

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF
UFAS (ALGERIE)**

MEMOIRE

**Présenté à la Faculté des Sciences de l'ingénieur
Département d'électronique**

Pour l'obtention du Diplôme de

MAGISTER

Option : COMMUNICATION

**Par
Mehennaoui Naziha**

Thème

**Etude théorique de la propagation des ondes
électromagnétiques dans les milieux hétérogènes
- Application au radar Sol -**

Soutenu le :devant la commission d'examen :

| | | |
|--------------------|------------------------------|------------|
| Bekka Rais el Hadi | Prof à l'université de Setif | Président |
| Merzouki Abdelaziz | Prof à l'université de Setif | Rapporteur |
| Djahli Farid | Prof à l'université de Setif | Examineur |
| Bouzit Naceredine | Prof à l'université de Setif | Examineur |
| Slimani Djamel | Mc à l'université de Setif | Examineur |

Remerciements

Ce travail de recherche s'est déroulé à la Faculté des Sciences et de l'Ingénieur de sétif au sein du laboratoire du Professeur A.Merzouki.

D'abord, nous remercions Dieu le tout puissant. C'est grâce à lui que nous avons eu la foi et la force pour accomplir ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Mr. A.Merzouki, Professeur à l'université de Sétif, pour ses précieux conseils, ses incessants encouragements et surtout sa grande disponibilité tout au long de la réalisation de ce travail. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a témoignée.

J'adresse mes vifs remerciements à Mr R.E. BEKKA, Professeur et doyen de la faculté des sciences de l'ingénieur à l'université de Sétif. Je suis très sensible à l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer mes plus vis remerciements à Mr F.Djahli, Professeur à l'université de sétif, N.Bouzit, Professeur à l'université de sétif, Mr D. Slimani, Maître de conférences à l'université de sétif, qui ont bien voulu mobiliser leur temps et leur compétences pour juger ce travail.

Mes remerciements les plus vifs, vont également à mes parents qui m'ont donné un environnement idéal durant toute mon enfance et ils m'ont enseigné l'humilité et l'honnêteté avec lesquelles j'ai essayé de mener à terme ce travail scientifique.

Finalement, je remercie tous les enseignants qui ont participé à ma formation au département d'électronique et tout le personnel administratif de la faculté des sciences de l'ingénieur.

Sommaire

Introduction générale

Chapitre 1 : Propriétés électromagnétiques des milieux géologiques et Théorie de l'électromagnétisme

| | | |
|---------|---|----|
| 1.1 | Introduction | 3 |
| 1.2 | Les propriétés électromagnétiques des milieux géologiques..... | 3 |
| 1.2.1 | Conductivité (σ en S/m)..... | 3 |
| 1.2.2 | Permittivité électrique (ϵ en F/m) | 3 |
| 1.2.3 | Perméabilité magnétique (μ en H/m)..... | 5 |
| 1.3 | Matière et champ magnétique | 6 |
| 1.4 | Matière et champ électrique..... | 7 |
| 1.5 | Courant total et paramètres effectifs..... | 8 |
| 1.6 | Equations de Maxwell | 10 |
| 1.7 | Equation de diffusion-propagation..... | 10 |
| 1.8 | Profondeur de pénétration..... | 13 |
| 1.9 | Transmission et réflexion à incidence oblique..... | 15 |
| 1.9.1 | Continuité des composantes des champs électrique et magnétique..... | 16 |
| a) | Champ électrique E..... | 16 |
| b) | Champ magnétique B..... | 16 |
| 1.9.2 | Lois de Snell-Descartes..... | 17 |
| 1.9.3 | Milieux sans pertes..... | 17 |
| 1.9.3.1 | polarisation TM | 17 |
| 1.9.3.2 | Polarisation TE..... | 20 |
| 1.9.4 | Milieux à faibles pertes..... | 21 |
| 1.9.5 | Formation multicouches..... | 24 |
| 1.10 | conclusion..... | 26 |

Chapitre 2 : Modélisation des paramètres électromagnétiques du sol

| | | |
|-------|---|----|
| 2.1 | Introduction..... | 27 |
| 2.2 | Définition du sol..... | 27 |
| 2.3 | Modélisation des paramètres électromagnétiques..... | 28 |
| 2.3.1 | Modèles empiriques | 28 |
| a) | Modèle de Debye..... | 31 |
| b) | Modèle de Cole-Cole..... | 31 |
| c) | Modèle de Cole-Davison..... | 31 |
| d) | Modèle de Jonscher | 33 |
| 2.3.2 | Modèles semi empiriques (polynomiale)..... | 34 |
| a) | Modèle de Peplinski | 34 |
| b) | Modèle de CRIM..... | 36 |
| 2.4 | Conclusion..... | 36 |

Chapitre 3 : Outils de simulation (F.D.T.D et GPRMAX)

| | |
|---|----|
| 3.1 Introduction | 38 |
| 3.2 Différences Finies dans le Domaine Temporel (F.D.T.D)..... | 38 |
| 3.2.1 Définition de la F.D.T.D | 38 |
| 3.2.2 Principes de la F.D.T.D | 38 |
| 3.2.3 Contraintes numériques de la méthode F.D.T.D..... | 42 |
| 3.2.3.1 Dispersion numérique | 42 |
| 3.2.3.2 Critère de stabilité | 43 |
| 3.2.3.3 Conditions aux frontières..... | 43 |
| a) Les couches absorbantes | 43 |
| b) Couches absorbantes parfaites P.M.L (Perfectly Matched Layer)..... | 44 |
| c) Couches absorbantes parfaites par convolution | 45 |
| 3.2.3.4 Critère de convergence..... | 47 |
| 3.3 Le logiciel GPRMAX..... | 47 |
| 3.3.1 Définition | 47 |
| 3.3.2 Principes de fonctionnement | 47 |
| 3.3.3 Avantages et limitation du GPRMAX2D..... | 48 |
| 3.4 Conclusion..... | 48 |

Chapitre4 : Principe et performances du Géoradar (GPR)

| | |
|--|----|
| 4.1 Introduction..... | 49 |
| 4.2 Définition et Principes du GPR..... | 49 |
| 4.2.1 Définition..... | 49 |
| 4.2.2 Principe de fonctionnement | 50 |
| 4.2.3 Schéma synoptique du GPR..... | 51 |
| 4.3 Le radargramme | 52 |
| 4.4 Acquisition des données..... | 53 |
| a) Acquisition à offset constant..... | 53 |
| b) Acquisition en CMP | 54 |
| c) Autres méthodes | 54 |
| 4.5 Modes d'émissions | 55 |
| 4.5.1 Modulation d'amplitude (AMCW) | 56 |
| 4.5.2 Modulation de fréquence (FMCW) | 56 |
| 4.5.3 Radars à saut de fréquence | 57 |
| 4.6 Equation du radar..... | 57 |
| 4.7 Antennes pour le GPR..... | 58 |
| 4.7.1 Caractéristiques de l' antenne..... | 58 |
| 4.7.1.1 L'angle solide | 58 |
| 4.7.1.2 Directivité | 59 |
| 4.7.1.3 Gain de l'antenne | 59 |
| 4.7.1.4 Bande d'utilisation..... | 60 |
| 4.7.1.5 Rendement..... | 60 |
| 4.7.1.6 Diagramme de rayonnement..... | 60 |
| 4.7.2 Les différents types d'antennes pour le GPR..... | 61 |
| 4.8 Radars commercialisés | 61 |
| 4.8.1 Radar GPR RAMAC..... | 61 |
| 4.8.2 Radar pulse EKKO..... | 65 |
| 4.9 Conclusion..... | 66 |

Chapitre5 : Résultats de la simulation et interprétations

| | |
|---|-----------|
| 5.1 Introduction..... | 67 |
| 5.2 Effets des paramètres σ , ϵ et μ sur l'onde EM..... | 67 |
| 5.2.1 Propagation des ondes EM dans vide..... | 68 |
| 5.2.2 profile 1..... | 69 |
| a) couche de calcaire..... | 69 |
| b) Sable sec..... | 71 |
| c) sable humide (saturé)..... | 71 |
| d) Argile..... | 72 |
| e) Conducteur parfait..... | 73 |
| 5.2.3 profile 2..... | 74 |
| 5.2.3.1 Modèle couches..... | 75 |
| 5.2.3.2 Modèle cavité..... | 78 |
| 3. conclusion..... | 85 |
| Conclusion générale..... | 86 |
| Bibliographie..... | 88 |

Résumé : Ce mémoire est consacré à l'étude par simulation de la propagation des ondes électromagnétiques du radar sol (géoradar) dans les milieux géologiques (hétérogènes). Ce dernier est utilisé comme méthode de prospection géophysique fondée sur l'analyse de la propagation, de la réfraction et de la réflexion des ondes électromagnétiques en haute fréquence (de 10 MHz à 1 GHz). Un certain nombre de modèles ont été conçus pour simuler les variétés des conditions géologiques. Nous avons utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel F.D.T.D, méthode sur laquelle est basé le code de calcul scientifique du logiciel GPRMAX de simulation. Lors de la propagation du signal radar dans un milieu géologique, on remarque que l'amplitude du signal diminue à cause du phénomène d'absorption et de réflexion et on constate que le paramètre physique qui a une très grande influence sur le comportement de l'onde dans les différents milieux géologiques est la permittivité effective.

Mots clés : Radar sol, Propagation, Onde électromagnétique.

Abstract : This memory is devoted to the study by simulating the propagation of electromagnetic waves of ground radar (GPR) in geological environments (heterogeneous). The latter is used as a method of geophysical prospecting based on the analysis of the spread of the diffraction and reflection of electromagnetic waves in high frequency (10 MHz to 1 GHz). A number of models have been designed to simulate the varieties of geological conditions. We used the method of finite differences in the time domain FDTD method, which is based on the code of scientific computing software GPRMAX simulation. During the spread of radar signal in a geological environment, we note that the signal decreases because of the phenomenon of absorption and reflection and we find that the physical setting that has a great influence on the conduct of the wave in different geological environments is the effective permittivity.

Key words : Ground radar, Propagation, Electromagnetic wave.

ملخص : هذه الرسالة مخصصة للدراسة النظرية لتردد الموجات الكهرومغناطيسية للرادار الجيولوجي في المناطق الجيولوجية (غير المتجانسة). يعد الرادار الجيولوجي وسيلة للتنقيب الجيوفيزيائي التي تعتمد على تردد و انعكاس و انتشار الموجات الكهرومغناطيسية ذات التواتر العالي (من 10 ميغا هرتز إلى 1 جيجا هرتز). لقد تم تصميم العديد من نماذج المحاكاة لإظهار التنوع الجيولوجي. تم استعمال الطريقة الحسابية للاختلافات المحدودة في الزمن التي يعتمد عليها برنامج المحاكاة GPRMAX. عند انتشار إشارة الرادار في البيئة الجيولوجية، ينخفض طول الموجة بسبب ظاهرتي الانعكاس و الانتشار كما نلاحظ أن العامل الفيزيائي المؤثر في تردد الموجة هو السماحية الفعالة.

الكلمات المفتاحية : الرادار الجيوفيزيائي , التردد , الموجة الكهرومغناطيسية .

Introduction générale

Introduction générale

Les premières références de l'utilisation des impulsions électromagnétiques comme outil d'investigation remontent aux années 20, le premier dispositif est attribué aux allemands Leimbach et Löwy en 1910 [2]. C'est durant la seconde guerre mondiale que furent développés les premiers radars (Radio Détection and Ranging) basés sur les propriétés de propagation des ondes électromagnétiques à des fréquences élevées [1]. Le radar sol (appelé communément GPR pour Ground Penetrating Radar), est une technique couramment utilisée pour prospecter le proche sous-sol. Les premières applications de radar sol datent des années 70 et concernaient principalement la mesure des épaisseurs de glace et de sols gelés (Morey 1974, Annan et Davis 1976) [22], [3]. Toutefois, les premiers géoradars autorisant des prospections performantes n'ont été commercialisés qu'au début des années 90 [2], [22]. Depuis, le nombre d'utilisateurs de cette technique n'a cessé d'augmenter et les radars sol sont aujourd'hui employés dans des domaines d'application très variés (génie civil, archéologie, glaciologie, contrôle non destructif, etc...). Les ondes électromagnétiques sont sensibles aux variations de permittivité diélectrique et de conductivité électrique. C'est pourquoi le champ d'utilisation du géoradar est très étendu [3]. L'étude de l'atténuation des ondes radar a montré que non seulement l'onde s'atténue au cours de sa propagation, mais que le signal se déforme également. Le paramètre physique qui contrôle plus le comportement de l'onde dans les différents milieux est la permittivité diélectrique effective. Elle englobe tous les phénomènes de polarisation à l'échelle moléculaire qui contribuent à la propagation de l'onde, ce sont les variations de ce paramètre macroscopique que l'on observe avec le géoradar.

L'étude présentée dans ce mémoire est une étude théorique de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux hétérogènes (application au radar sol). Dans ce travail nous avons axé notre étude sur l'utilisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu géologique (le sol). La propagation d'une onde EM est régie par les trois paramètres : la conductivité σ , la permittivité électrique ϵ et la perméabilité magnétique μ , dans les milieux géologiques ces paramètres sont complexes et fonction de la fréquence. Pour simuler le GPR et la propagation des ondes EM, nous avons à notre disposition un code de calcul s'appuyant sur la méthode F.D.T.D (Finite Difference Time Domain ou différences finies dans le domaine temporel) qui donne la possibilité de simuler le radar géologique (GPR) et l'onde EM dans le milieu géologique choisi. Ainsi notre travail est subdivisé en cinq chapitres.

Dans le chapitre 1, nous allons brièvement rappeler les propriétés électromagnétiques caractérisant un sol et présenter les mécanismes régissant le comportement d'un milieu soumis à l'action de champs électromagnétiques à incidence obliques dans les milieux sans pertes et les milieux avec pertes.

Le chapitre 2 est consacré à la définition du milieu géologique ou plus simplement le sol, ainsi que la formulation des propriétés électriques et magnétiques (modèles de sol). Nous limiterons notre étude dans ce chapitre aux modèles les plus utilisés parmi les quels se trouve celui qui fait l'objet de notre simulation (le modèle de Debye).

Dans le chapitre 3, nous présenterons la méthode des différences finies dans le domaine temporel F.D.T.D, méthode sur laquelle est basé le code de calcul scientifique du logiciel GPRMAX que nous utiliserons pour les simulations.

Dans le chapitre 4 nous dresserons un profil concernant les radars GPR. Nous verrons les différents processus d'acquisition des données lors de campagnes de mesures. Un aperçu technique des différentes méthodes de modulation sera proposé et complété par une présentation des antennes les plus couramment utilisées dans le domaine GPR.

Le chapitre 5 est consacré à l'étude par simulations de deux profils, le premier profil montre le phénomène de la propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu géologique en utilisant des graphes et l'autre profil, plus complexe, explique la propagation par des images de géoradar ou radargrammes.

Chapitre 1

***Propriétés électromagnétiques des
milieux géologiques et
Théorie de l'électromagnétisme***

1. Introduction

Cette première partie est destinée à l'étude et à la compréhension des phénomènes électromagnétiques dans les milieux hétérogènes et spécialement dans les milieux géologiques aux fréquences radar. On commence par un rappel général de la théorie de l'électromagnétisme, on introduit ensuite les différents paramètres nécessaires à la caractérisation d'un milieu. Nous aborderons enfin les équations relatives à la propagation des ondes au sein de ce dernier, spécialement pour l'incidence oblique qui caractérise le fonctionnement du radar sol.

2. Les propriétés électromagnétiques des milieux géologiques

Les propriétés électromagnétiques d'un sol permettent de décrire le comportement d'un sol sous l'influence d'un champ électromagnétique. Une onde électromagnétique et un milieu interagissent par l'intermédiaire de trois paramètres: la conductivité σ , la permittivité électrique ϵ et la perméabilité magnétique μ . Ces trois paramètres apparaissent clairement dans les équations de Maxwell et peuvent :

- prendre la forme de tenseur afin de modéliser l'anisotropie du milieu.
- disposer d'une partie complexe afin de participer à l'atténuation globale de l'onde électromagnétique.
- dépendre de la fréquence (caractère dispersif du milieu).

2.1. Conductivité (σ en S/m)

La conductivité est définie comme étant la quantité d'énergie mise en oeuvre lors du transport de charges libres. Elle peut se représenter comme une grandeur physique complexe :

$$\sigma = \sigma' + j\sigma'' \quad (1.1)$$

Où σ' est la partie réelle de la conductivité et σ'' la partie imaginaire.

L'introduction d'une partie imaginaire montre que le matériau ne réagit pas instantanément à l'action d'un champ électrique. C'est le cas des roches géologiques contenant de l'eau ou bien la présence d'oxydes dans certains minéraux [1], [2], [22], [23].

2.2. Permittivité électrique (ϵ en F/m)

La permittivité diélectrique caractérise la redistribution locale des charges liées sous l'action d'un champ électrique et traduit la capacité d'un milieu à se polariser sous cette action. On distingue quatre types principaux de polarisation :

- **la polarisation électronique** : déformation du nuage électronique sous l'action d'un champ.
- **La polarisation dipolaire** (d'orientation) : les molécules dipolaires soumises à un champ voient l'axe de leur dipôle tenter de s'aligner avec le champ.
- **La polarisation ionique** : l'existence d'ions de polarisations opposées dans certains solides provoque des accumulations distinctes sous l'action d'un champ.
- **La polarisation interfaciale** (polarisation de charges) : une accumulation d'ions au niveau des interfaces dans un matériau hétérogène soumis à l'action d'un champ électrique.

La figure (1.1) représente les types de polarisations en fonction de la fréquence alors que la figure (1.2) résume les différents types de polarisations [1], [29], [2].

Une molécule placée dans un champ alternatif effectue une rotation synchrone, ce phénomène s'accompagne du phénomène de relaxation. Il y a relaxation diélectrique lorsqu'on supprime brusquement le champ électrique polarisant. Un temps dit temps de relaxation τ , est nécessaire pour que le matériau retourne dans sans état de désordre moléculaire de départ. Par analogie à la conductivité, la permittivité peut être considérée comme une grandeur physique complexe :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (1.2)$$

Où ε' partie réelle et ε'' partie imaginaire de la permittivité. Le signe (-) dans la relation de la permittivité complexe est dû au déphasage entre le champ électrique et le vecteur de polarisation.

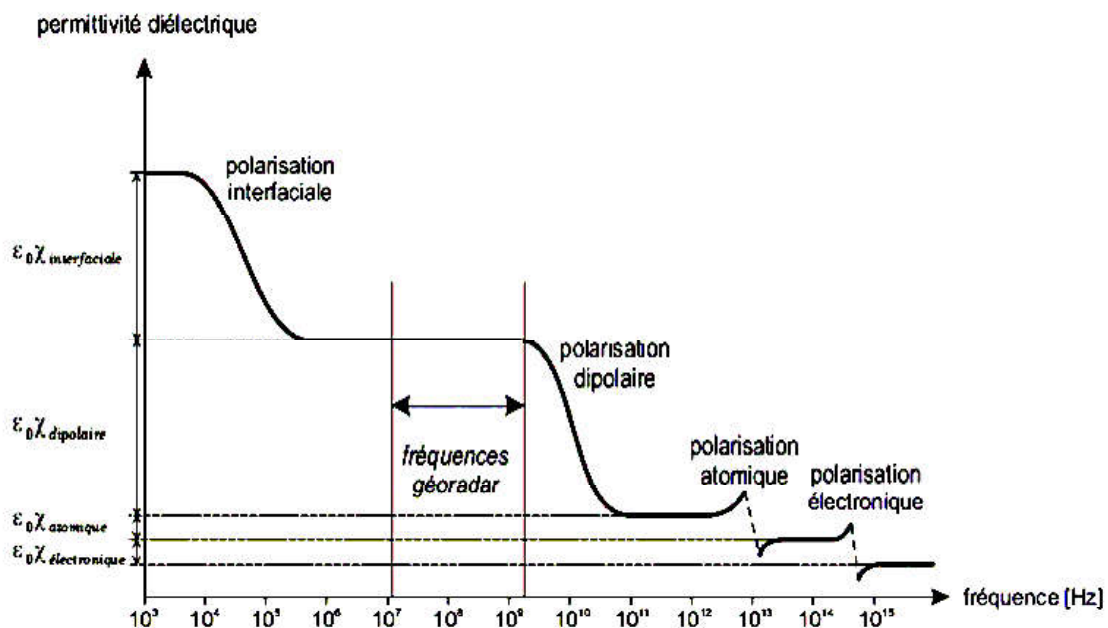


Figure 1.1 : Types de polarisations en fonction de la fréquence [22].

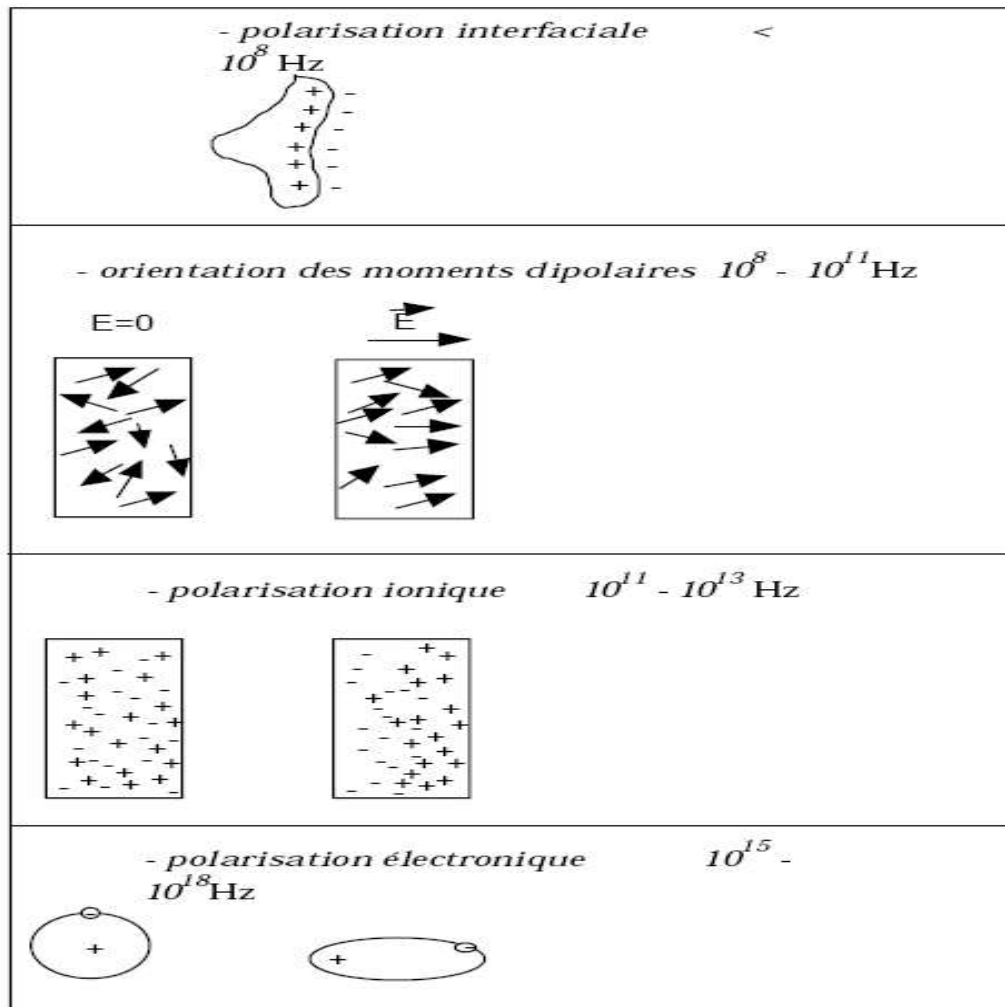


Figure 1.2 : Les différents types de polarisations [29].

2.3. Perméabilité magnétique (μ en H/m)

Elle correspond à l'énergie stockée ou perdue dans le matériau suite aux phénomènes d'induction magnétique, de même que la permittivité vis à vis du déplacement de charge. La superposition des moments magnétiques orbitaux (dus à la rotation des électrons autour du noyau), et des spins (dus à la rotation des électrons sur eux-mêmes) caractérisent le diamagnétisme si la résultante est nulle et le paramagnétisme autrement.

En présence d'un champ magnétique extérieur, le 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. Il arrive dans certains matériaux que les spins soient naturellement orientés dans la même direction : ils sont dits Ferromagnétiques [1], [4], [29].

3. Matière et champ magnétique

Le champ magnétique \vec{H} (A/m) et l'induction magnétique \vec{B} (T) sont reliés entre eux dans le vide par la perméabilité magnétique μ_0 :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.3)$$

Avec : μ_0 perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m)

Dans les matériaux une telle interaction existe, elle est due à une contribution du champ magnétique externe \vec{H} et un champ interne lié au matériau, appelé l'aimantation \vec{M} (A/m). Cette aimantation correspond au moment dipolaire magnétique (qui est associé à chaque volume élémentaire de matériau magnétique) par unité de volume [1], [14], [83] :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.4)$$

En considérant que l'aimantation est proportionnelle au champ magnétique appliqué par la susceptibilité magnétique χ_m (sans dimension), nous obtenons :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} \quad (1.5)$$

Suite à la formule dans le vide, nous pouvons caractériser un milieu par sa perméabilité magnétique μ :

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (1.6)$$

En absence de moments magnétiques permanents, la perméabilité magnétique μ du matériau est définie de la manière suivante :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (1.7)$$

La grande majorité des matériaux géologiques rencontrés dans la pratique ne réagissent que très peu 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 ou l'hématite possèdent une susceptibilité magnétique χ_m non négligeable. Cependant, ils demeurent dans la nature en quantité très infime. En conclusion, la perméabilité magnétique d'un sol est la plupart du temps égale à μ_0 [2], [1], [83].

4. Matière et champ électrique

En présence d'un champ électrique, un matériau est soumis à un déplacement de charges libres (courant de conduction) et à un mouvement de charges liées (courant de déplacement) qui dépendent respectivement de la conductivité électrique σ et de la permittivité diélectrique ε [83], [23], [2]. La densité de charges libres \vec{J}_c tient compte de la conductivité électrique selon la loi d'Ohm :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.8)$$

Où :

\vec{J}_c : est la densité de charge libre (en A/m²).

\vec{E} : désigne le champ électrique (en V/m).

Pour les applications GPR (Figure 1.1), la polarisation dipolaire est dominante. Le moment dipolaire M_d par unité de volume est appelé vecteur dipolaire, ce vecteur dipolaire est associé au champ électrique pour former le vecteur de déplacement électrique \vec{D} (C/m²). Il se caractérise par la relation :

$$\vec{P}_e = \rho \text{div} \vec{M}_d \quad (1.9)$$

Où :

\vec{P}_e : La polarisation électrique (C/m²).

ρ : la densité de charges libres par unité de volume (C/m³).

Et :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e = \varepsilon \vec{E} \quad (1.10)$$

ε : la permittivité diélectrique du milieu (F/m)

ε_0 : la permittivité diélectrique du vide ($1/36 \pi 10^{-9}$ F/m)

Dans le cas de diélectriques isotropes et linéaires, on définit la susceptibilité électrique χ_e qui est un nombre sans dimension.

$$\vec{P}_e = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1.11)$$

On peut donc écrire:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (1.12)$$

La relation (1.12) introduit la notion de permittivité relative ε_r .

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = (1 + \chi_e) \quad (1.13)$$

Pour la plupart des milieux géologiques, la constante diélectrique varie selon le taux d'humidité et la nature du sol. Il s'agit d'un paramètre électromagnétique qui permet de caractériser les milieux géologiques. La loi de conservation des charges aboutit à la relation exprimant le courant de déplacement \vec{J}_d (A/m) en fonction du champ électrique :

$$\vec{J}_d = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.14)$$

5. Courant total et paramètres effectifs

Le courant électrique total dans un milieu \vec{J}_{tot} est la somme des courants de conduction (1.8) et de déplacement (1.14).

$$\vec{J}_{tot} = \vec{J}_c + \vec{J}_d = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.15)$$

L'onde électromagnétique harmonique peut s'écrire sous la forme:

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z) e^{j\omega t} \quad (1.16)$$

Où ω représente la pulsation (rad/s)

En remplaçant l'expression de (1.1), (1.2) et (1.16) dans (1.15), on obtient :

$$J_{tot} = [(\sigma' + \omega\varepsilon'') + j(\sigma'' + \omega\varepsilon')] E(\omega) \quad (1.17)$$

On constate que la partie imaginaire de la conductivité joue le rôle d'une permittivité et que la partie imaginaire de la permittivité joue le rôle d'une conductivité. Par conséquent, ces équations ne permettent plus la distinction entre les courants de conduction et de déplacement. On définit alors une conductivité et une permittivité effectives :

$$\vec{J}_{tot} = \sigma_{ef} \vec{E} = (\sigma'_{ef} + j\sigma''_{ef}) \vec{E} \quad (1.18)$$

$$\vec{J}_{tot} = \varepsilon_{ef} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = (\varepsilon'_{ef} - j\varepsilon''_{ef}) * j\omega \vec{E} \quad (1.19)$$

Ou:

σ_{ef} : Conductivité effective,

σ'_{ef} : partie réelle de la conductivité effective,

σ''_{ef} : partie imaginaire de la conductivité effective,

ε_{ef} : Permittivité effective,

ε'_{ef} : partie réelle de la permittivité effective,

ε''_{ef} : partie imaginaire de la permittivité effective.

On définit alors σ'_{ef} et σ''_{ef} telles que :

$$\sigma'_{ef} = \sigma' + \omega\varepsilon'' \quad (1.20)$$

$$\sigma''_{ef} = \sigma'' + \omega\varepsilon' \quad (1.21)$$

De même, on définit ε'_{ef} et ε''_{ef} telles que:

$$\varepsilon'_{ef} = \varepsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \quad (1.23)$$

$$\varepsilon''_{ef} = \varepsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \quad (1.24)$$

Expérimentalement, il devient impossible de distinguer concrètement la part de la permittivité et de la conductivité dans le stockage d'énergie d'une part et dans les pertes d'autre part. On considère de plus que la conductivité est indépendante de la fréquence dans le cadre du radar sol, par conséquent elle sera considérée comme réelle. La relation existant entre \vec{J}_{tot} et \vec{E} peut être décrite de manière géométrique dans le plan de Fresnel dans lequel le vecteur \vec{E} définit l'axe des réels purs (figure 1.3). Le vecteur \vec{J}_{tot} forme l'angle δ [rad] avec l'axe des imaginaires purs. Cet angle est appelé angle de perte (1.25). C'est un paramètre qui caractérise les phénomènes d'atténuation de l'onde EM [3], [22].

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon_{ef}''}{\varepsilon_{ef}'} = \frac{\sigma_{ef}''}{\sigma_{ef}'} \quad (1.25)$$

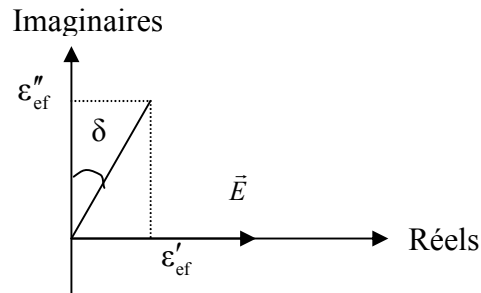


Figure 1.3: Définition de l'angle de pertes dans le plan de Fresnel [3].

6. Equations de Maxwell

C'est grâce aux formulations de Faraday, Ampère et Gauss entrent autres, que Maxwell énonce ses équations [1]. Les équations de Maxwell sont les relations qui lient le champ électrique au champ magnétique à travers les propriétés (ε , μ et σ) du milieu.

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.26)$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_c \quad (1.27)$$

$$div \vec{D} = \rho \quad (1.28)$$

$$div \vec{B} = 0 \quad (1.29)$$

Les équations de Maxwell doivent être complétées par les relations constitutives qui traduisent les propriétés d'un matériau et qui s'écrivent :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1.30)$$

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.31)$$

7. Equation de diffusion-propagation

On se place dans un milieu isotrope et linéaire, en introduisant les relations constitutives de l'électromagnétisme (1.3), (1.30) et (1.31) dans les équations (1.26) et (1.27), nous obtenons les relations suivantes :

$$\overrightarrow{rot}\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.32)$$

$$\overrightarrow{rot}\vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.33)$$

En prenant le rotationnel de ces dernières relations, nous obtenons:

$$\Delta \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.34)$$

$$\Delta \vec{H} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (1.35)$$

Ces équations sont appelées les équations d'ondes vectorielles des champs électrique et magnétique, elles montrent :

- un terme de diffusion $\left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$

- un terme de propagation $\left(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right)$

Si les champs \vec{E} et \vec{H} sont périodiques, de vitesse angulaire ω , tel que $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) e^{j\omega t}$ et $\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, z) e^{j\omega t}$ alors:

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} = -\omega^2 \mu \varepsilon \vec{E} + j\omega \mu \sigma \vec{E} \\ \Delta \vec{H} = -\omega^2 \mu \varepsilon \vec{H} + j\omega \mu \sigma \vec{H} \end{cases} \quad (1.36)$$

Elles sont souvent écrites sous la forme:

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} + \gamma^2 \vec{E} = 0 \\ \Delta \vec{H} + \gamma^2 \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (1.37)$$

Avec γ le facteur de propagation qui peut se décomposer en une grandeur complexe :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (1.38)$$

α désigne le terme d'atténuation tandis que β désigne le terme de phase.

Avec:

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon'_{ef}} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon''_{ef}}{\varepsilon'_{ef}} \right)^2} + 1 \right)} = \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon'_{ef}}}{\sqrt{1 - \tan^2 \frac{\delta}{2}}} \quad (1.39)$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon'_{ef}} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon''_{ef}}{\varepsilon'_{ef}} \right)^2} - 1 \right)} = \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon'_{ef}} \left(\tan \frac{\delta}{2} \right)}{\sqrt{1 - \tan^2 \frac{\delta}{2}}} \quad (1.40)$$

La vitesse de propagation est exprimée en fonction de ω et de β dans ce qui suit.

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon'_{ef}} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon''_{ef}}{\varepsilon'_{ef}} \right)^2} + 1 \right)}} \quad (1.41)$$

Les deux termes α et β mettent en évidence respectivement les courants de conduction et de Déplacement, Si :

- $\sigma \gg \omega \varepsilon$: la transmission d'énergie s'opère principalement selon un mode de diffusion par courants de conduction,
- $\sigma \ll \omega \varepsilon$: la transmission d'énergie s'effectue principalement selon un mode de propagation par courants de déplacement (cas du radar GPR).

- Pour un conducteur parfait, la constante d'atténuation et la constante de phase sont données par:

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega \mu \sigma}{2}} = \sqrt{\pi f \mu \sigma} \quad (1.42)$$

La vitesse de propagation est exprimée par :

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \sqrt{\frac{2}{\mu \sigma}} \quad (1.43)$$

- Pour un diélectrique parfait

$$\sigma = 0 \Rightarrow \alpha = 0 \text{ et } \beta = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \quad (1.44)$$

La vitesse de propagation est donnée par

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (1.45)$$

- Pour un diélectrique avec faibles pertes (cas des milieux géologiques)

$$\sigma \ll \omega \varepsilon \Rightarrow \alpha \approx \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \text{ et } \beta \approx \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \quad (1.46)$$

La vitesse avec la quelle l'onde EM se propage est :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (1.47)$$

Le tableau (1.1) donne l'exemple de quelques milieux géologiques et leurs caractéristiques pour une fréquence de 100MHz.

| Matériau | ε_r | $\sigma(\text{mS/m})$ | V (m /ns) | $\alpha(\text{dB/m})$ |
|---------------|-----------------|-----------------------|-----------|-----------------------|
| Air | 1 | 0 | 0.30 | 0 |
| Eau distillée | 80 | 0.01 | 0.033 | 0.002 |
| Eau douce | 80 | 0.5 | 0.0033 | 0.1 |
| Eau de mer | 80 | $3 \cdot 10^{-4}$ | 0.001 | 1000 |
| Sable sec | 3-5 | 0.01 | 0.15 | 0.01 |
| Sable saturé | 20-30 | 0.1-1 | 0.06 | 0.03-0.3 |
| calcaire | 4-8 | 0.5-2 | 0.12 | 0.4-1 |
| schistes | 5-15 | 1-100 | 0.09 | 1-100 |
| limons | 5-30 | 1-100 | 0.07 | 1-100 |
| argiles | 5-40 | 2-1000 | 0.06 | 1-300 |
| granite | 4-6 | 0.01-1 | 0.13 | 0.01-1 |
| Sel sec | 5-6 | 0.01-1 | 0.13 | 0.01-1 |
| Glace | 3-4 | 0.01 | 0.16 | 0.01 |

Tableau 1.1 : Ordre de grandeur des caractéristiques électriques de différents matériaux géologiques à une fréquence de 100MHz [2].

8. Profondeur de pénétration

On introduit la notion de profondeur de pénétration P, cette profondeur est égale à $1/\alpha$ et dépend à la fois de la fréquence de l'onde et du milieu propageant.

$$P = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\epsilon_r}} \frac{(1 - \tan^2 \delta / 2)^{\frac{1}{2}}}{\tan \delta / 2} \quad (1.48)$$

Pour les applications du radar sol dans les milieux géologiques à pertes, le coefficient d'atténuation a un rôle important dans la profondeur d'investigation du radar. Pour mieux comprendre, la figure (1.4) donne une idée sur la relation entre les paramètres électriques du milieu et la profondeur de pénétration P.

Un contraste de permittivité joue le rôle d'un réflecteur mais permet la propagation de l'onde. On remarque que la profondeur de pénétration est variable suivant les pertes diélectriques, elle diminue même pour des faibles valeurs de la conductivité. Il est donc inutile d'espérer des résultats pour prospection radar dans les milieux relativement conducteurs. L'influence de la fréquence sur la profondeur de pénétration est également illustrée par la figure (1.5). L'atténuation de l'onde est très importante avec une augmentation de la fréquence. La profondeur de pénétration diminue lorsque la fréquence augmente et ça à très basse conductivités et des pertes diélectriques décroissantes [84].

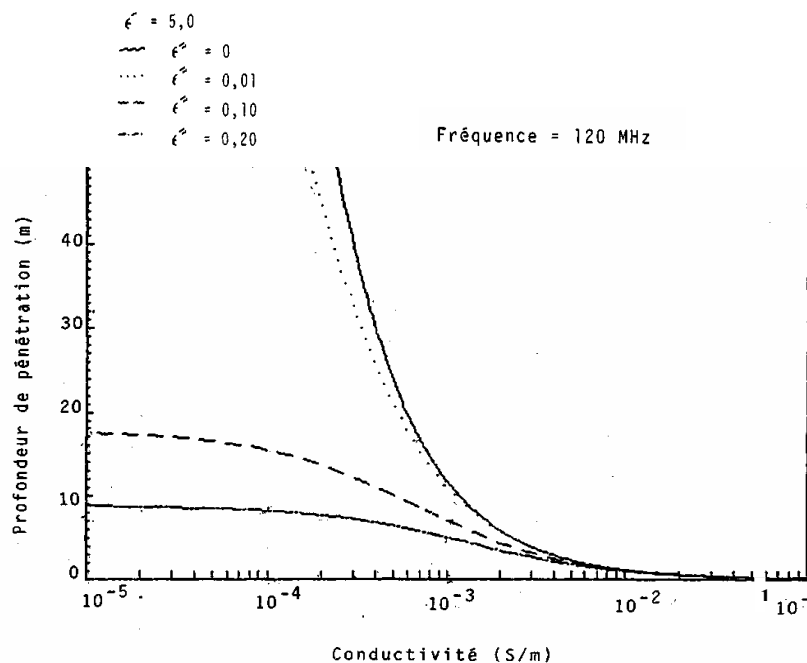


Figure 1. 4 Effet des pertes diélectriques sur la profondeur de pénétration en fonction de la conductivité [84].

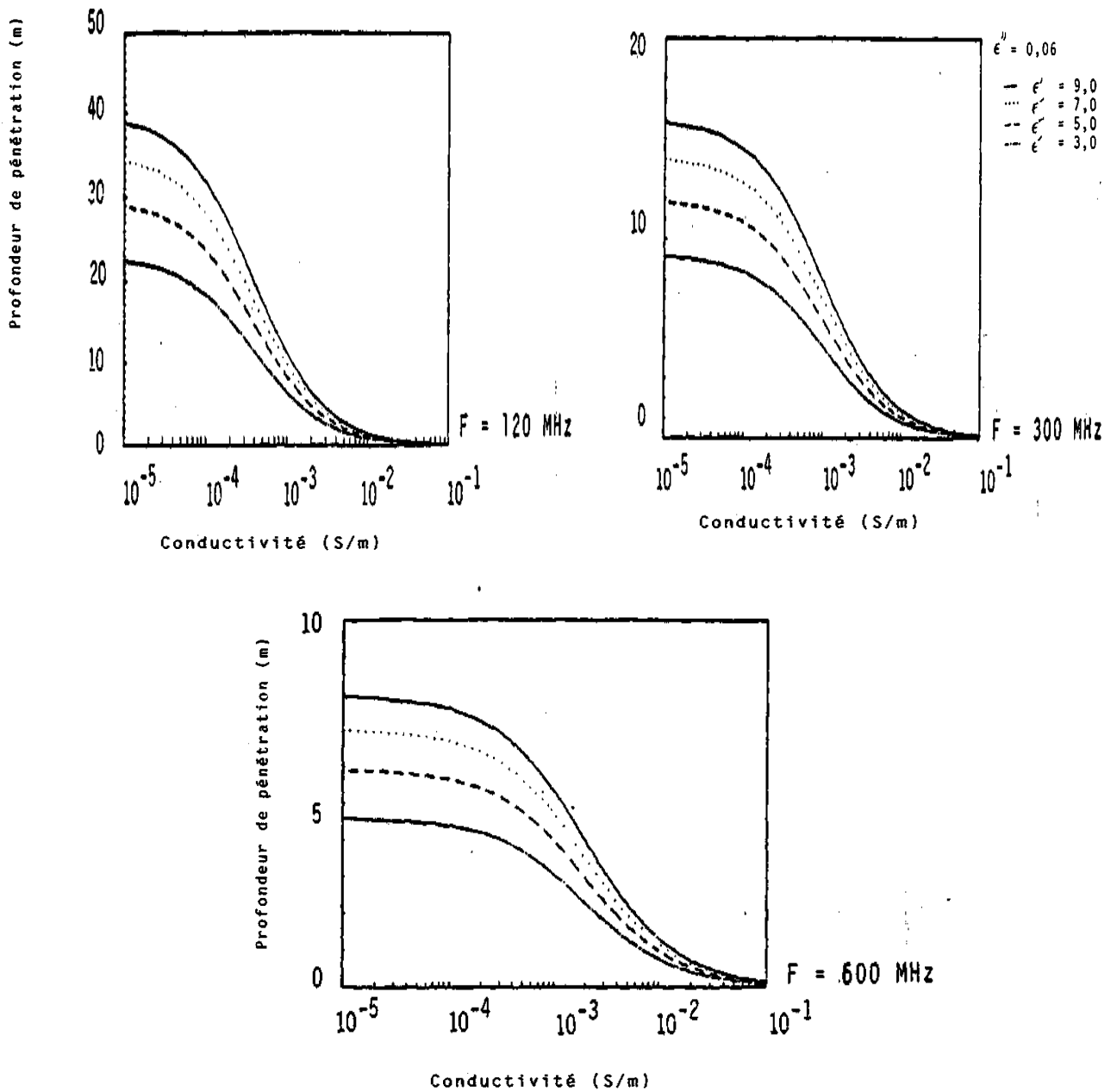


Figure 1.5 : Profondeur de pénétration des ondes EM en fonction de la conductivité, pour différentes constantes diélectriques et fréquences [84].

9. Transmission et réflexion à incidence oblique

Pour l'analyse du phénomène de la transmission et la réflexion d'une onde à incidence oblique dans les milieux non dispersifs, on a besoin d'introduire la notion de plan

d'incidence. Il est préférable d'analyser ce phénomène selon le mode de polarisation [83] [14].

Toute onde peut-être décomposée comme la superposition d'ondes planes, pour lesquelles en tout point de l'espace \vec{E} et \vec{H} sont à chaque instant perpendiculaires et transverses à la direction de propagation. On appelle le mode transverse électrique TE (polarisation E ou polarisation horizontale) celui où le champ électrique \vec{E} est perpendiculaire au plan d'incidence et le champ magnétique est alors dans ce plan. Une onde plane sera en mode transverse magnétique TM (polarisation H ou polarisation verticale) quand le champ magnétique \vec{H} est dirigé hors du plan d'incidence [3]. Nous allons développer les équations pour le mode TM et nous ne ferons que poser les équations pour le mode TE.

9.1. Continuité des composantes des champs électrique et magnétique

a) Champ électrique E

A la traversée d'une surface séparant deux milieux et portant des charges vraies avec une densité superficielle ρ , les relations de continuité pour le champ électrique s'écrivent :

$$\begin{aligned}\vec{E}_{t_2} - \vec{E}_{t_1} &= 0 \\ \varepsilon_2 \vec{E}_{n_2} - \varepsilon_1 \vec{E}_{n_1} &= \rho\end{aligned}\tag{1.49}$$

Où :

\vec{E}_t est la composante de \vec{E} dans le plan tangent, tandis que \vec{E}_n mesure de la composante de \vec{E} suivant la normale.

b) Champ magnétique B

A la traversée d'une surface séparant deux milieux et parcourue par des courants vrais de densité superficielle \vec{J}_s , les relations des composantes du champ magnétique sont:

$$\begin{aligned}\vec{B}_{n_2} - \vec{B}_{n_1} &= 0 \\ \mu_2 \vec{B}_{t_2} - \mu_1 \vec{B}_{t_1} &= \vec{J}_s \times \vec{n}\end{aligned}\tag{1.50}$$

Où:

\vec{B}_n est la composante de \vec{B} suivant la normale orientée du milieu (1) vers le milieu (2), tandis que \vec{B}_t est la composante de \vec{B} dans le plan tangent.

9.2 Lois de Snell-Descartes

Considérons deux milieux 1 et 2, parfaits, non magnétiques et semi-infinis séparés par une interface plane, caractérisés respectivement par :

Milieu 1 : ϵ_1, μ_0 et σ_1 .

Milieu 2 : ϵ_2, μ_0 et σ_2 .

Une onde plane incidente arrivant à cette interface donne généralement naissance à deux ondes, une onde plane réfléchie et une onde plane transmise ou réfractée. On appelle E_i , E_r et E_t , les amplitudes des champs respectivement incident, réfléchi et transmis. Soient θ_i , θ_r , θ_t les angles définis par la normale à l'interface et la direction de propagation de l'onde respectivement incidente, réfléchie et réfractée. Les relations pour les champs électriques des différentes ondes sont:

$$\text{- Onde incidente : } \vec{E}_i = E_{0i} e^{j(\omega_i t - \beta_i r_0)} \vec{u}_i$$

$$\text{- Onde réfléchie : } \vec{E}_r = E_{0r} e^{j(\omega_r t - \beta_r r_0)} \vec{u}_r$$

$$\text{- Onde transmise : } \vec{E}_t = E_{0t} e^{j(\omega_t t - \beta_t r_0)} \vec{u}_t$$

La continuité des différentes composantes des champs électrique E et magnétique H induit les lois de Snell-Descartes.

$$\theta_i = \theta_r \quad (\text{loi de Snell de réflexion}) \quad (1.51)$$

$$\beta_1 \sin\theta_i = \beta_2 \sin\theta_t \quad (\text{loi de Snell de réfraction}) \quad (1.52)$$

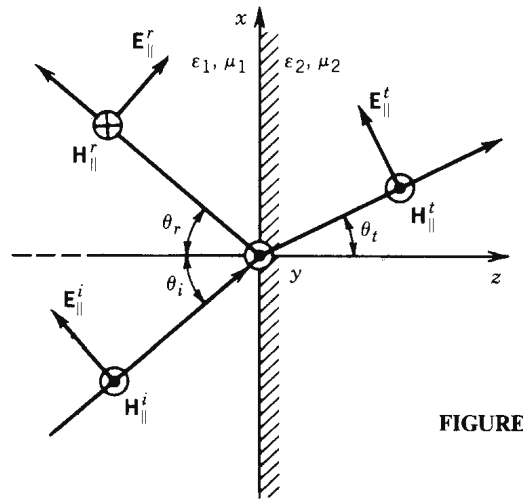
β_1 : nombre d'onde du milieu 1,

β_2 : nombre d'onde du milieu 2.

9.3. Milieux sans pertes

9.3.1. Polarisation TM

Nous étudierons le cas d'une onde plane uniforme arrivant à angle oblique sur une surface plane entre deux milieux diélectriques. Le champ électrique E est parallèle au plan d'incidence (figure 1.4). Il est possible d'écrire les champs E et H incidents de la façon suivante [83]:



FIGURE

Figure 1.6: Réflexion et Transmission d'une onde électromagnétique à incidence oblique
En mode TM [83].

$$\begin{aligned} E_{\square}^i &= (\hat{a}_x \cos \theta_i - \hat{a}_z \sin \theta_i) E_0 e^{-j\beta^i \cdot r} \\ &= (\hat{a}_x \cos \theta_i - \hat{a}_z \sin \theta_i) E_0 e^{-j\beta_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \end{aligned} \quad (1.53)$$

$$H_{\square}^i = \hat{a}_y H_{\square}^i e^{-j\beta^i \cdot r} = \hat{a}_y \frac{E_0}{\eta_1} e^{-j\beta_1 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \quad (1.54)$$

Avec $E_{\square}^i = E_0$ et $H_{\square}^i = \frac{E_0}{\eta_1} = \frac{E_0}{\eta_1}$. a_x , a_y et a_z sont les vecteurs unitaires selon les directions x , y et z respectivement. r est le vecteur unitaire du vecteur incident et η_k est l'impédance électrique du milieu k . De la même façon, les champs de l'onde réfléchie sont donnés par les relations (1.55) et (1.56).

$$\begin{aligned}
E_{\square}^r &= (\hat{a}_x \cos \theta_r + \hat{a}_z \sin \theta_r) E_0 e^{-j\beta^r \cdot r} \\
&= (\hat{a}_x \cos \theta_r + \hat{a}_z \sin \theta_r) E_0 e^{-j\beta_1 (x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)}
\end{aligned} \tag{1.55}$$

$$H_{\square}^r = \hat{a}_y H_{\square}^r e^{-j\beta^r \cdot r} = \hat{a}_y \frac{\Gamma_{\square} E_0}{\eta_1} e^{-j\beta_1 (x \sin \theta_r - z \cos \theta_r)} \tag{1.56}$$

Avec $E_{\square}^t = \Gamma_{\square} E^i = \Gamma_{\square} E_0$ et $H_{\square}^t = \frac{E_{\square}^r}{\eta_1} = \frac{\Gamma_{\square} E_0}{\eta_1}$

Les champs transmis s'écrivent:

$$\begin{aligned}
E_{\square}^t &= (\hat{a}_x \cos \theta_t - \hat{a}_z \sin \theta_t) E_0 e^{-j\beta^t \cdot r} \\
&= (\hat{a}_x \cos \theta_t - \hat{a}_z \sin \theta_t) E_0 e^{-j\beta_1 (x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)}
\end{aligned} \tag{1.57}$$

$$H_{\square}^t = \hat{a}_y H_{\square}^t e^{-j\beta^t \cdot r} = \hat{a}_y \frac{E_0}{\eta_2} e^{-j\beta_2 (x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \tag{1.58}$$

Avec $E_{\square}^t = T_{\square} E^i = T_{\square} E_0$ et $H_{\square}^t = \frac{E_{\square}^t}{\eta_2} = \frac{T_{\square} E_0}{\eta_2}$

L'onde résultante est la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchie.

$$\begin{cases}
(E_{\square}^i + E_{\square}^r) \Big|_{\tan z=0} = (E_{\square}^t) \Big|_{\tan z=0} \\
(H_{\square}^i + H_{\square}^r) \Big|_{\tan z=0} = (H_{\square}^t) \Big|_{\tan z=0}
\end{cases} \tag{1.59}$$

Le coefficient de réflexion et le coefficient de transmission ainsi que les angles de réflexion, réfraction et de transmission peuvent être calculés en appliquant les continuités des composantes tangentielles du champ électrique et de l'excitation magnétique à la traversée de la surface de séparation. En remplaçant E et H par leurs valeurs, l'équation (1.59) devient:

$$\begin{cases}
\cos \theta_i e^{-j\beta_1 \cdot x \sin \theta_i} + \Gamma_{\square} \cos \theta_r e^{-j\beta_1 \cdot x \sin \theta_r} = T_{\square} \cos \theta_t e^{-j\beta_2 \cdot x \sin \theta_t} \\
\frac{1}{\eta_1} (e^{-j\beta_1 \cdot x \sin \theta_i} - \Gamma_{\square} e^{-j\beta_1 \cdot x \sin \theta_r}) = \frac{1}{\eta_2} T_{\square} e^{-j\beta_2 \cdot x \sin \theta_t}
\end{cases} \tag{1.60}$$

En égalisant les parties réelles et imaginaires de cette équation, nous pouvons réduire ce système à quatre équations avec quatre inconnues. Si nous développons les équations, nous trouverons les relations de Snell-Descartes.

En remplaçant dans le système d'équations, nous avons:

$$\begin{cases} 1 + \Gamma_{\square} = T_{\square} \\ \frac{\cos \theta_i}{\eta_1} (-1 + \Gamma_{\square}) = \frac{\cos \theta_t}{\eta_2} T_{\square} \end{cases} \quad (1.61)$$

En résolvant le système, nous obtenons les coefficients de réflexion et de transmission :

$$\Gamma_{\square} = \frac{-\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} = \frac{-\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_2}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (1.62)$$

$$T_{\square} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (1.63)$$

En excluant la perméabilité magnétique qui est égale à μ_0 dans les milieux géologiques, les coefficients de réflexion et de transmission des équations (1.62) et (1.63) se réduisent à:

$$\Gamma_{\square} = \frac{-\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \sqrt{1 - (\varepsilon_1/\varepsilon_2) \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \sqrt{1 - (\varepsilon_1/\varepsilon_2) \sin^2 \theta_i}} \quad (1.64)$$

$$T_{\square} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \sqrt{1 - (\varepsilon_1/\varepsilon_2) \sin^2 \theta_i}} \quad (1.65)$$

9.3.2. Polarisation TE

De la même façon, nous pouvons obtenir les coefficients de réflexion (Γ_{\perp}) et de transmission (T_{\perp}) de Fresnel pour la polarisation TE, la figure (1.6) donne une idée sur les sens des composantes

perpendiculaires des champs électrique et magnétique. Les équations des coefficients (Γ_{\perp}) et (T_{\perp}) sont donnés par les relations suivantes :

$$\Gamma_{\perp} = \frac{-\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} = \frac{-\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_t}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_t} \quad (1.66)$$

$$T_{\perp} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_i}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_i}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_t} \quad (1.67)$$

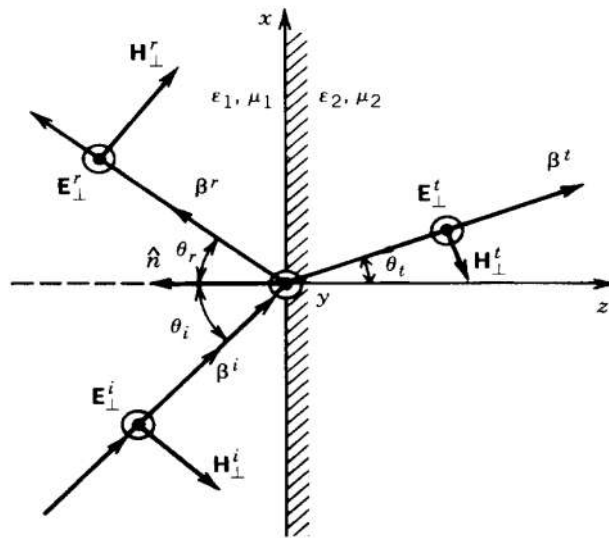


Figure 1.7 : Réflexion et Transmission d'une onde électromagnétique à incidence oblique
En mode TE [83].

9.4. Milieux à faibles pertes

Le phénomène de transmission et de réflexion est modifié par l'existence d'une conductivité dans un milieu, mais les lois de Snell et Fresnel restent valables. Une onde harmonique incidente arrive sur une interface entre un milieu (1) diélectrique parfait et un milieu (2) avec faibles pertes montré par la figure (1.8), pour la polarisation TM ou TE, l'onde transmise dans le milieu (2) est donnée par [42] :

$$\begin{aligned}
E^t &= E_2 e^{(-\gamma_2 (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i))} \\
&= E_2 e^{-(\alpha_2 + j\beta_2)(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)}
\end{aligned} \tag{1.68}$$

Puisque :

$$\gamma_1 \sin \theta_i = \gamma_2 \sin \theta_t \tag{1.69}$$

Alors l'angle transmit est donné par :

$$\sin \theta_t = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \sin \theta_i = \frac{j\beta_1}{\alpha_2 + j\beta_2} \sin \theta_i \tag{1.70}$$

Et :

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \left(\frac{j\beta_1}{\alpha_2 + j\beta_2} \right)^2 \sin^2 \theta_i} = s e^{j\xi} = s (\cos \xi + j \sin \xi) \tag{1.71}$$

Donc l'onde transmise dans le milieu (2) devient alors :

$$\begin{aligned}
E^t &= E_2 e^{\left(-(\alpha_2 + j\beta_2) \left(x \frac{j\beta_1}{\alpha_2 + j\beta_2} \sin \theta_i + z s (\cos \xi + j \sin \xi) \right) \right)} \\
&= E_2 e^{-zs(\alpha_2 \cos \xi - \sin \beta_2 \xi)} \times e^{-j(\beta_1 x \sin \theta_i + zs(\alpha_2 \sin \xi + \beta_2 \cos \xi))}
\end{aligned} \tag{1.72}$$

La relation (1.72) montre une onde transmise dont les plans à amplitude constante et les plans à phase constante ne coïncident pas ensemble (figure 1.8). Une onde harmonique est caractérisée par des plans à amplitude constante coïncidant avec des plans à phase constante. Donc l'onde transmise dans le milieu à pertes est une onde non harmonique [42], [83]. La direction de propagation de l'onde transmise est déterminée par la normale aux plans à phase constante. L'angle ψ que fait cette direction avec la normale du plan de séparation entre les deux milieux, est le vrai angle de transmission au lieu de θ_t . Cet angle est défini par :

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\beta_1 \sin \theta_i}{q} \right) \tag{1.73}$$

La vitesse de propagation dans ces conditions est donnée par la relation (1.74), il est évident qu'elle est en fonction de l'angle d'incidence et des paramètres électriques des deux milieux [42], [83].

$$v = \frac{\omega}{\sqrt{(\beta_1 \sin \theta_i) + q^2}} \quad (1.74)$$

$$\text{Avec : } q^2 = \frac{1}{2} \left[-\alpha_1^2 + \beta_1^2 + \alpha_2^2 \sin^2 \theta_i + \sqrt{4\alpha_1^2 \beta_1^2 + (\alpha_1^2 - \beta_1^2 - \alpha_2^2 \sin^2 \theta)^2} \right] \quad (1.75)$$

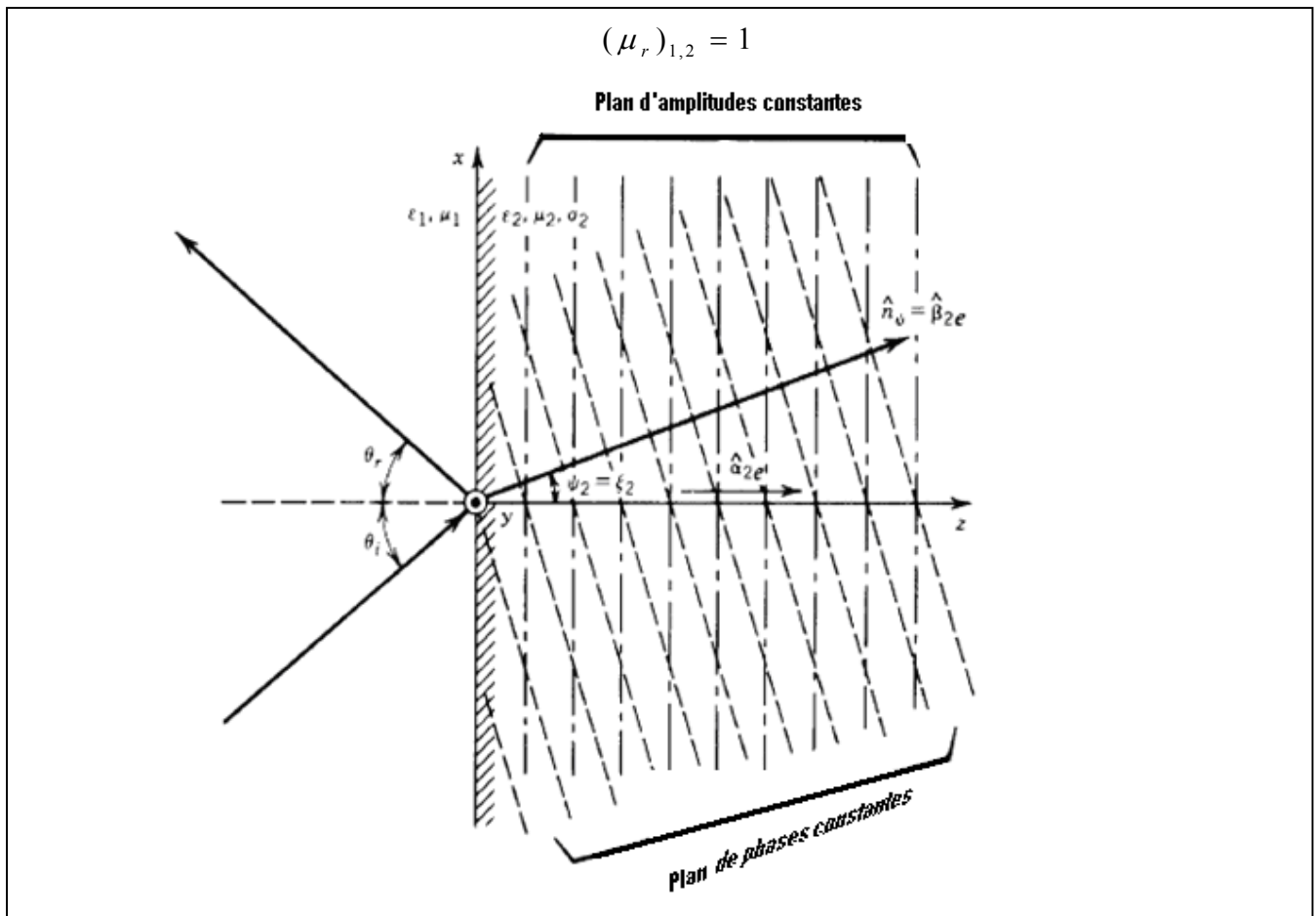


Figure 1.8 : Incidence oblique d'une onde sur une interface diélectrique-conducteur [83].

Le coefficient de réflexion pour les polarisations parallèle (TM) et perpendiculaire (TE) est donné par les relations (1.76) et (1.77). On voit bien que là aussi, le coefficient de réflexion est en fonction de l'angle d'incidence et des paramètres électriques des deux milieux.

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{-\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} = \frac{-\sqrt{\mu_0/\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{j\omega\mu_0/(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2)} \cos \theta_t}{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{j\omega\mu_0/(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2)} \cos \theta_t} \quad (1.76)$$

$$\Gamma_{\perp} = \frac{-\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta_i + \eta_2 \cos \theta_t} = \frac{-\sqrt{\mu_0/\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{j\omega\mu_0/(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2)} \cos \theta_t}{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{j\omega\mu_0/(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2)} \cos \theta_t}$$

(1.77)

En remplaçant $\cos \theta_t$ par sa valeur en fonction de θ_i et en excluant μ_0 des relations (1.76) et (1.77), les coefficients de réflexion Γ_{\parallel} et Γ_{\perp} deviennent :

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{-\sqrt{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{j\omega\varepsilon_1} \sqrt{1 - (2j\omega\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_1}/\sigma_2 + 2j\omega\varepsilon_2)^2 \sin^2 \theta_i}}{\sqrt{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2} \cos \theta_i + \sqrt{j\omega\varepsilon_1} \sqrt{1 - (2j\omega\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_1}/\sigma_2 + 2j\omega\varepsilon_2)^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (1.78)$$

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\sqrt{j\omega\varepsilon_1} \cos \theta_i - \sqrt{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2} \sqrt{1 - (2j\omega\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_1}/\sigma_2 + 2j\omega\varepsilon_2)^2 \sin^2 \theta_i}}{\sqrt{j\omega\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_2} \sqrt{1 - (2j\omega\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_1}/\sigma_2 + 2j\omega\varepsilon_2)^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (1.79)$$

Le coefficient de réflexion pour les deux polarisations (parallèle et perpendiculaire), lorsque le milieu (2) est un conducteur parfait, s'approche de l'unité.

9.5. Formation multicouches

La forme générale des coefficients de transmission et de réflexion pour une onde à incidence oblique pour la mode TM et TE dans une formation multicouche (figure 1.9) à N couches sont [83]:

$$\begin{cases} \Gamma_{\perp} = \frac{B_0}{A_0} \\ T_{\perp} = \frac{1}{A_0} \end{cases} \quad (1.80)$$

$$\begin{cases} \Gamma_{\parallel} = \frac{C_0}{D_0} \\ T_{\parallel} = \frac{1}{D_0} \end{cases} \quad (1.81)$$

Les fonctions A_0 , B_0 , C_0 et D_0 se calculent par les formules récursives du système suivant :

$$\begin{cases} A_j = \frac{e^{\psi_j}}{2} [A_{j+1}(1+Y_{j+1}) + B_{j+1}(1-Y_{j+1})] \\ B_j = \frac{e^{-\psi_j}}{2} [A_{j+1}(1-Y_{j+1}) + B_{j+1}(1+Y_{j+1})] \\ C_j = \frac{e^{\psi_j}}{2} [C_{j+1}(1+Z_{j+1}) + D_{j+1}(1-Z_{j+1})] \\ D_j = \frac{e^{\psi_j}}{2} [C_{j+1}(1-Z_{j+1}) + D_{j+1}(1+Z_{j+1})] \end{cases} \quad (1.82)$$

Avec :

$$A_{N+1} = C_{N+1} = 1 \quad \text{et} \quad B_{N+1} = D_{N+1} = 0$$

$$\begin{cases} Y_{j+1} = \frac{\cos \theta_{j+1}}{\cos \theta_j} \sqrt{\frac{\varepsilon_{j+1} (1 - j \tan \delta_{j+1})}{\varepsilon_j (1 - j \tan \delta_j)}} \\ Z_{j+1} = \frac{\cos \theta_{j+1}}{\cos \theta_j} \sqrt{\frac{\varepsilon_j (1 - j \tan \delta_j)}{\varepsilon_{j+1} (1 - j \tan \delta_{j+1})}} \end{cases} \quad (1.83)$$

Et :

$$\psi_j = d_j \gamma_j \cos \theta_j \quad (1.84)$$

Avec :

$\tan \delta_j = \frac{(\varepsilon''_{ef})_j}{(\varepsilon'_{ef})_j}$: l'angle de pertes d'ordre j,

γ_j : la constante de propagation de la couche d'ordre j,

d_j : épaisseur de la couche d'ordre j,

θ_j : angle de transmission de la couche d'ordre j.

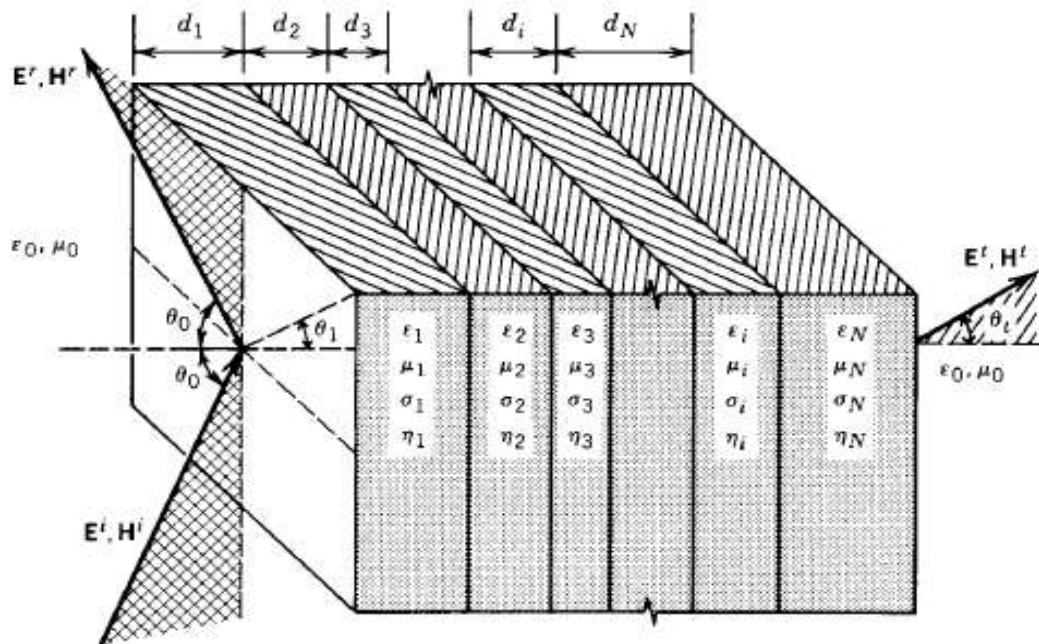


Figure 1.9 : propagation d'une onde EM à incidence oblique sur N couches [83]

10. Conclusion

Les ondes électromagnétiques sont le support des informations concernant la composition du milieu géologique. Il revient donc à résoudre les équations de Maxwell en tenant éventuellement compte des différents paramètres (μ , σ et ε) nécessaires à la caractérisation d'un milieu. Ces derniers paramètres ainsi que l'angle d'incidence oblique, contribuent largement dans les phénomènes de transmission et de réflexion d'une onde EM dans les milieux géologiques. Le manipulateur du radar sol peut être amené à modéliser les paramètres électromagnétiques du milieu géologique qui sont complexes et fonctions de la fréquence.

Chapitre 2
***Modélisation des paramètres
électromagnétiques du sol***

1. Introduction

Compte tenu du fait que la propagation du signal radar sol dépend des paramètres électromagnétiques (ϵ , σ et $\mu = \mu_0$) du milieu propageant, la prise en compte des variations en fréquence de ces derniers paramètres est fondamentale. Il est donc important de disposer d'une formulation mathématique simple pour décrire ce comportement. Cette dernière est dite modèles. Elle est nécessaire aussi pour caractériser un milieu donné. Dans ce chapitre, on donne une définition au milieu géologique ou plus simplement le sol, ainsi qu'une idée sur la modélisation des propriétés électriques (spécialement la permittivité diélectrique effective vu que la perméabilité magnétique est celle du vide et que la conductivité est indépendante de la fréquence dans le cadre du radar sol). Nous limiterons notre étude aux modèles les plus utilisés dont les quels se trouve celui qui fait l'objet de notre simulation (le modèle de Debye).

2. Définition du sol

Un sol est un milieu naturel complexe composé d'un mélange hétérogène: particules minérales, matières organiques, liquides et de gaz. Il se présente sous forme de différentes couches géologiques comme le montre la figure (2.1). Les caractéristiques du sol varient d'un emplacement à un autre par suite aux processus de sa formation qui dépendent du climat, végétation, organisation et le temps. De plus, le sol a beaucoup de propriétés qui fluctuent avec les saisons. Il peut être froid et chaud ou sec et mouillé alternativement. Chaque composant du sol est décrit par ses paramètres électrique et magnétique. Ceux-ci sont également déterminés par la structure et la texture de sol, en d'autres termes la composition, la taille et arrangement des différents composants [28].

Les propriétés électriques et magnétiques efficaces du sol peuvent être prévues en utilisant une théorie de mélange pour construire des modèles simples qui décrivent la dépendance en fréquence de la permittivité diélectrique effective [9]. L'eau douce a une constante diélectrique de 80 et les sols sèches ont une constante diélectrique de 3 à 5. Quand ces deux substances sont combinées ensemble la constante diélectrique effective du sol augmentera de manière significative. Cette nouvelle constante diélectrique du mélange (eau et sol) peut être aussi haute que 20 à 30 dans les sols saturés (tableau 1.1) [28]. Les paramètres électriques dépendent considérablement du taux d'humidité d'un sol, même un peu d'eau peut augmenter la constante diélectrique.

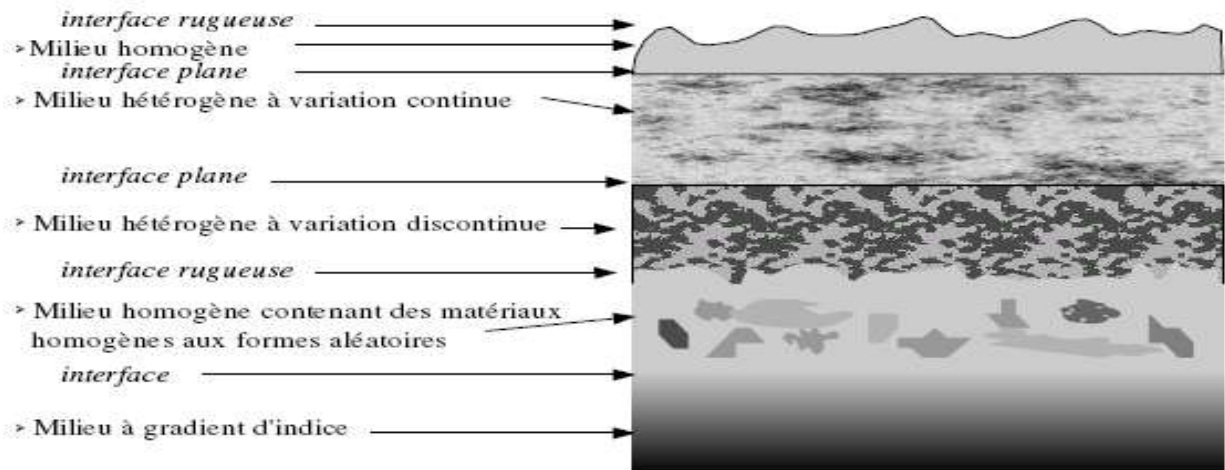


Figure 2.1 : schéma d'un sol stratifié avec différentes catégories de couches géologiques [8].

3. Modélisation des paramètres électromagnétiques

Il y a différentes approches pour modéliser les propriétés électromagnétiques du sol. Il existe des modèles qui se fondent sur les paramètres de texture par rapport aux paramètres électriques qu'on appelle « les modèles semi – empiriques » ou « pedotransfer functions ». Une autre tentative est basée sur la connaissance des paramètres électriques des composants de sol, elle utilise des formules de mélange « modèles empiriques » [9].

3.1. Modèles Empiriques

Compte tenu du fait qu'un signal radar est large bande et que son évolution dans les milieux géologiques dépend de la permittivité diélectrique effective, la prise en compte des variations en fréquence de ce dernier paramètre est fondamentale. Afin de proposer une formule homogène entre ces différents modèles, nous commençons par exprimer ϵ_{ef} sous la forme [23] :

$$\epsilon_{ef}(\omega) = \epsilon_0 \chi_e(\omega) + \epsilon_\infty - \frac{i\sigma_{DC}}{\omega} \quad (2.1)$$

ϵ_∞ [F/m] : permittivité relative à très haute fréquence qui décrit la contribution des mécanismes de polarisation caractérisés par des fréquences de relaxation, elle est un paramètre réel et constant.

- σ_{DC} [S/m] : la conductivité statique qui décrit la contribution de la conductivité électrique définie à fréquence nulle. Ce paramètre est également réel et constant.
- χ_e [sans dimension] : est la susceptibilité électrique effective, caractérisant les mécanismes de polarisation non compris dans le terme ε_∞ . Elle est complexe et variable en fréquence, elle est de la forme suivant [23] [23] [4]:

$$\chi_e(\omega) = \chi'_e(\omega) + j \chi''_e(\omega) \quad (2.2)$$

Les différents modèles qu'on a abordés se distinguent sur la manière de caractériser ce dernier paramètre.

a) Modèle de Debye :

En 1929, Debye proposa un modèle théorique qui décrit la dépendance des paramètres électromagnétiques (ε , σ et μ) avec la fréquence. Il exprime la susceptibilité électrique en fonction de ε_∞ (défini plus haut), d'une valeur limite de permittivité à basses fréquences ε_s [F/m] (permittivité statique), et d'un temps de relaxation τ [s], (temps nécessaire pour établir une polarisation donnée) [22] :

$$\chi_e(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (2.3)$$

Le modèle de Debye est utilisé pour décrire la dispersion diélectrique dans un système avec temps de relaxation. Pour un milieu purement diélectrique, ce dernier se présente sous la forme :

$$\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (2.4)$$

Les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique d'un milieu contenant un seul temps de relaxation dans la bande du GPR sont :

$$\varepsilon'_{ef}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (2.5)$$

$$\varepsilon''_{ef}(\omega) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (2.6)$$

Le modèle de Debye a fait l'objet de quelques compléments [24], la formule initiale ne prend pas en compte la conductivité statique du milieu. Les solutions électrolytiques contenant des ions dissous, elles présentent des pertes par conduction électrique qui viennent s'ajouter aux pertes diélectriques de la rotation de la molécule d'eau. En tenant compte de la conductivité des milieux diélectrique à faibles pertes (milieux géologiques humides) le modèle de Debye se présentera sous la forme décrite par l'équation (2.7) qui tient compte des ions libres :

$$\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0} \quad (2.7)$$

Dans ce cas, seule la partie imaginaire se différencie de celle d'un diélectrique par l'apport du terme de conduction σ_{DC} alors que la partie réelle reste la même.

$$\varepsilon_{ef}''(\omega) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0} \quad (2.8)$$

La figure 2.2 représente la variation en fréquence de la partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique pour le modèle de Debye [24]. La représentation de la permittivité diélectrique dans le plan complexe est dite diagramme d'Argand, elle représente la partie imaginaire (ε'') en fonction de la partie réelle (ε'). En remplaçant le terme $(\omega\tau)$ de l'équation (2.5) dans l'équation (2.6), on trouve :

$$(\varepsilon' - \varepsilon_{\infty})^2 + \varepsilon''^2 - (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})(\varepsilon' - \varepsilon_{\infty}) = 0 \quad (2.9)$$

C'est l'équation d'un cercle centré sur l'axe des ε' au point d'abscisse $= \frac{\varepsilon_s + \varepsilon_{\infty}}{2}$. Puisque la permittivité est positive, le diagramme d'Argand pour le modèle de Debye pour les diélectriques est un demi-cercle, la fréquence est prise comme paramètre libre. Lorsqu'on tient compte de la conductivité, la partie imaginaire de la permittivité se différencie de celle d'un diélectrique parfait par l'addition du terme $(\sigma/\omega\tau)$. A cause de ce dernier, pour les basse fréquences, la partie imaginaire de ε tend vers l'infinie et le diagramme d'Argand n'est plus un demi cercle et présente une partie qui tend vers l'infinie (tableau 2.1) [29].

La plupart des matériaux ne montrent pas un comportement du type de Debye. Afin de modéliser une distribution de temps de relaxation, d'autres expressions empiriques de la réponse diélectrique ont été proposées. Les plus connues sont les expressions de Cole-Cole (1941) et de Cole-Davidson (1951) [23].

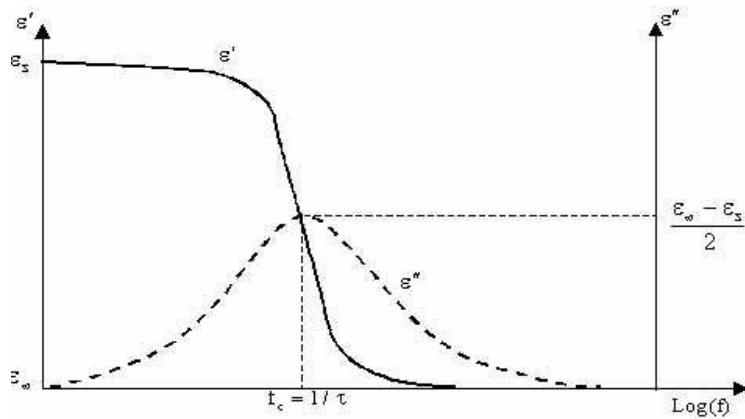


Figure 2.2 : variations en fréquence de la partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique selon Debye [24].

b) Modèle de Cole-Cole :

La loi de Debye donne la permittivité d'un milieu de viscosité non nulle en fonction du temps de relaxation et des comportements limites aux hautes et basses fréquences. Ce modèle s'applique uniquement aux cas idéaux (eau pure) [22]. En 1941, Cole-Cole ont établi la formule générale du modèle de Debye, ils introduisent un facteur d'amortissement α ayant la possibilité de modéliser correctement la plupart des sols à plusieurs temps de relaxation. La susceptibilité qui traduit ceci est :

$$\chi_e(\omega) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (2.10)$$

Avec α : exposant empirique $0 \leq \alpha \leq 1$.

En remplaçant (2.10) dans (2.1), on arrive au modèle de Cole-Cole.

$$\epsilon_{ef}(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\epsilon_0} \quad (2.11)$$

Le modèle de Cole-Cole peut être semi-empirique puisqu'on ajuste les valeurs à partir de courbes expérimentales. De plus, il correspond à une représentation macroscopique des phénomènes et suppose que le sol est homogène [2]. Le diagramme d'Argand pour ce modèle pour les diélectriques et les milieux à faibles pertes est représenté dans (tableau 2.1) [24].

c) Modèle de Cole-Davidson :

A partir de plusieurs études sur les phénomènes de relaxations diélectriques. En 1951, Cole et Davidson ont introduit un facteur d'amortissement β .

$$\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + i\omega\tau)^{\beta}} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0} \quad (2.12)$$

Avec : $\beta \leq 0$.

Ce modèle est surtout utilisé pour caractériser les mécanismes de polarisation de type dipolaire à proximité des fréquences de relaxation.

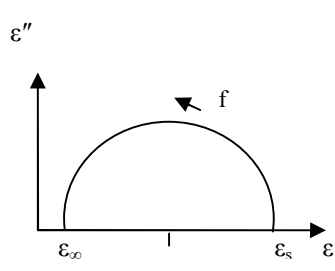
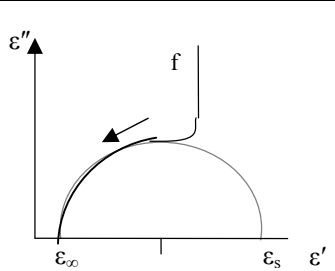
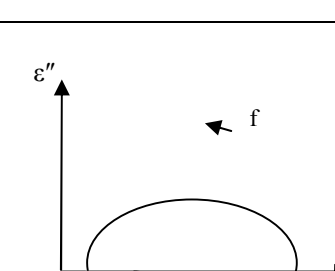
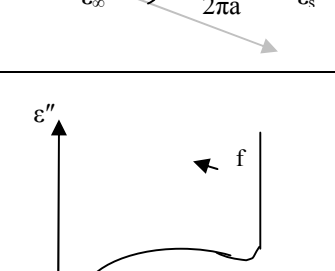
| Dénomination | Formule pour $\varepsilon_{ef}(f)$ | Diagrammes (ε_{ef}'' (ε_{ef}')) |
|------------------------|--|--|
| Debye | $\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau}$ |  |
| Debye + conduction | $\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0}$ |  |
| Cole-Cole | $\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + j\omega\tau)^{1-\alpha}}$ Avec $0 \leq \alpha \leq 1$. |  |
| Cole-Cole + conduction | $\varepsilon_{ef}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega\varepsilon_0}$ Avec $0 \leq \alpha \leq 1$. |  |

Tableau 2.1 : représentation de la partie réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique selon le diagramme d'Argand [29].

Une propriété intéressante de ces relations empiriques est que pour les fréquences supérieures à une fréquence critique (ω) les quantités $\varepsilon' - \varepsilon_\infty$ et ε'' montrent la même loi de puissance en fréquence. Une telle observation a conduit Jonscher (1977) à définir cette dépendance comme une loi « universelle » de la réponse diélectrique [19].

d) Modèle de Jonscher :

De nombreux modèles ont été proposés pour décrire la dépendance en fréquence de la permittivité effective, Jonscher (1977) [1], [2], [3] a proposé une « réponse diélectrique universelle » des matériaux en observant leur comportement fréquentiel sur une large bande de fréquences. Il observa que la susceptibilité électrique et la conductivité réelle effective varient de la manière suivante [23], [3] :

$$\chi_e' \text{ et } \chi_e'' \propto \omega^{m-1} \quad \text{et} \quad \sigma_{ef}' \propto \omega^m \quad \text{avec } 0 < m < 1$$

On obtient alors :

$$\chi' = \chi_r \left(\frac{\omega}{\omega_r} \right)^{m-1} \quad (2.13)$$

χ_r correspondant à la valeur réelle de la susceptibilité à une pulsation ω_r de référence. Pour de très hautes fréquences (c'est à dire σ_{DC}/ω négligeable) on obtient la relation de permittivité diélectrique suivante [1] :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \chi_r \left(\frac{\omega}{\omega_r} \right)^{m-1} \left[1 - j \cot \frac{m\pi}{2} \right] + \varepsilon_\infty \quad (2.14)$$

Ce qui nous donne trois paramètres à définir, pour un modèle de permittivité utilisable dans le domaine fréquentiel, les paramètres sont les mêmes sur toute la bande de fréquence du géoradar (de 10 MHz à 1,5 GHz environ). D'où une expression générale pour un modèle de type Jonscher :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \varepsilon_0 \chi_r \left(\frac{\omega}{\omega_r} \right)^{m-1} \left[1 - j \cot \frac{m\pi}{2} \right] - j \frac{\sigma_{DC}}{\omega} \quad (2.15)$$

Le tableau 2.2 donne une idée sur les 3 paramètres du modèle de Jonscher et un terme de conductivité constant, ajustés sur les mesures de ε_{ef} à 3 fréquences : 20, 60 et 200 MHz [3].

| Milieu | ε_{ef} (20MHz) | ε_{ef} (60MHz) | ε_{ef} (200MHz) | ε_{∞} | χ_r | m | σ (s/m) |
|----------|-------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|------------------------|----------|-------|----------------|
| Granite | 6.2 - j0.3 | 6.2 - j0.15 | 6 - j0.1 | 5.00 | 1.10 | 0.938 | 0.00019 |
| Calcaire | 20 - j6.1 | 13 - j2.7 | 18 - j2.7 | 1.2e ⁻⁶ | 18.5 | 0.945 | 0.0041 |
| schistes | 31 - j18 | 23 - j8.6 | 20 - j7.2 | 10.2 | 13.6 | 0.662 | 0.0064 |

Tableau 2.2 : les 3 paramètres du modèle de Jonscher pour les fréquences 20 MHz, 60 MHz et 200MHz [3].

3.2. Modèles semi empiriques (polynomiale)

Les propriétés diélectriques des différents composants du sol ont été combinées dans des modèles de mélanges semi-empiriques. Le modèle le plus utilisé est le modèle créé par Dobson (1985) et modifier par Peplinski (1995) dont il porte le nom [9].

a)Modèle de Peplinski :

Le modèle de Peplinski est actuellement le modèle de mélange diélectrique du sol-eau-air le plus utilisé généralement, étant un compromis entre la complexité des modèles théoriques et la simplicité des modèles empiriques. De plus, ce modèle de mélange a un large choix de validité pour la fréquence qui est parmi les facteurs les plus importants, y compris la texture et la température de sol. Ce modèle est présenté ci-dessous en termes teneur en eau θ , densité volumique ρ_b (g cm⁻³) et la densité des particules ρ_s (=2.66 g cm⁻³) du sol et d'une constante empirique déterminée $\nu = 0.65$.

$$\varepsilon'_r = \left[1 + \frac{\rho_b}{\rho_s} (\varepsilon_s^\nu - 1) + \theta^{\beta'} \varepsilon_{fw}^{\nu'} - \theta \right]^{\frac{1}{\nu}} \quad (2.16)$$

$$\varepsilon''_r = \left[\theta^{\beta''} \varepsilon_{fw}^{\nu''} \right] \quad (2.17)$$

Les valeurs β' et β'' ont été trouvé empiriquement en fonction du pourcentage du sable et d'argile dans le sol.

$$\beta' = 1.2748 - 0.519S - 0.152C \quad (2.18)$$

$$\beta'' = 1.33797 - 0.603S - 0.166C \quad (2.19)$$

Les quantités ε'_{fw} et ε''_{fw} sont les parties réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique de l'eau libre, données par :

$$\varepsilon'_{fw} = \varepsilon_{w\infty} + \frac{\varepsilon_{w0} - \varepsilon_{w\infty}}{1 + (2\pi f \tau_w)^2} \quad (2.20)$$

$$\varepsilon''_{fw} = \frac{2\pi f \tau_w (\varepsilon_{w0} - \varepsilon_{w\infty})}{1 + (2\pi f \tau_w)^2} + \frac{\sigma_{ef}}{2\pi \varepsilon_0 f} \frac{(\rho_s - \rho_b)}{\rho_s \theta} \quad (2.21)$$

Où

$\varepsilon_{w\infty}$: est la valeur limite de ε'_{fw}

f : fréquence d'observation en hertz

Pour des fréquences allant de 0.3 à 1.3 GHz, la partie réelle de la permittivité diélectrique est donnée par la relation linéaire dans (2.20). Alors que, pour les fréquences entre 1.4 et 18 GHz, elle est donnée directement par (2.14).

$$\varepsilon'_r = 1.15\varepsilon'_r - 0.68 \quad (2.22)$$

Où :

ε'_r : la partie réelle de la constante diélectrique dans la formule (2.14).

En ce qui concerne la partie imaginaire, le terme qui change est la conductivité effective σ'_{ef} .

Pour les fréquences :

► 0.3 à 1.3 GHz

$$\sigma'_{ef} = 0.0467 + 0.22049\rho_b - 0.4111S + 0.6614C \quad (2.23)$$

► 1.4 à 18 GHz

$$\sigma'_{ef} = -1.645 + 1.939\rho_b - 2.25622S + 1.594C \quad (2.24)$$

Le temps de relaxation et la constante diélectrique de l'eau sont fonction de la température et sont donnés par :

$$2\pi\tau_w(T) = 1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T + 6.938 \times 10^{-14}T^2 + 5.096 \times 10^{-16}T^3 \quad (2.25)$$

$$\varepsilon_{w0}(T) = 88.045 - 0.4147T + 6.2958 \times 10^{-4}T^2 + 1.075 \times 10^{-5}T^3 \quad (2.26)$$

b) Modèle de CRIM

Cette loi de mélange semi-empirique connue sous le nom de "Méthode de l'indice de réfraction complexe" (en anglais : Complex Refraction Index Method) suppose un modèle aux couches planes parallèles dont l'axe est perpendiculaire à la direction de propagation et d'épaisseur beaucoup plus grande que la longueur d'onde. L'équation de CRIM représente une équation de moyenne temporelle analogue à l'équation de Wyllie [24] parce que la vitesse des ondes EM est inversement proportionnelle à la permittivité diélectrique relative. D'une manière générale, le temps total de propagation est la somme des temps de parcours dans chaque couche.

$$t_{tot} = \sum t_i = \sum l_i \frac{\sqrt{\epsilon_{ri}}}{c} \quad (2.27)$$

Où :

$c = 3.10^8$ (m/s) : la vitesse de la lumière,

ϵ_{ri} : la permittivité relative de la phase i de longueur l_i .

Cette équation donne immédiatement :

$$\sqrt{\epsilon_{ref}} = \sum f_i \sqrt{\epsilon_{ri}} \quad (2.28)$$

Où :

f_i correspond à la fraction volumique de la phase i .

Le modèle de CRIM est largement répondu pour déterminer la porosité dans les roches et la teneur en eau dans le sable. Toutefois, ce modèle qui n'a pas de justification au niveau de la microstructure, a montré quelque limite pour le calcul de la permittivité diélectrique des roches et des bétons [24], et ceci quand la texture joue un rôle important. En particulier, ce modèle donne des résultats aberrants si $\epsilon'/\epsilon'' \gg 1$.

4. Conclusion

Les modèles qu'on a vu dans ce chapitre ne sont pas les seules mais existe encore d'autres. Sauf exception, ces modèles sont les plus adaptés pour étudier les milieux géologiques. Chacun de ces modèles proposés possède des avantages et des inconvénients. Nous avons constaté que le modèle de Debye, vu qu'il présente la propriété d'un seul temps

de relaxation, trouve son application dans les diélectriques parfaits et que celui de Jonscher reste le préféré car il est universel en ce qui concerne le temps de relaxation et il demande peu de paramètres par rapport aux autres. Par ailleurs, même ces modèles sont en développement permanent pour de meilleurs résultats dans la modélisation de n'importe quel milieu.

Chapitre3
Outils de simulation
(F.D.T.D et GPRMAX)

1. Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre les différents outils dont nous disposons pour mener à bien notre étude. Pour simuler le GPR et la propagation des ondes EM, nous avons à notre disposition un code de calcul s'appuyant sur la méthode F.D.T.D (Finite Difference Time Domain ou différences finies dans le domaine temporel) qui donne la possibilité de simuler : Le radar géologique (GPR) et l'onde EM dans le milieu géologique choisi. L'objectif de ce chapitre est : dans un premier temps de présenter la méthode F.D.T.D et en second temps le logiciel GPRMAX qui simule le milieu et l'onde EM.

2. Différences Finies dans le Domaine Temporel (F.D.T.D)

2.1. Définition de la F.D.T.D

La méthode F.D.T.D, est devenue la méthode numérique la plus répandue pour résoudre directement les équations de Maxwell. En 1966, Yee (figure 3.1) proposa les bases de cette dernière [1]. La F.D.T.D appliquée aux équations de Maxwell permet la modélisation des phénomènes de propagation et d'interactions des ondes électromagnétiques au sein d'un milieu quelconque. Grâce à une formulation exacte qui consiste en un maillage, dans lequel les valeurs des champs électrique et magnétique sont calculées en fonction des valeurs des champs dans les cellules voisines par différences finies (figure 3.1), pendant un temps défini discrétisé lui aussi. Les dérivées spatiales et temporelles des champs sont alors évaluées par différences des champs discrétisés selon un schéma d'ordre (2, 2), c'est à dire que les dérivées spatiales arrondies à l'ordre 2 et les dérivées temporelles à l'ordre 2. Les champs sont ainsi déterminés à chaque échantillon temporel en tout point de l'espace discrétisé [20], [2], [23].

2.2. Principes de la F.D.T.D

La méthode F.D.T.D se fonde sur la formulation standard des équations de Maxwell. Dans un milieu continu, isotrope et linéaire, les composantes des champs électrique et magnétique, des équations de Maxwell à 3D suivant (x, y, z), s'écrivent alors :

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (3.6)$$

Ce système d'équations aux dérivées partielles du premier ordre peut être discrétiser à l'aide du principe des différences finies. Les équations de Maxwell sont résolues dans le domaine temporel selon une approximation des champs électriques et magnétiques par des champs discrétisés dans un volume bien tronqué de l'espace, et ce pendant un temps déterminé, lui aussi échantillonné. Un point (i, j, k) de la matrice de calcul est déterminé par ses coordonnées rectangulaires (iΔx, jΔy, kΔz. Δx, Δy et Δz représentent les pas de discrétisations spatiales selon les axes Ox, Oy et Oz). La figure 3.1 représente le positionnement des points de calcul sur une cellule élémentaire de Yee. De la même manière, le temps peut être discrétisé en intervalles Δt, ce qui implique que tout instant t peut être échantillonné par nΔt, avec n entier positif. Pour que les dérivées temporelles soient centrées, le champ électrique \vec{E} est calculé à l'instant nΔt et le champ magnétique \vec{H} à (n+1/2)Δt (figure 3.3). Les dérivées partielles d'une fonction quelconque $F_n(i, j, k) = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)$ s'écrivent alors [20], [23], [1], [3] :

$$\frac{\partial F^n(i,j,k)}{\partial t} = \frac{F^{n+1/2}(i,j,k) - F^{n-1/2}(i,j,k)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial F^n(i,j,k)}{\partial x} = \frac{F^n(i+1/2,j,k) - F^n(i-1/2,j,k)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (3.8)$$

Naturellement, plus nous utilisons un grand nombre de valeurs de F dans les cellules autour de la position étudiée, plus l'évaluation de la dérivée sera précise. La précision et la stabilité de l'algorithme dépendent bien sûr de l'ordre des dérivées : un algorithme d'ordre (4,4) est plus stable et plus précis mais il nécessite de connaître à chaque instant plusieurs valeurs précédentes de la fonction F qu'il faut donc stocker dans la mémoire de l'ordinateur (d'où des problèmes lors de l'utilisation de modèles de grandes dimensions) et il utilise un plus grand nombre d'opérations [2], [3].

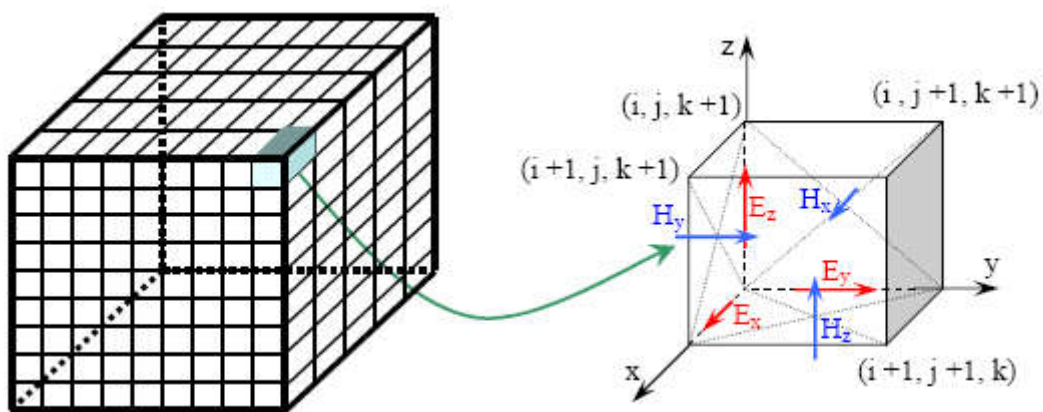


Figure 3.1 : schéma numérique 3D de la maille élémentaire selon Yee.

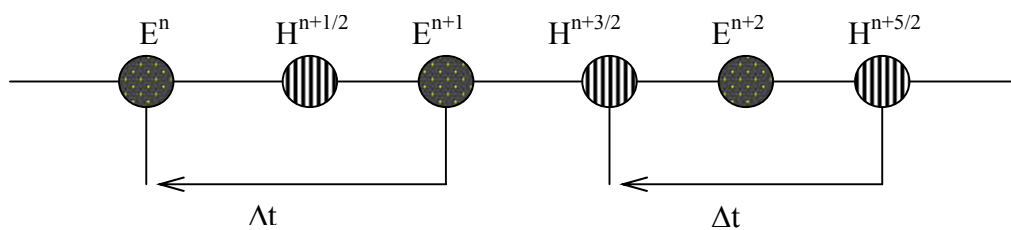


Figure 3.2 : Principe de la discrétisation temporelle.

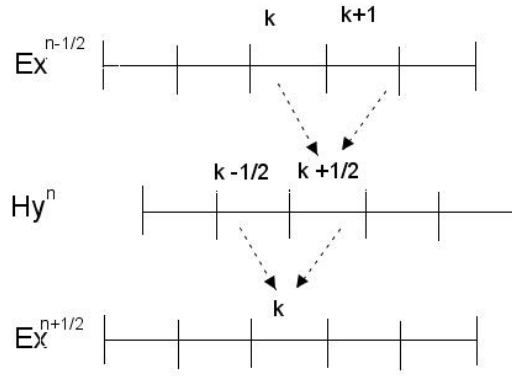


Figure 3.3 : principes des calculs des différences finies.

L'application de ce modèle sur l'équation (3.1) nous donne :

$$\frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta z} \right] \quad (3.9)$$

D'où :

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta z} \right] \quad (3.10)$$

De même pour l'équation (3.4) :

$$\frac{E_Y^{n+1}(i, j, k) - E_Y^n(i, j, k)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j, k)}{\Delta x} - \sigma E_Y^n(i, j, k) \right] \quad (3.11)$$

D'où :

$$E_Y^{n+1}(i, j, k) = \left(1 - \frac{\sigma \Delta t}{\varepsilon} \right) E_Y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (3.12)$$

De la même façon que pour les équations (3.1) et (3.4), le modèle de calcul précédent peut se faire pour les autres équations de Maxwell.

2.3. Contraintes numériques de la méthode F.D.T.D

2.3.1. Dispersion numérique :

La modélisation en différences finies est soumise à diverses contraintes. Ainsi, une dispersion numérique est induite par une différence entre la vitesse de phase numérique et la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide c . Cette dispersion est liée à la taille des mailles spatiales et à l'incrément temporel, déterminés à partir de la longueur d'onde du signal dans le milieu [1]. Le choix fixé des paramètres de discrétisation en différences finies cause des erreurs lors de la propagation. En effet, le spectre de la source dont l'amplitude est choisi sur un intervalle borné, n'est qu'en partie correctement discrétisé : l'idée étant de définir les pas spatiaux et temporels pour la fréquence la plus énergétique dite fréquence de pic de l'impulsion. Au delà d'une certaine fréquence, chaque maille agit par conséquent comme un réflecteur. Ce phénomène apparaît en général lorsque la longueur d'onde associée à la fréquence correspond à moins de 3 mailles, et « la grille de Yee » se comporte par conséquent comme un passe bas. Au bout d'un certain temps, on observe ainsi un train d'onde haute fréquence en retard par rapport à l'ensemble (Figure 3.4) [1].

Pour palier à cette dispersion, un maillage réalisé plus finement permet efficacement de réduire cette erreur. Le tableau 1.2 met en évidence que le maillage est intimement lié aux pas spatiaux. Un maillage en $\lambda/30$ permet d'obtenir une tolérance sur la phase nettement diminuée. Par ailleurs, pour minimiser cet écart, il est préférable de choisir un pas temporel proche de Δt_{\max} .

| Pas spatiaux | $\lambda/5$ | $\lambda/10$ | $\lambda/20$ | $\lambda/30$ | $\lambda/50$ | $\lambda/100$ |
|--|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|---------------|
| Erreur sur la phase pour une longueur d'onde, propagation axiale | 18° | 4,2° | 1,0° | 0,47° | 0,17° | 0,04° |

Tableau 3.1: Erreur sur la phase pour une propagation axiale sur une longueur d'onde, les pas spatiaux 3D sont égaux [2].

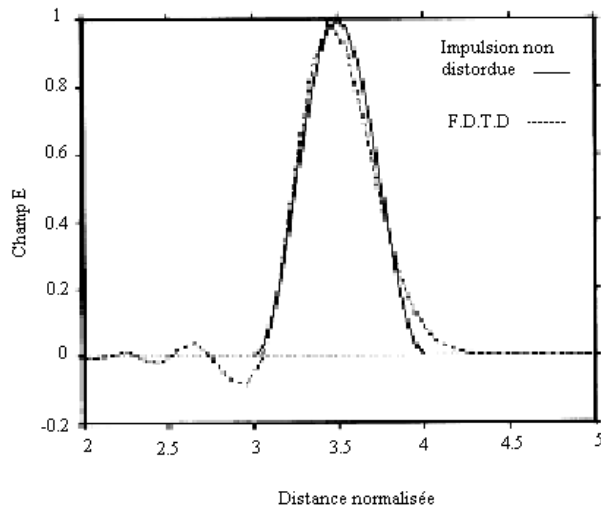


Figure 3.4 : illustration de la dispersion numérique pour une impulsion de type gaussienne [1].

2.3.2. Critère de stabilité :

La stabilité numérique doit aussi être respectée, le cas extrême étant que l'onde ne parcourt pas plus d'une cellule par itération temporelle. Ceci implique une relation entre la vitesse maximale de l'onde v_{\max} , le pas en temps Δt et le pas spatial. Taflove [39] détermine un critère de stabilité de la méthode applicable à tout type de milieux diélectriques rencontrés.

$$\Delta t \leq \Delta t_{\max} = \frac{1}{v \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (3.13)$$

Où :

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$: pas spatiaux selon les axes Ox, Oy, Oz,

Δt_{\max} : pas temporel maximum,

v : vitesse dans le milieu.

2.3.3. Conditions aux frontières

a) Les couches absorbantes :

L'algorithme F.D.T.D. ne peut pas prendre en compte les systèmes non bornés, c'est à dire ne comportant pas de limites. Dans un modèle, les bords sont considérés comme des interfaces qui réfléchissent le signal. Afin de remédier à ce problème, les limites de l'espace modélisé sont remplacées par des couches absorbantes, qui vont atténuer au maximum les ondes qui vont se réfléchir. Holland considère des couches à pertes au niveau de ces frontières. Il introduit des conductivités fictives, électrique σ et magnétique σ^* . Dans le vide

une onde plane à incidence normale sur un milieu de conductivité électrique σ et de conductivité magnétique équivalente σ^* ne conduit à aucune réflexion si :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3.14)$$

Si la condition (3.14) entre les conductivités électrique σ et magnétique σ^* est satisfaite, alors l'impédance d'onde est adaptée, égale à celle du vide et la réflexion sur une interface vide-milieu est nulle pour toute onde plane en incidence normale [22], [2], [24].

b) Couches absorbantes parfaites P.M.L (Perfectly Matched Layer):

Développées par Bérenger en 1994 [1] [2] [24], les PML (Perfect Match Layer) utilisent le principe d'impédance. Elle généralise le concept des couches de Holland car toute onde qui arrive sur le milieu, pénètre dans la couche sans réflexion, quelle 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 nous pouvons avoir $E_z = E_{zx} + E_{zy}$. Le système de Maxwell passe d'un système de six équations à six inconnues, à un système à douze équations à douze inconnues. Si nous considérons un problème bi-dimensionnel, dans le cas transverse électrique TE pour lequel seules les composantes E_x , E_y et H_z sont présentes, dans une couche adaptée, la projection des équations de Maxwell en coordonnées cartésiennes s'écrivent :

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (3.15)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.16)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.17)$$

Elles sont modifiées en définissant des conductivités électriques et magnétiques spécifiques pour chacune des sous composantes telles que :

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (3.18)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (3.19)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.20)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.21)$$

Le choix des quadruplés $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_x^*, \sigma_y^*)$ pour chaque direction respectant (3.14), permet ainsi d'annuler les réflexions sur chaque bord du domaine. Sachant que si elles sont toutes nulles on retrouverait les équations de propagation dans le vide.

c) Couches absorbantes parfaites par convolution (Convolution Perfect Match Layer) :

Les P.M.L. ne permettent pas de prendre en compte facilement des matériaux quelconques, et n'autorisent pas la modélisation de tous les milieux. Une solution à ce problème est apportée par Roden et Gedney [1], [23], [24] avec les P.M.L. calculées par produit de convolution. Cette méthode s'appuie sur la décomposition des coordonnées dans le domaine fréquentiel, et fait apparaître un produit de convolution lors du passage dans le domaine temporel. Les C.P.M.L. permettent de prendre en compte des milieux à pertes ainsi que les milieux dispersifs [2], [20], [12].

En partant des équations de Maxwell, on obtient, après projection de la loi d'Ampère sur l'axe (Ox) :

$$j\omega\varepsilon E_x + \sigma E_x = \frac{1}{S_y} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{S_z} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.22)$$

Avec S_i la fonction d'étirement de Bérenger :

$$S_i = 1 + \frac{\sigma_i}{j\omega\varepsilon_0} \quad (3.23)$$

Dans cette équation les termes concernant le milieu réel sont à gauche et les termes du milieu P.M.L. sont à droite, les C.P.M.L. sont indépendantes du milieu physique qu'elles entourent. Une fois transposée dans le domaine temporel, l'équation (3.22) devient [20]:

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \bar{S}_y(t) \otimes \frac{\partial H_z}{\partial y} - \bar{S}_z(t) \otimes \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.24)$$

« \otimes » : est l'opérateur produit de convolution.

$S_i(t)$: l'inverse de la transformée de Laplace de $1/S_i$: $\bar{S}_i(t) = \text{TL}^{-1} \left[\frac{1}{S_i} \right]$.

Dans le domaine discret, le calcul du produit de convolution conduit au système d'équations :

$$\varepsilon \frac{E_{x_{i+1,j,k}}^{n+1} - E_{x_{i+1,j,k}}^n}{\Delta t} + \sigma \frac{E_{x_{i+1,j,k}}^{n+1} - E_{x_{i+1,j,k}}^n}{2} = \frac{H_{z_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_{y_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} + \psi_{e_{xy_{i+\frac{1}{2},j,k}}^{n+\frac{1}{2}}} - \psi_{e_{xz_{i+\frac{1}{2},j,k}}^{n+\frac{1}{2}}} \quad (3.25)$$

Où ψ_j^i est une fonction intermédiaire, homogène à une densité de courant [20], [2].

$$\psi_{e_{xy_{i+\frac{1}{2},j,k}}^{n+\frac{1}{2}}} = b_y \psi_{e_{xy_{i+\frac{1}{2},j,k}}^{n-\frac{1}{2}}} + a_y \frac{H_{z_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \quad (3.26)$$

$$\psi_{e_{xz_{i+\frac{1}{2},j,k}}^{n+\frac{1}{2}}} = b_z \psi_{e_{xz_{i+\frac{1}{2},j,k}}^{n-\frac{1}{2}}} + a_z \frac{H_{y_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \quad (3.27)$$

Avec : $b_i = e^{\sigma_i \frac{\Delta t}{\varepsilon_0}}$ et $a_i = e^{\sigma_i \frac{\Delta t}{\varepsilon_0}} - 1$

Le système (3.25), (3.26) et (3.27) assure ainsi l'avancement de la composante E_x dans les P.M.L. De la même façon, les autres composantes des champs électrique et magnétique sont calculées, en respectant la direction de la composante.

2.3.4 Critère de convergence

La convergence du schéma numérique est assurée si la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans la grille est bornée, l'information (l'onde EM) doit circuler à une vitesse inférieure à la vitesse physique maximale autorisée réellement par le milieu. La contrainte initiale de convergence consiste à s'assurer que la valeur absolue du rapport du champ à deux instants successifs est inférieure à 1. L'application de cette contrainte, aux opérateurs de dérivées discrétisés au sens des différences finies mène directement aux relations entre les pas de discrétisation temporel et spatial assurant la convergence de l'ensemble du schéma numérique (Taflove, 1995) [1].

3. Le logiciel GPRMAX

3.1 Définition

Le « GPRMAX2D/3D » est un logiciel conçu en 1996 par Antonios Giannopoulos à l'université de York en Island. C'est un simulateur d'ondes pour la simulation du radar géologique en 2D et 3D, selon le besoin, en utilise la version la mieux adaptable au travail voulu. Dans notre cas, nous avons utilisé le GPRMAX2D. Il est basé sur la méthode numérique la F.D.T.D. Ce logiciel est installé sous Windows.

3.2 Principes de fonctionnement

Pour démarrer le GPRMAX, il faut avoir un programme, appelé fichier d'entrée qui doit fournir à GPRMAX toutes les informations nécessaires sur le modèle du milieu choisi. Ce fichier est écrit en ASCII et peut être préparé avec n'importe quel éditeur, il doit avoir un nom valide. Le fichier d'entrée contient la structure du modèle et les paramètres du milieu, en précision :

- les dimensions du domaine (terrain choisi).
- La forme du signal de source : on peut choisir entre une sinusoïde, une impulsion gaussienne ou la dérivée d'une gaussienne (impulsion de Ricker).
- La fréquence du signal de la source.
- La nature des milieux : on définit les paramètres électrique et magnétique du milieu.

- Les pas de discrétisation spatial et temporel.
- La forme de l'antenne du radar.
- Le nombre de sources et leurs positions.

Toutes ces informations sont données sous des instructions dans le fichier d'entrée. Il est indispensable de préciser le nom du fichier de sortie et sa nature. Il existe deux types de fichiers de sortie, fichiers binaires, les résultats sont stockés sous la forme binaire ou fichiers ASCII. Pour la récupération des résultats, l'auteur de ce logiciel met à notre disposition une série de programmes en MATLAB qui permettent de lire les fichiers de sortie.

3.3 Avantages et Limitation du GPRMAX2D

En général ce logiciel est conçu pour résoudre les équations de Maxwell en mode TM, pour un milieu linéaire isotrope. En plus, il peut modéliser des diélectriques suivant la formule de Debye déjà citée dans le chapitre 2 en détailles. Dans un modèle quelconque, plus d'une source de signal peuvent être activées, mais sa demande beaucoup de temps de simulation. D'autre part, le GPRMAX2D/3D donne la possibilité d'une discrétisation différente suivant les axes (x-y) et le temps.

4. Conclusion

La modélisation par FDTD permet la propagation d'ondes électromagnétiques dans un espace constitué d'un ensemble de cellules au sein desquelles les propriétés du milieu sont constantes. Le concept de découper l'espace en éléments discrets permet d'étudier des situations complexes tant par leur géométrie que par la multiplicité des propriétés des milieux utilisés. Cependant, les différences finies permettent d'obtenir n'importe quel degré de précision, il suffit pour cela de diminuer la taille des cellules et d'augmenter la résolution du maillage jusqu'à obtenir la précision souhaitée. Cette méthode rigoureuse nécessite de respecter certaines règles afin d'obtenir des résultats proches de la réalité. Il est à noter que le logiciel GPRMAX2D est un outil scientifique important.

Chapitre 4
Principe et performances
du Géoradar (GPR)

1. Introduction

Le géoradar, aussi appelé radar sol ou encore GPR (Ground Penetrating Radar), est une méthode géophysique à haute résolution pour imager les sols de surface et de subsurface [3]. Basée sur la propagation d'ondes électromagnétiques situées dans la bande de fréquence 1MHz -1.4 GHz, il est utile pour de nombreuses applications telles que la détection des objets enfouis dans le sol, il s'impose aussi comme un moyen incontournable pour l'auscultation et le diagnostic des ouvrages du génie civil et il est utilisé pour déceler les variations des propriétés diélectriques dans le sol. Le GPR fait partie des techniques électromagnétiques non destructives couramment utilisées. Cette technique est privilégiée par rapport aux autres méthodes car elle présente plusieurs avantages. En plus de son caractère non destructif, c'est une méthode rapide et facile à mettre en œuvre. Ce chapitre a pour objectif de décrire le principe de fonctionnement d'un radar GPR, les diverses techniques de prospections et les différentes techniques de signal émis [22].

2. Définition et Principes du GPR

2.1 Définition

Le géoradar est constitué de deux antennes, l'une servant à l'émission d'ondes électromagnétiques, et l'autre à la réception de ces mêmes ondes. Les deux antennes sont reliées à une console, elle-même reliée à un ordinateur portable qui permet une visualisation des données en cours d'acquisition ou encore de configurer la console [2]. Chaque couple d'antenne fonctionne sur une bande de fréquence définie, que l'on caractérise par sa fréquence centrale. En général, Les géoradars sont composés des éléments suivants [22] (figure 4 .1) :

- une unité de commande et de stockage des données (micro-ordinateur) ;
 - une unité de contrôle, chargée de synchroniser et de servir d'interface entre les différents éléments,
- une électronique d'émission, chargée de générer le courant qui est appliqué à l'antenne d'émission,
- une électronique de réception, chargée d'amplifier et de numériser le signal mesuré par l'antenne réceptrice,

- une antenne émettrice,
- une antenne réceptrice.

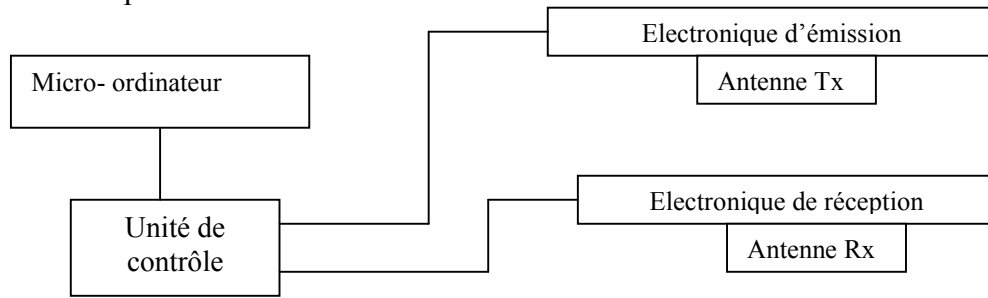


Figure 4.1 : Principales éléments composant le GPR [22].

2.2 Principe de fonctionnement

Les différents radars GPR existant reposent sur le même principe de fonctionnement. La figure 4.2 représente le schéma fonctionnel d'un GPR. L'antenne d'émission du dispositif est en contact avec le sol, elle émet une brève impulsion en direction du sol. L'onde électromagnétique générée se propage au sein du milieu. Si un obstacle est rencontré, une onde réfléchie revient vers la surface du sol et elle est détectée par l'antenne de réception. Cette onde récupérée constitue une trace du sous-sol en un point précis et à un instant donné. L'utilisateur déplace le radar et à nouveau, une autre impulsion est générée. Elle permet d'obtenir une nouvelle trace en ce nouveau point de mesure.

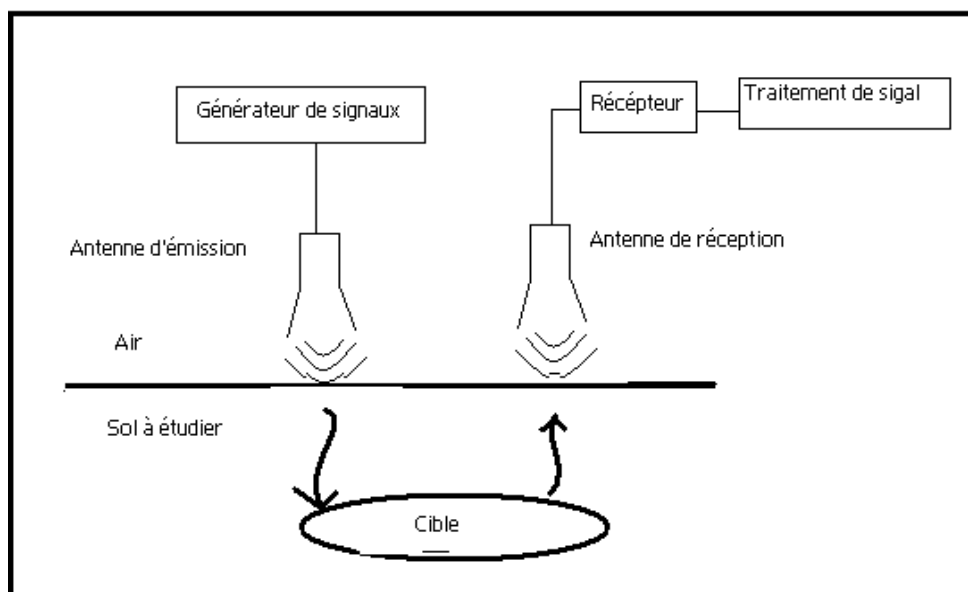


Figure 4.2 : Schéma de principe d'un GPR.

2.3. Schéma synoptique du GPR

L'électronique du radar sol peut être décomposée en trois parties principales : l'émission, la réception et les antennes. La figure (4.3) représente un schéma synoptique du radar sol.

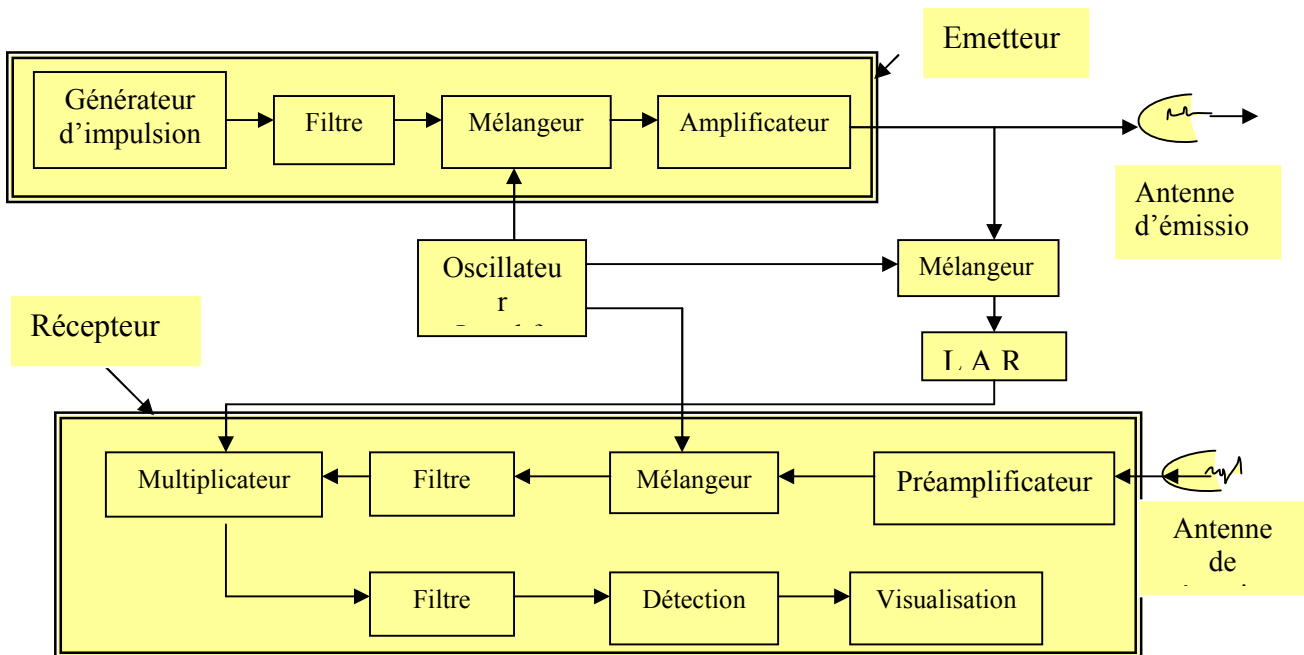


Figure 4.3 : Schéma synoptique du radar sol.

- L'émetteur est constitué de : un générateur d'impulsions, filtre, mélangeur et d'un amplificateur.

- Le récepteur est constitué de : un préamplificateur, un mélangeur, deux filtres, un multiplicateur, un détecteur d'enveloppe et d'un système de visualisation.

A l'émission, le générateur d'impulsions génère un signal de durée T_i avec une fréquence de récurrence f_R . Après filtrage, le signal est transposé à la fréquence d'émission f_0 issu de l'oscillateur local. Il est ensuite amplifié et envoyé à travers l'antenne d'émission.

A la réception, Le signal, provenant de l'antenne de réception est soustrait au signal de l'oscillateur local dans un mélangeur. Après une préamplification, le signal est filtré pour éliminer les fréquences images. Ce signal est ensuite multiplié au signal de référence. Le filtre passe-bande donne la fonction d'auto corrélation du signal d'émission. Il pénètre ensuite dans le détecteur [82].

3. Le radargramme

L'acquisition d'un ensemble de traces (figure 4.4) du sol suivant une direction de prospection rectiligne permet d'établir un radargramme (image géoradar ou Bscan) du milieu sondé. En fonction du type de cibles rencontrées (tuyaux, citernes enfouies, strates géologiques...), chaque image est différente et unique. Le Bscan permet d'établir une cartographie du sol. Le manipulateur aura la tâche d'interpréter les résultats. La figure 4.5 est une représentation réelle d'un radargramme. L'affichage des radargrammes se fait au moyen d'une unité de traitement du signal. La plupart des radars commercialisés actuellement permettent une visualisation instantanée des Bscans, voir même l'application immédiate de filtres.

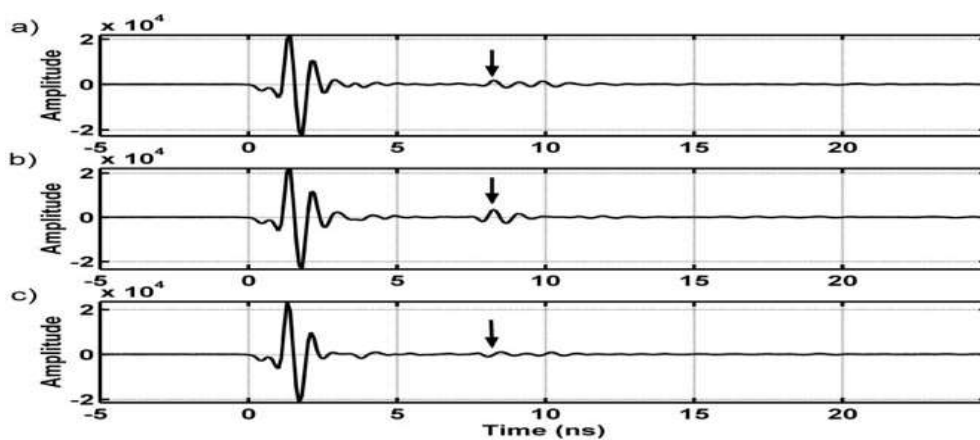


Figure 4.4 : trois tracés pour différents milieux géologiques

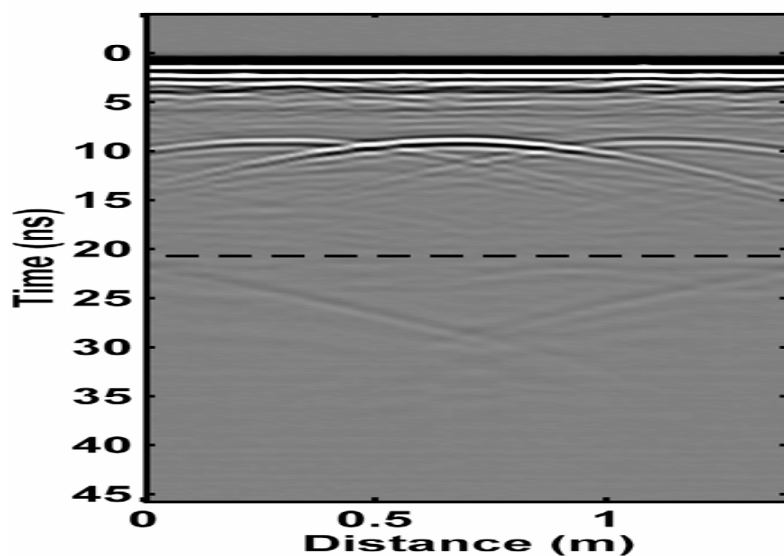


Figure 4.5 : Image géoradar pour un milieu géologique

4. Acquisition des données

L'acquisition en géoradar se fait selon des dispositifs, l'un dit à offset constant, l'autre en collection point milieu. Ces deux types d'acquisition permettent pour le premier d'imager le sous-sol, pour le deuxième de donner un modèle de vitesse en fonction de la profondeur [19]. L'analyse des résultats en temps donnés par l'acquisition à offset constant et en vitesse par l'acquisition point milieu permet de replacer chaque objet imagé à sa vraie profondeur. En plus de ces modes, il existe d'autres modes qui ne sont pas aussi utilisés.

a) Acquisition à offset constant

C'est la méthode la plus utilisée pour l'acquisition des mesures radar. Les antennes émettrices et réceptrices sont séparées d'une distance constante et décalées ensemble le long d'un profil. L'onde électromagnétique réfléchie est recueillie par l'antenne de réception. Cette trace représente un point de mesure et elle est recalée par le système pour compenser l'offset dû à l'écartement des deux antennes. L'utilisateur déplace le radar GPR d'un pas spatial Δx pour obtenir une nouvelle trace en un nouveau point de mesure, en général d'une distance constante, mais pas obligatoirement, les 2 dipôles sont parallèles entre eux et perpendiculaires au profil (figure 4.6) [2]. Un certain nombre d'accessoires peuvent faciliter le positionnement et l'acquisition, l'acquisition peut être déclenchée automatiquement par une roue codeuse à intervalle régulier. Quand cette roue ne peut être utilisée (terrain accidenté, terrain trop boueux, trop glissant...), il est possible de déclencher régulièrement l'acquisition à l'aide d'un fil de topographe qui est déroulé sur une poulie. Enfin, le déclenchement peut se faire de manière manuelle en déplaçant l'antenne pas à pas, ou encore de manière automatique en indiquant un temps entre chaque acquisition, mais dans ce dernier cas, la distance inter trace dépendra de la vitesse de déplacement du système [23].

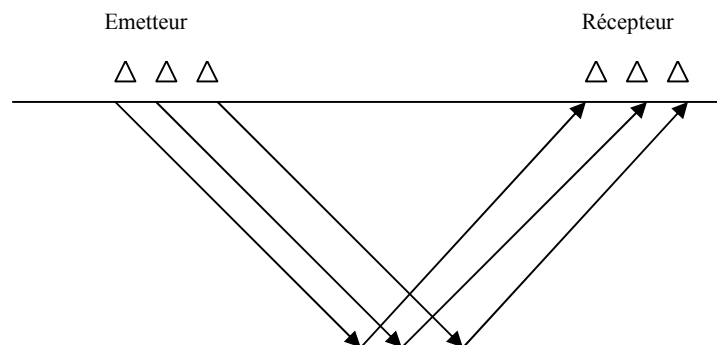


Figure 4.6: Mode d'acquisition à offset constant.

b) Acquisition en CMP

Cette acquisition est à offset variable. L'acquisition en Point Milieu Commun (ou Common Mid-Point, CMP) se fait symétriquement autour d'un point de mesure fixe. L'antenne émettrice et l'antenne réceptrice sont parallèles (comme pour l'acquisition à offset constant), mais sont éloignées l'une de l'autre d'une distance fixe (.Figure 4.7). Les réflexions sur une interface vont former des demi-hyperboles. La modélisation des hyperboles permet de retrouver la profondeur de l'interface et surtout la vitesse de propagation moyenne des ondes entre la surface et l'interface. Ces mesures ne peuvent se faire qu'avec des antennes bistatiques séparables [23], [2].

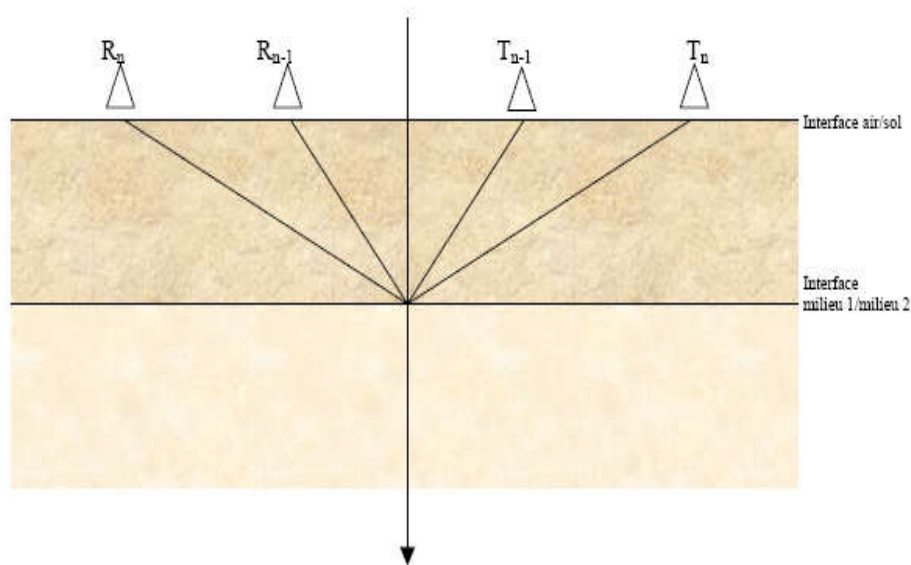


Figure 4.7 : Acquisition en CMP

c) Autres méthodes

Il existe bien d'autres techniques d'acquisitions de traces. En effet, les méthodes Source commune « Common Source » (figure 4.8) et Récepteur commun « Common receiver » (figure 4.9) sont des variantes de la prospection bistatique. La première méthode force le manipulateur à déplacer uniquement l'antenne de réception tandis que l'antenne de réception reste fixe pour tous les points de mesure du radargramme. Pour la seconde technique, l'antenne de réception demeure immobile alors que l'antenne d'émission est déplacée régulièrement le long de la ligne de mesure.

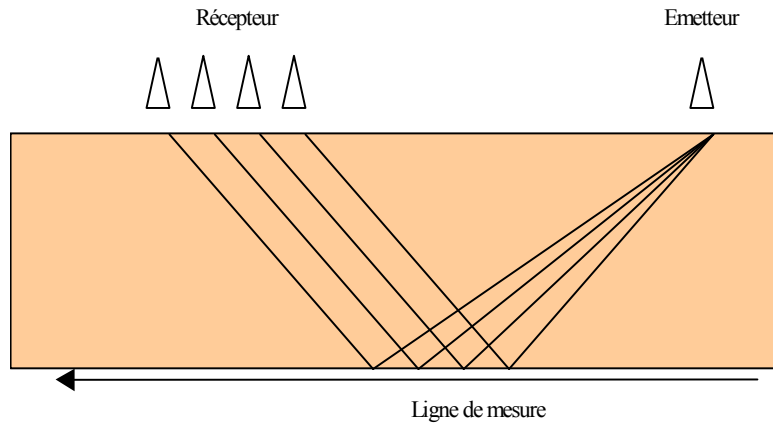


Figure 4.8 Méthode Source commune.

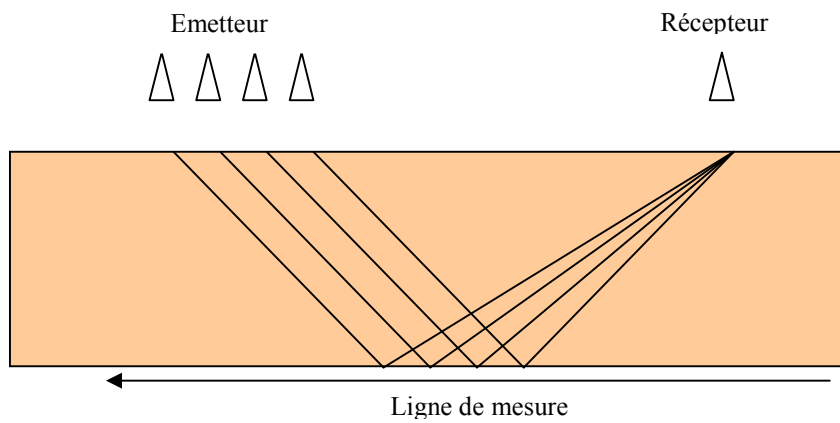


Figure 4.9 Méthode Récepteur commun.

5. Modes d'émissions

Pour générer l'onde électromagnétique émise, plusieurs techniques de modulation ont été mises en œuvre. Chacune d'elles comporte avantages et inconvénients. Parmi ces modulations, il y a celles les plus répandues :

- la modulation d'amplitude (Amplitude Modulated Continuous Wave AMCW) également appelée mode impulsionnel.
- la modulation de fréquence (Frequency Modulated Continuous Wave FMCW).
- les sauts de fréquence.

5.1 Modulation d'amplitude (AMCW)

La méthode impulsionnelle est la plus répandue [8]. Elle nécessite l'utilisation d'interrupteurs radiofréquences large bande et une forte puissance pour émettre une impulsion de courte durée (inférieure à la nanoseconde) [2], [8]. Le radar émet une impulsion dont la forme se rapproche généralement d'une impulsion de Ricker (ondelette de Rayleigh), d'une sinogaussienne, de la dérivée d'une gaussienne ou de deux gaussiennes opposées et décalées dans le temps [8].

La modulation d'amplitude fonctionne directement dans le domaine temporel ce qui minimise l'encombrement et le coût de cette technique. Elle mesure directement la réponse impulsionnelle sans traitement additionnel. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait qu'elle est sensible au bruit vu que la bande du signal est large.

5.2 Modulation de fréquence (FMCW)

La fréquence d'émission évolue linéairement sur une large bande de fréquence Δf en un temps T . Le spectre du produit du signal reçu avec le signal émis présente alors des raies dont la fréquence est proportionnelle à la distance radar-cible et inversement proportionnelle au temps de balayage. La résolution de ce radar est inversement proportionnelle à Δf . Les avantages de cette technique d'émission sont nombreux [2]:

- le rapport signal / bruit est multiplié par le rapport de compression $T\Delta f$
- la puissance crête nécessaire est divisée par le rapport de compression
- les systèmes sont rapides.
- il est possible d'avoir une très bonne résolution

Cependant, dans les applications GPR, le radar reçoit en même temps qu'il émet. Il en résulte que les principales limitations sont imposées par le couplage entre les antennes et par la nécessité d'une électronique très complexe [8].

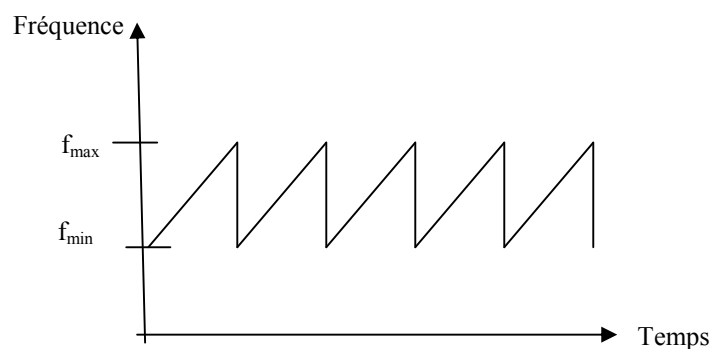


Figure 4.10 : Evolution de la fréquence émise en fonction du temps pour un radar FMCW

5.3 Radars à saut de fréquence

Cette modulation est une version dérivée du radar FMCW. Le radar balaye une large bande de fréquence et passe d'une fréquence à une autre par pas fréquentiel Δf (figure 4.11). Une mesure du signal complexe (amplitude et phase) reçu est réalisée pour chaque fréquence. Une transformée de Fourier inverse permet alors de retrouver la réponse impulsionnelle. Comme pour les radars FMCW, la puissance crête émise est réduite et la réception est réalisée en bande étroite, ce qui réduit le bruit et la vitesse d'échantillonnage. Le principal avantage du saut de fréquence est de pouvoir pondérer les mesures complexes pour chaque fréquence de manière à corriger des effets gênants comme l'atténuation du sol, la réponse des antennes, le couplage. Ainsi, les antennes utilisées doivent être large bande mais la position du centre de phase peut varier avec la fréquence. Ces systèmes émettant et recevant simultanément, le couplage entre antennes engendre une limitation de la dynamique.

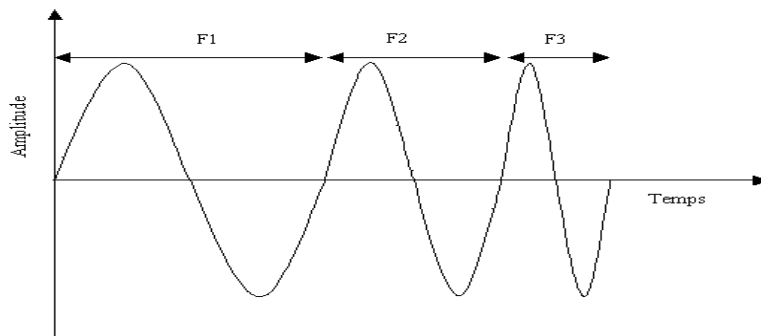


Figure 4.11 Evolution de la fréquence pour un radar à saut de fréquence.

6. Equation du radar

L'équation du radar relie la puissance P_e émise par l'antenne d'émission et la puissance reçue P_r par l'antenne de réception [84] :

$$P_r = \frac{P_e G_t G_r v^2 \sigma}{(4\pi)^2 f^2 r^2} \cdot e^{-4\alpha r} \quad (4.1)$$

G_t et G_r : gains de l'émetteur et du récepteur dans la direction de la cible,

v : vitesse de propagation dans le sol,

α : coefficient d'atténuation du milieu,

r : profondeur de la cible,

σ : section efficace ou surface d'influence (ce calcule à partir des changements des permittivités entre cible et milieu environnement),

f : fréquence de travail.

7. Antennes pour le GPR

L'antenne demeure un élément important du système GPR. Elle établit la liaison entre le dispositif et le milieu propageant. Le radar requiert toujours l'utilisation d'une antenne large bande. On entend par là qu'elle conserve les mêmes propriétés d'impédance, de directivité et de polarisation sur une large bande de fréquence. Le choix de la largeur de bande est contrôlé par les caractéristiques de l'antenne. Les performances d'une antenne s'évaluent par l'intermédiaire de plusieurs paramètres : l'impédance, le gain, l'angle d'ouverture, le rendement.

7.1 Caractéristiques de l'antenne

7.1.1 L'angle solide

Sur une bande sphérique de rayon r , on désigne un élément de surface dS . On parle d'angle solide élémentaire $d\Omega$ du rapport dS / r^2 tel que :

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \quad (4.2)$$

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (4.3)$$

Les angles φ et θ (figure 4.12) vont nous permettre d'introduire les plans E et H de l'antenne : le plan E est le plan de l'antenne tel que $\varphi = 90^\circ$ et θ varie de 0 à 360° , le plan H est le plan perpendiculaire à l'antenne tel que $\varphi = 0^\circ$ et θ varie de 0 à 360° .

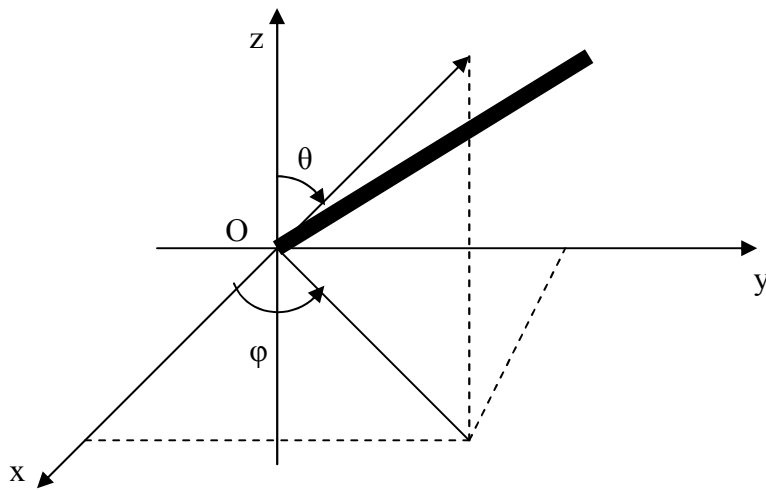


Figure 4.12: définition des angles θ et φ

7.1.2 Directivité

La directivité $D(\theta, \varphi)$ d'une antenne est le rapport de $U(\theta, \varphi)$ à la puissance par unité d'angle solide. On appelle $U(\theta, \varphi)$ l'intensité de rayonnement et P_t les puissances totales rayonnées. La directivité $D(\theta, \varphi)$ s'exprime par

$$D(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_t/4\pi} \quad (4.4)$$

Où :

$$P_t = \int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} U(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.5)$$

$$U(\theta, \varphi) = \frac{15I^2}{\pi} F^2(\theta, \varphi) \quad (4.6)$$

$F(\theta, \varphi)$ est la fonction caractéristique de l'antenne.

7.1.3 Gain de l'antenne

Le gain d'une antenne $G(\theta, \varphi)$ est le rapport de l'intensité de rayonnement $U(\theta, \varphi)$ à la puissance par unité d'angle solide que rayonnerait l'antenne.

$$G(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_{ant}/4\pi} \quad (4.7)$$

Où (θ_0, φ_0) est la direction de rayonnement maximal et P_{ant} est la puissance de l'antenne.

7.1.4 Bande d'utilisation

La définition de la bande d'utilisation fait intervenir des notions très diverses. Elle peut être limitée par la déformation du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence. Pour les antennes constituées d'éléments rayonnants résonnants (dipôles demi onde, antenne microbande) qui ont une bande d'utilisation faible, on définit la largeur de bande en pourcentage % comme suit :

$$B(\%) = 100 * \frac{f_s - f_i}{f_c} \quad (4.8)$$

Où :

f_c est la fréquence centrale d'utilisation pour laquelle l'antenne est conçue,
 f_s et f_i sont les fréquences limites supérieures et inférieures.

7.1.5 Rendement

Le rendement est le rapport entre l'énergie rayonnée par une antenne et celle que lui fournit l'alimentation. Elle est exprimée par:

$$\eta = \frac{R_r}{R_r + R_p} \quad (4.9)$$

R_r : Résistance liée à son rayonnement.

R_p : Résistance liée aux pertes de l'antenne.

7.1.6 Diagramme de rayonnement

Une antenne nécessite habituellement d'accentuer ou d'optimiser l'énergie de rayonnement dans certaines directions de l'espace. Dans une direction quelconque, la puissance rayonnée par unité d'angle solide est $P(\theta, \varphi)$.

$$P_{\max} = p(\theta_0, \varphi_0) \quad (4.10)$$

Le diagramme de rayonnement est la représentation de l'intensité de rayonnement $P(\theta, \varphi)$ en fonction des angles de déviation (θ, φ) dans l'espace (figure 4.13). C'est une représentation qui nous donne les directions de rayonnement les plus efficaces de l'antenne. Ces diagrammes sont caractérisés par un lobe principal et des lobes secondaires. Lorsque l'on désire établir une liaison directe entre deux points A et B, il faut que la direction de rayonnement maximal coïncide avec la direction AB. Par conséquent, la puissance rayonnée hors de cette direction est inutile. Elle peut même perturber des liaisons situées dans d'autres directions. Il est donc nécessaire d'affiner le lobe de rayonnement principal et de réduire au minimum le niveau des lobes secondaires. Mais dans la pratique, on ne dispose plus souvent que des diagrammes des coupes dans deux plans principaux, le plan E et le plan H.

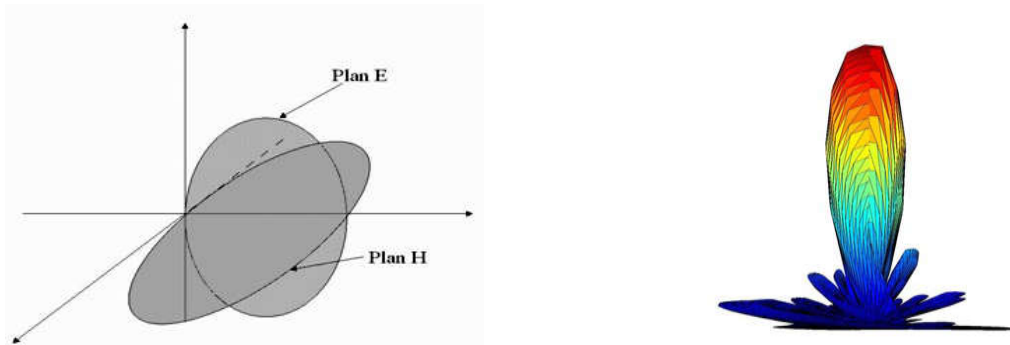


Figure 4.13 a) Diagramme de rayonnement dans les plans E et H. b) Diagramme de rayonnement 3D

7.2 Les différents types d'antennes pour le GPR

Nous distinguons cinq catégories principales d'antennes associées à l'utilisation du géoradar : les antennes dipolaires, les antennes en cornet, les antennes creuses, les antennes en boucles et les antennes en papillon [14].

- Les antennes dipolaires : se sont les plus répandues. Le principe de fonctionnement est le suivant. La résistance augmente à partir du centre des dipôles vers les extrémités. Cette caractéristique obtenue par une série de résistances le long de l'élément rayonnant, permet de réduire la durée de l'impulsion et surtout la réflexion sur les extrémités du dipôle. La fréquence du signal est de l'ordre de l'inverse de la longueur du dipôle (figure 4.14).

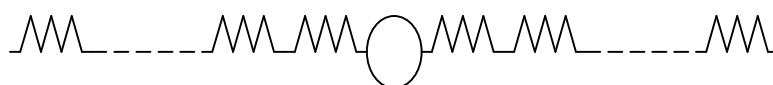


Figure 4.14 Antenne dipolaire.

- Les antennes papillons : elles sont considérées comme des variantes des antennes dipolaires. Elles sont utilisées dans les antennes moyennes et basses fréquences, la figure (4.15) est une représentation de cette dernière.

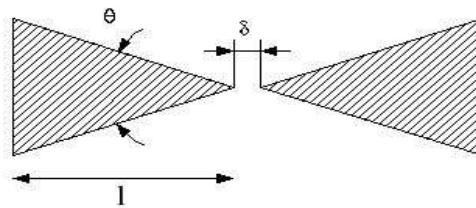


Figure 4.15 Grandeurs caractéristiques d'une antenne papillon

- Les antennes en cornet (antennes hautes fréquences) : elles sont caractérisées par une meilleure directivité vue leur forme qui aussi leur donne une faible pénétration.
- Les antennes en boucle : leur principe est basé sur quatre boucles d'induction positionnées perpendiculairement deux à deux. Le signal est émit par une antenne dipolaire classique mais la mesure en réception se fait aux bornes des boucles donnant quatre mesures du signal.
- Les antennes creuses : se sont des antennes qui génèrent un champ électrique polarisé perpendiculaire à leur axe. Les performances obtenues par ces antennes sont faibles par rapport à la profondeur d'investigation.

8. Radars commercialisés

Les différents modèles existants sont peu nombreux. L'achat d'un radar GPR reste un investissement financier important. Nous allons donc décrire quelques systèmes commercialisés.

8.1 Radar GPR RAMAC

Le radar GPR RAMAC a été conçu et commercialisé par la société Malagéosciences. Ce modèle à impulsion temporelle se compose :

- **D'un lot d'antennes:** Il offre une palette d'antennes, fonctionnant à des fréquences centrales diverses. Les fréquences de travail sont les suivantes :
 - Antennes blindées : 100MHz, 250MHz, 500MHz, 800MHz et 1.6GHz,
 - Antennes non blindées : 10MHz, 25MHz, 50MHz, 100MHz, 200MHz,
 - Antennes de forage : 100MHz et 205MHz.



Figure 4.16 Antenne 1.6GHz commercialisée avec le RAMAC [2].



Figure 4.17 Radar RAMAC monté sur le chariot RAMAC GPR SCART [23]

• **Unités de contrôle** : Actuellement, deux unités de contrôles sont disponibles pour le RAMAC (figure 4.18):

- L'unité CU2,
- L'unité X3M

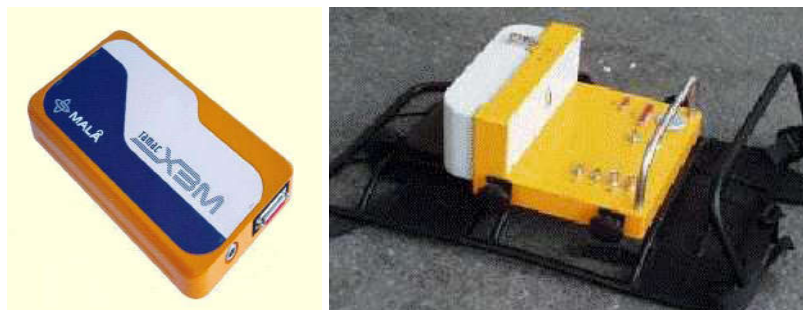


Figure 4.18 Unités de contrôle CU2 (à droite) et X3M (à gauche)

L'unité de contrôle X3M est une version beaucoup plus compacte mais moins performante que l'unité de contrôle CU2. Elle ne peut être connectée à toutes les antennes

disponibles. Le module électronique CU2 est adaptable à toutes les antennes et offre la possibilité de connecter quatre antennes. Le CU2 se positionne entre les antennes d'émissions et de réception et l'unité de visualisation. La communication entre le CU2 et les antennes s'opère par fibre optique. Hormis la fragilité des connecteurs des fibres, l'utilisation de signaux optiques permet de s'affranchir de potentielles perturbations liées aux impulsions émises. Cependant, la connexion entre l'unité de contrôle (CU2 ou X3M) et le dispositif de visualisation nécessite un câble parallèle 25 broches.

• **Unité de visualisation et logiciel GROUNDVISION** : le RAMAC permet la visualisation instantanée des radargrammes. Deux modèles sont proposés :

- Le RAMAC Monitor XV11,

- Le RAMAC CX11

Le RAMAC Monitor XV11 (figure 4.19) est une nouvelle unité proposée par Malagéosciences. Il s'agit d'un écran LCD léger à fort contraste et peu encombrant. Une simple touche permet l'accès à toutes les fonctions proposées et le transfert des données vers un autre ordinateur s'effectue par le port USB.



Figure 4.19 : RAMAC Monitor XV11.

- RAMAC CX11

Le radar CX11 utilise et associe les technologies radar et électromagnétique pour localiser et identifier les câbles électriques sous tension et les ferrallages dans le béton.

Un système CX11 se compose des éléments suivants :

- l'unité de contrôle CX11,

- une antenne blindée 1.2 ou 1.6 GHz,

- un capteur EM en option.

Le logiciel intégré 2.5 D du CX11 guide pas à pas pendant l'acquisition. Il traite les données pour permettre une lecture rapide des résultats et une détection d'objets métalliques et non métalliques dans le béton

- contrôle qualité
- localisation des câbles 50/60 Hz
- détection des vides et des conduites métalliques ou non métalliques



Figure 4.20 Le radar RAMAC CX11.

8. 2 Radar pulse EKKO

Ce radar bistatique est commercialisé par la société canadienne Sensors and Software. Il est constitué de :

- une unité de visualisation
- plusieurs antennes qui font partie intégrante d'un kit vendu pour compléter le radar initial. Elles autorisent une amélioration des performances du radar en terme de précision et de profondeur maximale d'investigation. Lors de l'acquisition, les antennes sont poussées par l'opérateur à l'aide d'une poignée.

La visualisation du profil se fait par l'intermédiaire d'un logiciel fourni avec le radar et d'un micro-ordinateur. Cet ensemble reste fixe et le transfert des informations entre l'antenne de réception et le PC s'effectue au moyen d'un câble posé à même le sol, nécessitant un remplacement régulier dû à l'usure et aux frottements avec le sol. Cette société propose en option, une solution de remplacement de l'ordinateur par un écran LCD léger et facile d'utilisation intégrant de multiples fonctionnalités.



Figure 2.21 : Radar GPR pulse EKKO 1000.

9. Conclusion

Le radar GPR est un outil de mesure précieux et ses domaines d'utilisations sont multiples (génie civil, exploration spatiale, déminage...). Toute fois, les méthodes d'acquisitions sont variées et multiples. Le choix du radar demeure un choix important souvent difficile à effectuer. De plus les caractéristiques techniques varient d'un radar à un autre d'où la nécessité d'avoir une idée sur la profondeur maximale d'investigation, la résolution et sur le type d'antennes dont le dispositif est équipée.

Chapitre5
Résultats de la simulation et
interprétations

1. Introduction

Le but de cette partie consiste à faire une étude théorique par simulation de la propagation des ondes électromagnétiques du radar sol dans les milieux hétérogènes (géologiques). Le phénomène de la propagation sera étudié à travers les ondes réfléchies : principe sur lequel travail le géoradar. Le logiciel GPRMAX2D/3D, nous a permis la simulation du sol en fonction de ses paramètres électrique et magnétique ainsi que le géoradar lui-même. Un certain nombre de modèles ont été conçus pour simuler les variétés des conditions géologiques. Un bloc rectangulaire a été employé en tant que modèle initial pour la simulation. Le premier modèle est un profil simple pour donner une idée sur la propagation d'une onde EM dans différents matériaux et les effets des paramètres électromagnétiques (σ , ϵ et μ) sur l'onde. Le deuxième modèle sert à l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques (ondes réfléchies) dans des milieux géologiques à partir de radar grammes pour un profil plus complexe.

2. Effets des paramètres σ , ϵ et μ sur l'onde EM

En premier lieu, notant qu'il existe des paramètres communs pour tous les profils utilisés. Durant toute la simulation, le mode de propagation est le mode TM, l'étude de l'onde électromagnétique est faite sur la composante du champ électrique E_z : z étant la direction de la propagation. L'impulsion utilisée pour simuler l'onde incidente est l'impulsion de Ricker (dérivé d'une gaussienne) de fréquence 900MHz et d'amplitude 1 V/m. La forme de cette impulsion est donnée par la figure (5.1).

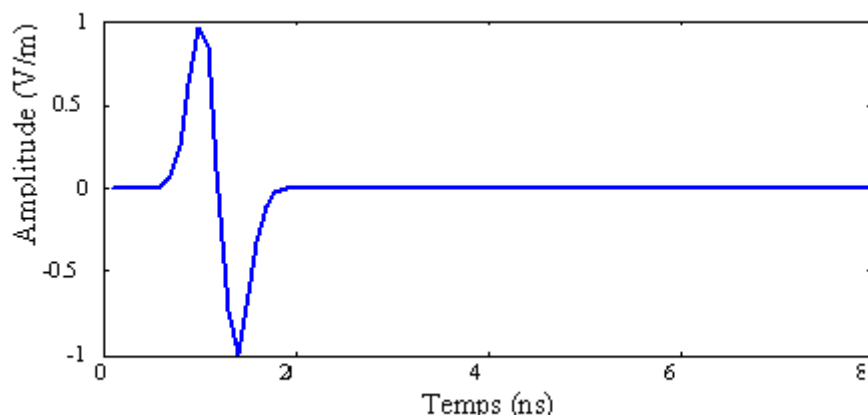


Figure 5.1 : Forme de l'impulsion de Ricker.

La modélisation de la permittivité de tous les profils est basée sur le modèle de Debye avec conduction pour des milieux non dispersifs. Le modèle de Debye pour les milieux non dispersifs est caractérisé par un temps de relaxation $\tau = 0$. Les antennes utilisées sont des antennes dipolaires dont l'acquisition de données se fait en mode CPM.

2.1 Propagation des ondes EM dans le vide

Le vide est un milieu homogène isotrope et linéaire. Lorsqu'une onde EM se propage dans ce dernier, elle ne rencontre aucun changement dans les paramètres électriques (μ_0, ϵ_0). L'homogénéité de ce milieu fait que l'onde se propage sans réflexion comme le montre la figure (5.2).

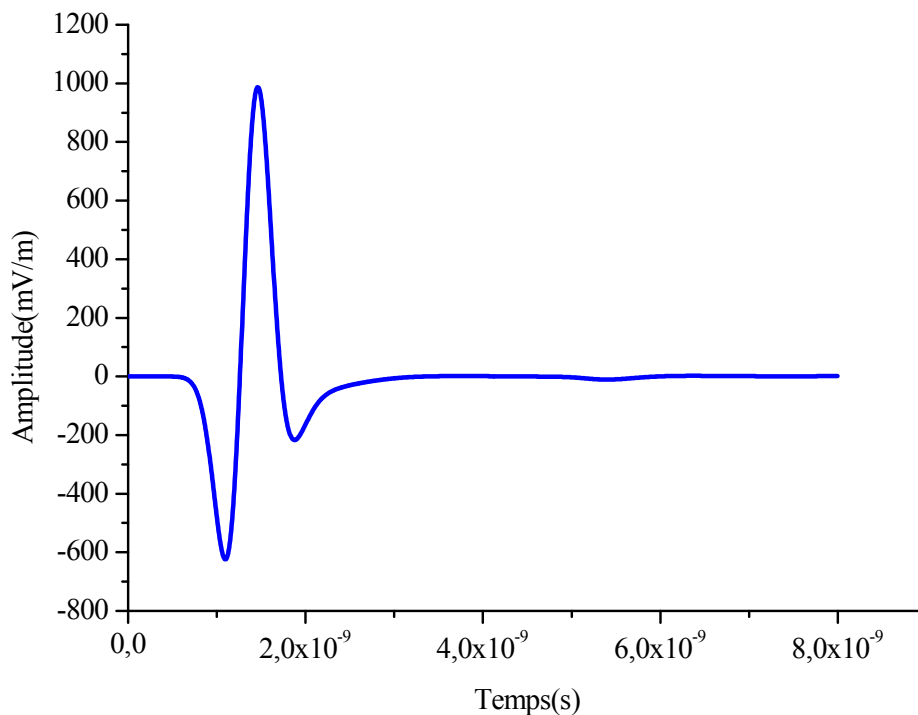


Figure5.2 : propagation d'une onde EM dans le vide.

L'impulsion sur cette figure représente l'impulsion témoin, elle sera présente dans tous les signaux pour donner une idée sur l'onde incidente envoyé et permettra sa comparaison avec les ondes réfléchies durant toute la simulation.

2.2 Profil 1 :

Ce profil est constitué d'une couche de sol de 5cm de hauteur sur 60 cm de largeur (figure 5.3).

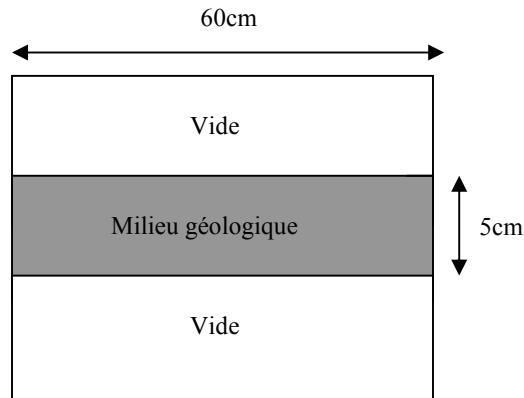


Figure5.3 : schéma du profil 1.

Pour montrer l'effet des paramètres d'un milieu géologique sur l'onde EM, la couche de sol est simulée avec différents matériaux géologiques.

a) Couche de calcaire

Le calcaire, à travers ces propriétés électromagnétiques, est considéré comme un diélectrique parfait. Comme on a déjà vu, le changement des paramètres électriques d'un milieu à un autre entraîne la subdivision de l'onde incidente en une onde transmise et une autre réfléchie.

Pour le vide, l'onde s'est propagée sans réflexion (figure 5.3) mais pour le calcaire en voit bien (figure 5.4. a) que l'interaction de l'onde à l'interface d'un autre milieu (calcaire) et le changement de la permittivité (ϵ_r du calcaire = 5) a fait qu'il y est réflexion d'onde. En augmentant la permittivité du calcaire par $\epsilon_r = 15$, l'onde incidente a subit aussi une réflexion mais la grande valeur de cette dernière a fait que l'amplitude de l'onde réfléchie est supérieure (figure 5.4.b). Lorsque la permittivité augmente, la forme du signal réfléchi se déforme est ne présente pas qu'une seule réflexion mais plusieurs.

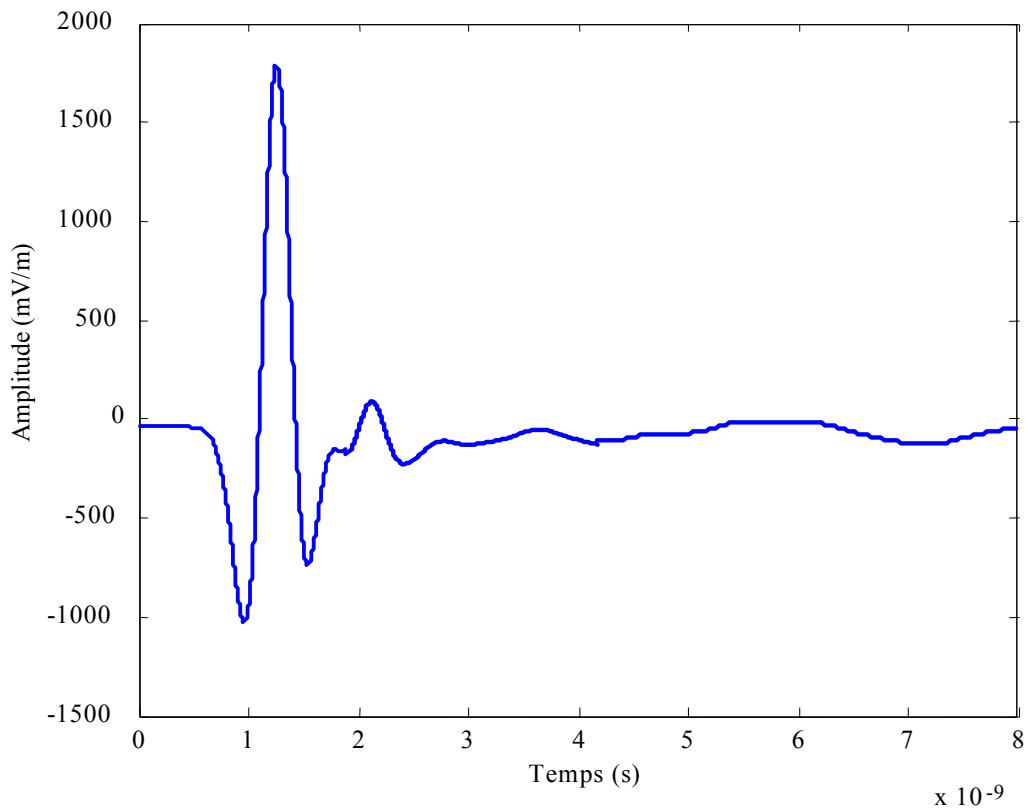


Figure5.4.a : Propagation de l'onde EM dans le calcaire ($\epsilon_r = 5$).

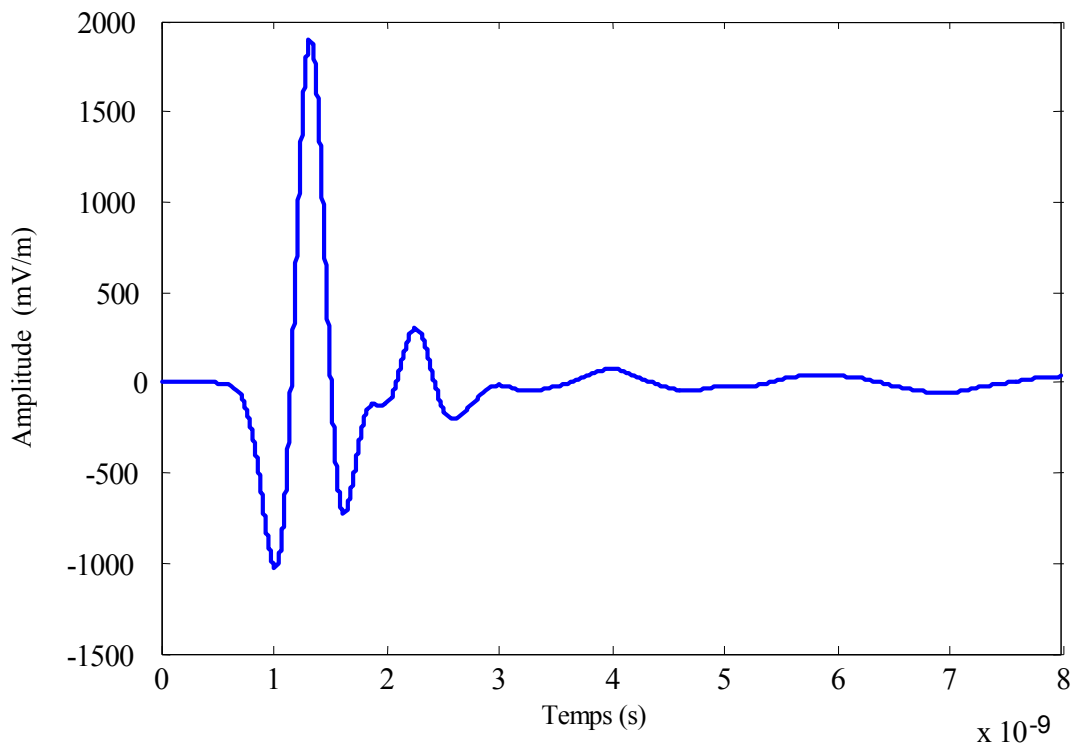


Figure5.4.b: Propagation de l'onde EM dans le calcaire ($\epsilon_r = 15$).

b) Sable sec

On remplace la couche du calcaire dans le profil 1 par du sable sec avec les paramètres : $\epsilon_s = 7$, $\epsilon_\infty = 0$, $\tau = 0$, $\mu_r = 1$ et $\sigma = 10^{-5}$ S / m. L'onde réfléchiée par cette dernière couche est représentée dans la figure (5.5).

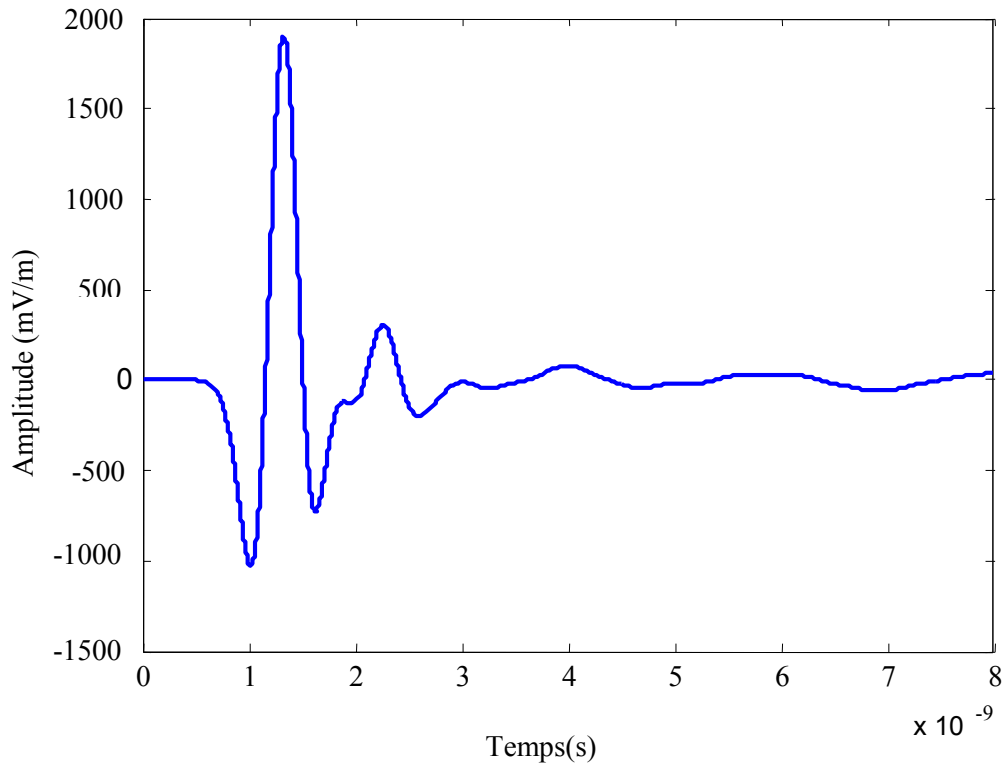


Figure 5.5 : Propagation de l'onde EM dans le sable sec.

c) Sable humide (saturé)

Pour montrer l'effet de l'humidité sur l'onde EM, la couche de sable sec, est remplacé par une couche de sable humide. Comme on la vu dans le chapitre 2, quand l'eau et le sable sont combinés ensemble, la constante diélectrique efficace du sable augmente de manière significative, chose qui se traduit par le changement de certains paramètres électriques du sable humide (saturé) :

$\epsilon_s = 30$, $\epsilon_\infty = 0$, $\tau = 0$, $\mu_r = 1$ et $\sigma_{DC} = 10^{-3}$ S / m.

La figure (5.6) représente l'onde réfléchiée dans ce nouveau milieu.

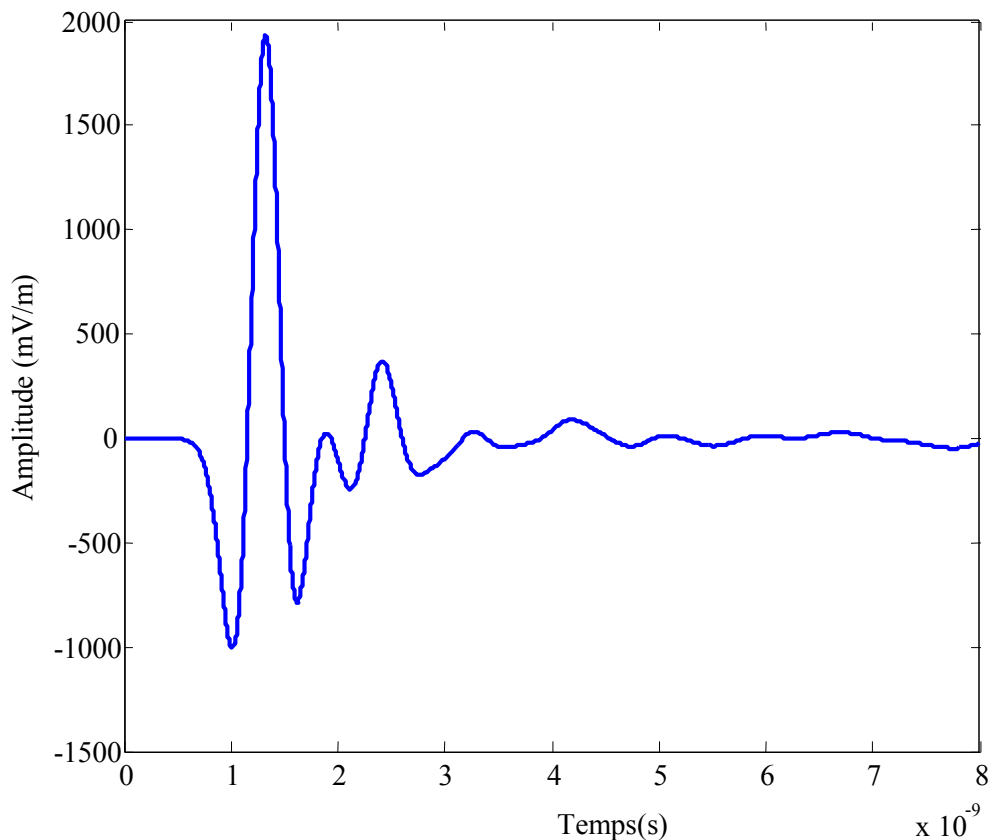


Figure 5.6 : Propagation de l'onde EM dans le sable humide.

La propagation de l'onde électromagnétique dans la couche de sable sec a permis la visualisation sur le signal réfléchi de la figure (5.5) une impulsion distingué en plus de déformations causées par la conductivité du sable sec. En combinant le sable sec avec l'eau jusqu'à la saturation, l'amplitude de l'impulsion réfléchie a augmenté et cette dernière s'est déformée, en plus, on peut remarquer d'autres impulsions qui sont le résultat de la hausse de la conductivité de 10^{-5} S/m à 10^{-3} S/m et de la permittivité.

d) Argile

La couche d'argile a les propriétés électromagnétiques suivant : $\epsilon_s = 19$, $\epsilon_\infty = 0$, $\tau = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma_{DC} = 0.021$. L'argile est connue comme étant le milieu ennemi du radar sol, la figure (5.7) montre un signal réfléchi sur la couche d'argile. La remarque qu'on peut faire est que la forte permittivité et conductivité que représente ce milieu ont fait que l'onde réfléchie présente plusieurs réflexions malgré qu'il a qu'un seul changement de paramètres électrique d'où les fausses interprétations des données radar dans les milieux argileux, on n'a pas une onde réfléchie distincte mais un signal perturbé.

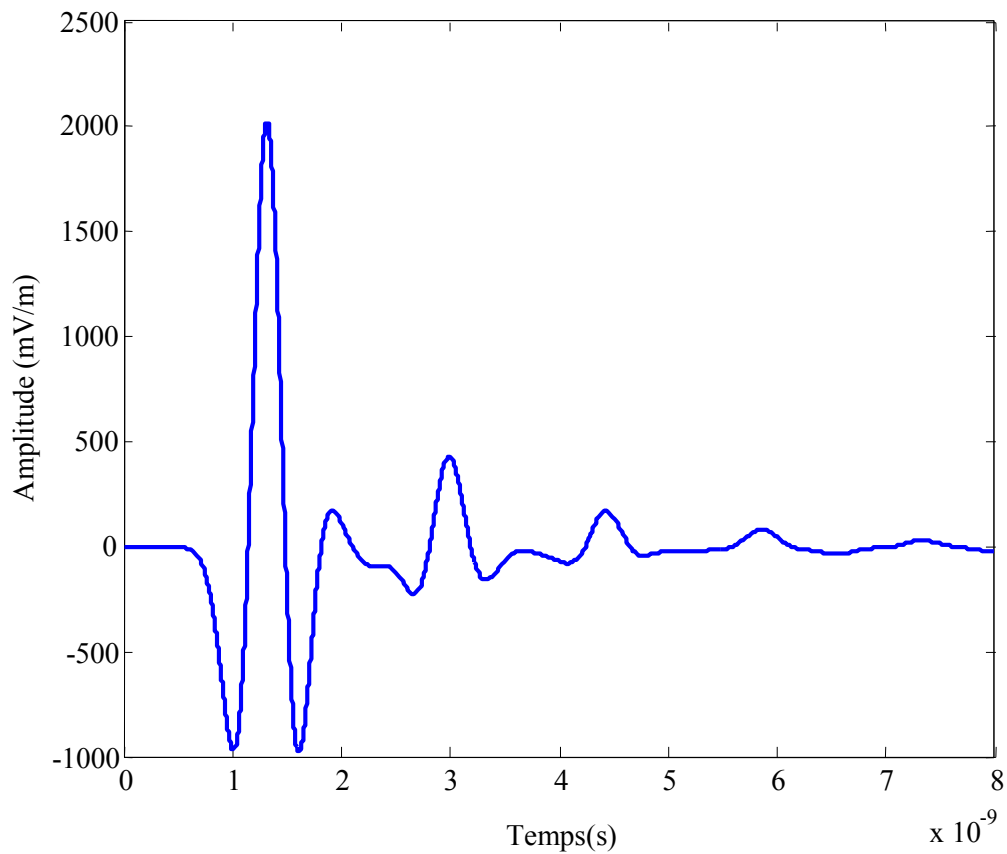


Figure 5.7 : Propagation de l'onde EM dans l'argile.

e) Conducteur parfait

Un conducteur parfait est caractérisé par une conductivité infinie et un coefficient de réflexion très proche de 1 d'où la réflexion presque totale de l'onde EM. La figure (5.8) est la forme d'un signal réfléchi par une couche de conducteur parfait, le signal sur cette figure montre une superposition de l'onde incidente et l'onde réfléchie. Un milieu très conducteur ne sera donc pas favorable à l'utilisation du géoradar, il atténuera très rapidement l'énergie des ondes électromagnétiques transmises.

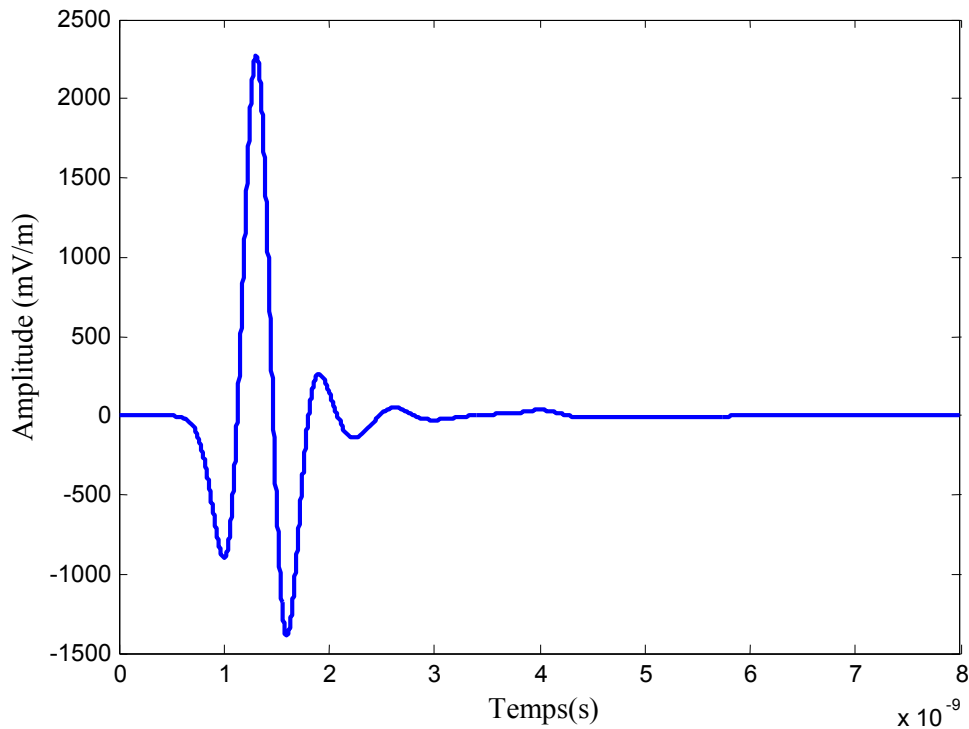


Figure 5.8 : Propagation de l'onde EM dans un conducteur parfait.

2.3 Profil 2

Ce profil est destiné à étudier la propagation des ondes électromagnétiques par l'intermédiaire des radargrammes. La simulation de ce profil se fait sur deux modèles : le premier modèle est le modèle « couches » constitué de trois couches homogènes (sable sec, sable saturé et calcaire) pour former un milieu hétérogène, ce modèle peut se trouver dans la nature dans les montagnes ou les massifs et le deuxième modèle est le modèle « cavité », ce dernier modèle est constitué d'une cavité enfouie dans le béton, suivant le matériau avec lequel la cavité est pleine et la matière du milieu dans lequel elle se trouve, ce modèle donne une idée sur plusieurs formes de milieux géologiques.

2.3.1 Modèle couches

Il est constitué de trois couches intercalées entre elles sur une parcelle de sol de 0.6m de largeur et de 0.25m de profondeur. Les caractéristiques électrique et magnétique de ces couches sont :

- calcaire ($\epsilon_s = 5$, $\epsilon_\infty = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0$)
- sable-sec ($\epsilon_s = 7$, $\epsilon_\infty = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0.00001$)
- sable-saturé ($\epsilon_s = 30$, $\epsilon_\infty = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0.001$)

Les trois couches sont placées selon l'ordre suivant :

1°) Modèle couches I : (figure 5.9)

- couche de calcaire de 0.6m x 0.1m
- couche de sable saturé de 0.6m x 0.05m
- couche de sable sec de 0.6m x 0.1m

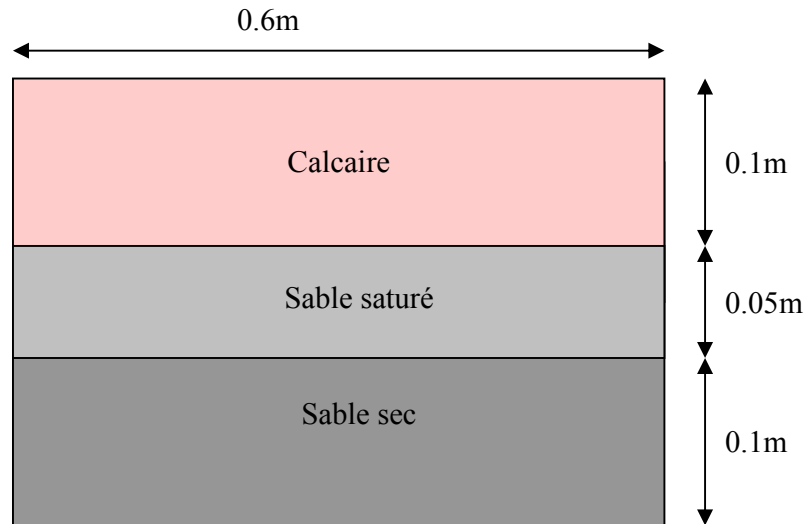


Figure 5.9 : Schéma synoptique du modèle couches I.

Le radar grammes et les signaux des tracés de ce dernier sont donnés par les figures 5.10 a et b.

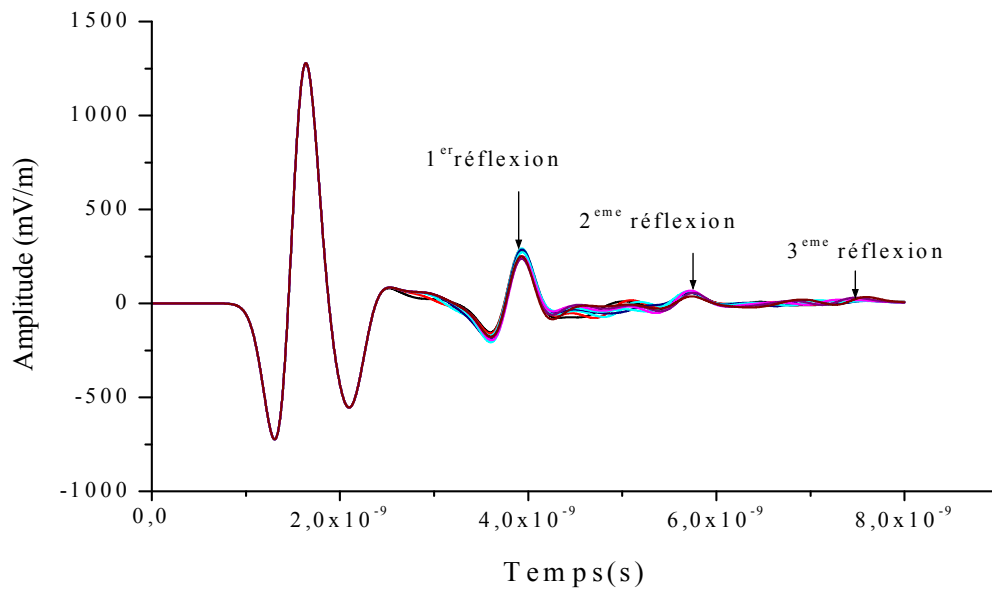
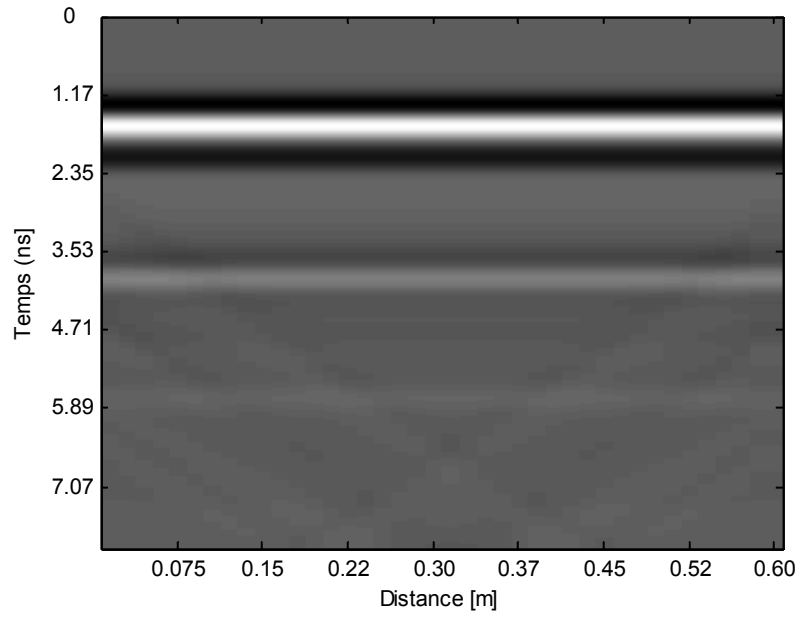


Figure 5.10.a : Signaux des tracés du modèle couches I.



5.10. b : Le radar grammes du modèle couches I.

2°) Modèle II (figure 5.11)

- couche de calcaire de 0.6m x 0.01m
- couche de sable sec de 0.6m x 0.05m
- couche de sable saturé de 0.6m x 0.01m

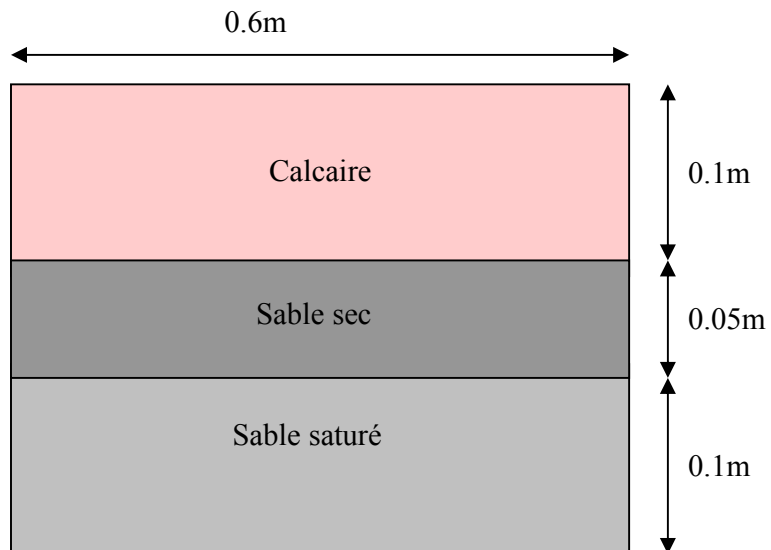


Figure 5.11 : Schéma synoptique du modèle couches II.

Le radar grammes et les signaux des tracés pour ce modèle sont donnés par les figures 5.11 a et b.

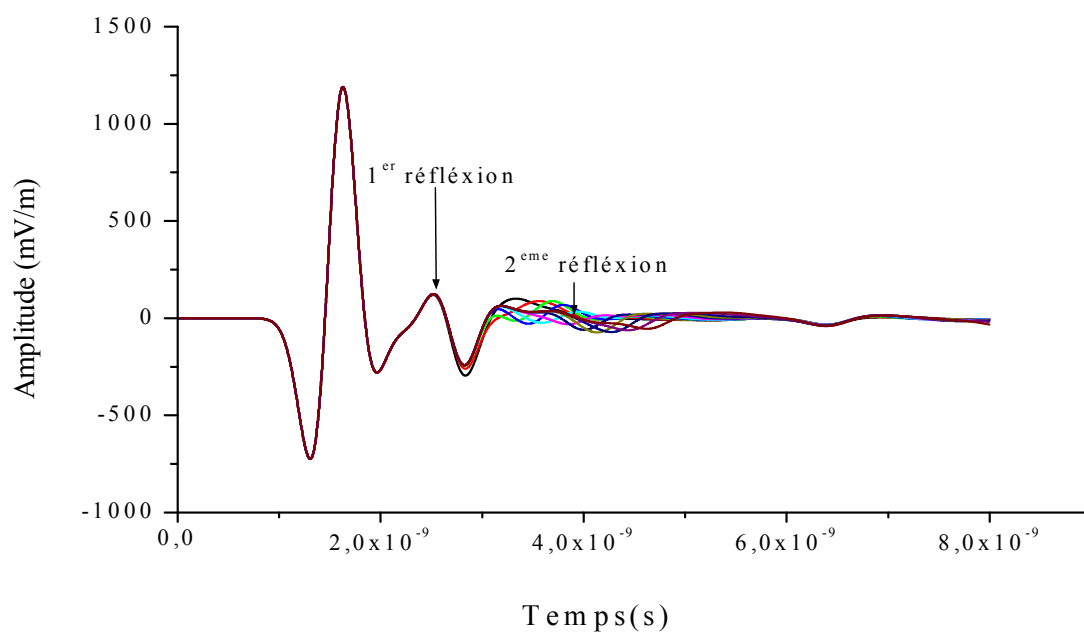


Figure 5.12.a : Signaux des tracés du modèle couches II.

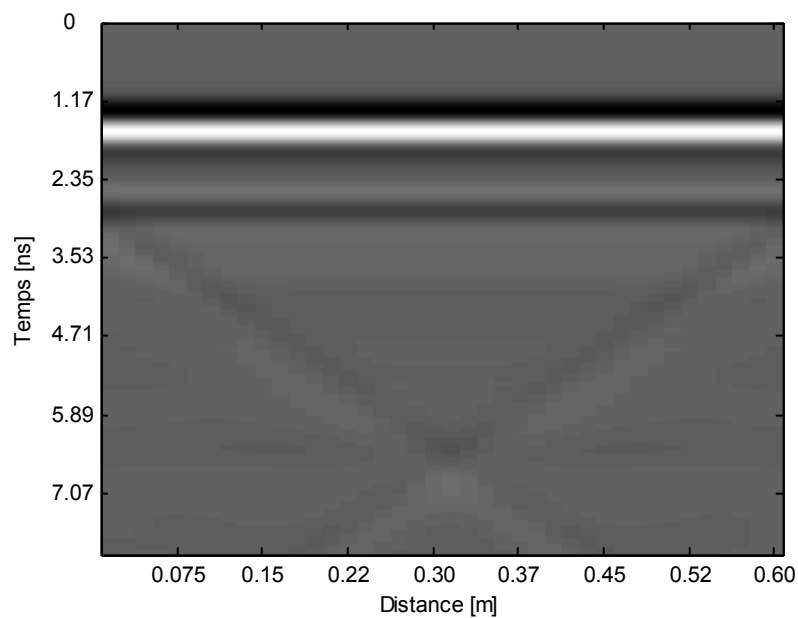


Figure 5.12.b : Le radargramme du modèle couches II

Pour le modèle couches que se soit I ou II, on remarque sur les deux figures des signaux (5.10.a et 5.12.a) une nette impulsion réfléchie dans la première couche à cause du changement des paramètres électriques entre l'air où se trouve le GPR et le calcaire. Cependant dans la deuxième couche, dans le modèle I (sable saturé), on note une autre impulsion réfléchie à cause de l'importance des paramètres électriques de cette couche par contre dans le modèle II, au niveau du sable sec cette impulsion est inexistante et on a que des interférences à cause de la faible différence entre la permittivité relative ϵ_r du calcaire ($\epsilon_r = 5$) et la permittivité relative du sable sec ($\epsilon_r = 7$). Enfin au niveau de la troisième couche on n'a aucune réflexion pour le modèle I une très faible impulsion réfléchie alors que le modèle II ne présente rien (atténuation complète du signal dans la deuxième couche).

Le radargramme de la figure (5.10.b) montre très nettement que le modèle I est constitué de trois couches distinctes obtenues à l'aide des impulsions réfléchies de la figure (5.10.a). Le contraste de couleurs entre le foncé et le clair dans les deux dernières couches est le résultat du phénomène de conduction dans le sable que se soit sec ou saturé tandis que la couche de calcaire ne présente rien. Le radargramme de la figure (5.12.b) du modèle II montre deux couches au lieu de trois. La présence du contraste des couleurs dans les couches de sable est due au phénomène de conduction dans ces dernières.

2.3.2 Modèle cavité

Ce modèle est un milieu géologique de 0.6m de largeur et 0.3 m de profondeur. Il est constitué d'une cavité circulaire de 0.05 m de diamètre à l'intérieur du béton à une profondeur de 0.075m de la surface du sol. Le milieu dans lequel la cavité est enfouie est composé de :

- partie A : air (ϵ_0, μ_0)
- partie B : béton ($\epsilon_s = 5, \epsilon_\infty = 0, \mu_r = 1, \sigma = 0$)

Le schéma de cette structure est donné par la figure (5.13).

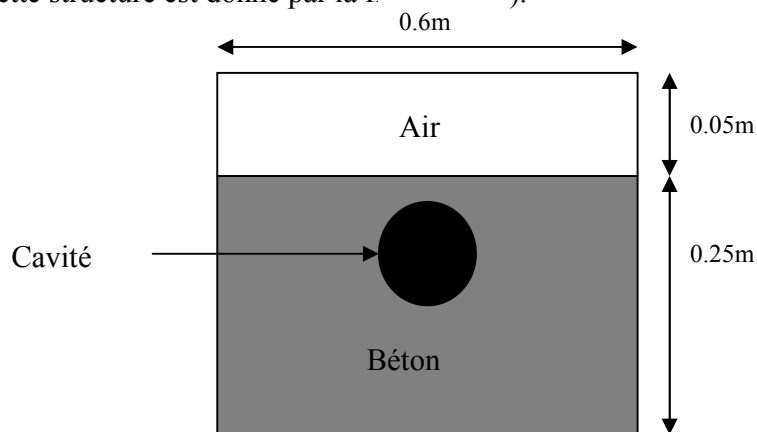


Figure 5.13 : Schéma synoptique du modèle cavité.

Afin d'étudier l'effet du milieu géologique constituant la cavité sur la propagation de l'onde EM, on a fait plusieurs simulations en utilisant les mêmes matériaux qu'on a utilisé pour le profil 1. Ceci nous permet de voir la réponse des radars géologiques dans le cas d'une cavité qui est un cas très proche de la réalité (tuyau, mine, cavité d'air et tous autres défauts dans le sol).

1°) Cavité pleine d'air (ϵ_0, μ_0)

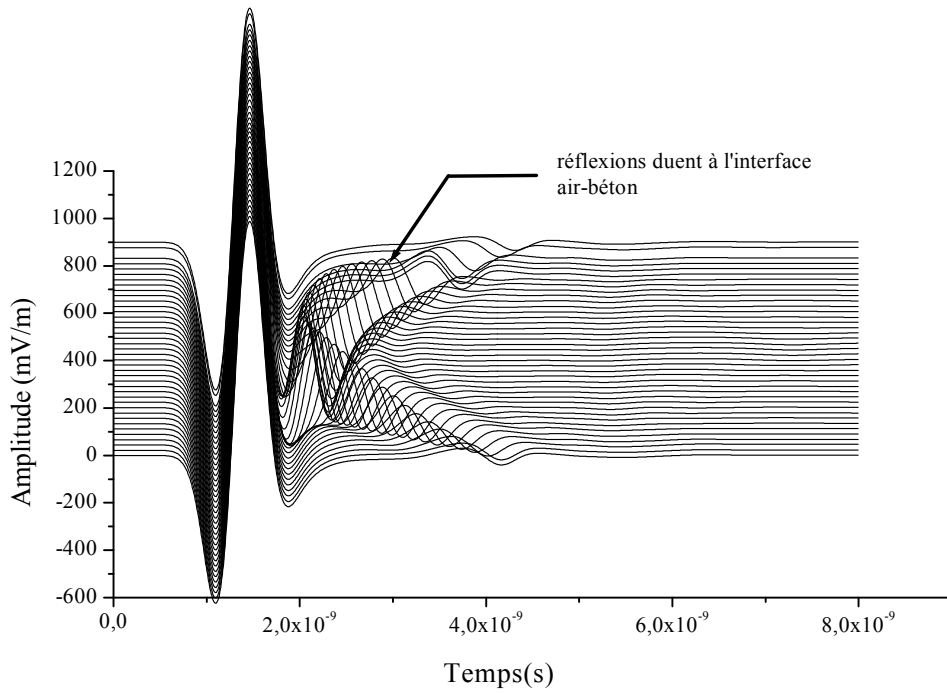


Figure 5.14.a : Signaux des tracés du modèle cavité pleine d'air

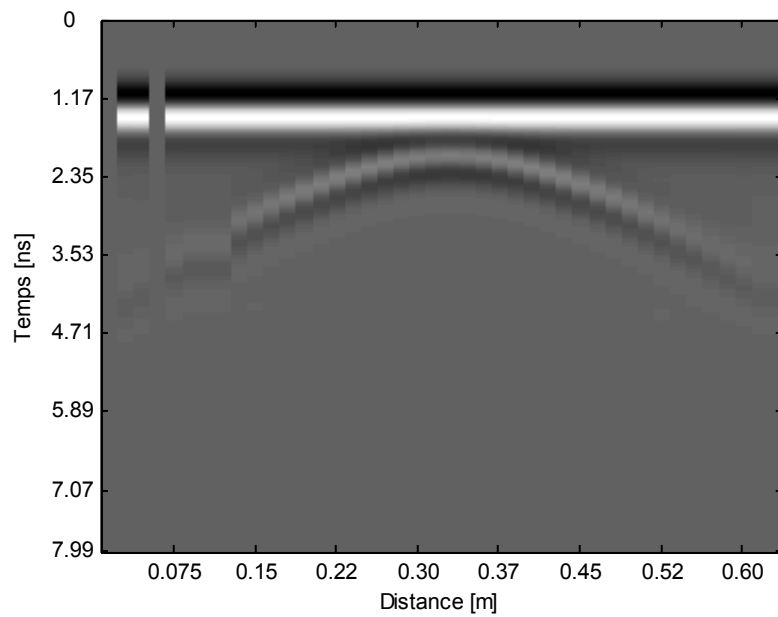


Figure 5.14. b : Le radargramme du modèle cavité pleine d'air

2°) Cavité pleine d'un conducteur parfait

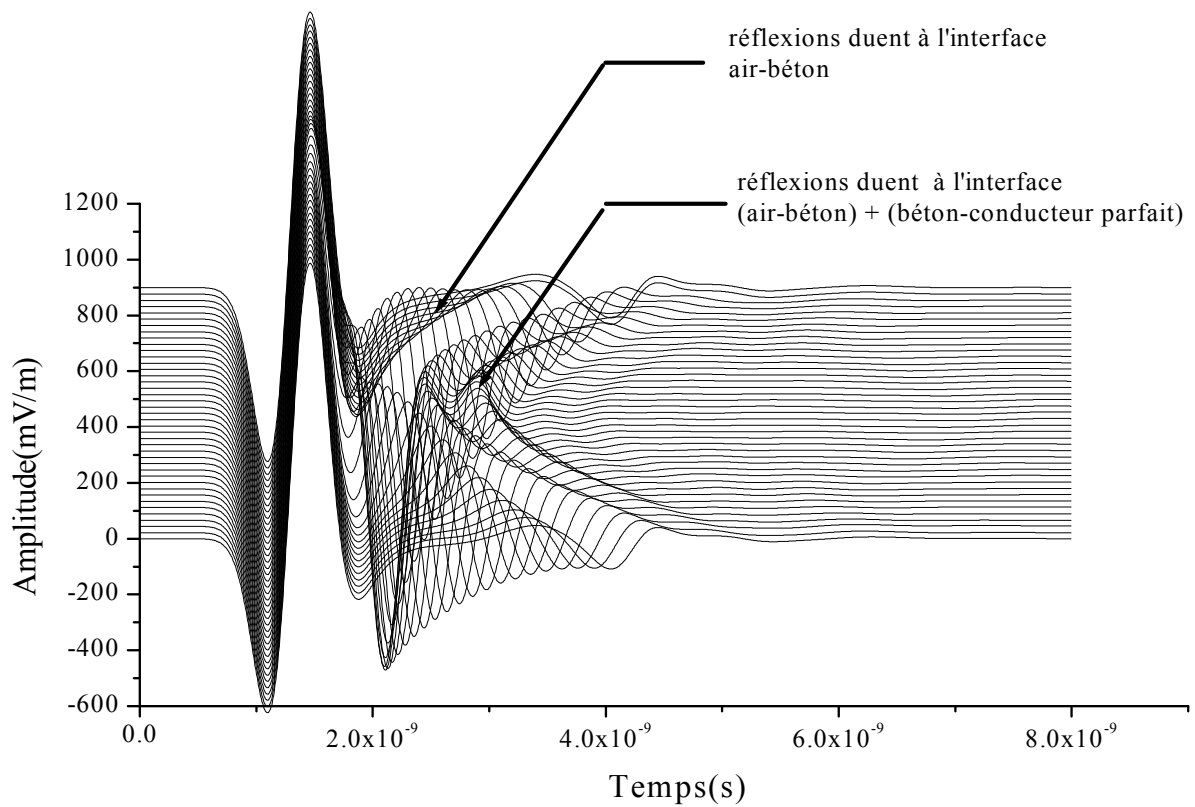


Figure 5.15.a : Signaux des tracés du modèle cavité remplie d'un conducteur parfait.

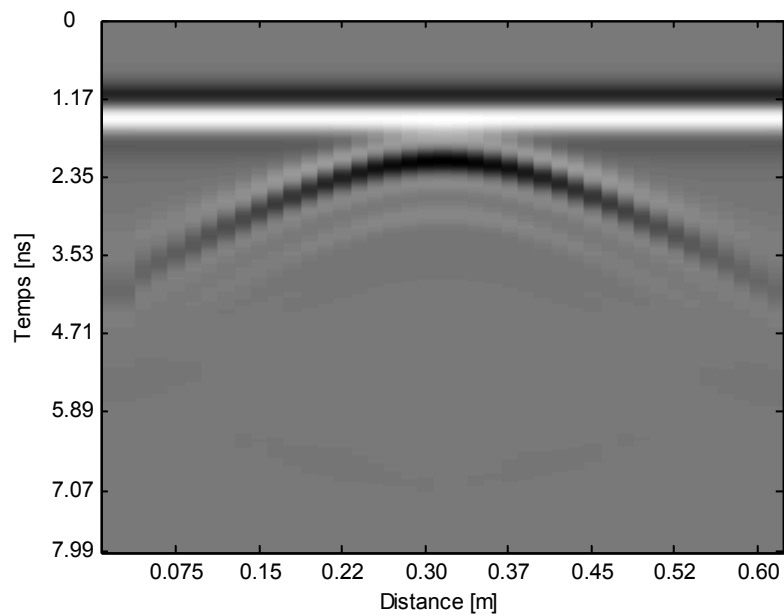


Figure 5.15.b : Le radar grammes du modèle cavité remplie d'un conducteur parfait.

3°) Cavité pleine d'argile ($\epsilon_s = 19$, $\epsilon_\infty = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0.021$)

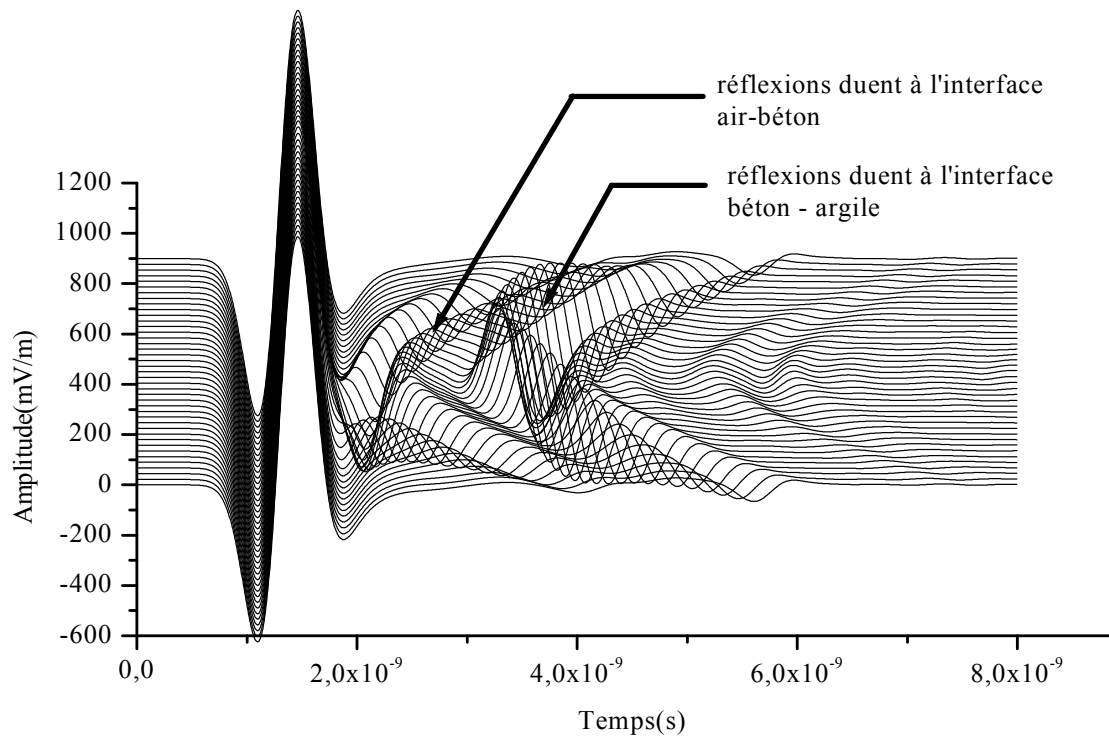


Figure 5.16.a : Signaux des tracés du modèle cavité pleine d'argile.

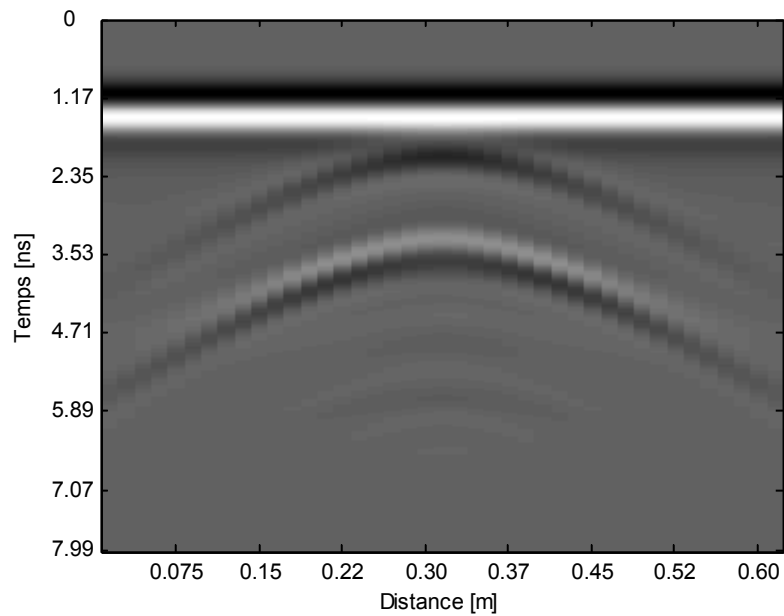


Figure 5.16.b : Le radar grammes du modèle cavité pleine d'argile.

4°) Cavité pleine de sable - humide ($\epsilon_s = 30$, $\epsilon_\infty = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0.001$)

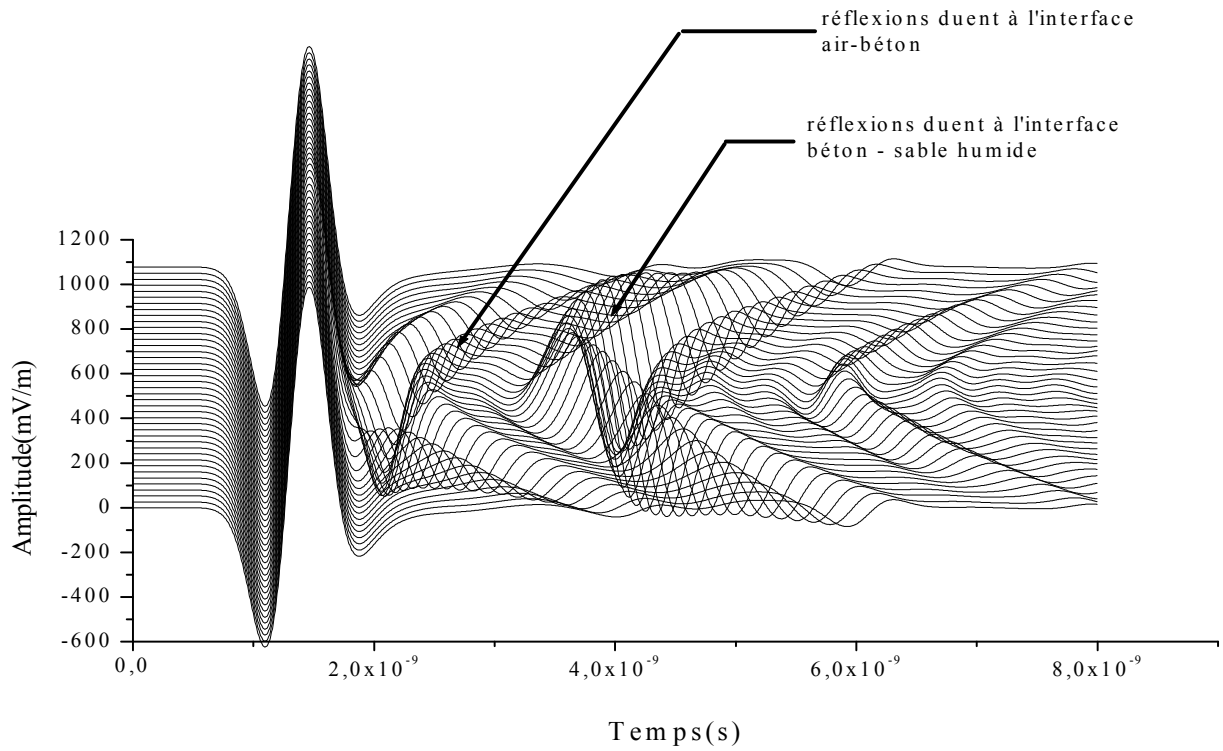


Figure 5.17.a : Signaux des tracés du modèle cavité pleine de sable-humide.

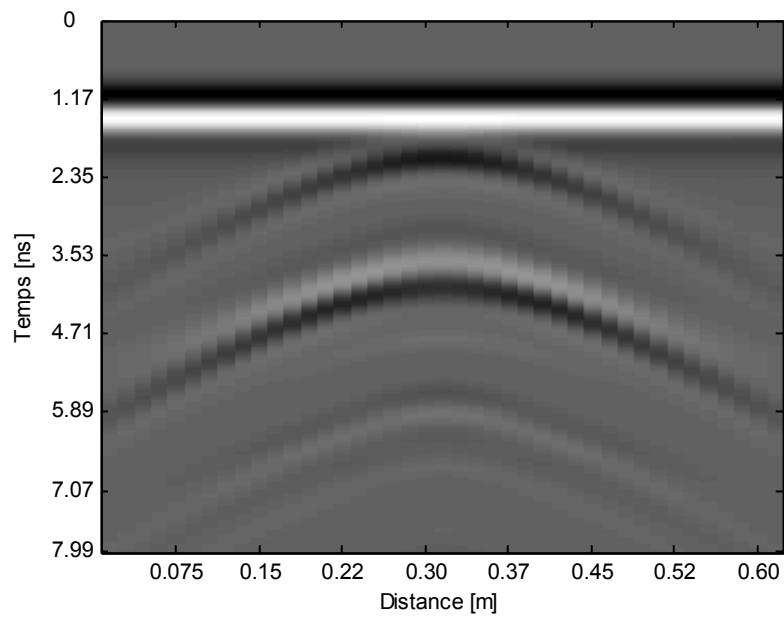


Figure 5.17.b : Le radar grammes du modèle cavité pleine de sable-humide.

5°) Cavité pleine de sable-sec ($\epsilon_s = 7$, $\epsilon_\infty = 0$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0.0001$)

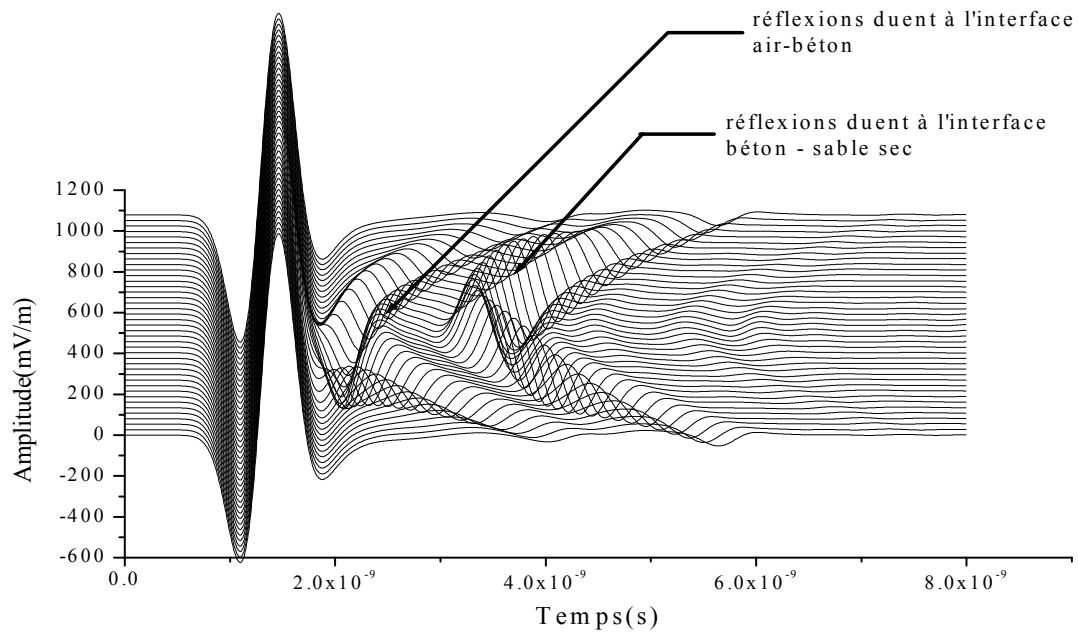


Figure 5.18.a : Signaux des tracés du modèle cavité pleine de sable-sec.

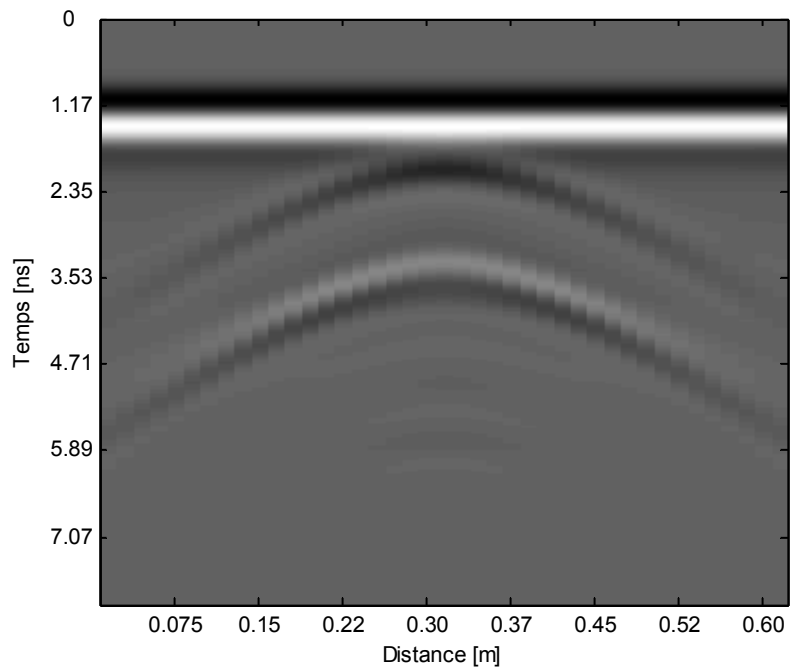


Figure 5.18.b : Le radargramme du modèle cavité pleine de sable-sec.

Comme on l'a déjà vu l'air n'influe pas sur la transmission de l'onde EM. Le seul changement dans le modèle cavité pleine d'air est celui des paramètres électriques du béton dans lequel la cavité est enfuie. Sur les radargrammes, on constate que la présence d'une cavité fait que les ondes réfléchies sont en forme d'arcs. Dans le domaine du géoradar ces demi-hyperboles (les arcs de diffraction) donnent une idée sur la dimension et la matière qui forment la cavité. Les figures (5.14.a et 5.14.b) sont le résultat de la propagation de l'onde EM dans une cavité pleine d'air. Le radargramme ne présente pas de contraste de couleurs dans le corps de la cavité (pas de conduction) et il n'existe qu'un seul arc qui est spécifique à la réflexion de l'onde EM par le béton. En plus, on remarque deux traits (noir et blanc) en haut de l'image qui représentent l'onde incidente, ils seront présents dans tous les radargrammes.

Pour le conducteur parfait figures (5.15.a et 5.15.b), on distingue un arc causé par le changement des paramètres électriques entre l'air et le béton et la réflexion totale de la première onde transmise par le conducteur parfait. On distingue aussi que cet arc est en noir suite à la superposition de l'onde incidente et l'addition des deux ondes réfléchies à travers l'interface air-béton et l'interface béton-conducteur parfait dans le corps de la cavité. Ce dernier se distingue par une nuance de gris dans la cavité, signe de la très grande conductivité du milieu.

En ce qui concerne l'argile, les images des signaux et de radar (figures 5.16.a et 5.16.b) montrent deux arcs, le premier arc marque la réflexion de l'onde EM par l'interface (air – béton) et le deuxième l'interface (béton–argile), les interférences induites par la conductivité de l'argile dans le corps de la cavité présentent des contrastes de couleurs entre le foncé et le clair.

Le sable sec présente aussi deux arcs suite aux changements de la permittivité et de la conductivité entre les différents matériaux qui composent le modèle cavité (figure 5.18.a et 5.18.b). Le premier arc correspond à la transition air–béton et le deuxième à celle du béton–sable sec, la conductivité de ce dernier se traduit par un contraste de couleurs au sein de la cavité.

En fin, le sable saturé dans la cavité induit trois arcs faussant ainsi la logique des lois de Snell-Descartes. Ceci est causé par la teneur en eau du sable qui a fait que la permittivité de ce dernier soit graduelle, formant ainsi une anomalie se traduisant par le troisième arc. De ce fait, on voit bien que l'eau ou plutôt le taux d'humidité d'un milieu géologique a une grande

influence sur les résultats des radars géologiques. En plus de ça, la conductivité que présente celui-ci a fait qu'il est aussi des fluctuations de couleurs dans le corps de la cavité.

3. Conclusion

La dépendance de l'onde EM aux paramètres électromagnétiques dans le milieu géologique, engendre la distorsion du signal, l'atténuation et la dispersion lors des phénomènes de propagation et de réflexion. De manière générale, ces mécanismes agissent sur la forme des ondes. Notre étude a fait l'objet de plusieurs simulations avec différents milieux géologiques pour faire comprendre le phénomène de la propagation des ondes EM dans le sol par son hétérogénéité et sa texture. Le changement de la permittivité entraîne la réflexion de l'onde EM, alors que la conductivité l'atténue, plus la permittivité du milieu diélectrique parfait est grande plus l'amplitude de l'onde réfléchie augmente par contre plus le milieu est conducteur plus l'onde tend à s'atténuer et à s'annuler et pour les bon conducteurs, elle va jusqu'à une réflexion totale.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le radar sol est un outil de mesure précieux et ses domaines d'utilisations sont multiples (génie civil, exploration spatiale, déminage...). Le fonctionnement du GPR ne peut échapper aux lois fondamentales de l'électromagnétisme. En effet, les ondes électromagnétiques sont le support des informations concernant la composition du milieu géologique sondé. Il revient donc à résoudre les équations de Maxwell en tenant éventuellement compte des différents paramètres électromagnétiques (μ , σ et ϵ), nécessaires à la caractérisation du milieu ainsi que l'angle d'incidence qui joue un rôle très important dans le phénomène de propagation. Le manipulateur d'un tel dispositif est amené à modéliser ces paramètres qui sont complexes et fonctions de la fréquence. Les modèles qu'on a vu sont les plus adaptés pour étudier les milieux géologiques. Nous avons constaté que le modèle de Debye, vu qu'il présente la propriété d'un seul temps de relaxation, trouve son application dans les milieux géologiques. Celui de Jonscher reste le préféré car il est universel en ce qui concerne le temps de relaxation et il demande peu de paramètres par rapport aux autres. Par ailleurs, même ces modèles sont en développement permanent pour de meilleurs résultats dans la modélisation de n'importe quel milieu. Le choix du radar demeure un choix important souvent difficile à effectuer. Les caractéristiques techniques varient d'un radar à un autre d'où la nécessité d'avoir une idée sur la profondeur maximale d'investigation, la résolution et sur le type d'antennes dont le dispositif est équipée. La modélisation par FDTD permet la résolution des équations de Maxwell dans un espace constitué d'un ensemble de cellules, dans ces dernières les propriétés du milieu sont constantes. Le concept de découper l'espace en éléments discrets permet d'étudier des situations complexes tant par leur géométrie que par la multiplicité des propriétés des milieux utilisés. Aussi les différences finies permettent d'obtenir n'importe quel degré de précision, il suffit pour cela de diminuer la taille des cellules et d'augmenter la résolution du maillage jusqu'à obtenir la précision souhaitée. Cette méthode rigoureuse nécessite de respecter certaines règles afin d'obtenir des résultats proches de la réalité et un bon outil de calcul. Il est à noter que le logiciel GPRMAX2D est un outil scientifique important pour modéliser les milieux géologiques. A l'aide de ce logiciel, notre étude a fait l'objet de plusieurs simulations avec différents milieux géologiques, les différentes simulations que nous avons faites, nous ont amené à constater que les ondes

électromagnétiques sont très sensibles aux variations de la permittivité diélectrique et de la conductivité électrique. La dépendance de l'onde EM aux paramètres électromagnétiques dans le milieu géologique, engendre la réflexion, l'atténuation et la distorsion du signal lors des phénomènes de propagation. L'onde radar avec une telle sensibilité, non seulement elle s'atténue au cours de sa propagation, mais elle se déforme également. Il apparaît à travers cette étude que le paramètre physique qui a une très grande influence sur le comportement de l'onde dans les différents milieux géologiques est la permittivité effective. Les résultats de simulations obtenus nous ont permis d'établir des radargrammes proches de ceux obtenus expérimentalement par d'autres chercheurs tel que R.Perez [2], M.Bano [19], O. Loeffleur [23] et T.W.Miller [28].

Comme perspectives au travail entrepris dans cette thèse, nous souhaitons :

- compléter ce travail par une étude expérimentale.
- tenir compte de l'effet de la fréquence sur la permittivité (milieu dispersif).
- faire une étude de l'influence de l'humidité et la salinité sur la propagation dans des milieux géologiques.
- faire une étude sur le radar lui même et l'influence de ses composants sur l'onde EM.

Bibliographie

Bibliographie

- [1]. **Fayçal Rejiba**, « Modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques en milieux hétérogènes - Application au Radar Sol » thèse de doctorat, université Pierre et Marie Curie - PARIS VI27 mars 2002.
- [2]. **Rafaël Perez**, « Contribution à l'analyse théorique et expérimentale de radargrammes GPR. Performances des antennes : apports d'une configuration multistatique », thèse de doctorat, université de Limoges, 10 octobre 2005.
- [3]. **Jean-François Girard**, « Imagerie géoradar et modélisation des diffractions multiples » thèse de doctorat, université Louis Pasteur–Strasbourg 1, 18 décembre 2002.
- [4]. **Antonios Giannopoulos**, « The investigation of transmission-line matrix and finite-difference time-domain methods for the forward problem of ground probing radar », thèse de doctorat, université de York, Island, mars 1997.
- [5]. **Dennis M. Sullivan**, « Electromagnetic Simulation Using The FDTD Method », IEEE press series on RF and Microwave Technology, 2000.
- [6]. **Lecler Sylvain**, « 2-Possibilités de la FDTD codée », Rapport de stage de fin d'études, université Louis Pasteur France, juillet 2004.
- [7]. **Ulf Anderson**, « Time-Domain Method for the Maxwell Equations », thèse de doctorat, Royal institute of technology Stockholm, 2001.
- [8]. **Samuel Besse**, « Étude Théorique de Radars Géologiques : analyses de sols, d'antennes et interprétation des signaux », thèse de doctorat, université de Limoges, 23 septembre 2004.
- [9]. **Jerzy Wtorek**, « Electrical and Magnetic Properties of Soil », EUDEM2 Technology Survey, Gdansk university of Technology, 31 octobre 2003.
- [10]. **Dennis Sullivan**, « A Brief Introduction to The Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method », université de Idaho, cours 2006.
- [11]. **Guillaume Vigo** et **Michel Kern**, « Imagerie du proche sous-sol par un radar géologique », Rapport de recherche n° 3255, unité de recherche INRIA Rocquencourt, septembre 1997.
- [12]. **James D. Irving**, « Improving tomographic estimates of subsurface electromagnetic wave velocity obtained from ground penetrating radar data », thèse de doctorat, université de Stanford, October 2006.
- [13]. **Jonathan Hill**, « Efficient Implementation of Mesh Generation and FDTD Simulation of Electromagnetic Fields », thèse master, institue polytechnique de Worcester, aout 1996.

- [14]. **Erwan Gloaguen**, «Reconstruction des images bidimensionnelles de levés de radar géologique en forage », thèse de doctorat, école polytechnique de Montréal, mai 2004.
- [15]. **D. Chapellier**, «Prospection électronique de surface », Cours de géophysique, université de Lausanne, 2000/2001.
- [16]. **M. Monerie**, « Propagation guidée », Ecole d'été d'Optoélectronique, centre national d'études des télécommunications, France.
- [17]. **Swagata Guha**, « Ground Penetrating Radar Response to Thin Layers: Examples from Waites Island, South Carolina », thèse master, université de Floride de sud, novembre 2004.
- [18]. **Colin Gerald Gilmore**, «A Comparison of Imaging Methods using GPR for Landmine Detection and A Preliminary Investigation into the SEM for Identification of Buried Objects », thèse master, université de Manitoba-canada, décembre 2004.
- [19]. **Maksim Bano**, «Imagerie de la proche surface par géoradar », mémoire d'habilitation à diriger des recherches, université Louis Pasteur-Strasbourg I, décembre 2000.
- [20]. **Guérolée Bauchet**, «Etude théorique et validation expérimentale de l'analyse électromagnétique d'un radar destiné au sondage du sous-sol Martien », thèse de doctorat, université de Limoges, 2004.
- [21]. **Etienne Rey**, « Caractérisation de sols hétérogènes par des méthodes géophysiques », thèse de doctorat, université Joseph Fourier–Gronoble1, 8 juin 2005.
- [22]. **Fabrice Hollander**, « Interprétation de la distorsion des signaux géoradar propagés et réfléchis développement d'une tomographie par bandes de fréquences », thèse de doctorat, institue national polytechnique de Grenoble, 24 mars 1999.
- [23]. **Olivier Loeffler**, « Modélisation géoradar de la proche surface, estimation de la teneur en eau et influence d'un polluant », thèse de doctorat, université Louis Pasteur-Strasbourg I, 04 février 2005.
- [24]. **Mourad Adous**, « Caractérisation électromagnétique des matériaux traités de génie civil dans la bande 50MHz –13 GHz », thèse de doctorat, université de Nantes, 05 Octobre 2006.
- [25]. **Céline Baudier**, « Diffraction d'ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses aléatoires: méthode approchée de Rayleigh et méthode exacte en coordonnées non-orthogonales », thèse de doctorat, université de Versailles, 27 novembre 2002.
- [26]. **Essam Heggy**, « Etude et modélisation des performances des radars sondeurs basse; fréquence pour la recherche de l'eau dans le sous-sol de Mars », thèse de doctorat, université Paris VI, 16 Septembre 2002.
- [27]. **Sabina Orłowska**, « Conception et prédiction des caractéristiques diélectriques des matériaux composites à deux et trois phases par la modélisation et la validation expérimentale », thèse de doctorat, école centrale de Lyon, 31 janvier 2003.

[28]. **Timothy W. Miller**, « Radar detection of buried landmines in field soils », thèse master, institute of mining and technology New Mexico, aout 2002.

[29]. **Tarik Zakri**, « Contribution à l'étude des propriétés diélectriques de matériaux poreux en vue de l'estimation de leur teneur en eau: modèles de mélange et résultats expérimentaux », thèse de doctorat, institue national polytechnique de Grenoble, 10 octobre 1997.

[30]. **Stefan Benkler** et **Nicolas Chavannes**, «A New 3-D Conformal PEC FDTD Scheme With User-Defined Geometric Precision and Derived Stability Criterion », IEEE trans on Antennas and Propagation, vol. n° 54, 6 juin 2006.

[31]. **C. Bauer, G. Cohen, X. Ferrieres, P. Monk, P. Borderies** et **S. Pernet**, « Comparison between a Finite Element Method and Yee's scheme to solve Maxwell's equations », journées européennes sur les méthodes numériques en électromagnétisme Toulouse (France), 6-8 mars 2002.

[32]. **G. J. Burke** et **D. J. Steich**, « Comparison of Equations for the FDTD Solution in Anisotropic and Dispersive Media », 13th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetic, Monterey, CA 17-21 mars 1997.

[33]. **H. De Raedt, J.S. Kole, K.F.L. Michielsen** et **M.T. Figge**, « Unified framework for numerical methods to solve the time-dependent Maxwell equations », Computer Physics Communications n° 156, juielt 2003, pp 43–61.

[34]. **Jaakko S. Juntunen** et **Theodoros D. Tsiboukis**, « Reduction of Numerical Dispersion in FDTD Method Through Artificial Anisotropy », IEEE Trans.on Microwave Theory and techniques, Vol. n° 48, 4 avril 2000.

[35]. **Kurt L. Shlager** et **John B. Schneider**, « Comparison of the Dispersion Properties of Several Low-Dispersion Finite-Difference Time-Domain Algorithms », IEEE trans on Antennas and Propagation, vol. 53, n° 3, mars 2003.

[36]. **Gong Z. Q. et Zhu G. Q.**, « FDTD Analysis of an Anisotropically Coated Missile », Progress In Electromagnetics Research, PIER 64, 2006, pp 69–80.

[37]. **Jacques R. Ernst, Klaus Holliger** et **Hansruedi Maurer**, « FDTD modeling of borehole georadar data', Tenth International Conference on Ground Penetrating Radar », Delft, The Netherlands, 21-24 Juin 2004.

[38]. **Hafedh Ben Ibrahim Gaha**, «Analyse et Conception des Antennes Fractales Applications aux Télécommunications Large Bande », thèse de doctorat, INPT-ENSEEIH de Toulouse et UTM-ENI de Tunis, 18 Juillet 2007.

[39]. **A. Taflove**, « Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method », Artech House, Boston, juin 1995.

[40]. **Mehmet F. Su, Ihab El-Kady, David A. Bader** et **Shawn-Yu Lin**, « A Novel FDTD Application Featuring OpenMP-MPI Hybrid Parallelization » , International Conference on Parallel Processing (ICPP), 2004.

- [41]. **Joseph A. Edminister**, « Electromagnétisme », Cours et Problèmes, série schaum, 1983.
- [42]. **Julius Adams Stratton**, «Théorie de l'Electromagnétisme », édition Dunod, Paris, 1961.
- [43]. **Bengt Fornberg**, «Some Numerical Techniques for Maxwell's Equations in Different Types of Geometries », in: Topics in Computational Wave Propagation: Direct and Inverse Problems, Springer-Verlag, pp. 265-299, 2003.
- [44]. **Wang Chen, Panos Kosmas, Miriam Leeser et Carey Rappaport**, «An FPGA Implementation of the TwoDimensional FiniteDifference TimeDomain (FDTD) Algorithm », FPGA'04 ,Monterey, California, USA., 22-24 fevrier 2004.
- [45]. **Gary R. Olhoeft**, «Electromagnetic Field and Material Properties in Graound Penetrating Radar », 2nd International Workshop on Advanced GPR,Delft, holland , 14-16 Mai 2003.
- [46]. **Gary R. Olhoeft**, « Application of Graound Penetrating Radar », Conf. on Ground Penetrating Radar GPR'96, Sendai, Japon, 30 septembre–3 octobre 1996.
- [47]. **Gary R. Olhoeft**, « Electrical,Magnitic , and Geometric properties that Determine Graound Penetrating Radar Performance », 7th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar, GPR'98, University of Kansas, Lawrence, KS, USA, 27-30 mai 1998, p. 177-182.
- [48]. **Gary R. Olhoeft**, «Ground penetrating radar on Mars », 7th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar, GPR'98, University of Kansas, Lawrence, KS, USA, 27-30 mai 1998, p.387-392.
- [49]. **Gary R. Olhoeft et Stanley S. Smith III**, «Automatic Processing and Modeling of GPR data for Pavement Thickness and Properties », Geo-Recovery Systems Inc, Colorado, USA, 2000.
- [50]. **G. R. Olhoeft, D. B. Sinex, K. A. Sander, M. M. Lagmanson,D. E. Stillman, S. Lewis, B. T. Clark, E. L. Wallin et J. P. Kauahikaua**, « Hot and Cold Lava Tube Characterization with Ground Penetrating Radar », 8th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar GPR'2000.
- [51]. **Jérôme H. Le Rousseau, Maarten V. de Hoop, Gary R. Olhoef**, «Directional Decomposition and Generalized-Screen Approximation for the Scattering of Electromagnetic Wave in Isotropic Frequency Dependent Media », 8th Int. Conf. on Ground Penetrating Radar GPR'2000.
- [52]. **Olivier Loeffler and Maksim Bano**, «Ground Penetrating Radar Measurements in a Controlled Vadose Zone: Influence of the Water Content », Vadose Zone Journal p: 1082–1092, Madison, USA, 2004.
- [53]. **F. Demontoux, G. Ruffié, J.P. Wigner, MJ Escorihuela et J. Grant**, «Caractérisation Eléctromagnétique de Milieux Hétérogènes Naturel – Application au suivi de l'Humidité du sol par Radiométrie Micro-Onde », laboratoire PIOM-ENSCP-UMR 5501-16 av Pey-Berland 33607 Pessac.

[54]. **Zhubo Huang, Kenneth Demarest, et Richard Plumb**, «Ground-Penetrating Radar Antenna Modeling », IGARSS 96; Lincoln, NE, May 1996.

[55]. **Grant A. Ellis et Irene C. Peden**, « An Analysis Technique for Buried Inhomogeneous Dielectric Objects in the Presence of an Air-Earth Interface », IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol 33, n° 3, mai 1995.

[56]. **James D. Irving et Rosemary J. Knight**, «Removal of wavelet dispersion from ground-penetrating radar data », GEOPHYSICS, VOL. 68, NO. 3, Mai-Juin 2003, P. 960–970.

[57]. **James Irving et Rosemary Knight**, «Numerical modeling of ground-penetrating radar in 2-D using MATLAB », Elsevier Ltd, 2005.

[58]. **Rose M. Joseph, Susan C. Hagness, et Allen Taflove**, «Direct time integration of Maxwell's equations in linear dispersive media with absorption for scattering and propagation of femtosecond electromagnetic pulses », OPTICS LETTERS , Vol. 16, No. 18 , 15 Septembre, 1991.

[59]. **Gille Klizs**, «Evaluation de la Teneur en Eau du Béton d'Enrobage : Potentialités de Technique Radar », AUGC, 2005.

[60]. **Rosemary Knight**, «Ground-Penetrating Radar for Environmental Applications', Revue Earth Planet, Stanford, California, 2001.

[61]. **Rosemary J. Knight et Amos Nur**, «The dielectric constant of sandstones, 60 kHz to 4 MHz », Geophysics, Vol. 52, n° 5, mai 1987, P. 644 –654.

[62]. **Panagiotis Kosmas et Carey Rappaport**, « A Three-dimensional FDTD Model for GPR Applications for the Detection of Objects Buried in Realistic Soil', the Center for Subsurface Sensing and Imaging Systems, USA, 2004.

[63]. **Johannes Hugenschmidt et Roman Mastrangelo**, «GPR inspection of concrete bridges », Cement & Concrete Composites 28 Avril 2006, pp 384–392.

[64]. **Stephen Moysey, Rosemary J. Knight et Harry M. Jol**, «Texture-based classification of ground-penetrating radar images », Geophysics, Vol. 71, n°. 6, novembre-décembre 2006.

[65]. **Gary R. Olhoeft**, «Noninvasive Complex Resistivity Measurements of Clay-Organic Processes to Map Organic Contamination and Degradation of Clay Barriers », Conference on Hazardous Waste Research, Snowbird, UT, 18-21 mai 1998.

[66]. **Robert Rosenberg, Guy Norton Jorge, C. Novarini, Wendell Anderson et Marco Lanzagorta**, «Modeling Pulse Propagation and Scattering in a Dispersive Medium: Performance of MPI/OpenMP Hybrid Code », SC2006, November 2006, Tampa, Floride, USA.

[67]. **Masoud Movahhedi et Abdolali Abdipour**, «Efficient Numerical Methods for Simulation of High-Frequency Active Devices », IEEE Transaction on Microw Theory and Techniques, Vol. 54, n°. 6, Juin 2006.

[68]. **René Marklein**, «The Finite Integration Technique as a General Tool to Compute Acoustic, Electromagnetic, Elastodynamic, and Coupled Wave Fields », Review of Radio Science: 1999-2002 URSI, 2002.

[69]. **Milica Popović, Susan C. Hagness et Allen Taflove**, «Finite-Difference Time-Domain Analysis of a Complete Transverse Electromagnetic Cell Loaded with Liquid Biological Media in Culture Dishes », IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 45, n° 8, aout 1998.

[70]. **Noelle Poitier**, « Relaxation diélectrique », Notes de cours, Chapitre 20, 1999-2000.

[71]. **M. Pipan, G. Dal Moro, E. Forte et M. Sugan**, «Seismic Radar and Electrical Techniques for Waste Disposal Assessment », 32nd IGC, Florence, 2004.

[72]. **Dmitry A. Gorodetsky et Philip A. Wilsey**, «Reducing the Setup Time of a One-Step FDTD Method », PDPTA 2006, Volume 1, pp 431-436, Las Vegas, Nevada, USA, 26-29, Juin 2006.

[73]. **Kristen W. Sneddon¹, Gary R. Olhoeft et Michael H. Powers**, « Determining and mapping DNAPL saturation values from noninvasive GPR measurements », Proc.of SAGEEP 2000, 21-25 Fevrier 2000, Arlington.

[74]. **Faezeh Sh.A. Ghasemi et M.S. Abrishamian**, « A novel method for FDTD numerical GPR imaging of arbitrary shapes based on Fourier transform », NDT&E International vol. 40, no2, pp. 140-146, 2007.

[75]. **Brigitte Bidegaray-Fesque**, «Stabilité de schémas aux différences finies pour la propagation de la lumière dans les milieux complexes », 38ème Congrès National d'Analyse Numérique, CANUM 2006. Guidel, France, juin 2006

[76]. **Gary R. Olhoeft**, «Applications and Frustrations in Using Ground Penetrating Radar », Proceedings Ultra Wideband Conference, Washington, 20-22 Septembre 1999.

[77]. **Hojoon Yoo, Chang-Hee Hyung, Nam-Young Kim et Jong-Heon Kim**, « Numerical Method for Computing the Resonant Frequencies and Q-factor in Microwave Dielectric Resonator », 5th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Seoul, Korea, 25-30 mai 1997.

[78]. **Rudi Hoeben et Peter A. Troch**, «Assimilation of Active Microwave Observation Data for Soil Moisture Profile Estimation », Water Resources Reserches, Vol 36, n° 10, octobre 2000, pp 2805-2819.

[79]. **Alex Martinez et Alan P. Bymes**, «Modeling Dielectric-Constant Values of Geologic Materials:An Aid to Ground Penetrating Radar Data Collection and Interpretation », Current Reserch in Earth Sciences, Bulletin 247, Houston, USA, 2001.

[80]. **W. G. Fano et V. Trainotti**, « Dielectrique Properties of Soils », Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp 75-78, Ont., Canada, 2001.

[81]. Hafdth Ben Ibrahim Gaha, « Analyse et Conception des Antennes Fractales Applications aux Télécommunications Large Bande », thèse de doctorat, institue nationale polytechnique de Toulouse, 18 juillet 2007.

[82]. M. Carpentier, « Radars – bases modernes », édition Masson, 1981.

[83]. Constantine A.Balanis, « Advanced Engineering Electromagnetics », édition Wiley, USA, 1989.

[84]. Sylvie Tillard, « Evaluation de la technologie radar en prospection géophysique – Approche théorique et Expérimentale », Thèse d'ingénieur, université Louis Pasteur Strasbourg, 04 Mars 1988.