

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



جامعة محمد بوضياف - المسيلة

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

كلية التكنولوجيا

FACULTE DE TECHNOLOGIE

قسم الإلكترونيك

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

## MEMOIRE DE MASTER

DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIE

FILIERE : .....

OPTION : .....

### THEME

**Etude des propriétés absorbantes des ondes électromagnétiques  
(EM) des matériaux composites (Résine époxyde /BaTiO<sub>3</sub>/CuO)  
dans la bande DC- 5Ghz**

*Proposé et dirigé par :*

**-MR.BAKHTI.HADDI.**

**-MR.BENTOUMI. MILOUD.**

*Réalisé par :*

**- ATHMANI.ELKHANSSA**

*N° D'ordre: IMI04*

**PROMOTION: JUIN 2016**

# Remerciment

Avant tout je tiens à présenter mes sincères remerciements à ALLAH qui m'a donné la force et la volonté afin de réaliser ce mémoire.

Je tiens à remercier vivement nos chers parents. Nous remercions également notre promoteur :

**MR. BAKHTI. HADDI, MR . BENTOUMI. MILOUD**

docteurs à l'université Mohamed Boudiaf de m'sila , pour l'aide que nous a apporté, pour sa disponibilité, ainsi pour ses précieux conseils...

Pour l'honneur au membre de jury qu'ils m'accordent, en acceptant la participation dans le jugement de notre travail

Merci également à tous les membres de ma famille, sans leur soutien, la réalisation de ce travail n'aurait pas été possible

Enfin, je tiens à exprimer nos gratitude à nos enseignants de département d'électronique de l'université de m'sila, mes amis et mes collègues et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à ce travail.

**ATHMANI ELKHANSSA**

# DÉDICACES

*Je dédie ce mémoire*

*A mes parents source d'amour*

*et de courage que dieu me les gardes*

*A mes très chères frères Abd Rahmane et mahdi.*

*A mes très chères sœurs Amel, Soumai, Nada*

*A toute les familles ATHMANI et SEDIDE*

*A tout mes amis et mes collègues.*

**ATHMANI ELKHANSSA**

# Sommaire

---

---

# Sommaire

Introduction Générale.....	1
----------------------------	---

## Chapitre I : Etat de l'art.

I. Généralités et rappels physiques .....	6
I.1. Définitions des ondes électromagnétiques .....	6
<i>I.1.1. Création d'un champ électromagnétique .....</i>	<i>6</i>
<i>I.1.2. Caractéristiques des ondes électromagnétiques.....</i>	<i>7</i>
I.2. Spectre électromagnétique .....	9
I.3. Onde continue ou impulsionnelle.....	13
I.4. Interaction onde - matière vivante.....	14
<i>I.4.1. Cas général.....</i>	<i>14</i>
I.5. les dipôles électriques dans un solide [36] .....	15
I.6. Matériaux composites en électromagnétisme .....	16
I.7. Notions d'électromagnétisme.....	16
<i>I.7.1 Grandeurs fondamentales.....</i>	<i>16</i>
Conclusion.....	17

## Chapitre II : MATERIAUX DIELECTRIQUES

Introduction .....	19
II.1. Rappels sur la permittivité des matériaux diélectriques.....	19
II. 1.1. Mécanismes de polarisation .....	20
II.1.2. Réponse en fréquence des différents mécanismes de polarisation.....	24
II.1.3. Ordre à grande distance (Ferroélectricité).....	28
Conclusion.....	30

## **Chapitre III : principe de base de la (RDT).**

III.1. Historique.....	32
III.2. Généralités et principe de mesure.....	32
III.3. Dispositif expérimental.....	33
III.3.1. <i>Réfectomètre</i> .....	33
III.3.2. <i>le générateur     d'échelon</i> .....	33
III.4. Protocoles expérimentaux utilisés en TDR.....	34
III.4.1. <i>Calcul du coefficient de réflexion</i> .....	35
III.5. Méthodes à réflexions multiples.....	38
III.5.1. <i>La méthode de la ligne court-circuitée (<math>z_t=0</math>)</i> .....	38
III.5.2. <i>Méthode de la ligne adaptée (<math>Z_t=Z_0</math>)</i> .....	39
III.5.3. <i>Méthodes de la ligne ouverte (<math>Z_t=\infty</math> et <math>Y_t=0</math>)</i> .....	39
III.5.4. <i>L'équation «<math>z(\omega) = f(\mu_r, \epsilon_r)</math>»</i> .....	40
Conclusion.....	41

## **Chapitre VI : Résultats expérimentaux**

Introduction.....	43
IV.1.a. <i>Applications des céramiques en électronique</i> .....	43
IV.1.b. <i>Préparation et caractéristiques du titanate de baryum</i> .....	44
IV.2. Résultats expérimentaux.....	46
IV.2.a. <i>Permittivité complexe et le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence des     échantillons étudiées</i> .....	46
1. L'échantillon E1.....	46
2. L'échantillon E2.....	47
3. L'échantillon E3.....	48
Conclusion.....	50
<b>Conclusion générale</b> .....	52
<b>Bibliographie</b> .....	54

## Liste de figure

### **Chapitre I**

Figure .I.1. Orientation du champ électromagnétique dans l'espace.....	6
Figure I. 2. Représentation de la longueur d'onde d'une onde électromagnétique .....	7
Figure I. 3. Le spectre électromagnétique. ....	9
Figure. I.4. Place de la lumière dans le spectre électromagnétique.....	11
Figure I.5. Signal d'une onde électromagnétique pulsée .....	13
Figure I. 6. Puissance crête et puissance moyenne d'une onde électromagnétique impulsionnelle .....	14
Figure I. 7. Décomposition de l'onde incidente .....	14

### **Chapitre II**

Figure .II.1. Évolution de la permittivité réelle et imaginaire avec la fréquence.....	25
Figure .II. 2. Schéma équivalent d'un condensateur .....	25
Figure.II.3. Représentation schématique des différentes classes de matériaux diélectriques .....	28
Figure.II.4. Augmentation de la surface S d'un condensateur par la réalisation de tranchées	28

### **Chapitre III**

Figure.III.1. Echelon de tension incident en domaine temporel .....	33
Figure.III.2. Système de mesure des propriétés diélectrique (réflectomètre dans le domine temporel (TDR).....	34
Figure.III.3. Echantillon placé dans une ligne à air. ....	34
Figure.III.4. Représentation de la ligne à air contenant l'échantillon. ....	35
Figure.III.5. Les réflexions multiples dans l'échantillon. ....	36
Figure.III.6. Les coefficients de réflexion et de transmission temporelle.....	36
Figure. III.7. Représentation globale des multi- réflexions dans un diélectrique. ....	37
Figure.III.8. Représentation des multi- réflexions pour la méthode de la ligne court-circuitée .....	38

Figure.III.9. Représentation des multi réflexions pour la méthode de la ligne adaptée.....	39
Figure.III.10. Représentation des multi-réflexions pour la méthode de ligne ouverte.....	40
Figure.III.11. une seule couche d'un matériau d'échantillon ayant une permittivité et une perméabilité complexe ( $\epsilon$ , $\mu$ ) et de l'épaisseur $d$ est mise en contact avec une plaque métallique .....	41

## **Chapitre IV**

Figure .IV. 1. permittivité complexe de l'échantillon E1.....	46
Figure .IV.2. Le coefficient de réflexion en RL (dB) de l'échantillon E1.....	47
Figure .IV.3. Permittivité complexe de l'échantillon E2 .....	47
Figure .IV.4. coefficient de réflexion RL en (dB) de l'échantillon E2 .....	48
Figure IV.5. Permittivité complexe de l'échantillon E3. ....	49
Figure IV.6. le coefficient de réflexion en (dB) de l'échantillon E3 .....	49

## Liste des tableaux

### Chapitre I

**Tableau I.1.** Récapitulatif des différents types de rayonnements électromagnétiques et de leurs utilisations.....13

**Tableau I.2.** Grandeurs physiques caractérisant l'interaction onde /matière et effets de références en fonction de la fréquence.....15

### Chapitre IV

**Tableau .IV.1.** Utilisation des céramiques en électronique.....44

# **Introduction Générale**

## Introduction Générale

Les dispositifs électroniques contiennent entre autre des matériaux isolants appelés «diélectriques ». Ces diélectriques fournissent l'isolation des circuits en métal, fabrication des résonateurs, le stockage d'énergie pour les condensateurs,...etc.

Au niveau macroscopique, les paramètres qui définissent les propriétés de la matière vis-à-vis d'un rayonnement électromagnétique (propriétés diélectriques) sont la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique.

La perméabilité de la matière non magnétique est très proche de celle du vide, c'est-à-dire quelle ne perturbe pas la composante magnétique du rayonnement. La permittivité du milieu tient elle-même compte de trois autres paramètres :

- La polarisabilité des molécules qui est importante. Cette polarisabilité est l'aptitude d'une molécule à s'aligner dans le champ électrique, suite à la répartition de ses électrons entre les différents atomes qui la constituent (moment dipolaire).
- La conductivité du milieu est surtout due aux ions qui présentent une grande mobilité et sont susceptibles de se déplacer avec la variation du champ électrique. Leur interaction avec les charges fixes de molécules plus grosses engendre une dissipation d'énergie dans le milieu [1].

L'accroissement rapide de la densité d'ondes électromagnétiques parasites émises dans la gamme des micro-ondes (métriques, centimétriques, voire millimétriques) atteint un seuil critique tant sur le plan de ses conséquences sur la fiabilité du matériel électronique (ordinateurs, radiocommunications...etc.) que sur celui de l'environnement en général (effets biologiques secondaires). Dans le domaine des hyperfréquences, les applications des matériaux micro-ondes vont des matériaux transparents pour fenêtres électromagnétiques, jusqu'aux matériaux absorbants pour blindages électromagnétiques. Dans les secteurs industriels de l'aéronautique, de l'aérospatiale, de l'automobile, puis maintenant des radiocommunications des progrès très importants ont été réalisés par l'emploi des matériaux composites. Leurs propriétés (coefficients de réflexion, réponse angulaire, réponse en fréquence) sont déterminées

connaissant leurs structures et les permittivités et perméabilités complexes des matériaux les constituants.

De nombreuses méthodes ont été utilisées, parmi lesquelles on cite les méthodes résonantes ou large bande qui permettent de caractériser ces matériaux. On peut par exemple prélever un échantillon de matière on le plaçant sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, dans un espace libre ou à l'intérieur d'une structure de propagation (ligne de transmission ou guide d'onde).

Le rapport entre l'onde réfléchiée et l'onde émise nous donne le coefficient de réflexion qui dépend directement des propriétés électromagnétiques du matériau. A partir de la mesure de ce coefficient, réalisée à l'aide d'une technique fréquentielle ou temporelle et de l'analyse électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon, on peut calculer la permittivité de l'échantillon.

Etude des caractéristiques absorbantes des matériaux composites à base d'une matrices polymère et une charge ferroélectrique  $\text{BaTiO}_3$  et un oxyde métallique  $\text{CuO}$ . Pour cela, on a réalisé plusieurs échantillons en fonction des fractions volumiques des charges.

L'application des mesures en fonction de la fréquence sur ces échantillons permettent l'étude des caractéristiques d'absorbances et l'effet de chaque phases dans les caractéristiques diélectriques globales ce qui permet l'amélioration de ces caractéristiques pour avoir les meilleures absorptions pour des applications ISM et télécommunications.

Nous avons divisé notre travail en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons fait une étude générale et rappels physiques qui contiennent une étude du concept et les Caractéristiques des ondes électromagnétiques en générale.

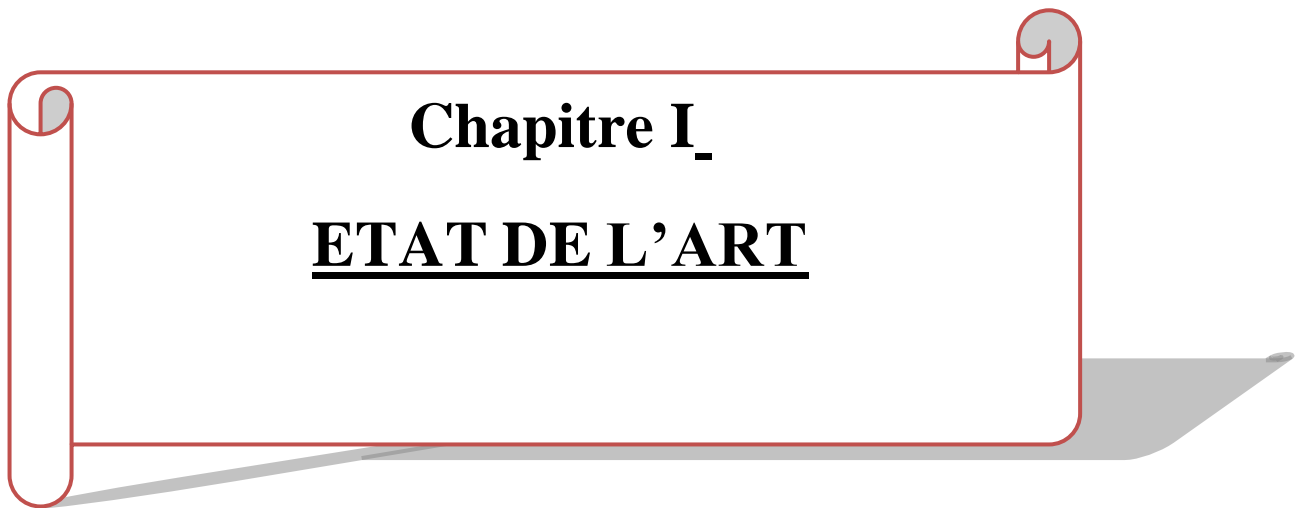
Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter les principales caractéristiques des matériaux diélectriques ainsi que un rappel sur les grandeurs essentiels caractérisant cette catégorie de matériaux tel que la permittivité et la perméabilité. En suite les

mécanismes de polarisation et la réponse en fréquence des différents mécanismes de polarisation.

Dans le troisième chapitre nous présentons généralités et principes de mesure par la TDR (Time Domain Reflectometry), On donnant une description du dispositif expérimental utilisé dans la caractérisation ainsi que les bases théoriques permettant le calcul des coefficients de réflexions et par conséquent les caractéristiques d'absorption des matériaux en utilisant la méthode de la ligne court-circuitée.

Enfin dans le quatrième chapitre, Nous avons présenté les matériaux utilisés et la méthode de préparation des échantillons. En terminant par la discussion des résultats expérimentaux obtenus.

En fin nous terminons notre travail par une conclusion générale qui résume le travail qui a été fait en situant l'intérêt des méthodes temporelles dans la caractérisation des matériaux diélectriques et le calcul des paramètres caractérisant ces matériaux tel que l'absorption des ondes électromagnétiques (EM).



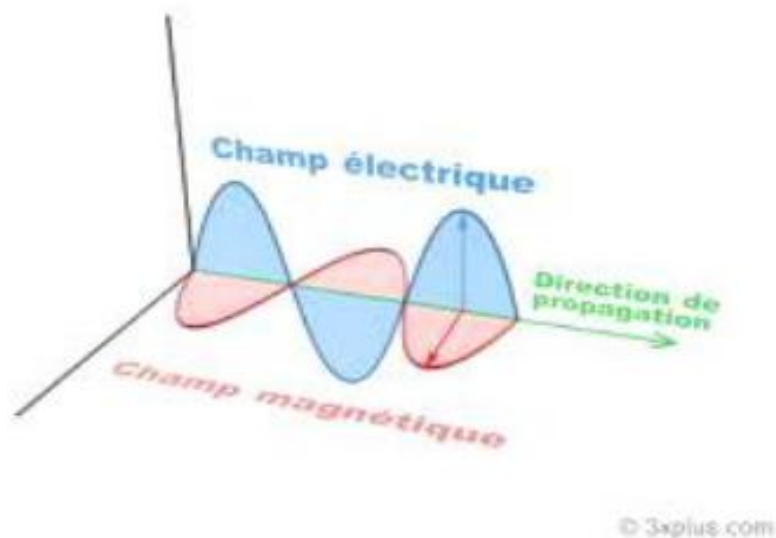
**Chapitre I**  
**ETAT DE L'ART**

## I. Généralités et rappels physiques

### I.1. Définitions des ondes électromagnétiques

L'onde électromagnétique se définit comme la propagation d'une perturbation électrique. Elle peut aussi bien se propager dans l'air, dans le vide et dans n'importe quel corps. Elle n'a pas besoin de support. Les ondes électromagnétiques sont composées à la fois d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Ce sont des perturbations du champ électromagnétique, comme le son (onde sonore) est une perturbation de la pression de l'air. Ces ondes électromagnétiques se déplacent dans l'air et le vide à la vitesse de la lumière, soit 300000 kilomètres par seconde.

Une onde électromagnétique est donc la combinaison de deux perturbations, l'une est électrique, l'autre est magnétique. Ces deux perturbations oscillent dans le même temps mais dans deux plans perpendiculaires. Une onde électromagnétique peut donc se concevoir comme une perturbation électrique qui se propage [1-5].



**Figure I.1.** Orientation du champ électromagnétique dans l'espace.

#### I.1.1. Création d'un champ électromagnétique

Pour créer un champ électromagnétique, il suffit d'avoir

- un champ électrique par la présence de charges électriques.
- un champ magnétique en provoquant le déplacement de ces mêmes charges électriques.

Les ondes électromagnétiques ne sont alors que la propagation couplée de ces deux champs ainsi créés. Prenons l'exemple simple du four à micro-ondes :

Les charges électriques vont être amenées à l'appareil tout simplement par le câble électrique relié à la prise, créant ainsi le champ électrique. Ces charges électriques par l'intermédiaire d'un magnétron vont être mises en mouvement et accélérées, afin de provoquer le déplacement rapide de ces charges et ainsi créer le champ électromagnétique.

Ainsi un champ électromagnétique a été créé, il peut alors se propager par le biais des ondes électromagnétiques dans la cavité du four pour réchauffer les aliments [6-8].

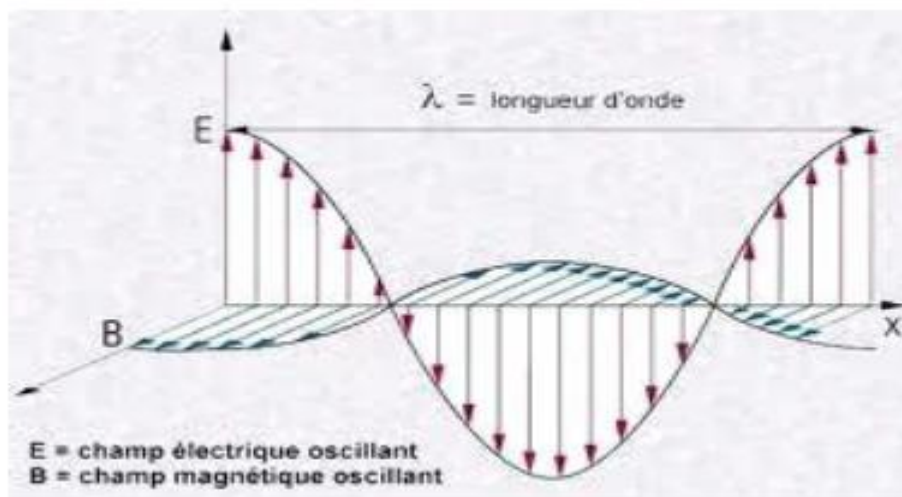
### ***1.1.2. Caractéristiques des ondes électromagnétiques***

Le champ électrique (E) est caractérisé par son intensité exprimée en volt par mètre (V/m). Il correspond à la force exercée sur une particule chargée électriquement.

L'intensité du champ magnétique (B) est mesurée en tesla (T). Il correspond au déplacement des charges électriques.

Les ondes électromagnétiques sont aussi caractérisées par leur longueur d'onde, leur période et leur fréquence.

- a. **Longueur d'onde ( $\lambda$ )** : Elle correspond à la longueur d'un cycle d'une onde, c'est-à-dire à la distance entre deux oscillations. Elle est exprimée en mètres (m).



**Figure I. 2.** Représentation de la longueur d'onde d'une onde électromagnétique

**b. Période (T) :** Elle correspond au temps nécessaire pour que l'onde effectue un cycle, au temps entre deux oscillations. Elle est exprimée en secondes (s).

**c. Fréquence (f) :** Elle correspond au nombre de cycles par unité de temps ; au nombre d'oscillations des ondes par seconde. Elle est exprimée en Hertz (Hz). Il s'agit de l'inverse de la période.

$$f = \frac{1}{T} \quad (\text{I.1})$$

Si on reprend l'exemple du caillou jeté dans l'eau, la longueur d'onde est la distance entre deux "vagues" successives, tandis que la fréquence est le nombre de vagues se produisant en une seconde.

La longueur d'onde et la fréquence sont inversement proportionnelles et unies, pour une onde électromagnétique, par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{c}{F} = c * T \quad (\text{I.2})$$

Ou

- $\lambda$  : la longueur d'onde de l'onde électromagnétique.
- $c$  : la vitesse de la lumière ( $3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ ).
- $F$  : la fréquence de l'onde.
- $T$  : la période de l'onde.

Etant donné que la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la fréquence, plus la fréquence est élevée, plus la longueur d'onde est faible, et réciproquement [9-11].

La notion d'onde électromagnétique est complémentaire à celle du photon. Cela principe de la dualité onde corpuscule selon lequel tous les objets microscopiques sont dotés simultanément des propriétés d'ondes et de particules. Ce concept s'intègre dans les fondements de la mécanique quantique.

D'un point de vue corpusculaire, l'onde électromagnétique représente donc un ensemble de photons dont l'énergie est définie par la relation de Planck-Einstein.

$$E = h. F \quad (\text{I.3})$$

Où  $E$  est l'énergie d'un photon et  $h$  est la constante de Planck. Elle est exprimée en joule par seconde (J/s).

$$h=6.63*10^{-34}\text{J.s.}$$

L'énergie est exprimée en joule dans le système international (SI) et est Proportionnelle à la fréquence [12-15].

De plus, la puissance est proportionnelle à l'énergie. Comme le confirme la relation entre la puissance et l'énergie :

$$P = \frac{\text{Energie}}{\text{temps}} \quad (\text{I.4})$$

## I.2. Spectre électromagnétique

Dans le spectre électromagnétique, les ondes électromagnétiques sont classées en fonction de leur fréquence ou de leur longueur d'onde. On remarque sur ce schéma que la lumière visible n'est qu'un cas particulier d'onde électromagnétique. En effet il existe plusieurs catégories d'ondes électromagnétiques.

Chaque type de rayonnement est caractérisé par une gamme de fréquences. Ici sont présentés tous les rayonnements électromagnétiques [16-20].



**Figure I. 3.** Le spectre des ondes électromagnétiques.

Les propriétés des ondes électromagnétiques diffèrent selon la quantité d'énergie possédée. Les ondes électromagnétiques dont la fréquence est supérieure à  $10^{15}$  Hz ont une énergie suffisante pour casser les liaisons chimiques et ioniser les molécules. Ces ondes sont appelées « rayonnements ionisants ». Il s'agit des rayons cosmiques, des rayons gamma, des rayons X, et d'une partie des rayons UV (ultraviolets) [21].

Les ondes électromagnétiques caractérisées par une fréquence inférieure à  $10^{15}$  Hz n'ont pas l'énergie suffisante pour briser les liaisons chimiques. Elles sont appelées «

rayonnements non ionisants ». Il s'agit des rayons UV, de la lumière visible, des radiofréquences et des basses et extrêmement basses fréquences. Les rayons UV sont donc situés à la frontière de l'ionisation [22].

On distingue donc :

***a. Les basses fréquences***

Dès lors que la fréquence est supérieure à 0, le champ n'est plus statique. Ces champs électromagnétiques ont une fréquence comprise entre quelques hertz et environ 30 kHz (kilohertz). Parmi ces ondes, on distingue les extrêmement basses fréquences caractérisées par une fréquence inférieure à 300 Hz. Au quotidien, les sources d'exposition aux champs basses fréquences sont nombreuses [1, 6, 22].

***b. Les radiofréquences***

Il s'agit d'une onde électromagnétique dont la fréquence s'étend de 30 kHz à 300GHz (gigahertz), soit une longueur d'onde comprise entre 1 mm (millimètre) et 10 km (kilomètres).

Les champs électromagnétiques de radiofréquence ont pour principal origine les antennes de radio, de télévision, de radar ou encore les fours à micro-ondes. Ces champs servent à transmettre des informations à grande distance et ils sont en général à la base des télécommunications et notamment des émissions radiotélévisées sur toute la planète. La communication sans fil a vu le jour par l'intermédiaire de ces radiofréquences. Il s'agit de ce type d'onde qui a été utilisé dans la téléphonie mobile et qui est susceptible de poser problème aujourd'hui [1, 6, 22].

***c. Le rayonnement infrarouge***

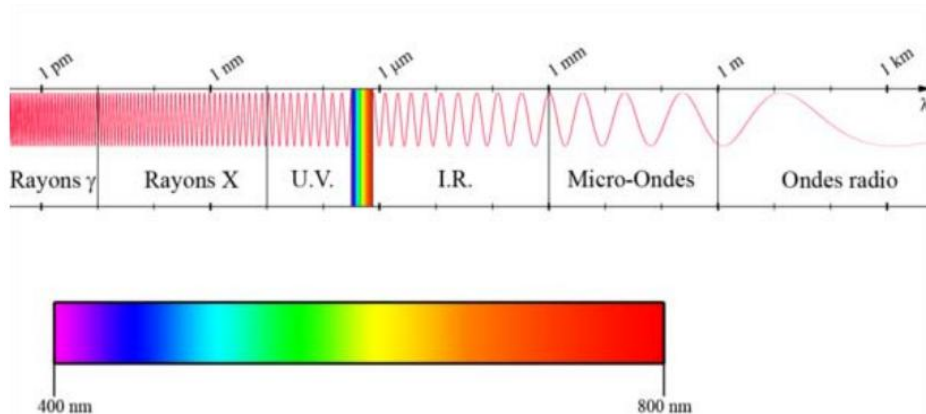
C'est un rayonnement électromagnétique de fréquence comprise entre 300 GHz et 385THz (TéraHertz). Ce nom signifie « en deçà du rouge » car l'infrarouge est une onde électromagnétique de fréquence inférieure à celle de la lumière rouge.

Ainsi les infrarouges sont utilisés dans les équipements de vision de nuit quand la quantité de lumière est tellement faible qu'on ne peut même pas l'amplifier suffisamment pour voir les objets. Il faut également ajouter comme utilisation, en plus de la vision de nuit, tout le domaine de la thermographie infrarouge permettant de voir et de mesurer à distance et sans contact la température d'objets cible. On trouve aussi les

infrarouges pour la communication à courte distance entre les ordinateurs et leurs périphériques. Ils sont très utilisés dans le domaine de la robotique ou dans les appareils nécessitant des transmissions de données à courte distance sans obstacle [23-25].

#### d. *La lumière visible*

Appelée aussi spectre visible, la lumière visible a une fréquence variant de 385 THz à 750 THz. La lumière est la seule onde électromagnétique à laquelle l'œil humain est sensible. C'est la seule partie du spectre électromagnétique qui est visible par l'œil humain. En effet la lumière est comprise entre des longueurs d'ondes allant de 400 nm à 800 nm (nanomètres) et l'œil humain est capable de voir uniquement des rayonnements dont la longueur d'onde est comprise entre ces deux valeurs. On remarquera, sur le schéma ci-dessous, que la lumière visible ne couvre qu'une petite plage du spectre des ondes électromagnétiques.



**Figure. I.4.** Emplacement de la lumière dans le spectre électromagnétique

De plus, la fréquence étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde, les rayonnements de plus basse fréquence sont perçus rouges. Ceux de plus haute fréquence sont perçus bleus et violets [19,26-28].

#### e. *Le rayonnement ultraviolet*

Le nom signifie « au-delà du violet ». Il s'agit d'un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde comprise entre celle de la lumière visible et celle des rayons X et des rayons gamma, et dont la fréquence est comprise entre 750 THz et 3 PHz (pétaHertz). On retrouve évidemment les rayons ultraviolets apportés par le soleil. En effet, près de 5 % de l'énergie du soleil est émise sous forme de rayonnement UV.

Les rayons UV sont aussi utilisés dans différents appareils :

- les lampes halogènes produisent des UV.
- des lampes UV sont également utilisées pour analyser des minerais ou pour identifier des billets de banque.
- les UV sont aussi utilisés pour le séchage des encres, la synthèse de polymère par photo polymérisation, le durcissement de certaines colles.
- des lampes UV avec une longueur d'onde 253,7 nm (lampe à décharge à vapeur de mercure) sont utilisées pour stériliser des zones de travail et des outils utilisés dans des laboratoires de biologie et des équipements médicaux.
- et on retrouve bien sûr les UV dans les cabines de bronzage [25-26,29].

#### ***f. Les rayons X et gamma***

Ils appartiennent aux rayonnements ionisants. Il s'agit d'ondes électromagnétiques de très haute fréquence. La distinction entre les rayons X et les rayons gamma (qui sont de même nature et d'énergie semblable) vient de leur mode de production : les rayons X sont des photons produits par les électrons des atomes alors que les rayons gamma sont produits par les noyaux des atomes [22].

Les rayons X sont utilisés dans la radiographie, ils ont la capacité de traverser le corps humain mais ils ont plus de difficulté à traverser les os. C'est sur ce principe que repose la radiographie. On va placer le patient devant une plaque photo que les rayons X vont noircir en l'atteignant. On va soumettre le patient aux rayons X, là où ils ont traversé le corps, la plaque est noircie, là où ils ont rencontré de la résistance (des os, ou un jouet avalé par un enfant par exemple), la plaque va rester blanche [26, 30,31].

Les rayons gamma produisent des effets semblables aux rayons X, cependant Ils sont légèrement plus énergétiques et sont capables de traverser toutes les parties du corps [26,32-33].

**Tableau I.1.** Récapitulatif des différents types de rayonnements électromagnétiques et de leurs utilisations.

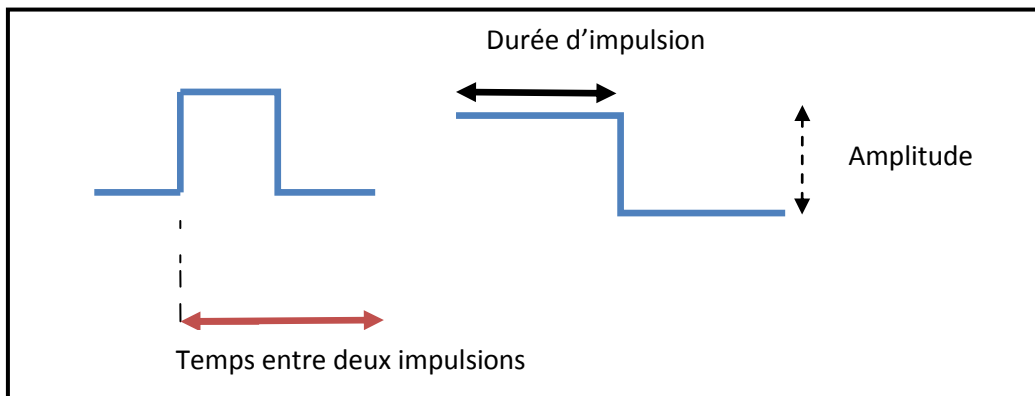
	<b>Fréquences</b>	<b>Utilisations</b>
<b>Basses fréquences</b>	0 – 30 kHz	<ul style="list-style-type: none"> <li>-courants électriques</li> <li>-appareils électriques, lampes</li> <li>-écrans d'ordinateurs, photocopieurs</li> <li>-lignes de transport et de distribution d'électricité</li> <li>-éclairage public</li> </ul>
<b>Radiofréquences</b>	30 kHz – 300 GHz	<ul style="list-style-type: none"> <li>-antennes de radio, de Télévisions</li> <li>-fours à micro-ondes</li> <li>-téléphones portables</li> <li>-antennes relais</li> </ul>
<b>Rayonnement Infrarouge</b>	300 GHz – 385THz	<ul style="list-style-type: none"> <li>-diodes électroluminescentes des télécommandes</li> <li>-communication à courte distance entre les ordinateurs et leurs périphériques</li> <li>-équipements de vision de nuit</li> </ul>
<b>Lumière visible</b>	385THz – 750THz	<ul style="list-style-type: none"> <li>-visible par l'œil humain</li> </ul>
<b>Rayonnement Ultraviolet</b>	750THz – 3PHz	<ul style="list-style-type: none"> <li>-lampes halogènes</li> <li>-cabines de bronzage</li> <li>-lampes UV</li> </ul>
<b>Rayons X et gamma</b>	3PHz – 300EHZ	<ul style="list-style-type: none"> <li>-radiographie</li> <li>-radiothérapie</li> </ul>

### I.3. Onde continue ou impulsionnelle

L'émission du signal électromagnétique est dite continue (CW pour « continuous waves ») quand le rayonnement est émis de façon ininterrompue à une puissance constante.

L'émission du signal électromagnétique peut être discontinue. Il est alors question d'onde modulée ou impulsionnelle (PW pour « Pulsed Waves »). Dans ce cas, le rayonnement est émis sous forme d'impulsions qui sont généralement émises de manière répétée. Le nombre d'impulsions émises par seconde correspond à la fréquence de répétition (exprimée en Hertz).

Entre chaque impulsion, il n'y a pas de champ électromagnétique émis (Figure I.5.).



**Figure I.5.** Signal d'une onde électromagnétique pulsée

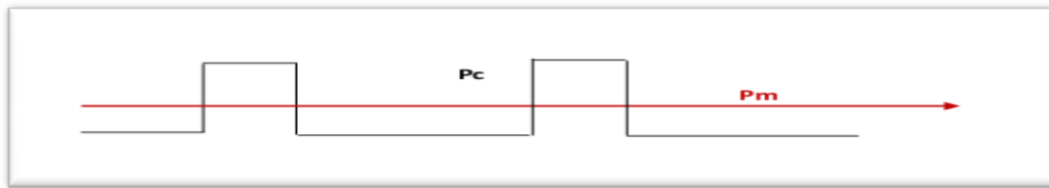
Le rapport entre la durée d'impulsion sur une période et la durée de cette même période est appelé rapport cyclique(en %) :

$$\text{Rapport cyclique} = t / T = (\text{durée d'impulsion} / \text{temps entre deux impulsions}). \quad (\text{I.5})$$

La fréquence de répétition ( $f_{\text{rep}}$ ) correspond à l'inverse du temps entre deux impulsions  
Soit:

$$f_{\text{rep}} = 1 / T \quad (\text{I.6})$$

En condition impulsionnelle de forte puissance, la puissance crête( $P_c$ ) ou puissance maximale d'une impulsion, est grande par rapport à la puissance moyenne( $P_m$ ). Cette dernière correspond à la puissance crête multipliée par le rapport cyclique. Plus le rapport cyclique est faible, plus la puissance moyenne est faible.

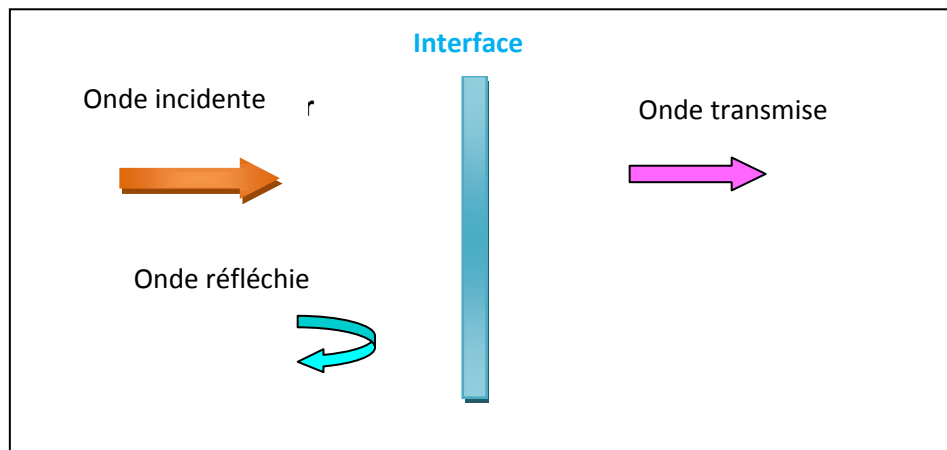


**Figure I. 6.** Puissance crête et puissance moyenne d'une onde électromagnétique impulsionnelle

## ***I.4. Interaction onde - matière***

### ***I.4.1. Cas général***

Au contact de la matière, l'onde électromagnétique se divise en une onde réfléchie et en une onde transmise (Figure I.7). L'onde transmise semble être le paramètre le plus significatif pour quantifier la dissipation de l'énergie au sein de la matière [34].



**Figure I. 7.** Décomposition de l'onde incidente

**Tableau I.2.** Grandeurs physiques caractérisant l'interaction onde /matière et effets des interférences en fonction de la fréquence [35]

Gamme de fréquences	Grandeur physique	Unités	Effets à l'origine des valeurs limites visant à prévenir les effets sanitaires	
0-1 Hz	Induction magnétique pour les champs statiques (fréquence nulle)	T	Stimulation musculaire =====	Effets sur le système cardio-vasculaire/charges électriques de surface – induction de champ électrique dans les tissus en mouvement
	Densité de courant pour les champs variables dans le temps	A/m <sup>2</sup>		Stimulation du système nerveux central
1 Hz - 100 kHz	Densité de courant	A/m <sup>2</sup>		Stimulation du système nerveux central
100 kHz - 10 MHz	Densité de courant et débit d'absorption spécifique	A/m <sup>2</sup> W/kg		Stimulation du système nerveux central Stress thermique généralisé du corps, échauffement localisé
10 MHz - 10 GHz	Débit d'absorption spécifique	W/kg		Stress thermique généralisé du corps Échauffement localisé
10 GHz - 300 GHz	Densité de puissance	W/m <sup>2</sup>		Échauffement des tissus à la surface ou proches de la surface du corps
300 GHz - rayonnements ionisants	Énergie des photons	eV		Échauffement des tissus à la surface ou proches de la surface du corps, réaction photochimique

T : tesla ; A/m<sup>2</sup> : ampère par mètre carré ; W/kg : watt par kilogramme ; W/m<sup>2</sup> : watt par mètre carré ; eV : électron-volt.

### 1.5. les dipôles électriques dans un solide [36]

Un dipôle est constitué de deux charges de signes différentes. Il est caractérisé par son moment dipolaire qui vaut, si les deux charges {+q} et {-q} sont distantes de *l* :

$$\vec{p} = ql \vec{r}$$

(I.7)

$\vec{p}$  : Moment dipolaire

q : Charge de électrique

l : Distance entre charge et lieu où on veut connaître le moment

$\vec{r}$  : Vecteur unitaire sur l'axe des charges.

a- Il existe deux types de dipôles

-les dipôles permanents.

-les dipôles induits.

Les dipôles permanents sont dus à l'existence de molécules dissymétriques dans la matière. La constante diélectrique est d'autant plus élevée que la molécule est dissymétrique.

Pour toutes les molécules, les dipôles induits apparaissent sous l'application d'un champ électrique. Dans le cas de molécules symétriques, le nuage électronique est déplacé et les centres de charges positives et négatives ne coïncident plus. Il y a donc apparition d'un moment dipolaire induit. Les moments dipolaires induits associés aux molécules sont beaucoup plus faibles que les moments dipolaires permanents.

### ***1.6. Matériaux composites en électromagnétisme***

A partir des lois de Faraday et d'Ampère pour la magnétostatique et l'électrostatique, Maxwell a établi, en 1873, les équations dites de Maxwell qui sont une extension à l'espace et au temps des lois précédentes. Ces lois ont été vérifiées par Hertz en 1888 et, en 1905, A. Einstein, dans sa théorie de la relativité, montre toute l'élégance et la rigueur de la théorie de Maxwell.

Après avoir rappelé les lois de Maxwell avec les grandeurs fondamentales et la modélisation de couches homogènes, nous présenterons l'analogie entre les matériaux et les circuits électroniques, ce qui nous conduira à définir deux concepts de réalisation de matériaux pour l'électromagnétisme. Le premier, ou approche matériau, se rapporte à la réalisation de matériaux composites issus de mélanges de divers éléments et qui contiennent les paramètres constitutifs  $\epsilon$  et  $m$ , positifs ou négatifs ou positif/négatif ou négatif/positif. Le second concept, ou approche structurée qui consiste à la mise en réseau périodique d'inclusions ou d'agrégats (diélectriques, conducteurs ou métalliques).

Cette dernière approche permettra de définir et de réaliser des matériaux électroniques et des méta-matériaux à propriétés remarquables qui n'existent pas dans la nature. Dans chaque cas, nous aborderons les aspects de la modélisation et donnerons les applications spécifiques et principales en hyperfréquence.

## ***1.7. Notions d'électromagnétisme***

### ***1.7.1 Grandeurs fondamentales***

En notation vectorielle en trois dimensions, les équations de Maxwell sont données par les relations suivantes :

$$\overrightarrow{rot}\vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.8})$$

$$\overrightarrow{rot}\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.9})$$

$$\text{div}\vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.10})$$

$$\text{div}\vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (\text{I.11})$$

Avec  $\vec{r}$  et  $t$  les variables d'espace et de temps.

$\vec{E}(\vec{r}, t)$  Le champ électrique (V/m).

$\vec{B}(\vec{r}, t)$  L'induction magnétique (Wb/m<sup>2</sup>).

$\vec{H}(\vec{r}, t)$  Le champ magnétique (A/m).

$\vec{D}(\vec{r}, t)$  Le déplacement électrique (C/m<sup>2</sup>).

$\vec{J}(\vec{r}, t)$  La densité de courant (A/m<sup>2</sup>).

$\rho(\vec{r}, t)$  La densité de charge électrique (C/m<sup>2</sup>).

Les équations de Maxwell sont les lois fondamentales de l'électromagnétisme, gouvernant le comportement des champs électromagnétiques en espace libre et dans un milieu [37,38].

## **Conclusion**

Les ondes électromagnétiques représentent un rôle important dans la vie humaine, car elles sont exploitées dans les zones les plus importantes en tant que domaine de la médecine qui nous garde en sécurité et le domaine de la communication, qui joue à son tour un support de communication entre les êtres humains, sur des longues distances, tels que l'Internet et la téléphonie mobile, ...etc. le deuxième chapitre est dédié à une description détaillée des matériaux diélectrique.



**Chapitre II**

**MATERIAUX DIELECTRIQUES**

## Introduction

Les diélectriques étant de bons isolants électriques et thermiques, et sont donc utilisés pour gainer les câbles électriques afin d'éviter des contacts avec d'autres câbles ou des personnes.

Les diélectriques sont utiles dans les condensateurs. Dans le cas, très simple, du condensateur plan, on peut rapprocher les plaques sans risque de contact ou de claquage. On insère ainsi des couches de diélectriques dans les condensateurs industriels, ce qui permet d'augmenter la capacité en diminuant l'encombrement.

Le matériau est diélectrique (mot composé du préfixe *dia* ( $\delta\iota\alpha$ )- (au travers) et *électrique*) s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. Le milieu ne peut donc pas conduire le courant électrique, et est par définition un isolant électrique. Quelques exemples de milieux diélectriques : le vide, le verre, le bois sec, de nombreux plastiques, etc.

Les matériaux diélectriques sont principalement mis en œuvre pour la réalisation des condensateurs utilisés dans tous les domaines de l'électrotechnique, de la microélectronique et des télécommunications. Certains, matériaux diélectriques possèdent en plus des propriétés (ferroélectriques, piézoélectriques, pyroélectriques optiques) ayant des applications dans le domaine des capteurs, des actionneurs et de l'optique non linéaire.

### ***II.1. Rappels sur la permittivité des matériaux diélectriques***

Dans les matériaux diélectriques, très peu de charges sont libres, ce qui ne permet pas la circulation d'un courant électrique significatif. Cependant, les charges présentes peuvent se déplacer localement sous l'action d'un champ électrique extérieur et engendrer un courant appelé courant de déplacement dû à la modification des barycentres des charges. La symétrie sphérique est rompue, les barycentres des charges positives et négatives ne sont alors plus confondus.

Dans le domaine des condensateurs, le premier critère d'optimisation concerne sa capacité  $C$  qui s'écrit :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{e} \quad (\text{II.1})$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide,  $\varepsilon_r$  la constante diélectrique relative du matériau utilisé,  $S$  la surface des électrodes du condensateur et  $e$  l'épaisseur séparant ces deux électrodes. En s'appuyant sur l'équation (II.1), on voit que le développement de nouveaux condensateurs implique, soit la recherche de nouveaux matériaux pour adapter  $\varepsilon_r$ , soit de

modifier la géométrie du condensateur s/e. Cette double stratégie est actuellement employée dans le domaine de réalisation des condensateurs. Si la géométrie s/e est fixée, on cherche à remplacer le matériau diélectrique actuel par un autre matériau de plus grande permittivité. Par contre, si on a le choix de la géométrie, on peut continuer à utiliser le matériau en augmentant énormément s par exemple en réalisant des tranchées à fort facteur de forme.

Nous rappellerons succinctement les différents mécanismes microscopiques susceptibles d'augmenter la permittivité diélectrique  $\epsilon_r$ , d'expliquer sa variation en fonction de la fréquence et les pertes diélectriques associées. Nous listerons les types de condensateurs actuellement utilisés en électronique et dans les applications de stockage d'énergie. À cette occasion, les différentes spécifications techniques des condensateurs seront définies. Nous terminerons par une description des pistes de recherche actuelles pour l'amélioration des performances des matériaux diélectriques.

## II. 1.1. Mécanismes de polarisation

Dans la polarisation du diélectrique peuvent intervenir plusieurs mécanismes qui sont :

- **Electronique** : Il s'agit du déplacement des orbites électroniques par rapport au noyau.
- **Ionique/atomique** : Il s'agit du déplacement des ions dans le réseau cristallin.
- **Une rotation/orientation** : Il s'agit de l'orientation des dipôles électriques microscopiques dans le champ électrique.
- **Inter-faciale** : Il s'agit du déplacement de porteurs libres aux interfaces (défauts, joints de grains...).

Les deux premiers mécanismes sont très rapides et interviennent jusqu'à des fréquences optiques (indice de réfraction optique :  $n^2 = \epsilon_r$ , les suivants interviennent à plus basses fréquences. Quel que soit le mécanisme mis à contribution, le problème se résume à l'orientation d'un dipôle dans un champ électrique.

Un dipôle électrique est formé de deux charges  $q$  de signe opposé séparées par une distance  $\vec{l}$ . Le moment dipolaire électrique  $\vec{\rho}$  (dirigé de  $-q$  vers  $+q$ ) est défini par :

$$\vec{\rho} = q\vec{l} \quad (\text{II.2})$$

La polarisation  $\vec{\rho}$  du matériau est la somme par unité de volume  $\Omega$  des moments dipolaires :

$$\vec{\rho} = \frac{1}{\Omega} \sum_{i \in \Omega} \vec{\rho}_i \quad (\text{II.3})$$

Généralement, en l'absence de champ extérieur,  $\vec{\rho}$  est nul, l'orientation des dipôles étant aléatoire. Certains matériaux restent polarisés en l'absence de champ extérieur, ils sont dits polaires.

En l'absence de diélectrique (dans le vide), la densité surfacique de charges  $\vec{D}$  ( $C \cdot m^2$ ) pour maintenir un champ électrique  $\vec{E}$  ( $V \cdot m^{-1}$ ) est :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad (\text{II.4})$$

Avec  $\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = 8.854 \times 10^{-12} F \cdot m^{-1}$  La permittivité de vide  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} N \cdot A^{-1}$

(Par définition de l'ampère) et c la vitesse de la lumière. Si l'on est dans un milieu diélectrique, nous aurons :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho} \quad (\text{II.5})$$

Dans la suite de ce paragraphe, nous décrivons les différents mécanismes susceptibles d'induire une polarisation et donc d'augmenter la permittivité diélectrique d'un matériau.

#### ***II.1.1.a. Polarisation électronique***

Elle est due à la distorsion du nuage électronique sous l'effet du champ. La polarisation induite pour chaque atome s'écrit :

$$\vec{D} = \alpha_e \vec{E} \quad (\text{II.6})$$

Où  $\alpha_e$  est la polarisabilité électronique ( $F \cdot m^2$ ), elle reste constante jusqu'à de très forts champs électriques ( $> MV/cm$ ). Elle dépend entre autre du rayon atomique, elle est généralement faible, de l'ordre de  $10^{-4} F \cdot m^2$  ce qui correspond à des déplacements très faibles (de l'ordre du millionième du rayon atomique,  $10^{-16} m$  pour l'hydrogène à  $1 MV \cdot m^{-1}$ ).

#### ***II.1.1.b. Polarisation ionique***

Elle est reliée au déplacement d'atomes chargés au sein de la maille cristalline et induit une déformation de celle-ci, la taille augmente dans le sens du champ et diminue dans le plan perpendiculaire au champ (piézoélectricité),  $\alpha_i$  peut être de l'ordre de grandeur de  $\alpha_e$  mais peut atteindre des valeurs beaucoup plus grandes dans les matériaux ferroélectriques.

Dans les deux cas, en première approximation, on peut écrire que le moment dipolaire est proportionnel au champ et que la polarisation totale est la somme des polarisations individuelles.

$$\vec{\rho} = (N_e a_e + N_i a_i) \vec{E} \quad (\text{II.7})$$

$N$  est le nombre d'unités polarisables par unité de volume (dans les milieux dilués la polarisation est faible, exemple : les gaz),  $\alpha$  ( $F \cdot m^2$ ) est la polarisabilité et dépend de la nature du matériau.

Ce sont les électrons des liaisons covalentes qui contribuent majoritairement à la polarisabilité des molécules. La polarisabilité électronique individuelle des atomes positifs (cations) dépend linéairement de leur volume ionique [39].

### ***II.1.1.c. Polarisation d'orientation***

La polarisation d'orientation est due aux moments dipolaires électriques présents de manière permanente à l'échelle d'une molécule ou d'une maille unitaire dans un réseau cristallin. Les molécules ioniques comme  $H_2O$  ou  $OH^-$  portent par nature un dipôle électrique car le barycentre des charges négatives ne coïncide pas avec celui des charges positives. Il en est de même pour certaines molécules organiques comme les poly (chlorure ou fluorure) de vinyle ou le poly fluorure de vinylidène [40]. Dans un matériau solide ne contenant pas de moment dipolaire électrique, il est possible d'induire de tels dipôles de différentes manières :

- en substituant un atome du réseau par une molécule dipolaire. Un cas d'école est le chlorure de potassium  $KCl$  dans lequel seules sont présentes les polarisabilités électroniques du potassium  $K^+$  et du chlore  $Cl^-$ . Le remplacement d'une faible quantité de  $Cl^-$  (moins de un sur un million) par des molécules  $OH^-$  de charge identique mais portant un moment dipolaire augmente de manière drastique la polarisabilité globale du  $KCl$  [41].
- en remplaçant un ion du réseau par un ion de charge différente. Par exemple, dans le sel  $NaCl$ , en remplaçant un ion sodium  $Na^+$  par un ion  $Mg^{++}$ , on crée des lacunes de sodium près des sites  $Mg$  pour conserver la neutralité électrique du cristal ; ce couplage lacune- $Mg$  est un dipôle électrique qui contribue à la polarisation d'orientation de  $NaCl$ .
- en remplaçant un ion de grande taille (par exemple  $K^+$ ) par un ion de taille plus petite (Par exemple  $Li^+$ ). Dans ce cas, ce n'est pas la différence de charge qui crée le dipôle mais un déplacement local résultant du déséquilibre de taille.

Dans tous les cas ci-dessus (molécules ou réseaux cristallins), la présence de dipôles locaux notés  $\mu$  permet d'obtenir une polarisation dite d'orientation par application d'un champ électrique qui force une orientation parallèle des dipôles. Suivant la loi de Langevin, la polarisation d'orientation s'écrit pour de faibles champs électriques :

$$\vec{\rho} = \frac{N\mu^2}{3KT} \vec{E} \quad (\text{II.8})$$

Dans tous les cas (polarisations électroniques, ioniques, dipolaire), la relation entre  $\vec{\rho}$  est  $\vec{E}$  linéaire, on peut donc écrire le vecteur déplacement électrique :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\rho} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II.9})$$

Où  $\chi$  est la susceptibilité électrique du matériau,  $\varepsilon_r$  la permittivité relative, ces deux grandeurs sont sans unité. Il s'agit de grandeurs tensorielles se réduisant à un scalaire complexe dans les milieux isotropes. La partie imaginaire est liée aux phénomènes d'absorption du champ électromagnétique par le milieu. La partie réelle de  $\varepsilon_r$  est supérieure à l'unité, de l'ordre de 1 pour les milieux dilués, 2 à 8 pour les diélectriques sans moment dipolaire permanent, autour de la centaine en cas de diélectriques à moment dipolaire permanent et certaines céramiques, le millier et plus pour les ferroélectriques :

$$\varepsilon_r - 1 = \frac{N_p \mu^2}{3kT\varepsilon_0} + \frac{N_i a}{\varepsilon_0} \quad (\text{II.10})$$

$N_p$  est le nombre d'entités à polarisation permanente par unité de volume, le nombre d'entités à polarisation induites. En fait les interactions entre dipôles modifient cette équation qui devient, dans le cas d'un milieu considéré comme homogène et isotrope (approximation de Lorentz) [42,43]:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{N_p \mu^2}{9kT\varepsilon_0} + \frac{N_i a}{3\varepsilon_0} \quad (\text{II.11})$$

Équation à rapprocher de l'équation de Lorentz-Lorenz pour l'indice de réfraction  $n$  :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Na}{3\varepsilon_0} \quad (\text{II.12})$$

Cette dernière équation résulte du fait que l'interaction du champ électrique avec les molécules dipolaires est nulle aux fréquences optiques pour des raisons de réponse en fréquences qui seront explicitées ci-dessous.

#### **II.1.1.d. Polarisation inter faciale**

Avant d'expliciter la réponse en fréquence de la polarisation des diélectriques, il convient de noter le cas particulier de la polarisation inter faciale qui résulte de l'accumulation de charges libres à la surface et/ou aux joints de grains dans le cas des céramiques. Dans ce cas, c'est la mobilité des charges libres (électrons ou ions) du cœur du matériau vers les interfaces qui permet d'augmenter de manière très importante la polarisation effective du matériau

même en l'absence de dipôles microscopiques et pour des matériaux à faible polarisabilité électronique. Les bases de ce phénomène, dit de charges d'espace, sont décrites de manière complète dans le cas des diodes à semi-conducteur [44]. Bien que le silicium soit un matériau faiblement polarisable, la maîtrise précise de l'accumulation de charges d'espaces permet d'obtenir des condensateurs dont la capacité n'est pas reliée aux mécanismes microscopiques décrits ci-dessus.

### II.1.2. Réponse en fréquence des différents mécanismes de polarisation

La polarisation totale est la somme de chaque polarisation, elles sont soumises à des phénomènes de relaxation et de résonance en fonction de la fréquence. L'orientation dipolaire relaxe aux hyperfréquences, la polarisation ionique résonne dans l'infrarouge, l'électronique dans l'UV.

#### II.1.2.a. Permittivité diélectrique complexe

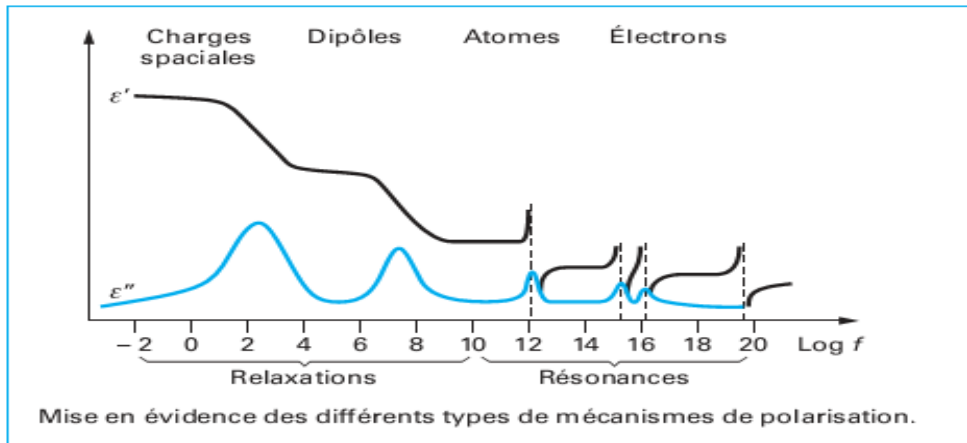
Chacun de ces mécanismes de relaxation ou de résonance de la polarisation a une traduction dans la réponse en fréquence du matériau diélectrique. Cette réponse en fréquence s'exprime par la permittivité diélectrique complexe reliant la polarisation et le champ électrique suivant la formule :

$$p(\omega) = \varepsilon^*(\omega) E(\omega) \quad \text{Avec} \quad \varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) \quad (\text{II.13})$$

Pour quantifier le degré d'absorption électrique d'un matériau diélectrique à une fréquence donnée, on utilise souvent le facteur de pertes :

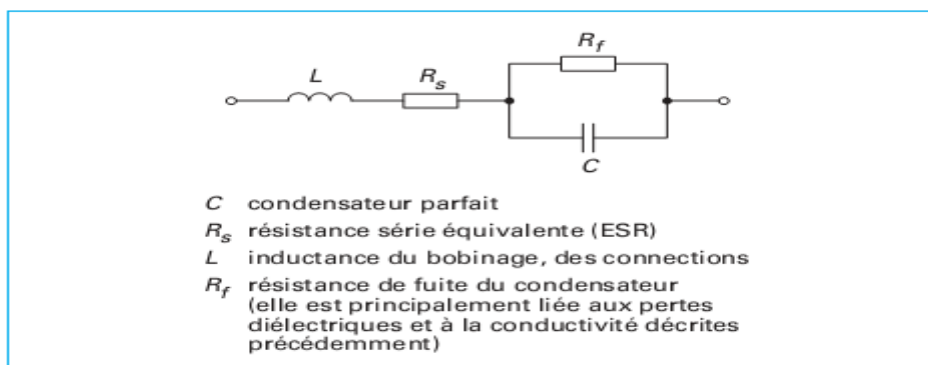
$$\tan(\delta) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (\text{II.14})$$

Ce facteur qui est fondamental pour l'utilisation d'un matériau, en particulier aux hautes fréquences, peut être défini dans le plan complexe des impédances comme l'écart au condensateur parfait (figure II.2). Nous le retrouverons plus loin dans la définition du circuit équivalent complet d'un condensateur.



**Figure II.1.** Évolution de la permittivité réelle et imaginaire avec la fréquence

Sur la (figure II.1.) sont résumés schématiquement les différents mécanismes de relaxation et de résonance responsables des variations de  $\epsilon'$  et de  $\epsilon''$ . La tendance générale concernant la partie réelle est à la baisse depuis les valeurs élevées à basses fréquences jusqu'à des valeurs proches de un aux très hautes fréquences ( $f > 10^{15}$  HZ). Lorsque les radiations électromagnétiques sont à très hautes fréquences, l'interaction entre celles-ci et le matériau est très faible et le diélectrique se comporte comme le vide soit  $\epsilon' = 1$ . Cette tendance générale à la baisse de  $\epsilon'$  avec la fréquence s'accomplit principalement par une succession de mécanismes restreints à certaines gammes de fréquences. Aux basses fréquences  $f < 100$  MHz environ, la décroissance de  $\epsilon'$  s'effectue par marches s'étendant chacune sur environ une décade en fréquences. Ces marches traduisent un mécanisme de relaxation dipolaire lié à la réorientation d'un dipôle.



**Figure II.2.** Schéma équivalent d'un condensateur

**II.1.2.b. Aux basses fréquences ( $f < 10$  kHz)**

On observe la relaxation de dipôles macroscopiques liés, soit à l'accumulation de charges libres (charges d'espace Coehlo), soit à des hétérogénéités macroscopiques du matériau (Maxwell Wagner Jonscher). Dans ce cas, ce sont donc les interfaces étendues des matériaux (surface, joints de grain) qui fixent la géométrie d'orientation des dipôles. L'intensité de la relaxation, c'est-à-dire l'amplitude du saut de  $\epsilon'$ ,  $\Delta\epsilon' = \epsilon_S - \epsilon_\infty$ , dépend de la densité de porteurs libres ainsi que de leur mobilité. Un lien entre la fréquence de cette relaxation et la conductivité est donc la signature absolue de ce mécanisme. Cela se traduit par une similitude entre l'énergie d'activation  $E_a$  de la conductivité  $\sigma$  et celle de la fréquence de relaxation  $f$  est donnée par :

$$f \sim \exp\left(-\frac{E_a}{KT}\right) \sim \sigma \quad (\text{II.15})$$

Cette équation d'Arrhenius montre que la fréquence de relaxation comme la conductivité (dans un modèle semi-conducteur) tend vers 0 à température nulle.

**II.1.2.c. Dans la gamme des radiofréquences ( $100$  kHz  $< f < 10$  MHz)**

Ce sont les dipôles microscopiques tels que ceux décrits précédemment qui relaxent. En appliquant le modèle de Langevin (9) on établit simplement un lien entre l'amplitude du saut de  $\epsilon'e'$  et la densité  $N$  de dipôles  $\mu$  :

$$\Delta\epsilon = \epsilon_S - \epsilon_\infty = \frac{N\mu^2}{3KT} \quad (\text{II.16})$$

Cette équation montre que le saut de permittivité associé à des dipôles microscopiques tend vers l'infini lorsque la température tend vers 0. Il s'agit là d'une loi très générale du comportement des systèmes dits para électriques. De plus, la fréquence de relaxation suit encore une loi d'Arrhenius analogue à l'équation (II.15) mais cette fois sans lien avec la conductivité du matériau. La fréquence de relaxation est directement liée au potentiel microscopique que subit individuellement chaque dipôle. Dans certains cas, il est possible d'établir une relation quantitative entre les mesures macroscopiques de la permittivité et des spectroscopies locales telles que la RMN ou la RPE [44,45].

**II.1.2.d. Aux fréquences supérieures à 1 GHz**

Dès que la fréquence devient supérieure à 1 GHz, de nouveaux mécanismes de décroissance de la permittivité apparaissent : les résonances. Comme précédemment, après chacune de ces résonances,  $\epsilon'$  décroît mais cette diminution s'effectue au travers d'une

résonance marquée par une divergence vers les valeurs positives suivie d'un « retour » par une divergence négative. Cette résonance traduit toujours une oscillation d'une espèce chargée dont la force de rappel augmente avec la fréquence :

- Aux fréquences  $f < 10^{14}$  Hz, ce sont les atomes qui oscillent autour de leur position d'équilibre (vibrations de phonons).
- dans le domaine de l'optique visible  $10^{14}$  Hz  $< f < 10^{15}$  Hz, les électrons de valence et des couches externes subissent la force d'attraction de leur noyau induisant les processus d'excitation/ désexcitation à la base de l'absorption et de l'émission optique. Dans cette gamme de fréquences, la permittivité diélectrique se déduit de l'indice optique.
- dans le domaine des rayons X, les électrons des couches profondes contribuent aux résonances à plus hautes fréquences car la force de rappel qu'ils subissent du noyau est beaucoup plus importante que dans le cas des électrons de valence.
- à l'extrémité du spectre, ce sont les excitations des particules au sein du noyau qui produisent des résonances.

Comme on peut le constater, il existe une relation logique entre la taille des entités chargées, l'énergie d'interaction avec leur environnement et leur contribution au spectre diélectrique. Sur la figure II.4, on voit que chacun des mécanismes responsables d'une diminution de la permittivité diélectrique s'accompagne d'une augmentation des pertes diélectriques. Ce lien très fondamental est décrit par les relations de Kramers-Kronig. On peut en déduire simplement que les matériaux à très forte permittivité auront nécessairement des pertes diélectriques importantes dans certaines gammes de fréquences.

De manière analogue à la réponse de systèmes mécaniques, la réponse diélectrique s'exprime sous forme d'une lorentzienne pour les résonances (mouvement d'oscillation)

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(\omega_0^2 - \omega^2 + j\gamma\omega)} \quad (\text{II.17})$$

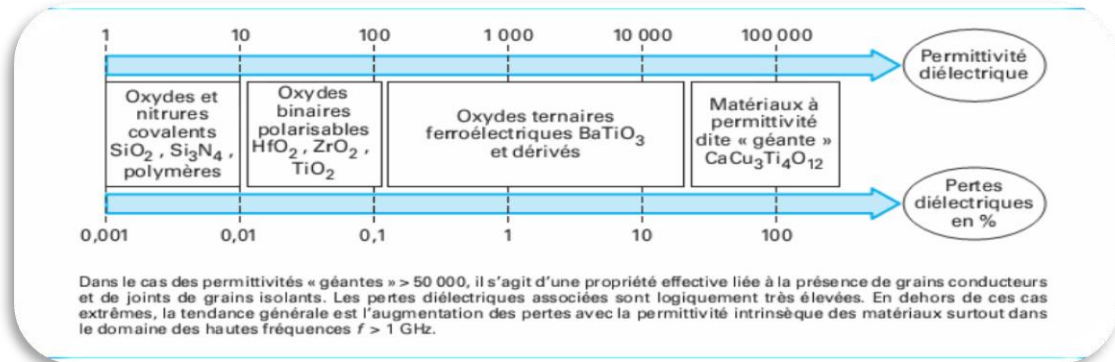
Où  $\omega_0$  est la fréquence de résonance,  $\varepsilon_s - \varepsilon_\infty$  son amplitude et  $\gamma$  son amortissement définissant la largeur du pic.

La réponse diélectrique s'exprime sous la forme d'une équation de Debye pour les relaxations (force de frottement) :

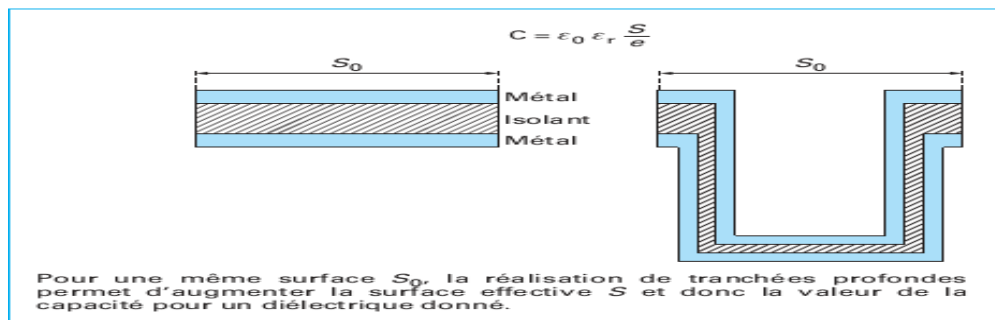
$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau)} \quad (\text{II.18})$$

Où  $\varepsilon_S - \varepsilon_\infty$  est l'amplitude de la relaxation et  $\tau$  le temps de la relaxation qui est l'inverse de la pulsation à laquelle se produisent la marche de  $\varepsilon'$  et le maximum de  $\varepsilon''$ .

Cette description est succincte et schématique. De nombreuses variantes peuvent être trouvées dans la littérature comme les relaxations « élargies » dans les verres [46] et les couplages entre oscillation et relaxation dans certains matériaux ferroélectriques.



**Figure II. 3.** Représentation schématique des différentes classes de matériaux diélectriques.



**Figure II.4.** Augmentation de la surface  $S$  d'un condensateur par la réalisation de tranchées

### II.1.3. Ordre à grande distance (Ferroélectricité)

Les mécanismes de polarisation (II.1.1) et les phénomènes dynamiques de la figure II.1 sont basés sur une hypothèse fondamentale :

Les dipôles interagissent principalement avec le champ électrique extérieur et la corrélation entre dipôles est traitée au mieux comme une perturbation.

En conséquence, la permittivité diélectrique des matériaux standards est limitée au maximum à quelques dizaines. Cependant, comme le montre explicitement l'équation (II.11), pour une température  $T$  donnée, la probabilité existe pour que  $\varepsilon_r - 1 = \varepsilon_r + 2$  dont la seule solution est  $\varepsilon_r = \infty$ . Cette « catastrophe de polarisation » est effectivement observée dans le

cas des matériaux ferroélectriques pour lesquels  $\epsilon_r$  peut atteindre plusieurs dizaines de milliers.

### *II.1.3.a. Polarisation spontanée*

Tous les modèles microscopiques expliquent ces valeurs sans égales par l'apparition dans le matériau ferroélectrique d'une polarisation spontanée résultant de l'interaction corrélée entre dipôles électriques. Cette interaction est rendue possible par le fait que chaque maille unitaire du ferroélectrique contient un dipôle électrique, ce qui assure une interaction à très longue portée de la polarisation. Cependant, il faut noter que ces fortes permittivités diélectriques s'accompagnent inévitablement d'une grande sensibilité à la température et aux autres contraintes extérieures (champ électrique, pression). Cette non linéarité a de nombreux avantages (piézoélectricité, pyroélectricité, optique non linéaire) mais elle est toujours un handicap pour la réalisation de condensateurs basés sur des matériaux ferroélectriques. Par rapport aux diélectriques standards, le vecteur déplacement électrique d'un ferroélectrique s'écrit :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} + \vec{P}_S \quad (\text{II.19})$$

Où  $P_S$  est la polarisation spontanée et  $P$  la polarisation induite par le champ électrique. Dans une première approche, le comportement des matériaux ferroélectriques est bien décrit par le modèle de Landau [47]. Ce modèle phénoménologique comme toutes les théories modernes de la ferroélectricité sont basés sur le fait que l'apparition de  $P_S$  en dessous d'une température  $T_c$  dite critique s'accompagne d'un changement de la structure cristalline des ferroélectriques. Cela confère aux ferroélectriques des comportements très spécifiques par rapport à d'autres transitions dans lesquelles un changement structural n'est pas un prérequis (ferromagnétisme, supraconductivité). Par exemple, les effets de taille finie sont tout à fait différents dans les ferroélectriques par rapport aux autres matériaux, ce qui a des conséquences importantes pour les applications dans des dispositifs intégrés. De nombreux débats sont en cours car ces effets de taille dépendent fortement de la mise en forme (céramiques, couches minces) voire de la voie de synthèse [48]. À la différence des systèmes magnétiques, il est donc difficile de faire un lien direct entre l'origine intrinsèque de la polarisation ferroélectrique et la taille des grains. Pour résumer, on peut toutefois dire que les propriétés ferroélectriques (polarisation, permittivité) sont fortement altérées lorsque la taille des grains dans une céramique ou une couche mince devient inférieure à quelques centaines de nanomètres.

**II.1.3.b. Permittivité et pertes**

La figure II.3 résume le dilemme permittivité ou pertes. Comme il a été vu précédemment, si l'on veut une grande permittivité, il faut un grand nombre d'entités fortement polarisables, elles entraîneront donc des pertes d'autant plus grandes dans un champ alternatif.

Dans la partie suivante, nous allons voir comment ces matériaux diélectriques sont mis en œuvre pour la réalisation de condensateurs.

**Conclusion**

Dans ce chapitre une étude sur les matériaux diélectrique a été investie. L'évolution de la permittivité réelle et imaginaire en fonction de la fréquence a été éclaircis sans oublié de donner un panorama des différents types de polarisation avec une présentation d'une application des diélectriques dans les condensateurs.



**Chapitre III**  
**PRINCIPE DE BASE DE LA (RDT)**

### III.1. Historique

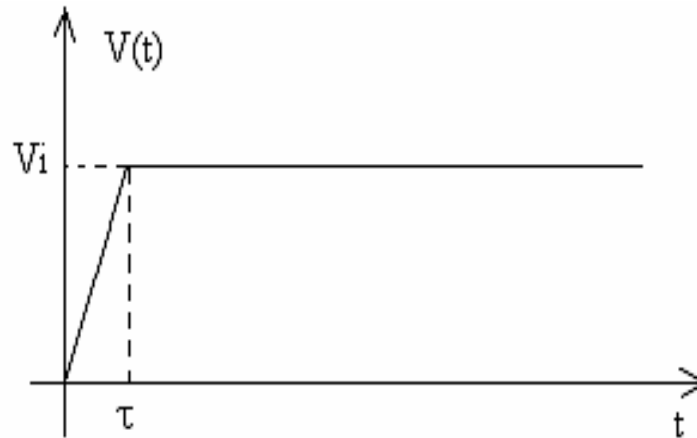
La Réflectométrie temporelle est, traditionnellement, utilisée pour la mesure de la permittivité des matériaux. Le principe de fonctionnement de la Réflectométrie temporelle T.D.R (Time Domain Reflectometry) est basé sur le principe d'un radar (effet écho), seulement le T.D.R utilise des impulsions au lieu des signaux sinusoïdaux. Cette technique était très utilisée pour la détection des discontinuités dans les lignes de transmission. Une impulsion "step like" produite par un générateur d'impulsion se propage à travers la ligne coaxiale et est réfléchi à partir d'une section d'échantillon placée à l'extrémité de la ligne. L'impulsion réfléchi se propage également par la même ligne. La différence entre l'impulsion réfléchi et l'incidente, enregistrée temporellement, contient des informations sur les propriétés diélectriques de l'échantillon.

La technique de T.D.R a été appliquée, pour la première fois, au domaine des études diélectriques par Fellner-Feldegg en 1969. Indépendamment, en 1969, Bagozzi, Ives, et Nahman ont déterminé le temps de relaxation diélectrique dans les liquides binaires de Debye en utilisant une méthode temporelle. En 1970, Nicolson et Ross ont présenté une nouvelle méthode temporelle basée sur des impulsions réfléchies et autre transmises pour déterminer la perméabilité d'un matériau sur une large bande de fréquences [49].

### III.2. Généralités et principe de mesure

Dans les techniques de réflectométrie en domaine temporel, nous faisons propager dans une ligne supposée sans pertes un signal que l'on assimile généralement à un échelon de tension de temps de montée très bref dont nous étudions les caractéristiques lorsqu'il rencontre un matériau quelconque placé dans cette ligne [50-53].

Les valeurs expérimentales de la constante diélectrique complexe sont obtenues à partir d'un système (Figure III.1) composé d'un générateur d'échelon de tension de niveau 200 mV et d'un temps de montée de 35ps (HP54121) et d'un oscilloscope à échantillonnage (HP84120B). L'échelon de tension se propage dans une ligne coaxiale standard APC-7 d'impédance caractéristique  $Z_0$  de 50Ω. Le rapport du signal incident  $V_+(t)$  et le signal réfléchi  $V_-(t)$  dans l'interface air-diélectrique permet l'évaluation de la permittivité diélectrique. L'échantillon du matériau composite d'épaisseur  $d$  est placé dans une cellule de mesure utilisée et terminée par une charge finale  $Z_0$ . Les mesures ont été effectuées dans la bande de fréquence (DC-3GHz) afin de déterminer la conductivité statique  $\sigma_s$  des matériaux composites élaborés.



**Figure III.1.** Echelon de tension incident en domaine temporel

Avec comme caractéristiques :

$$V(t) = 0 \quad \text{Pour} \quad t \leq 0$$

$$V(t) = \frac{V_i}{\tau} t \quad \text{Pour} \quad 0 \leq t \leq \tau$$

$$V(t) = V_i \quad \text{Pour} \quad t \geq \tau$$

### **III.3. Dispositif expérimental**

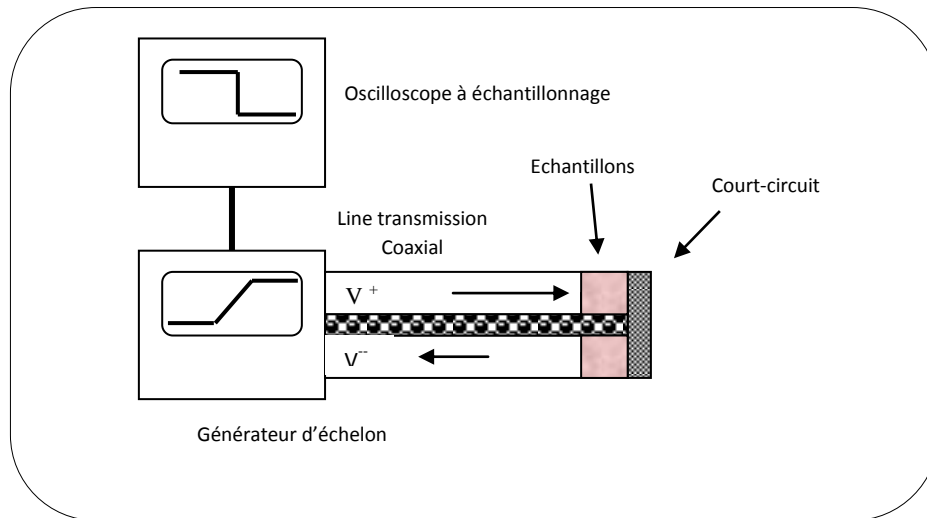
Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est constitué d'un Réflectomètre de troisième génération et d'un ordinateur Hewlett Packard HP 9000-340 [54-56].

#### **III.3.1. Réflectomètre**

L'appareillage que nous disposons est le modèle HP 54120A, cet instrument appartient à une nouvelle génération de l'oscilloscope à échantillonnage capable de mesurer un signal dans le domaine temporel avec un temps de montée de 25ps et une stabilité suffisante qui permet d'atteindre le domaine des micro-ondes. Les signaux sont visualisés sur un écran CRT (figure III.2). L'ensemble des commandes est contrôlé par un microprocesseur interne.

#### **III.3.2. le générateur d'échelon**

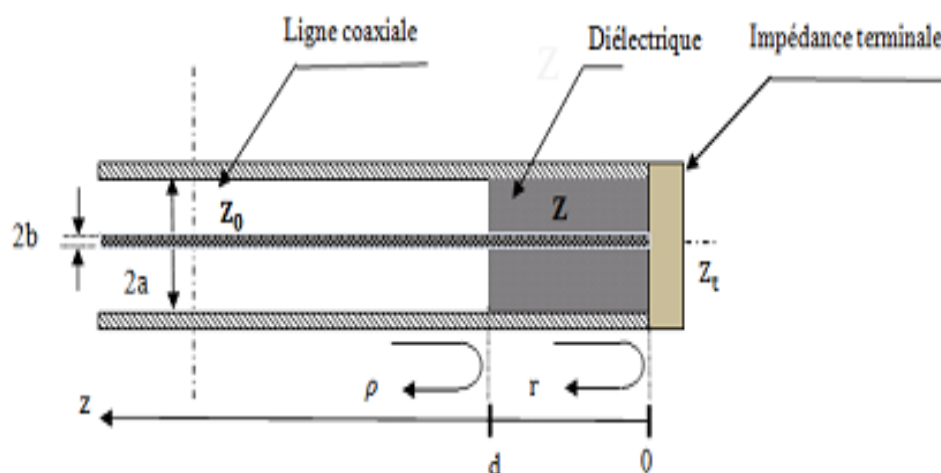
C'est un ensemble de quatre canaux sous la référence HP 54121A de Hewlett Packard. Le premier canal contient à la fois la diode utilisée générateur d'échelon et la tête d'échantillonnage.



**Figure III.2.** Système de mesure des propriétés diélectriques (reflectomètre dans le domaine temporel (TDR))

### III.4. Protocoles expérimentaux utilisés en TDR

L'échantillon, comme le montre la figure III.4, est placé dans une ligne coaxiale de standard 7 mm et d'impédance caractéristique  $Z_0$ . Nous faisons propager une onde TEM, et quand celle-ci rencontre une charge  $Z$  une partie de l'onde sera réfléchi au niveau de ce changement d'impédance.



**Figure III.3.** Échantillon placé dans une ligne à air.

L'impédance caractéristique  $Z_0$  d'une ligne coaxiale est définie par :

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{a}{b} \quad (\text{III.1})$$

Où  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  et sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide :

$$\mu_0 = \frac{4\pi}{10^7} \quad \text{Et} \quad \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi 10^9}$$

Et a et b sont respectivement le rayon extérieur et intérieur de la ligne coaxiale.

$$Z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\epsilon\epsilon_0}} \ln \frac{a}{b} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} Z_0 \quad (\text{III.2})$$

La constante de propagation  $\gamma$  s'exprime par :

$$\gamma = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\epsilon} \quad (\text{III.3})$$

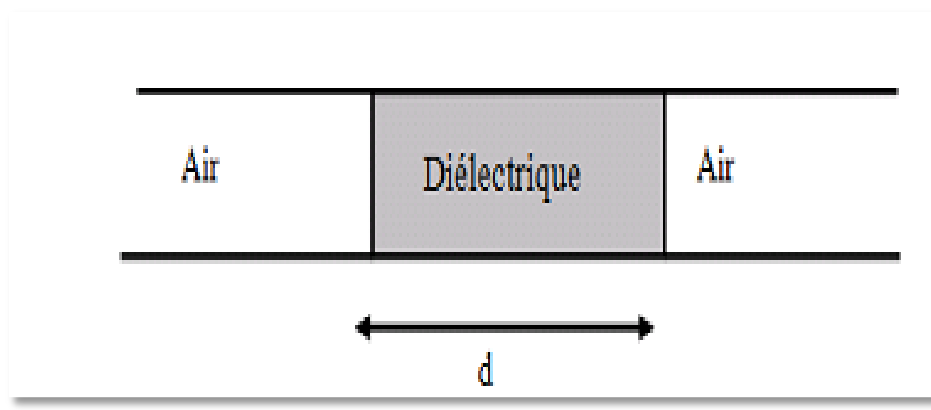
Avec  $C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = 3 * 10^8 \text{ m/s}$  qui est la célérité de la lumière et  $\omega = 2\pi f$  : la pulsation angulaire.

Dans le cas où le matériau est purement diélectrique ( $\mu = 1$ ), donc les relations (III.2) et (III.3) deviennent :

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon}} \quad \text{Et} \quad \gamma = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \quad (\text{III.4})$$

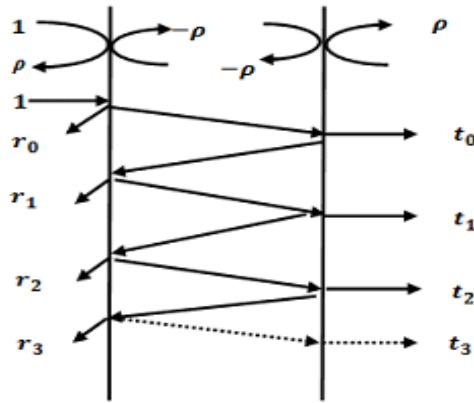
### III.4.1. Calcul du coefficient de réflexion

Si nous considérons un diélectrique d'épaisseur d et de constante diélectrique  $\epsilon$  disposée entre deux milieux (figure III.8), ce qui va générer des réflexions multiples sur les deux interfaces du diélectrique.



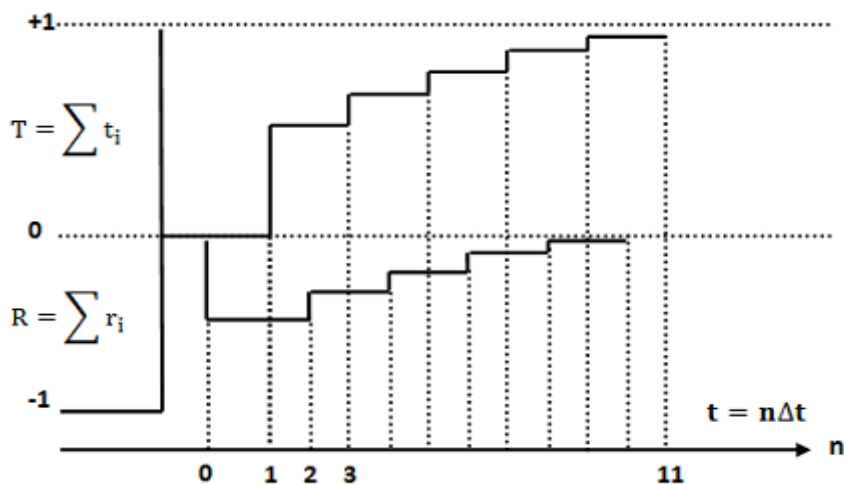
**Figure III.4.** Représentation de la ligne à air contenant l'échantillon.

Nous obtenons des réflexions que nous schématisons comme suit :



**Figure.III.5.** Les réflexions multiples dans l'échantillon.

Dans le cas général, pour avoir le signal réfléchi  $R$  et le signal transmis  $T$ , on fait la superposition des réflexions partielles et des transmissions partielles, on obtient le schéma suivant [57] :

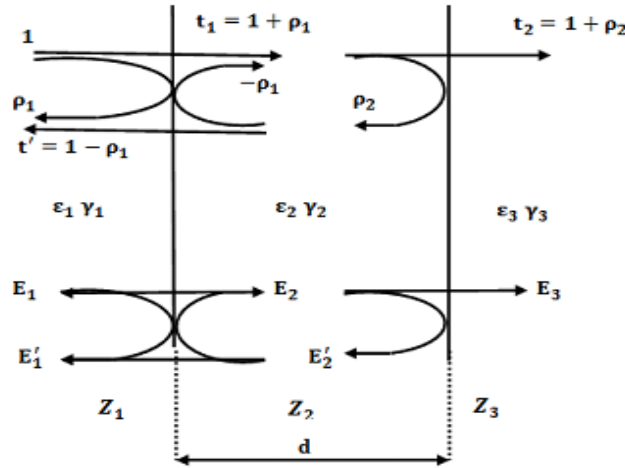


**Figure III.6.** Les coefficients de réflexion et de transmission temporelle.

Les deux signaux sont décalés dans le temps d'une quantité  $\Delta t$  puisque la première transmission  $t_0$  apparaît quand l'onde aura traversé l'échantillon alors que  $r_1$  apparaît pour un temps double nécessaire pour effectuer l'aller et retour.

Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission en domaine fréquentiel consiste à écrire les équations des champs au niveau des différentes interfaces, puis écrire ce coefficient en fonction des coefficients de réflexion à la première et à la deuxième interface.

Nous pouvons schématiser le problème par la figure III.8 ci-dessous :



**Figure III.7.** Représentation globale des multi- réflexions dans un diélectrique.

Nous définirons les grandeurs suivantes :

$\gamma_2$  : Constante de propagation dans le diélectrique étudié.

$E_1$  : Champ incident sur le premier dioptre.

$E'_1$  : Champ total réfléchi au niveau du premier dioptre.

$E_2$  : Champ total sur le premier dioptre à l'intérieur du diélectrique.

$E'_2$  : Champ total réfléchi au niveau du second dioptre à l'intérieur du diélectrique.

$E_3$  : Champ total transmis.

$\rho_1$  : Coefficient de réflexion sur le premier dioptre.

$t_1$  : Coefficient de transmission au niveau du premier dioptre.

$\rho_2$  : Coefficient de réflexion sur le second dioptre.

$t_2$  : Coefficient de transmission au niveau du second dioptre.

Nous aurons sur la première interface du coté amont :

$$\rho_1 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{III.5})$$

Alors du coté aval nous aurons :

$$\rho_2 = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2} \quad (\text{III.6})$$

On peut alors établir les équations des champs suivantes :

$$\begin{cases} E_2 = (1 + \rho_1)E_1 - \rho_1 E'_2 \exp(-\gamma_2 d) \\ E_3 = (1 + \rho_2)E_2 \exp(-\gamma_2 d) \\ E'_2 = \rho_2 E_2 \exp(-\gamma_2 d) \\ E'_1 = \rho_1 E_1 + (1 - \rho_2)E'_2 \exp(-\gamma_2 d) \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

Nous déduisons à partir de ce système d'équations les expressions générales du coefficient de réflexion global R et du coefficient de transmission global T :

$$R = \frac{E'_1}{E_1} = \frac{\rho_1 + \rho_2 \exp(-2\gamma d)}{1 + \rho_1 \rho_2 \exp(-2\gamma d)} \quad (\text{III.8})$$

$$T = \frac{E_3}{E_1} = \frac{(1 + \rho_2)E_2 \exp(-\gamma_2 d)}{1 + \rho_1 \rho_2 \exp(-2\gamma d)} \quad (\text{III.9})$$

Ces deux relations fondamentales vont nous servir à définir les principaux protocoles expérimentaux utilisés en spectroscopie temporelle. Lors de leurs présentations nous donnerons leurs avantages et leurs inconvénients.

### III.5. Méthodes à réflexions multiples

Contrairement à la méthode de la première réflexion, les méthodes à réflexions multiples permettent d'analyser la totalité des signaux réfléchis par les deux interfaces air/diélectrique et diélectrique/air. La forme du signal à analyser dépend de la nature de la charge placée en bout de ligne porte-échantillon (cellule).

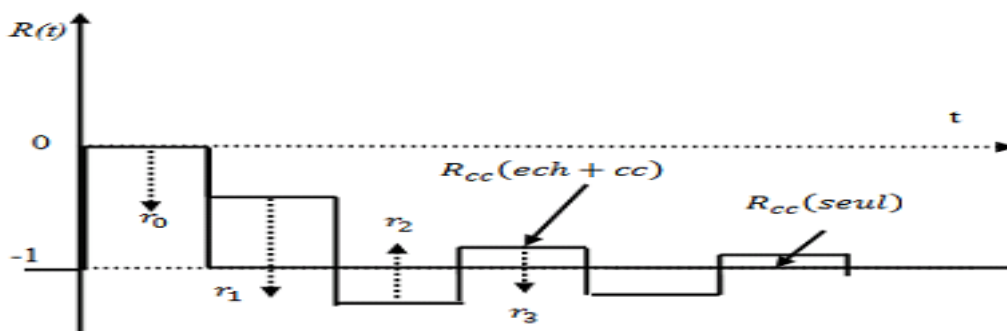
Différentes méthodes ont été proposées pour décrire les signaux observés pour différents types de charges terminales :

- Ligne court-circuitée.
- Ligne adaptée.
- Ligne ouverte.

#### III.5.1. La méthode de la ligne court-circuitée ( $z_t=0$ )

Cette méthode, très utilisée seulement pour des fréquences ponctuelles, semble moins intéressante pour caractériser des matériaux diélectriques en large bande [58]. Elle consiste à effectuer  $Z_t=0$  c'est-à-dire  $\rho_2 = -1$

Les signaux correspondants à cette méthode sont schématisés sur la figure ci-dessous :



**Figure III.8.** Représentation des multi- réflexions pour la méthode de la ligne court-circuitée

A partir de l'équation (III.8) on peut calculer le coefficient de réflexion global qui s'exprime par :

$$R(\omega) = \frac{\rho - \exp(-2\gamma d)}{1 - \rho \exp(-2\gamma d)} \quad (\text{III.10})$$

$$\rho = \rho_1 = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad \text{Et} \quad \gamma = \gamma_2 \quad (\text{III.11})$$

A partir de  $R(\omega)$  nous pouvons tirer l'impédance  $Z(\omega)$  :

$$Z(\omega) = \frac{1 + R(\omega)}{1 - R(\omega)} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \frac{1 - \exp(-2\gamma d)}{1 + \exp(-2\gamma d)} \quad (\text{III.12})$$

En remplaçant  $\gamma$  par son expression donnée dans l'équation (III.4), on obtient :

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tanh\left(-j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon u}\right) \quad (\text{III.13})$$

Donc pour calculer la permittivité  $\varepsilon$  partir de  $Z(\omega)$ , il faut résoudre l'équation transcendante (III.13) en utilisant les méthodes numériques.

### III.5.2. Méthode de la ligne adaptée ( $Z_t = Z_0$ )

Le matériau est placé dans une ligne à air terminée par son impédance caractéristique  $Z_0$  ( $50\Omega$ ) dans ce cas l'onde globale transmise à travers l'échantillon ne pourra revenir sur celui-ci. Les signaux correspondants sont schématisés ci-dessous:

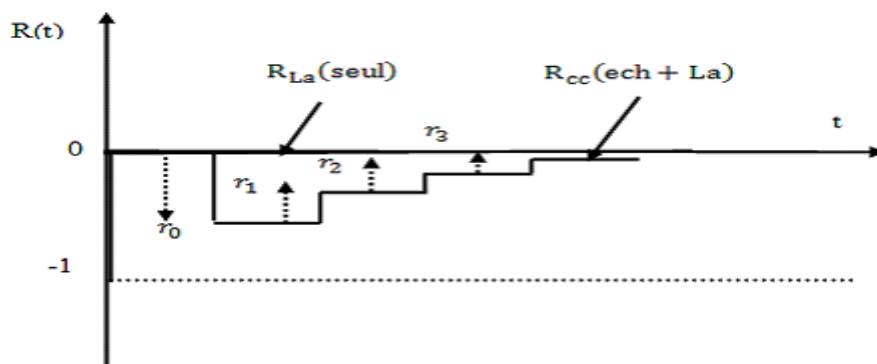


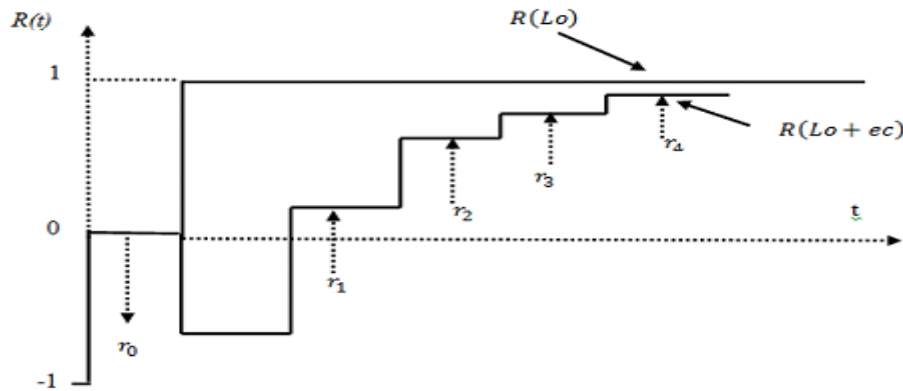
Figure III.9. Représentation des multi réflexions pour la méthode de la ligne adaptée.

### III.5.3. Méthodes de la ligne ouverte ( $Z_t = \infty$ et $Y_t = 0$ )

La principale difficulté de cette méthode consiste à réaliser une impédance terminale ( $Z_t = \infty$  et  $Y_t = 0$ ). En effet, si pour une fréquence fixe en mesure guidée il est relativement facile de satisfaire cette condition en plaçant un court-circuit à  $\lambda/4$  de la face arrière de l'échantillon, il est beaucoup plus délicat et difficile à mettre en œuvre dans les dispositifs

large bande. Nous supposons toutefois que nous savons réaliser une telle condition pour pouvoir poser les principes de base et ensuite développer une étude détaillée.

Les signaux correspondants sont schématisés ci-dessous:



**Figure. III.10.** Représentation des multi-réflexions pour la méthode de ligne ouverte.

Dans notre mémoire, nous avons utilisé la première méthode de calcul (La méthode de la ligne court-circuitée).

#### III.5.4. L'équation « $z(\omega) = f(\mu_r, \epsilon_r)$ »

Nous avons dans notre compte :

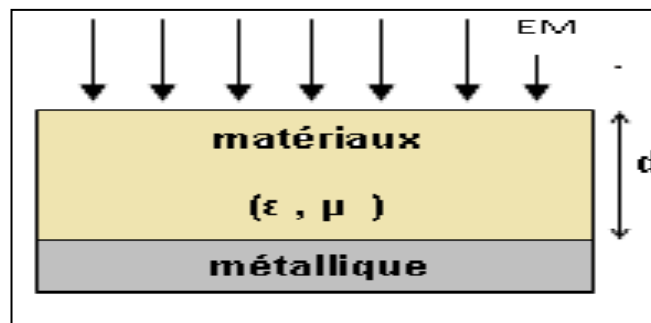
$\mu = 1$  Parce que notre matériau est non magnétique et  $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$

Donc :

$$Z_{in} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \tanh\left(-j \frac{2\pi}{c} f d \sqrt{\mu\epsilon}\right) \quad (\text{III.14})$$

Où  $Z_0$  est l'impédance de l'espace libre et de l'impédance d'entrée de l'absorbeur ;  $\mu_r$  et  $\epsilon_r$  sont la perméabilité relative et la permittivité de l'absorbeur ;  $f$  est la fréquence des micro-ondes ;  $d$  est l'épaisseur de l'absorbeur ;  $c$  est la vitesse de la lumière dans un espace libre.

A partir des équations (III.14) et (III.15), la perte d'un absorbeur sur une surface métallique de retour est déterminée par la permittivité relative et la perméabilité à une fréquence donnée, ainsi que l'épaisseur des matériaux absorbant les micro-ondes. Avec la perméabilité et la permittivité valeurs complexes mesurées de l'absorbeur de micro-ondes, on peut évaluer les performances d'absorption de micro-ondes en termes de perte de réflexion en utilisant les équations. Pour la conception d'un four à micro-absorbeurs mono-couche, en supposant que les absorbeurs sont fixés sur une plaque de métal conducteur (figure III.9).



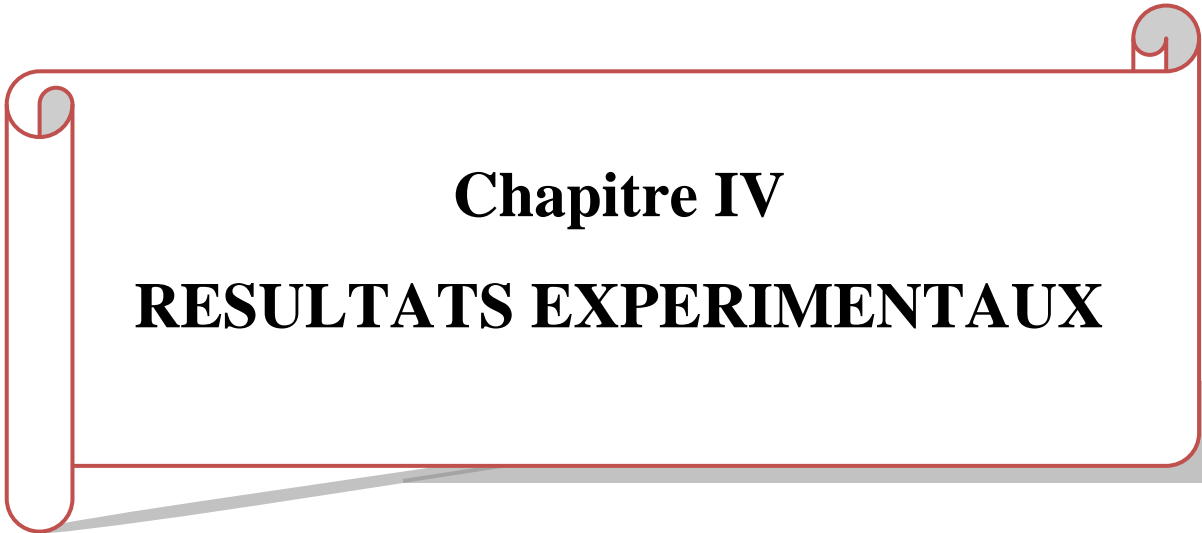
**Figure III.11.** Une seule couche d'un matériau d'échantillon ayant une permittivité et une perméabilité complexe ( $\epsilon, \mu$ ) et de l'épaisseur  $d$  est mise en contact avec une plaque métallique.

Selon la théorie des lignes de transmission, la perte de réflexion théorique pour un absorbeur à une seule couche, en supposant que les amortisseurs sont fixés sur une plaque de métal conducteur (figure III.2), est donnée par la relation suivante :

$$RL(db) = 20 \log \left| \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \right| \quad (III. 15)$$

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait une étude sur le système de mesure utilisé qu'est le TDR (Time Domain Reflectometry). la base de ce dernier est l'émission et la réflexion des ondes électromagnétiques(EM). Cette étude, nous a permis d'approfondir nos connaissances dans le domaine des interactions des ondes magnétiques avec la matière en générale. Cela aussi nous a permis le calcul des coefficients d'absorptions sujet de notre travail.



**Chapitre IV**  
**RESULTATS EXPERIMENTAUX**

## Introduction

Dans le cadre de notre travail sur la caractérisation des matériaux hétérogènes, nous avons choisis un matériau ayant les caractéristiques suivantes : une permittivité élevée, stable en température, disponible et reproductible. Pour cela nous avons choisi les titanates de baryum qui sont considérés comme des céramiques.

Ces céramiques existent sous forme de poudre. Donc pour former un matériau solide, il faut mélanger ces poudres avec un autre matériau permettant d'avoir un matériau solide, parmi ces matériaux il y a les résines polymériques. Les polymères chimiques sont en deux types, thermoplastiques et thermodurcissables.

Le composite polymère céramique est un bon choix pour la technologie d'antenne [59,60], comme il fournit des moyens pour commander les propriétés diélectriques du substrat  $\epsilon_r = 2$  jusqu'à  $\epsilon_r = 20$  ou même à 30, tenant compte de la miniaturisation des grains des poudres de la céramique en éliminant les joints de grains. Leur perte diélectrique est typiquement  $\tan \delta < 0.02$  pour les fréquences jusqu'à plusieurs GHz.

Pour obtenir une constante diélectrique plus élevée en utilisant des mélanges de polymère, la poudre en céramique est dispersée dans le polymère tandis qu'il est humide. Un tel polymère est le polydiméthylsiloxane (PDMS), les polymères organiques à base de silicone LCPs (polymère liquide cristal) sont d'autres polymères mais ont une faible constante diélectrique. Le PDMS est une hydrophobe écurie à température élevée (jusqu'à 200°C), mais également de faible coût. En outre, le PDMS a des pertes diélectriques très faibles pour des fréquences jusqu'à plusieurs GHz. Les diverses poudres en céramique, à savoir le titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ), le Mg- Ca- Ti(MCT), titanate de strontium ( $\text{SrTiO}_3$  ou D270), de Trans-Tech Inc. et Bi- Ba-ND-Titanate (BBNT) de Ferro Corps, elles pourraient être employées pour se mélanger aux matrices de polymère. Spécifiquement, on peut obtenir des diélectriques par la charge  $\text{BaTiO}_3$  avec une constante diélectrique (de  $\epsilon_r = 10$  à les milliers), selon sa forme chimique, taille de grain, température et les dopants supplémentaires. Les poudres BBNT, MCT et D270 ont des constantes diélectriques  $\epsilon_r = 95, 140$  et  $270$ , respectivement. Le processus de ce mélange est décrit [59].

### *IV.1.a. Applications des céramiques en électronique*

Les matériaux céramiques sont largement utilisés en électronique d'une façon exclusive et non exclusive (amélioration). Le tableau .IV.1 donne les principales applications de ces matériaux [60-63].

**Tableau .IV.1.** Utilisation des céramiques en électronique.

Fonction électronique du composant passif	Composant assumant la fonction
Interconnexion	Circuit hybrides Interconnexion pour circuits intégrés
Capacitive	Condensateurs
Résistive	Résistance Linges à retard Potentiomètres
Inductive	Bobine d'inductance Transformateurs Bague de déflexion pour écran cathodique
Protection. Régulation	Thermistances CTP Thermistances CTN Varistances VDR
Composants pour hyperfréquences	Résonateurs Circulateurs Condensateur

On peut classer convenablement les céramiques diélectriques en quatre groupes :

1. Les matériaux diélectriques dont le constant diélectrique est inférieur à 12
2. Les matériaux diélectriques dont le constant diélectrique est supérieur à 12

3. Les matériaux ayant des propriétés ferroélectrique et piézo-électrique
4. Les matériaux ayant des propriétés ferromagnétiques.

#### ***IV.1.b. Préparation et caractéristiques du titanate de baryum***

Le titanate de baryum est préalablement préparé à partir de  $\text{BaCO}_3$  et  $\text{TiO}_2$ . Le carbonate de baryum et l'oxyde de titanate sont d'abord mélangés à sec en proportions du rapport molaire  $\text{BaO} / \text{TiO}_2$  qui peut prendre les valeurs suivantes (1.03, 1.00 ou 0.97), le mélange est broyé longuement et homogénéisé dans un mortier en porcelaine [64].

Le titanate de baryum de stœchiométrie 1.03 correspond en fait à un mélange de  $\text{BaTiO}_3$  et  $\text{Ba}_2\text{TiO}_4$ , l'excès de  $\text{BaO}$  réagissant sur  $\text{BaTiO}_3$  pour donner  $\text{Ba}_2\text{TiO}_4$  :



Le rapport  $\text{BaO} / \text{TiO}_2 = 1.00$  donne après chauffage.



Le rapport  $\text{BaO} / \text{TiO}_2 = 0.97$  donne après chauffage.



Ces différents titanates de baryum sont notés respectivement  $\text{BaTiO}_3$  (1.03),  $\text{BaTiO}_3$  (1.00),  $\text{BaTiO}_3$  (0.97).

### **IV.2. Résultats expérimentaux**

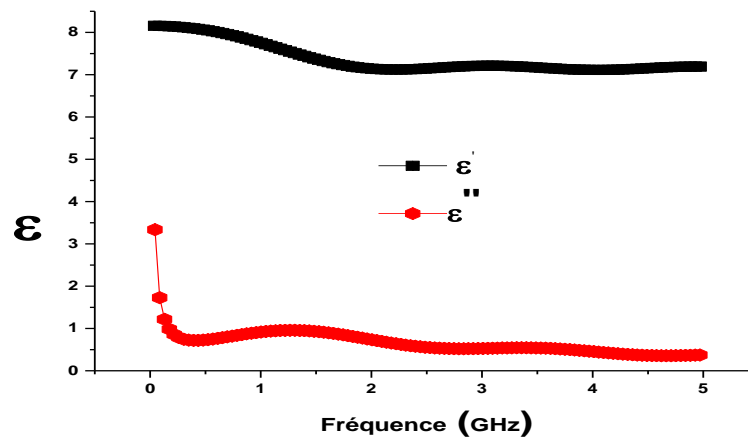
#### ***IV.2.a. Permittivité complexe et le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence des échantillons étudiées***

Dans ce qui suit nous allons présenter le comportement de la permittivité complexe et le coefficient d'absorption en fonction de la fréquence pour tous les échantillons étudiées. Dans la figure ci-dessous nous avons représenté la variation du coefficient de réflexion des échantillons pour quelques épaisseurs choisis.

## 1. L'échantillon E1

### a- La permittivité complexe

La figure.IV.1 représente la variation de la partie réelle et imaginaire de la permittivité pour l'échantillon E1 ayant les proportions Résine époxy 70%, BaTiO3 20% et CuO 10%. Nous constatons que la partie imaginaire tourne autour de zéro en haute fréquence et commence avec une valeur approximativement égale à 4 aux basses fréquences. Par contre la partie réelle a une valeur maximale autour de 8 en basses fréquences et elle diminue graduellement pour se stabilisé autour d'une valeur moyenne égale à 7.



**Figure IV. 1.** permittivité complexe de l'échantillon E1.

### b- Le coefficient de réflexion pour des différentes épaisseurs

On analysant les courbes de la figure IV.2. Qui représente la variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence on a observé que la meilleure épaisseur pour l'échantillon E1 qui donne une meilleure performance en absorption de l'échantillon et atteint à -17,24 dB avec une bande passante d'environ  $\Delta f = 0,88$  GHz et fréquence centrale de 2,6 GHz par contre pour une épaisseur de 12mm présente une bande passante  $\Delta f = 0,7$  GHz avec une moindre absorption de -12,94dB a une fréquence centrale de 2,23 GHz.

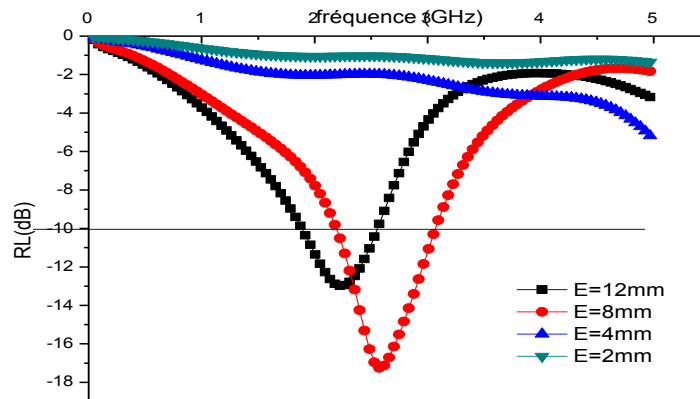


Figure IV.2. Le coefficient de réflexion en RL (dB) de l'échantillon E1.

## 2. L'échantillon E2

### a- La permittivité complexe

La figure IV.3 représente la variation de la partie réelle et imaginaire de la permittivité pour l'échantillon E2 ayant les proportions Résine époxy 70%, BaTiO<sub>3</sub> 15% et CuO 15%. Nous constatons que la partie imaginaire tourne autour de zéro en haute fréquence et commence avec une valeur approximativement égale à 5 aux basses fréquences. Par contre la partie réelle a une valeur maximale autour de 6,5 en basses fréquences et elle diminue graduellement pour se stabilisé autour d'une valeur moyenne égale à 5,8.

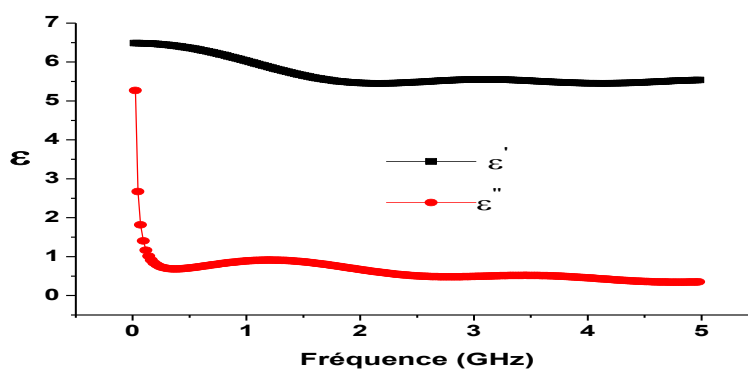
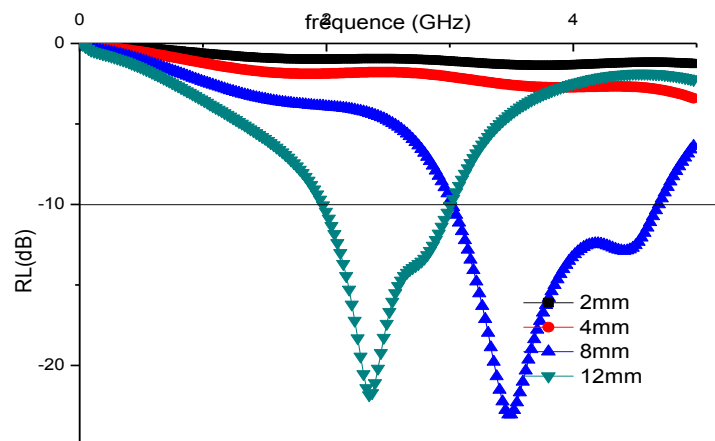


Figure IV.3. Permittivité complexe de l'échantillon E2

### *b- Le coefficient de réflexion pour des différentes épaisseurs*



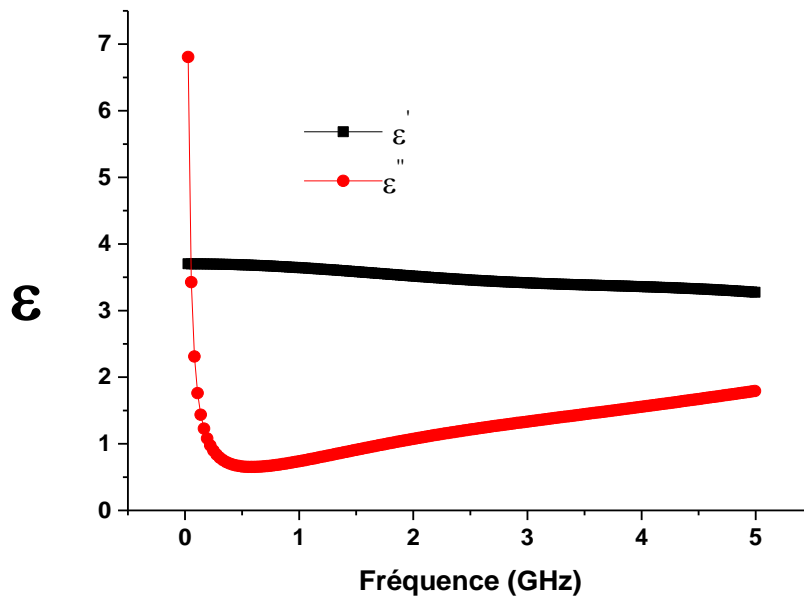
**Figure IV.4.** Le coefficient de réflexion RL en (dB) de l'échantillon E2

On analysant les courbes de la figure IV.4. Qui représente la variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence on a observé que la meilleure épaisseur pour l'échantillon E2 qui donne une meilleure performance en absorption de l'échantillon et atteint à -23,24 dB avec une bande passante d'environ  $\Delta f = 1,67\text{GHz}$  et fréquence centrale de 2,33 GHz par contre pour une épaisseur de 12 mm présente une bande passante  $\Delta f = 2,6\text{ GHz}$  avec une moindre absorption de -22,28dB a une fréquence centrale de 2,33 GHz.

## 3. L'échantillon E3

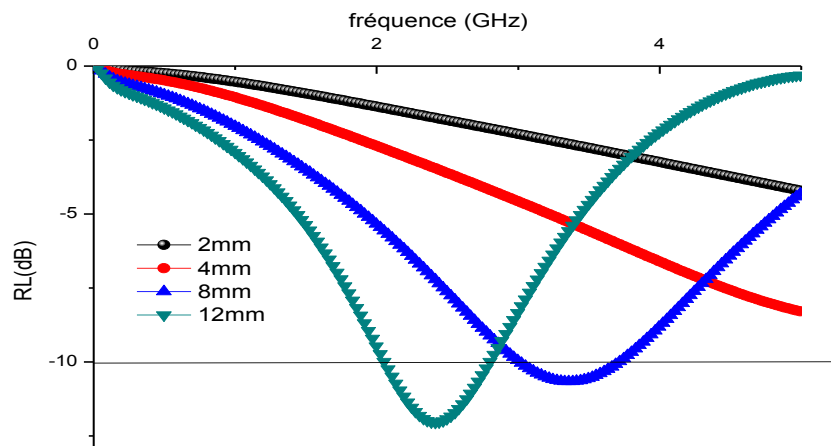
### a- La permittivité complexe

La figure.IV.5 représente la variation de la partie réelle et imaginaire de la permittivité pour l'échantillon E3 ayant les proportions Résine époxy 70%, BaTiO<sub>3</sub> 5% et CuO 25% . Nous constatons que la partie imaginaire tourne autour de zéro en haute fréquence et commence avec une valeur approximativement égale à 7 aux basses fréquences est diminué rapidement pour avoir des valeurs comprises entre 1 et deux a partir 0,5GHz. Par contre la partie réelle a une valeur maximale autour de 3,5 en basses fréquences et elle diminue graduellement pour se stabilisé autour d'une valeur moyenne égale à 7.



**Figure IV.5.** Permittivité complexe de l'échantillon E3.

*b- Le coefficient de réflexion pour des différentes épaisseurs*



**Figure IV.6.** Le coefficient de réflexion en (dB) de l'échantillon E3

On analysant les courbes de la figure IV.6. Qui représente la variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence on a observé que la meilleure épaisseur pour l'échantillon E3 est de 12mm qui donne une meilleure performance en absorption de l'échantillon et atteint à -12,17 dB avec une bande passante d'environ  $\Delta f = 0,7\text{GHz}$  et une fréquence centrale de 2,42 GHz. Par contre pour une épaisseur de 8mm présente une bande

passante  $\Delta f = 0,69$  GHz avec une moindre absorption de  $-10,53$  dB à une fréquence centrale de  $3,35$  GHz.

### **Conclusion**

A partir des résultats que nous venons de présenter nous pouvons constater que la variation de la permittivité complexe en fonction de la fréquence est très faible. La partie imaginaire ( $\epsilon''$ ) de la permittivité est presque nulle pour toutes les échantillons en haute fréquence. Le  $\text{BaTiO}_3$  augmente la permittivité considérablement pour tous les échantillons. Pour tous les échantillons le meilleur coefficient de réflexion est obtenu pour  $8$  mm, sauf pour l'échantillon E3 qu'il est une meilleure absorption pour  $12$  mm. L'échantillon E2 présente le maximum d'absorption de  $-23,24$  (dB) pour une épaisseur de  $8$  mm. Tous les échantillons présentent une large bande passante entre  $0,69$  et  $2,06$  GHz. la fréquence centrale de tous les échantillons est limitée  $2,23$  GHz entre  $3,48$  GHz ce qui est très utile dans les applications ISM et télécommunication mobile. D'après cette étude nous avons remarqué les meilleures absorptions sont obtenue pour des proportions équitables entre le  $\text{BaTiO}_3$  et le  $\text{CuO}$ .

# **Conclusion générale**

## Conclusion générale

Le but de notre travail été d'abord d'étudier les caractéristiques diélectriques et de calculer les coefficients d'absorptions des matériaux composites élaborés en utilisant le banc de La réflectométrie temporelle (Time Domain Reflectometry). Dans ce contexte, nous avons vu les méthodes de préparation des matériaux composites généralement. L'étude des propriétés absorbantes des ondes électromagnétiques (EM) des matériaux composites a été traité dans le chapitre trois. Dans le chapitre quatre nous avons vu les méthodes de préparations des matériaux composites à base de la Résine époxyde ,BaTiO<sub>3</sub> et le CuO avec différentes fractions volumiques.

Comme nous savons que les ondes électromagnétiques sont d'une grande importance dans notre vie quotidienne et dans de nombreux domaines telque la médecine, le domaine de l'électronique et de la communication. De cette importance nous avons traité les ondes electromagnétiques (EM) et leurs inérations avec la matières. Au contact de la matière, les ondes électromagnétiques se divisent en une onde réfléchie et en une onde transmise. Les mécanismes de polarisation (électronique, ionique/atomique, une rotation/orientation, interrassiale) ont été éclaircis.

Après l'étude que nous avons menée sur les différentes méthodes : la méthode à réflexions multiples et la méthode de Ligne court-circuitée. Nous avons pu obtenir et appliquer les lois de base pour calculer les indices de réflexion et de transmission en dB.

Nous avons constaté que les propriétés d'absorption du composite sont grandement améliorées avec l'augmentation de pourcentage de l'absorbeur CuO avec BaTiO<sub>3</sub> et le rapport (15:15) a montré une perte de réflexion de -23,24 dB au maximum à une fréquence de 3,48 GHz avec une bande passante de 1,67GHz dans une épaisseur de 8 mm. On constate que la fréquence correspondant décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de l'absorbeur. Les matériaux absorbeurs élaboré sont accordables en fréquence et peuvent trouver des applications dans le domaines des micro-ondes et ISM généralement.

# **Bibliographie**

**Bibliographiques**

- [1] : Anses, alimentation, environnemnt, travail. ANSES. [En ligne] [www.afsset.fr](http://www.afsset.fr).
- [2] : Harris, BENSON. Physique : ondes, optique et physique moderne. s.l : De Boeck, 1999. p. 34.
- [3] : Raymond, SERWAY. Optique et physique moderne. s.l : De Boeck, 1990. pp. 111-112.
- [4] : Pr Minkouo, TENG. L'électromagnétisme. s.l : Vernazobres-Gregio, 2011. pp. 41-42.
- [5] : Voyage vers l'infiniment petit. [En ligne] [www.diffusion.ens.fr](http://www.diffusion.ens.fr).
- [6] : Jardin des Sciences de l'Université de Strasbourg.Science citoyen. Science citoyen. [En ligne] 2009. <http://science-citoyen.u-strasbg.fr>.
- [7] : Pr Minkouo, TENG. L'électromagnétisme. s.l : Vernazobres-Gregio, 2011. pp. 42-43.
- [9] : Raymond, SERWAY. Optique et physique moderne. s.l : De boeck, 1990. p. 130.
- [10] : La lumière. [En ligne] [www.bioinformatics.org](http://www.bioinformatics.org).
- [11] : Pr Eva, PEBAY-PEYROULA. Les ondes électromagnétiques. s.l : Université Joseph Fourier de Grenoble, 2010.
- [12] : Eugene, HECHT. Ondes, optique et physique moderne. s.l : De Boeck, 1996. pp. 53-55.
- [13] : Dualité onde-corpuscule. [En ligne] [www.lpm.u-nancy.fr](http://www.lpm.u-nancy.fr).
- [14] : Joseph KANE, Morton STERNHEIM. Physique. s.l : Dunod, 2004. pp. 692-694.
- [15] : Pr Minkouo, TENG. L'électromagnétisme. 2011. p. 44.
- [16] : Raymond, SERWAY. Optique et physique moderne. s.l : De Boeck, 1990. pp. 413-416.
- [17] : Que sont les radiofréquences ? Portail radiofréquences-santé-environnement.  
a. [En ligne] [www.radiofrequences.gouv.fr](http://www.radiofrequences.gouv.fr).

- [18] : Le spectre électromagnétique. UVED. [En ligne] 2008. <http://e-cours.univ-paris1.fr>.
- [19] : Eugene, HECHT. Physique : électricité et magnétisme. s.l : De Boeck, 2006. p. 279.
- [20] : Harris, BENSON. Physique : électricité et magnétisme. s.l : De Boeck, 1999. p. 362.
- [21] : Raymond, SERWAY. Optique et physique moderne. s.l : De Boeck, 1990. p. 133.
- [22] : Rayonnements ionisants. INRS. [En ligne] [www.inrs.fr](http://www.inrs.fr).
- [23] : OMS : que sont les champs électromagnétiques ? Organisation Mondiale de la Santé. [En ligne] 2012. [www.who.int](http://www.who.int).
- [24] : Raymond, SERWAY. Optique et physique moderne. s.l: De Boeck, 1990. p. 134.
- [25] : Eugene, HECHT. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 2006. pp. 282-283.
- [26] : Harris, BENSON. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 1999. p. 363.
- [27] : Raymond, SERWAY. Optique et physique moderne. s.l: De Boeck, 1990. p. 135.
- [28] : Eugene, HECHT. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 2006. pp. 283-284.
- [29] : Qu'est-ce que l'effet de serre ? [En ligne] oliams. wordpress.com.
- [30]: Eugene, HECHT. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 2006. pp. 285-286.
- Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 2006. pp. 287-288.
- [31] : Harris, BENSON. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 1999. pp. 364-365.

- [32] : Eugene, HECHT. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 2006. p. 288.
- [33] : Harris, BENSON. Physique : électricité et magnétisme. s.l: De Boeck, 1999. p. 365.
- [34] : Cueille. Contribution à la modélisation multiphysique, électromagnétique, thermique et hydrodynamique, appliquée à la dosimétrie des systèmes d'exposition aux rayonnements électromagnétiques non ionisants. Faculté des Sciences et Techniques. (2007).
- [35] : Perrin, A., C. Cretallaz, et al. (2010).
- [36] : A.Von Hippel. a <les diélectriques et leurs applications >.Dunod, Paris (1961).
- [37]: KONG (J. A). -Electromagnetic waves in moving media. Ph. D. Thesis, Syracuse University, Syracuse, NY, 1968.
- [38] : KONG (J. A). - Electromagnetic wave theory.1975, Wiley Interscience, NY, Seconde edition en 1986 et 1990 par Wiley Interscience.Depuis 1998, publié sous le meme titre par  
EMW Publishing Company, MA, Version actuelle 2008.
- [39] : SHANNON. – J. Appl. Phys., vol. 73, p. 348 (1993).
- [40] : Institut français du pétrole. – Les Polymères organiques utilisables à températures élevées. Éditions TECHNIP, ISBN 2710804425, 9782710804420 (1983).
- [41] : KÄNZIG (W.), HART (H.) et ROBERTS (S.). – Physical Review Letters, 13, p. 543 (1964).
- [42] : SIVASUBRAMANIANA (S.), WIDOM (A.) et SRIVASTAVA (Y.N.). – The Clausius-Mossotti phase transition in polar liquids. Physica A., vol. 345, p. 356-366 (2005).
- [43]: COEHLO (R.). – Physics of dielectrics for the engineer. Elsevier (1978).
- [44]: SZE S (M.). – Physics of semiconductor de-vices. Wiley international (1969).

- [45]: BORSA (F.) ET Van Der KLINK (J.J.). – Physical Review B, 30, p. 52 (1984).
- [46] : FONTANA (M.) et FARGE (Y.). – Perturbations électroniques et vibrationnelles localisées dans les solides ioniques.Masson (1974).
- [47]: JONSCHER (A.K.). – Dielectric relaxation in solids. Chelsea Dielectric Press (1983).
- [48]: GLASS (A.) ET LINES (M.E.). – Principle and applications of ferroelectrics and related materials. Oxford, Calrendon (1977).
- [49]: LEE, YOON (D.H.) ET BURTRAND (I.). – BaTiO<sub>3</sub> properties and powder characteristics for ceramic capacitors.Journal of Ceramic Processing Research, vol. 3, 2, p. 41-47 (2000)
- [49]: R.NOZAKI,T.K.BOSE,"Broadband complex permittivity measurements by time-domain spectroscopy", IEEE Trans.Instrum. Meas, Vol. 39, pp 945 - 951, 1990.
- [50] : A. Boutaudon, Thèse d'Etat de l'université de Bordeaux I, Décembre 1996.
- [51] : A. Merzouki, Thèse d'Etat ès sciences physiques, Constantine 1992.
- [52] : T. Herihiri, Mémoire de Magister, Institut d'électronique Sétif, 1996.
- [53] : M.A Yessad, Mémoire de Magister, Institut d'électronique université de sétif, 1998.
- [54] : j.l.pueyo, these dedoctorat, université de Bordeaux I, juin 1983.
- [55] : A. E. BENAOUA, these de doctorat, université de Bordeaux I.
- [56]: k.M. FIDANBOYLU et M.S. RIAD," A new time-domain approach for determining the complex permittivity using stripline geometry", IEEE,Trans. Instrum. Meas. Vol. 39, N°6, December 1990.
- [57]: G.N. Watson," A Treatise on the Theory of Bessel Functions ", 2ème dition,Cambridge University Press, 1966.
- [58] : A. BOUTAUDON," Caractérisation électromagnétique dematériaux hétérogènes par techniques temporelles. Application à l'étude de matériaux du génie civil et de composites polymères chargés par des noirs de carbone ", Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, Déc, 1996.
- [59]: S. Koulouridis, G. Kiziltas, Y. Zhou, D. Hansford, and J. L. Volakis,'Polymer ceramic composites for microwave applications: Fabrication and performance assessment', IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 54, pp. 4202-4208, 2006.

- [60]: Y. Zhou, 'Polymer-ceramic composites for conformal multilayer antenna and RF systems', Dissertation of the Ohio State University, 2009.
- [61] : Arthur R. von HIPPEL, "les diélectriques et leurs applications", Dunod, Paris, 1961.
- [62] : F. J. M. HAUSSONNE, "céramiques pour composants électroniques", Techniques de l'ingénieur, pp E 1820-1 E1820-16.
- [63]: F.GARDIOL, "Hyperfréquences", Edition GEORGI, 1981.
- [64] :L. BENZIADA-TAIBI, these de doctorat présentée l'Université pierre et marie curie, France, Décembre 1991.

## **Résumé**

Dans ce travail, nous présentons une analyse spectrale de la permittivité diélectrique d'un composite Epoxyde/BaTiO<sub>3</sub>/CuO, en exploitant les mesures expérimentales obtenues par spectroscopie temporelle. Plusieurs échantillons ont été réalisés et étudiés afin de voir l'effet des différentes fractions volumiques des charges sur cette permittivité. L'étude fréquentielle s'étale du statique jusqu'à 5 GHz.

Trois types d'échantillons d'un matériau composite ont été préparés en utilisant des matériaux diélectriques à savoir le titanate de baryum BaTiO<sub>3</sub>, l'oxyde de cuivre CuO et une matrice formée de la résine époxyde. Le premier type des échantillons sont préparées à une fraction volumique constante à 70% de la résine époxyde les fractions volumiques du BaTiO<sub>3</sub> et CuO sont respectivement(20%/10%), le deuxième type des échantillons sont préparées est une fraction volumique constante à 70% de la résine époxyde les fractions volumiques du BaTiO<sub>3</sub> et CuO sont respectivement(15%/15%) et le troisième type d'échantillons sont préparées est une fraction volumique constante à 70% de la résine époxyde les fractions volumiques du BaTiO<sub>3</sub> et CuO respectivement (05%/25%) afin de voir l'effet de chaque composant sur les propriétés diélectriques ainsi que les propriétés d'absorption .

La permittivité complexe ( $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ ) et les propriétés d'absorption des micro-ondes des composites préparés ont été étudiées dans la bande (0 à 5 GHz). Un échantillon composite a montré une perte maximum de réflexion de -23.24dB à 2.33 GHz avec une épaisseur de l'échantillon de 8mm. Les valeurs d'absorption mesurées ont été validées par des calculs théoriques.

Les matériaux élaborés peuvent trouver des applications dans la suppression des interférences électromagnétiques (EMI) et la réduction de la signature radar.

**Mots-clés** - Complexe permittivité, Composite, absorption, matériaux diélectriques, TDR, BaTiO<sub>3</sub>, cuivre (II) oxyde, Perte de réflexion. Propriété diélectrique ; Une résine époxy ; Le titanate de baryum.

## Abstract

This study highlights the microwave absorption and dielectric attributes of synthesized epoxy resin-barium titanate-copper (II) oxide composites by simple blending technique. The new idea is to add semi-conductor particles in powder form to the binary dielectric composites (Epoxy Resin-Barium Titanate) to enhance the conductivity and hence the absorption properties of the latter. In this work, we present a spectral analysis of the dielectric permittivity and absorption properties of ternary composite proposed. The experimental data are obtained using the time domain reflectometry (TDR). Several samples were carried out with different mixture ratios. The latter permit the investigation of the effect of the volume fractions of fillers on the permittivity and the effect of each phase on the dielectric properties and on the absorption of EM waves. Dielectric measurements were carried out at ambient temperature and in broadband (DC-5GHz) for ISM applications possibilities and can be extended to X-band frequencies for RAM applications. The complex permittivity and return loss (dB) of the composites were measured at broadband frequency. Return loss have been calculated for different thicknesses. The outcomes showed an increase in the dielectric permittivity with increasing loads amounts in BaTiO<sub>3</sub>. The effect of the high amount in CuO on the conductivity of the composite was noted.

A composite sample showed a minimum Return loss -23,24 dB to 2.33 GHz and a bandwidth of 1.67GHz with a thickness of 8 mm from the sample and a sample showing a maximum bandwidth of 690 MHz (the frequency full width at -10dB the peak response) was achieved with a minimum return loss of - 10.53dB at 3,35 GHz.

**Keywords** – Complex permittivity, Composite, absorption, dielectric materials, TDR, BaTiO<sub>3</sub>, copper (II) oxide, Reflection Loss. Dielectric property; Epoxy resin; Barium titanate.

## ملخص

في عملنا هذا، قمنا بتقديم التحليل الطيفي للسماحية العازلة المكونة من المركب الايبوكسي و تيتانات الباريوم و اكسيد النحاس ( $BaTiO_3$ ,  $CuO$ ). حيث تم استغلال القياسات التجريبية التي تحصلنا عليها من خلال التحليل الطيفي الزمني، كما انتجت عدة عينات لدراسة و معرفة تأثير مختلف الاجزاء الحجمية للمواد العازلة. السماحية المركبة ( $\epsilon - j\epsilon'$ ) و خصائص الموجات الصغيرة المركبة التي تم دراستها في مجال  $[0 - 5] GHz$ . تم اعداد ثلاث انواع من عينات المواد المركبة باستخدام مواد عازلة وهي تيتانات الباريوم و اكسيد النحاس و مصفوفة تتكون من راتنجات الايبوكسي لمعرفة و دراسة خصائص امتصاص و معرفة سماحية المركبة. تتكون العينة الأولى من 70% راتنجات الايبوكسي و 20% من تيتانات الباريوم و 10% من اوكسيد النحاس. أما العينة الثانية تحتوي على نفس نسبة الايبوكسي اما تيتانات الباريوم و اوكسيد النحاس لهم نفس النسبة 15%. اما العينة الأخيرة تحتوي على 70% من الايبوكسي و 5% من  $BaTiO_3$  و 25% من  $CuO$ . وقد اخذت قيم السماحية المركبة بواسطة طريقة (RTD). ثم قمنا بحساب معامل الامتصاص. اظهرت دراستنا بأن العينة الثانية احسن امتصاصا لان القيمة العظمى لمعامل الامتصاص تصل الى  $-23.24 dB$  في  $2.33 GHz$  و سمك العينة 8مم.

**كلمات المفتاحية-** السماحية المركبة ، مركب، امتصاص، المواد العازلة،  $BaTiO_3$ ،  $RTD$ ، و أكسيد النحاس (II) ، وفقدان الامتصاص ، خصائص عازلة و راتنجات الايبوكسي، تيتانات الباريوم.