stations fixes.



(a) $\theta^* \equiv$ (θ mesuré dans l'air) (b) φ

FIGURE 6.29 – Valeurs estimées des angles θ et φ par la méthode basée sur le calcul du produit vectoriel de E et H. Le champ électrique est mesuré avec l'antenne électrique posée sur le sol et le champ magnétique mesuré à 1m du sol avec un capteur magnétique fixé sur un mat (mission ExoMars).

6.3.1.3 Direction d'arrivée des échos via le plan de polarisation du champ magnétique généré par une onde plane polarisée

Dans une configuration où le récepteur est mobile, il est uniquement possible de mesurer le champ magnétique grâce au capteur magnétique de petite taille. Nous avons développé une méthode d'estimation de la direction d'arrivée des échos basée sur l'orthogonalité du vecteur de propagation avec le plan de polarisation défini par le vecteur H. En un point donné de l'espace, le plan de polarisation est déterminé dans le cas d'une onde harmonique par le plan qui contient la courbe décrite par l'extrémité du vecteur lorsque le temps s'écoule. L'impulsion utilisée par le radar EISS est à large bande mais il est possible d'isoler le signal à la fréquence centrale de façon à avoir un signal harmonique, du moins à

bande étroite. Le plan recherché est déterminé par la méthode des moindres carrés en trois dimensions sur les trois composantes du champ magnétique (H_x, H_y, H_z). Une étude préliminaire reposant sur des simulations FDTD d'une onde plane, polarisée elliptiquement (avec une excitation de type sino-gaussienne) a permis de montrer l'efficacité de la méthode et le fait qu'après réflexion sur une interface plane et lisse dans le sous-sol, les vecteurs $\vec{E}_r, \vec{H}_r, \vec{k}_r$ qui caractérisent les ondes reçues forment bien un trièdre direct et que le plan de polarisation peut être déterminé par l'ellipse décrite par l'extrémité du vecteur H.

L'angle d'incidence des ondes planes est défini par le couple (θ, φ) dans le système des coordonnées sphériques représenté sur la figure C.1. Pour définir complètement la polarisation du champ, nous avons besoin d'introduire un troisième angle : l'angle de polarisation ψ que fait le vecteur incident $\vec{E_{inc}}$ avec le vecteur unitaire $\vec{\theta}$ des coordonnées sphériques (cf Fig. 6.30). Les relations suivantes sont déduites :

$$E_\theta = E_{inc}\cos\psi\,;\, E_\varphi = E_{inc}\sin\psi \quad ; \quad H_\theta = -H_{inc}\sin\psi\,;\, H_\varphi = H_{inc}\cos\psi \tag{6.22}$$

Pour générer des ondes planes de polarisations elliptique ou circulaire, deux ondes planes se propageant dans la même direction sont additionnées avec un déphasage d'un angle α.

$$E^2_{inc}(t) = E^1_{inc}(t)e^{j\alpha} \tag{6.23}$$

Ainsi si la phase de la première onde est réglée à 0°, il suffit de mettre la valeur de la phase de la seconde onde à 90° et de choisir une amplitude égale pour les deux ondes pour obtenir une polarisation circulaire. Pour avoir un champ en coordonnées cartésiennes à partir de (E_{inc}, H_{inc}), les relations de passage des coordonnées sphériques vers les coordonnées cartésiennes sont :

$$\begin{aligned} E_{x,inc} &= E_{inc}(\cos\theta\cos\varphi\cos\psi - \sin\varphi\sin\psi) \\ E_{y,inc} &= E_{inc}(\cos\theta\cos\varphi\cos\psi + \cos\varphi\sin\psi) \\ E_{z,inc} &= E_{inc}(-\sin\theta\sin\psi) \end{aligned} \tag{6.24}$$

Dans la suite de cette section, nous avons généré une onde plane elliptique avec les paramètres suivants : $\theta = 45°$, $\varphi = 75°$ avec $\psi_1 = 0°$ et $\psi_2 = 90°$ et des amplitudes différentes afin d'obtenir une polarisation elliptique $A_1 = 1$ et $A_2 = 0,5$ (simulation réalisée en espace libre dans l'air).

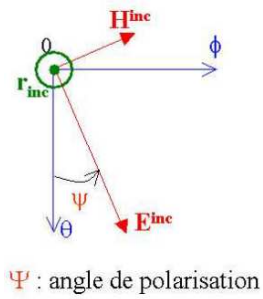


FIGURE 6.30 – Orientation du vecteur champ $\vec{E}$ dans le plan $(\vec{\theta}, \vec{\varphi})$.

Avec cette méthode basée sur le détermination du plan de polarisation de l'onde magnétique, l'estimation des angles θ et φ dans le cas d'une onde plane elliptique (sans la présence du radar) fonctionne parfaitement : nous sommes en mesure d'estimer les angles $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 75^\circ$ quelle que soit le point de mesure (cf Fig. 6.31) et quel que soit la polarisation à l'exception d'une polarisation rectiligne, pour laquelle le plan de polarisation dégénère en segment. Néanmoins, si nous considérons la même onde, se propageant dans le même environnement mais en ajoutant à l'interface avec le sol, l'antenne électrique de EISS (dipôle de 70m), nous constatons une perturbation des mesures du champ électromagnétique à son voisinage ($\rho < 30m$) qui est due au champ magnétique créé par le courant qui circule dans l'antenne électrique (re-rayonnement de l'antenne) comme l'illustre la figure 6.32. Cette perturbation décroit avec la distance pour devenir négligeable à partir de 50m. Le tableau 6.1 résume les résultats obtenus.

A proximité de l'antenne électrique ($\rho < 50m$), le champ magnétique mesuré par le capteur magnétique de EISS est donc la somme de deux champs : le champ magnétique $\overrightarrow{B_r}$ du champ réfléchi par le sous-sol et le champ magnétique $\overrightarrow{B_{ant}}$ induit par l'existence d'un courant dans les dipôles électriques voisins excités par le retour de l'onde du sous-sol. C'est le premier de ces champs que nous souhaitons déterminer.

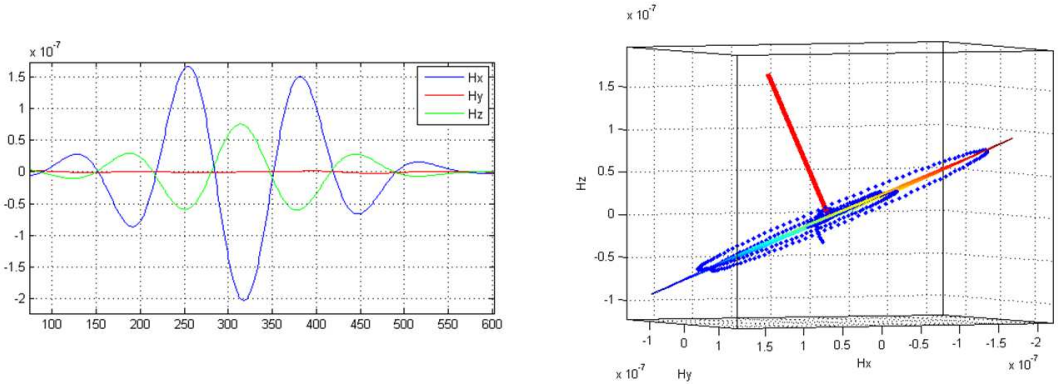
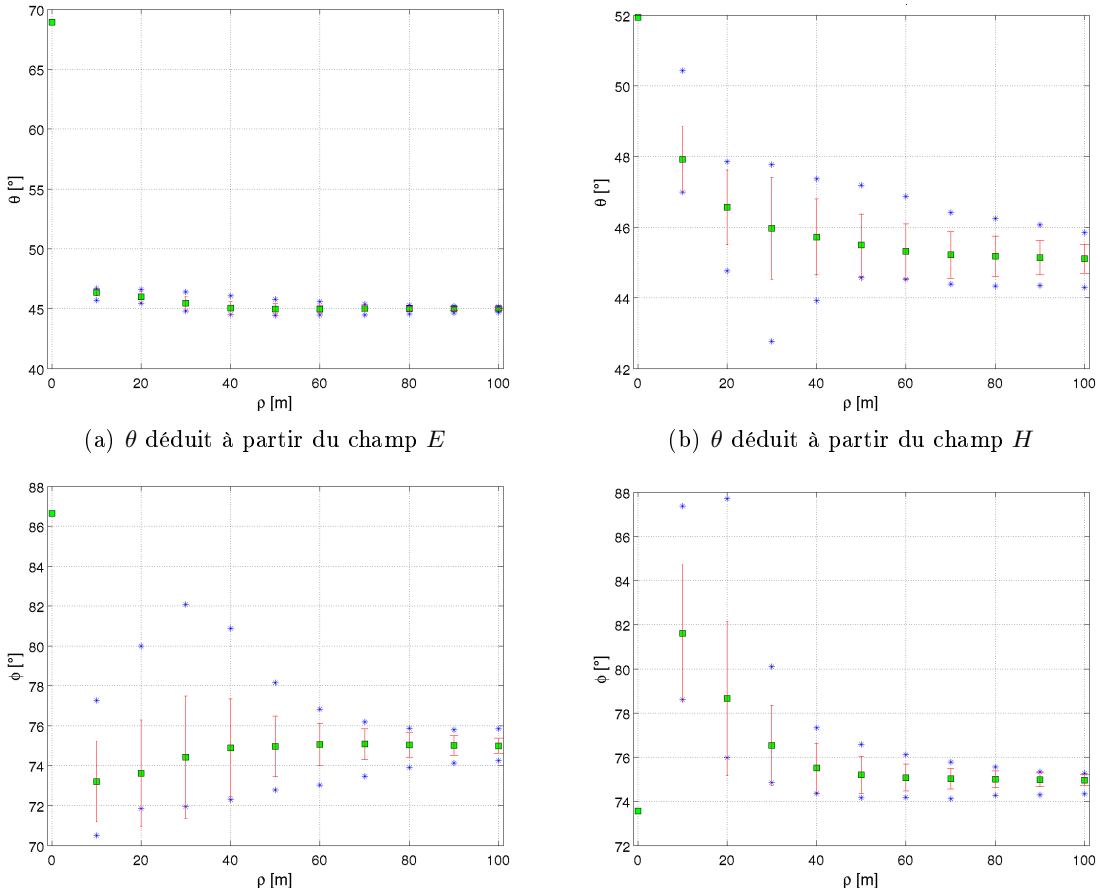


FIGURE 6.31 – A gauche, représentation temporelle des trois composantes du champ magnétique correspondant à une onde plane elliptique qui a subi une réflexion sur une interface à 100 m. A droite, représentation dans l'espace du vecteur magnétique et du plan de polarisation déterminé par la méthode des moindres carrés. Le vecteur de propagation associé est représenté en rouge.

		$\rho = 0m$ **sondage monostatique**	$\rho > 0m$ **sondage bistatique**
θ	$\vec{E}$	IMPOSSIBLE	OK
	$\vec{H}$	$\sim$	OK pour $\rho > 50m$
φ	$\vec{E}$	IMPOSSIBLE	OK
	$\vec{H}$	OK	OK pour $\rho > 50m$

TABLE 6.1 – Résultats obtenus sur l'estimation des angles θ et φ avec la méthode basée sur la détermination du plan de polarisation du champ électrique et/ou magnétique dans les cas d'une onde plane elliptique.



(a) θ déduit à partir du champ E

(b) θ déduit à partir du champ H

(c) φ déduit à partir du champ E

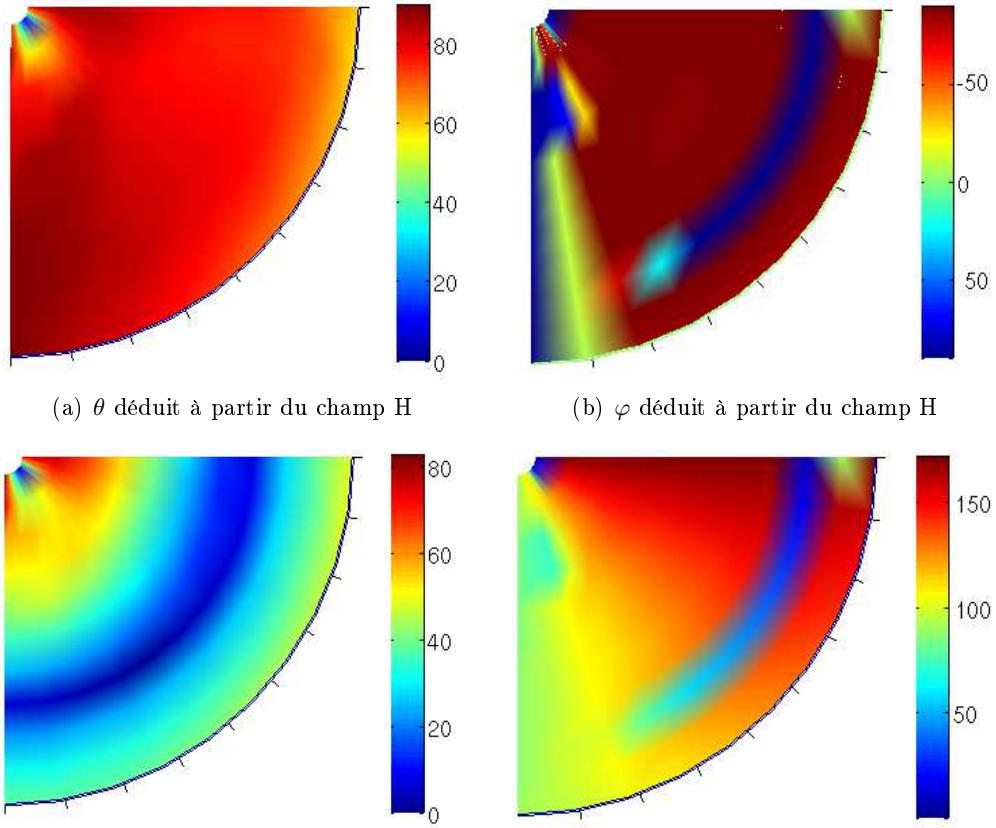
(d) φ déduit à partir du champ H

FIGURE 6.32 – Estimation des angles θ et φ dans les cas d'une onde plane elliptique se propageant suivant la direction $\theta = 45^\circ$ et $\varphi = 75^\circ$ en présence de l'antenne électrique de EISS. L'antenne électrique perturbe la mesure du champ électromagnétique du fait de son re-rayonnement dans l'espace. Les marqueurs verts représentent la moyenne de l'angle restitué pour une distance ρ donnée (moyenne sur 24 points : de 0° à 360° par pas de 15°) sur le même plan xOy. Les astérisques bleus représentent le minima et le maxima de l'angle restitué et les barres rouges l'écart-type de la mesure.

6.3.1.4 Direction d'arrivée des échos via le plan de polarisation du champ magnétique reçu par le rover

Toujours avec la configuration du sous-sol décrite précédemment, nous avons appliqué cette méthode d'estimation des angles θ et φ sur des données simulées de EISS. Les résultats sont illustrés figure 6.33 et sont loin d'être convaincants. Même s'il est possible de noter que l'estimation des angles est un peu plus proche de la vérité avec le champ électrique qu'avec le champ magnétique. En conclusion, cette méthode d'estimation de la direction de propagation de l'onde ne fonctionne pas lorsque l'onde est émise par l'antenne de EISS telle qu'elle est configurée à ce jour (avec 1 dipôle). Après une étude approfondie de la polarisation de l'onde reçue par EISS à bord de la station mobile (cf Annexe C), il devient évident que cette méthode ne peut s'appliquer à EISS car la polarisation de l'onde reçue est rectiligne en champ lointain (pour une distance parcourue par l'onde dans le milieu de l'ordre de

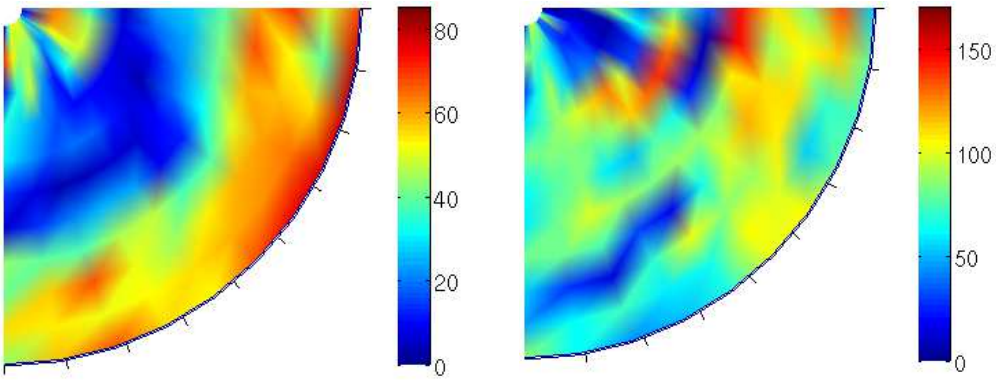
100 à 200 m). En présence d'un sous-sol non homogène (généré via un modèle fractal) susceptible de modifier la polarisation de l'onde, les résultats ne sont pas plus fiables (cf Fig. 6.34).



(a) θ déduit à partir du champ H (b) φ déduit à partir du champ H

(c) $|\Delta\theta|$ déduit à partir du champ H (d) $|\Delta\varphi|$ déduit à partir du champ H

FIGURE 6.33 – Estimation et valeur absolue de l'erreur en [°] de la direction de propagation de l'onde reçu via la méthode basée sur le plan de polarisation.



(a) $\Delta\theta$ déduit à partir du champ H (b) $\Delta\varphi$ déduit à partir du champ H

FIGURE 6.34 – Valeur absolue de l'erreur en [°] sur les estimations des angles de la direction de propagation de l'onde reçu via la méthode basée sur le plan de polarisation pour un sous-sol inhomogène généré avec le modèle fractal décrit dans la section 4.1.3.2 pour $h = 0.75$.

En conséquence, nous abandonnons cette méthode de localisation des réflecteurs dans le sol avec la configuration actuelle de EISS malgré de multiples études à ce sujet [Le Gall, 2007]. Pour utiliser cette méthode, il faudrait modifier la polarisation émise par le système d'antennes de EISS par exemple, en utilisant deux monopôles non alignés et en introduisant un déphasage à l'émission de façon à générer une onde elliptique. Ce qui nécessiterait une modification de l'électronique de l'instrument mais reste envisageable.

6.3.2 Inversion des permittivités et des propriétés physiques d'un sous-sol stratifié via un radargramme

Dans cette dernière partie, nous allons étudier de quelle façon il est possible d'obtenir des informations sur le milieu stratifié à partir d'une suite de mesures représentées classiquement sous la forme de radargrammes (cf Fig. 6.7). Dans les radargrammes, la même onde est reçue pour différentes positions du récepteur et chaque onde apparaît comme une courbe dans l'espace temps de propagation – distance entre l'émetteur et le récepteur. La méthode proposée repose sur la comparaison de ces courbes avec les expressions analytiques des temps de propagation théoriques obtenues pour les ondes susceptibles de se propager dans le milieu en question. La première étape du traitement consiste à sélectionner sur le radargramme l'ensemble des points qui forment une courbe correspondant à une même onde ; cette sélection est faite manuellement par un contour grossièrement dessiné autour de la courbe choisie. Il s'agit ensuite de trouver la combinaison de paramètres physiques qui permet le meilleur ajustement de cette trace par l'expression analytique des retards. L'ajustement est fait au sens des moindres carrés pondérés par l'amplitude de l'écho en chaque point du radargramme.

Nous appuyant sur les études précédentes, nous avons choisi de nous intéresser uniquement à l'onde directe dans l'air, celle de sol et aux ondes réfléchies laissant de côté les ondes latérales (et leurs multiples).

L'onde directe dans l'air dépend de l'offset et de la vitesse de l'onde dans l'air, paramètres déjà connus. Elle n'apporte a priori aucune information sur la structure du sol, mais peu éventuellement permettre de confirmer la distance émetteur-récepteur. L'onde directe dans le sol porte, du fait de sa vitesse de propagation, une information sur la permittivité de la première couche du milieu stratifié. Les ondes réfléchies apparaissent nettement dans les radargrammes à condition que l'épaisseur des couches en jeu soit assez grande et que leur rapport signal sur bruit soit suffisant ; dans ce cas, il est aisé de les sélectionner avec précision. Les ondes issues de réflexions multiples dans la première couche seront exploitables également tant qu'elles sont détectables. La méthode a été testée sur des modèles de sous-sol plus ou moins complexes.

6.3.2.1 Modèle à 1 couche horizontale

La configuration du sous-sol considéré est toujours celle décrite précédemment, soit un sous-sol constitué avec une interface parfaitement réflectrice enfouie à $d_1 = 500m$ de profondeur surplombée d'une strate homogène de permittivité relative $\epsilon_{r_{sol1}} = 3$ (ou $\langle \epsilon_{r_{sol1}} \rangle = 3$ dans le cas d'un milieu

inhomogène)[3] et de conductivité nulle. Le volume de calcul est de $1000m \times 1000m \times 500m$ avec une antenne électrique émettrice alignée suivant l'axe 0_y posée sur le sol et une antenne magnétique réceptrice à 1m du sol (configuration ExoMars).

Pour cette structure simplifiée du sous-sol, nous avons deux paramètres à estimer : la profondeur de la strate d_1 et sa permittivité $\epsilon_{r_{sol1}}$. La méthode est basée sur l'ajustement d'une fonction caractérisant le temps de propagation de l'onde considérée. Nous utiliserons le modèle simplifié du temps de propagation décrit dans la section 6.1.1.2. Pour rappel, le temps de propagation de l'onde réfléchie n fois dans le milieu est :

$$tps_n(\rho) = \frac{\sqrt{\rho^2 + (2nd_1)^2}\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.25}$$

Cette même méthode a été appliquée sur l'onde directe dans le sol afin d'estimer uniquement la permittivité. L'erreur sur l'estimation de cette permittivité est de 0,02% pour un milieu homogène et de 10% en moyenne pour les milieux non homogènes étudiés. Cet ajustement a été effectué après la dissociation des deux ondes directes (pour $\rho > 500m$).

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'onde réfléchie dans le sous-sol faisant un unique aller-retour entre les 2 interfaces pour un milieu homogène et/ou pour un milieu non-homogène avec la variation du paramètre fractal h représentatif de la variabilité de la permittivité (cf section 4.1.3.2). Un exemple d'inversion sur des données synthétiques est présenté figure 6.35 pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 45^\circ$[4]. L'antenne électrique émettrice étant alignée suivant l'axe 0_y, le champ magnétique prépondérant sera H_x ($E \perp H$). La figure 6.35 illustre les ajustements obtenus pour les différents radargrammes. Les tables 6.2 et 6.3 (respectivement pour $\varphi_{pt} = 0$ et 45°) résument les résultats obtenus. L'erreur sur les paramètres inversés est très faible : 0,25% sur d_1 et 6% sur $\varepsilon_{r_{sol1}}$ en moyenne.

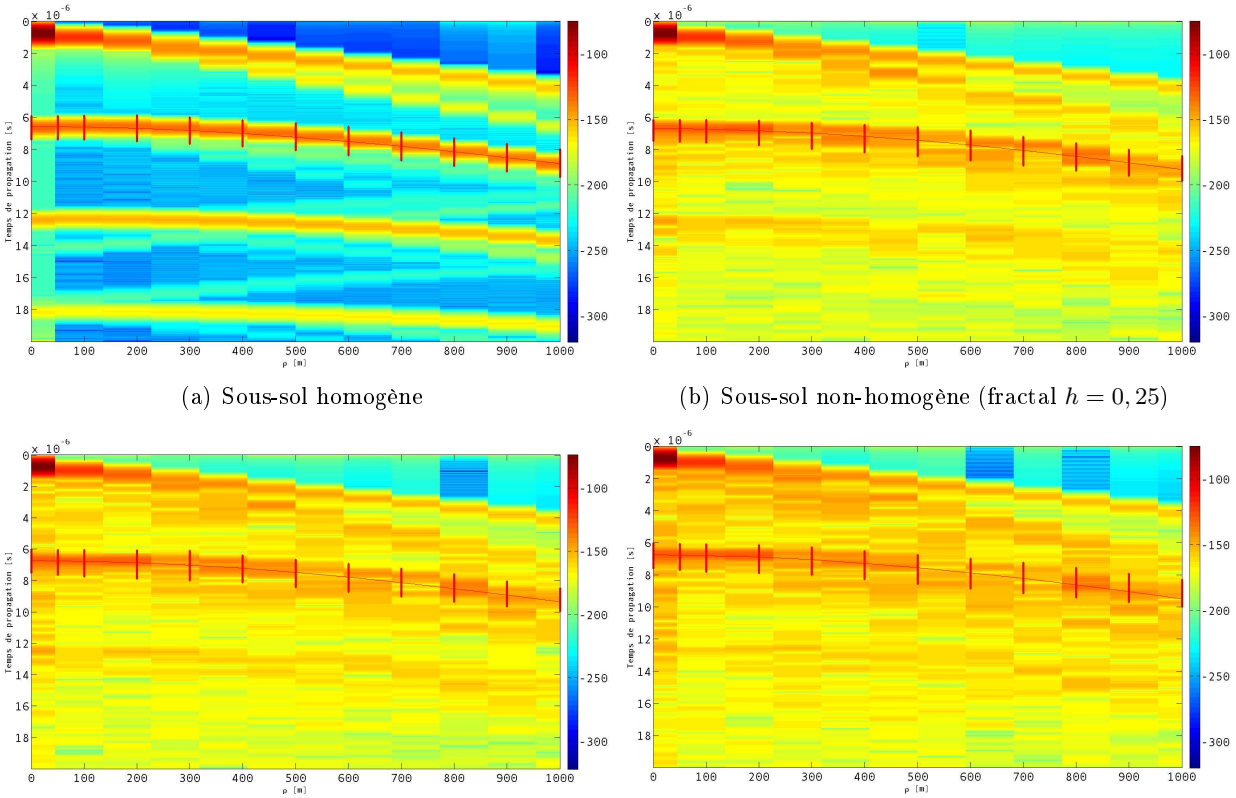
	sous-sol homogène	**sous-sol non-homogène**		
		$h = 0,25$	$h = 0,5$	$h = 0,75$
d_1	514,81m	499,72m	506,57m	504,69m
$\varepsilon_{r_{sol1}}$	2,8	3,21	3,17	3,24

TABLE 6.2 – Résultats obtenus avec le modèle à une couche horizontale à partir de la composante H_x mesurée à un mètre du sol, pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 0^\circ$.

	sous-sol homogène	**sous-sol non-homogène**		
		$h = 0,25$	$h = 0,5$	$h = 0,75$
d_1	512,53m	492,01m	484,23	475,29
$\varepsilon_{r_{sol1}}$	2,91	3,30	3,45	3,61

TABLE 6.3 – Résultats obtenus avec le modèle à une couche horizontale à partir de la composante H_x mesurée à un mètre du sol, pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 45^\circ$.

3. stratifié horizontalement
4. Cet angle caractérise avec l'offset la position du récepteur par rapport au monopôle de référence ($\varphi_{pt} = 0$ correspond à des points de mesures dans l'axe du dipôle).



(a) Sous-sol homogène

(b) Sous-sol non-homogène (fractal $h = 0,25$)

(c) Sous-sol non-homogène (fractal $h = 0,5$)

(d) Sous-sol non-homogène (fractal $h = 0,75$)

FIGURE 6.35 – Illustration des radargrammes et du meilleur ajustement dans le cas d'un sol stratifié horizontalement, pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 45^\circ$ et pour la composante H_x.

Nous avons également testé cette méthode sur la composante H_y la plus faible en réception (antenne électrique alignée suivant 0_y). Les tables 6.4 et 6.5(respivement pour $\varphi_{pt} = 0^\circ$ et 45°) résument les résultats obtenus. L'erreur sur les paramètres inversés reste faible : 5% sur d_1 et 6% sur $\varepsilon_{r_{sol1}}$ en moyenne.

	sous-sol homogène	**sous-sol non-homogène**		
		$h = 0,25$	$h = 0,5$	$h = 0,75$
d_1	518,21m	520,14m	513,68m	487,98m
$\varepsilon_{r_{sol1}}$	2,91	3,35	3,46	3,92

TABLE 6.4 – Résultats obtenus avec le modèle à une couche horizontale à partir de la composante H_y mesurée à un mètre du sol, pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 0^\circ$.

	sous-sol homogène	**sous-sol non-homogène**		
		$h = 0,25$	$h = 0,5$	$h = 0,75$
d_1	513,05m	549,28m	544,30m	552,43m
$\varepsilon_{r_{sol1}}$	2,91	2,87	2,96	3,01

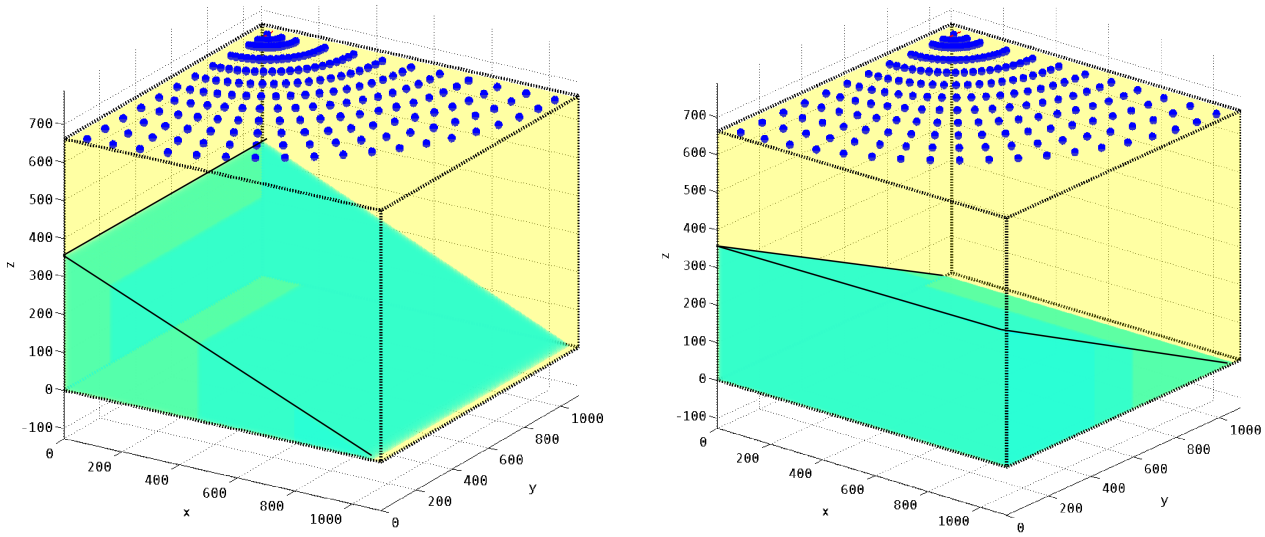
TABLE 6.5 – Résultats obtenus avec le modèle à une couche horizontale à partir de la composante H_y mesurée à un mètre du sol, pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 45^\circ$.

Dans une telle configuration, il est à noter que les réflexions multiples à l'intérieur de la couche sont interprétées comme des réflexions ayant lieu sur une interface N fois plus profonde et la permittivité estimée est la même que celle de la première couche ; il est donc aisé d'interpréter de tels résultats comme le signe de réflexions multiples dans la même couche.

En perspective, nous souhaitons étendre ce modèle pour un modèle à N couches. L'idée est qu'une fois la permittivité et l'épaisseur de la première couche obtenues, nous pourrons estimer par ajustement la permittivité et l'épaisseur de la deuxième couche, avant de nous intéresser à la troisième couche, etc. Cette approche est communément appelée la méthode de "Layer-Stripping" [Spagnolini, 1997]. Quelle que soit la couche, l'approche reste la même et les formules utilisées pour les temps d'arrivée des différents rayons sont basées sur le modèle Malovichko décrit dans la section 6.1.1.2 [Malovichko, 1979].

6.3.2.2 Modèle à 1 couche inclinée

La figure 6.36 présente les configurations du sous-sol étudiées, le milieu ausculté se compose d'une strate sur un milieu semi-infini (PML sur la totalité de bord de la boîte de calcul) inclinée de 20° suivant les x croissants (cf Fig. 6.36(a)) ou inclinée de -20° suivant les y croissants (cf Fig. 6.36(b)). Cette pente suit le maillage orthogonal imposé par la simulation FDTD (pente en escalier).



(a) Pente suivant les x croissants avec $\alpha = 20°$ et $\gamma = 0°$. La profonderu de la strate sous le générateur de l'antenne est égale à $d_1 = 300m$.

(b) Pente suivant les y croissants $\alpha = -20°$ et $\gamma = 0°$. La profondeur de la strate sous le générateur de l'antenne est égale à $d_1 = 650m$.

FIGURE 6.36 – Configurations du sous-sol étudiées avec une antenne électrique alignée suivant l'axe 0_y représentée en rouge. La permittivité de la première strate est de $\varepsilon_{r_{sol1}} = 3$ et celle de la seconde $\varepsilon_{r_{sol2}} = 11$. Les marqueurs bleus représentent l'ensemble des points de mesures du champ électromagnétique calculés tout les 15° de 0 à 1000m par pas de 100m.

La méthode d'estimation des paramètres est toujours basée sur la minimisation d'une fonction coût afin de trouver le meilleur ajustement. Dans le cas d'une strate inclinée, nous avons démontré dans la section 6.1.1.4, dans le cas 2D, que l'expression mathématique du temps de propagation de l'onde

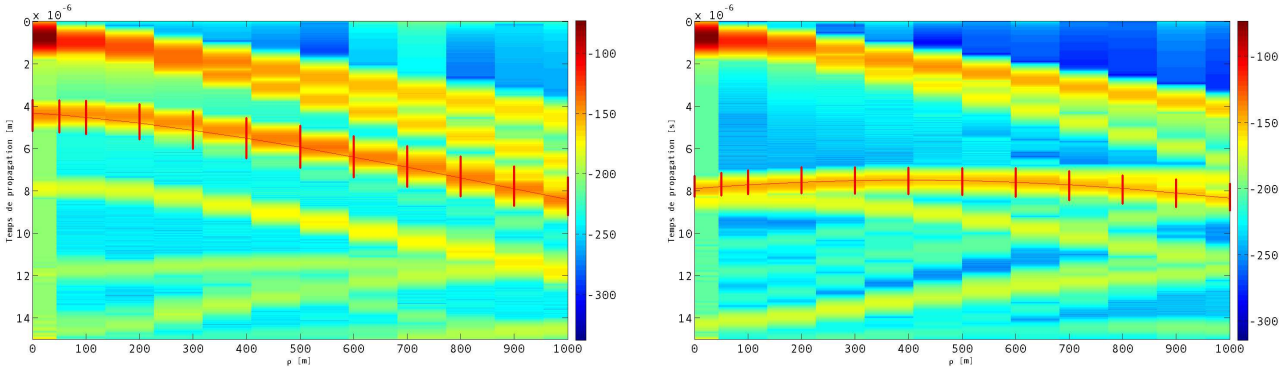
réfléchie (faisant un unique aller-retour dans le milieu, en fonction de ρ la distance émetteur-récepteur) est :

$$tps_1(\rho) = \sqrt{(2d_1 \cos\alpha)^2 + \rho^2 - 2\rho 2d_1 \cos\alpha \sin\alpha} \frac{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.26}$$

La table 6.6 résume les résultats obtenus dans le cas 2D soit uniquement pour un trajet rectiligne du rover, correspondant aux points de mesure $\varphi_{pt} = 90^\circ$ pour la configuration avec une pente inclinée suivant les x croissants et $\varphi_{pt} = 0^\circ$ pour la configuration avec une pente inclinée suivant les y croissants. La figure 6.35 illustre le meilleur ajustement obtenu pour les différents radargrammes. L'erreur sur les paramètres inversés est faible : 1,3% sur d_1 , 4,5% sur $\varepsilon_{r_{sol1}}$ et 15% sur α en moyenne.

	$\varphi_{pt} = 90^\circ$ **pente suivant l'axe** $0x$	$\varphi_{pt} = 0^\circ$ **pente suivant l'axe** $0y$
$d_{1_{reel}}$ d_1	300m 294,24m	650m 644,84m
$\varepsilon_{r_{sol1}}$	3,17	3,11
α_{reel} α	20° 14,56°	-20° -19,44°

TABLE 6.6 – Résultats obtenus avec le modèle 2D pour une strate enfouie inclinée à partir de la composante H_x mesurée à un mètre du sol.



(a) Sous-sol homogène pour une pente suivant l'axe $0x$. Les points de mesure suivent la direction $\varphi = 90^\circ$

(b) Sous-sol homogène pour une pente suivant l'axe $0y$. Les points de mesure suivent la direction $\varphi = 0^\circ$

FIGURE 6.37 – Illustration des radargrammes et du meilleur ajustement dans le cas d'une strate enfouie inclinée, pour une direction de réception $\varphi_{pt} = 45^\circ$ et pour la composante H_x.

Nous avons également appliqué cette méthode au cas d'un sous-sol stratifié horizontalement. Les résultats obtenues sont cohérents : $d_1 = 495m$, $\varepsilon_{r_{sol1}} = 3,15$, $\alpha = -3,3^\circ$ et $\gamma = 5,6^\circ$.

Dans le cas 3D, l'expression mathématique s'écrit :

$$tps_1(\rho) = \sqrt{(-2d_1 \sin\alpha \cos\alpha \sin\gamma - \rho \sin\varphi_{pt})^2 + (-2d_1 \sin\alpha \cos\alpha \cos\gamma - \rho \cos\varphi_{pt})^2 + (2d_1 \cos^2\alpha)^2} \frac{\sqrt{\varepsilon_{r_{sol1}}}}{c} \tag{6.27}$$

avec φ_{pt} l'angle horizontal définissant la position du point de mesure à la surface, α l'angle de la pente

de la strate inclinée dans le plan $y0z$ par rapport à l'horizontale et γ l'angle de la pente de la strate inclinée dans le plan $x0z$ par rapport à la verticale comme l'illustre la figure 6.38.

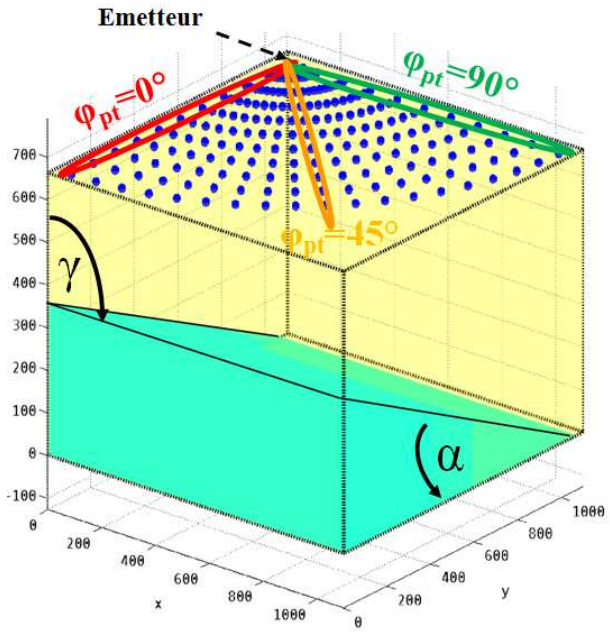


FIGURE 6.38 – Définition des différents paramètres décrivant le sous-sol et les mesures. Les marqueurs bleus représentent l'ensemble des points de mesures du champ électromagnétique calculés tout les $\varphi_{pt} = 15^\circ$ (directions radiales) de 0 à 1000m par pas de $\Delta\rho$ =100m avec l'antenne émettrice représentée en rouge.

Nous avons donc quatre paramètres à définir : d_1 , $\varepsilon_{r_{sol1}}$, α et γ avec, pour le volume de données simulées, uniquement 11 points de mesure par direction (mesure tous les 100m de 0 à 1000m). La table 6.7 résume les résultats obtenus dans le cas 3D pour les points de mesure $\varphi_{pt} = 0^\circ - 45^\circ - 90^\circ$ pour la configuration avec une pente inclinée suivant les x croissants. L'erreur sur l'estimation des paramètres d_1 et $\varepsilon_{r_{sol1}}$ est très faible (3,3% sur d_1 et 6,33% sur $\varepsilon_{r_{sol1}}$ en moyenne). Concernant les valeurs estimées de α et γ, les résultats montrent que pour une trajectoire rectiligne du récepteur qui se déplace radialement par rapport à l'émetteur, nous ne pouvons identifier sans ambiguité les deux angles. En effet, pour $\varphi_{pt} = 0^\circ$, les points de mesures sont effectués à l'aplomb de l'arrête suivant l'axe 0_y et l'inclinaison de la strate n'apparaît pas dans l'expression analytique des temps de propagation. Pour $\varphi_{pt} = 90^\circ$, par contre, nous sommes en mesure d'estimer l'angle α correctement, ce qui est le cas.

En conclusion, la méthode proposée permet l'interprétation des données obtenues en termes de permittivité, profondeur et inclinaison de la première interface. Il est toutefois nécessaire pour cela de faire des sondages en des points répartis sur la zone à caractériser et, d'éviter si possible, une unique trajectoire radiale qui ne permet pas de lever toutes les ambiguités. Malgré le large lobe d'antenne, faire des mesures selon une unique direction radiale est pénalisant puisque nous n'allons recueillir uniquement des informations sur la ligne à la verticale de laquelle on se déplace.

	$\varphi_{pt} = 0^\circ$	$\varphi_{pt} = 45^\circ$	$\varphi_{pt} = 90^\circ$
$d_{1_{reel}}$ d_1	300m 286,80m	300m 288,95m	300m 294,38m
$\varepsilon_{r_{sol-reel}}$ $\varepsilon_{r_{sol1}}$	3 3,19	3 3,21	3 3,17
α_{reel} α	20° 5,2°	20° 11,4°	20° 14,66°
γ_{reel} γ	90° 132,82°	90° 1,01°	90° -6,59°

TABLE 6.7 – Résultats obtenus avec le modèle 3D généralisé pour une strate enfouie inclinée suivant les x croissants à partir de la composante H_x mesurée à un mètre du sol.

Avec au minimum deux trajectoires radiales, nous arrivons à estimer les deux angles caractérisant la structure géologique du sous-sol en trois dimensions, de même qu'avec des sondages en des points répartis sur la surface. La table 6.8 résume les résultats obtenus avec la prise en compte de deux trajectoires radiales quelconques (φ_{pt}) pour la configuration avec une pente inclinée suivant les y croissants. L'erreur sur les paramètres inversés est extrêmement faible : 0,7% sur d_1 , 0,33% sur $\varepsilon_{r_{sol1}}$, 5% sur α et 0,4% sur γ en moyenne.

Cependant, il est probable que dans le cadre d'une mission avec un atterrisseur instrumenté et un rover susceptible de se déplacer, les mesures soient faites sur un trajet qui part de la zone de l'atterrissage et s'en éloigne de façon presque radiale. Les résultats des simulations ont été analysés pour rendre compte de ce type de situation en utilisant les données recueillies lors d'un déplacement qui a lieu, par exemple, suivant une direction radiale de $\varphi_{pt} = 45^\circ \pm 30^\circ$ avec une alternance tout les 100m de φ_{pt}. Les mesures sont donc espacées de $\Delta\rho$ =200m pour chaque direction radiale comme l'illustre la figure 6.39. Les résultats de cette configuration de mesure se trouve dans la dernière colonne de la table 6.8.

	$\varphi_{pt} = 0^\circ$ + $\varphi_{pt} = 90^\circ$ ($\Delta\rho$ =100m)	$\varphi_{pt} = 45^\circ$ + $\varphi_{pt} = 90^\circ$ ($\Delta\rho$ =100m)	$\varphi_{pt} = 15^\circ$ + $\varphi_{pt} = 75^\circ$ ($\Delta\rho$ =100m)	$\varphi_{pt} = 45^\circ \pm 30^\circ$ ($\Delta\rho$ =200m)
$d_{1_{reel}}$ d_1	650m 646,34m	650m 652,13m	650m 664,35m	650m 661m
$\varepsilon_{r_{sol-reel}}$ $\varepsilon_{r_{sol1}}$	3 3,09	3 3,02	3 2,92	3 2,94
α_{reel} α	-20° -19,33°	-20° -18,99°	-20° -18,62°	-20° -19,2°
γ_{reel} γ	90° 91,81°	90° 90,80°	90° 88,47°	90° 89,5°

TABLE 6.8 – Résultats obtenus avec le modèle 3D généralisé pour une strate enfouie inclinée suivant les y croissants à partir de la composante H_x mesurée à un mètre du sol en des points répartis à la surface suivant plusieurs trajectoires radiales.

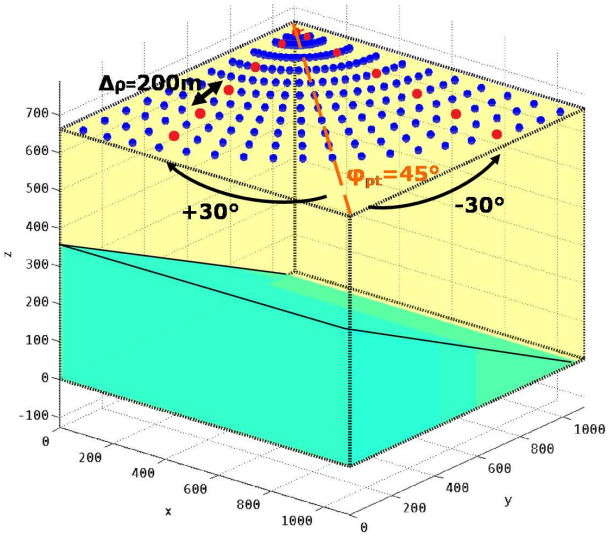


FIGURE 6.39 – Profil de mesures utilisé pour la configuration $\varphi_{pt} = 45^{\circ} \pm 30^{\circ}$

Conclusion et perspectives du chapitre 6 :

La mission ExoMars initialement prévue était constituée de deux stations à la surface de Mars. Tirant parti de cet avantage, EISS s'est scindé en deux parties (une à bord de la station fixe et une autre sur le rover) et s'est muni d'une antenne magnétique orientable en plus de son antenne électrique. EISS est donc capable de mesurer une unique composante du champ électrique au niveau du Lander mais aussi les 3 composantes du champ magnétique au niveau du rover.

L'étude théorique du mode bistatique avec une ou deux interfaces a mis en évidence la diversité des ondes en jeu. Elle a permis d'observer séparément les contributions de ces ondes au champ total et en a révélé les caractéristiques (temps d'arrivée et amplitude). Ces résultats renseignent, en outre, sur les configurations de mesures les plus judicieuses.

Des méthodes ont été développées pour interpréter les signaux recueillis mais très peu de données terrain d'un sondage bistatique sont disponibles (uniquement deux mesures lors d'une campagne de mesure en Egypte). Nous n'avons pu mener de campagne de terrain puisque la liaison VHF pour la synchronisation n'a pas à ce jour les performances escomptées.

Lors de ce chapitre, plusieurs méthodes de caractérisation de la structure géologique en 3D du sous-sol ont été étudiées. Dans la configuration actuelle de l'instrument, seules des séries de mesures faites pour différentes positions du récepteur permettent d'atteindre les objectifs fixés, contrairement à ce qui était prévu initialement. Il était question que EISS puisse retrouver la direction d'arrivée des échos avec uniquement la mesure du champ magnétique en un point. Après une étude approfondie de la polarisation des antennes électriques de EISS, il s'est avéré que cette méthode d'estimation de la structure du sous-sol n'est pas directement applicable à EISS dans sa configuration actuelle. Cependant, une modification de l'électronique de l'émetteur peut être envisagée afin de modifier la polarisation des ondes émises et permettre de retrouver efficacement la direction d'arrivée des échos à partir de mesures faites en un seul point, améliorant ainsi le pouvoir imageur de l'instrument.

Conclusion et Perspectives

L'objectif de ma thèse était d'étudier les performances du radar EISS en fonction des différentes configurations radar possibles et de développer des méthodes de traitement en vue de l'interprétation des futurs signaux acquis sur Mars ou sur Terre. Ce travail a été mené, en particulier sur les antennes électriques et les modes opératoires, de façon à optimiser les performances du prototype du radar EISS. Il s'agissait de retrouver le maximum d'informations relatives au sous-sol à partir de la mesure de l'impédance mesurée de l'antenne électrique déployée sur le sol et à partir d'un ou de plusieurs sondages effectués par le radar essentiellement en mode bistatique.

L'approche envisagée pour ce travail a été de recourir à des données simulées obtenues à partir de simulations numériques FDTD. Cette démarche a permis de tenir compte des problèmes physiques englobant le fonctionnement des antennes et la propagation dans différents types d'environnement, en faisant abstraction dans un premier temps des incertitudes liées à la mesure expérimentale dans des milieux naturels complexes et souvent mal connus.

La prise en compte dans les simulations de milieux stratifiés puis hétérogènes a permis de s'approcher de la réalité de milieux naturels. L'objectif à terme est bien entendu d'appliquer les méthodes développées à des mesures terrain. Dans le cadre du travail présenté, nous avons confronté les données simulées aux rares données terrain disponibles (campagne de mesure effectuée sur l'étendue de sable de la forêt de Fontainebleau et dans le désert égyptien) afin d'évaluer les performances de nos méthodes.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons présenté quelques rappels sur les propriétés électromagnétiques des milieux naturels et sur des notions d'électromagnétisme appliquées au radar.

La seconde partie porte sur la planète Mars, destination initiale de EISS, avec l'étude de son environnement et une rapide description des différentes missions martiennes passées et futures.

Nous avons présenté, dans le chapitre trois, les différentes méthodes d'acquisition d'un géoradar et du radar EISS en particulier ce qui nous a permis par la suite de modéliser le plus fidèlement possible le fonctionnement du radar et de ses antennes.

Le chapitre quatre a été dédié à la description détaillée de la méthode des différences finies FDTD utilisée dans cette thèse.

Le cinquième chapitre a été exclusivement consacré à l'étude des antennes électriques du radar EISS avec quelques rappels théoriques sur les antennes. Des simulations effectuées, de façon analytique d'abord, puis à l'aide d'un modèle FDTD, ont établi que l'antenne était couplée avec la couche superficielle du sous-sol, jusqu'à une profondeur de l'ordre de 2 mètres, et que ce couplage était suffisamment

sensible pour autoriser l'estimation précise de la permittivité du proche sous-sol et de la conductivité (avec une précision moindre) à partir de la mesure de l'impédance de l'antenne posée sur le sol. La donnée de la permittivité fournit, de plus, un indice précieux sur la nature des matériaux présents dans le sol. L'étude a été conduite pour des sols homogènes ou non, magnétiques ou non afin d'étudier la sensibilité de la méthode aux différentes propriétés d'un environnement naturel. Nous avons confronté les données simulées aux données terrain disponibles (campagne de mesure effectuée sur l'étendue de sable de la forêt de Fontainebleau) afin d'évaluer les performances de cette méthode qui s'est révélée d'une précision suffisante, nous permettant par la suite de convertir les temps d'arrivée des échos en distances.

Pour finir, l'instrument EISS pouvant fonctionner en mode bistatique avec deux monopôles électriques en émission, l'influence de l'angle entre ces deux monopôles sur la couverture radar (sur le champ électromagnétique rayonné) a été étudiée. Dans ce sixième chapitre, nous avons montré dans quelle mesure EISS possède une capacité d'imagerie 3D du sous-sol. La possibilité d'interprétation des données radar en termes de propriétés physiques d'un sous-sol stratifié à partir d'un sondage effectué en un seul point ou à partir d'un ensemble de sondages effectué dans une même zone a été étudiée.

Une étude supplémentaire a été menée portant sur le projet NetStation qui est une évolution de EISS ajoutant aux capacités actuelles de l'instrument, la possibilité de faire des mesures à 20MHz (bande de fréquence du radar SHARAD)

Mes travaux de thèse constituent une contribution à l'étude des radars de type GPR bistatique posé à la surface d'une planète. Ils ont notamment montré l'apport d'une configuration d'antennes électriques émettrices non alignées afin de garantir une couverture radar le plus omnidirectionnelle possible, la possibilité de remonter aux propriétés électriques du proche sous-sol présent sous l'antenne et à sa structure géologique en 3D lorsque des mesures en mode bistatiques sont disponibles.

Ma thèse a surtout permis de contribuer au développement du radar EISS en étudiant l'impact de certains choix sur les capacités de l'instrument : il est apparu que l'utilisation d'un câble coaxial entre l'électronique du radar et les antennes électriques de EISS diminue la sensibilité aux propriétés du sous-sol et ne permet pas de mettre en œuvre efficacement le mode de mesure d'impédance. D'autre part, il est apparu que la caractérisation des structures en trois dimensions n'est envisageable en mode bistatique que lorsque le mode opératoire permet d'acquérir un jeu de données correspondant à plusieurs positions du récepteur. L'estimation de la direction d'arrivée des échos à partir de la connaissance du champ H en un point unique est possible si l'onde émise par l'instrument est elliptique. Ce qui est envisageable si, outre l'utilisation de monopoles non alignés, l'émetteur du radar est modifié de façon à introduire un déphasage entre les signaux émis sur chaque monopôle. C'est une modification qui devra être envisagée à terme.

Dans ce manuscrit, nous nous sommes efforcés de montrer l'importance du travail de dimensionnement d'un GPR. Ses caractéristiques principales (fréquences d'émission, technique de modulation, antennes...) sont en premier lieu dictées par les objectifs scientifiques : propriétés géophysiques de la cible visée et notamment sa profondeur. Ensuite le dimensionnement de l'instrument consiste à

trouver les meilleurs compromis entre résolution (durée des impulsions) et profondeur de pénétration (fréquence centrale), profondeur de pénétration et caractéristiques des antennes, durée des mesures et rapport signal sur bruit (additions cohérentes), zone aveugle et puissance transmise... EISS a été conçu pour détecter des aquifères profonds (à des profondeurs kilométriques) susceptibles d'être présents dans le sous-sol profond de la planète Mars et, de ce fait, est soumis aux contraintes classiques inhérentes à toute mission spatiale : poids, énergie de consommation et encombrement restreints.

Deux missions spatiales cependant ont récemment sondé le sous-sol de Mars à partir de radars en orbite : MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding - 2005) et SHARAD (SHAllow RADar - 2007). Si la couverture globale que visaient ces expériences en orbite est un avantage majeur, il est manifeste que ses observations à partir d'un satellite à haute altitude et défilant rapidement ne bénéficient pas du rapport signal sur bruit nécessaire à l'observation des couches profondes dès que les pertes dans le milieu augmentent De fait, si MARSIS et SHARAD ont permis de dresser une carte basse résolution (avec une résolution verticale de 150m dans le sous-sol et 5-10km le long du profil sondé) des calottes martiennes, pénétrant par endroits la glace sur près de 4km, aucune structure n'a été clairement détectée dans le sous-sol composé de roches. Ce constat confère tout son intérêt aux observations réalisables directement sur le sol, soit à partir d'une ou plusieures stations fixes, soit à partir d'un rover. C'est précisément dans ce contexte que la mission ExoMars et l'instrument EISS a vu le jour.

Bibliographie

[Afifi et al., 2010] Afifi, S., Dusséaux, R., and de Oliveira, R. (2010). Statistical distribution of the field scattered by rough layered interfaces : formulae derived from the small perturbation method. *Waves in Random and Complex Media*, 20 :1–22.

[Arcone, 1995] Arcone, S. (1995). Numerical studies of the radiation patterns of resistively loaded dipoles. *Journal of Applied Geophysics*, 33(1-3) :39–52.

[Ba et al., 2010] Ba, D., Ghanmy, A., and Sabouroux, P. (2010). Epsimu : outil de mesures micro-ondes : Applications industrielles. *C2i - Hermes*.

[Balanis, 1997] Balanis, C. (1997). *Antenna theory*. Wiley New York.

[Bano, 2006] Bano, M. (2006). Effects of the transition zone above a water table on the reflection of GPR waves. *Journal of Geophysical Research*, 33(L13309) :doi :10.1029/2006GL026158.

[Bano and Girard, 2001] Bano, M. and Girard, J. (2001). Radar reflections and water content estimation of aeolian sand dune. *Geophysical Research Letters*, 28(16) :3207–3210.

[Bano and Loeffler, 2005] Bano, M. and Loeffler, O. (2005). Modeling GPR Reflections from a Water Table. Why High GPR Frequencies don't Image the Water Table ? In *AGU Fall Meeting Abstracts*, page 0469.

[Barbin and Kofman, 1996] Barbin, Y. and Kofman, W. (1996). PRISM, le Radar Géophysique de l'Aérostat Martien= PRISM, The Ground Penetrating Radar of the Martian Aerostat.

[Barbin et al., 1991] Barbin, Y., Kofman, W., Elkine, M., Finkelstein, M., Glotov, V., and Zolotarev, V. (1991). Mars 96 subsurface radar. In *ESA Special Publication*, volume 328, pages 51–58.

[Barbin et al., 1995] Barbin, Y., Nicollin, F., Kofman, W., Zolotarev, V., and Glotov, V. (1995). Mars 96 GPR program. *Journal of applied geophysics*, 33(1-3) :27–37.

[Berenger, 1994] Berenger, J. (1994). A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of computational physics*, 114(2) :185–200.

[Bernard, 2007] Bernard, J. (2007). Instruments and field work to measure a magnetic resonance sounding. *Boletín Geológico y Minero*, 118(3) :459–472.

[Berthelier J. et al., 2000a] Berthelier J., J., Grard, R., Laakso, H., and Parrot, M. (2000a). ARES, atmospheric relaxation and electric field sensor, the electric field experiment on NetLander. *Planetary and Space Science*, 48(12-14) :1193–1200.

[Berthelier J. et al., 2003] Berthelier J., J., Ney, R., Ciarletti, V., Reineix, A., Martinat, B., Hamelin, M., Costard, F., Paillou, P., Duvanaud, C., Nevejans, D., et al. (2003). GPR, a ground-penetrating radar for the Netlander mission : Geophysical detection of surface water on Mars. *Journal of geophysical research*, 108(E4).

[Berthelier J. et al., 2000b] Berthelier J., J., Ney, R., Costard, F., Hamelin, M., Meyer, A., Martinat, B., Reineix, A., Hansen, T., Bano, M., Kofman, W., et al. (2000b). The GPR experiment on NetLander. *Planetary and Space Science*, 48(12-14) :1161–1180.

[Besse, 2004] Besse, S. (2004). *Etude théotique de radars géologiques : analyses de sols, d'antennes et interprétation des signaux.* PhD thesis, Ph. D. dissertation, Univ. de Limoges, Limoges, France.

[Besse et al., 2003] Besse, S., Guiffaut, C., and Reineix, A. (Octobre 2003). Modélisation de milieux granuleux à l'aide de la méthode dite DiamondSquare4D - Application à la simulation de radars GPR par FDTD.

[Besse and Reineix, 2003] Besse, S. and Reineix, A. (Mai 2003). Modélisation de surfaces rugueuses fractales et caractérisation.

[Biancheri-Astier et al., 2010a] Biancheri-Astier, M., Ciarletti, V., and Reineix, A. (2010a). Optimization of resistive profile for loaded electrical monopole dedicated to deep Martian subsurface (en cours d'acceptation). *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.*

[Biancheri-Astier et al., 2010b] Biancheri-Astier, M., Ciarletti, V., Reineix, A., and Corbel, C. (2010b). Modeling the configuration of HF electrical antennas for deep bistatic subsurface sounding. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing.*

[Biancheri-Astier et al., 2010c] Biancheri-Astier, M., Hassen-Khodja, R., Ciarletti, V., Corbel, C., Simon, Y., Caudoux, C., Faroux, J., Dolon, F., Leray, V., Reineix, A., et al. (2010c). EISS : An HF mono and bistatic GPR for terrestrial and planetary deep soundings. pages 1–8.

[Boynton et al., 2002] Boynton, W., Feldman, W., Squyres, S., Prettyman, T., Bruckner, J., Evans, L., Reedy, R., Starr, R., Arnold, J., Drake, D., et al. (2002). Distribution of hydrogen in the near surface of Mars : Evidence for subsurface ice deposits. *Science*, 297(5578) :81.

[Bruce, 1997] Bruce, N. (1997). Scattering of light from surfaces with one-dimensional structure calculated by the ray-tracing method. *J. Acoust. Soc. Am*, 14(8) :1850–1858.

[Cabrol and Grin, 1999] Cabrol, N. and Grin, E. (1999). Distribution, classification, and ages of martian impact crater lakes. *Icarus*, 142(1) :160–172.

[Cabrol and Grin, 2001] Cabrol, N. and Grin, E. (2001). The Evolution of Lacustrine Environments on Mars : Is Mars Only Hydrologically Dormant ? *Icarus*, 149(2) :291–328.

[Carr, 1986] Carr, M. (1986). Mars : A water-rich Planet ? *Icarus*, 68(2) :187–216.

[Carr, 1987] Carr, M. (1987). Water on Mars.

[Carr, 1996] Carr, M. (1996). Water on Mars, 229 pp.

[Castle, 1994] Castle, R. (1994). A theory of normal moveout. *Geophysics*, 59 :983.

[Chang and King, 1968] Chang, V. and King, R. (1968). On two arbitrarily located identical parallel antennas. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 16(3) :309–317.

[Ciarletti et al., 2003a] Ciarletti, V., Berthelier, J., Ney, R., Bonaime, S., Dolon, F., Reinex, A., Bauche, G., Nevejans, D., and Heggy, E. (2003a). Experimental validation of a gpr dedicated to the martian subsurface exploration (pyla sand dune). In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2003. IGARSS'03. Proceedings. 2003 IEEE International*, volume 4, pages 2906–2908. IEEE.

[Ciarletti et al., 2010a] Ciarletti, V., Clifford, S., Plettemeier, D., Corbell, C., and Biancheri-Astier, M. (2010a). The NetStation GPR : Lander-and Network-based 3-D Investigations of Subsurface Structure, Stratigraphy, and Volatile Distribution in Near-and Deep-Subsurface Planetary Environments. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 41, page 1518.

[Ciarletti et al., 2009] Ciarletti, V., Corbel, C., Cais, F., Plettemeier, D., Hamran, S., and Oyan, M. (2009). Performances of the WISDOM GPR Designed for the Shallow Sounding of Mars. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 40, page 2367.

[Ciarletti et al., 2010b] Ciarletti, V., Le Gall, A., Corbel, C., Dolon, F., Ney, R., Berthelier J., J., and Biancheri-Astier, M. (in press 2010b). A bistatic HF GPR dedicated to the Martian deep sub-surface characterization - Experimental Validation in arid environment.

[Ciarletti et al., 2003b] Ciarletti, V., Martinat, B., Reineix, A., Berthelier J., J., and Ney, R. (2003b). Numerical simulation of the operation of the GPR experiment on NetLander. *Journal of Geophysical Research*, 108(E4) :8028.

[Clifford, 1993] Clifford, S. (1993). A model for the hydrologic and climatic behavior of water on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 98(E6) :10973.

[Clifford et al., 2009] Clifford, S., Ciarletti, V., Plettemeier, D., Corbel, C., and Biancheri-Astier, M. (2009). The NetStation GPR : Lander-Based 3-D Investigations of Subsurface Structure, Stratigraphy, and Volatile Distribution in Planetary Environments. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, page 1279.

[Clifford et al., 2006] Clifford, S., Heggy, E., Ali, M., Ciarletti, V., Corbel, C., Dinwiddie, C., Dolon, F., Le Gall, A., Grimm, R., McGinnis, R., et al. (2006). Mars analog inverstigations of the West Egyptian desert utilizing multi-frequency GPR and other electromagnetic sounding techniques. *Lunar and Planetary Science XXXVII.*

[Cole and Cole, 1941] Cole, K. and Cole, R. (1941). Dispersion and absorption in dielectrics I. Alternating current characteristics. *The Journal of Chemical Physics*, 9 :341.

[Costard, 1989] Costard, F. (1989). The spatial distribution of volatiles in the Martian hydrolithosphere. *Earth, Moon, and Planets*, 45(3) :265–290.

[Costard et al., 2002] Costard, F., Forget, F., Mangold, N., and Peulvast, J. (2002). Formation of recent Martian debris flows by melting of near-surface ground ice at high obliquity. *Science*, 295(5552) :110.

[Debye, 1929] Debye, P. (1929). Polare Molekeln.

[Demarest et al., 1996] Demarest, K., Huang, Z., and Plumb, R. (1996). An FDTD near-to far-zone transformation for scatterers buried instratified grounds. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 44(8) :1150–1157.

[Dérobert et al., 2001] Dérobert, X., Fauchard, C., et al. (2001). Step-frequency radar applied on thin road layers. *Journal of applied geophysics*, 47(3-4) :317–325.

[Dobson et al., 1985] Dobson, M., Ulaby, F., Hallikainen, M., and El-Rayes, M. (1985). Microwave dielectric behavior of wet soil-part 2 : dielectric mixing models. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 23(1) :35–45.

[Dobson et al., 2007] Dobson, M., Ulaby, F., Hallikainen, M., and El-Rayes, M. (2007). Microwave dielectric behavior of wet soil-Part II : Dielectric mixing models. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, (1) :35–46.

[Dusséaux and Baudier, 2003] Dusséaux, R. and Baudier, C. (2003). Scattering of a plane wave by 1-dimensional dielectric rough surfaces-Study of the field in a nonorthogonal coordinate system. *Progress In Electromagnetic Research*, 37 :289–317.

[Dusséaux and De Oliveira, 2007] Dusséaux, R. and De Oliveira, R. (2007). Effect of the illumination length on the statistical distribution of the field scattered from one-dimensional random rough surfaces : analytical formulae derived from the small perturbation method. *Waves in Random and Complex Media*, 17(3) :305–320.

[Engheta et al., 1982] Engheta, N., Papas, C., and Elachi, C. (1982). Radiation patterns of interfacial dipole antennas. *Radio Science*, 17 :1557–1566.

[Fanale et al., 1986] Fanale, F., Salvail, J., Zent, A., and Postawko, S. (1986). Global distribution and migration of subsurface ice on Mars. *Icarus*, 67(1) :1–18.

[Fauchard et al., 2009] Fauchard, C., Guilbert, V., Sagnard, F., and Froumentin, M. (2009). Mesures de teneurs en eau volumique et massique sur du sable. *Bulletin des laboratoires des ponts et chaussées*, 274 :109–125.

[Feldman et al., 2002] Feldman, W., Boynton, W., Tokar, R., Prettyman, T., Gasnault, O., Squyres, S., Elphic, R., Lawrence, D., Lawson, S., Maurice, S., et al. (2002). Global distribution of neutrons from Mars : Results from Mars Odyssey. *Science*, 297(5578) :75.

[Forget et al., 2003] Forget, F., Costard, F., and Lognonné, P. (2003). *La planète Mars : histoire d'un autre monde*. Belin - Pour la science.

[Formato, 1996a] Formato, R. (1996a). Design Parameters for Impedance Loaded Wideband Antennas. *VHF Communications*, 28 :42–54.

[Formato, 1996b] Formato, R. (1996b). Improved Impedance Loading for Wideband Antennas. *VHF Communications*, 28 :20–29.

[Fujita et al., 2000] Fujita, S., Matsuoka, T., Ishida, T., Matsuoka, K., and Mae, S. (2000). A summary of the complex dielectric permittivity of ice in the megahertz range and its application for radar sounding of polar ice sheets. *Physics of Ice Core Records*, pages 185–212.

[Fung et al., 1992] Fung, A., Li, Z., and Chen, K. (1992). Backscattering from a randomly rough dielectric surface. *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 30(2) :356–369.

[Gazit, 2005] Gazit, E. (2005). Improved design of the Vivaldi antenna. In *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, volume 135, pages 89–92. IET.

[Giraudon, 2002] Giraudon, C. (2002). *Contribution à la simulation d'onde électromagnétique dans le domaine temporel.* PhD thesis, Ph. D. dissertation, Univ. de Limoges, Limoges, France.

[Goos and Hanchen, 1947] Goos, F. and Hanchen, H. (1947). Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion. *Annalen der Physik*, 436(7-8) :333–346.

[Gouyet and Mandelbrot, 1996] Gouyet, J. and Mandelbrot, B. (1996). *Physics and fractal structures.* Springer Berlin etc.

[Grandjean et al., 2001] Grandjean, G., Paillou, P., Dubois-Fernandez, P., August-Bernex, T., Baghdadi, N., and Achache, J. (2001). Subsurface structures detection by combining l-band polarimetric sar and gpr data : Example of the pyla dune (france). *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 39(6) :1245–1258.

[Grima et al., 2009] Grima, C., Kofman, W., Mouginot, J., Phillips, R., Hérique, A., Biccari, D., Seu, R., and Cutigni, M. (2009). North polar deposits of Mars : Extreme purity of the water ice. *tc*, 2 :2.

[Guiffaut, 2007] Guiffaut, C. (2007). Guide utilisateur de temsi (xlim) – version 3.0.

[Guéguen and Palciauskas, 1992] Guéguen, Y. and Palciauskas, V. (1992). *Introduction à la physique des roches.* Herman-Editeur des Sciences et des Arts.

[Hargraves et al., 1977] Hargraves, R. B., Collinson, D. W., Arvidson, R. E., and Spitzer, C. R. (1977). The Viking magnetic properties experiments : primary mission results. *Journal Geophysical Research*, 82 :4547–4558.

[Harrington, 1993] Harrington, R. (1993). *Field computation by moment methods.* Wiley-IEEE Press.

[Heggy et al., 2006] Heggy, E., Clifford, S. M., Grimm, R. E., Dinwiddie, C. L., Wyrick, D. Y., and Hill, B. E. (2006). Ground-penetrating radar soundings in mafic lave flows : assessing attenuation and scaterring losses in Mars analog volcanic terrains. *Journal of Geophysical Research*, 111(E6) :2589.

[Heggy et al., 2003] Heggy, E., Paillou, P., Costard, F., Mangold, N., Ruffie, G., Demontoux, F., Grandjean, G., and Malezieux, J. (2003). Local geoelectrical models of the Martian subsurface for shallow groundwater detection using sounding radars. *J. Geophys. Res*, 108(E4).

[Heggy et al., 2001] Heggy, E., Paillou, P., Ruffie, G., Malezieux, J., Costard, F., and Grandjean, G. (2001). On water detection in the Martian subsurface using sounding radar. *Icarus*, 154(2) :244–257.

[Heldmann et al., 2007] Heldmann, J., Carlsson, E., Johansson, H., Mellon, M., and Toon, O. (2007). Observations of martian gullies and constraints on potential formation mechanisms : : II. The northern hemisphere. *Icarus*, 188(2) :324–344.

[Herique and Kofman, 2004] Herique, A. and Kofman, W. (2004). Determination of the ice dielectric permittivity using the data of the test in Antarctica ground-penetrating radar for Mars'98 mission. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(5) :1338–1349.

[Holland and Simpson, 1981] Holland, R. and Simpson, L. (1981). Finite-difference analysis of EMP coupling to thin struts and wires. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, pages 88–97.

[Hviid et al., 1997] Hviid, S. F., Madsen, M. B., Gunnlaugsson, H., Goetz, W., Knudsen, J. M., Hargraves, R. B., Smith, P., Britt, D., Dinesen, A. R., Mogensen, C. T., Olsen, M., Pedersen, C. T., and Vistisen, L. (1997). Magnetic properties experiments on the Mars Pathfinder lander : Preliminary results. *Science*, 278(5344) :1768–1770.

[Kazemipour, 2003] Kazemipour, A. (2003). *Contribution à l'étude du couplage entre antennes : application à la compatibilité électromagnétique et à la conception d'antennes et de réseaux d'antennes.* PhD thesis, École nationale supérieure des télécommunications.

[King and Harrison Jr, 1943] King, R. and Harrison Jr, C. (1943). The distribution of current along a symmetrical center-driven antenna. *Proceedings of the IRE*, 31(10) :548–567.

[Kraus, 1986] Kraus, J. (1986). Radio Astronomy (2d ed. ; Powell : Cygnus.

[Lasne, 2009] Lasne, Y. (2009). *Imagerie radar basse fréquences pour l'exploitation des zones arides terrestres et martiennes : détection de l'humidité du sous-sol et cartographie de la paléohydrologie.* PhD thesis.

[Le Gall, 2007] Le Gall, A. (2007). *Sondage des sous-sols planétaires par radar à pénétration de sol : Etude et modélisation des performances de l'instrument TAPIR.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie.

[Le Gall et al., 2006] Le Gall, A., Reineix, A., Ciarletti, V., Berthelier J., J., Ney, R., Dolon, F., and Corbel, C. (2006). An estimation of the electrical characteristics of planetary shallow subsurfaces with TAPIR antennas. *J. Geophys. Res*, 111.

[Lepage and Begaud, 2004] Lepage, A. and Begaud, X. (2004). A compact ultrawideband triangular patch antenna. *Microwave and optical technology letters*, 40(4) :287–289.

[Leroy et al., 2006] Leroy, P., Coillot, C., Roux, A., and Chanteur, G. (2006). Optimization of the Shape of Magnetic Field Concentrators to Improve the Sensitivity of Hall Sensors (Optimierung von Konzentratoren fur magnetische Felder fur die Steigerung der Empfindlichkeit bei Hallsensoren). *tm-Technisches Messen*, 73(6/2006) :339–349.

[Leuschen et al., 2003] Leuschen, C., Clifford, S. M., and Gogineni, P. (2003). Simulation of surface penetrating radar for Mars exploration. *Journal of Geophysical Research*, 108(E4) :8035(doi :10.1029/2002JE001875).

[Leveque and Jecko, 1994] Leveque, P. and Jecko, B. (1994). Diffraction d'ondes électromagnétiques transitoires par des obstacles en présence de milieux diélectriques à pertes= Transient electromagnetic waves scattering by obstacles with lossy dielectric media.

[Levy, 1965] Levy, P. (1965). *Processus stochastiques et mouvement brownien.* Gauthier-Villars.

[Liu, 2007] Liu, F. (2007). *Modélisation et expérimentation des radars impulsionnels et à sauts de fréquences pour l'ausculation des milieux stratifiés du génie civil.* PhD thesis, Université de Nantes, France.

[Loeffler and Bano, 2004] Loeffler, O. and Bano, M. (2004). Ground penetrating radar measurements in a controlled Vadoze zone : influence of the water content. *Vadose Zone Journal*, 3 :1082–1092.

[Luce et al., 2001] Luce, H., Yamamoto, M., Fukao, S., Helal, D., and Crochet, M. (2001). A frequency domain radar interferometric imaging (FII) technique based on high-resolution methods. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63(2-3) :221–234.

[Luebbers et al., 1990] Luebbers, R., Hunsberger, F., Kunz, K., Standler, R., and Schneider, M. (1990). A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive materials. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 32(3) :222–227.

[Malovichko, 1979] Malovichko, A. (1979). Determination of the zero-offset effective velocity and the degree of velocity inhomogeneity from a single reflected-wave traveltime curve in the case of a horizontally layered medium. *Applied Geophysics*, 35 :35–44.

[Mandelbrot, 1975] Mandelbrot, B. (1975). *Les objets fractals*. Flammarion.

[Mandelbrot, 1982] Mandelbrot, B. (1982). *The fractal geometry of nature*. Wh Freeman.

[Mangold, 2005] Mangold, N. (2005). High latitude patterned grounds on Mars : Classification, distribution and climatic control. *Icarus*, 174(2) :336–359.

[Mauritz, 1989] Mauritz, K. (1989). Dielectric relaxation studies of ion motions in electrolyte-containing perfluorosulfonate ionomers. 4. Long-range ion transport. *Macromolecules*, 22(12) :4483–4488.

[Maxwell, 1865] Maxwell, J. (1865). A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155 :459–512.

[McKay and Davis, 1991] McKay, C. and Davis, W. (1991). Duration of liquid water habitats on early Mars. *Icarus*, 90(2) :214–221.

[Mellon and Phillips, 2001] Mellon, M. and Phillips, R. (2001). Recent gullies on Mars and the source of liquid water. *Journal of Geophysical Research*, 106(E10) :23165–23179.

[Mironov et al., 2004] Mironov, V., Dobson, M., Kaupp, V., Komarov, S., and Kleshchenko, V. (2004). Generalized refractive mixing dielectric model for moist soils. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 42(4) :773–785.

[Mitrofanov et al., 2002] Mitrofanov, I., Anfimov, D., Kozyrev, A., Litvak, M., Sanin, A., Tretyakov, V., Krylov, A., Shvetsov, V., Boynton, W., Shinobara, C., et al. (2002). Maps of subsurface hydrogen from the high energy neutron detector, Mars Odyssey. *Science*, 297(5578) :78–81.

[Moore, 2000] Moore, J. C. (2000). Models of radar absorption in European ice. *Icarus*, 147 :292–300.

[Mouginot et al., 2010] Mouginot, J., Pommerol, A., Kofman, W., Beck, P., Schmitt, B., Herique, A., Grima, C., Safaeinili, A., and Plaut, J. (2010). The 3-5 MHz global reflectivity map of Mars by MARSIS/Mars Express : implications for the current inventory of subsurface H2O. *Icarus*.

[Mukherjee et al., 2010] Mukherjee, D., Heggy, E., and Khan, S. (2010). Geoelectrical constraints on radar probing of shallow water-saturated zones within karstified carbonates in semi-arid environments. *Journal of Applied Geophysics*, 70(3) :181–191.

[Nicollin et al., 1992] Nicollin, F., Barbin, Y., Kofman, W., Mathieu, D., Hamran, S., Bauer, P., Achache, J., and Blamont, J. (1992). An HF bi-phase shift keying radar : application to ice sounding in Western Alps and Spitsbergen glaciers. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 30(5) :1025–1033.

[Nicollin and Kofman, 1994] Nicollin, F. and Kofman, W. (1994). Ground penetrating radar sounding of a temperate glacier ; modelling of a multilayered medium1. *Geophysical prospecting*, 42(7) :715–734.

[Nicollin et al., 1991] Nicollin, F., Kofman, W., and Barbin, Y. (1991). Determination of ice thicknesses and properties from H. F. phase shift keying radar data. In *IGARSS'91*, pages 1571–1574.

[Nicolson and Ross, 1970] Nicolson, A. and Ross, G. (1970). Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques. *IEEE Trans. Instrum. Meas*, 19(4) :377–382.

[Olhoeft, 1998] Olhoeft, G. (1998). Ground penetrating radar on Mars. In *Proceedings of the 7th International Conference on Ground Penetrating Radar*, pages 387–392.

[Ori and Ogliani, 1996] Ori, G. G. and Ogliani, F. (1996). Potentiality of ground-penetrating radar for the analysis of the stratigraphy and sedimentology of Mars. *Planet Space Science*, 44 :1303–1315.

[Paillou et al., 2003] Paillou, P., August, T., Lasne, Y., Grandjean, G., and Ruffie, G. (2003). A phase signature for detecting subsurface moisture using polarimetric l-band sar : example of the pyla dune-france. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2003. IGARSS'03. Proceedings. 2003 IEEE International*, volume 4, pages 2897–2899. IEEE.

[Paillou et al., 2001] Paillou, P., Grandjean, G., Malézieux, J. M., Ruffié, G., Heggy, E., Piponnier, D., Dubois, P., and Achache., J. (2001). Performances of Ground Penetrating Radar in arid volcanic regions : Consequences for Mars subsurface exploration. *Geophysical Research Letters*, 28(5) :911–914.

[Paschen, 1889] Paschen, F. (1889). Ueber die zum FunkenUbergang in Luft, Wasserstoff und Kohlens Aure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. *Annalen der Physik*, 273(5) :69–96.

[Picardi et al., 2004] Picardi, G., Biccari, D., Seu, R., Marinangeli, L., Johnson, W., Jordan, R., Plaut, J., Safaenili, A., Gurnett, D., Ori, G., et al. (2004). Performance and surface scattering models for the Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding (MARSIS). *Planetary and Space Science*, 52(1-3) :149–156.

[Pollack et al., 1987] Pollack, J., Kasting, J., Richardson, S., and Poliakoff, K. (1987). The case for a wet, warm climate on early Mars. *Icarus*, 71(2) :203–224.

[Reppert et al., 2000] Reppert, P., Morgan, F., and Toksöz, M. (2000). Dielectric constant determination using ground-penetrating radar reflection coefficients. *Journal of Applied Geophysics*, 43(2-4) :189–197.

[Reynolds, 1997] Reynolds, J. M. (1997). *An introduction to Applied and Environmental Geophysics*. John Wiley, Hoboken, N.J.

[Roden and Gedney, 2000] Roden, J. and Gedney, S. (2000). Convolution PML (CPML) : An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media. *Microwave and optical technology letters*, 27(5) :334–339.

[Romeu and Soler, 2001] Romeu, J. and Soler, J. (2001). Generalized Sierpinski fractal multiband antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 49(8) :1237–1239.

[Sabouroux and Bosci, 2005] Sabouroux, P. and Bosci, P. (2005). Epsimu : a new microwave materails measurement kit Rev. *Electr. Electron*, 10 :58–62.

[Saidatul et al., 2009] Saidatul, N., Azremi, A., Ahmad, R., Soh, P., and Malek, F. (2009). Multiband fractal planar inverted F antenna (F-PIFA) for mobile phone application. *Progress In Electromagnetics Research*, 14 :127–148.

[Seu et al., 2004] Seu, R., Biccari, D., Orosei, R., Lorenzoni, L., Phillips, R., Marinangeli, L., Picardi, G., Masdea, A., and Zampolini, E. (2004). SHARAD : The MRO 2005 shallow radar. *Planetary and Space Science*, 52(1-3) :157–166.

[Shen and King, 1965] Shen, L. and King, R. (1965). The cylindrical antenna with nonreflecting resistive loading. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 13(6) :998–998.

[Shen and Wu, 1967] Shen, L. and Wu, T. (1967). Cylindrical antenna with tapered resistive loading. *Radio science*, 2 :191.

[Soto-Crespo et al., 1990] Soto-Crespo, J. M., Nieto-Vesperinas, M., and Friberg, A. (1990). Scattering from slightly rough random surfaces : a detailed study on the validity of the small perturbation method. *J. Acoust. Soc. Am*, 7(7) :1185–1201.

[Spagnolini, 1997] Spagnolini, U. (1997). Permittivity measurements of multilayered media with monostatic pulse radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote sensing*, 35(2) :454–463.

[Stillman and Olhoeft, 2004] Stillman, D. and Olhoeft, G. (2004). GPR and magnetic minerals at Mars temperatures. In *Tenth International Conference on Ground Penetrating Radar*, pages 735–738.

[Stroucken and Verhulst, 1987] Stroucken, A. and Verhulst, F. (1987). The galerkin-averaging method for nonlinear, undamped continuous systems. *Mathematical methods in the applied sciences*, 9(4) :520–549.

[Sverrisson and Bjornsson, 1980] Sverrisson, M. and Bjornsson, H. (1980). Radio-echo equipment for depth sounding of temperate glaciers. *Journal of GladololD'. Vol*, 25(93).

[Taflove and Brodwin, 1975] Taflove, A. and Brodwin, M. (1975). Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations. *IEEE transactions on Microwave Theory and Techniques*, 23(8) :623–630.

[Taner and Koehler, 1969] Taner, M. and Koehler, F. (1969). Velocity spectra-digital computer derivation applications of velocity functions. *Geophysics*, 34 :859.

[Thorsos, 1988] Thorsos, E. (1988). The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum. *J. Acoust. Soc. Am*, 83(1) :78–92.

[Ulaby et al., 1982] Ulaby, F., Moore, R., and Fung, A. (1982). Microwave remote sensing : Active and passive. Volume 2- Radar remote sensing and surface scattering and emission theory(Book). *Research supported by NASA, NSF, and U. S. Department of Defense. Reading, MA, Addison-Wesley Publishing Co., 1982, 624 p.*

[Ulaby et al., 1981] Ulaby, F. T., Moore, R. K., and Fung, A. K. (1981). *Microwave remote sensing : active and passive.* Norwood, MA : Artech House.

[Valderas et al., 2006] Valderas, D., Legarda, J., Gutierrez, I., and Sancho, J. (2006). Design of UWB folded-plate monopole antennas based on TLM. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 54(6) :1676–1687.

[Wait, 1972] Wait, J. (1972). Electromagnetic wave propagation along a buried insulated wire. *Canadian Journal of Physics*, 50(20) :2402–2409.

[Wang and Tripp, 2002] Wang, J. and Tripp, V. (2002). Design of multioctave spiral-mode microstrip antennas. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 39(3) :332–335.

[Wright and Prewitt, 1975] Wright, D. and Prewitt, J. (1975). Radiating dipole antenna with tapered impedance loading. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 23(6) :811–814.

[Wu and King, 1965] Wu, T. and King, R. (1965). The cylindrical antenna with nonreflecting resistive loading. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 13(3) :369–373.

[Yee, 1966] Yee, K. (1966). Numerical solution of inital boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 14(3) :302–307.

[Zent et al., 1986] Zent, A., Fanale, F., Salvail, J., and Postawko, S. (1986). Distribution and state of H2O in the high-latitude shallow subsurface of Mars. *Icarus*, 67(1) :19–36.

Annexe A

Propriétés électromagnétiques de milieux naturels

Intéressons nous aux milieux naturels susceptibles d'être rencontrés dans le sous-sol terrestre et/ou martien. Rappelons que ε' désigne la partie réelle ε'_{eff} de la permittivité complexe $\bar{\varepsilon}_{eff}$ (soit $(\varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega})$) et ε''_{eff} sa partie imaginaire (soit $(\varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega})$) dans la mesure où, expérimentalement, l'on n'a accès qu'à ces paramètres globaux.

A.1 Cas particulier de l'eau liquide :

Les caractéristiques électromagnétiques de l'eau dépendent principalement de son état physique (solide, liquide, gazeux) et par conséquent des conditions environnantes telles que la température, la pression comme le montre la figure 2.6, de sa pureté (en particulier le taux de salinité) et de la fréquence la traversant. Sous forme liquide, l'eau pure présente la particularité d'avoir une constante diélectrique de partie réelle très élevée. Composée de molécules polaires, son comportement électrique à 25°C en fonction de la fréquence est bien décrit par le modèle de Debye (cf section 4.1.3.1) illustré par la figure A.1(a). L'absorption de l'onde est alors maximum pour les fréquences voisines de 10GHz qui correspond à $1/\tau$ avec τ le temps de relaxation [1]. On remarque également qu'entre 1Hz–2GHz et donc notamment aux fréquences de fonctionnement du radar EISS, la partie réelle de la constante diélectrique ε'_r peut considérée comme constante $\varepsilon'_r = \varepsilon_s(T) \sim 80$ et sa partie imaginaire ε''_r reste proche de 0. Dans cette gamme de fréquences, l'eau pure peut donc être considérée comme un milieu diélectrique à faibles pertes et non dispersif.
La valeur de $\varepsilon_s(T)$ décroît quasi-linéairement avec la température T (l'agitation thermique s'opposant à une bonne orientation des dipôles). Il faut bien se rendre compte que dans la nature, la présence d'eau à l'état pur est rare et qu'un accroissement du taux de salinité de l'eau entraînera une hausse de sa conductivité (soit de ε''_r).

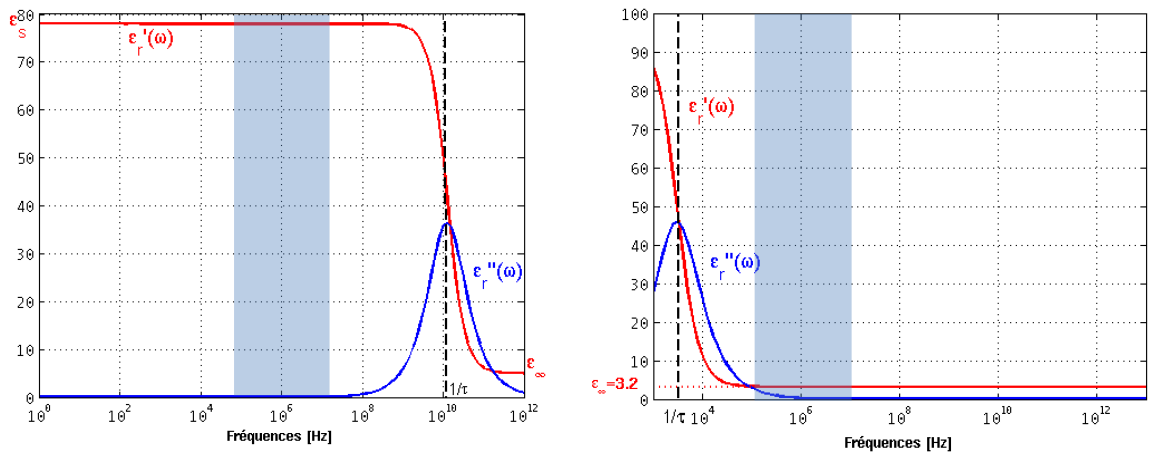
1. le temps de relaxation est le temps nécessaire pour l'installation (ou la destruction) de la polarisation dans le milieu

A.2 Cas particulier de la neige et la glace :

Sous forme de glace, l'eau a un comportement diélectrique radicalement différent. Les propriétés électromagnétiques de la neige et la glace ont beaucoup été étudiées lors de nombreuses missions en Antarctique, au Groenland ou sur des glaciers de haute montagne. Ces milieux sont propices à la propagation des ondes électromagnétiques en particulier lorsque la glace est dite sèche (toutes les molécules d'eau sont gelées). Les propriétés de la neige et de la glace varient en fonction de la densité, de la contamination par des impuretés, de la fréquence, de la température surtout lorsque cette dernière s'approche de zéro auquel cas de l'eau liquide apparaît comme le montre la figure 2.6 du diagramme de phase de l'eau pure. Pour une neige parfaitement gelée, la permittivité ε'_r est linéairement corrélée avec la densité ρ $[g/cm^3]$: $\varepsilon'_r = 2\rho + 1$.

Dans la bande de fréquences du radar EISS, la glace dite froide (<-10°C) et peu contaminée (analogues aux conditions martiennes [Grima et al., 2009]), peut être assimilée à un matériau non dispersif, à faibles pertes et de constante diélectrique relative égale à $\sim 3,2$. Sa perméabilité magnétique est celle du vide, μ_0. Pure et « sèche », le comportement diélectrique de la glace dans la bande de fréquences $10 - 10^{13}$Hz est bien décrit par le modèle de Debye sans conduction [Fujita et al., 2000] [Herique and Kofman, 2004]. Le modèle de Debye, décrit dans la section 4.1.3.1, est pris en compte dans la modélisation numérique du sous-sol (cf Fig. A.1(b)).

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 - j\omega\tau} \text{ avec } \tau \text{ le temps de relaxation} \tag{A.1}$$



(a) Eau pure à 25°C

(b) Glace pure à −10°C

FIGURE A.1 – Variations avec la fréquence des parties réelle (ε'_r) et imaginaire (ε''_r) de la constante diélectrique de l'eau pure à 25°C et de la glace pure à −10°C (modèle de Debye sans conduction). La zone en bleu indique la gamme de fréquences de l'instrument EISS. Dans notre cas, nous pouvons donc considérer les propriétés électriques comme stable et constante. [Le Gall, 2007]

Les pertes dans la glace sont essentiellement d'origine conductive (σ') [Moore, 2000] ; on peut donc négliger les pertes induites par polarisation (polarisation interfaciale notamment) et écrire :

$$\sigma = \omega\varepsilon'' \sim \frac{\varepsilon_s(T)}{\tau(T)} \tag{A.2}$$

σ est *a priori* indépendant de la fréquence et augmente avec la température : de $3,71.10^{-9}$S/m à -77°C à $1,56.10^{-5}$S/m à -10°C. Pour la validation du radar sur Terre, il faudra éviter le sondage sur des glaciers dits tempérés ($\sim$ 5°C) où de l'eau liquide est mélangée avec la glace.

Néanmoins, il a été démontré dans [Fujita et al., 2000] que la conductivité électrique de la glace croît nettement avec la concentration en acides [2]. Mais avant d'augmenter, la conductivité reste constante jusqu'à quelques centaines de MHz ($\sim$ 300MHz pour 2μM d'acidité). Ce résultat nous intéresse tout particulièrement dans la mesure où le radar EISS opère en deçà de ces fréquences.

A.3 Cas des roches et des sols :

Pour la plupart des matériaux, les performances du radar (profondeur de pénétration, ...) diminuent avec la montée en fréquence en raison de la conductivité. Les principaux facteurs responsables d'une forte conductivité sont la densité du matériau, sa chimie, la distribution des pores ainsi que sa teneur en eau liquide et la présence éventuelle de glace ; l'eau augmente très légèrement aussi la permittivité relative (cf Table A.1. Dans la plupart des cas, on peut considérer que permittivité et conductivité sont constantes dans la bande de fréquence du radar mais il faut parfois introduire des modèles de sols dispersifs comme le modèle de Debye ou de ColeCole (cf sections 1.1.5 et 4.1.3.1). La perméabilité magnétique peut pratiquement toujours être considérée comme égale à celle du vide (soit la perméabilité magnétique relative $\mu_r = 1$) sauf dans certains cas particuliers comme celui de la magnétite [3] et de la pyrrhotite [4] avec respectivement $\mu_r = 5$ et $\mu_r = 2,5$ [Reppert et al., 2000].

En fait, la permittivité de n'importe quel matériau augmente avec sa densité. Le cas de l'eau est le plus simple à traiter et c'est le seul cas à avoir été largement étudié. Même pour du sable sec, il est difficile de donner une formule générale pour relier la densité et la permittivité car il faut prendre en compte sa composition chimique. Dans la pratique, le comportement électromagnétique des matériaux dépendant de nombreux autres paramètres environnementaux (température, teneur en eau, porosité du matériau, ...), il est dangereux de se fier aveuglement aux tables de valeurs existantes des propriétés électromagnétiques. Dans un premier temps, ces tables donneront un ordre de grandeur. Les analyses en laboratoires d'échantillons du sol permettent d'étudier les comportements électrique et magnétique en fonction de paramètres tels que la température, la teneur en eau, la porosité, ...) sur une plage

2. Acides pouvant être d'origine volcanique ou climatique

3. la magnétite est un oxyde naturel de fer, de formule Fe_3O_4, fortement magnétique, cubique, se présentant sous forme de cristaux octaédriques, noirs, à éclat métallique.

4. la pyrrhotine (ou la pyrrhotite) est un sulfure naturel de fer, de formule FeS, hexagonal, se présentant en amas compacts, allant du jaune bronze au brun roux, à éclat métallique.

de fréquence étendue. Bien entendu, dans le cas de missions spatiales sans retour d'échantillon (sur Mars par exemple), il faudra s'appuyer sur des études de roches terrestres –analogues martiens, dans les conditions environnementales de la planète Mars. De nombreux auteurs travaillent au repérage de sites ou de matériaux *a priori* proches par leurs caractéristiques électromagnétiques de ceux que l'on peut rencontrer sur Mars [Paillou et al., 2001] [Heggy et al., 2006] [Herique and Kofman, 2004] [Clifford et al., 2006] [Heggy et al., 2001]. Néanmoins, sur Mars, la forte différence d'amplitude entre les températures diurnes et nocturnes, peut affecter notablement la constante diélectrique des premiers centimètres du sol.

Matériaux	ε_r	σ [S/m]	α [dB/m]
Air	1	0	0
Eau pure	80	10^{-5}	$0,002$
Eau de mer	80	30	1080
Sel sec	$5-6$	$10^{-5}-10^{-2}$	$0,008-8$
Calcaire	$4-8$	$5.10^{-4}-2.10^{-3}$	$0,3-2$
Schistes	$5-15$	$10^{-3}-10^{-1}$	$0,5-55$
Limons	$5-30$	$10^{-3}-10^{-1}$	$0,4-55$
Argiles sèche	$2-6$	$10^{-3}-10^{-1}$	$0,8-60$
Argiles humide	$15-40$	$10^{-1}-1$	$30-190$
Granit sec	5	$10^{-8}-10^{-6}$	$<0,0008$
Granit humide	7	$10^{-3}-10^{-2}$	$0,7-7$
Sable sec	$3-5$	10^{-5}	$\sim 0,01$
Sable saturé en eau	$20-30$	$10^{-4}-10^{-2}$	$0,03-4$
Glace	$3-4$	10^{-5}	$0,01$
Permafrost	$4-8$	$10^{-5}-10^{-2}$	$0,007-9$

TABLE A.1 – Ordre de grandeur des propriétés électriques de matériaux géologiques communs ainsi que l'atténuation α de l'onde dans ces matériaux autour de 100MHz. Les propriétés électriques dans la gamme de fréquence de EISS ($\sim$ quelques MHz) sont très difficile à obtenir même avec l'étude d'échantillon en laboratoire.

Annexe B

Isolation diélectrique des antennes électriques

Dans la mission spatiale ExoMars, du fait des contraintes de la mission le premier mètre des antennes électriques HF devait reposer directement sur le Lander (cf Fig. 6.13). Non seulement, la structure du Lander pouvait avoir une influence sur les performances de l'antenne (étudiée dans la section 5.6.7) mais il est également essentiel d'assurer une bonne isolation électrique des ces antennes afin d'éviter tout dysfonctionnement.

Pour rappel, dans leur version spatiale, les antennes électriques sont des rubans de kapton d'épaisseur 24.5μm, de largeur 10mm et métallisées sur leurs deux faces avec de l'Aluminium afin de réaliser le profil résistif souhaité. Une couche de diélectrique sur chaque face ($\sim$1μm) isole l'antenne de tout contact électrique, et assure la bonne tenue mécanique du revêtement conducteur. Trois matériaux isolants sont en lice à ce jour : du parylène, une composition chimique SiOxCyHz (fournisseur HEF) et du Polytétrafluoroéthylène (connue sous le nom Téflon®). Une vue en coupe de la structure de ces antennes ruban se trouve dans la section 3.2.2.1 (cf Fig. 3.9(b)). La qualité de l'isolation diélectrique de notre système dépend de plusieurs paramètres physiques des matériaux.

B.1 Paramètres à définir

L'isolation diélectrique de notre système est caractérisé par sa résistance d'isolement (notée $R_{isolement}$), par sa capacité de couplage entre l'antenne et le Lander (notée $C_{couplage}$) et par sa rigidité diélectrique. On en déduit sa résistivité (notée ρ), le courant de fuite (notée i_F). Et inversement.

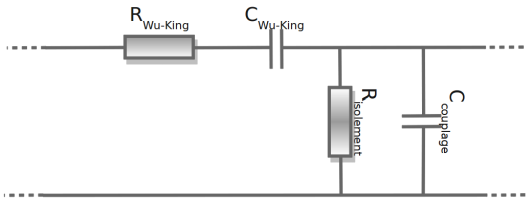


FIGURE B.1 – Schéma électrique équivalent d'une portion d'antenne (1m linéaire)

La figure B.1 représente le schéma électrique équivalent d'une portion d'antenne (1m linéaire). $R_{Wu-King}$ est le profil résistif calculé théoriquement. La capacité $C_{Wu-King}$ n'est pas prise en compte dans les calculs de Wu-King.

Résistance d'isolement du diélectrique :
Pour caractériser un matériau sur sa capacité à laisser passer ou non le courant, on étudie sa résistivité ρ. Elle s'exprime en [Ω.mètre]. La résistivité varie en fonction de la température et de la fréquence de fonctionnement. La résistance d'isolement se calcule en fonction des dimensions de l'élément à étudier. Dans notre situation, le diélectrique est plutôt sous forme d'une très fine couche d'isolant d'épaisseur e et de surface S.

$$R_{isolement} = \rho \frac{e}{S} \tag{B.1}$$

Le courant de fuite découle de la loi d'Ohm :

$$i_F = \frac{U}{R_{isolement}} \tag{B.2}$$

Capacité de couplage antenne-Lander :
Les armatures métalliques de cette capacité électrique sont l'aluminium de l'antenne et le Lander. Il faut bien évidemment prendre en considération, seulement la surface en contact, en regard, soit l'aire du ruban sur la Lander (approximativement $10mm \times 1m$). La capacité électrique d'un condensateur (cf Fig. B.2) se détermine essentiellement en fonction de la géométrie de ses armatures et de la nature de l'isolant. La formule B.3 est souvent utilisée pour estimer sa valeur avec S la surface des armatures en regard [m^2], e la distance entre les armatures (épaisseur de l'isolant) [m], ε_0 la permittivité du vide et ε_r la permittivité relative du diélectrique.

$$C_{couplage} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{e} \tag{B.3}$$

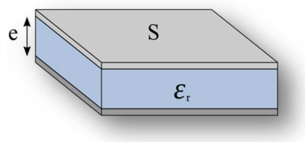


FIGURE B.2 – Illustration d'une capacité (condensateur)

Rigidité diélectrique :
Le diélectrique d'un condensateur ne peut supporter une tension infinie. La tension maximum d'isolement, appelée tension de claquage, est fonction de l'isolant choisi et de l'épaisseur du diélectrique. Si le champ électrique dépasse cette tension, on parle de claquage et le matériau peut voir ses propriétés physiques modifiées de façon réversible ou irréversible selon les cas. La faculté d'un milieu isolant à résister au claquage est appelée rigidité diélectrique.

La rigidité diélectrique d'un milieu isolant représente donc la valeur maximum du champ électrique que le milieu peut supporter avant le déclenchement d'un arc électrique (donc d'un court-circuit).

A grande échelle, on observe ce phénomène avec la foudre sur Terre, mais aussi sur la planète Mars. L'atmosphère n'étant pas la même, il est difficile de déterminer une tension de claquage sur Mars. Sa valeur a été estimé voisine de 300-400V selon la courbe de Paschen [Paschen, 1889].

B.2 Propriétés des diélectriques en lice

Trois diélectriques ont été étudiés afin de trouver le meilleur compromis entre l'épaisseur, la résistivité et la rigidité diélectrique pour l'isolation de l'antenne ruban :

- **PARYLENE C :**
  - Rigidité diélectrique : 6,8$kV_{/mile}$=6,8$kV_{/25,4\mu m}$
  - Résistivité surfacique : $\rho = 10^{15}\Omega.cm = 10^{13}\Omega.m$
  - Permittivité (1MHz) : ε_r=2,95
  - Facteur de dissipation (1MHz) : $\tan\delta$=0,013

- **SiOxCyHz :**
  Cet isolant étant un prototype du fournisseur HEF, nous n'avons aucune information théorique sur ses propriétés et disposons seulement de résultats de mesures (cf Fig. B.3) sur quatre échantillons qui diffèrent par la composition chimique du dépôt isolant.

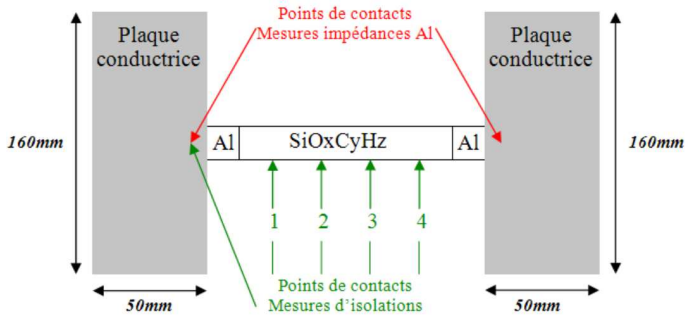


FIGURE B.3 – Méthode de mesure des paramètres électriques des prototypes d'antenne ruban, telles que la résistance d'isolement du diélectrique et la résistance du dépôt d'aluminium, mise en œuvre par le fournisseur HEF.

Le tableau B.1 synthétise toutes les mesures effectuées sur les différents échantillons d'une longueur de 8cm : la valeur moyenne de la résistance du ruban métallisé (50 Ω théoriquement), la valeur moyenne de la résistance du ruban métallisé et isolé, la valeur moyenne de la résistance du diélectrique ($R_{isolement}$), et les écarts-type des mesures. Notre premier critère de sélection étant la résistance d'isolement, les échantillons n°2 et 4 sont à proscrire, le n°3 reste le meilleur échantillon. Nous allons l'étudier plus en détail.

N° prototype	Dépôt résistif mesuré avant le dépôt isolant	Dépôt résistif mesuré après le dépôt isolant	$R_{isolement}$
1	$\sim 58 \pm 7\Omega$	$\sim 72 \pm 11\Omega$	$\sim 20 \pm 8k\Omega$
2	$\sim 80 \pm 5\Omega$	$\sim 95 \pm 6\Omega$	Mesures trop instables
3	$\sim 50 \pm 5\Omega$	$\sim 58 \pm 6\Omega$	$\sim 120 \pm 21k\Omega$
4	$\sim 60 \pm 2\Omega$	$\sim 62 \pm 3\Omega$	$\sim 82 \pm 36\Omega$

TABLE B.1 – Mesures effectuées sur les différents échantillons des prototypes des antennes ruban.

- **Polytétrafluoroéthylène (Téflon®) :**
  - Rigidité diélectrique : $150kV_{/mm}$
  - Résistivité surfacique : $\rho = 10^{18}$ - $10^{19}\Omega.cm = 10^{16}$ - $10^{17}\Omega.m$
  - Permittivité (1MHz) : ε_r=2,0 - 2,1
  - Facteur de dissipation (1MHz) : $\tan\delta$=0,0003 - 0,0007

B.3 Étude d'une antenne ruban isolée

Nous allons étudier le premier mètre du ruban sur le Lander pour les différentes conditions d'isolement électrique.

- **Étude d'une antenne ruban isolée avec 1μm de parylène :**

  Résistance d'isolement linéique & Courant de fuite :

$$R_{isolement-parylene} = \rho\frac{e}{S} = 10^{13}[\Omega.m]\frac{1\mu m}{1m \times 1cm} = 10^{9}[\Omega] \tag{B.4}$$

  Nous en déduisons le courant de fuite :
  - en fonctionnement, la tension nominale injectée sur les antennes HF est de 150v :

$$I_{F-fonctionnement-parylene} = \frac{U_{fonctionnement}}{R_{isolement-parylene}} = 150.10^{-9}[A] \tag{B.5}$$

  - en cas de décharges électriques atteignant l'antenne :

$$I_{F-dcharges-parylene} = 400.10^{-9}[A] \tag{B.6}$$

  Le courant de fuite est extrêmement faible, ce qui prouve que le parylène est un très bon isolant ($\rho = 10^{15}\Omega.cm$) et est confirmé par la figure B.4.

  Capacité de couplage antenne-Lander :

  Plus la capacité de couplage entre le Lander et l'antenne est faible, plus les perturbations sur les mesures induites par la masse métallique constituant le Lander seront faibles.

$$C_{couplage-parylene\&Lander} = \varepsilon_0\varepsilon_r\frac{S}{e} = \varepsilon_0 \times 2,95 \times \frac{1m \times 1cm}{1\mu m} = 261[nF] \tag{B.7}$$

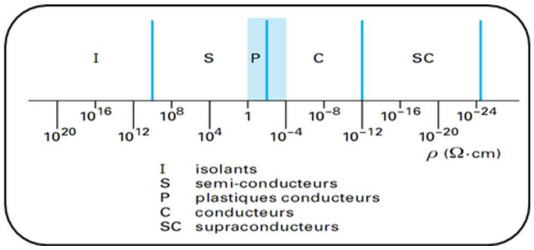


FIGURE B.4 – Echelle des résistivités des matériaux. (source : Science de l'ingénieur)

Tension de claquage du diélectrique :
La rigidité diélectrique du parylène est égale à $6{,}8kV_{/25{,}4\mu m}$ soit $267{,}1V_{/\mu m}$, qui est insuffisant pour tenir les décharges électriques. Pour que le parylène supporte ces décharges de 400V, il faudrait $2\mu m$ d'isolant. La résistance d'isolement, le courant de fuite et la capacité de couplage en seraient d'autant plus améliorés.

- **Étude d'une antenne ruban isolée avec 0,85μm de SiOxCyHz :**
  Résistance d'isolement linéique & Courant de fuite :

Les mesures de la résistance d'isolement ont été effectuées sur un échantillon de 8cm de long :

$$R_{isolement-SiOxCyHz-8cm} = 120k\Omega \pm 21k\Omega \Leftrightarrow R_{isolement-SiOxCyHz-1m} = 9,6k\Omega \pm 10k\Omega \quad \text{(B.8)}$$

Nous pouvons estimer la résistivité de ce polymère :

$$\rho = R_{isolement}\frac{S}{e} = 1,129.10^{8}[\Omega.m] = 1,129.10^{10}[\Omega.cm] \quad \text{(B.9)}$$

L'échelle des résistivités (cf Fig. B.4) nous informe que le polymère SiOxCyHz est un très mauvais isolant, à la limite d'un semi-conducteur.
La résistance d'isolement nous informe sur le courant de fuite :
– en fonctionnement, la tension nominale injectée sur les antennes HF est de 150v :

$$I_{F-fonctionnement-SiOxCyHz} = 15,6.10^{-3}[A] \quad \text{(B.10)}$$

– en cas de décharges électriques atteignant l'antenne :

$$I_{F-dcharges-SiOxCyHz} = 41,7.10^{-3}[A] \quad \text{(B.11)}$$

Capacité de couplage antenne-Lander :
Ne connaissant pas la permittivité de ce diélectrique, la capacité de couplage antenne-Lander ne peut être calculée précisément. Elle devrait être du même ordre de grandeur que celle du parylène, puisque la permittivité des principaux polymères est sensiblement identique comme le stipule la table B.2.

Polymère considéré	Permittivité à 1MHz
Polyamide (imide)	4
Polycarbonature	3,2 à 3,8
Polyesters insaturés	4 à 6
Polystyrène	2,53
Polyuréthannes	3,1 à 4,8
Silicones	2,7 à 4,2

TABLE B.2 – Permittivité des principaux polymères (source : Science de l'ingénieur).

Tension de claquage du diélectrique :
Il est difficile de se prononcer sur la tension de claquage, elle dépend de la stabilité des différentes liaisons (Si-O, ...). Pour exemple, une liaison Si-O résiste à $439KJ/mol$ soit $439KW.s/mol$. N'ayant pas d'information précise sur la composition chimique de ce polymère, nous ne pouvons pas faire l'étude. D'après le fournisseur, la rigidité diélectrique de ce polymère équivaut à celle du parylène, soit environ $300V/\mu m$.

- **Etude d'une antenne ruban isolée avec $1\mu m$ de Polytétrafluoroéthylène (Téflon ®) :**
Résistance d'isolement linéique & Courant de fuite :

$$R_{isolement-Teflon} = 10^{16}[\Omega.m]\frac{1\mu m}{1m \times 1cm} = 10^{12}[\Omega] \tag{B.12}$$

Nous en déduisons le courant de fuite :
– en fonctionnement, la tension nominale injectée sur les antennes HF est de 150v :

$$I_{F-fonctionnement-Teflon} = 150.10^{-12}[A] \tag{B.13}$$

– en cas de décharges électriques atteignant l'antenne :

$$I_{F-dcharges-Teflon} = 400.10^{-12}[A] \tag{B.14}$$

Le courant de fuite est encore plus faible qu'avec le parylène, ce qui confirme que le Téflon est un très bon isolant confirmé par la figure B.4.
Capacité de couplage antenne-Lander :
La capacité de couplage antenne-Lander est du même ordre de grandeur que celle du parylène.

$$C_{couplage-Teflon\&Lander} = 177[nF] \tag{B.15}$$

Tension de claquage du diélectrique :
Sa rigidité diélectrique est égale à $150kV/mm$ soit $150V/\mu m$, qui est insuffisant pour tenir aux décharges électriques. Pour que le Téflon supporte ces décharges, il faudrait $3\mu m$ d'isolant minimum.

Bilan sur l'isolation des prototypes ruban :
Les grandeurs électriques des trois isolants étudiés sont disparates. Le parylène et le polytétrafluoroéthylène (Téflon) restent tout de même beaucoup plus performants que le SiOxCyHz. De plus, l'antenne ruban isolée avec $2\mu m$ de parylène résiste aux décharges électriques dans l'atmosphère. Néanmoins, il reste quelques doutes sur leur robustesse, leur souplesse, leur coefficient de frottement (assez grand pour le parylène) à des températures très basses (-60°C) et sur leur tenue aux UV (dégradation du pouvoir isolant). En vue des diverses missions spatiales, le parylène et le SiOxCyHz sont des matériaux compatibles avec les exigences, liées à la protection planétaire, qui n'est pas le cas pour le Téflon. Il faut également tenir compte d'un éventuel impact du dépôt isolant sur les performances électriques de l'antenne (cf Table B.1). La maitrise de la technique de dépôt de l'isolant reste un facteur important ; mais elle est maitrisée à ce jour.

Annexe C

Polarisation de l'antenne électrique de EISS : Détermination du champ lointain en présence d'un sol

Comme nous l'avons auparavant précisé, la région du champ lointain rayonné (zone de Fraunhofer) est définie comme la région dans laquelle la distribution angulaire des champs est indépendante de la distance de l'antenne. Les antennes électriques de EISS étant posées sur le sol, le calcul du champ lointain dépend de la direction considérée et, en conséquence, la distance au delà de laquelle l'onde est parfaitement formée et polarisée dépend de l'onde considérée (ondes directe ou réfléchie) et de la direction de propagation considérée. La direction d'observation est caractérisée par l'angle vertical θ et l'angle horizontal φ comme l'illustre la figure C.1.

Dans la section 5.1.1.3 consacrée aux généralités sur les antennes, nous avons considéré schématiquement que le champ lointain n'est atteint que lorsque $r|E| = 95\%$ de sa valeur finale. Nous allons confronter les valeurs trouvées par cette limite de 95% avec celles qui pourraient être trouvées en considérant la polarisation de l'onde. Généralement, le champ lointain est déduit lorsque le champ longitudinal est nul ou très faible par rapport aux autres composantes du champ.

La figure C.1 montre la polarisation de l'onde électrique pour 4 points de mesures situés à 100m de profondeur dans le sous-sol à la même distance du centre de l'antenne mais dans des directions différentes $\varphi = 0^\circ - 30^\circ - 45^\circ - 90^\circ$. Chacun de ces quatre points est situé dans le sol, à l'aplomb du récepteur qui lui-même se trouve à 100m de l'émetteur. Nous constatons que la polarisation est rectiligne pour le point de mesure dans la direction perpendiculaire $\varphi = 90^\circ$ à l'axe du dipôle, circulaire pour $\varphi = 45^\circ$ et elliptique pour $\varphi = 30^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. Ce qui montre que la distance nécessaire à la formation totale de l'onde en champ lointain dépend de la direction considérée.

La polarisation rectiligne correspond à un taux d'ellipticité infini. En pratique, lorsque l'ellipse devient très allongée (taux d'ellipticité élevé), il n'est plus possible de définir le plan de polarisation de l'onde avec précision et de l'utiliser pour estimer la direction de l'onde. Nous avons choisi arbitrairement de fixer cette limite à un taux d'ellipticité supérieur égal à 20.

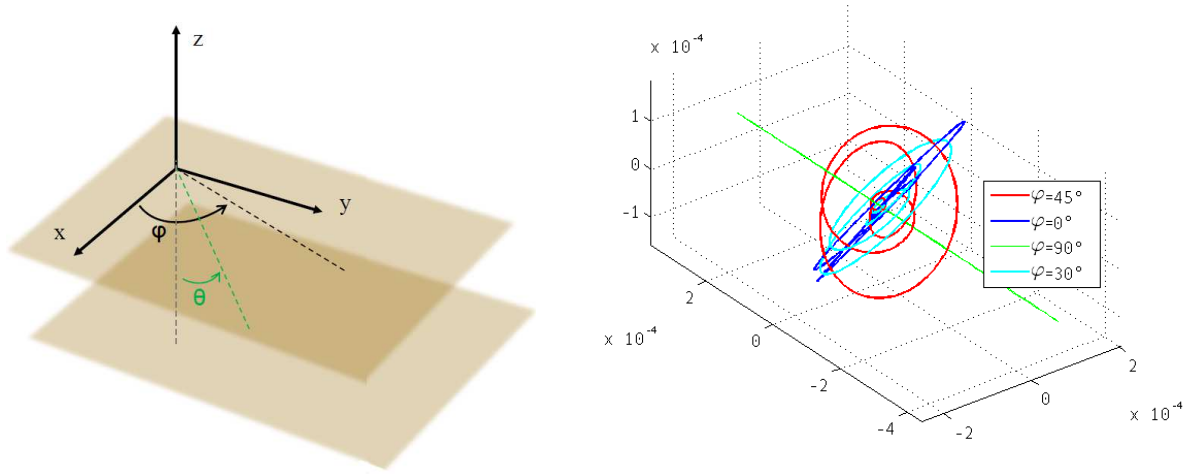


FIGURE C.1 – Polarisation de l'onde électrique pour 4 points de mesures situés à 100m de profondeur dans le sous-sol à la même distance du centre de l'antenne mais dans des directions différentes $\varphi = 0^\circ - 30^\circ - 45^\circ - 90^\circ$ et la convention des angles utilisés par la suite.

Dans le cas de l'onde qui se propage verticalement dans le sol ($\theta = 0^\circ$ l'angle vertical), pour notre configuration ($\varepsilon_{r_{sol}} = 3$), nous pouvons estimer que cette limite est atteinte à partir de $d_{chL_{nadir}} = 100m$ au nadir de l'antenne (cf Fig. C.2) ce que correspond à une valeur pour $r|E| = 95\%$ (cf Fig. C.2).

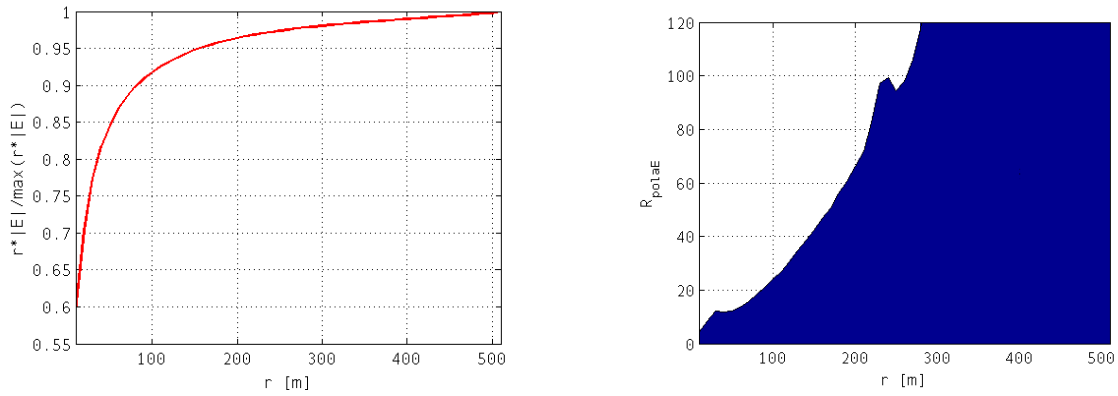


FIGURE C.2 – A gauche : Module $|rE(r)|$ en fonction de la distance r parcourue par l'onde dans le milieu. $|rE(r)|$ est normalisé par sa valeur en champ lointain. Le dipôle est posé sur un sol de permittivité relative égale à 3 et émet à la fréquence centrale de 4MHz. A droite : Le taux d'ellipticité de la polarisation de l'onde (du champ électrique) se propageant dans le sous-sol au nadir de l'antenne.

Si on considère une direction de propagation différente de celle du nadir mais toujours dans le lobe principal de l'antenne d'émission, les valeurs obtenues sont légèrement différentes. Pour illustration, les résultats obtenus pour la direction de propagation $\theta = 25^\circ; \varphi = 30^\circ$ sont présentés (cf Fig. C.3) [1].

1. Cette direction de propagation de l'onde se situe dans le lobe principal du diagramme de rayonnement de l'antenne dont la largueur est égale à $2\theta_c = 2\sin^{-1}(1/\sqrt{\varepsilon_{r_{sol}}}) = 70^\circ$ (symétrique à l'axe $0_z \equiv \theta = 0^\circ$ comme l'illustre la figure 6.6) pour notre configuration du sous-sol $\varepsilon_{r_{sol}} = 3$.

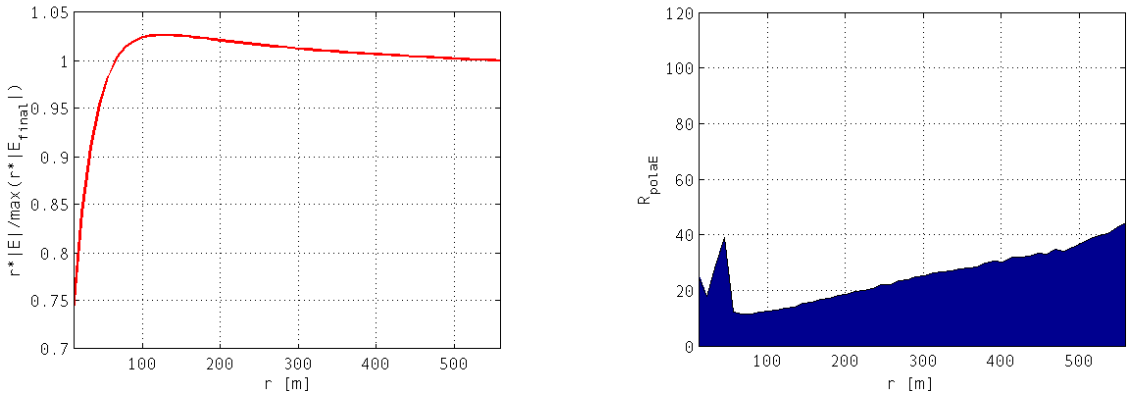


FIGURE C.3 – A gauche : Module $|rE(r)|$ en fonction de la distance r parcourue par l'onde dans le milieu. $|rE(r)|$ est normalisé par sa valeur en champ lointain. Le dipôle est posé sur un sol de permittivité relative égale à 3 et émet à la fréquence centrale de 4MHz. A droite : Le taux d'ellipticité de la polarisation de l'onde (champ électrique) se propageant au nadir dans la direction $\theta = 25^\circ$ et $\varphi = 30^\circ$ pour un dipôle aligné.

En respectant la condition précédente qui stipule que le champ lointain est atteint lorsque $R_{polaE} \sim 20$, nous constatons que cette zone n'est atteinte que pour une distance parcourue de l'onde dans le milieu (suivant la direction précisée) égale à $r = 220m$. Le champ lointain est donc bien dépendant de la direction de propagation de l'onde considérée.

Le taux d'ellipticité de la polarisation de l'onde se propageant dans la direction $\theta = 25^\circ$ et $\varphi = 30^\circ$ pour une antenne d'émission constituée de deux monopôles non-alignés $\theta_{ant} = 225^\circ$ a également été étudié. Les résultats se trouvent figure C.4.

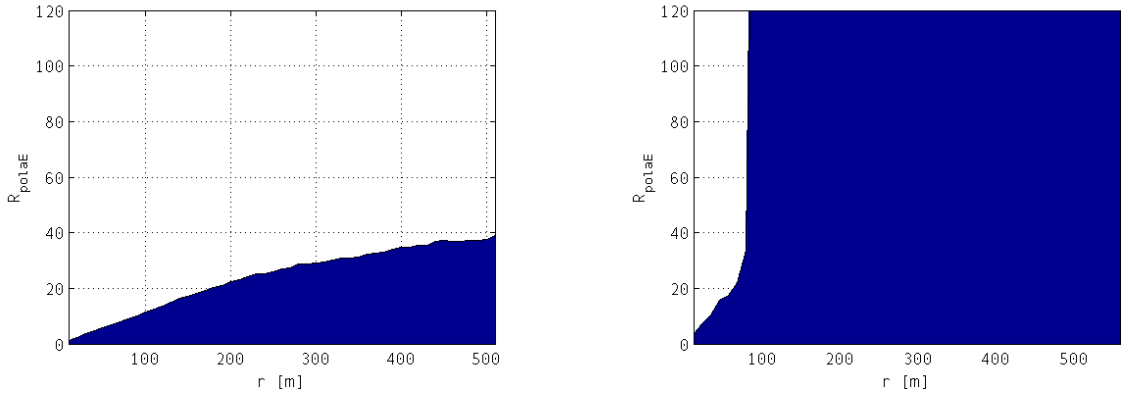


FIGURE C.4 – Le taux d'ellipticité de la polarisation de l'onde (champ électrique) se propageant au nadir (figure de gauche) et dans la direction $\theta = 25^\circ$ et $\varphi = 30^\circ$ (figure de droite) pour une antenne d'émission constituée de deux monopôles non-alignés $\theta_{ant} = 225^\circ$.

Concernant le champ magnétique, sa polarisation est rectiligne quelle que soit la distance parcourue par l'onde dans le milieu et quelle que soit la direction considérée.

Annexe D

NetStation : Évolution du radar EISS

D.1 Le projet NetStation

Le GPR NetStation est une version améliorée du radar EISS. A ce jour NetStation est une étude de projet pour une mission martienne prévue pour 2020 (NASA/ESA) ou pour une autre destination telle la Lune, Europa ou d'autres planètes telluriques. Cetté étude a fait l'objet d'une présentation lors de l'AGU "American Geophysical Union" [Clifford et al., 2009] et lors d'une conférence à l'EPSC "European Planetary Science Congress" [Ciarletti et al., 2010a].

Pour rappel, EISS est un radar à pénétration de sol impulsionnel travaillant à partir de la surface dans les fréquences basses de la gamme HF. Différentes largeurs d'impulsions peuvent être émises centrées sur deux fréquences centrales 2MHz et 4MHz avec une largeur de bande pouvant atteindre 4-5 MHz pour les impulsions les plus courtes. Il offre la possibilité et l'avantage de faire du sondage bistatique du sous-sol avec un émetteur/récepteur fixe et une station mobile (récepteur). Sa profondeur de pénétration est de l'ordre du kilomètre avec une résolution spatiale inférieure à 100m.

NetStation reprend l'ensemble des fonctionnalités de EISS avec l'ajout d'un émetteur/récepteur à 20MHz de bande passante ∼10MHz et la possibilité de fonctionner en monostatique, en bistatique avec un rover, en tant que partie d'un réseau d'instruments géophysique et/ou avec une station orbitale (cf Fig. D.1). Le sondage bistatique de la région entourant un atterrisseur NetStation peut également être effectué par la réception des signaux réfléchis par un sondeur orbital (bien que cette technique limite le nombre d'additions cohérentes possibles du fait de la mobilité de la station en orbite).

Le GPR NetStation est donc conçu pour fonctionner sur la gamme de fréquence combinée de MARSIS (1,8 - 3 - 4 et 5 MHz) et SHARAD (20MHz de fréquence centrale, avec une bande passante de 10MHz) et offre la possibilité d'effectuer la comparaison avec les données de sondage obtenues à plus grande échelle par les radars orbitaux de télédétection tels que MARSIS et SHARAD et de fournir un bon compromis entre la profondeur maximale du sondage et la résolution verticale. Les propriétés électromagnétiques et la structure du sous-sol déduites des différents sondages du sous-sol pourront être comparées à la géologie locale et à l'échelle régionale en fonction du mode de sondage (orbital ou

local). Les données acquises par le radar NetStation pourront fournir de précieuses informations sur la nature géologique et hydrologique de la croûte de la planète pour une profondeur de pénétration comprise entre ∼10m et 1km avec une résolution verticale ∼ 10m à 100m selon la fréquence du sondage et permettre de caractériser l'activité électromagnétique de l'environnement atmosphère et à la surface (y compris la fréquence et l'intensité des décharges atmosphériques, les variations du profil de densité électronique et d'autres propriétés de l'ionosphère, et le bruit de fond ambiant RF avec le mode de fonctionnement passif du radar et l'étude de l'amplitude de l'onde électromagnétique reçue sur les stations présentes à la surface de la planète, émise par le sondeur orbital.

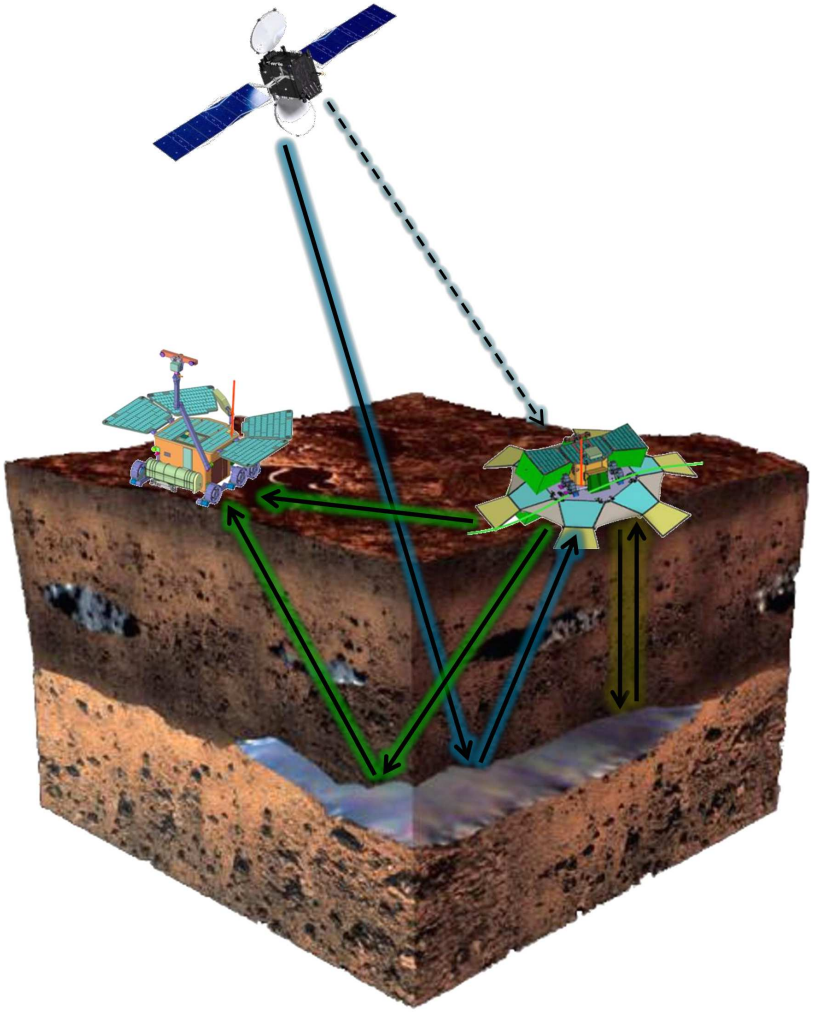


FIGURE D.1 – Illustration (vue d'artiste) de la capacité du radar NetStation à mener deux sondages monostatique et bistatique, soit avec un rover (employant une antenne magnétique) ou avec un sondeur orbital. (source : NASA/ESA/Biancheri-Astier)

D.2 Performances de NetStation (2MHz - 20MHz)

Par abus de langage dans ce manuscrit, l'émission à 2MHz du radar NetStation sera appelée EISS contrairement à la partie 20MHz appelée NetStation.

D.2.1 Choix des antennes émettrices

Nous allons étudier les performances pour différentes configurations d'antennes. L'antenne électrique de EISS est un dipôle chargé résistivement, constituée de 2 monopôles de 35m de long chacun (longueur proportionnelle à la longueur d'onde), optimisée pour la fréquence centrale 2MHz. Pour le fonctionnement de NetStation à 20MHz, il faudrait des antennes caractérisées pour sa fréquence soit deux monopôles chargés résistivement de 3,5m de long chacun. Néanmoins dans le cadre d'une mission spatiale, le poids est un critère primordial. L'ajout d'antennes va donc pénaliser la sélection du radar pour une future mission spatiale. Nous nous proposons étudier l'utilisation de l'antenne électrique de EISS (optimisée à 2MHz) pour émettre les impulsions à 20MHz (NetStation). Les différentes configurations radar avec leur antenne associée sont donc les suivantes :

- EISS @2MHz avec deux monopôles de 35m chacun avec des résistances tout les mètres (profil #2 optimisé pour sol $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$ et pour la fréquence 2MHz)
- NETSTATION @20MHz (BP 10MHz) avec deux monopôle de 3,5m chacune avec des résistances tout les 0,25 mètre (profil optimisé pour sol $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$ et pour la fréquence 20MHz)
- NETSTATION @20MHz (BP 10MHz) avec deux monopôles de 35m chacun avec des résistances tout les mètres (profil #2 optimisé pour sol $\varepsilon_{r_{sol}} = 4$ et pour la fréquence 2MHz)

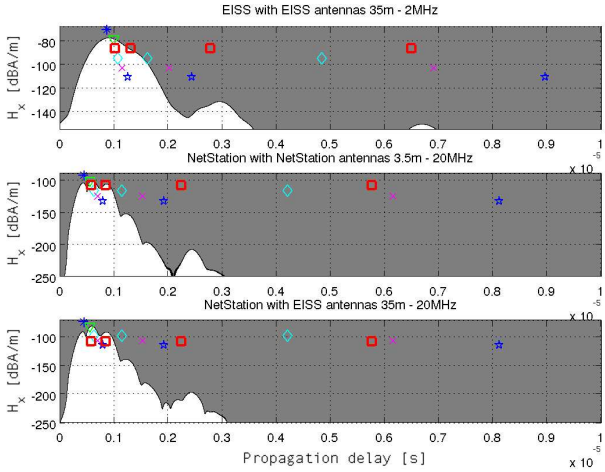
D.2.2 Performances du sondage d'un sous-sol assimilable à Mars

Dans les figures suivantes, les temps d'arrivée des différentes ondes sont calculés par la méthode de Malovichko (cf section 6.1.1.2) et identifiés par des marqueurs sur la figure. Le modèle du sous-sol qui a été considéré pour cette étude est le modèle géologique du sous-sol martien présenté dans la section 2.4. Les marqueurs identifiants les temps d'arrivée de ces ondes sont :

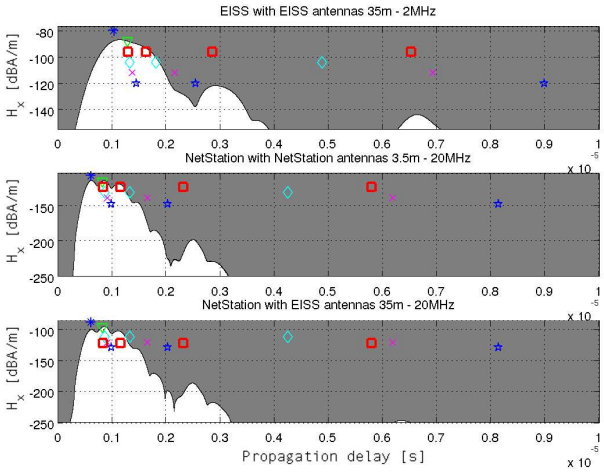
- l'astérisque bleu : l'onde directe voyageant dans l'air,
- le triangle vert : l'onde directe voyageant dans le sol,
- les carrés rouges : les ondes réfléchies une fois (n=1) dans chacune des strates successives,
- les diamants cyan : les ondes réfléchies deux fois (n=2) dans chacune des strates successives,
- les croix roses : les ondes réfléchies trois fois (n=3) dans chacune des strates successives,
- les étoiles bleues : les ondes réfléchies quatre fois (n=4) dans chacune des strates successives.

Le figure D.2 illustre sur un exemple le signal temporel qui pourrait être observé pour un sondage monostatique et bistatique ($\rho = 50m - 100m - 150m$) pour un sol réaliste de Mars décrit dans la section 2.4), avec les trois configurations radar décrites précédemment. Le radar EISS, opérant à 2MHz, n'a pas une résolution suffisante pour distinguer les 3 premières strates en revanche le signal à 2MHz pénètre en profondeur et permet de détecter les strates profondes. Tandis qu'avec le radar fonctionnant à 20MHz

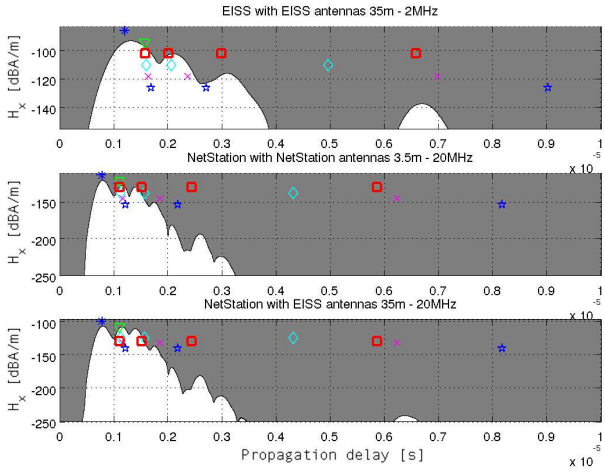
(NetStation), les trois premières strates sont résolue mais les strates profondes ne sont pas accessibles. De plus, en utilisant les antennes de EISS pour l'émission à 20MHz, nous gagnons en dynamique de réception et en améliorons la détection des strates.



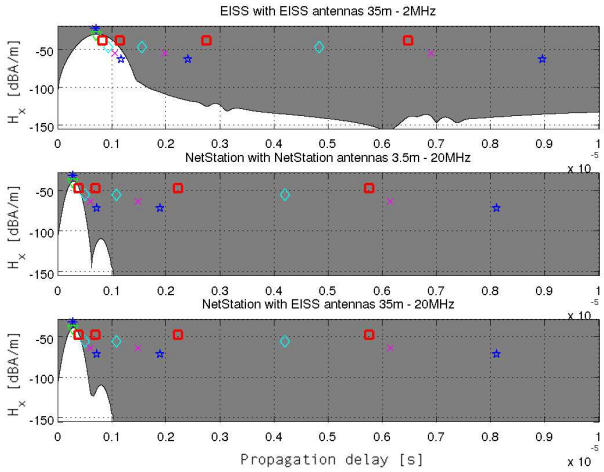
(a) Sondage bistatique avec $\rho = 50m$



(b) Sondage bistatique avec $\rho = 100m$



(c) Sondage bistatique avec $\rho = 150m$



(d) Sondage monostatique

FIGURE D.2 – Exemple de signal temporel pour les trois configurations radar décrites précédemment avec les temps d'arrivée des différentes ondes calculés par la méthode de Malovichko et identifiés par des marqueurs pour un récepteur localisé dans la direction $\phi = 45^\circ$ et ρ variable.

Le figure D.3 représente le diagramme de rayonnement pour les trois configurations radar décrites précédemment en présence d'un sous-sol constitué d'une unique strate homogène de permittivité relative égale à 4 et de conductivité nulle. Avec les antennes de EISS pour un fonctionnement à 20MHz (diagramme vert), nous constatons une augmentation de la zone sondée du sous-sol et un gain en émission-réception. L'utilisation des antennes de EISS est prometteuse puisque plus de puissance est envoyée en direction du sous-sol mais aussi dans l'atmosphère (ce qui pourrait engendrer des perturbations). Le rendement de l'antenne de 35m est meilleur que celle de 3,5m.

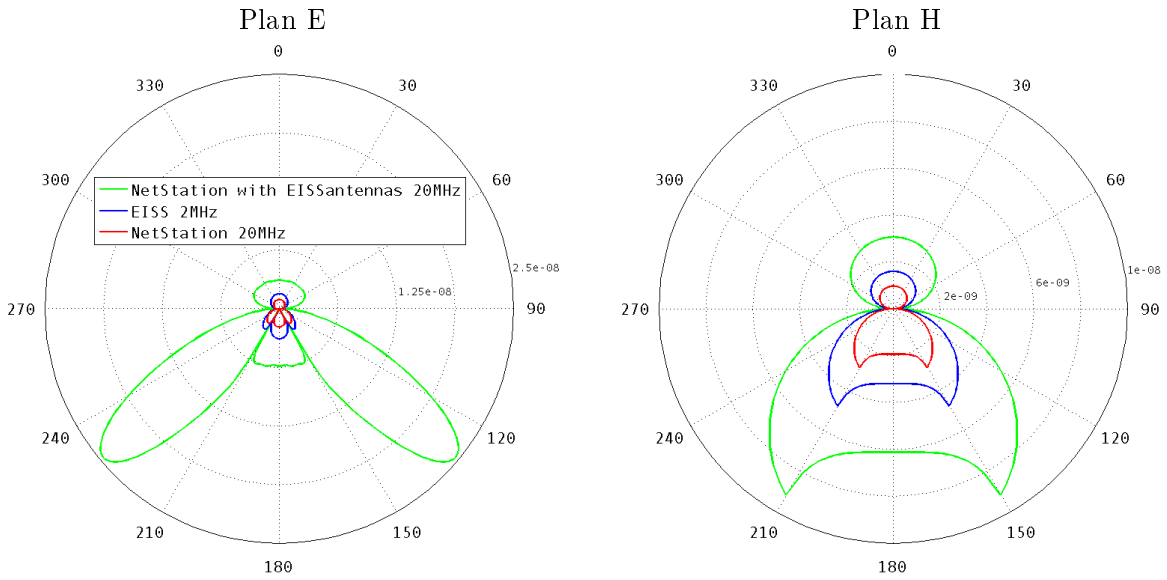


FIGURE D.3 – Diagramme de rayonnement pour les trois configurations radar décrites précédemment lors le sous-sol est constitué d'une unique strate homogène de permittivité relative égale à 4 et de conductivité nulle.

Nous allons étudier les performances de ces trois configurations en présence d'une inclusion de taille réduite ($5m \times 5m \times 1m$) enfouies à 50m de profondeur et à une distance éloignement de 100m de l'émetteur (soit $\theta = 26,5^\circ$) dans la direction $\phi = 15^\circ$ du monopôle de référence comme l'illustre plus explicitement la figure D.4.

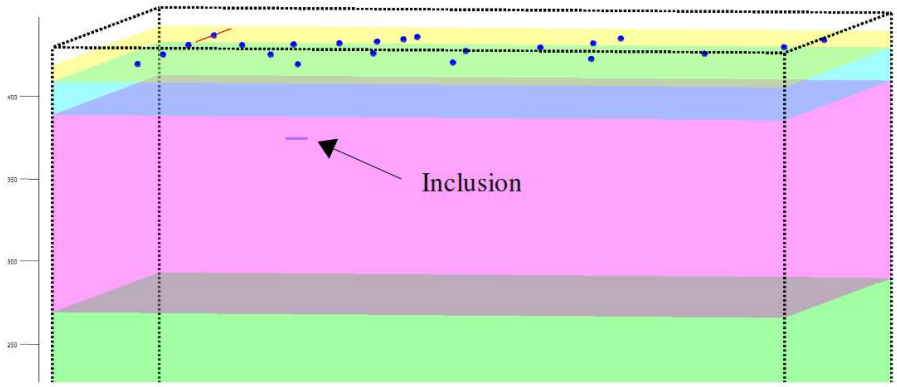


FIGURE D.4 – Visualition de l'inclusion de taille réduite ($5m \times 5m \times 1m$) enfouie à 50m de profondeur et à une distance éloignement de 100m de l'émetteur (soit $\theta = 26,5^\circ$) dans la direction $\varphi = 15^\circ$ du monopôle de référence.

La figure D.5 illustre les résultats issus de ces simulations numériques. Avec le radar EISS, il est impossible de détecter cette "petite" inclusion dans le sous-sol, à cause de la fréquence de fonctionnement et à la bande passante du radar, quelle que soit la distance Lander-Rover ρ. Tandis qu'avec NetStation (20MHz), nous arrivons à détecter une réflexion sur cette inclusion enfouie à 50m de profondeur, lorsque $\rho = 50m$ et $\phi = 45^\circ$ (pour exemple). Nous constatons, une fois de plus, que l'utilisation de

l'antenne électrique EISS pour l'émission à 20MHz, nous permet de gagner en dynamique de réception et améliore la détection de l'inclusion.

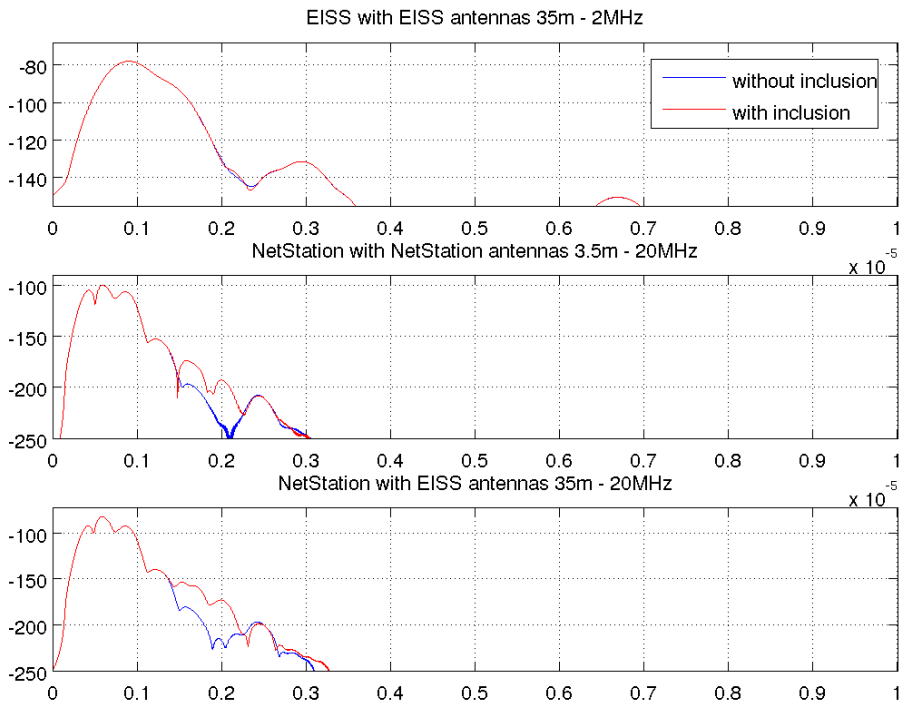


FIGURE D.5 – Exemple de signal temporel pour les trois configurations radar décrites précédemment avec un milieu assimilable à Mars et l'ajout d'une inclusion enfouis à 50m de profondeur.

Cette étude est à son balbutiement mais l'utilisation commune de l'antenne électrique de EISS est à envisager avec une intégration sur les cartes électroniques à base de commutateurs HF (switchs).

Publications liés à ce travail de thèse

Modeling the configuration of HF antennas for deep bistatic subsurface sounding
M. Biancheri-Astier, V. Ciarletti, A. Reineix, C. Corbel
IEEE Transactions on "Geoscience and Remote Sensing" - 2010

EISS : An HF mono and bistatic GPR for terrestrial and planetary deep soundings
M. Biancheri-Astier, R. Hassen-Khodja, V. Ciarletti, A. Reineix, C. Corbel, Y. Simon, C. Caudoux, J. Faroux, F. Dolon, V. Leray, S.M. Clifford
IEEE - XIII International Conference on Ground Penetrating Radar - 2010

Optimisation des antennes électrique du radar GPR EISS
M. Biancheri-Astier, V. Ciarletti, A. Reineix, C. Corbel, Y. Simon
REE Revue de l'Electricité et de l'Electronique - Février 2010

Optimization of resistive profile for loaded electrical monopole dedicated to deep Martian subsurface sounding
M. Biancheri-Astier, V. Ciarletti, A. Reineix
JGR "Journal of Geophysical Research" (en cours de soumission - 2011)

3D characterization of the deep sub-surface by a bistatic HF GPR operating from the surface
M. Biancheri-Astier, V. Ciarletti, A. Reineix
IEEE Transactions on "Antennas and Propagation" (en cours de rédaction - 2011)

Étude et modélisation des performances du radar bistatique "EISS" conçu et développé pour le sondage profond des sous-sols planétaires

A ce jour, en dépit des missions passées et présentes vers Mars (notamment MarsExpress et MRO), peu d'informations sont disponibles sur la structure et la composition du sous-sol de la planète, en dehors de ses calottes polaires et de sa couche très superficielle. La recherche d'éventuels réservoirs hydriques, qui pourraient avoir subsisté à des profondeurs kilométriques reste d'actualité. Le sondage électromagnétique du sous-sol, méthode de prospection non destructive, apparaît comme une des solutions les plus prometteuses. Un des objectifs scientifiques de la future mission martienne ExoMars (ESA) est l'exploration du sous-sol à partir de la surface. Dans ce contexte, le LATMOS a conçu et réalisé une version de radar à pénétration de sol baptisé EISS « Electromagnetic Investigation of the SubSurface », permettant le sondage profond du sous-sol de Mars.

L'instrument EISS est un GPR (Ground Penetrating Radar) impulsionnel opérant à des fréquences basses de la gamme HF autour de 2MHz et 4MHz, ce qui permet d'envisager des profondeurs de pénétration kilométriques dans le sous-sol de la planète. Le concept innovant de EISS repose sur sa capacité à tirer parti de la présence de deux stations voisines à la surface de la planète pour fonctionner en mode bistatique et améliorer en quantité et qualité les informations recueillies sur le sous-sol.

Les résultats présentés dans ce document sur les performances du radar reposent essentiellement sur des simulations numériques (FDTD) qui modélisent de façon précise le fonctionnement des antennes du radar et la propagation dans le sous-sol, et permettent d'évaluer les performances attendues en fonction du type d'environnement considéré. Les résultats sont validés, lorsque cela a été possible, par comparaison avec des modèles analytiques plus simples et avec des mesures expérimentales.

Nous présentons ainsi des résultats d'études menées sur la conception et l'optimisation de l'antenne électrique de EISS qui est constituée de deux monopôles chargés déployés à même le sol, et sur l'impact de l'angle entre ces deux monopôles sur les performances de l'instrument. Le couplage entre l'antenne électrique et le sol a été analysé afin d'estimer la permittivité du sous-sol proche. Accéder aux caractéristiques électriques du sol, sans retour d'échantillons, ni analyse in situ est relativement rare dans les missions spatiales et relève d'un grand intérêt pour l'interprétation des mesures radar. Différentes techniques d'interprétation des données en termes de détection, localisation en trois dimensions et caractérisation des strates du sous-sol sont proposées et évaluées à partir de données simulées.

Mots clés : Télédétection, Géoradar, GPR, Mars, FDTD, Sondage du sous-sol, Bistatique, Onde réfléchie, Couplage antennes-sol, Optimisation d'antennes, Imagerie 3D, strates géologiques.

Study and modeling of the performances of the bistatic Radar EISS designed and developped for planetary subsurface deep sounding

To date, despite past and current missions to Mars (including MarsExpress and MRO), little information is available on the structure and composition of the planet's sub-surface, apart from its polar caps and its very superficial layer. The search for potential water reservoirs, which may have persisted at kilometric depths is still relevant. The electromagnetic sounding of the sub-surface appears as one of the most promising ways to get information about the planet structure. The exploration of the sub-surface from the surface is among the scientific objectives of the future ExoMars mission to Mars (ESA). In this context, LATMOS designed and realized a Ground Penetrating Radar EISS called « Electromagnetic Investigation of the Sub Surface », allowing the survey of the deep subsurface of Mars.

The instrument EISS is a pulse GPR (Ground Penetrating Radar) operating at low frequencies in the HF range around 2MHz and 4MHz, which allows to consider kilometric depths of penetration into the sub-surface. The innovative concept of EISS is its ability to take advantage of the presence of two nearby plateforms on the surface of the planet to operate in bi-static mode and improve the quantity and quality of the collected information.

The results presented in this paper on the performance of the radar are mainly based on numerical simulations (FDTD) which model accurately the operation of the radar antennas and of the wave propagation in the sub-surface, and allow to assess the expected performances of the instrument for different types of environment. The results are validated when it was possible, by comparison with simple analytical models and with experimental measurements.

We present results of studies conducted on the design and optimization of the EISS's electrical antenna which is composed of two loaded monopôles deployed on the ground and on the impact of the angle between these two monopolies on the instrument's performance. The electrical coupling between the antenna and the near subsurface was analyzed to estimate the permittivity of the geological top layer. Having access to electrical characteristics of ground without returning samples nor performing in situ analysis is unusual in space missions and aroused great interest for the interpretation of the radar data. Different techniques of data interpretation in terms of detection, three-dimensional localization and characterization of subsurface layers are proposed and evaluated using simulated data.

Key words : Remote sensing, Radar, GPR, Mars, FDTD, Subsurface survey, Bistatic, Reflected wave, Antennas-subsurface coupling, Optimisation of antennas, 3D imaging, geological layers.