

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

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

MEMOIRE

Présenté à la Faculté de Technologie

Département d'Electronique

Pour l'Obtention du Diplôme de

MAGISTER

Option : Instrumentation

Par

Mr.: MANALLAH Kamel

Thème

**Techniques de mesure hyperfréquences large bande
appliquées aux matériaux hétérogènes solides.**

Soutenu le : 04 - 07 - 2012 devant la commission d'examen :

Mr. A. ZEGADI	Prof. à l'université de Sétif	Président
Mr. N. BOUZIT	Prof. à l'université de Sétif	Examineur
Mr. N. BOUROUBA	MCA à l'université de Sétif	Examineur
Mr. A. MERZOUKI	Prof. à l'université de Sétif	Rapporteur

ملخص

الهدف من هذا العمل هو دراسة الطرق المختلفة الكهرومغناطيسية لتوصيف نفاذية العوازل. الطريقة الاولى هي طريقة التحليل الطيفي في الزمن، لانه يقوم على معالجة الاشارات المرتدة في خط محوري حيث وضعنا عينة عازلة. و الطريقة الثانية هي استعمال تجويف رنيني حيث قمنا بتحديد التردد الرنيني و معامل الجودة ، هذا ما يسمح لنا باستخراج النفاذية. و بعدها استعملنا موجه موجات مستطيل لاستخراج الخصائص الكهرومغناطيسية. و اخيرا قمنا بتحليل قوانين الخلائط.

كلمات مفتاحية : 'النفاذية' ، 'المايكروويف' ، 'الموجه الموجي' ، عازل.

Abstract

The aim of this work is the measurement techniques of the electrical permittivity. First we have studied the non resonant method by using the Time Domain Spectroscopy TDS. Secondly, we determine the permittivity from the measurement of the resonant frequency and the quality factor of a resonant cavity. After we used a waveguide for determining the dielectric permittivity. Finally we describe the laws of mixtures.

Key words: Permittivity, Microwave, Waveguide, resonant, Dielectric.

Résumé

Le but de ce travail est l'étude des techniques de mesure de la permittivité électrique. Premièrement, nous avons étudié la méthode non résonance en utilisant la spectroscopie dans le domaine temporel SDT. Deuxièmement, nous avons utilisé une méthode de résonance, à partir de la fréquence de résonance et du facteur de qualité de la cavité on remonte à la permittivité diélectrique. Après nous avons utilisé un guide d'onde pour déterminer la permittivité électrique du matériau diélectrique. Enfin, nous avons décrit les différentes lois de mélanges qui régissent les matériaux hétérogènes.

Mots clés : Permittivité, Micro-onde, Résonance, Diélectrique.

INTRODUCTION.....	1
1 LA SPECTROSCOPIE EN DOMAINE DE TEMPS	3
1.1 Historique.....	3
1.2 Dispositif expérimental.....	3
1.2.1 Généralités et principe de mesure.....	3
1.2.2 Définition de la fonction d'appareil.....	5
1.2.3 La méthode de la courbe dérivée.....	8
1.3 Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans une ligne coaxiale.....	9
1.4 Principales méthodes utilisées en spectroscopie en domaine de temps.....	10
1.4.1 Expression générale du coefficient de réflexion.....	10
1.4.2 La méthode de la première réflexion.....	12
1.4.3 Les méthodes de multiréflexions.....	14
1.5 Conclusion.....	19
2 TECHNIQUES DE CARACTERISATION EN ESPACE LIBRE	20
2.1 Antenne.....	20
2.2 Faisceau micro-onde parallèle.....	22
2.3 Faisceau micro-onde focalisé.....	23
2.4 Les exigences pour les mesures en espace libre.....	25
2.4.1 Condition du champ lointain.....	25
2.4.2 Taille de l'échantillon.....	25
2.4.3 Environnement de mesure.....	25
2.5 Paramètres de dispersion.....	26
2.5.1 Définition.....	26
2.5.2 Utilisation des paramètres S.....	27
2.5.3 Relation entre matrices de dispersion et de chaîne.....	27
2.6 Méthode de réflexion en espace libre.....	28
2.6.1 Méthode de réflexion avec un court-circuit.....	28
2.7 Méthode de la plaque métallique mobile.....	29
2.8 Méthode de réflexion bistatique.....	32
2.9 Méthode de transmission/réflexion en espace libre.....	33
3 TECHNIQUE DE CARACTERISATION EN CAVITE RESONANTE.....	37
3.1 Introduction.....	37
3.2 Cavité en guide rectangulaire.....	37
3.3 Méthode de perturbation.....	38
3.3.1 Effets des pertes dans les parois, facteur de qualité métallique Q_{0m}	39
3.3.2 Application: cavité en guide rectangulaire.....	40
3.3.3 Application: cavité en guide circulaire.....	40
3.3.4 Application: cavité en ligne coaxiale.....	40
3.3.5 Application : résonateur en ligne micro-ruban.....	41
3.3.6 Echantillon diélectrique dans une cavité, facteur de qualité d'échantillon Q_{0e}	41
3.3.7 Facteur de qualité non chargé global Q_0	42
3.4 Cavité couplée.....	42
3.5 Excitation d'une cavité.....	44
3.5.1 Boucle inductive.....	44
3.5.2 Sonde capacitive.....	44
3.5.3 Ouverture rayonnante.....	45
3.6 Cavité utilisée.....	45
4 CARACTERISATION EN GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE.....	47
4.1 Banc de mesure a fréquence fixe.....	47
4.1.1 Détermination de la permittivité électrique.....	47

TABLE DES MATIERES

4.1.2	Méthode de la ligne court-circuitée	49
4.1.3	Technique des mesures	51
4.2	Caractérisation large bande en guide d'onde	54
4.2.1	Cellule de mesure	54
4.2.2	Analyseur de réseaux	54
4.2.3	Caractérisation en guide d'onde rectangulaire plein	60
4.2.4	Caractérisation en guide rectangulaire partiellement chargé	63
5	LOIS DE MELANGES.....	67
5.1	Théories du champ électrique local	67
5.2	Permittivité effective et champ d'excitation	69
5.2.1	Théorie moléculaire des milieux hétérogènes	70
5.3	Théories des milieux effectifs.....	71
5.4	Attribut stochastique	73
5.5	Influence de la géométrie des inclusions sur la permittivité	75
5.6	Loi de modélisation de Bottreau.....	76
5.7	Conclusion	77
6	PARTIE SIMULATION	78
6.1	Le logiciel de simulation HFSS.....	78
6.1.1	Présentation du logiciel.....	78
6.1.2	Méthode de calcul.....	78
6.1.3	Critère de convergence.....	79
6.2	Caractérisation large bande dans une ligne coaxiale	79
6.2.1	Détermination des caractéristiques électromagnétiques de quelques matériaux	81
6.3	Caractérisation diélectrique avec une cavité résonante.....	86
6.3.1	Résultats obtenus	86
6.4	Caractérisation diélectrique avec un banc de mesure à fréquence fixe.....	92
6.5	Conclusion	98
	CONCLUSION	99
	Bibliographie	100
	Annexe A Programme de calcul de la permittivité diélectrique par la méthode temporelle.	103
	Annexe B Programme de calcul de la permittivité par la méthode du banc à fréquence fixe.	105

INTRODUCTION

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies à partir de deux paramètres constitutifs : la permittivité ε , qui traduit la réaction du milieu face à une excitation électrique et la perméabilité μ , qui décrit le comportement du matériau vis à vis d'une excitation magnétique. La permittivité et la perméabilité doivent être représentées par des valeurs complexes $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, $\mu = \mu' - j\mu''$. La réponse électromagnétique de milieux hétérogènes peut être représentée par une permittivité et une perméabilité moyenne à condition que la taille des hétérogénéités du matériau reste faible devant la longueur d'onde. On parle alors de permittivité et perméabilité effectives. Enfin, dans le cas des milieux aux propriétés électromagnétiques anisotropes la permittivité ou la perméabilité doivent être représentées par des grandeurs tensorielles.

Pour mesurer la permittivité et la perméabilité complexes d'un matériau, on prélève un échantillon de matière et on le place sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, soit dans l'espace libre, soit à l'intérieur d'une structure de propagation. On peut également positionner l'échantillon dans une cavité résonante. Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif expérimental dépendent directement des propriétés électromagnétiques du matériau. A partir de la mesure de ces coefficients et de l'analyse électromagnétique des discontinuités créées par l'échantillon, on remonte à la permittivité et la perméabilité de l'échantillon.

Le choix d'une technique de caractérisation est d'abord déterminé par la bande de fréquence exploitée, puis par les propriétés physiques du matériau : magnétique ou non, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou hétérogène, dispersif ou non et enfin par la forme et la nature des échantillons de matière disponibles : plaquettes ou films minces, liquides ou solides, élastomères ou granulaires.

Pour concevoir de nouveaux matériaux, une analyse de leurs comportements est nécessaire. La possibilité de traitement d'une telle hétérostructure à l'aide des paramètres

effectifs, ainsi que l'influence des inhomogénéités sur le comportement du champ électrique, est essentielle dans certaines applications comme la télédétection, les applications industrielles et médicales des micro-ondes, la science des matériaux, ...Des mélanges artificiels sont également étudiés en vue de constater et/ou d'envisager leurs applications potentiellement utiles.

La permittivité effective des hétérostructures a été décrite par de nombreuses formules analytiques et théories, appelées « lois de mélanges ». Cependant, les travaux sur les lois de mélanges se poursuivent encore. La raison de cette évolution est que les lois de mélanges ne peuvent prédire que les propriétés électriques de certains milieux composites particuliers, et seulement dans certains cas spécifiques.

Ainsi en premier lieu, nous rappellerons tout d'abord les principes et les généralités relatifs à la Spectroscopie en Domaine temporel SDT ou (TDS). Nous décrirons les différents protocoles expérimentaux qui sont généralement utilisés en domaine de temps afin de déterminer ceux qui nous semblent les mieux adaptés au travail que nous devons réaliser.

En conséquence, dans le deuxième chapitre, nous ferons une étude de la technique de mesure en espace libre à l'aide d'antenne cornet adaptée à une mesure sans contact ou pour des matériaux difficiles à usinés.

Par la suite, le troisième chapitre traite la méthode monofréquence avec l'utilisation d'une cavité résonante. Dans cette méthode on utilise la méthode de perturbation pour extraire les propriétés diélectriques d'un matériau.

Le quatrième chapitre traite la mesure en guide d'onde rectangulaire. Nous commençant par la mesure avec un banc de mesure à fréquence fixe. Ensuite nous développons le principe générale de mesure à partir des paramètres de dispersions. A partir de ces paramètres on détermine les coefficients de réflexion et de transmission qui vont nous donner la permittivité diélectrique du matériau.

Ensuite, le cinquième chapitre décrit les lois de mélanges qui décrivent la permittivité diélectrique des matériaux composites (hétérogènes) à partir des permittivités des différents constituants.

Dans le dernier chapitre on décrit les différents travaux effectués et les résultats obtenus.

Enfin on termine avec une conclusion générale et les perspectives de ce travail.

1 LA SPECTROSCOPIE EN DOMAINE DE TEMPS

1.1 Historique.

La caractérisation d'un système physique au moyen de techniques temporelle est déjà ancienne. Dès 1951 [1], Cole et son équipe en utilisant des méthodes transitoires ont étudié des processus de relaxation lent (de l'ordre de la seconde à quelques millisecondes). Un condensateur contenant le milieu diélectrique à étudier y joue le rôle de cellule de mesure et la réponse qu'il donne d'une excitation en forme d'échelon de tension fournit des informations sur les paramètres caractéristiques de l'échantillon. L'extension de ces méthodes transitoires à l'étude des processus de relaxation rapide tels que ceux apparaissant dans le domaine des hyperfréquences n'a été possible que plus tard avec l'apparition de générateurs à diodes tunnels et des oscilloscopes à échantillonnage performant. Mais c'est surtout en ingénierie des télécommunications qu'elles furent utilisées pour localiser des discontinuités existant dans les câbles.

1.2 Dispositif expérimental.

1.2.1 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 [BOUT96] [MERZ92] [BOUZ00] [HERI96] [YESS98].

Un échelon de ce type peut être schématisé par la figure 2.1 ci-dessous :

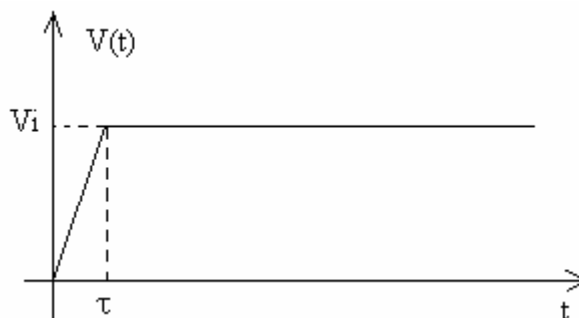


Figure 1-1 : Echelon de tension incident en domaine temporel

avec comme caractéristiques :

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

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

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

Nous pouvons d'après les propriétés issues du théorème de Fourier, calculer l'amplitude complexe $V(\omega)$ dans l'espace transformé des fréquences [BOUT96] [MERZ92] [BOUZ00] :

$$V(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) e^{-j\omega t} dt = -\frac{V_i}{\tau} \frac{1 - e^{-j\omega\tau}}{\omega^2} \quad 1-1$$

Lorsque le temps de montée τ devient faible, nous aurons :

$$V_{\tau \rightarrow 0}(\omega) = \frac{V_i}{j\omega} \quad 1-2$$

Cette dernière expression correspond à la transformée de Fourier de la fonction échelon dont nous pouvons également calculer la densité spectrale, il vient :

$$I(\omega) = V(\omega) \cdot V^*(\omega) = -\frac{2V_i^2}{\tau^2} \left(\frac{1 - \cos(\omega\tau)}{\omega^4} \right) \quad 1-3$$

et comme précédemment quand τ devient faible :

$$I_{\tau \rightarrow 0}(\omega) = \frac{V_i^2}{\omega^2} \quad 1-4$$

La densité spectrale qui est inversement proportionnelle au carré de la fréquence s'atténue moins rapidement vers les hautes fréquences que celle d'un signal de temps de montée fini inversement proportionnelle à la fréquence à la puissance quatre. Nous voyons donc l'intérêt de pouvoir utiliser des signaux incidents avec des temps de montée très bref ce qui est rendu possible depuis plusieurs années avec l'utilisation de diodes à pas de recouvrement rapides (step recovery diode) [BOUT96] qui assurent également une grande stabilité en temps permettant d'atteindre des fréquences de l'ordre de 12 GHz dans l'espace transformé.

Ce signal se propage donc dans une ligne d'impédance caractéristique Z_0 et lorsqu'il rencontre une impédance Z une partie du signal incident sera réfléchi. Le coefficient de réflexion à l'interface s'exprimera par :

$$R = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad 1-5$$

Nous pourrions donc connaissant R , obtenir Z et caractériser la nature de ce changement d'impédance : il pourra être du à un défaut de connectique, à un changement de

standard dans la propagation guidée où, dans le cas qui nous intéresse, à la présence d'un échantillon dans la ligne.

Le signal ainsi obtenu doit être traité et lui appliquer la transformée de Fourier pour pouvoir passer dans le domaine de fréquence dans lequel il sera analysé et éventuellement interprété.

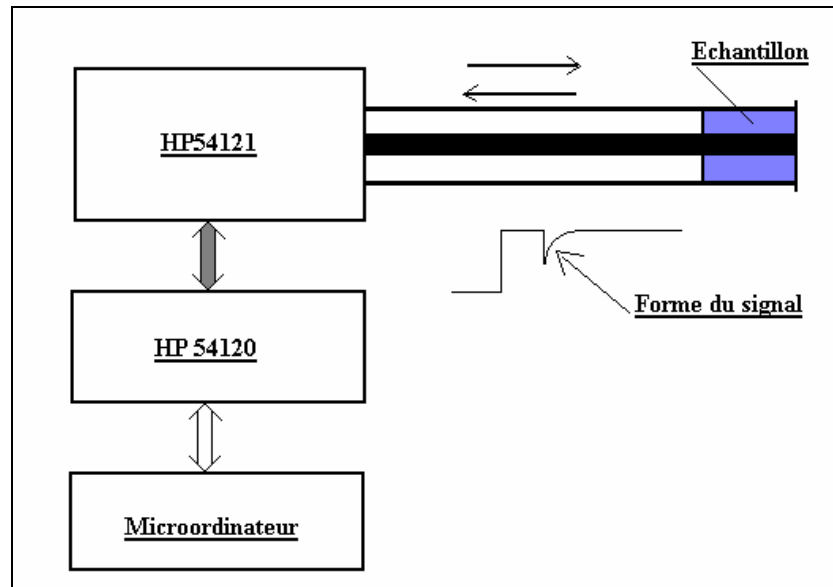


Figure 1-2 Exemple de dispositif de mesure en TDS

1.2.2 Définition de la fonction d'appareil

Un appareil de mesure donne d'un phénomène physique non pas une image nette mais une image un peu floue ; par exemple une impulsion infiniment brève à l'entrée d'un amplificateur ne donne jamais en sortie une impulsion infiniment brève mais un signal de durée finie, non nulle [BOUZ00] [BOUT96].

Un spectromètre traduira lui aussi une impulsion de durée quasi nulle par signal de durée finie et cela à donc pour effet de perturber un signal quelconque injecté à son entrée.

$$S(t) = T[E(t)] \quad 1-6$$

Si nous envoyons sur notre système que nous supposons passif, linéaire et causal et vérifiant le principe de l'invariance temporelle, une impulsion brève $E(t) = \delta(t - t_0)$, nous aurons alors à la sortie un signal de durée fini.

On introduit la fonction de Dirac définie par :

$$E(t) = \delta(t) \quad 1-7$$

et

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1 \quad 1-8$$

On a encore en $t_0=0$:

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} d\omega \quad 1-9$$

dans ce cas le signal d'entrée peut être considéré comme une somme infinie d'exponentielle et par conséquent nous avons :

$$S(t) = T \left[\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} d\omega \right] \quad 1-10$$

Si nous utilisons la propriété de linéarité du système on aura :

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} T[e^{j\omega t}] d\omega \quad 1-11$$

dans cette expression, le terme $T[\exp(j\omega t)]$ peut être considéré comme la réponse du système à $E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} d\omega$. Nous pouvons également écrire d'après la propriété de l'invariance temporelle :

$$T[e^{j\omega(t+t_1)}] = S[t+t_1] = e^{j\omega t_1} T[e^{j\omega t}] = e^{j\omega t_1} S(t) \quad 1-12$$

Si $t=0$, il vient :

$$T[e^{j\omega t_1}] = e^{j\omega t_1} T[1] \quad 1-13$$

t_1 étant choisi de façon arbitraire, on pourra toujours écrire :

$$T[e^{j\omega t}] = e^{j\omega t} T[1] \quad 1-14$$

Nous avons donc trouvé un facteur de proportionnalité entre la réponse $T[\exp(j\omega t)]$ et son excitation $\exp(j\omega t)$. Ce facteur est en général complexe et dépendant de ω , nous l'appellerons fonction de transfert et le noterons $H(\omega)$.

Dans ces conditions, nous aurons :

$$T[e^{j\omega t}] = H(\omega) e^{j\omega t} \quad 1-15$$

D'après la relation (2-11), la réponse à une impulsion de Dirac pourra s'écrire :

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad 1-16$$

où on reconnaît l'expression de la transformée de Fourier inverse de $H(\omega)$:

$$S(t) = TF^{-1}[H(\omega)] \quad 1-17$$

Ainsi la réponse du système à une impulsion brève est la transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert $H(\omega)$, nous l'appellerons réponse impulsionnelle et la noterons $H(t)$.

Après avoir défini la réponse d'un système à une impulsion de Dirac, considérons maintenant un signal d'entrée $V(t)$ quelconque. Nous aurons l'intégrale de convolution :

$$V(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_1) V(t_1) dt_1 \quad 1-18$$

$V(t)$ apparaît comme une somme infinie d'impulsion $\delta(t-t_1).V(t)$ et sa réponse $W(t)$ pourra s'exprimer toujours à partir de la propriété de linéarité par :

$$\begin{aligned} W(t) &= T[V(t)] \\ &= T\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_1) V(t_1) dt_1\right] \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} T[\delta(t - t_1) V(t_1)] dt_1 \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} T[\delta(t - t_1)] V(t_1) dt_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} H(t - t_1) V(t_1) dt_1 \end{aligned} \quad 1-19$$

On reconnaît alors l'expression du produit de convolution de la fonction d'appareil $H(t)$ par notre signal d'entrée :

$$W(t) = H(t) * V(t) \quad 1-20$$

où $*$ symbolise un produit de convolution.

Dans le domaine fréquentiel ce produit de convolution devient un simple produit entre la fonction d'appareil et la transformée du signal d'entrée.

En effet, nous aurons alors :

$$W(t) = H(t) * V(t) \xrightarrow[\text{de Fourier}]{\text{Transformation}} W(\omega) = H(\omega) V(\omega) \quad 1-21$$

Nous pouvons donc définir $V(\omega)$, fonction recherchée, par :

$$V(\omega) = \frac{W(\omega)}{H(\omega)} \quad 1-22$$

si on connaît $H(\omega)$.

Pour trouver $V(\omega)$ il faut faire une mesure sur une charge dont la réponse est connue sur toute la bande de fréquence étudiée.

Plusieurs possibilités s'offrent à nous, nous avons utilisé un court-circuit dont la réponse fréquentielle $R_{cc}(\omega) = -1$.

On peut exprimer alors la réponse d'un échantillon par :

$$V(\omega) = \frac{W(\omega)}{-R_{cc}(\omega)} \quad 1-23$$

Avec les notations suivantes :

$V(\omega)$ est la réponse ‘vraie’ de l’échantillon.

$W(\omega)$ est le signal détecté par le spectromètre.

$R_{cc}(\omega)$ est le signal détecté lorsque la charge de la ligne de mesure est un court-circuit que nous aurons disposé rigoureusement à la même distance que la face avant de l’échantillon.

1.2.3 La méthode de la courbe dérivée.

Soit $V(t)=V(k\Delta t)$ le signal à rendre compatible avec la transformée de Fourier. On peut définir la courbe dérivée par [MERZ92]:

$$\Delta V(k\Delta t) = V(k\Delta t) - V((k-1)\Delta t) \quad 1-24$$

Dont la transformée de Fourier discrète est définie par :

$$\Delta V(\omega) = \Delta t \sum_{k=0}^N [V(k\Delta t) - V((k-1)\Delta t)] e^{-j\omega k\Delta t} \quad 1-25$$

et dont les conditions aux limites sont définies par :

$$V(k\Delta t) = V(0) \text{ pour } k=0 \text{ et } k=1 \text{ (définition de l'origine)} \quad \Delta V(k\Delta t) = 0 = \Delta V(0)$$

$$V(k\Delta t) = V_{t \rightarrow \infty} \text{ pour } k=N=N-1 \text{ (la valeur asymptotique est atteinte pour } k \leq N-1$$

$$\Delta V(k\Delta t) = 0 = V_{t \rightarrow \infty}$$

Nous avons alors :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V(\omega)}{\Delta t} &= \sum_{k=0}^N V(k\Delta t) e^{-j\omega k\Delta t} - \sum_{k=0}^N V((k-1)\Delta t) e^{-j\omega k\Delta t} \\ &= \sum_{k=0}^N V(k\Delta t) e^{-j\omega k\Delta t} - e^{-j\omega \Delta t} \sum_{k=0}^N V((k-1)\Delta t) e^{-j\omega (k-1)\Delta t} \\ &= [1 - e^{-j\omega \Delta t}] TFD[V(t)] \end{aligned} \quad 1-26$$

Si $W(t)=H(t)*V(t)$ et $R_{cc}(t)=H(t)*[-\delta(t-t_0)]$ sont respectivement les réponses données par la charge à caractériser et par une référence court-circuit, nous obtenons :

$$V(\omega) = - \frac{TFD[W(t)]}{TFD[R_{cc}(t)]} \quad 1-27$$

Or quand le pas d’échantillonnage est le même pour les deux signaux, on aura :

$$V(\omega) = - \frac{TFD[\Delta S(t)]}{TFD[\Delta R_{cc}(t)]} = - \frac{[1 - e^{-j\omega \Delta t}] TFD[W(t)]}{[1 - e^{-j\omega \Delta t}] TFD[R_{cc}(t)]} \quad 1-28$$

La dynamique des courbes dérivées restant faibles [BOUZ00], cette méthode a l'avantage de ne pas écraser les fréquences élevées contrairement aux autres méthodes existants Ganset Nicolson [GANS78] [NICOL73][SHAA86].

Nous pouvons donc ainsi définir par déconvolution la réponse d'un matériau dans le domaine des fréquences et par suite ses paramètres diélectriques dans une bande de fréquence dont nous allons définir les limites hautes et basses fréquences.

La limite haute fréquence est imposée par deux critères distincts :

Elle est inhérente à l'utilisation de la transformée de Fourier discrète et notamment au phénomène de repliement du spectre qui survient quand le critère de Nyquist n'est pas satisfait. Cela implique donc d'utiliser une fréquence d'échantillonnage définie par :

$$\Delta f = \frac{1}{N\Delta t} = \frac{1}{T} \quad \text{avec } f_e = N\Delta f \quad 1-29$$

elle doit être telle que $f_e < f_{\max}$, $f_{\max}$ étant la fréquence maximum que l'on peut atteindre afin d'éviter le phénomène de recouvrement.

La seconde est directement liée à la bande passante du matériel.

La limite haute fréquence F_L peut donc être définie par : $F_L = \frac{F_E}{4}$ si $F_c > \frac{F_E}{4}$ et $F_L = F_c$ si $F_c < \frac{F_E}{4}$ (où F_c est la limite haute fréquence d'utilisation de notre matériel).

En basses fréquences outre le statique qui suivant les protocoles utilisées n'est pas toujours accessible, la première fréquence d'intérêt F_0 sera : $F_0 = \Delta f$.

1.3 Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans une ligne coaxiale.

Nous étudions en spectroscopie temporelle la réponse à signal incident d'un échantillon diélectrique. Les propriétés diélectriques du matériau vont dictées la forme de la réponse. Pour mieux utiliser cette méthode, il est judicieux de comprendre les phénomènes physiques auxquels on se réfère. Nous allons étudier la propagation des ondes électromagnétiques dans une ligne de transmission.

L'intégration des équations de Maxwell conduit dans le cas des basses fréquences à des grandeurs bien connues (résistance, capacité, inductance) qui prennent le non de constantes localisées; Dans le cas des micro-ondes (dimensions du circuit comparables à la longueur d'onde) nous obtenons des constantes réparties: on ne peut plus utiliser les notions classiques de tension et de courant.

1.4 Principales méthodes utilisées en spectroscopie en domaine de temps.

1.4.1 Expression générale du coefficient de réflexion.

Nous allons ici étudier la réponse d'un échantillon à partir des coefficients de réflexion aux interfaces, ce qui se produit dans l'échantillon et individualisant chaque réflexion aux interfaces. En effet dans notre dispositif de réflectométrie temporelle elles arrivent échelonnées dans le temps. Nous calculerons ensuite les coefficients de réflexion globaux par une méthode qui est généralement utilisée par les opticiens [BOUT96] [BOUZ00].

Si nous considérons une lame diélectrique d'épaisseur d et de constante diélectrique ϵ_2 disposée entre deux milieux différents de longueurs infinies et de permittivités relatives ϵ_1 et ϵ_3 , nous avons de façon générale :

$$\rho_1 = \frac{Z_{i+1} - Z_i}{Z_{i+1} + Z_i} = \frac{n_i - n_{i+1}}{n_i + n_{i+1}} \quad 1-30$$

avec $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$.

Nous aurons sur la première interface du coté amont :

$$\rho_1 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \quad 1-31$$

alors que du coté aval nous aurons :

$$\rho_2 = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \quad 1-32$$

On peut donc représenter le système par la figure ci-dessous :

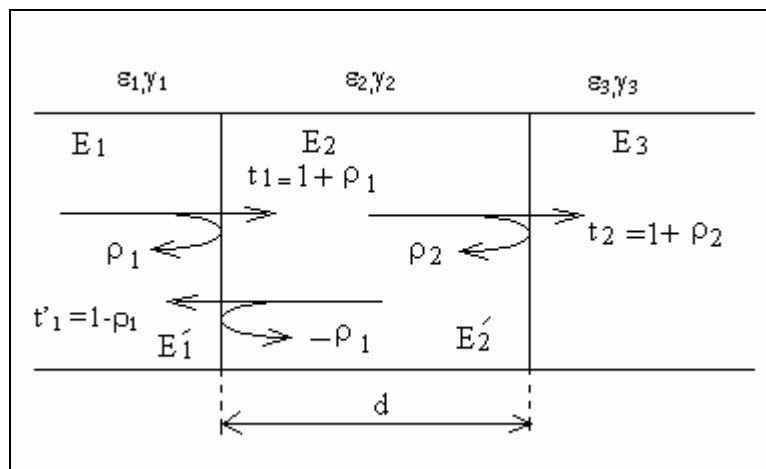


Figure 1.3 : Représentation globale des multiréflexions dans un diélectrique

Nous définirons les grandeurs suivantes :

γ_1 : constante de propagation dans le diélectrique étudié

E_1 : champ incident sur le premier dioptré

E'_1 : champ total réfléchi au niveau du premier dioptré

E_2 : champ total sur le premier dioptré à l'intérieur du diélectrique

E'_2 : champ total réfléchi au niveau du second dioptré et à l'intérieur du diélectrique

E_3 : champ total transmis

ρ_1 : coefficient de réflexion sur le premier dioptré

t_1 : coefficient de transmission au niveau du premier dioptré

ρ_2 : coefficient de réflexion sur le second dioptré

t_2 : coefficient de transmission au niveau du second dioptré

On peut alors établir les relations suivantes entre les expressions des champs :

$$E_2 = (1 + \rho_1)E_1 - \rho_1 E'_2 e^{-\gamma_2 d}$$

$$E_3 = (1 + \rho_2)E_2 e^{-\gamma_2 d}$$

$$E'_2 = \rho_2 E_2 e^{-\gamma_2 d}$$

$$E'_1 = \rho_1 E_1 + (1 - \rho_1)E'_2 e^{-\gamma_2 d}$$

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

$$R = \frac{E'_1}{E_1} \quad 1-33$$

et

$$T = \frac{E_3}{E_1} \quad 1-34$$

soit pour le coefficient de réflexion :

$$R = \frac{E'_1}{E_1} = \frac{\rho_1 + \rho_2 e^{-2\gamma d}}{1 + \rho_1 \rho_2 e^{-2\gamma d}} \quad 1-35$$

de même le coefficient de transmission peut s'exprimer par :

$$T = \frac{E_3}{E_1} = \frac{(1 + \rho_1)(1 + \rho_2)e^{-\gamma d}}{1 + \rho_1 \rho_2 e^{-2\gamma d}} \quad 1-36$$

Ces deux relations fondamentales vont nous servir à définir les principaux protocoles expérimentaux utilisés en spectroscopie en domaine de temps.

Les méthodes présentées peuvent se diviser en deux catégories : la méthode de la première réflexion et les méthodes faisant intervenir les réflexions multiples.

1.4.2 La méthode de la première réflexion.

Cette méthode est la première à avoir été mise en œuvre dans la spectroscopie en domaine de temps. Ici la réflexion issue de l'interface air/échantillon qui est prise en compte , il faut donc utiliser un échantillon de longueur suffisante pour que toute l'information portée par la réflexion ρ de la première interface soit obtenue avant que n'apparaisse la seconde réflexion due à la seconde interface.

Une première mesure, en présence de l'échantillon, nous donne le signal $R(t)$ réfléchi par l'interface air/diélectrique, puis une deuxième mesure qui donne le signal $V(t)$ réfléchi par un court-circuit celui-ci étant placé à l'endroit qu'occupait précisément la face avant du matériau.

D'après la relation (1-23), nous avons :

$$\rho(\omega) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} R(t)e^{-j\omega t} dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} V(t)e^{-j\omega t} dt} = -\frac{R(\omega)H(\omega)}{V(\omega)H(\omega)} \quad 1-37$$

Or $Z = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon}}$, où Z représente l'impédance caractéristique du matériau et Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne à air, ce qui conduit à :

$$R = \rho = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \quad 1-38$$

La permittivité complexe est donc obtenu simplement par :

$$\epsilon = \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2 \quad 1-39$$

Cependant cette méthode présente des inconvénients, nous allons en citer trois:

- L'échantillon doit être d'autant plus long que nous sommes en présence de relaxations basse fréquence afin de tenir compte de la décroissance de la courbe de réponse temporelle.
- Le deuxième inconvénient de cette méthode est que dans le cas général où $\mu \neq 1$ on ne peut pas séparer la permittivité et la perméabilité car nous disposons seulement comme information de :

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \left(\frac{1-\rho}{1+\rho} \right)^2 \quad 1-40$$

Toutefois pour les études sous champ magnétique où la permittivité ne varie pas en fonction de B : $\varepsilon(B \neq 0) = \varepsilon(B = 0)$, nous pourrions étudier les variations de :

$$\mu = \left(\frac{1+\rho}{1-\rho} \right)^2 \quad 1-41$$

- Enfin l'inconvénient majeur de cette méthode consiste à pouvoir maîtriser la dynamique des phases qui est extrêmement faible. En effet, compte tenu que :

$$\rho = \frac{1-\sqrt{\varepsilon}}{1+\sqrt{\varepsilon}} = \frac{1-n'+jn''}{1+n'-jn''} \quad 1-42$$

avec $n = \sqrt{\varepsilon} = n' - jn''$ représentant l'indice du milieu.

Nous pouvons écrire également :

$$\rho = R(\rho) + jI(\rho) = |\rho|e^{-j\phi} \quad 1-43$$

soit

$$\phi = \text{Artg}\left(\frac{n''}{n'-1}\right) - \text{Artg}\left(\frac{n''}{n'+1}\right) \quad 1-44$$

Comme n'' est très inférieur à n' la phase ϕ reste toujours faible. En effet, si nous considérons le signal de référence $R_{cc}(t)$ et le signal temporel donné par l'échantillon décalé d'une quantité δt , la réponse obtenues après utilisation d'une transformée de Fourier est donnée par:

$$R_{déca}(\omega) = \frac{TfD[V(t + \delta t)]}{TFD[R_{cc}(t)]} = \frac{\Delta t \sum_0^N V(t + \delta t) e^{-j\omega t}}{\Delta t \sum_0^N R_{cc}(t) e^{-j\omega t}} \quad 1-45$$

Il vient alors que $R_{déca}(\omega) = R(\omega) \exp(-j\omega \delta t)$ avec $R(\omega)$ le signal recherché. Il existe entre les deux expression un terme de correction de phase $\exp(-j\omega \delta t)$. Cette correction peut devenir importante aux limites hautes fréquences de la bande d'intérêt en particulier pour les matériaux présentant des faibles pertes

Cette méthode, qui est parfaitement adaptée au cas des liquides, laisse sa place pour des protocoles mieux adaptés basés sur un processus de multiréflexions.

1.4.3 Les méthodes de multiréflexions.

Nous supposons qu'en amont de l'échantillon l'onde se propage dans une ligne à air parfaite.

Dans ce cas, par rapport à la méthode précédente, il n'est pas nécessaire d'utiliser d'échantillon long afin de le caractériser. Nous allons présenter plusieurs protocoles expérimentaux permettent de définir les paramètres électromagnétiques du matériau.

1.4.3.1 La méthode de la ligne court-circuitée ($Z_t=0$).

Cette méthode consiste à effectuer $Z_t=0$ c'est-à-dire $\rho_2=-1$, dans ces conditions on obtient:

$$\rho_1 = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad 1-46$$

A partir de (2-61) on peut calculer le coefficient de réflexion global qui s'exprime par:

$$R_c(\omega) = \frac{\rho - e^{-2\gamma d}}{1 - \rho e^{-2\gamma d}} \quad 1-47$$

avec bien entendu $T_c(\omega)=0$.

Cette méthode, très utilisée pour des fréquences ponctuelles, semble moins intéressante pour caractériser des matériaux diélectriques en large bande. L'impédance de l'ensemble matériau plus charge terminale est donnée par:

$$Z = \frac{1 + R_c}{1 - R_c} = \left(\frac{1 + \rho}{1 - \rho} \right) \left(\frac{1 - e^{-2\gamma d}}{1 + e^{-2\gamma d}} \right) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} th(\gamma d) \quad 1-48$$

En basse fréquence quand $\gamma d \ll 1$, on peut développer cette expression au premier ordre par:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} th(\gamma d) = j\mu \frac{\omega}{c} d \quad 1-49$$

En conséquence, la permittivité du matériau à étudier est pratiquement impossible à déterminer en basse fréquence pour des échantillons minces, la dépendance en ε n'intervient qu'à l'ordre supérieur. En effet, cette méthode sera principalement utilisée pour des mesures de perméabilité sur des matériaux magnétiques ou sur des matériaux de grande longueur.

L'équation à résoudre pour obtenir la permittivité à partir de R_c est transcendante ce qui nécessite l'utilisation d'une méthode itérative. On peut toutefois obtenir une solution simple dans le cas où on dispose d'un échantillon avec deux épaisseurs doubles l'une de l'autre. On a alors pour les deux épaisseurs les expressions des impédances:

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{th} \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu} \right) \quad 1-50$$

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{th} \left(j \frac{\omega}{c} 2d \sqrt{\varepsilon \mu} \right) \quad 1-51$$

Si on pose alors $p = \frac{Z_1}{Z_2}$ et $x = e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}}$, il vient:

$$p = \frac{1-x}{1+x} \frac{1+x^2}{1-x^2} = \frac{1+x^2}{(1+x)^2}$$

soit finalement connaissant x on obtient:

$C_1 = \sqrt{\varepsilon \mu}$ que l'on porte dans l'expression de Z_1 et on a: $C_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ soit finalement:

$$\varepsilon = \frac{C_1}{C_2} \quad 1-52$$

et

$$\mu = C_1 C_2 \quad 1-53$$

1.4.3.2 La 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 , dans ce cas l'onde transmise à travers l'échantillon ne pourra revenir sur celui-ci.

Pour ce protocole expérimental, nous aurons au niveau de la première interface:

$$\rho_1 = \rho = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad 1-54$$

alors que sur la seconde interface nous aurons:

$$\rho_2 = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} = -\rho \quad 1-55$$

Les expressions donnant les coefficients de réflexion et de transmission sont alors de la forme:

$$R = \frac{\rho(1 - e^{-2\gamma d})}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma d}} \quad 1-56$$

et

$$T = \frac{(1 - \rho^2) e^{-\gamma d}}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma d}} \quad 1-57$$

A partir de l'expression du coefficient de réflexion, nous pouvons en déduire l'admittance de l'ensemble échantillon plus charge terminale:

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1-R}{1+R} \quad 1-58$$

on a alors directement:

$$Y = \frac{1-\rho}{1+\rho} \frac{1+\rho e^{-2\gamma d}}{1-\rho e^{-2\gamma d}} \quad 1-59$$

Dans le cas général où l'échantillon présente une perméabilité $\mu \neq 1$, il vient:

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{(\sqrt{\mu} + \sqrt{\varepsilon}) + (\sqrt{\mu} - \sqrt{\varepsilon}) e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}}}{(\sqrt{\mu} + \sqrt{\varepsilon}) - (\sqrt{\mu} - \sqrt{\varepsilon}) e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}}} \quad 1-60$$

soit encore:

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{\sqrt{\mu} \left(1 + e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}} \right) + \sqrt{\varepsilon} \left(1 - e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}} \right)}{\sqrt{\mu} \left(1 - e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}} \right) + \sqrt{\varepsilon} \left(1 + e^{-2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon\mu}} \right)} \quad 1-61$$

qui devient finalement:

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} th \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon\mu} \right)}{th \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon\mu} \right) + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}} \quad 1-62$$

Si nous considérons, le cas particulier où $\mu=1$, la relation précédente se simplifie et nous obtenons:

$$Y = \sqrt{\varepsilon} \frac{1 + \sqrt{\varepsilon} th \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon} \right)}{th \left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon} \right) + \sqrt{\varepsilon}} \quad 1-63$$

Cette équation est transcendante, sa résolution nécessite un traitement informatique. On utilise cette méthode pour les matériaux non magnétique comme les polymères.

Si nous effectuons un développement asymptotique au temps long en considérant que la quantité γd est très faible, nous obtenons pour $t \rightarrow \infty$ ($\omega \rightarrow 0$):

$$e^{-2\gamma d} = 1 - 2\gamma d$$

en considérons que $\gamma d \ll 1$:

Dans ces conditions le coefficient de réflexion devient égal à:

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{2\rho\gamma d}{1 - \rho^2 + 2\rho^2\gamma d} \quad 1-64$$

soit en remplaçant ρ par sa valeur, nous obtenons:

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{(1 - \varepsilon)2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon}}{4\sqrt{\varepsilon} + (1 - \sqrt{\varepsilon})^2 2j\frac{\omega}{c}d\sqrt{\varepsilon}} = \frac{(1 - \varepsilon)j\frac{\omega}{c}d}{2 + (1 - \sqrt{\varepsilon})^2 j\frac{\omega}{c}d} \quad 1-65$$

Si nous considérons un échantillon présentant une conductivité la permittivité s'écrit sous la forme $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}$, et on aura:

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{\left(1 - \varepsilon' + j\varepsilon'' + j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right)\frac{\omega}{c}d}{2 + \left(1 - \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon'' - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}}\right)^2 j\frac{\omega}{c}d} \quad 1-66$$

Pour $\omega=0$ on obtient:

$$R(\omega \rightarrow 0) = \frac{\frac{\sigma}{c\varepsilon_0}d}{2 + \frac{\sigma}{c\varepsilon_0}d} \quad 1-67$$

Un intérêt particulier de cette méthode est donc d'obtenir simplement la conductivité DC du matériau à partir de la valeur asymptotique de $V(t)$. Nous prendrons comme référence la différence entre la valeur du signal en temps long donné par un court-circuit $R_{cc}(\omega)$ et celle donnée par la ligne adaptée $R_{la}(\omega)=0$.

En associant à la réflexion le coefficient de transmission nous pouvons obtenir ε et μ . C'est une dérivée de la méthode généralement utilisée dans les analyseurs de réseaux.

1.4.3.3 La méthode 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.

La réflexion au niveau du dioptré diélectrique / charge terminale est égale à $\rho_2=1$ dans le cas idéal; par ailleurs l'échantillon étant toujours placé dans une ligne à air, nous avons toujours:

$$\rho_1 = \rho = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad 1-68$$

Le coefficient de réflexion est alors donné par:

$$R = \frac{\rho + e^{-2\gamma d}}{1 + \rho e^{-2\gamma d}} \quad 1-69$$

ce qui conduit finalement à l'admittance globale du système:

$$Y = \frac{1 - R}{1 + R} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \frac{1 - \rho e^{-2\gamma d}}{1 + \rho e^{-2\gamma d}} \quad 1-70$$

soit finalement:

$$Y = \frac{1 - R}{1 + R} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} th(\gamma d) \quad 1-71$$

qui peut également s'écrire en considérons la cas général où $\varepsilon \neq 1$ et $\mu \neq 1$:

$$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} th\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu}\right) \quad 1-72$$

Si nous effectuons un développement limité de la tangente hyperbolique, en basse fréquence nous obtenons:

$$Y \cong \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu} \quad 1-73$$

$$Y \cong j \frac{\omega}{c} d \varepsilon \quad 1-74$$

La variation de l'admittance en ε et au premier ordre tandis que la dépendance en μ n'apparaît uniquement aux ordres supérieurs. Cette méthode est donc particulièrement bien adaptée à l'étude des matériaux diélectriques et peut permettre une détermination de la conductivité, par contre elle n'est pas performante pour les mesures sur les matériaux magnétiques.

Avec cette méthode la conductivité σ est déterminée par:

$$Y(\omega \rightarrow 0) = j \frac{\omega}{c} d \left(\varepsilon' - j \varepsilon'' - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \quad 1-75$$

Soit lorsque $\omega=0$ ($t \rightarrow \infty$):

$$Y(\omega = 0) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \frac{d}{c} = Y(t \rightarrow \infty) \quad 1-76$$

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 c}{d} Y(t \rightarrow \infty) \quad 1-77$$

1.5 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre le dispositif expérimental utiliser pour effectuer la caractérisation avec la technique de spectroscopie en domaine de temps. Nous avons également montré l'importance de la transformer de Fourier qui nous permet de travailler dans le domaine des fréquences et d'effectuer une déconvolution pour s'affranchir du problème de la fonction d'appareil.

Nous avons par ailleurs présenté les différents protocoles généralement utilisés en domaine temporel.

2 TECHNIQUES DE CARACTERISATION EN ESPACE LIBRE

L'espace libre est un moyen important de transmission d'onde dans les communications et la recherche sur les matériaux [CHEN04]. Dans la caractérisation des propriétés des matériaux, l'espace libre donne plus de flexibilité dans l'étude électromagnétique des matériaux sous différentes conditions. Dans cette partie, on décrit les différents paramètres des antennes utilisées en espace libre. Ensuite on discute deux types d'ondes électromagnétiques en espace libre: le faisceau électromagnétique parallèle et le faisceau électromagnétique focalisé. Enfin on décrit les différents protocoles utilisés.

2.1 Antenne

Les antennes sont conçues pour rayonner efficacement l'énergie électromagnétique dans l'espace libre. Les antennes peuvent être prises comme une transition d'une ligne de transmission vers l'espace libre. Elles peuvent être classées comme des antennes de transmission ou des antennes de réception. Parfois une antenne est utilisée à la fois comme antenne de transmission ou de réception.

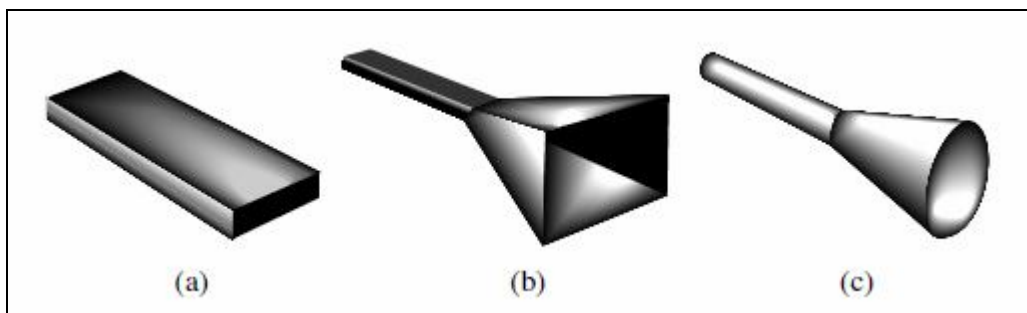


Figure 2.1 : *Différents types d'antennes a) rectangulaire, b) cornet pyramidal, c) cornet conique*

La figure 2.1 montre trois types d'ouvertures d'antennes souvent utilisées dans l'électronique micro-onde et la caractérisation des matériaux. Un tuyau creux à terminaison ouverte, comme un guide d'onde rectangulaire, peut être pris comme une antenne. Dans la caractérisation des matériaux, le cornet pyramidal et le cornet conique sont utilisés dans les mesures de réflexion et de transmission en espace libre. De plus, comme nous le verrons plus tard, parfois des lentilles diélectriques sont utilisées pour contrôler la forme du faisceau.

Pour la caractérisation des propriétés électromagnétiques, les paramètres importants décrivant les antennes sont la polarisation, le diagramme de rayonnement, le gain de

puissance, la largeur de bande, et la réciprocité. Dans ce qui suit on fait une discussion bref sur ces paramètres.

Généralement, l'onde électromagnétique rayonnée d'une antenne est elliptiquement polarisée. Les polarisations, linéaires et circulaires, sont deux cas particuliers de la forme générale de polarisation elliptique. Dans les expériences, les polarisations linéaires sont de plus classées en polarisation verticale et horizontale. La polarisation circulaire peut être prise comme une combinaison de polarisation verticale et horizontale. Dans la caractérisation des propriétés électromagnétiques, l'onde électromagnétique est généralement polarisée linéairement mais d'autres types de polarisation peuvent être utilisés pour des fins spécifiques.

Le diagramme de rayonnement est l'un des propriétés importantes d'une antenne. Pour une antenne de transmission, le diagramme de rayonnement est un tracé graphique de la puissance ou de l'intensité du champ radié par l'antenne dans différentes directions angulaires. Basé sur le principe de réciprocité, le diagramme de rayonnement, en transmission ou en réception, d'une antenne donnée est le même. Les diagrammes omnidirectionnel ou directionnel sont deux diagrammes polaires typiques. Un diagramme directionnel typique est formé d'un lobe principal et un certain nombre de lobes latéraux. Le niveau des lobes latéraux doit être maintenu au minimum puisque cette énergie est perdue en transmission, et ces lobes peuvent capter du bruit et d'interférence quand l'antenne travail en réception.

Deux paramètres de gains sont reliés au diagramme de rayonnement: le gain de puissance et le gain directif.

Le gain de puissance G est défini dans la direction du maximum de rayonnement par unité de surface:

$$G = \frac{P}{P_0} \quad 2-1$$

où P est la puissance rayonnée par l'antenne sous test, et P_0 est la puissance rayonnée par une antenne de référence. Une antenne de référence est supposée rayonner sans pertes et de la même façon dans toutes les directions.

Le gain en puissance G est exprimé comme un nombre pur ou en dB. L'équation (2-1) suppose que la puissance injectée dans l'antenne est la même que celle injectée dans l'antenne de référence.

Si l'antenne est sans pertes, son gain directif D est donné par:

$$D = \frac{P_{\max}}{P_{\text{moy}}} \quad 2-2$$

où $P_{\max}$ est la puissance maximale rayonnée par unité d'angle solide, et P_{moy} la puissance moyenne rayonnée par unité d'angle solide

La bande de fréquence est aussi un paramètre important qui décrit l'antenne. Pour une antenne avec la fréquence basse de travail f_1 et la fréquence haute f_2 , la largeur de la bande de travail est:

$$\Delta f = f_2 - f_1 \quad 2-3$$

La largeur de bande relative est:

$$\frac{\Delta f}{f} = 2 \frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1} \quad 2-4$$

La réciprocité est un autre paramètre important dans la sélection d'antennes pour la communication et la caractérisation des matériaux. Il est généralement supposé que les paramètres d'une antenne sont les mêmes pour la transmission ou la réception.

2.2 Faisceau micro-onde parallèle

Le control de la forme du faisceau est important dans la caractérisation des propriétés des matériaux. Dans les mesures en espace libre, l'échantillon sous test est généralement mis entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice. Dans le développement de l'algorithme de caractérisation de matériaux, nous supposons que l'énergie de l'onde électromagnétique plane interagit avec l'échantillon, la dimension l'échantillon est infinie dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation et que la diffraction par les bords de l'échantillon est négligeable. Cependant, dans les expériences réelles, les dimensions de l'échantillon sont limitées, de l'ordre de quelques centimètres. De plus, pour avoir des résultats de mesure précis, nous devons contrôler la section transversale du faisceau. Pour assurer que l'algorithme est applicable aux mesures réelles, les conditions suivantes sont nécessaires :

$$D_0 \gg h \gg \lambda_0 \quad 2-5$$

où D_0 est la dimension transversale de l'échantillon, h la dimension du faisceau, λ_0 est la longueur d'onde du signal.

Pour satisfaire les exigences, deux sortes de faisceau micro-onde sont généralement utilisés:

le faisceau micro-onde parallèle,

le faisceau micro-onde focalisé.

Comme montré sur la figure 2.2, un faisceau parallèle peut être obtenu par un système spécial de lentilles ou de réflecteurs. Le rôle des lentilles ou des réflecteurs est de transformer l'onde sphérique d'une source ponctuelle en une onde plane. La lentille et le réflecteur ont le même rôle de produire un faisceau parallèle, la position de la source d'alimentation, pour la lentille et le réflecteur, est différente.

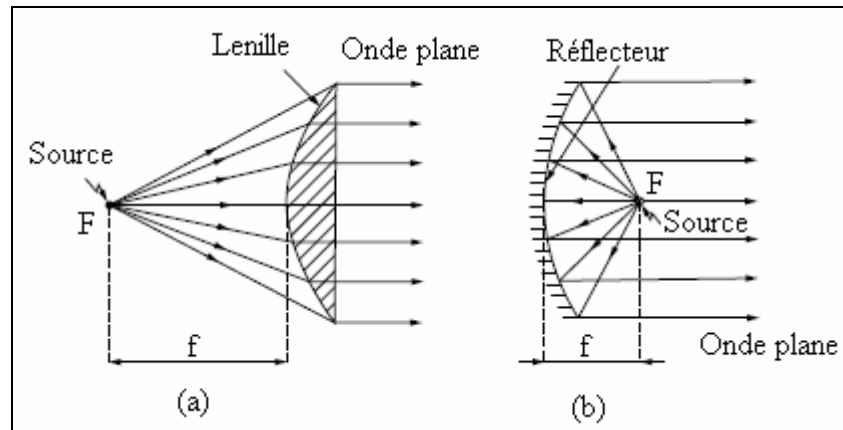


Figure 2.2 : Deux moyens de focalisation, a): avec une lentille diélectrique,
b): avec un réflecteur métallique

Comme montré sur la figure 2.2 le point d'alimentation pour la lentille est situé sur un côté et l'onde plane générée est dans l'autre côté de la lentille, tandis que pour un système à réflecteur, la source d'alimentation et l'onde générée sont situées dans le même côté. Comme la source est située du même côté que l'onde sortante, le faisceau parallèle est perturbé par la source. Donc dans la caractérisation des propriétés des matériaux, nous utilisons généralement des ondes à travers des lentilles diélectriques. Comme il n'est pas pratique de construire des lentilles très grandes, généralement les réflecteurs sont une bonne alternative, et les perturbations causées par la source sont minimisées par des arrangements appropriés de la source et du réflecteur.

Il peut être noté que la distance focale f d'une lentille ou un réflecteur peut être différente pour différentes fréquences. Si nous allons générer des faisceaux parallèles avec cette configuration pour des fréquences éloignées, il est peut être nécessaire d'ajuster la position de la source pour les différentes fréquences.

2.3 Faisceau micro-onde focalisé

Pour la caractérisation de petits échantillons, des faisceaux micro-ondes focalisés sont généralement utilisés. Un faisceau micro-onde focalisé peut être produit par la focalisation

d'un faisceau rayonné par une antenne située au point focal, et sa géométrie est déterminée par la distribution spatiale de l'intensité du champ électrique dans le faisceau [PEDE01].

Comme montrer sur figure 2.3, un faisceau micro-onde focalisé est généralement décrit par trois paramètres:

- la distance focale f qui détermine la position du plan focal,
- la largeur du faisceau h_0 au plan focal,
- et l'épaisseur du faisceau qui représente la distance entre les deux plans ($z=z_1$) et ($z=z_2$), où l'épaisseur du faisceau augmente de 50% par rapport à h_0 .

Il faut noter que les amplitudes utilisées pour définir ces paramètres sont déterminées à un certain niveau de l'intensité du champ relativement à l'intensité du champ sur l'axe du faisceau.

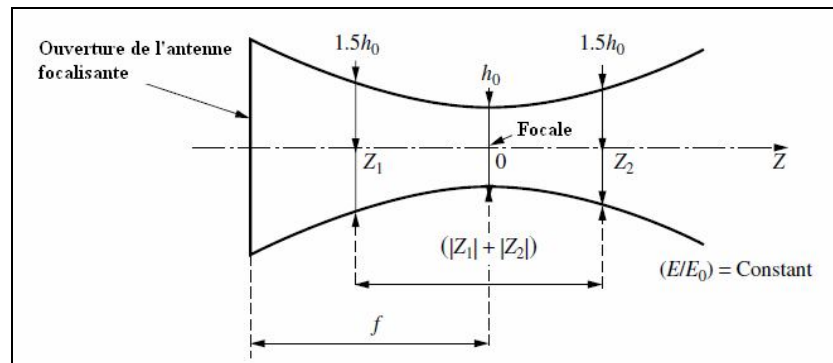


Figure 2.3 Faisceau micro-onde focalisé

La largeur du faisceau augmente avec la diminution de l'intensité du champ pour lequel on détermine la largeur du faisceau. Cette largeur détermine les dimensions transverses minimales que peut avoir l'échantillon. Si l'échantillon a de larges dimensions transverses, la largeur du faisceau détermine la résolution spatiale de la mesure des inhomogénéités locale. Généralement, un système avec une faible longueur d'onde λ_0 , une distance focale faible, et un grand rayon d'ouverture de la lentille a une faible largeur du faisceau.

La distribution de phase dans le faisceau micro-onde focalisé est aussi importante pour la caractérisation des matériaux. Au voisinage du plan focal ($z=0$), le champ électromagnétique peut être pris comme une onde plane. L'échantillon sous test est placé à proximité du plan focal ($z=0$). Par conséquent des faisceaux avec de larges épaisseurs sont favorables.

En résumé, pour la caractérisation de matériaux, nous espérons avoir une largeur de faisceau minimal est une épaisseur de faisceau la plus grande possible.

2.4 Les exigences pour les mesures en espace libre

Pour parvenir à des résultats des mesures précises avec la méthode d'espace libre, plusieurs exigences doivent être satisfaites, qui incluent principalement le champ lointain, la taille de l'échantillon, et l'environnement de mesure.

2.4.1 Condition du champ lointain

Dans la mesure en espace libre, pour s'assurer que l'onde incidente sur l'échantillon à partir d'une antenne peut être prise comme une onde plane, la distance d entre l'antenne et l'échantillon doit satisfaire la condition suivante du champ lointain[CHEN04]:

$$d > \frac{2D^2}{\lambda_0} \quad 2-6$$

où λ_0 est la longueur d'onde du signal électromagnétique et D est la plus grande dimension de l'ouverture de l'antenne. D est le diamètre de l'ouverture, et pour une ouverture rectangulaire, D est la longueur de la diagonale de cette ouverture. Quand la condition du champ lointain est totalement vérifiée, l'espace libre peut être pris comme une ligne de transmission uniforme, et tous les scénarios de mesure pour une ligne de transmission peuvent être utilisés pour l'espace libre.

2.4.2 Taille de l'échantillon

Dans la mesure de la permittivité et la perméabilité d'échantillon planaires avec la méthode d'espace libre, si la taille de l'échantillon est plus petite que la longueur d'onde, les réponses de l'échantillon aux ondes électromagnétiques sont similaires à ceux des particules. Pour avoir des résultats convaincants, la taille de l'échantillon doit être plus grande que la longueur d'onde du signal. Pour réduire d'avantage les effets de diffusion des bords de l'échantillon, la taille doit être le double de la longueur d'onde.

2.4.3 Environnement de mesure

Dans une structure de transmission en espace libre, comme l'onde électromagnétique n'est pas limitée par une enceinte fermée, les résultats de mesure peuvent être affectés par l'environnement. Aux basses fréquences, les effets sont moins sérieux. Pour minimiser les effets de l'environnement, il est recommandé de faire les mesures en espace libre dans une chambre anéchoïque. En temps, nous pouvons aussi utiliser une fenêtre temporelle pour éliminer les signaux indésirables causés par les réflexions de l'environnement et les multi-réflexions.

2.5 Paramètres de dispersion

2.5.1 Définition

Pour tout composant linéaire à n accès, il existe une relation algébriques linéaires liant tous les signaux qui sortent aux signaux qui entrent [GARD81][ZERR07]. On a un système de n équations à n inconnues, qui peut être mis sous forme matricielle, définissant la matrice de dispersion ou de répartition (S). Pour n égal à deux c'est-à-dire un système à deux accès le système d'équation s'écrit:

$$\begin{cases} b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{cases} \quad 2-7$$

où S_{ij} sont appelés paramètres de dispersion.

On peut écrire le système sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad 2-8$$

ou sous forme abrégée:

$$(b) = (S)(a) \quad 2-9$$

(S) est la matrice de dispersion.

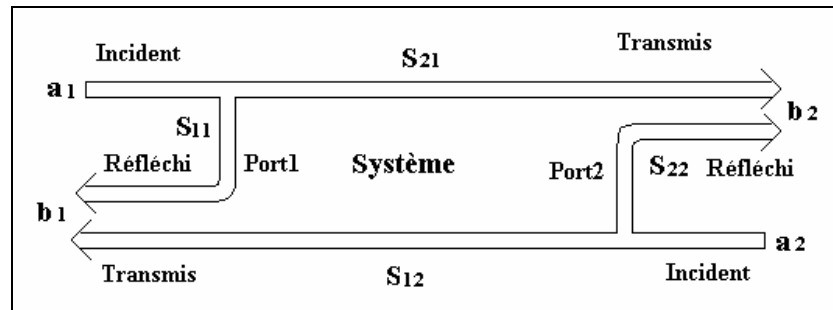


Figure 2.4: accès d'un quadripôle par un signal

où

$$S_{11} = \frac{\text{signal réfléchi au port 1}}{\text{signal incident au port 1}} = \frac{b_1}{a_1} \bigg|_{a_2=0} \quad 2-10$$

S_{11} : coefficient de réflexion en entrée (sortie adaptée)

$$S_{21} = \frac{\text{signal réfléchi au port 2}}{\text{signal incident au port 1}} = \frac{b_2}{a_1} \bigg|_{a_2=0} \quad 2-11$$

S_{21} : coefficient de transmission direct (sortie adaptée)

$$S_{12} = \frac{\text{signal réfléchi au port 1}}{\text{signal incident au port 2}} = \frac{b_1}{a_2} \bigg|_{a_1=0} \quad 2-12$$

S_{12} : coefficient de transmission inverse (entrée adaptée)

$$S_{22} = \frac{\text{signal réfléchi au port 2}}{\text{signal incident au port 2}} = \frac{b_2}{a_2} \bigg|_{a_1=0} \quad 2-13$$

S_{22} : coefficient de réflexion en sortie (entrée adaptée)

2.5.2 Utilisation des paramètres S

La matrice de dispersion est l'outil de base pour l'étude des systèmes en hyperfréquence que ça soit des systèmes en espace libre ou en ligne de transmission. Il existe pour les quadripôles d'autres paramètres bien connus: matrice des paramètres hybrides (H), matrice impédance (Z) et la matrice admittance (Y). La détermination expérimentale de ces paramètres exige des mesures en court-circuit ou en circuit-ouvert. Au dessus de 100MHz, la condition circuit-ouvert, est difficile à réaliser; quant à la mise en court-circuit, elle entraîne souvent l'oscillation du montage.

En revanche, les mesures des paramètres S se font sur entrée et sortie adaptées et n'entraîne pas de difficultés [ZERR07]. La connaissance des paramètres S permet en outre de calculer les grandeurs les plus communément recherchées: qui sont dans notre cas les coefficients de réflexion et de transmission qui vont nous permettre de trouver les caractéristiques électromagnétique d'un échantillon diélectrique mis dans le trajet d'une onde.

2.5.3 Relation entre matrices de dispersion et de chaîne

Pour des successions de lignes ou couches différentes, il convient d'utiliser la matrice de chaîne (Figure 2.5) qui permet de calculer rapidement les résultats de la mise en cascade de leurs quadripôles représentatifs.

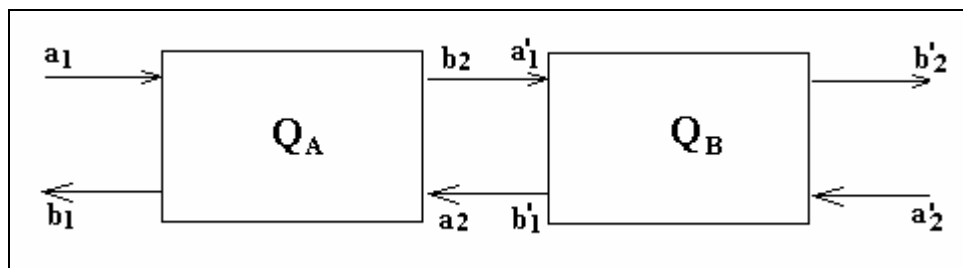


Figure 2.5 : Mise en cascade des quadripôles

Sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = (R_A) \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad 2-14$$

$$\begin{pmatrix} b_1' \\ a_1' \end{pmatrix} = (R_B) \begin{pmatrix} a_2' \\ b_2' \end{pmatrix} \quad 2-15$$

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = (R_A)(R_B) \begin{pmatrix} a_2' \\ b_2' \end{pmatrix} = (R) \begin{pmatrix} a_2' \\ b_2' \end{pmatrix} \quad 2-16$$

(R_A) et (R_B) sont les matrices chaîne de Q_A et Q_B . les paramètres de (R) et (S) d'un quadripôle quelconque sont liés par les relations suivantes:

$$(R) = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{S_{21}} \begin{pmatrix} S_{12}S_{20} - S_{11}S_{22} & S_{11} \\ -S_{22} & 1 \end{pmatrix} \quad 2-17$$

Et

$$(S) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{r_{22}} \begin{pmatrix} r_{12} & r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21} \\ 1 & -r_{21} \end{pmatrix} \quad 2-18$$

2.6 Méthode de réflexion en espace libre

Dans la mesure de la permittivité effective des matériaux composite, il est nécessaire que les dimensions de l'échantillon doivent être très grands devant ceux des inclusions. Pour les composites avec des tailles d'inclusions comparables avec la longueur d'onde du signal, par exemple, les composites de fibres, les méthodes de la ligne coaxiale conventionnelle, et du guide d'onde ne peuvent pas être employées. Dans ces cas, la méthode d'espace libre est généralement utilisée.

2.6.1 Méthode de réflexion avec un court-circuit

La figure ci-dessous montre une mesure en espace libre en court-circuit. L'échantillon, plaqué contre une plaque métallique, est placé en face d'une antenne avec une distance qui vérifie la condition du champ lointain.

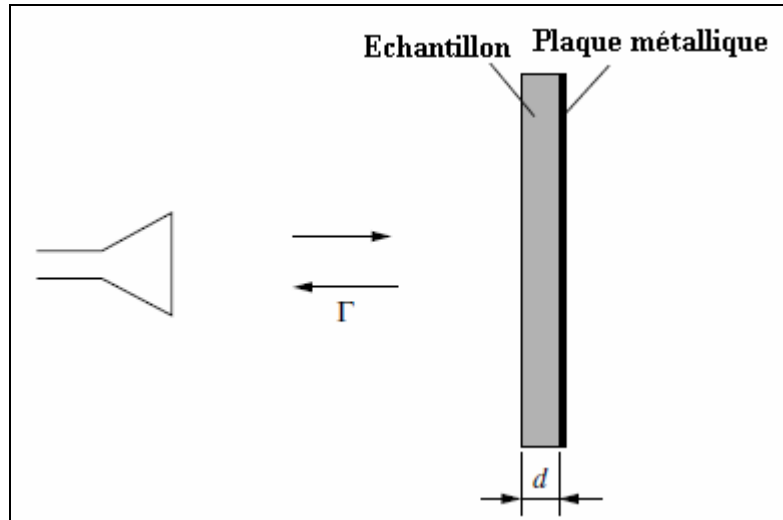


Figure 2.6 Méthode de réflexion en espace libre

La réflectivité complexe S_{11} à l'interface entre l'espace libre et l'échantillon est donnée par:

$$S_{11} = \frac{jz \tan(\beta d) - 1}{jz \tan(\beta d) + 1} \quad 2-19$$

où z est l'impédance d'onde du matériau sous test normalisée par rapport à l'impédance d'onde de l'espace libre et β est la constante de phase dans le matériau sous test. Pour les matériaux non magnétiques, l'impédance d'onde normalisée est donnée par:

$$z = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad 2-20$$

et la constante de phase β est donnée par:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r} \quad 2-21$$

où λ est la longueur d'onde en espace libre et d est l'épaisseur de l'échantillon. Par conséquent, la permittivité de l'échantillon peut être obtenue à partir de la réflectivité complexe.

Cependant, les équations précédentes indiquent que la permittivité de l'échantillon ne peut pas être exprimée explicitement en fonction de S_{11} et d , alors des méthodes numériques sont généralement utilisées dans le calcul de la permittivité diélectrique.

2.7 Méthode de la plaque métallique mobile

La figure montre une configuration de mesure en espace libre avec court-circuit mobile. L'échantillon sous test est mis directement contre l'ouverture du cornet, donc la taille de l'échantillon n'a pas besoin d'être grande, et la chambre anéchoïque n'est pas nécessaire.

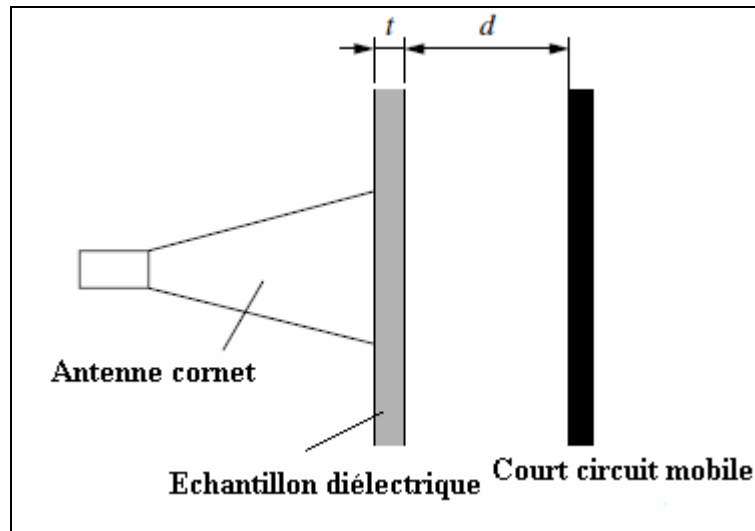


Figure 2.7 Méthode de réflexion avec un court circuit mobile

Le système de mesure composé de l'échantillon sous test et la plaque métallique ressemble à un résonateur ouvert. Comme la plaque métallique est mobile, la fréquence de résonance peut être ajustée. L'échantillon diélectrique est semi-transparent pour l'onde électromagnétique. Quand une onde électromagnétique est rayonnée sur l'échantillon, une partie de l'énergie est réfléchiée et une partie passe à travers l'échantillon. Dans une structure résonante, l'échantillon diélectrique serve comme un miroir réfléchissant, entre-temps il joue le rôle de couplage avec l'antenne.

Cette méthode est basée sur la mesure de la réflexion au voisinage de la fréquence de résonance du résonateur ouvert, et représente une méthode entre les méthodes non-résonantes et les méthodes résonantes. Il devait être noté, comme l'échantillon est plaqué contre le cornet, la condition du champ lointain n'est pas respectée, les réflexions résiduelles doivent être prises en considération. Les réflexions résiduelles peuvent être éliminées par des techniques en domaine de temps, et peuvent être corrigées par des mesures additionnelles quand la distance entre l'échantillon et le cornet est changée d'un quart de la longueur d'onde.

Pour déterminer la permittivité de l'échantillon diélectrique, nous mesurons le coefficient de réflexion du système constitué par l'échantillon et la plaque métallique. La distance d entre l'échantillon et la plaque métallique peut être variée. Et la variation du coefficient de réflexion en fonction de d ressemble à une forme de résonance. Pour un mince échantillon vérifiant [CHEN04]

$$\frac{2\pi e \sqrt{|\epsilon_r|}}{\lambda} \ll 1 \quad 2-22$$

où e est l'épaisseur de l'échantillon, nous pouvons écrire:

$$\cot \frac{2\pi d_0}{\lambda} = \frac{2\pi e \varepsilon_r'}{\lambda} \quad 2-23$$

$$\frac{2\pi e \varepsilon_r''}{\lambda} = \frac{1 \pm R_0}{1 \mp R_0} \quad 2-24$$

où d_0 est la distance satisfaisant la condition de résonance et R_0 est le coefficient de réflexion à la résonance.

Alors les propriétés diélectriques de l'échantillon peuvent être calculer à partir de ces équations.

L'applicabilité de cette méthode dépend de la valeur de R_0 de l'échantillon. Quand les pertes diélectrique sont absent $\varepsilon_r'' = 0$ ou très grandes $\varepsilon_r'' \rightarrow \infty$, la valeur de R_0 est très proche de l'unité et il y a des réflexions secondaire entre l'échantillon et le cornet, qui augmentent les erreurs de mesure de la réflexion aussi bien que les erreurs de détermination de la valeur de la permittivité. Si on suppose que la précision de mesure du coefficient de réflexion est atteinte quand $R < -5\text{dB}$, nous pouvons trouver l'intervalle de ε_r'' pour cette méthode [CHEN04]:

$$0.5 < \frac{2\pi e \varepsilon_r''}{\lambda} < 4 \quad 2-25$$

Si la condition précédente n'est pas vérifiée, cette méthode doit être modifiée. Pour un échantillon avec de faibles pertes:

$$\frac{2\pi e \varepsilon_r''}{\lambda} \ll 1, \quad 2-26$$

pour obtenir des résultats correctes, il est recommandé de caractériser l'échantillon avec une couche d'un matériau diélectrique de propriétés connues. L'échantillon additionnel doit produire des pertes diélectriques qui sont suffisant pour obtenir une réflectivité réduite.

Pour un matériau a forte pertes :

$$\frac{2\pi e \varepsilon_r''}{\lambda} \gg 1 \quad 2-27$$

l'échantillon est pratiquement non transparent et le coefficient de réflexion ne dépend pas de la présence et de la distance de la plaque métallique qui plaque l'échantillon. Pour mesurer ce genre de matériau non transparent, la technique de mesure est modifiée. Comme le facteur de perte est proportionnel à la conductivité du matériau, nous pouvons utiliser l'impédance de surface pour décrire les propriétés électromagnétiques d'un matériau à fortes pertes.

2.8 Méthode de réflexion bistatique

Dans la plupart des méthodes de réflexion, une seule antenne est utilisée, cette antenne émet le signal et au même temps reçoit la réponse. Dans cette configuration, il est difficile de changer l'angle d'incidence du signal transmis. La figure 3.8 montre la méthode bistatique pour la mesure de la réflexion en espace libre. Dans cette configuration, deux antennes sont utilisées pour la transmission et la réception des signaux, et le coefficient de réflexion est mesuré pour différents angles d'incidence.

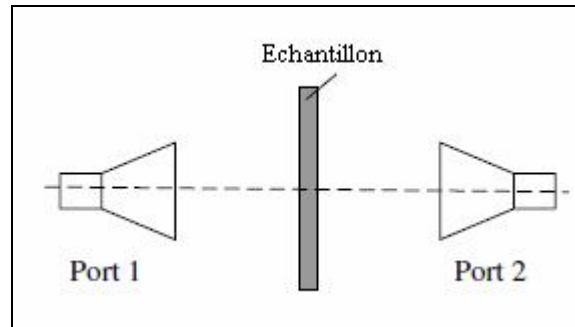


Figure 2.8 Mesure bistatique en espace libre (incidence normale)

Il convient de noter dans la mesure bistatique, la réflexion dépend de la polarisation de l'onde incidente [CHEN04][SABI]. Habituellement les polarisations parallèle et perpendiculaire entraînent des coefficients de réflexion différents. En outre, un calibrage spécial est nécessaire pour la mesure bistatique en espace libre du coefficient de réflexion.

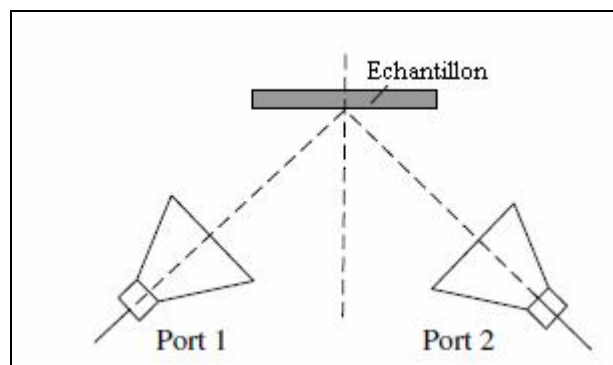


Figure 2.9 Mesure bistatique en espace libre (incidence oblique)

2.9 Méthode de transmission/réflexion en espace libre

La figure 2.10 montre un système de mesure en transmission et réflexion, principalement constitué de deux antennes et un port échantillon. Les antennes, d'émission et de réception, sont des antennes cornets à lentilles focalisantes [CHEN04] [PEND01]. L'utilisation d'antennes focalisantes est pour minimiser les effets des bords de l'échantillon et du milieu environnant. Ces antennes sont montées sur un chariot mobile et la distance entre les deux est variable. Un porte-échantillon est placé au plan focal commun au deux lentilles pour maintenir l'échantillon plat. Le signal micro-onde incident sur l'échantillon est pris comme une onde plane, et les propriétés de l'échantillon sont déterminées à partir des coefficients de réflexion et de transmission à travers l'échantillon.

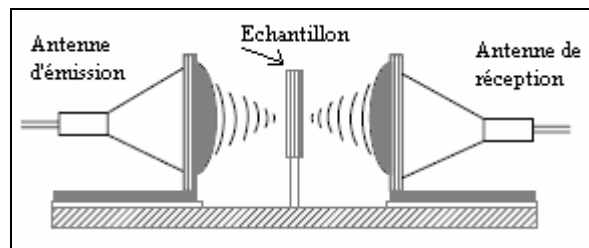


Figure 2.10 : Mesure en transmission/réflexion en espace libre.

En principe, les étapes utilisées en guide d'onde pour déterminer la permittivité et la perméabilité peuvent être utilisées dans la méthode en espace libre.

La figure 2.11 montre un échantillon plat d'épaisseur e placé en espace libre. Nous supposons que l'échantillon est de dimensions transverses infinies pour que les effets des bords soient négligeables. Une onde plane à polarisation linéaire tombe avec une incidence normale sur l'échantillon. Les coefficients de réflexion et de transmission S_{11} et S_{21} sont mesurés en espace libre pour une incidence normale.

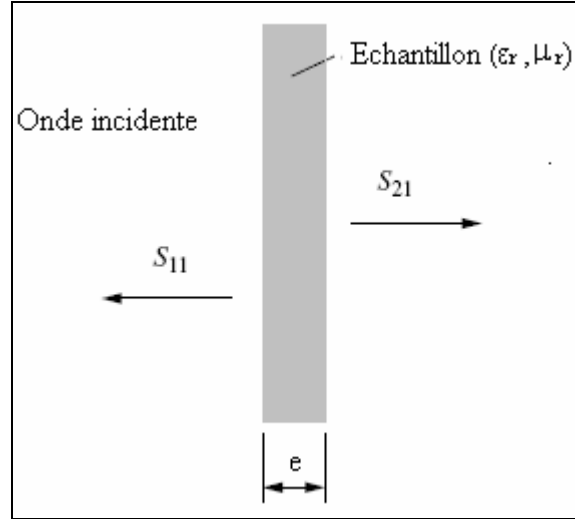


Figure 2.11 : représentation des paramètres de répartition

En appliquant les conditions aux limites entre l'air et l'échantillon, les paramètres S_{11} et S_{21} sont reliés à R par les équations suivantes [CHEN04][NADE04]:

$$S_{11} = \frac{R(1-T^2)}{1-R^2T^2} \quad 2-28$$

$$S_{21} = \frac{T(1-R^2)}{1-R^2T^2} \quad 2-29$$

où R est le coefficient de réflexion de l'interface air échantillon donné par:

$$R = \frac{(z-1)}{(z+1)} \quad 2-30$$

et T le coefficient de transmission donné par:

$$T = e^{-\gamma d} \quad 2-31$$

z et γ sont l'impédance caractéristique normalisée et la constante de propagation dans l'échantillon. Ils sont reliés à la permittivité et la perméabilité du matériau par les relations suivantes:

$$\gamma = \gamma_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad 2-32$$

$$z = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad 2-33$$

avec $\gamma_0 = (j2\pi/\lambda_0)$

où γ_0 la constante de propagation en espace libre, et λ_0 la longueur d'onde en espace libre.

$$R = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad 2-34$$

$$T = \left(\frac{S_{11} + S_{21} - R}{1 - (S_{11} + S_{21})R} \right) \quad 2-35$$

avec
$$K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}.$$

Le symbole plus ou moins (+/-) est choisi de telle façon que $|R| < 1$.

La constante de propagation γ peut être écrite:

$$\gamma = \frac{\ln(1/T)}{d} \quad 2-36$$

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right) \quad 2-37$$

$$\varepsilon_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \quad 2-38$$

$$\mu_r = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\frac{1+R}{1-R} \right) \quad 2-39$$

Comme T est un nombre complexe, γ a des valeurs multiples. Si nous écrivons T sous la forme: $T = |T|e^{j\phi}$,

alors γ est donnée par:

$$\gamma = \frac{\ln(1/|T|)}{d} + j \left(\frac{2\pi n - \phi}{d} \right) \quad 2-40$$

quand $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ la partie réelle de γ est unique, par contre la partie imaginaire a plusieurs valeurs.

La constante de phase β s'écrit:

$$\beta = (2\pi / \lambda_m) = \text{Im}(\gamma) \quad 2-41$$

où λ_m est la longueur d'onde dans le matériau.

$$d/\lambda_m = n - \frac{\phi}{2\pi}. \quad 2-42$$

Si l'épaisseur d est choisie inférieure à λ_m , alors nous pouvons obtenir ε_r et μ_r correspondons à $n = 0$ (n entier). Pour $d > \lambda_m$ l'ambiguïté est levée par des mesures sur des échantillons du même matériau mais d'épaisseurs différentes.

Pour la mesure de matériau mou ou flexible, l'échantillon est mis entre plaques de quartz qui ont une épaisseur d'une demi longueur d'onde.

Les paramètres S_{11a} et S_{21a} de l'ensemble plaque de quartz-échantillon-plaque de quartz sont mesurés en espace libre [CHEN04]. En utilisant la permittivité complexe et l'épaisseur du quartz, S_{11} et S_{21} de l'échantillon peuvent être calculés à partir de S_{11a} et S_{21a} de l'ensemble.

La matrice de l'assemblage peut être obtenue comme suit:

$$[Q^a] = \begin{bmatrix} A^a & B^a \\ C^a & D^a \end{bmatrix} \quad 2-43$$

où

$$A^a = \frac{(1 + S_{11a})(1 - S_{22a}) + S_{12a}S_{21a}}{2S_{21a}} \quad 2-44$$

$$B^a = Z_0 \frac{(1 + S_{11a})(1 + S_{22a}) - S_{12a}S_{21a}}{2S_{21a}} \quad 2-45$$

$$C^a = \frac{1}{Z_0} \frac{(1 - S_{11a})(1 - S_{22a}) - S_{12a}S_{21a}}{2S_{21a}} \quad 2-46$$

$$D^a = \frac{(1 - S_{11a})(1 + S_{22a}) + S_{12a}S_{21a}}{2S_{21a}} \quad 2-47$$

et Z_0 est l'impédance d'onde en espace libre.

La matrice ABCD du Quartz $[A^q]$ peut être déterminée de la même manière à partir de la permittivité et l'épaisseur du quartz.

La matrice ABCD de l'échantillon $[A^e]$ peut être obtenue comme suit:

$$[A^e] = [A^q]^{-1} [A^a]^{-1} [A^q]^{-1} \quad 2-48$$

Les paramètres S_{11} et S_{21} de l'échantillon peuvent être obtenus à l'aide des expressions suivantes:

$$S_{11} = \frac{A^e + B^e / Z_0 - C^e Z_0 - D^e}{A^e + B^e / Z_0 + C^e Z_0 + D^e} \quad 2-49$$

$$S_{21} = \frac{2}{A^e + B^e / Z_0 + C^e Z_0 + D^e} \quad 2-50$$

Après avoir obtenu les paramètres S , la permittivité et la perméabilité peuvent être déterminées.

3 TECHNIQUE DE CARACTERISATION EN CAVITE RESONANTE

3.1 Introduction

Dans tout milieu diélectrique, homogène ou inhomogène, entièrement entouré d'un conducteur idéal; les équations de Maxwell n'admettent des solutions non nulles que pour certaines fréquences particulières [GARD81]. Une telle enceinte fermée est appelée cavité résonante ou résonateur.

La résolution des équations de maxwell, en présence des conditions aux limites au bord d'une enceinte conductrice fermée, est un problème aux valeurs propres. Un tel problème admet un ensemble de solutions distinctes, appelées modes de résonance, qui sont les fonctions propres du problème. A chaque fonction propre est associée une valeur propre, qui est la fréquence de résonance.

Une section de guide d'ondes est terminée, à ses extrémités, par des plans métalliques perpendiculaires à son axe, elle forme une cavité. Une telle cavité résonante lorsque sa longueur est égale à un nombre entier de demi-longueurs d'onde de guide. La distribution des champs peut être déterminée au moyen des résultats obtenus pour les guides d'ondes.

3.2 Cavité en guide rectangulaire

Pour des raisons d'ordre pratique, on fait le plus souvent usage de cavités comportant une section de ligne de transmission ou de guide d'ondes [GARD81], terminée à ses deux extrémités par des plans de court-circuit.

L'impédance présentée par une section de ligne de longueur d terminée par un court-circuit est donnée par:

$$Z_{in} = jZ_c \tan(\beta d) \quad 3-1$$

Si l'on place un second court-circuit à l'entrée de la ligne, ($Z_{in}=0$), qui entraîne:

$$\beta d = l\pi \quad l : \text{entier}$$

ce qui spécifie la valeur de d :

$$d = l\pi/\beta = l\lambda_g / 2 \quad 3-2$$

La relation de dispersion dans un guide d'ondes au-dessus de la fréquence de coupure est donnée par:

$$\beta^2 = -\gamma^2 = k^2 - p^2 \quad 3-3$$

On tire la valeur de k_p^2

$$k_p^2 = p^2 + (l\pi/d)^2 \quad 3-4$$

Pour le cas particulier d'une cavité rectangulaire de section (a x b) et ayant une longueur d, les valeurs de p sont:

$$k_p^2 = k_{mnl}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d}\right)^2 \quad 3-5$$

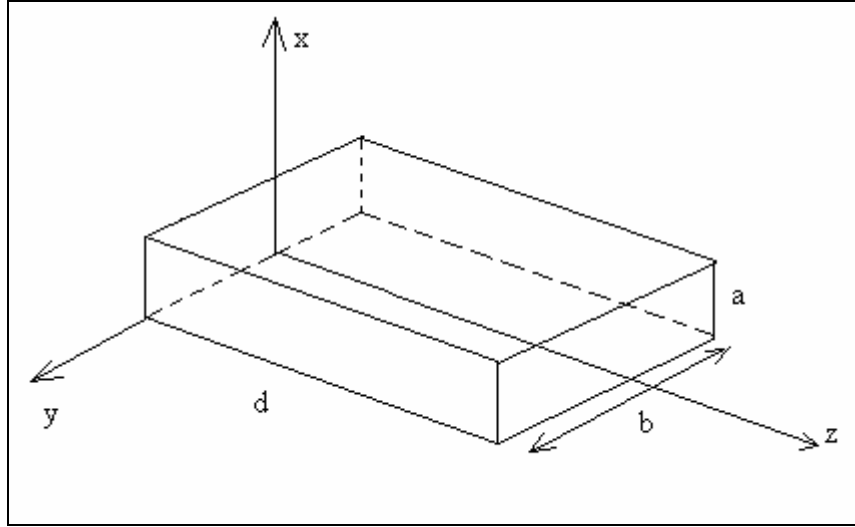


Figure 3.1 Cavité de forme parallélépipédique

La fréquence de résonance de cette cavité est donnée par:

$$f_{mnl} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{k_{mnl}}{2\pi\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2} \quad 3-6$$

3.3 Méthode de perturbation

La variation de pulsation complexe de résonance qui résulte d'une petite modification de la cavité est déterminée par la méthode de perturbation, faisant usage du même principe que pour les guides d'ondes. On l'emploie notamment pour évaluer l'effet de pertes dans les parois, de l'introduction d'échantillons de matériaux, ou encore d'une modification de la forme.

On part d'une cavité non perturbée sans pertes, remplie d'un milieu homogène de propriétés ϵ et μ , dans laquelle les champs satisfont aux équations:

$$\nabla \wedge \vec{E}_0 + j\omega_{p0}\mu\vec{H}_0 = \vec{0} \quad 3-7$$

$$\nabla \wedge \vec{H}_0 - j\omega_{p0}\epsilon\vec{E}_0 = \vec{0} \quad 3-8$$

En l'absence de pertes, la pulsation de résonance ω_{p0} est réelle.

Dans la cavité perturbée par des courants fictifs $\vec{J}_e$ et $\vec{J}_m$ ces relation donnant la différence de fréquences:

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_p - \omega_{p0} &= \omega_{pr} - \omega_{p0} + \frac{2j\omega_0}{Q_0} \\ &= j \frac{\oint_s (\vec{E} \wedge \vec{H}_0) \cdot \vec{n} dl + \int_V (\vec{J}_e \cdot \vec{E}_0^* + \vec{J}_m \cdot \vec{H}_0^*) dV}{\int_V (\epsilon \vec{E}_0 \cdot \vec{E} + \mu \vec{H}_0 \cdot \vec{H}) dV} \end{aligned} \quad 3-9$$

Le facteur de qualité non chargé Q_0 qui apparaît dans la relation précédente tient compte des pertes provenant d'une part de la surface et d'autre part d'échantillon placés à l'intérieur de la cavité.

3.3.1 Effets des pertes dans les parois, facteur de qualité métallique Q_{0m}

On fait ici les mêmes suppositions que dans le cas du guide d'ondes soit:

- Pas de courants de perturbation, $\vec{J}_e = 0$ et $\vec{J}_m = 0$;
- La perturbation ne modifie pas en première approximation le champ magnétique, $\vec{H} \cong \vec{H}_0$;
- La perturbation ne modifie pas globalement le champ électrique, $\vec{E} \cong \vec{E}_0$ dans le dénominateur, où l'intégration porte sur tout le volume de la cavité;
- En revanche, le champ électrique tangentiel sur la paroi de la cavité n'est plus nul, mais est proportionnel au courant de surface, lui-même proportionnel au champ magnétique tangentiel:

$$\vec{E}_{tan} = \vec{Z}_m \vec{A} = -\vec{Z}_m (\vec{n} \wedge \vec{H}_0) \quad 3-10$$

où $\vec{Z}_m \cong (1+j)\sqrt{\omega\mu_m/2\sigma}$ est l'impédance d'onde dans le métal.

$$\frac{2\omega_0}{Q_{0m}} - j(\omega_{pr} - \omega_{p0}) \cong \vec{Z}_m \frac{\oint_s |\vec{H}_0|^2 dA}{2 \int_V \mu |\vec{H}_0|^2 dV} \quad 3-11$$

La variation de la pulsation de résonance due aux pertes dans les parois est le plus souvent négligeable. Comme les parties réelle et imaginaire ont la même valeur on en déduit que

$$Q_{0m} = \frac{2\omega_0}{\omega_{p0} - \omega_{pr}} \quad 3-12$$

3.3.2 Application: cavité en guide rectangulaire

Introduisant dans la relation (3-11) les valeurs du champ magnétique, on obtient après évaluation de l'intégrale:

- Pour un mode TE_{mnl}

$$Q_{0m} = \frac{\pi Z_0}{R_m} \frac{abd}{4} \cdot \frac{(u^2 + v^2)(u^2 + v^2 + w^2)^{3/2}}{\zeta ad[u^2 w^2 + (u^2 + v^2)^2] + \eta bd[v^2 w^2 + (u^2 + v^2)^2] + abw^2(u^2 + v^2)} \quad 3-13$$

avec

$$u = m/a, v = n/b, w = l/d, \zeta = \begin{cases} 1 & \text{si } n \neq 0 \\ 1/2 & \text{si } n = 0 \end{cases}, \eta = \begin{cases} 1 & \text{si } m \neq 0 \\ 1/2 & \text{si } m = 0 \end{cases}$$

- Pour un mode TM_{mnl}

$$Q_{0m} = \frac{\pi Z_0}{R_m} \frac{abd}{4} \frac{(u^2 + v^2)(u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}}{u^2 b(\eta a + d) + v^2 a(\eta b + d)} \quad 3-14$$

$$\text{avec } \eta = \begin{cases} 1 & \text{si } l \neq 0 \\ 1/2 & \text{si } l = 0 \end{cases}$$

3.3.3 Application: cavité en guide circulaire

On introduit dans ce cas les valeurs du champ magnétique dans la relation (4.11), ce qui donne après évaluation des intégrales

- Pour un mode TE_{mnl}

$$Q_0 = \frac{Z_0 a}{2R_m} \frac{[1 - (m/p_{mn}^{TE} a)^2][(p_{mn}^{TE})^2 + (l\pi/d)^2]^{3/2}}{(p_{mn}^{TE})^2 + (l\pi/d)^2(2a/d) + (1 - 2a/d)(mn\pi/d)^2(1/ap_{mn}^{TE})} \quad 3-15$$

- Pour un mode TM_{mnl}

$$Q_{0m} = \frac{Z_0 a}{2R_m} \frac{\sqrt{(p_{mn}^{TM})^2 + (l\pi/d)^2}}{1 + \eta 2a/d} \quad 3-16$$

3.3.4 Application: cavité en ligne coaxiale

On trouve similairement pour les résonances des modes TEM

$$Q_{0m} = \frac{\pi Z_0}{R_m} \frac{1}{4 + \frac{2d}{b} \frac{1+b/a}{\ln(b/a)}} \quad 3-17$$

3.3.5 Application : résonateur en ligne micro-ruban

Pour la structure résonance formée d'une section de ligne microruban, représentée à la figure ci-dessous:

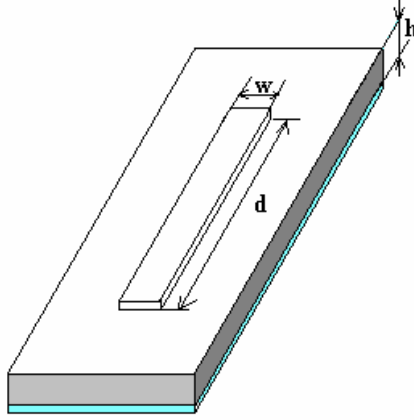


Figure 3.2 résonateur el ligne micro-ruban

le facteur de qualité tenant compte des pertes dans le métal est approximativement donné par [GARD]:

$$Q_{0m} = \frac{\beta}{2\alpha_c} = \frac{\pi f \sqrt{\epsilon_e}}{\alpha_c c_0} \cong \frac{\pi f \sqrt{\epsilon_e}}{c_0} \frac{w Z_c}{R_m} \quad 3-18$$

3.3.6 Echantillon diélectrique dans une cavité, facteur de qualité d'échantillon Q_{0e}

On considère une cavité remplie d'air, avec des parois sans pertes, dans laquelle est placé un échantillon de diélectrique de permittivité complexe ϵ_r .

La densité de courant électrique fictif $\mathbf{J}_e$ dans le volume ΔV de l'échantillon est donnée par:

$$\mathbf{J}_e = j \omega_{pr} \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \mathbf{E} \quad 3-19$$

Par ailleurs on suppose que les champs ne sont pas trop perturbés par l'introduction du matériau diélectrique (petit échantillon), de sorte qu'on obtient une relation approchée, qui permet de définir le facteur de qualité d'échantillon Q_{0e} :

$$\omega_p - \omega_0 = \omega_{pr} - \omega_0 + 2j \frac{\omega_{p0}}{Q_{0e}} \cong - \frac{\omega_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta V} (\epsilon_r - 1) |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV} \quad 3-20$$

L'intégrale du dénominateur porte sur tout le volume de la cavité, celle du numérateur sur le volume de l'échantillon diélectrique seulement.

Faisant usage de cette relation, il est possible de déterminer la permittivité d'un matériau, introduisant un petit échantillon de ce matériau dans la cavité. La variation de la fréquence de résonance permet de déterminer ε_r' , celle du facteur de qualité donne ε_r'' . Cette relation permet par ailleurs de déterminer expérimentalement la distribution et l'amplitude du champ électrique à l'intérieur d'une cavité: on fait usage d'un échantillon de matériau connu que l'on déplace dans la cavité, et on mesure la fréquence de résonance en fonction de la position.

3.3.7 Facteur de qualité non chargé global Q_0

Tous les types de pertes font diminuer le facteur de qualité, qui serait infini pour une cavité absolument sans pertes. Les différents mécanismes produisant les pertes sont:

- Le milieu homogène remplissant la cavité est faiblement dissipatif. Ces pertes produisent le facteur de qualité de volume Q_{0v} .
- Les parois métalliques entourant une cavité ont toujours des pertes par effet Joule, le conducteur dont elles sont formées n'étant pas idéal. C'est le facteur de qualité métallique Q_{0m} .
- L'introduction d'un échantillon de matériau dissipatif dans une cavité provoque l'apparition de pertes supplémentaires, représentées par le facteur de qualité d'échantillon Q_{0e} .

Dans la majorité des situations rencontrées en pratique on peut définir le facteur de qualité non chargé global Q_0 en additionnant les trois contributions, les pertes étant inversement proportionnelles aux divers facteurs de qualité.

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{0v}} + \frac{1}{Q_{0m}} + \frac{1}{Q_{0e}} \quad 3-21$$

3.4 Cavité couplée

Dans toute application pratique où on souhaite faire usage des propriétés résonantes d'une cavité, il est nécessaire d'établir un couplage entre celle-ci et le monde extérieur [GARD81][COMB96]. On pratique à cet effet une ouverture dans la cavité, permettant de la connecter à un guide d'ondes ou, à l'aide de sondes, à une ligne de transmission bifilaire. L'ouverture doit être suffisamment petite pour ne pas troubler de façon excessive les champs à l'intérieur de la cavité: on souhaite pouvoir faire usage des développements présentés dans les sections précédentes. Par ailleurs, l'ouverture (ou la sonde) doit être situé de façon à permettre

CHAPITRE 3 TECHNIQUE DE CARACTERISATION EN CAVITE RESONANTE

un transfert de signal entre ligne et circuit résonnant: il faut que les structures des champs de la cavité et de l'élément d'excitation soient compatibles, dans ce cas il y a couplage.

Une cavité possède une infinité de modes résonants; lorsqu'on pratique une ouverture en vue d'établir un couplage avec une ligne, cette dernière est couplée à tous les modes pour lesquels les conditions d compatibilité sont satisfaites.

Lorsque les fréquences de résonance de divers modes sont suffisamment espacées et que les facteurs de qualité sont élevés, on peut dans ce cas considérer séparément chaque mode, pour autant qu'il ne soit pas dégénéré.

On choisit comme plan de référence un minimum du champ électrique dans la ligne quand la cavité est désaccordée. Au voisinage de la fréquence de résonance du mode considéré, la cavité peut approximativement être représentée par le circuit simplifié suivant:

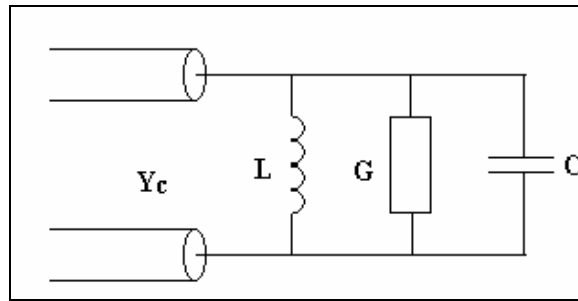


Figure 3.3 Circuit équivalent d'une cavité pour un seul mode

L'admittance à l'entrée du circuit, dans le plan de court-circuit désaccordé, est donnée par:

$$Y = G + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \quad 3-22$$

ou, faisant usage de la pulsation de résonance ω_0 et du facteur de qualité non chargé Q_0 :

$$Y = G \left[1 + jQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] \quad 3-23$$

Lorsque $\omega = \omega_0$, l'admittance est purement réelle. Posant $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, avec $\Delta\omega \ll \omega_0$

$$\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{\omega_0} - \frac{\omega}{\omega_0 + \Delta\omega} \cong \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \quad 3-24$$

Et par conséquent

$$Y \cong G \left(1 + 2jQ_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right) \quad 3-25$$

On définit le facteur de couplage par le rapport entre l'admittance caractéristique de la ligne et la conductance présentée par la cavité à la résonance, soit:

$$\beta_c = Y_c / G = 1 / G Z_c \quad 3-26$$

La réflexion dépend du quotient de l'admittance de la ligne:

$$\rho = \frac{1 - Y / Y_c}{1 + Y / Y_c} \quad 3-27$$

$$Y / Y_c \cong (1 + 2jQ_0\Delta\omega / \omega_0) / \beta_c \quad 3-28$$

Le rapport de la puissance absorbée P à la puissance incidente P_{in} est alors donné par:

$$\frac{P}{P_{in}} = 1 - |\rho|^2 \cong \frac{4\beta_c}{(\beta_c + 1)^2 + (2Q_0\Delta\omega / \omega_0)^2} \quad 3-29$$

3.5 Excitation d'une cavité

Pour qu'un champ électromagnétique existe à l'intérieur d'une cavité, il faut pouvoir injecter dans celle-ci un signal électromagnétique en provenance d'un circuit extérieur. Les dispositifs d'excitation peuvent être de simples ouvertures, des sondes ou encore un courant d'électron.

3.5.1 Boucle inductive

Lorsqu'une cavité est couplée à une ligne (en général une ligne coaxiale), on fait le plus souvent usage d'une boucle inductive [GARD81][RAMO84]. Elle formée du conducteur interne fermé sur le conducteur extérieur.

La boucle de conducteur est parcourue par un courant, qui donne naissance à un champ magnétique perpendiculaire au plan de la boucle. Une telle boucle excite les modes pour lesquels le champ magnétique traverse le plan de la boucle S , c'est-à-dire que

$$\int_S \mathbf{H}_C \cdot d\mathbf{A} \neq 0$$

où $\mathbf{H}_C$ est le champ magnétique du mode considéré de la cavité. Pour optimiser l'excitation, on détermine l'emplacement où la valeur de cette intégrale est maximale. On n'excite pas les modes pour lesquels la valeur de l'intégrale est nulle : on peut choisir la position de la boucle de façon à exciter seulement certains modes de la cavité.

3.5.2 Sonde capacitive

Un autre moyen de couplage est la sonde capacitive. Le conducteur interne se termine ici par une ligne ouverte; il est couplé au champ électrique dont les lignes lui sont parallèles. Le couplage sera maximal si la sonde est placée dans la position du maximum du champ électrique du mode. Les modes dont le champ électrique est nul à cet endroit ne sont pas excités.

3.5.3 Ouverture rayonnante

Une fente, un iris ou une ouverture de forme quelconque sont découpés dans la paroi commune à la cavité et à la ligne d'alimentation.

Il faut ici que les champs dans la cavité et dans la ligne aient une composante dans la même direction; au moins une des intégrales suivantes doit être non nulle (les indices L et C signalent respectivement les champs dans la ligne et dans la cavité) :

$$\int_S H_C \cdot H_L dA \neq 0 \quad \text{couplage inductif}$$

$$\int_S E_C \cdot E_L dA \neq 0 \quad \text{couplage capacitif}$$

Le positionnement de l'ouverture permet donc ici aussi d'exciter de manière préférentielle certains modes de la cavité.

3.6 Cavité utilisée

La cavité tester est une portion d'un guide d'ondes rectangulaire de longueur égale à la moitié de la longueur d'onde guidée [KLOZ93]. Elle est terminée des deux cotés par un diaphragme percé au milieu. Cette ouverture permet le couplage de la cavité avec le guide.

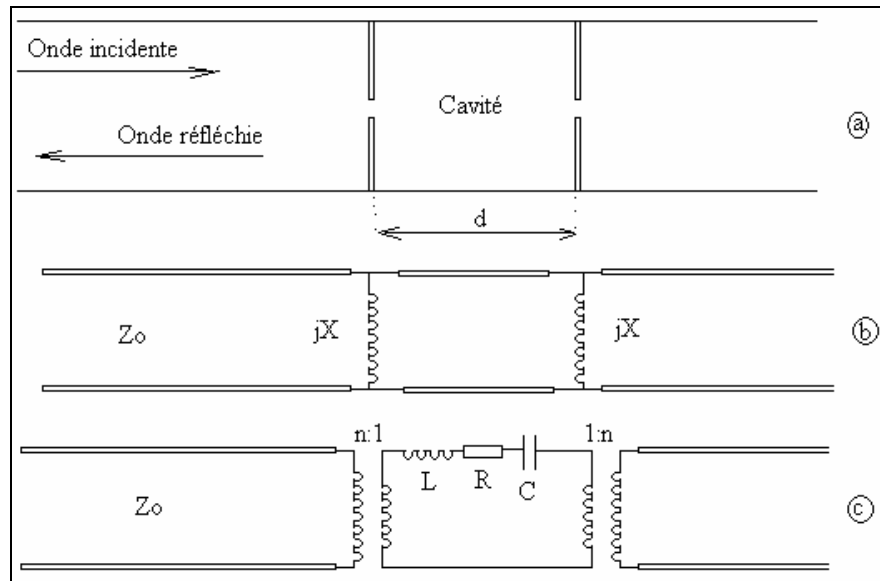


Figure3.4 Circuit équivalent de la cavité couplée par deux diaphragmes avec ouvertures

La distance d entre les deux diaphragmes est égale à:

$$d = \frac{\lambda_g}{2} \quad 3-30$$

La fréquence de résonance de cette cavité peut être calculée par la formule suivante:

$$f_{mnl} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{k_{mnl}}{2\pi\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2} \quad 3-31$$

Dans notre cas $n=1$, $m=0$ et $l=1$ ce qui donne:

$$f_0 = f_{101} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2} \quad 3-32$$

Le diaphragme de couplage se comporte comme un transformateur qui permet le transfert d'énergie du guide vers la cavité ou l'inverse. Le rapport de transformation n est donné par:

$$n = \frac{Z_0}{X} \quad 3-33$$

L'impédance caractéristique Z_0 se transforme en une très faible impédance Z'_0 :

$$Z'_0 = \frac{Z_0}{n^2} \quad 3-34$$

Le mode de l'onde électromagnétique dans la cavité est le même que celui du guide d'onde.

Après avoir déterminé la fréquence de résonance à vide de la cavité, il faut la charger avec un échantillon de faible volume pour ne pas trop perturber les champs électrique et magnétique dans la cavité. L'échantillon qu'on a utilisé est de forme cylindrique et il est mis au centre de cette cavité comme le montre la Figure 3.5.

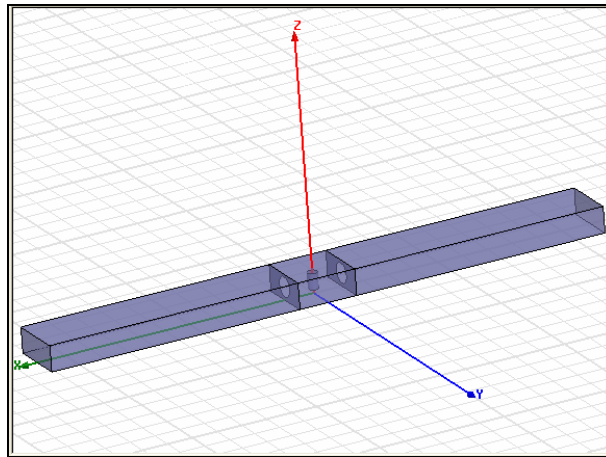


Figure 3.5 : Cavité résonante chargée d'un échantillon cylindrique

Après la mesure de la nouvelle fréquence de résonance ainsi que le facteur de qualité on peut déterminer la permittivité diélectrique de l'échantillon.

On a utilisé le logiciel HFSS pour simuler le fonctionnement de cette cavité. Les résultats seront présentés dans le chapitre 6.

4 CARACTERISATION EN GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE

Cette partie décrit le principe de caractérisation électromagnétique des matériaux diélectriques à l'aide d'un guide d'onde rectangulaire. Nous allons décrire deux démarches à suivre, l'une utilise un banc de mesure à fréquence fixe et la deuxième qui utilise un analyseur de réseau pour couvrir la bande passante du mode dominant du guide.

4.1 Banc de mesure a fréquence fixe

Les mesures à fréquences fixes sont effectuées sur un dispositif constitué par un générateur hyperfréquence à base de diode Gunn [BOUT96]. En aval, la ligne de mesure est constituée par une ligne unidirectionnelle qui évite que la source soit perturbée par les réflexions. Ensuite nous trouvons un modulateur et une nouvelle uniligne. Puis nous trouvons le dispositif de mesure qui est constitué d'une ligne de mesure du Taux d'Onde Stationnaire (TOS). Enfin nous trouvons la cellule de mesure qui se termine par un court-circuit.

Dans cette méthode, deux mesures sont effectuées l'une sans l'échantillon et une avec l'échantillon en forme du guide et d'épaisseur d , qui est mis à l'intérieur du guide contre le court-circuit.

Le port du guide est excité par un signal hyperfréquence. Ce signal se propage à l'intérieur d'un guide rectangulaire jusqu'il rencontre l'interface amont de l'échantillon, une partie de l'énergie est réfléchi, l'autre partie continue sa propagation dans l'échantillon, avec ou sans atténuation suivant que le matériau est absorbant ou non, enfin la partie qui atteint le court-circuit est complètement réfléchi.

4.1.1 Détermination de la permittivité électrique

Pour la propagation du mode TE_{01} dans un guide rectangulaire rempli de diélectrique à perte, l'équation générale de propagation s'écrit [MERZ80][COMB96][RAMO84]:

$$\Delta E - \varepsilon_1 \mu_1 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad 4-1$$

ε_1 permittivité électrique complexe (diélectrique absorbant),

μ_1 perméabilité magnétique réel ($\mu_1 = \mu_0$ milieu non magnétique).

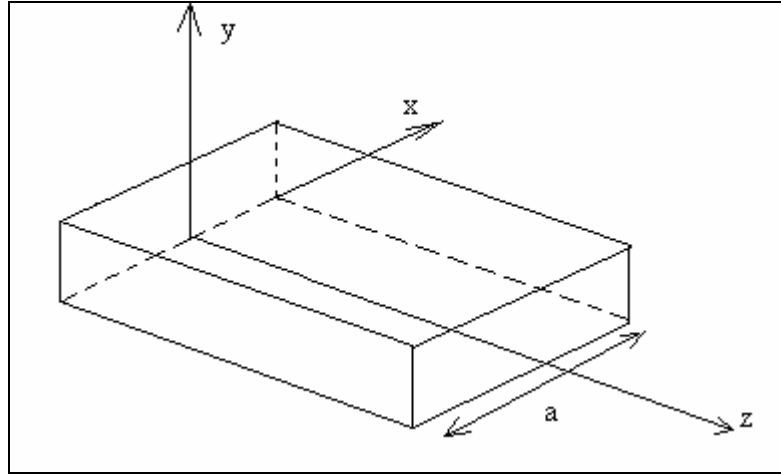


Figure 4.1 Portion d'un guide d'onde rectangulaire

Par analogie avec la propagation libre, en tenant compte des conditions aux limites nous pouvons chercher une solution de la forme:

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x}{a} \exp(j\omega t - \gamma_{lg} z) \quad 4-2$$

$$E_x = 0 \quad 4-3$$

$$E_z = 0 \quad 4-5$$

où b est la dimension du grand côté du guide, γ_{lg} est la constante de propagation guidée dans le diélectrique remplissant le guide.

$$\gamma_{lg} = \alpha_{lg} + j\beta_{lg} \quad 4-6$$

α_{lg} : constante d'atténuation de la ligne,

$\beta_{lg} = \frac{2\pi}{\lambda_{lg}}$: constante de phase.

Le champ électrique $\vec{E}$ est parallèle à l'axe Oy. Le calcul du Laplacien du champ conduit en écrivant $E_y = E$ à:

$$\Delta E = \frac{-\pi^2}{a^2} E + \gamma_{lg}^2 E \quad 4-7$$

en écrivant $\frac{\delta^2 E}{\delta t^2} = -\omega^2 E$, l'équation (5.1) devient donc:

$$\gamma_{lg}^2 = 4\pi^2 \left[\frac{1}{4a^2} - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{T^2} \right] \quad 4-8$$

T : période du signal hyperfréquence.

$$\varepsilon_1 \mu_1 = \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 = \frac{\mu_r \varepsilon_r}{c^2}$$

c : vitesse de la lumière dans le vide.

$$\mu_r = 1$$

$$\text{d'où } \frac{\varepsilon_1 \mu_1}{T^2} = \frac{\varepsilon_r}{c^2 T^2} = \frac{\varepsilon_r}{\lambda_0^2} = \frac{\varepsilon_r' - j\varepsilon_r''}{\lambda_0^2}$$

λ_0 : longueur d'onde dans le vide en espace libre.

Comme d'autre part la longueur d'onde de coupure du guide est donnée par : $\lambda_c = 2a$

$$(\alpha_{lg} + j\beta_{lg})^2 = 4\pi^2 \left[\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon_r' - j\varepsilon_r''}{\lambda_0^2} \right] \quad 4-9$$

Séparons parties réelle et imaginaire on tire:

$$\varepsilon_r' = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2} + \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2} [\beta_{lg}^2 - \alpha_{lg}^2] \quad 4-10$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2} [2\alpha_{lg}\beta_{lg}] \quad 4-11$$

Comme les paramètres (α_{lg} et β_{lg}) ne sont pas accessible directement à la mesure, on doit utiliser une technique de mesure se basant sur la mesure du taux d'onde stationnaire (T.O.S) dans la partie vide du guide et de la mesure des abscisses, du minimum et du maximum du champ. Ces mesures permettent de remonter à la permittivité électrique.

4.1.2 Méthode de la ligne court-circuitée

Soient un guide d'onde fermé par un miroir métallique. S'il n'y avait que le court-circuit, on obtiendrait un système d'ondes stationnaires avec des minima nuls. Une des variantes principales de la méthode de la ligne court-circuitée consiste à modifier le phénomène d'ondes stationnaire par mise en place d'une lame à faces parallèles du diélectrique étudié contre le court-circuit à l'intérieur même du guide [MERZ80] [BAAZ96] [HAMZ98].

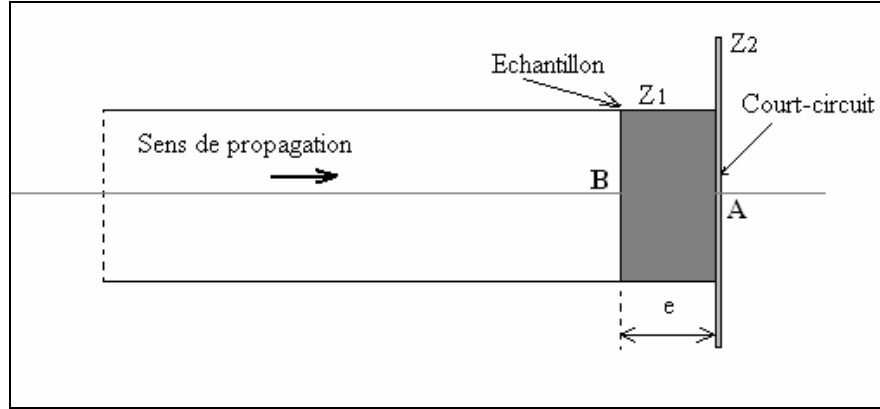


Figure 4.2 Guide-d'onde chargé par l'échantillon et le court-circuit

La détermination du T.O.S et la position d'un minimum en avant de l'échantillon permet de déduire l'impédance réfléctrice complexe en avant de B [MERZ80]. Cette impédance réfléctrice complexe est liée à γ_{lg} , en effet:

- l'impédance réduite au niveau du court-circuit A est nulle

$$z_2 = 0$$

- l'impédance réduite en B par rapport au milieu (1) est:

$$z_B = th(\gamma_{lg} e) \quad 4-12$$

L'impédance réfléctrice en B est alors:

$$z_1 = \frac{z_{lg} th(\gamma_{lg} e)}{z_{0g}} \quad 4-13$$

z_{lg} et z_{0g} sont les impédances caractéristiques des milieux (1) et (0).

Du fait de l'invariance du produit $z_{lg} \gamma_{lg}$ et en tenant compte que $\mu_r = 1$, on peut écrire:

$$z_{lg} \gamma_{lg} = z_{0g} \gamma_{0g} = z_{0g} \left(j \frac{2\pi}{\lambda_{0g}} \right) \quad 4-14$$

$$(\beta_{0g} = j \frac{2\pi}{\lambda_{0g}} \text{ dans le vide})$$

$$\frac{z_{lg}}{z_{0g}} = z_{1g} = \frac{j2\pi}{\lambda_{0g}} \frac{1}{\gamma_{lg}} \quad 4-15$$

et

$$z_1 = \frac{j2\pi e}{\lambda_{0g}} \frac{th(\gamma_{lg} e)}{\gamma_{lg} e} \quad 4-16$$

On est donc amené à effectuer les deux opérations suivantes:

- mesurer z_1 ;
- résoudre l'équation (5.16).

4.1.3 Technique des mesures

L'impédance réfléctive z_1 se déduit de l'étude du système d'onde stationnaire existant devant le diélectrique. Cette étude se fait à l'aide de la mesure du taux d'onde stationnaire θ et de d_m liés à z_1 par la formule:

$$z_1 = \frac{1 + j\theta \tan(\beta_{0g} d_m)}{\theta + j \tan(\beta_{0g} d_m)} \quad 4-17$$

où θ est le T.O.S.

d_m représente la différence entre minimums.

4.1.3.1 Détermination de d_m

Le d_m est déterminé comme suit:

On pointe un minimum, lorsqu'il y a l'échantillon. Soit X_m la lecture (la règle est graduée positivement vers la source).

On enlève l'échantillon. On pointe le premier minimum rencontré en se déplaçant à partir de X_m vers la source. Soit X'_m la lecture.

d_m est calculé par :

$$d_m = X'_m - X_m + e. \quad 4-18$$

e est l'épaisseur de l'échantillon.

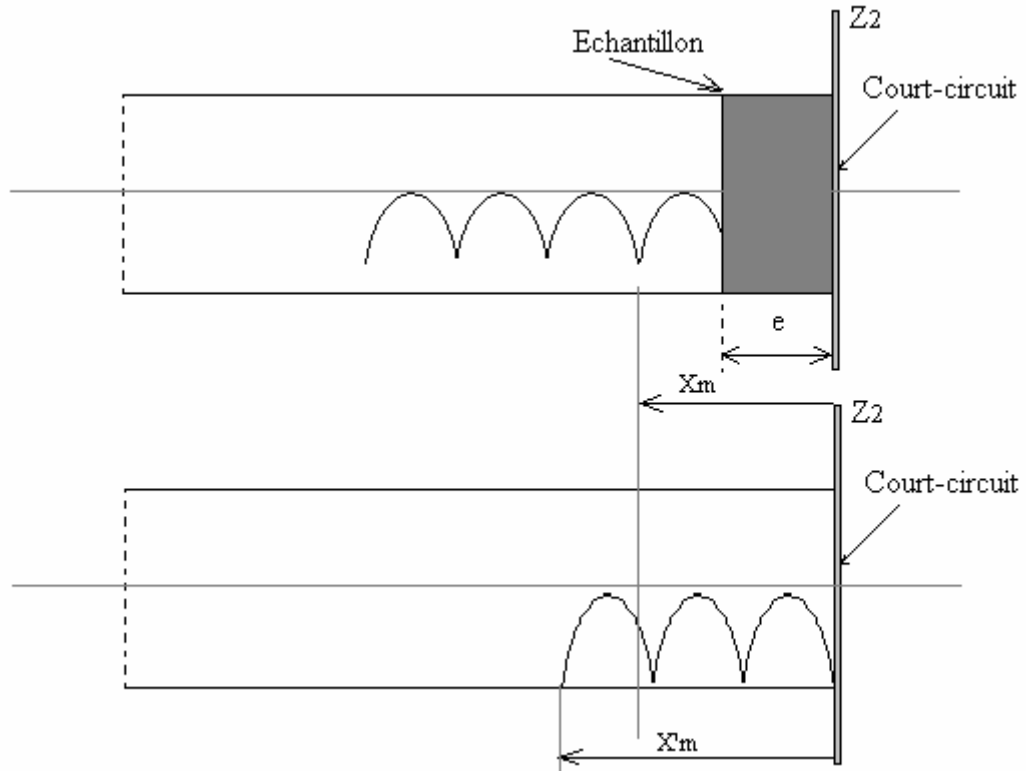


Figure 4.3 Principe de mesure de la distance du minimum (en présence et en absence de l'échantillon).

4.1.3.2 Détermination de θ

4.1.3.2.1 Méthode directe pour T.O.S faibles

θ est le rapport de l'amplitude du champ à un maximum, à l'amplitude du champ à un minimum. Si la réponse du cristal détecteur est quadratique, le courant détecté est proportionnel au carré du module du champ:

$$\theta = \frac{|E|_{\max}}{|E|_{\min}} \quad 4-19$$

4.1.3.2.2 Méthode du double minimum pour un T.O.S élevé

On pointe de part et d'autre du minimum les positions pour lesquelles le courant détecté est double du courant minimum. Soit Δx l'écart correspondant; on en déduit pour une loi de réponse quadratique du détecteur [MERZ80] [CHAL91]:

$$\theta = \frac{\lambda_{0g}}{\pi \Delta x} \quad 4-20$$

4.1.3.3 Corrections à apporter aux mesures de T.O.S

Soit une ligne de longueur l , l'impédance caractéristique Z_c , fermée sur Z_t ; l'impédance réduite d'entrée est :

$$z_0 = \frac{z_t + th(\gamma l)}{1 + z_t th(\gamma l)} \quad 4-21$$

Le coefficient de réflexion à l'entrée:

$$\rho = \frac{z_0 - 1}{z_0 + 1} = \frac{1 - th(\gamma l)}{1 + th(\gamma l)} \frac{z_t - 1}{z_t + 1} = \rho_v \frac{1 - th(\gamma l)}{1 + th(\gamma l)} \quad 4-22$$

ρ_v est le coefficient de réflexion vrai de z_t : si $z_t = 0$, $\rho_v = -1$ et:

$$\rho_{cc} = -\frac{1 - th(\gamma l)}{1 + th(\gamma l)} \quad 4-23$$

ρ_{cc} est le coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne court-circuitée.

Ecrivons:

$$|\rho_m| = \frac{\theta_m - 1}{\theta_m + 1}$$

$$|\rho_{cc}| = \frac{\theta_{cc} - 1}{\theta_{cc} + 1}$$

$$|\rho_v| = \frac{\theta_v - 1}{\theta_v + 1}$$

ρ_m est le coefficient de réflexion mesuré à l'entrée:

$$|\rho_m| = |\rho_v| \cdot |\rho_{cc}|$$

$$\frac{\theta_v - 1}{\theta_v + 1} = \frac{\theta - 1}{\theta + 1} \frac{\theta_{cc} + 1}{\theta_{cc} - 1}$$

Soit:

$$\frac{\theta \theta_{cc} - 1 + \theta - \theta \theta_{cc}}{\theta \theta_{cc} - 1 - \theta + \theta_{cc}} = \frac{\theta_v - 1}{\theta_v + 1}$$

$$\theta_v = \frac{\theta \theta_{cc} - 1}{\theta_{cc} - \theta} \quad \text{avec } \theta \theta_{cc} \gg 1$$

On obtient la relation simple [BOTTR87]:

$$\frac{1}{\theta_v} = \frac{1}{\theta_m} - \frac{1}{\theta_{cc}} \quad 4-24$$

4.2 Caractérisation large bande en guide d'onde

Cette méthode de caractérisation utilise une cellule en guide d'onde rectangulaire qui porte l'échantillon sous test. Cet échantillon est exposé à un signal sinusoïdal de fréquence variable. A partir des paramètres de dispersion S_{ij} , qui sont donnés par un analyseur de réseaux, on peut calculer les coefficients de réflexion et de transmission, à partir de ces derniers nous pouvons extraire les propriétés diélectriques de l'échantillon inconnu.

4.2.1 Cellule de mesure

Pour mesurer la permittivité d'un matériau, on le place à l'intérieur d'une portion d'un guide rectangulaire qu'on appelle cellule de mesure ou Dispositif Sous Test (DST) et en anglais (Device Under Test DUT) [NADE04]. L'échantillon doit avoir la forme exacte du guide. Il est recommandé d'avoir une longueur de la cellule de mesure égale à l'épaisseur de l'échantillon pour minimiser l'effet de perte et le décalage de phase dans la ligne entre l'échantillon et les plans de références [HP85]. La cellule doit être munie des deux cotés d'une terminaison coaxiale (exemple: connecteur de type APC7) pour lui permettre d'être branché à l'analyseur de réseau. Les coefficients de réflexion et de transmission, du dispositif, obtenus à partir des paramètres S_{ij} mesurés par un analyseur de réseau dépendent directement des propriétés électromagnétiques du matériau.

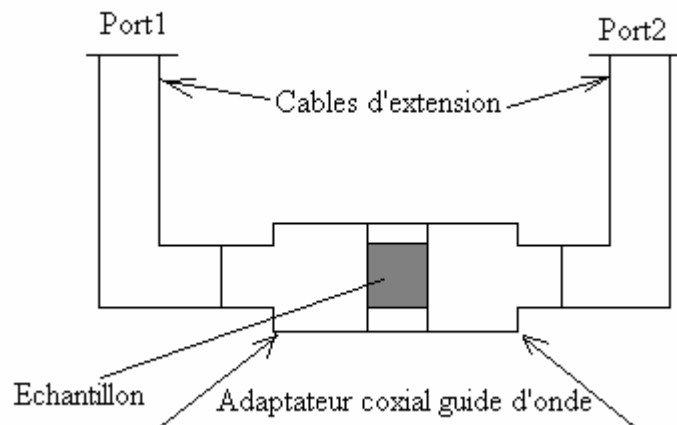


Figure 4.4 : Configuration de mesure avec une cellule d'un guide d'onde rectangulaire

4.2.2 Analyseur de réseaux

L'analyseur de réseau permet de déterminer les paramètres S d'un dipôle ou d'un quadripôle. Il existe deux grandes familles d'analyseurs de réseaux: les scalaires qui ne mesurent que le module des paramètres S [ZAIB10] et les vectoriels qui mesurent le module et la phase [NADE04][ZERR07].

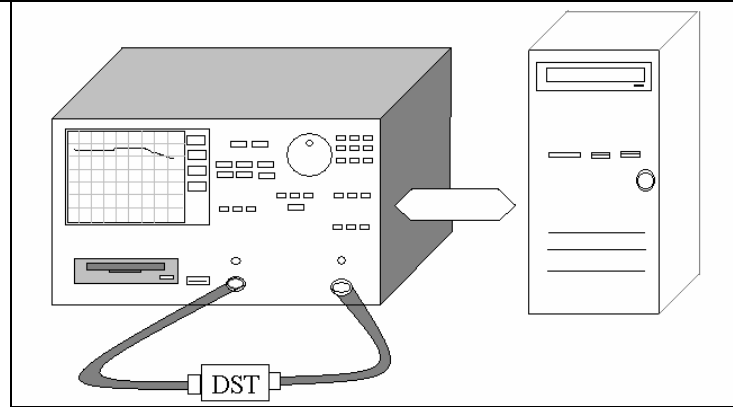


Figure 4.5: Analyseur de réseau vectoriel raccordé à un PC pour le traitement des données.

Le principe d'un analyseur de réseau consiste à exciter le DST par ses accès à l'aide d'un signal sinusoïdal d'amplitude constante et de fréquence variable automatiquement, puis mesurer les signaux réfléchis et transmis par le DST. En excitant successivement tout les accès, on obtient les termes de la matrice de dispersion en fonction de la fréquence balayée.

Le système permet de diriger le signal source du port 1 vers le port 2, puis du port 2 vers le port 1. Lorsque un port est excité, le système doit séparer le signal en deux parties. La première partie est destinée à la voie de test et constitue la source pour le DST. La deuxième partie sert de signal de référence auquel sont comparés le signal réfléchi et le signal transmis par le DST. La figure 4.6 donne un schéma synoptique d'un analyseur vectoriel de réseaux.

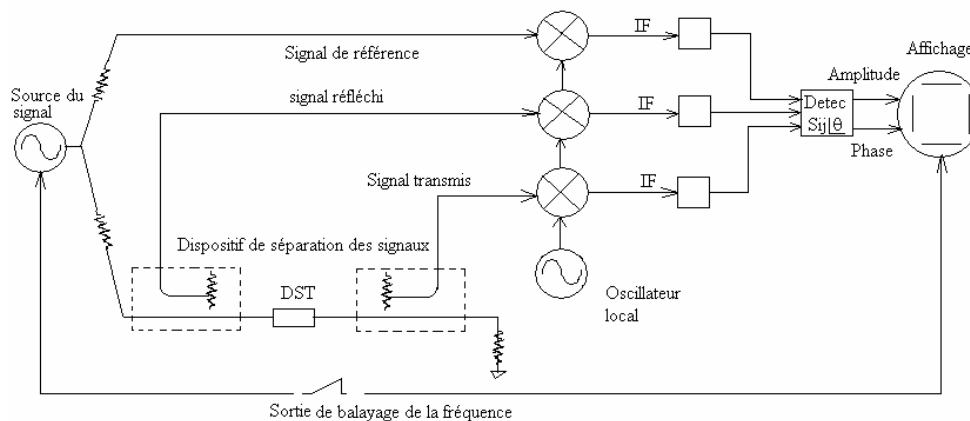


Figure 4.6: Schéma de principe d'un analyseur de vectoriel réseaux

4.2.2.1 Câbles et connecteurs

Les câbles véhiculant le signal issu d'un port vers le DST et réciproquement. Ils sont généralement conçus en structure coaxiale. Un câble doit avoir une bande passante supérieure à celle étudiée, il doit présenter une bonne stabilité en température, résister au vieillissement... Ses caractéristiques électriques doivent être insensibles aux contraintes mécaniques (torsion, flexion, tension,...).

On trouve diverses types de câbles coaxiaux: des câbles semi rigides présentant une grande stabilité mais supportant peu les déformation et il y'a les câbles souples de stabilité moyenne et moins chère.

4.2.2.2 Modélisation des erreurs dans un analyseur

Selon la méthodologie habituelle, on distingue les types d'erreurs: les erreurs systématiques et les erreurs aléatoires.

4.2.2.2.1 Erreurs aléatoires

Ce sont des erreurs de mesure qui changent dans le temps. Elles sont essentiellement liées au bruit, aux dérives, à l'opérateur et au changement des conditions de mesure. Parmi ces erreurs on trouve la non répétabilité des connections. Ces erreurs sont difficiles à évaluer, mais on peut les minimiser par le bonne préparation des conditions de mesure (température, temps de mise en marche des appareil,...) et par l'expérience de l'opérateur.

4.2.2.2.2 Erreurs systématiques

Ce sont des erreurs reproductibles, elles peuvent donc être évaluées et corrigées.

Elles sont répertoriées selon leur nature physique:

- Erreur de directivité: elle provient de l'imperfection des dispositifs utilisés pour séparer les signaux incidents des signaux réfléchis.
- Erreur de désadaptation de sortie du générateur: une partie de l'onde réfléchiée par le DST vers la source est renvoyée par celle-ci.
- Erreur de poursuite: elle est due à la différence de chemin entre les signaux de test et les signaux de référence. Elle dépend fortement de la qualité des câbles.
- Erreur due à la dissymétrie du commutateur qui dirige le signal issu du générateur vers l'un ou l'autre des ports.
- Erreur d'isolation: elles est due au couplage entre les deux voies du commutateur de port.

Les erreurs systématiques peuvent être corrigées. Pour cela il faut choisir un modèle qui traduit le comportement du banc de mesure.

4.2.2.2.3 Modèle à douze termes d'erreurs

C'est le modèle le plus proche du système réel. Pour un système bidirectionnel à deux ports de test, ce modèle est divisé en deux parties:

- a) un modèle pour la transmission directe (suffixe F de Forward) décrit par la figure:

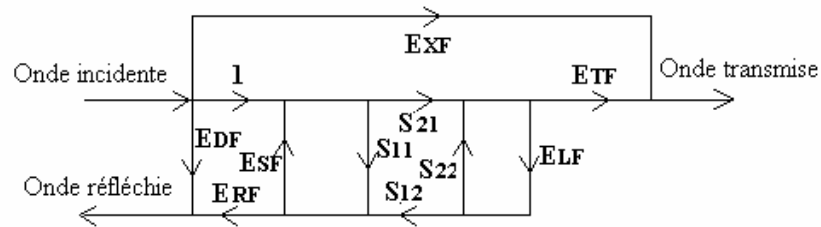


Figure 4.7 : Modèle Direct (Forward)

Les indices sur les figure sont définis comme suit:

E_{XF} , E_{DF} : erreurs d'isolation et de directivité en direct,

E_{SF} , E_{LF} : erreurs de désadaptation de source et de charge en direct,

E_{TF} , E_{RF} : erreurs en transmission et en réflexion en direct,

S_{ij} : paramètres intrinsèques du DST.

b) un modèle pour la transmission inverse (suffixe R Reverse) décrit par la figure:

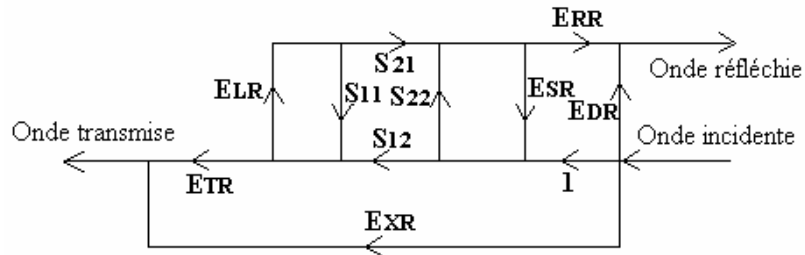


Figure 4.8 : Modèle inverse (Reverse)

Les indices sur les figure sont définis comme suit:

E_{XR} , E_{DR} : erreurs d'isolation et de directivité en inverse,

E_{SR} , E_{LR} : erreurs de désadaptation de source et de charge en inverse,

E_{TR} , E_{RR} : erreurs en transmission et en réflexion en inverse,

4.2.2.2.4 Modèle à huit termes d'erreurs

Cette modélisation consiste à représenter les défauts des ports et des accès de chaque côté du DST par deux quadripôles d'erreurs Figure. Chaque quadripôle comprend quatre termes e_{ij} par accès. Les erreurs d'isolation ne sont pas prises en compte.

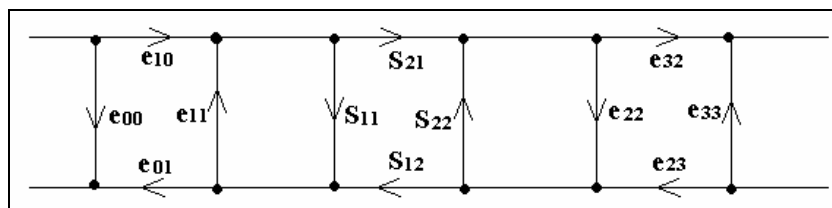


Figure 4.9 : Modèle à huit termes d'erreurs

4.2.2.2.5 Modèle à dix termes d'erreurs

C'est une extension du modèle précédent où on ajoute deux termes intégrant les erreurs d'isolation.

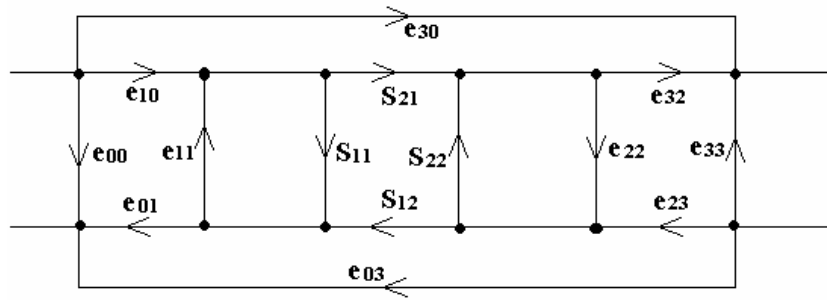


Figure 4.10 : Modèle à dix termes d'erreurs

4.2.2.3 Calibrage

L'objectif de la procédure de calibrage est d'obtenir un système de mesure corrigé en s'affranchissant des erreurs introduites par le banc de mesure. D'une manière générale, le calibrage consiste à mesurer des étalons (standards), de manière à acquérir suffisamment d'informations pour permettre le calcul des termes d'erreurs du modèle choisi. On obtient ainsi une relation exempte d'erreur entre les paramètres intrinsèque du DST et les paramètres mesurés par l'analyseur.

4.2.2.3.1 Calibrage OSTL (Open Short Thru Load)

C'est la procédure traditionnelle. Elle est basée sur le modèle à douze termes d'erreurs. Ce calibrage nécessite 4 standards:

- Un circuit ouvert (Open)
- Un court circuit (Short)
- Une charge parfaitement connue (Load)
- Une ligne de transmission directe parfaite (Thru)

4.2.2.3.2 Calibrage OST (Open Short Thru) et OSL (Open Short Load)

Ce sont des procédures dérivées de l'OSTL qui utilisent le modèle à huit termes d'erreurs. Ceci a entraîné la réduction du nombre de standards de quatre à trois. Le standard load, le plus difficile à réaliser, est éliminé. Mais le standard Thru doit être parfaitement connu ainsi que la qualité du court-circuit et celle du circuit ouvert.

4.2.2.3.3 Auto calibrage TSD (Thru Short Delay)

Le terme auto calibrage indique que les standards utilisés pour l'évaluation des erreurs peuvent n'être que partiellement connus. Ceci résulte de l'obtention d'un nombre d'équations supérieur au nombre de termes d'erreurs. La possibilité d'utiliser des standard inconnus permet de calibrer des systèmes complexes.

Le calibrage TSD utilise le modèle à huit termes et nécessite trois standards. Il permet d'ignorer les caractéristiques du standard Delay (Line) ainsi que la longueur du standard Thru. Mais il impose la connaissance du standard Short.

4.2.2.3.4 Auto calibrage TRL (Thru Reflect Line)

C'est une procédure de calibrage appliqué aux dispositifs à deux ports. Elle consiste à représenter les défauts des ports et des accès de chaque coté du DST par deux quadripôles d'erreurs. Il utilise un modèle à huit termes d'erreurs.

Les huit équations nécessaires à la détermination des huit paramètres d'erreurs sont obtenues à l'issue des trois étapes de mesure des standards de calibrage:

- Thru: c'est la connexion des deux ports d'accès au DST directement ou à travers d'une courte ligne de transmission.
- Line: on insère une ligne de transmission entre les deux ports d'accès.
- Reflect: on connecte dans ce cas des dispositifs à fort coefficient de réflexion identiques sur chacun des ports.

La mesure des trois standards donne dix équations pour huit inconnues. Deux des paramètres caractérisant les standards peuvent être déterminés. En général, ces deux paramètres sont l'exposant de propagation du standard Line et le coefficient de réflexion du standard Reflect.

4.2.2.3.5 Procédure LRL

Afin de remédier au problème du standard Thru pour des structures non insérables [ZERR07][AGIL01], celui-ci est remplacé par une ligne de transmission appelée Line Court pour la distinguer de la ligne long du standard Line. Pour cette procédure il faut connaître avec précision l'exposant de propagation du standard Line Court et sa longueur.

4.2.2.4 Calibrage imparfait

La procédure de calibrage permet de corriger les mesures issues d'une instrumentation a priori imparfaite. Seules subsistent les erreurs aléatoires. Mais la méthode est basée sur des hypothèses qui ne sont pas toujours vérifiées [ZERR07][DJER12].

- Les quadripôles d'erreur notés Q_A et Q_B doivent rester identique lors des étapes de mesure des standard et du DST.
- Le standard Reflect doit avoir le même coefficient sur les deux ports.
- Les standards Thru et Line doivent être des lignes parfaites.
- Les standards et le DST doivent posséder les mêmes caractéristiques électriques (γ , Z_C).

Pour déterminer l'influence des imperfections des standards, la notion de calibrage imparfait a été introduite. Le calibrage imparfait est celui défini comme un calibrage qui utilise des standards dont les caractéristiques électriques (γ , Z_C) sont distinctes.

Le concept de calibrage imparfait implique l'existence d'erreurs systématiques non totalement corrigées. Celles-ci sont dénommées erreurs systématiques résiduelles:

- Les erreurs résiduelles en transmission sont très faibles devant les erreurs en réflexion.
- Le standard Reflect n'a pas d'influence sur la qualité du calibrage si la condition de symétrie du standard est respectée. Cette condition peut être satisfaite en pratique en connectant successivement le même dispositif Reflect de type un-port sur chaque accès ou en supprimant les standards (accès "en l'air").
- Si les impédances caractéristiques des deux standards Thru et Line sont très proches, alors l'ensemble des erreurs résiduelles est fortement réduit.
- Il est très important d'éviter les domaines de fréquence où l'écart de longueur entre les standards Thru et Line correspond à une phase multiple de 180° . On observe alors des divergences très importantes. Ces fréquences sont appelées fréquence de résonance d'excès de ligne.
- La largeur de la bande interdite autour des fréquences de résonance est en général fixée à 20° ($\Delta Z/Z = 4\%$). En réalité, un contrôle soigné de l'impédance standard ($\Delta Z/Z < 1\%$) permet de réduire cette largeur à 5° pour une erreur inférieure à 0.05dB.

4.2.3 Caractérisation en guide d'onde rectangulaire plein

La permittivité relative complexe du matériau sous test qui remplit d'une façon homogène l'intérieur du guide rectangulaire peuvent être obtenues par l'application des équations de Nicolson-Ross [CHEN04][NADE04] à partir des paramètres S_{ij} mesurés directement par l'analyseur de réseau pour chaque fréquence.

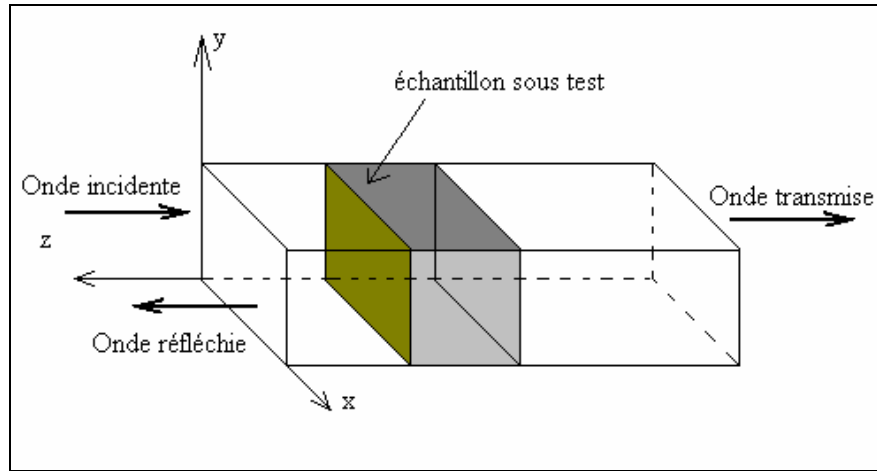


Figure 4.11: Guide d'onde rectangulaire rempli d'une façon homogène

4.2.3.1 Paramètres de transmission et de réflexion

Le coefficient de la première réflexion correspond à la réflexion de la première interface rencontrée.

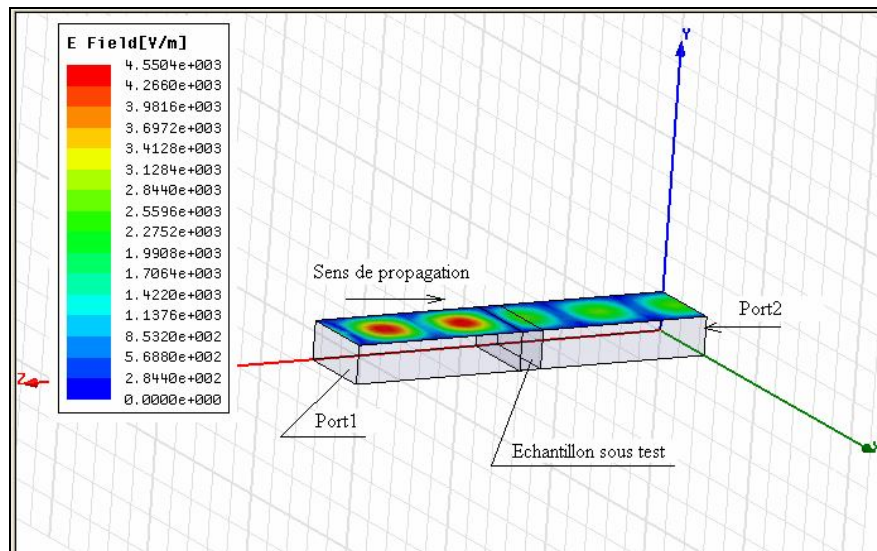


Figure 4.12: Echantillon diélectrique dans un guide d'onde avec le logiciel HFSS

L'impédance d'onde dans le milieu en guide rectangulaire est proportionnelle à $\frac{\mu}{\gamma}$

L'expression du coefficient de réflexion est donnée par:

$$R = \frac{\gamma_{0g} - \gamma_{lg}}{\gamma_{0g} + \gamma_{lg}} \quad 2-25$$

γ_{0g} et γ_{lg} représentent les coefficients de propagation respectivement dans l'air et dans l'échantillon, avec:

$$\gamma_{lg} = j \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_r}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \quad 5-26$$

ω : la pulsation de l'onde,

c : la vitesse de la lumière dans le vide,

λ_c : la longueur d'onde de coupure du guide,

ε_r : la permittivité diélectrique relative de l'échantillon.

Le coefficient de réflexion pour un guide d'onde rectangulaire vaut:

$$R = \frac{\sqrt{k_0^2 - k_c^2} - \sqrt{k_0^2 \varepsilon_r - k_c^2}}{\sqrt{k_0^2 - k_c^2} + \sqrt{k_0^2 \varepsilon_r - k_c^2}} \quad 5-27$$

Le paramètre de transmission T à travers l'échantillon a la forme: $T = e^{-\gamma_{lg} d}$, où d représente la longueur de l'échantillon (épaisseur) suivant la direction de propagation.

On a donc :

$$T = e^{-jd \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_r}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2}} = e^{-jd \sqrt{\varepsilon_r k_0^2 - k_c^2}} \quad 5-28$$

En appliquant la règle de Mason [NADE04][CHEN04] au tronçon de guide parfait, on arrive alors aux expressions des paramètres de dispersion suivantes:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{(1 - T^2)R}{1 - T^2 R^2} \quad 5-29$$

pour les paramètres de réflexion, et

$$S_{21} = S_{12} = \frac{(1 - R^2)T}{1 - T^2 R^2} \quad 5-30$$

pour les paramètres de transmission.

La caractérisation du matériau revient alors à déterminer ε_r par la résolution d'un système de deux équations à deux inconnues.

4.2.3.2 Equation de Nicolson-Ross

Les paramètres $\mathbf{R}$ et $\mathbf{T}$, ainsi que ε_r peuvent être calculés de façon analytique à partir de $\mathbf{S}_{11}$ et $\mathbf{S}_{12}$ d'après:

$$R = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad 5-31$$

$$\text{avec } K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}$$

$$T = \frac{S_{21}}{1 - S_{11}R} \quad 5-32$$

L'expression de ε_r est donnée par:

$$\varepsilon_r = \left(\frac{2\pi}{k_o} \right)^2 \left(\frac{1}{\Lambda^2} + \left(\frac{k_c}{2\pi} \right)^2 \right) \quad 5-33$$

$$\text{où } \frac{1}{\Lambda^2} = - \left[\frac{1}{2\pi e} \text{Ln} \left[\frac{1}{T} \right] \right]^2$$

Donc, à partir des paramètres de dispersion mesurés on peut déterminer la permittivité diélectrique de l'échantillon.

4.2.4 Caractérisation en guide rectangulaire partiellement chargé

Dans cette partie on essaye de voir la possibilité d'extraire la permittivité diélectrique d'un échantillon sous forme multicouche qui remplit partiellement le guide d'onde. Nous allons voir les avantages et les inconvénients de cette méthode ainsi que les limites de validités en monomode.

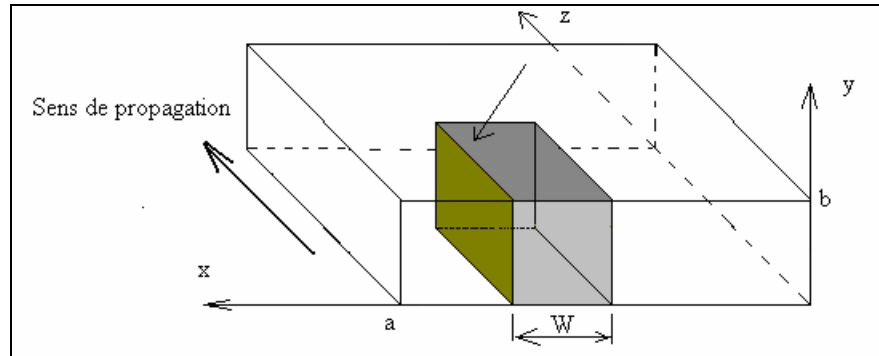


Figure 4.13 : Guide d'onde rectangulaire partiellement chargé

Les équations de Maxwell dans ces milieux s'écrivent sous forme:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = k_0 \mu (\eta \vec{H}) \quad 5-34$$

$$\vec{\nabla} \times \eta \vec{H} = k_0 \varepsilon \vec{E} \quad 5-35$$

$$\text{où } k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c} \quad (\text{m}^{-1})$$

$$\text{et} \quad \eta = -j \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = -j 120\pi \quad (\Omega)$$

k_0 : le nombre d'onde dans le vide,

η : l'impédance d'onde dans l'air.

En tenant compte des conditions aux limites, la solutions des équations de Maxwell aura la forme:

$$F_j(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (S_{jn}(x) \sin(\frac{n\pi y}{b}) + C_{jn}(x) \cos(\frac{n\pi y}{b})) e^{-\gamma z} \quad 5-36$$

$F_j(x, y, z)$ représentes les composantes $E_x, E_y, E_z, \eta H_x, \eta H_y$ et ηH_z .

γ : la constante de propagation suivant z .

Nous supposons que l'échantillon ne présente aucune discontinuité suivant l'axe Oy et que seuls les modes TE_{m0} peuvent se propager. L'expression des composantes du champ électromagnétique dépend de E_y, H_x et H_y du fait que $E_x=0, E_z=0$ et $H_y=0$ dans le cas où $n=0$, elle s'écrit:

$$F_{j0}(x, y, z) = C_{j0} e^{-\gamma z} \quad 5-37$$

$$\begin{pmatrix} E_y(x, y, z) \\ \eta H_x(x, y, z) \\ \eta H_z(x, y, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \eta \hat{H}_x \\ \eta \hat{H}_z \end{pmatrix} e^{-\gamma z} \quad 5-38$$

Dans notre étude la modélisation qui mène à la caractérisation du matériau ne peut tenir compte que le mode dominant TE_{10} .

La figure ci-dessous montre un guide chargé par un matériau en structure multicouche. Chaque couche représente un milieu d'épaisseur $W_i = X_i - X_{i-1}$. A chaque milieu correspond une matrice de transfert T_i .

La continuité des champs aux interfaces entre les différents milieux permet de calculer leur valeur en $x=a$ à partir de celle en $x=0$ en multipliant les matrices de transfert T_i qui correspondent aux différentes régions dans la cellule de mesure.

$$\begin{pmatrix} \eta \hat{H}_z \\ \hat{E}_y \end{pmatrix}_{x=a} = \prod_{i=1}^n [T_i] \begin{pmatrix} \eta \hat{H}_z \\ \hat{E}_y \end{pmatrix}_{x=0} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta \hat{H}_z \\ \hat{E}_y \end{pmatrix}_{x=0} \quad 5-39$$

La matrice de transfert $[T_i]$ en mode TE_{m0} pour un milieu i donnée par l'expression suivante:

$$[T_i] = \begin{pmatrix} ch(pw_i) + \gamma \frac{sh(pw_i)}{p} \left(k \varepsilon_r + \frac{\gamma^2}{k} \right) \frac{sh(pw_i)}{p} \\ 2.k \frac{sh(pw_i)}{p} ch(pw_i) - \gamma \frac{sh(pw_i)}{p} \end{pmatrix} \quad 5-40$$

Ch, sh sont respectivement le cosinus et le sinus hyperbolique.

$$\text{où } p = \sqrt{k^2 \varepsilon_r - k_x^2}$$

$$\text{et } k_x^2 = k^2 \varepsilon_r + \gamma^2$$

La matrice de transfert globale (t_{ij}) reliant les composantes des champs

électromagnétiques en $x=0$ et $x=a$ est obtenue par la multiplication des matrices de transfert correspondantes aux différentes régions de la cellule.

Comme $E_y=0$ en $x=0$ et $x=a$; si l'on appliques ces conditions aux limites, le système d'équation se réduit à:

$$\begin{cases} \eta \hat{H}_z(x=a) = t_{11} \eta \hat{H}_z(x=0) \\ 0 = t_{21} \eta \hat{H}_z(x=0) \end{cases} \quad 5-41$$

On obtient une relation de dispersion sous forme d'une équation non linéaire complexe.

$$t_{21} = 0 \quad 5-42$$

L'annulation de cette équation nous donne les caractéristiques électromagnétiques du matériau en fonction des caractéristiques géométriques de la structure et du coefficient de propagation calculé à partir des paramètres S_{ij} mesurées par l'analyseur de réseau vectoriel.

4.2.4.1 Equation de dispersion

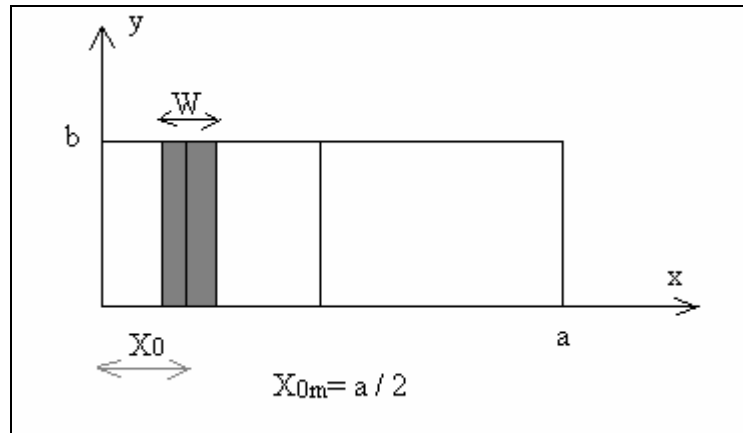


Figure 4.14 : Coupe transversale qui montre la position de l'échantillon dans le guide

Les paramètres géométriques de la cellule de mesure, chargée par l'échantillon, sont représentés sur la figure ci-dessous.

L'équation de dispersion $t_{21} = 0$ est une fonction non linéaire qui dépend de γ , ε_r , W , X_0 et f .

$$F(\gamma, \varepsilon_r, W, X_0, f) = 0 \quad 5-43$$

γ : la constante de propagation dans le guide,

ε_r : la permittivité relative du matériau,

W : l'épaisseur de l'échantillon,

X_0 : la position de l'échantillon,

f : la fréquence.

Pour identifier les propriétés électromagnétiques du matériau, il est donc indispensable de mesurer S_{ij} du dispositif sous test. Les paramètres de dispersion permettent l'obtention des coefficient de propagation à travers le dispositif: γ .

Pour faire une modélisation du système et voir l'effet, des propriétés électromagnétiques ainsi que celles les paramètres géométriques de la cellule, sur la constante de propagation γ il faut traiter le problème direct qui consiste à calculer la valeur de γ à partir de l'équation $t_{21} = 0$ en supposant que les valeurs des autres paramètres sont connues.

De son coté, le problème inverse consiste à remonter aux valeurs de la permittivité ε_r en calculant la valeur de γ à partir des paramètres S_{ij} mesurés par l'analyseur de réseau vectoriel.

Connaissant le coefficient de propagation, ε_r est obtenu par la résolution de l'équation:

$$t_{ij}(\varepsilon_r) = 0 \quad 5-44$$

5 LOIS DE MELANGES

5.1 Théories du champ électrique local

L'approche théorique du problème de la permittivité diélectrique des mélanges diélectriques nécessite le calcul des polarisabilités et des moments dipolaires des inclusions composant le mélange [ORLO03]. Ceci conduit au calcul du champ local au niveau de chaque inclusion et oblige à un passage par l'état mésoscopique (intermédiaire) de la matière.

Le champ électrique local E_i est par définition le champ régnant à l'emplacement d'un dipôle i donné, autrement dit c'est la résultante du champ macroscopique appliqué E et des champs créés par tous les autres dipôles E_j :

$$(E_i)_i = E + \sum_{j \neq i} E_j \quad 5-1$$

Considérons un matériau diélectrique se trouvant dans un champ électrique E , et les particules du diélectrique se trouvant dans une cavité macroscopique sphérique figure 5.1.

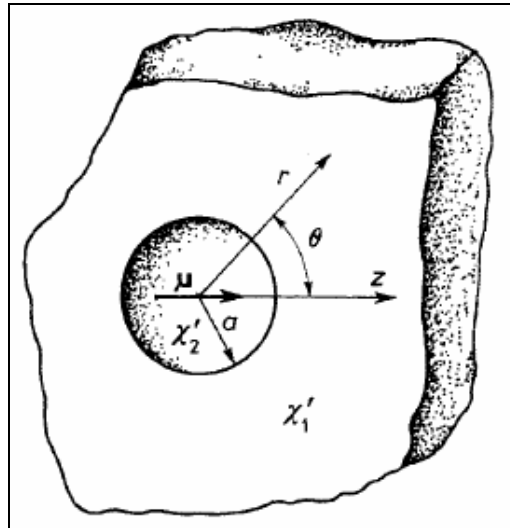


Figure 5.1 . Cavité macroscopique située dans le champ électrique externe E .

Le diélectrique qui entoure cette cavité est considéré comme homogène. Le champ régnant à l'intérieur de la cavité sera la résultante du champ macroscopique extérieur E , du champ macroscopique E_i provenant des charges induites sur la surface de la cavité, donc du milieu continu uniformément polarisé par P (si la cavité est sphérique, ce champ est déterminé par un calcul électrostatique élémentaire: $E_i = P/3\epsilon_0$, le facteur $1/3\epsilon_0$ étant le coefficient de

dépolarisation d'une sphère), et du champ E_2 représentant la somme des champs individuels créés par les n dipôles situés à l'intérieur de la cavité. Le champ électrique local de ce diélectrique sera alors:

Le calcul du champ électrique local est l'un des principaux problèmes de la théorie des diélectriques. C'est un problème très complexe qui n'a toujours pas été résolu d'une manière complète et précise. Néanmoins, en utilisant certaines approximations et en partant de principes bien fondés, on arrive à obtenir des relations simples entre le champ local E_l et le champ extérieur E .

Le champ local et le champ appliqué (extérieur) sont liés selon Lorentz (1880) par la relation :

$$E_l = E + \frac{P}{3\epsilon_0} = \frac{\epsilon' + 2}{3} E \quad 5-2$$

Lorentz est parti du principe que les champs électriques, créés par les particules remplissant la cavité sphérique du diélectrique, s'annulent à l'intérieur de cette cavité ($E_2=0$). Ce principe limite le domaine d'application de l'équation décrivant le champ de Lorentz. Elle n'est satisfaite que dans le cas où les particules n'ont pas de moments dipolaires permanents, ou quand elles sont distribuées de façon désordonnée, ou bien quand elles constituent un réseau cristallin ayant une symétrie importante (dans ce cas $E_2=0$). De simples considérations de symétrie montrent que ce terme (E_2) s'annule pour toute distribution cubique et purement aléatoires des dipôles ($n \gg 1$). Le modèle du champ local de Lorentz n'est donc applicable que dans le cas des diélectriques non dipolaires avec des particules sphériques. On ne peut donc négliger le champ E_2 provenant du voisinage le plus proche de la particule dans le cas des gaz condensés ou des liquides avec les particules dipolaires. Toutes les équations basées sur le modèle du champ local de Lorentz ne décrivent pas correctement les processus se produisant dans les diélectriques dipolaires condensés.

En 1936, Onsager a proposé un nouveau modèle du champ local – pour les diélectriques dipolaires. Afin de calculer le champ local, Onsager a traité une molécule comme un dipôle ponctuel polarisable, placé dans une cavité sphérique, le milieu extérieur étant un diélectrique continu et homogène. Le champ local de ce système serait constitué du champ A de la cavité, créé par le champ extérieur E , et du champ de réaction R régnant également dans la cavité mais qui est créé par les charges induites par le dipôle:

$$\vec{E}_l = \vec{A} + \vec{R} = \beta \vec{E} + r \vec{\mu} \quad 5-3$$

où

$$\beta = \frac{\epsilon'(\epsilon_0 + 2)}{2\epsilon' + \epsilon_\infty} \quad \text{et} \quad r = \frac{2(\epsilon' - 1)(\epsilon_{\infty-1})}{3(2\epsilon' + \epsilon_\infty)\alpha_d}$$

μ étant le moment dipolaire et α_d la polarisabilité dipolaire.

Le champ d'Onsager prend en compte les faibles distances entre les particules; par conséquent, il peut être appliqué aux systèmes contenant un nombre important de dipôles par unité de volume. Cependant, le fait que ce modèle suppose que le dipôle est entouré d'un milieu continu et homogène, limite son application. Néanmoins, les lois de mélanges connues se basent toujours sur le champ local de Lorentz.

5.2 Permittivité effective et champ d'excitation

La permittivité effective, ou la permittivité macroscopique, ε_{eff} , est définie comme le rapport entre le déplacement et le champ électrique:

$$D = \varepsilon_{eff} E \quad 5-4$$

Le déplacement D dépend de la polarisation P dans le matériau:

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_{eff} E \quad 5-5$$

La polarisation P est par définition la somme de tous les moments multipolaires induits. Elle peut donc être reliée à une caractéristique des constituants microscopiques du milieu: la polarisabilité. Dans le cas où les moments multipolaires d'ordre supérieur à deux sont négligeables, on obtient une relation entre la polarisation (dipolaire) P et la polarisabilité α de la forme:

$$P = \sum_k N_k \alpha_k (E_l)_k \quad 5-6$$

où la sommation s'effectue sur les différents types de dipôles; N_k est le nombre de dipôles k par unité de volume et E_l est le champ inducteur qui polarise le dipôle. Cette équation permet de relier les caractéristiques microscopiques et macroscopiques du milieu. En substituant (5-5) dans (5-6), il vient :

$$(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0) E = \sum_k N_k \alpha_k (E_l)_k \quad 5-7$$

Par conséquent, si on peut établir une relation entre le champ macroscopique appliqué E et le champ local E_l , on peut alors obtenir une relation entre ε_{eff} , grandeur macroscopique caractéristique du milieu et α_k caractérisant ses constituants élémentaires. L'établissement de relations entre les grandeurs macroscopiques et les grandeurs microscopiques de la matière est un problème physique d'une grande complexité et nécessite de nombreuses approximations qui sont loin d'être satisfaisantes. En effet, on suppose que l'équation (5-7) qui relie la fonction diélectrique ε_{eff} à la polarisabilité α s'applique aussi bien au cas des atomes et des molécules qu'à celui d'une inclusion de plusieurs centaines d'Angström d'un matériau k caractérisé lui même par une fonction diélectrique ε_k . Il faut pour cela que la relation linéaire (5-5) soit applicable, ce qui

suppose que : (1) l'approximation dipolaire est valable aussi bien pour l'atome que pour l'inclusion, ce qui limite les formes acceptables pour celle-ci, et (2) le champ est uniforme sur le dipôle, ce qui limite la taille supérieure de l'inclusion (approximation quasi-statique). Dans ces conditions, la fonction diélectrique effective ε_{eff} est donnée par :

$$(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_0)E = \sum_k N_k \alpha_k (E_m)_k \quad 5-8$$

où N_k est le nombre d'inclusions k par unité de volume, α_k leurs polarisabilité et $(E_m)_k$ le champ inducteur sur l'inclusion k ; α_k est relié à la fonction diélectrique du matériau k par l'équation:

$$(\varepsilon_k - \varepsilon_0)E = N a_k \alpha_k (E_l)_k \quad 5-9$$

où $N a_k$ est le nombre d'atomes k par unité de volume du matériau k , et $(E_l)_k$ le champ local dans le matériau pur. L'équation (I.24) devient alors

$$(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_0) = \sum_k \frac{N a_k}{N_k} (\varepsilon_k - \varepsilon_0) \frac{(E_m)_k}{(E_l)_k} \quad 5-10$$

$N a_k / N_k$ est égal à la fraction volumique p_k occupée par le matériau k dans le composite. Il faut maintenant déterminer la relation entre le champ inducteur mésoscopique $(E_m)_k$ polarisant l'inclusion et le champ local microscopique $(E_l)_k$ polarisant ses atomes. C'est très précisément le problème, à une échelle intermédiaire, traité à trois dimensions par Lorentz et qui conduit à l'équation de Claussius-Mossotti, que nous décrirons dans le paragraphe suivant. D'autres approches plus simples sont cependant envisageables; elles conduisent à des théories dont le champ d'application est réduit mais qui constituent parfois de très bonnes approximations.

5.2.1 Théorie moléculaire des milieux hétérogènes

Pour expliquer le phénomène de polarisation. On doit regarder au niveau microscopique pour comprendre comment chaque atome réagit sous l'influence d'un champ électrique. Lorsqu'on applique un champ électrique, il y a création d'un moment dipolaire dans les différentes particules. Le champ local, le champ vu par un atome de matériau, est la somme du champ appliqué $\vec{E}$ et du champ $\vec{E}_1$ créé par les dipôles à l'intérieur du matériau, soit $\vec{E}_{\text{loc}} = \vec{E} + \vec{E}_1$.

La polarisation macroscopique est la somme des polarisations des différents atomes du matériau, soit:

$$\vec{P} = \sum_i N_i \alpha_i E_l = (\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E} \quad 5-11$$

La relation entre la polarisation et la constante diélectrique n'est donc pas simple.

Elle ne peut donc décrire que le comportement de systèmes dilués et ne s'applique pas aux diélectriques dipolaires.

Dans l'analyse ci-dessus, la polarisabilité α est la somme de toutes les polarisabilités : électronique, atomique, ionique et inter faciale. Au niveau moléculaire, la validité de cette sommation des polarisabilités est discutable dans le cas des mélanges contenant des molécules polaires, comme l'eau. L'équation de Claussius-Mossotti a été contestée par Onsager qui en a dérivé une formule avec une correction tenant compte de la présence des dipôles. Avec sa formule, il était possible d'expliquer les propriétés ferroélectriques des matériaux où la température joue un rôle important.

Néanmoins, à partir de cette relation unique de Claussius-Mossotti, on peut retrouver toutes les grandes théories classiques de la fonction diélectrique du milieu effectif. Il suffit, pour chacune d'elles, de définir le milieu dans lequel baignent les inclusions.

5.3 Théories des milieux effectifs

La caractérisation d'un milieu non homogène par ces fonctions diélectriques n'est pas si évidente, puisqu'on doit connaître l'arrangement géométrique exact des constituants du matériau. Cependant, si la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique est beaucoup plus grande que la dimension de la particule, les théories classiques des milieux non homogènes présument que le matériau peut être traité comme une substance homogène avec une fonction diélectrique effective. Cette quantité dépend des propriétés des constituants, aussi bien que de leurs fractions de volume et que de leurs tailles.

Les lois de mélange les plus célèbres sont celle le modèle du milieu effectif (EMT) [ORLO03], connue sous le nom de théorie de Maxwell-Garnett (MGT), et celle du modèle de l'approximation du milieu effectif (EMA), connue sous le nom de théorie de Bruggman.

La théorie de Maxwell-Garnett est dérivée de la relation de Claussius-Mossotti; elle est basée sur la polarisation induite par un champ uniforme externe sur des inclusions sphériques isolées, placées dans le matériau hôte. La formule célèbre établie par Maxwell-Garnett en 1904 [MAXW04] a pour expression :

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_m}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_m} = f \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_m}{\varepsilon_k + 2\varepsilon_m} \quad 5-12$$

où le constituant décrit par ε_m constitue une matrice continue dans laquelle sont immergées les inclusions ε_k (ou ε_i s'il s'agit d'un seul type d'inclusions), ε_{eff} étant la permittivité effective du milieu. Le domaine d'application de cette théorie est clairement défini à la fois par les hypothèses de base et par sa formulation, à savoir que l'ensemble des inclusions est équivalent à un dipôle unique, isolé dans la matrice, dont la polarisabilité est la somme des

polarisabilités individuelles (figure 6.2). Les inclusions sont donc sans interactions; il s'agit simultanément de faible volume d'inclusions et de grandes distances inter particules. Toutes les inclusions sont ramenées à une inclusion unique: elles sont sans interactions.

En pratique il peut être difficile de décider lequel des composants devrait être considéré comme le matériau hôte (le cas de la céramique poreuse). Et le modèle de Maxwell-Garnett est incertain pour les concentrations d'inclusions supérieures à 50%.

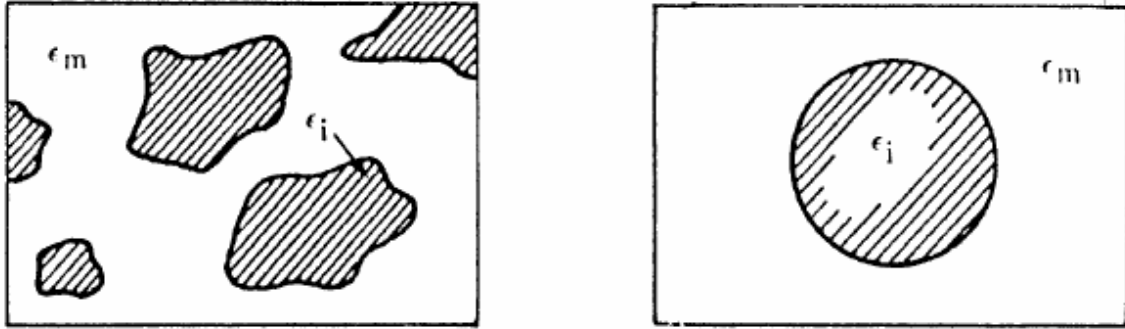


Figure 5.2. La cellule unitaire représentative du milieu modélisé par la théorie de Maxwell-Garnett.

Pour traiter ce problème, une autre théorie a été proposée par Bruggeman en 1935 [BOTT45]. Dans le modèle de Bruggeman (ou modèle du milieu effectif approximatif), l'hypothèse de l'existence du matériau hôte explicite n'est plus considérée (figure 6.3). Au lieu de cela, les particules d'un composant quelconque d'un matériau simple sont supposées encastrées dans un milieu effectif de permittivité égale à la permittivité du mélange ϵ_{eff} que l'on essaye de trouver ci-dessous. Les deux inclusions baignent dans le milieu moyen [ORLO03] [BROS01] : elles sont donc en interaction.

Ainsi ϵ_{eff} doit être déterminé à partir de la relation:

$$(1-f) \frac{\epsilon_a - \epsilon_{eff}}{\epsilon_a + 2\epsilon_{eff}} + f \frac{\epsilon_b - \epsilon_{eff}}{\epsilon_b + 2\epsilon_{eff}} = 0 \quad 5-13$$

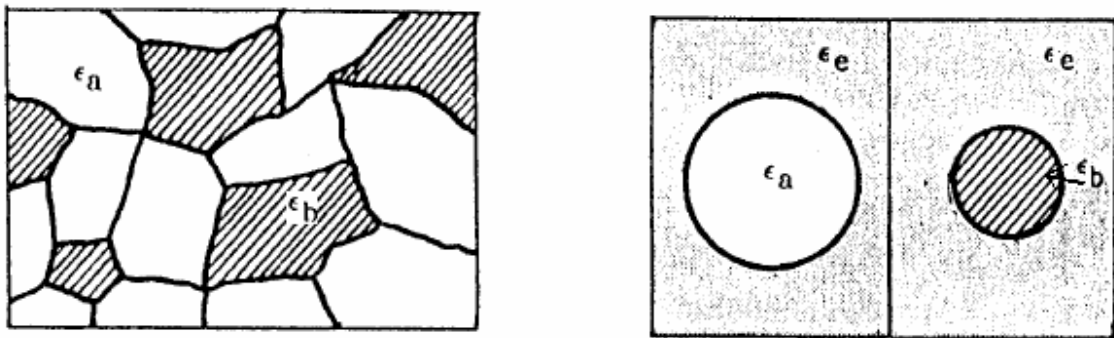


Figure 5.3 . Cellule unitaire de la théorie de Bruggeman.

Pour les faibles fractions volumiques, les deux théories MGT et EMA donnent des résultats très proches pour les constantes diélectriques effectives. Cependant, le modèle EMA assure la validité aux fractions volumiques plus élevées puisqu'il traite les deux constituants de manière symétrique. La deuxième hypothèse dans la théorie EMA porte sur la géométrie de la particule, puisque il est nécessaire de relier entre eux les champs interne et externe associés à la particule. Habituellement on suppose que les particules sont sphériques.

Böttcher a proposé une formule permettant de retrouver la permittivité effective des milieux où la concentration des particules est si élevée que chaque particule est entourée par le mélange plutôt que par un composant. Cette relation a pour expression:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{eff}} = 3f \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_{eff}} \quad 5-14$$

où ε_1 est propre à la matrice et ε_2 est propre aux inclusions; f est la fraction volumique du composant dispersé.

Une autre équation intéressante a été développée par Looyenga [LOOY65] qui a supposé qu'en mélangeant deux constituants dont les permittivités sont telles que $\varepsilon_1 = \varepsilon_{eff} - \Delta\varepsilon_{eff}$ et $\varepsilon_2 = \varepsilon_{eff} + \Delta\varepsilon_{eff}$ et vice versa, la permittivité effective ε_{eff} du mélange peut être écrite sous la forme suivante:

$$\varepsilon_{eff} = \left[\varepsilon_2^{1/3} + \theta (\varepsilon_1^{1/3} - \varepsilon_2^{1/3}) \right]^3 \quad 5-15$$

5.4 Attribut stochastique

Dans toutes les théories susmentionnées, même si le mélange était considéré comme une entité aléatoire, aucun attribut stochastique, cependant, n'a été explicitement considéré. Les descriptions analytiques des caractéristiques diélectriques d'un mélange formé par une dispersion volumique aléatoire d'inclusions formées, dans un mélange continu, sont en général compliquées à cause de la nature statistique des localisations spatiales aléatoires et des orientations de la phase dispersée. Cela veut dire que si un tel mélange est soumis au champ électrique, la conduction électrique et la polarisation dépendraient de la dispersion spatiale aléatoire et de l'orientation relative des inclusions formées dans le mélange. Les caractéristiques du milieu et plus particulièrement la permittivité diélectrique, seraient donc de nature statistique, puisqu'elles sont déterminées par la dispersion aléatoire des particules. Une telle attribution stochastique aux mélanges diélectriques a été développée en premier par Lichtenecker et Lichtenecker et Rother [ORLO03]. D'après ces auteurs, la fonction qui décrit la permittivité effective ε_{eff} d'un mélange à deux constituants de permittivités diélectriques ε_1

et ε_2 et la fraction volumique θ , serait déterminée par l'induction du champ électrique dans le mélange et par des considérations statistiques dues à la dispersion volumique aléatoire (et orientation relative) des inclusions. Ainsi, la valeur de la permittivité effective d'un mélange statistique peut être décrite par une certaine fonction F_1 comme suit:

$$\varepsilon_{eff} = F_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2, f, q)$$

où q est le facteur de forme, dépendant de la forme des inclusions. Tous les travaux théoriques sur ce sujet ont eu pour but de déterminer de manière explicite la fonction F_1 dans cette équation. L'évaluation explicite de la fonction F_1 revient à assurer les propriétés du système matriciel déterminé par les caractéristiques de ses composants. Toutes les recherches effectuées sur cet aspect avant Lichtenecker et Rother, ont conduit à une relation fonctionnelle générale du type [LICH31]:

$$F_2(\varepsilon_{eff}) = fF_2(\varepsilon_1) + (1-f)F_2(\varepsilon_2) \quad 5-16$$

avec $\varepsilon_{eff} = F_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2, f)$.

L'équation précédente détermine la loi de mélange. La fonction F_1 (et ainsi la valeur de ε_{eff}) peut être déterminée seulement si la fonction F_2 , dans cette équation, est explicitement connue. Les différents travaux menés pour évaluer analytiquement la fonction F_2 (ou la fonction F_1) pour divers types de mélanges diélectriques ont abouti à plusieurs lois de mélange qui ont été présentées dans une revue complète publiée par Brown et van Beek

En effet, on peut se référer aux travaux de Lichtenecker et de Lichtenecker et Rother. En considérant la théorie des mélanges, ces derniers ont déduit une loi logarithmique de mélange à partir des principes généraux de statistique. Pour un mélange à deux constituants, cette loi est donnée par la relation:

$$\varepsilon_{eff} = f\varepsilon_1^k + (1-f)\varepsilon_2^k \quad (1-1 \leq k \leq 1) . \quad 5-17$$

Pour k égal à 1 ou à -1 , on obtient deux systèmes qui décrivent les frontières de Wiener, et quand k tend vers zéro, on obtient une formule décrivant un système désordonné:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1^f \varepsilon_2^{(1-f)} \quad 5-18$$

ou encore

$$\log(\varepsilon_{eff}) = f \log(\varepsilon_1) + (1-f) \log(\varepsilon_2) .$$

Les études expérimentales confortent la formule de Lichtenecker même pour le cas des milieux anisotropes. Cette loi logarithmique est considérée comme une bonne loi pour la description du comportement diélectrique (statique ou dynamique) des mélanges statistiques,

pour toutes les fractions volumiques. Dans la loi logarithmique de Lichtenecker, la forme géométrique des inclusions ne joue pas un rôle important dans la détermination du comportement diélectrique macroscopique du mélange. Par conséquent, comme le démontre l'équation précédente, la permittivité de tels mélanges est une fonction seulement des permittivités et des volumes relatifs des constituants du mélange.

5.5 Influence de la géométrie des inclusions sur la permittivité

En considérant un mélange diélectrique contenant des inclusions formées, dispersées aléatoirement dans le matériau hôte, il est nécessaire d'attribuer la forme ou le facteur de forme aux inclusions en question pour expliquer les effets de la dépolarisation. Les inclusions sont appelées formées, quand au moins deux dimensions transversales diffèrent d'une manière significative, comme c'est le cas des ellipsoïdes, des sphéroïdes allongés ou aplatis aux pôles, des disques ou des fissures.

Pour introduire la forme des inclusions, Fricke a développé une expression pour la permittivité effective d'un mélange diélectrique où le facteur de forme apparaît de manière explicite. Sa description analytique du mélange est basée sur l'induction du champ électrique dans le système dispersé. La permittivité effective du mélange est exprimée en fonction des permittivités du matériau hôte ε_2 et des inclusions ε_1 , de la fraction volumique f des inclusions et du facteur de forme x'_0 pour représenter les effets de la dépolarisation dans le flux de l'induction électrique:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 + x'_0 f) + \varepsilon_2^2 x'_0 (1 - f)}{\varepsilon_1 (1 - f) + \varepsilon_2 (x'_0 + f)} \quad 5-19$$

où x'_0 dépend du rapport $\varepsilon_1/\varepsilon_2$.

Indépendamment de la forme, de la taille, de l'état physique, de la concentration volumique, ou de l'orientation de différentes phases, la réponse diélectrique effective du mélange se trouve toujours entre deux limites connues sous le nom de frontières de Wiener. La permittivité des systèmes hétérogènes est étroitement liée à l'agencement des particules dans le système par rapport à la direction du champ appliqué, comme on peut le voir sur l'exemple simple d'un système stratifié à deux constituants Figure 6.4. Quand les directions du champ et des stratifications coïncident (combinaison parallèle, Figure 6.4 a), la permittivité effective est donnée par la relation:

$$\varepsilon_{eff} = f \varepsilon_1 + (1 - f) \varepsilon_2$$

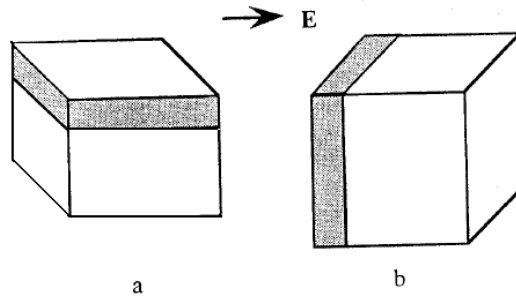


Figure 5.4. Frontières de Wiener.

et quand les directions du champ et des stratifications sont perpendiculaires (combinaison série, Figure 6.4 b), elle est donnée par la relation:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{1}{\frac{f}{\varepsilon_1} + \frac{1-f}{\varepsilon_2}} \quad 5-20$$

5.6 Loi de modélisation de Bottreau

C'est à partir de très nombreuses mesures effectuées sur des matériaux composites (polymère/carbone) qui ne répondaient pas à la loi de Lichtnecker classique, que Bottreau [BOTT97][BOUZ00], a eu l'idée de faire la représentation graphique du logarithme de la permittivité en fonction du logarithme de la fraction volumique de la charge. En définissant par V_i la fraction volumique de la charge au point d'inflexion de ces représentations, qui conduisent à une même valeur de V_i . Il a d'abord proposé de faire un premier changement d'origine en prenant $\ln(V_i)$ pour origine, les courbes obtenues s'apparentent à des tangentes hyperboliques à la condition d'utiliser d'une part, dans le premier cas $\ln(V_2/V_i)$ et d'autre part, dans le second cas $-\ln(V_1/(1-V_i))$, alors en définissant par:

$$\ln(V_0) = \ln \sqrt{\frac{V_1 V_2}{V_i (1-V_i)}} \quad 5-21$$

où V_1 : la fraction volumique du premier constituant,

et V_2 : la fraction volumique du deuxième constituant.

Cette valeur $\ln(V_0)$ représente le nouveau origine. Il obtient dans ces conditions, les abscisses définitives, servant de base à son travail, qui deviendront en fonction de $\ln(V_2/V_i)$:

$$\ln\left(\frac{V_2}{V_i}\right) - \ln \sqrt{\frac{V_2 V_1}{V_i (1-V_i)}} = \ln \sqrt{\frac{V_2 (1-V_i)}{V_1 V_i}} \quad 5-22$$

Alors qu'en fonction de $-\ln(V_1/(1-V_i))$, on a:

$$\ln\left(\frac{1-V_i}{V_1}\right) - \ln \sqrt{\frac{V_2 V_1}{V_i (1-V_i)}} = \ln \sqrt{\frac{V_2 (1-V_i)}{V_1 V_i}} \quad 5-23$$

En posant cette variable commune égale à $\text{Ln}(V_N)$, (variable normalisée), il faut ensuite normaliser les variations de $\text{Ln}(\varepsilon')$ entre ± 1 . Nous obtenons alors une tangente hyperbolique dont nous devons déterminer la pente à l'origine qu'il a appelé α .

On obtient alors la relation définitive de la modélisation de Bottreau:

$$\frac{2\text{Ln}(\varepsilon) - (\text{Ln}(\varepsilon_2) + \text{Ln}(\varepsilon_1))}{\text{Ln}(\varepsilon_2) - \text{Ln}(\varepsilon_1)} = \tanh \left(\text{Ln} \left(\frac{V_2(1-V_i)}{V_1V_i} \right)^{\frac{\alpha}{2}} \right) \quad 5-24$$

et conduit à:

$$\frac{2\text{Ln}(\varepsilon) - (\text{Ln}(\varepsilon_2) + \text{Ln}(\varepsilon_1))}{\text{Ln}(\varepsilon_2) - \text{Ln}(\varepsilon_1)} = \frac{\left(\frac{V_2(1-V_i)}{V_1V_i} \right)^{\alpha} - 1}{\left(\frac{V_2(1-V_i)}{V_1V_i} \right)^{\alpha} + 1} \quad 5-25$$

soit après développement:

$$\left(\left(\frac{V_2}{V_i} \right)^2 + \left(\frac{V_1}{1-V_i} \right)^{\alpha} \right) \text{Ln}(\varepsilon) = \left(\frac{V_2}{V_i} \right)^{\alpha} \text{Ln}(\varepsilon_2) + \left(\frac{V_1}{1-V_i} \right)^{\varepsilon} \text{Ln}(\varepsilon_1) \quad 5-26$$

Nous remarquons, que si nous faisons dans l'expression 5-26 $\alpha = 1$ et $V_i = 0.5$ nous obtenons, $\text{Ln}(\varepsilon) = V_2 \text{Ln}(\varepsilon_2) + V_1 \text{Ln}(\varepsilon_1)$, qui n'est autre que la relation de Lichtnecker.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons tenté de présenter les différentes lois de mélanges rencontrées dans la littérature sans prétendre les avoir toutes décrites. Les différentes lois, modèles et théories de calcul de la permittivité effective des mélanges, établis dans le cadre de l'approximation quasi-statique présentent chacun et chacune ses avantages et ses faiblesses.

6 PARTIE SIMULATION

L'innovation en matière d'informatique, d'électronique et des méthodes numériques nous donne des moyens très puissants d'analyse et de prédiction des phénomènes physiques complexes. Dans cette partie nous décrirons les différents résultats obtenus dans notre travail qui décrit différentes techniques d'investigations et de mesure de la permittivité électrique des matériaux diélectriques.

Premièrement nous allons donner un aperçu sur le logiciel de simulation utilisé dans notre travail. Ensuite nous exposons les résultats des différentes techniques utilisées.

6.1 Le logiciel de simulation HFSS

6.1.1 Présentation du logiciel

Le logiciel HFSS (High Frequency Structure Simulation) v11.0 de Ansoft Corporation est un logiciel commercial qui calcule des champs électromagnétiques dans le domaine fréquentiel en résolvant localement les équations de Maxwell. Pour cela, il faut construire des objets en trois dimensions et leur assigner des caractéristiques (type de matériau, taille, épaisseur, ...). Il est ensuite nécessaire de spécifier le type de sources électromagnétiques. Il est possible de paramétrer le système et de faire varier ces paramètres lors de la simulation. Les résultats sont visibles sous forme de graphes ou de représentations dans l'espace. Un des intérêts de HFSS est sa capacité à donner directement les paramètres S en fonction de la fréquence.

6.1.2 Méthode de calcul

Ce genre de simulation fait intervenir des équations aux dérivées partielles. Il existe trois méthodes principales : la méthode des éléments finis, la méthodes des différences finies et la méthodes des volumes finis.

Le principe de ces méthodes est de discrétiser l'espace à l'aide d'un maillage propre à la méthode et de résoudre les équations localement. HFSS utilise la méthode des éléments finis afin de résoudre les équations de Maxwell.

La méthode des éléments finis consiste à transformer les équations aux dérivées partielles sous forme intégrale, puis à découper l'espace en sous domaines (mailles) dans lesquelles sont placés les noeuds (l'ensemble maille + noeud formant les éléments). Pour déterminer une solution approchée du problème, il faut ensuite calculer les valeurs du problème aux noeuds des éléments en résolvant les équations locales sous forme intégrale.

6.1.3 Critère de convergence

Comme l'espace d'étude est discrétisé, il faut définir un critère de convergence qui correspond à l'incertitude maximale entre au moins deux itérations successives pour être validées comme représentatives de la réalité. Cette incertitude est calculée comme étant le pourcentage entre deux solutions successives. Si le rapport entre ces deux solutions est supérieur au critère de convergence, il faut continuer les itérations, sinon, la solution est dite stable et le calcul s'arrête. Cependant, il peut y avoir des solutions pour lesquelles le rapport est inférieure au critère de convergence sans pour autant que ces solutions soient exactes. Pour éviter cela, il est judicieux d'imposer au logiciel plusieurs solutions dans le critère de convergence. Cependant, plus le critère de convergence est faible, plus le temps de calcul sera long, plus la mémoire nécessaire sera importante, mais plus la solution sera représentative.

6.2 Caractérisation large bande dans une ligne coaxiale

Dans cette méthode l'échantillon doit être mis entre les conducteurs interne et externe d'une ligne coaxiale. Comme cette ligne de transmission permet la propagation du mode TEM, elle permet donc de couvrir une large gamme de fréquence. La fréquence basse est limitée par la fenêtre temporelle d'acquisition, et la fréquence haute est limitée par le temps de montée du signal d'entrée. Donc avec l'utilisation d'une diode à pas de recouvrement rapides (Step Recovery Diode) on peut atteindre des fréquences de l'ordre de 12GHz dans l'espace transformé.

Avec le logiciel HFSS on a simulé une ligne coaxiale APC7, le diamètre externe de cette ligne est de 7mm et le diamètre du conducteur intérieur est de 3.04mm. La longueur de cette ligne est choisie entre 50mm et 100mm, cette longueur ne doit pas être très long pour minimiser le temps de calcul.

L'échantillon d'épaisseur de quelques mm est placé à la fin de la ligne entre le conducteur intérieur et extérieur. Cette ligne est terminée par une impédance égale à l'impédance caractéristique de ligne.

Dans notre travail on a fait la simulation avec un échelon de tension de durée finie (5ns), cette durée va permettre de déterminer la limite inférieure de la bande de fréquence investiguée. Le temps de montée est de 20ps ce qui permet d'atteindre une fréquence haute supérieure à 12.5GHz.

On a fait trois mesures différentes: une en présence de l'échantillon avec une charge adaptée à la fin de la ligne, la deuxième avec la charge adaptée seule, enfin une mesure de la ligne terminée par un court circuit pour permettre la déconvolution de la fonction appareil.

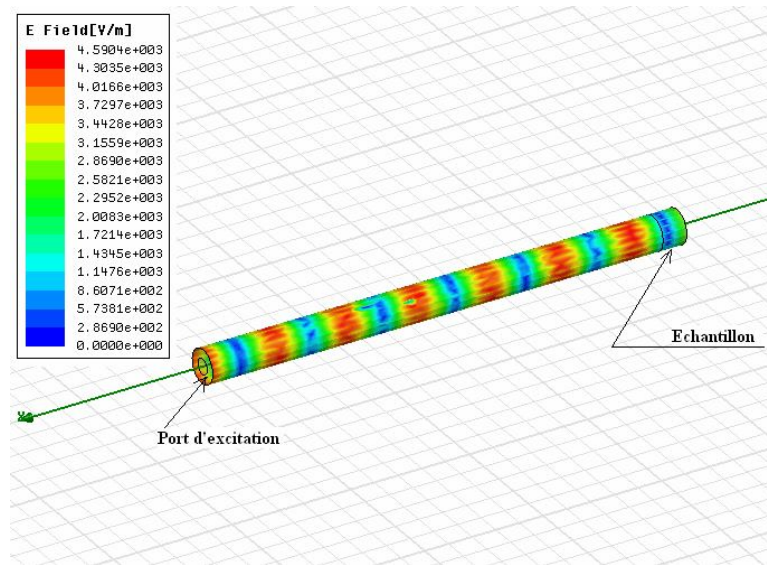


Figure 6.1: Ligne coaxiale pour la caractérisation large bande

Après exécution de la simulation la réponse temporelle est affichée. Les coordonnées de la courbe sont exportées dans un fichier pour une utilisation ultérieure.

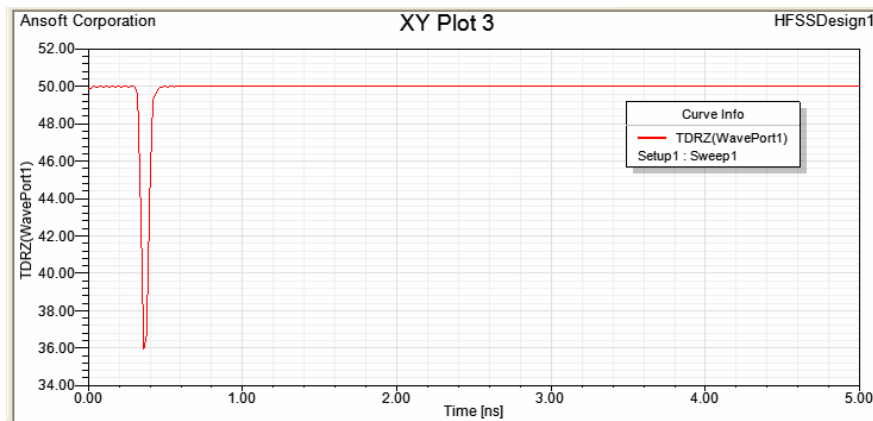


Figure 6.2: réponse temporelle de la ligne chargée par échantillon de Teflon $e=5\text{mm}$

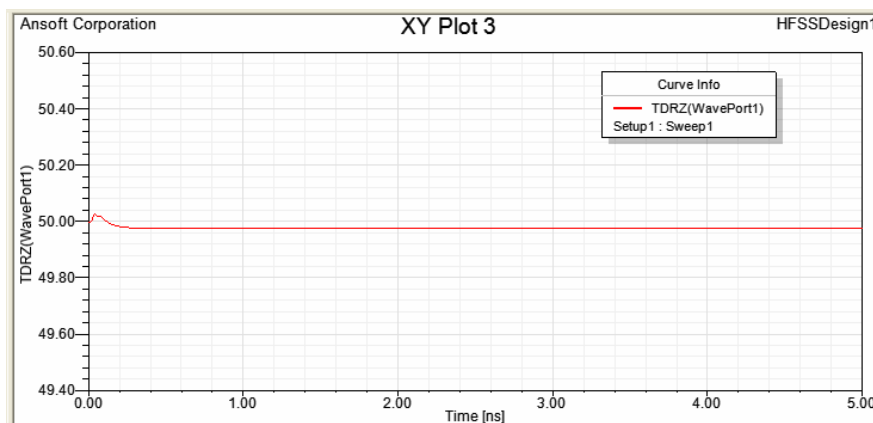


Figure 6.3: réponse temporelle de la ligne terminée par une charge adaptée

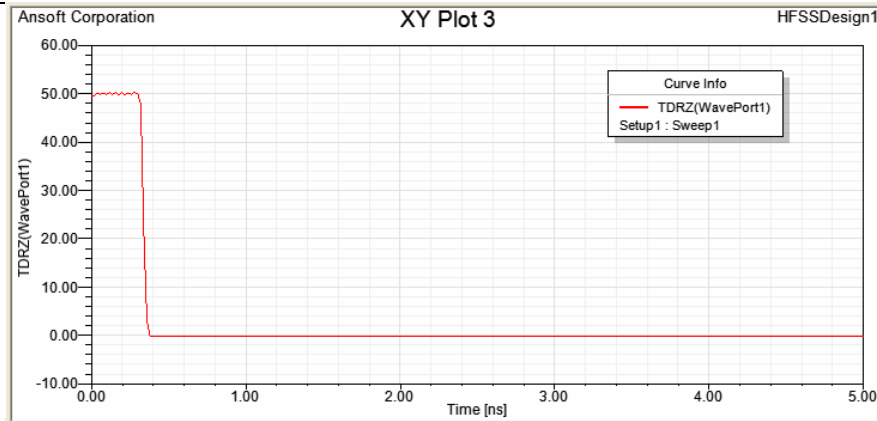


Figure 6.4: réponse temporelle de la ligne terminée par un court-circuit

6.2.1 Détermination des caractéristiques électromagnétiques de quelques matériaux

Après avoir sauvegarder les mesures des trois lignes, elles sont réunies dans un seul fichier pour faciliter leur exploitation avec le logiciel de calcul Mathematica de "Wolfram Research".

Dans le logiciel Mathematica on commence par lire le contenu du fichier. Les données de chaque mesure (échantillon + charge adaptée, charge adaptée seule et la ligne en court-circuit) sont mises dans des tableaux différents. Les mesures de la ligne terminée par la charge adaptée sont soustraites des deux autres mesures. Ainsi les données sont organisées sous deux tableaux.

On applique la transformée de Fourier rapide à ces deux tableaux, ce qui permet le passage au domaine fréquentiel. Ensuite il faut calculer le coefficient de réflexion, c'est le rapport entre la réponse de la ligne chargée sur celle de la ligne court-circuitée.

De ce coefficient de réflexion on calcul l'admittance. Comme l'admittance est liée aux paramètres diélectriques du matériau par une équation transcendante, nous avons utilisé une fonction de recherche des racines (FindRoot) en lui spécifiant une valeur initiale. L'algorithme cherche la solution pour chaque fréquence en utilisant la valeur trouvée pour la fréquence précédente comme valeur initiale. Les solutions sont mises dans un tableau pour être affichées et utilisées ultérieurement.

Il est souhaitable de vérifier la validité de cette démarche en la testant sur des matériaux dont les caractéristiques électromagnétiques sont préalablement connues. Cette méthode sera validée sur la base de la comparaison des résultats obtenus avec les caractéristiques diélectriques des différents matériaux.

6.2.1.1 Matériaux homogènes

Les résultats de la détermination des caractéristiques électromagnétiques relatifs à chacun des matériaux par la méthode temporelle sont illustrés sur les figures suivantes:

Le premier matériau utilisé est le Teflon qui est connue comme étalon et de propriétés très connues. La figure 6.5 représente la partie réelle de la permittivité relative du Teflon. Cette valeur est très proche à la valeur prédéfinie dans HFSS et à celle de la littérature .

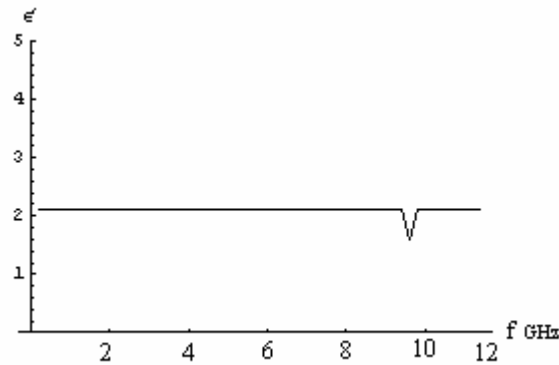


Figure 6.5 Partie réelle de la permittivité du Teflon $\epsilon_r^* = 2.1 - j 0.002$

La figure 7.6 représente la partie imaginaire de la permittivité du Teflon. Le pic aux environ de 10GHz est peut être du à la résonance dimensionnelle de la ligne de mesure.

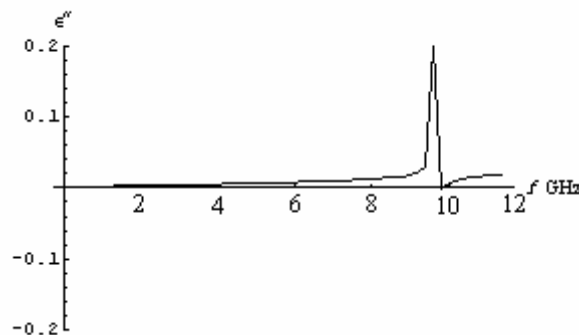


Figure 6.6 Partie imaginaire de la permittivité du Teflon $\epsilon_r^* = 2.1 - j 0.002$

Pour voir la validité de cette démarche nous avons utilisé d'autres matériaux. Le deuxième matériau utilisé est le polystyrene qui une partie réelle de $\epsilon_r' = 2.6$ et une partie imaginaire nulle.

Le résultat obtenu pour la partie réelle (Figure 6.7) semble être en bon accord avec la valeur prédéfinie. Par contre celle de la partie imaginaire (Figure 6.8) paraît comme différente surtout aux hautes fréquences, cela est du peut être au pas de discrétisation. Dans le logiciel HFSS ci on fixe des critères de convergence très sévères le temps de calcul devient prohibitif.

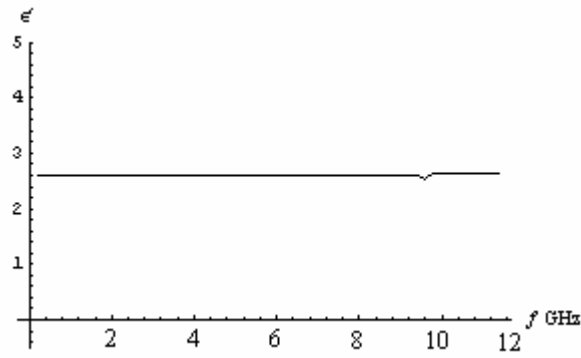


Figure 6.7 Partie réelle de la permittivité du Polystyrene $\varepsilon_r^* = 2.6 - j0.000$

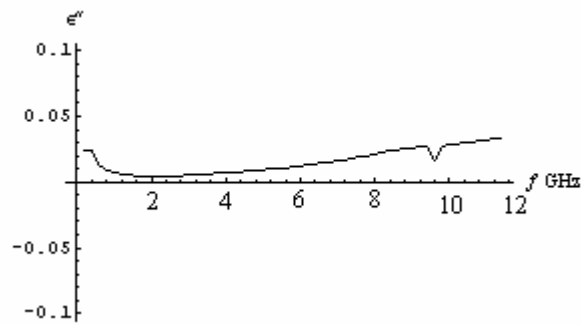


Figure 6.8 Partie imaginaire de la permittivité du Polystyrene $\varepsilon_r^* = 2.6 - j0.000$

L'autre matériau testé est le Mica qui à une permittivité de $\varepsilon_r' = 5.7$. on voit bien que les résultats sont en bon accord avec la valeur prédéfinie.

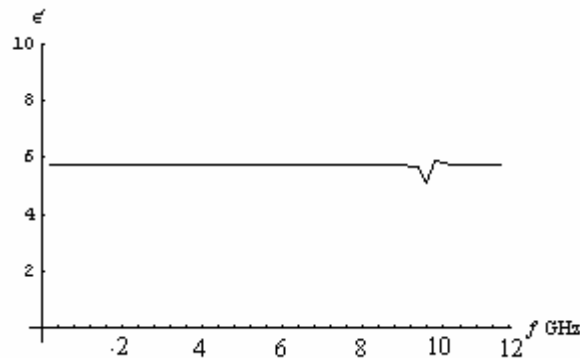


Figure 6.9 Partie réelle de la permittivité du Mica $\varepsilon_r^* = 5.7 - j0.000$

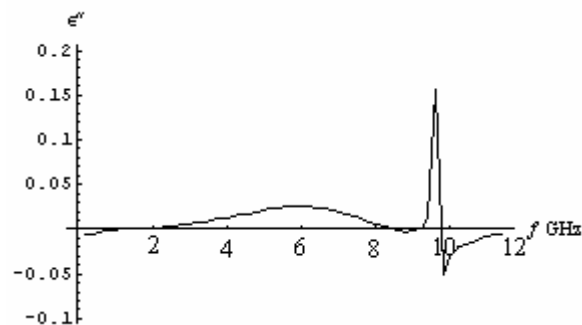
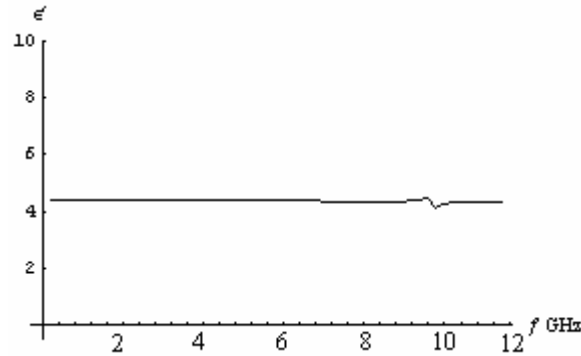
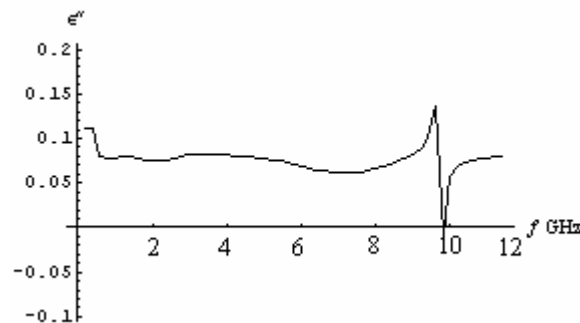


Figure 6.10 Partie imaginaire de permittivité du Mica $\varepsilon_r^* = 5.7 - j0.000$

Enfin on a utilisé le FR4-Epoxy $\varepsilon_r^* = 4.4 - j0.088$ qui est matériau qui a partie imaginaire non nulle pour voir l'effet de cette partie sur les mesures. Les résultats pour la partie réelle sont très proches de la valeur 4.4 (Figure 7.11).

Figure 6.11 Partie réelle de la permittivité du FR4-EPOXY $\varepsilon_r^* = 4.4 - j0.088$

Les valeurs obtenues pour la partie imaginaire sont en moyenne très proche de la valeur prédéfinie sauf aux alentours de 10GHz qui comme nous l'avons signalé cette dispersion peut être due à la résonance dimensionnelle.

Figure 6.12 Partie imaginaire de la permittivité du FR4-EPOXY $\varepsilon_r^* = 4.4 - j0.088$

Comme la permittivité est définie comme constante dans le logiciel HFSS, nos résultats donnent aussi des valeurs quasi-constantes sur toute la bande de fréquence d'investigation.

Les résultats de cette partie montre le bien fondé de cette technique large bande de caractérisation électromagnétique des diélectrique.

6.2.1.2 Matériaux hétérogènes

Dans cette partie on a essayé de caractériser un échantillon constitué de deux matériaux différents. On a choisi une structure multicouche, ainsi les deux matériaux sont des cylindres coaxial alterner. L'épaisseur de ces couches est changée avec un pas de 0.05mm pour voir l'effet sur la permittivité effective mesurée.

On utilisé le Teflon de permittivité diélectrique $\varepsilon_1 = 2.1 - j0.002$ et le Mica $\varepsilon_2 = 5.7 - j0.000$.

L'épaisseur de la couche de Teflon est égale à " $e_1 = dr$ " et celle du Mica elle est égale à $e_2 = 0.5\text{mm} - dr$. On a fait varier dr de 0.05mm à 0.40mm pour voir l'effet sur la permittivité du mélange.

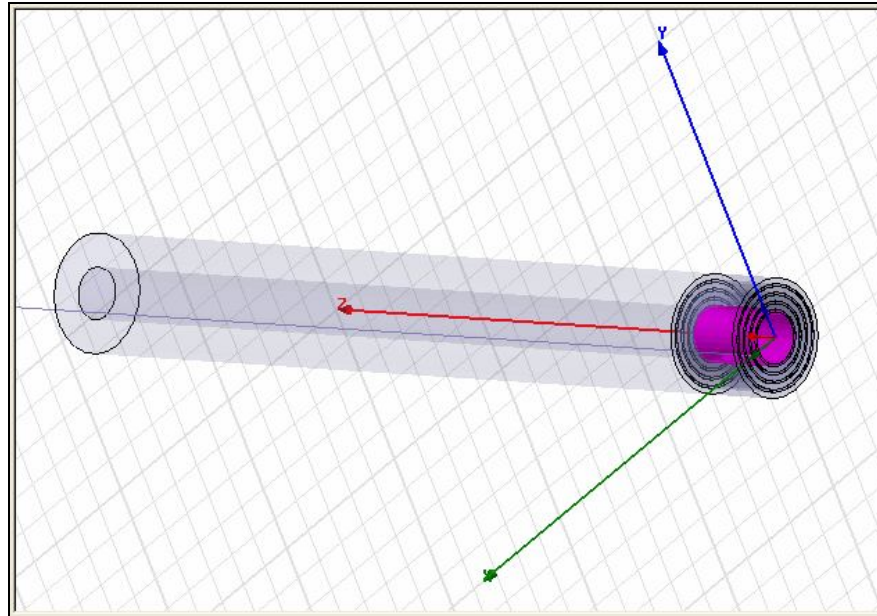


Figure 6.13 Ligne coaxiale terminée par un échantillon hétérogène

Les résultats, de la permittivité effective du mélange pour différentes épaisseurs des couches de Teflon et de Mica, sont donnés sur la figure 7.14.

On voit que pour une faible épaisseur du Teflon ($dr = 0.05\text{ mm}$) la permittivité effective est prédominé par celle du Mica donc elle est proche de $\varepsilon_2 = 5.7$.

Quand l'épaisseur du Teflon prédomine sur celle du Mica la permittivité diélectrique se rapproche de $\varepsilon_1 = 2.1$.

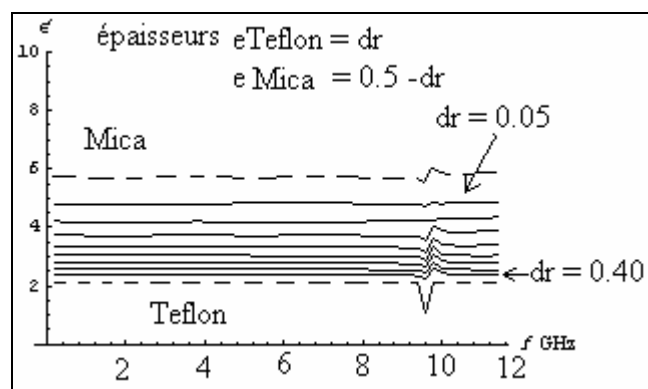


Figure 6.14 Partie réelle de la permittivité effective du mélange Teflon + Mica pour différentes épaisseurs.

6.3 Caractérisation diélectrique avec une cavité résonante

Dans cette méthode la détermination de la permittivité électrique du matériau se fait par une méthode de perturbation: on place un échantillon de matériau dans une cavité en un maximum de champ électrique hyperfréquence. L'échantillon est suffisamment petit vis-à-vis de la longueur d'onde pour que l'on puisse supposer l'amplitude du champ électrique constante dans tout le volume de l'échantillon.

Dans ces conditions, un calcul de perturbation montre que la fréquence de résonance de la cavité perturbée est donnée par la formule:

$$\omega_p - \omega_{p0} = \omega_{pr} - \omega_{p0} + 2j \frac{\omega_{p0}}{Q_{0e}} \cong -\frac{\omega_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta V} (\epsilon_r - 1) |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV} \quad 6-1$$

ω_{p0} pulsation de résonance de la cavité vide.

ω_p pulsation de résonance de la cavité avec l'échantillon.

Q_{0e} facteur de qualité de la cavité chargée.

$$\omega_{pr} - \omega_{p0} + 2j \frac{\omega_{p0}}{Q_{0e}} \cong -(\epsilon_r' - 1) \frac{\omega_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta V} |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV} + j \epsilon_r'' \frac{\omega_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta V} |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV} \quad 6-2$$

$$\omega_{pr} - \omega_{p0} + 2j \frac{\omega_{p0}}{Q_{0e}} \cong -(\epsilon_r' - 1)F + j \epsilon_r'' F \quad 6-3$$

où F est un facteur de forme de la cavité considérée.

Ce facteur peut être calculé à partir de ces intégrales si la forme de la cavité et la distribution du champ à l'intérieur permettent un calcul facile. Un autre moyen de calculer ce facteur est d'utiliser un échantillon, de forme identique, dont la permittivité est connue. La mesure du décalage en fréquence permet de déterminer ce facteur.

6.3.1 Résultats obtenus

La figure 6.15 montre la forme de notre cavité résonante utilisée. C'est une cavité constituée d'une partie d'un guide d'onde rectangulaire. L'excitation est faite par deux iris circulaires des deux cotés. La ligne est terminée par une charge adaptée pour éviter d'avoir des réflexions de la face arrière de la ligne.

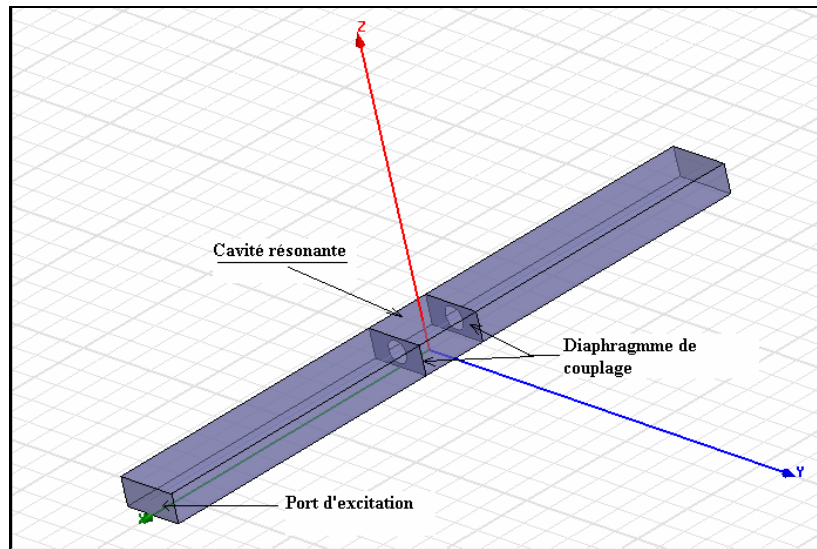
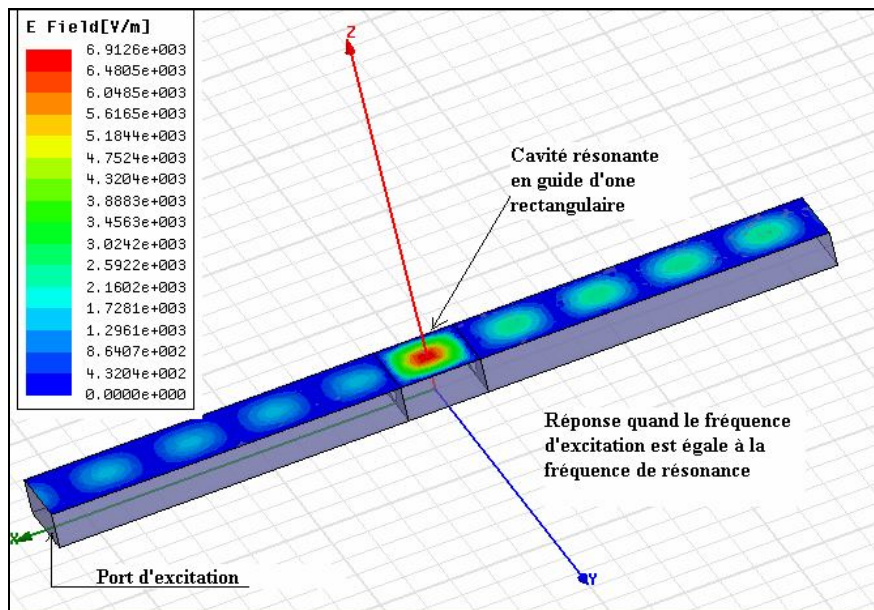


Figure 6.15: Cavité résonante en guide d'onde rectangulaire.

Premièrement on a fait des mesures avec la cavité vide pour déterminer la fréquence de résonance et du facteur de qualité à vide. Pour cela on fait un balayage de fréquence dans la bande passante du guide pour voir l'apparition d'une résonance. Cette bande nous l'avons fixé entre 7GHz et 10GHz.

Figure 6.16: Champ électrique dans le cas où la fréquence est égale à f_0

La figure 6.16 montre la répartition du champ électrique dans la ligne à la fréquence de résonance, on voit bien que la cavité travail en transmission, le champ dans la deuxième partie de la ligne est bien différent de zéro.

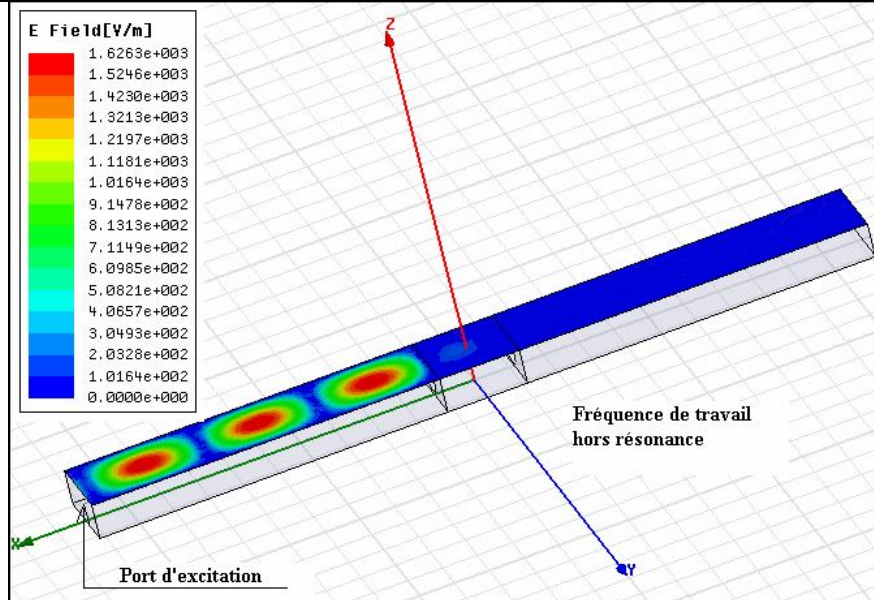


Figure 6.17: Champ électrique dans le cas où la fréquence est différente de f_0

La figure 6.17 montre la répartition du champ électrique dans la ligne à une fréquence différente de la résonance, on voit bien que la cavité travail comme un court-circuit, donc l'onde est réfléchiée complètement. Le champ dans la deuxième partie de la ligne est bien nul. La figure 6.18 montre la réponse spectrale de notre cavité vide. On voit bien quelle est très sélective. La fréquence de résonance est bien observée.

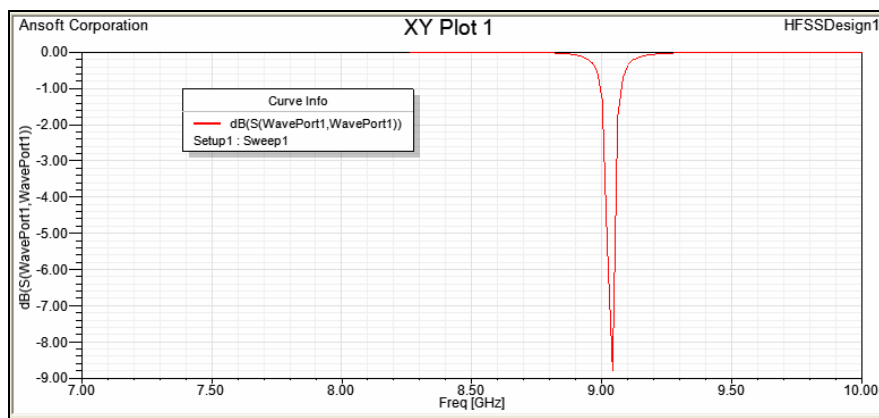


Figure 6.18 : Réponse spectrale de la cavité vide ($f_0 = 9.05\text{GHz}$)

$$f_2=9.048\text{GHz} \quad f_1=9.022\text{GHz}$$

D'après ces résultats on voit la fréquence de résonance de la cavité ($f_0 = 9.05\text{GHz}$) ainsi que les deux fréquences (f_1 et f_2) à -3dB qui caractérisent la largeur de bande de cette cavité.

Le facteur de qualité Q_0 peut être calculé comme suit:

$$Q_0 = \frac{2f_0}{\Delta f}$$

$$Q_0 = 2 \frac{9.05}{9.048 - 9.022} = 696$$

Ensuite on a introduit un petit échantillon de Teflon $\varepsilon = 2.1 - j 0.0021$ de forme cylindrique au centre de la cavité. Cela permet de déterminer le facteur de forme de notre cavité.

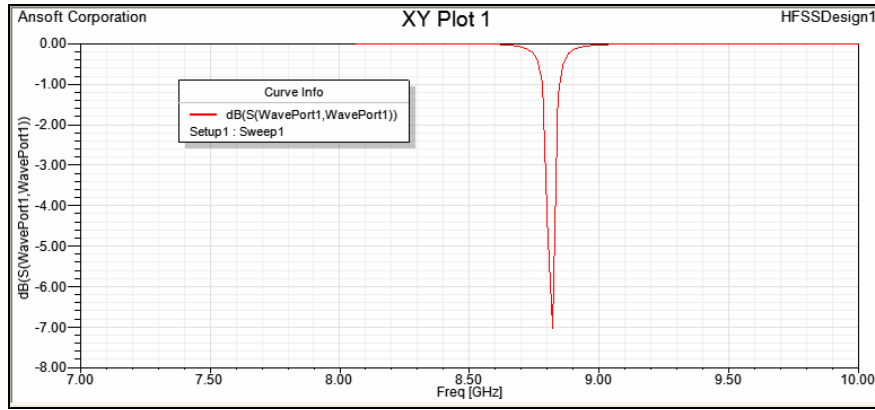


Figure 6.19: Cavité avec échantillon de Teflon $\varepsilon = 2.1 - j 0.0021$, ($f_{pr} = 8.82$ GHz)

$$f_2 = 8.83 \text{ GHz}, f_1 = 8.795 \text{ GHz}$$

Ici on introduit un échantillon diélectrique de permittivité électrique connue (le Teflon $\varepsilon = 2.1 - j 0.0021$), ensuite on a calculé le facteur F qui va nous permettre de déterminer les permittivités électriques des matériaux inconnus.

Le facteur de qualité en présence de l'échantillon de Teflon:

$$Q_{0e} = \frac{2f_{pr}}{\Delta f}$$

$$Q_{0e} = 2 \frac{8.82}{8.83 - 8.795} = 504$$

Le décalage de la fréquence de résonance ainsi que le facteur de qualité Q vont nous permettre de déterminer le facteur de forme de la cavité.

$$\omega_p - \omega_0 = \omega_{pr} - \omega_0 + 2j \frac{\omega_{p0}}{Q_{0e}} \cong -\frac{\omega_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta V} (\varepsilon_r - 1) |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV}$$

$$f_p - f_0 = f_{pr} - f_0 + 2j \frac{f_{p0}}{Q_{0e}} \cong -\frac{f_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta V} (\varepsilon_r - 1) |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV} = -f_{pr} F (\varepsilon_r' - 1) + j \varepsilon_r'' f_{pr} F$$

$$\text{où} \quad F = \frac{1}{2} \frac{\int_{\Delta V} |E_0|^2 dV}{\int_V |E_0|^2 dV}$$

Pour le Teflon utilisé $\varepsilon = 2.1 - j 0.0021$

$$F (\varepsilon_r' - 1) f_{pr} = f_0 - f_{pr}$$

Delà on peut tirer F:

$$F = \frac{f_0 - f_{pr}}{(\epsilon'_r - 1)f_{pr}} = \frac{9.05 - 8.82}{(2.1 - 1)8.82} = 0.023$$

Maintenant nous avons mis un échantillon diélectrique de Taconic-RF-60 ($\epsilon = 6.15 - j 0.017$) qu'on suppose que sa permittivité est inconnue.

La figure 6.20 montre la réponse spectrale en présence du nouveau matériau, on voit bien que la fréquence de résonance a bien changée.

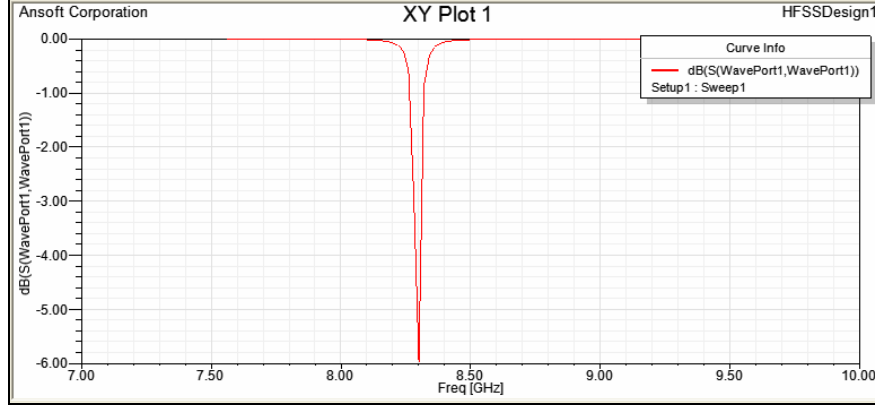


Figure 6.20: Cavité avec échantillon de TaconicRF-60 $\epsilon = 6.15 - j 0.017$, ($f_{pr} = 8.3$ GHz)

$$f_2 = 8.31\text{GHz} , f_1 = 8.28\text{GHz}$$

A partir du décalage en fréquence et du facteur de forme précédemment calculé on peut calculer la partie réelle de permittivité:

$$F(\epsilon'_r - 1)f_{pr} = f_0 - f_{pr}$$

$$\epsilon'_r = \frac{f_0 - f_{pr}}{F f_{pr}} + 1 = \frac{9.05 - 8.3}{0.023 \times 8.3} = 4.95$$

A partir du facteur de qualité et de la fréquence de résonance on peut calculer la partie imaginaire:

$$2 \frac{f_{p0}}{Q_{0e}} = \epsilon''_r f_{pr} F$$

$$Q_{0e} = 2 \frac{8.3}{8.31 - 8.28} = 553$$

$$\epsilon''_r = \frac{2 f_{p0}}{f_{pr} F Q_{0e}} = \frac{2 \times 8.3}{9.05 \times 0.023 \times 553} = 0.144$$

Donc la permittivité diélectrique obtenue est: $\epsilon = 4.95 - j 0.144$

La permittivité mesurée semble être un peu différente de la vraie valeur. Cela est peut être du au facteur de forme calculé indépendamment de la fréquence.

Pour nous convaincre on a utilisé un autre matériau de permittivité différente de celle du premier matériau. Le matériau utilisé est TaconicRF-60 $\varepsilon = 3 - j 0.0042$ donc c'est une valeur plus proche de celle du Teflon. Il a une partie réelle inférieure à la précédente.

La figure 7.19 montre la réponse spectrale de la cavité chargée avec le nouveau matériau. La fréquence de résonance est bien supérieure à la fréquence de résonance du premier matériau. Cette fréquence de résonance augmente quand la permittivité diélectrique diminue.

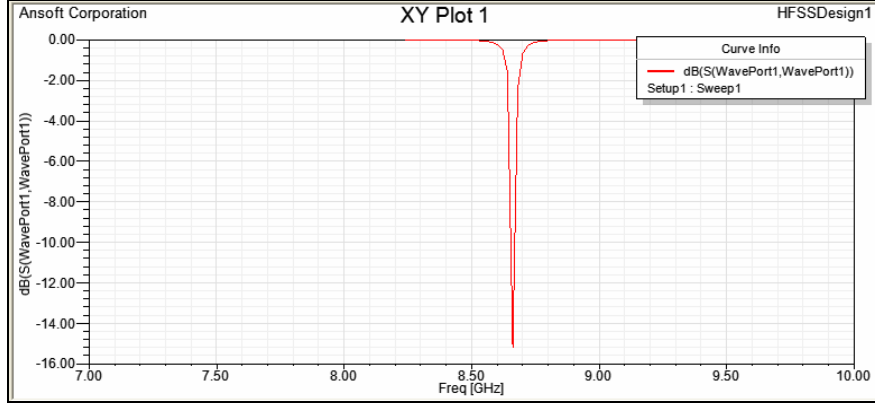


Figure 6.21: Cavité avec échantillon de TaconicRF-60 $\varepsilon = 3 - j 0.0042$, ($f_{pr} = 8.66$ GHz)

$$f_2 = 8.65 \text{ GHz} , f_2 = 8.67 \text{ GHz}$$

Maintenant nous avons mis un échantillon diélectrique de Taconic-RF-30 ($\varepsilon = 3 - j 0.0042$).

A partir du décalage en fréquence et du facteur de forme précédemment calculer on peut calculer la partie réelle de permittivité:

$$F(\varepsilon_r' - 1)f_{pr} = f_0 - f_{pr}$$

$$\varepsilon_r' = \frac{f_0 - f_{pr}}{F f_{pr}} + 1 = \frac{9.05 - 8.66}{0.023 \cdot 8.66} + 1 = 2.96$$

A partir du facteur de qualité et de la fréquence de résonance on peut calculer la partie imaginaire:

$$2 \frac{f_{p0}}{Q_{0e}} = \varepsilon_r'' f_{pr} F$$

$$Q_{0e} = 2 \frac{8.66}{8.67 - 8.65} = 866$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{2 f_{p0}}{f_{pr} F Q_{0e}} = \frac{2 \cdot 9.05}{8.66 \cdot 0.023 \cdot 866} = 0.105$$

Donc la permittivité diélectrique obtenue est: $\varepsilon = 2.96 - j 0.105$

Ces résultats montrent que notre démarche est acceptable et permet de remonter à la permittivité diélectrique. Cette technique monofréquence permet de confirmer les mesures en quelques points de ceux obtenues avec une méthode large bande.

6.4 Caractérisation diélectrique avec un banc de mesure à fréquence fixe

Des mesures à fréquences fixes sont effectuées sur un dispositif constitué par un générateur hyperfréquence à base de diode Gunn. En aval, la ligne de mesure est constituée par une ligne unidirectionnelle qui évite que la source soit perturbée par les réflexions. Ensuite nous trouvons un modulateur et une nouvelle uniligne. Puis nous trouvons le dispositif de mesure qui est constitué d'une ligne de mesure du Taux d'Onde Stationnaire (TOS). Enfin nous trouvons la cellule de mesure qui se termine par un court-circuit.

Dans cette méthode, deux mesures sont effectuées l'une sans l'échantillon et une avec l'échantillon en forme du guide et d'épaisseur e , qui est mis à l'intérieur du guide contre le court-circuit.

Le port du guide est excité par un signal hyperfréquence. Ce signal se propage à l'intérieur du guide jusqu'il rencontre l'interface amont de l'échantillon, une partie de l'énergie est réfléchi, l'autre partie continue sa propagation dans l'échantillon, avec ou sans atténuation suivant que le matériau est absorbant ou non, enfin la partie qui atteint le court-circuit est complètement réfléchi.

La cellule de mesure sera le siège de réflexions multiples qui créent en amont des ondes stationnaires qui seront analysées à l'aide de la mesure du taux d'onde stationnaire (TOS) à l'aide du déplacement de la sonde de mesure. On peut donc ainsi obtenir le déplacement des minima et des maxima d'ondes stationnaires qui permettent d'obtenir la phase de l'onde réfléchi mais également le TOS qui permet de définir son module.

En effet, on a:

$$|R| = \frac{\theta - 1}{\theta + 1}$$

où θ est le TOS et $|R|$ le module du coefficient de réflexion défini par :

$$R = |R| \exp(j\phi)$$

ϕ est défini par:

$$\phi = -\pi - \frac{4\pi d_m}{\lambda_{0g}} \pm 2n\pi$$

avec λ_{0g} la longueur d'onde dans le guide du mode dominant (TE_{01}), d_m la distance du déplacement du minimum avec et en l'absence de matériau et π représente le déphasage introduit par le court-circuit.

Pour déterminer d_m , on pointe un minimum en présence de l'échantillon. Soit x_m la lecture de la distance sur la graduation.

On enlève l'échantillon. On pointe le premier minimum rencontré en se déplaçant à partir de x_m vers la source. Soit x'_m la nouvelle lecture de la distance.

d_m se calcule suivant la formule suivante:

$$d_m = x'_m - x_m + e$$

La rapport d'ondes stationnaires est déterminé par:

$$\theta = \frac{|E|_{\max}}{|E|_{\min}}$$

Il existe une relation entre les valeurs complexes de l'impédance $z_1 = \frac{1+R}{1-R}$ et de la constante de propagation γ_{lg} dans l'échantillon d'épaisseur e , elle peut s'écrire sous la forme:

$$z_1 = \left(\frac{j 2\pi e}{\lambda_{0g}} \right) \frac{th(\gamma_{lg} e)}{\gamma_{lg}}$$

De ces relations nous obtenons une équation transcendante qui permet d'obtenir la permittivité du matériau $\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$ à partir de θ et d_m :

$$\frac{th \left[2\pi e \sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_0^2}} \right]}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_c^2} - \frac{\varepsilon' - j\varepsilon''}{\lambda_0^2}}} = -j\lambda_{0g} \left[\frac{1 + j\theta tg \left(\frac{2\pi d_m}{\lambda_{0g}} \right)}{\theta + j\theta tg \left(\frac{2\pi d_m}{\lambda_{0g}} \right)} \right]$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et λ_c celle de coupure dans le guide.

La figure 7.20 montre le champ électrique dans un guide d'onde rectangulaire rempli partiellement par un échantillon diélectrique à fortes pertes. Dans ce cas l'amplitude du champ électrique décroît rapidement dans l'échantillon.

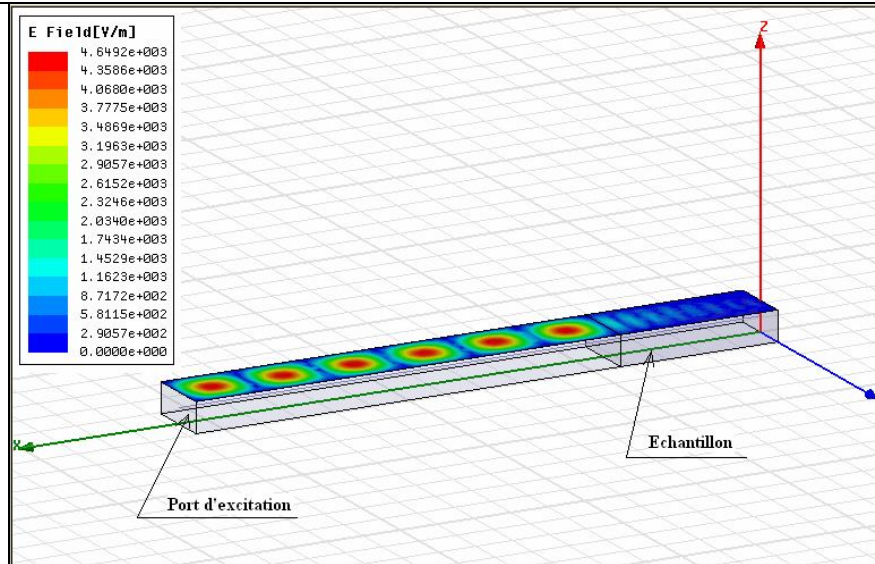


Figure 6.22 Guide rectangulaire avec un échantillon de permittivité $\varepsilon^* = 6 - j0.6$, $e = 50\text{mm}$.

La figure 6.23 représente la répartition du champ électrique dans l'échantillon et dans la partie vide du guide (à droite).

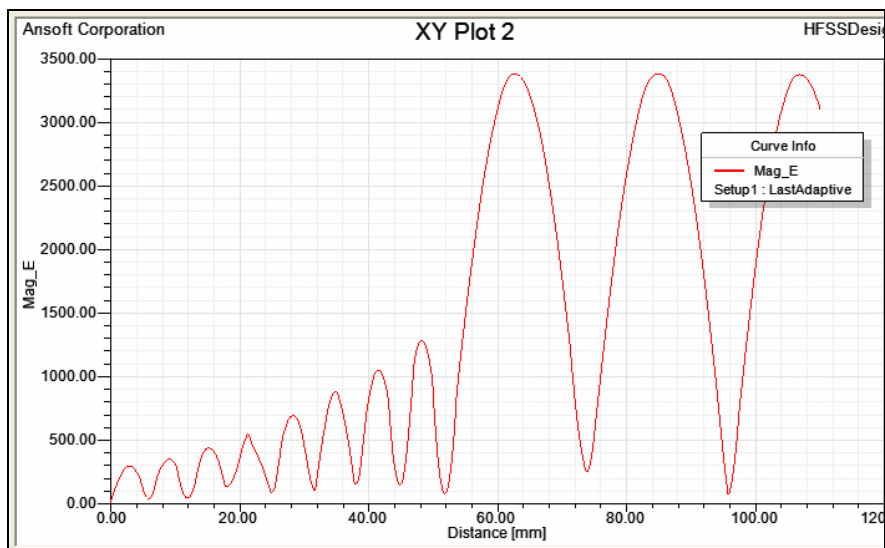


Figure 6.23 Répartition du champ électrique à l'intérieur du guide et de l'échantillon

Nous avons effectué des simulations sur différents diélectriques disponibles dans la base de données du logiciel HFSS.

Les résultats de nos simulation avec le banc à fréquence fixe ($f=9.455\text{GHz}$) sont exposés de façon restrictive.

Mesure de la permittivité électrique du Marbre

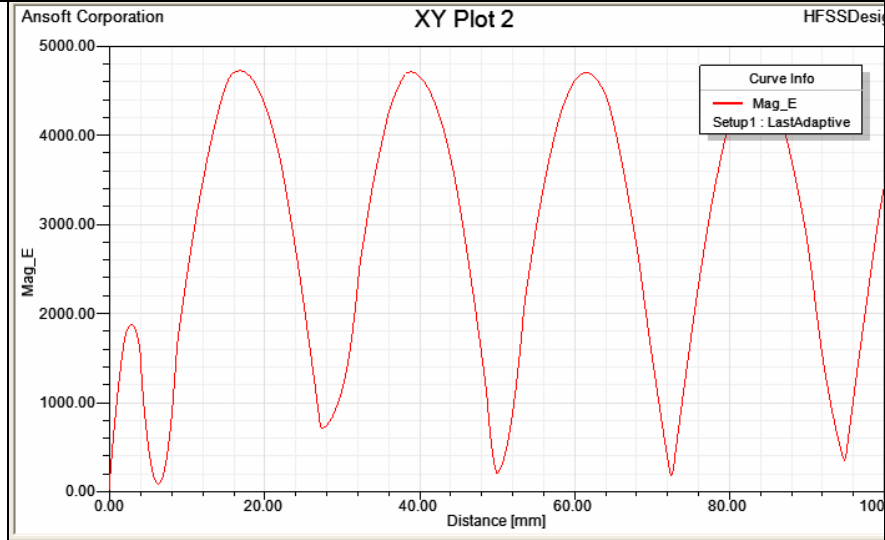


Figure 6.24 Onde stationnaire dans le guide avec un échantillon de Marbre $e=4\text{mm}$

La permittivité diélectrique du Marbre dans HFSS est $\epsilon = 8.3 - j0.000$

La fréquence d'excitation est de : $f_0 = 9.455\text{GHz}$.

L'amplitude max du champ dans le guide est:

$$E_{\max} = 4743 \text{ V/m}$$

L'amplitude min du champ dans le guide est :

$$E_{\min} = 190 \text{ V/m}$$

Le premier minimum est rencontré à la distance:

$$X_m = 6.011 \text{ mm}$$

La longueur d'onde dans le guide:

$$\lambda_{0g} = 44.069 \text{ mm}$$

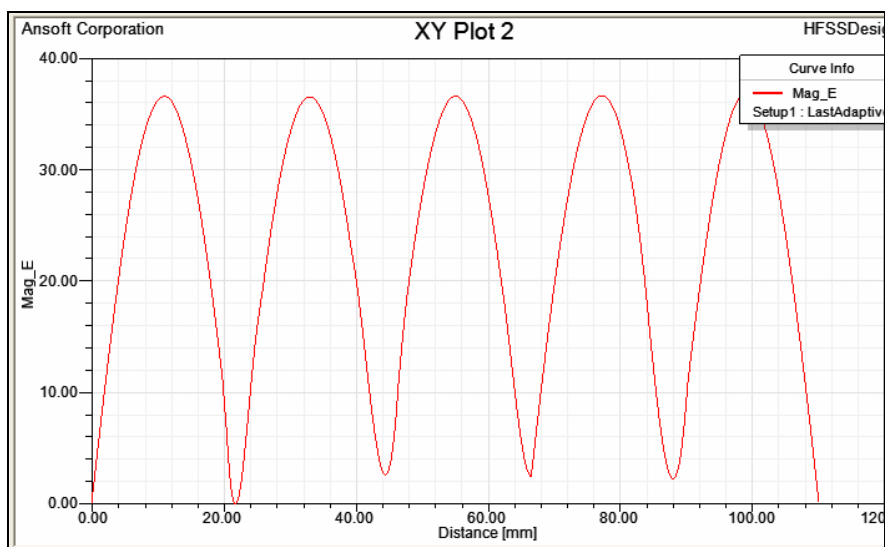


Figure 6.25 Onde stationnaire dans le guide sans l'échantillon (avec c.c)

Le minimum est rencontré, après retraitement de l'échantillon, à la distance:

$$X'_m = 21.8182 \text{ mm}$$

Après la résolution de l'équation transcendante pour différentes mesures en fonction de l'épaisseur de l'échantillon afin d'éliminer l'indétermination on trouve les résultats suivantes du tableau (6.1):

e (mm)	ϵ'_r	ϵ''_r
3	8.475	0.058
4	8.418	0.064
5	8.428	0.081
6	7.954	0.082

Tableau 6.1 Permittivité relative du marbre mesurée pour différentes épaisseurs

Pour le Mica la permittivité dans HFSS est : $\epsilon_r^* = 5.7 - j0.000$

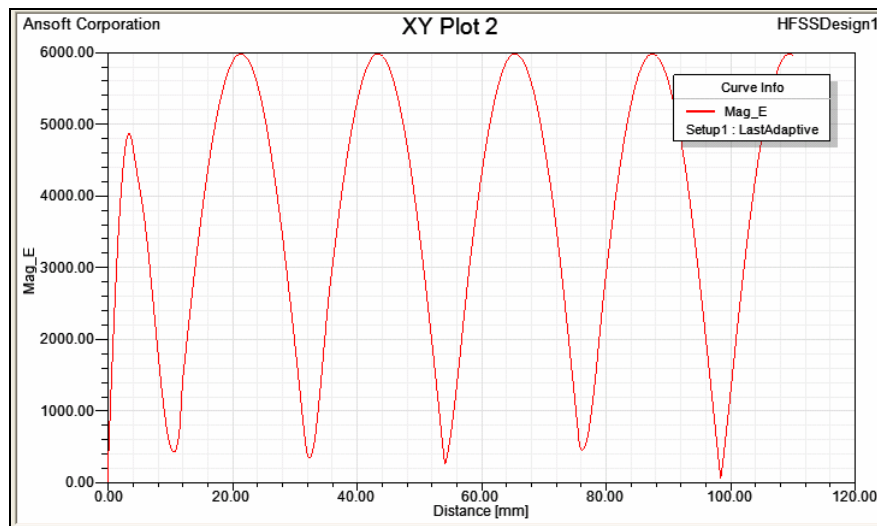


Figure 6.26 Onde stationnaire dans le guide avec un échantillon de Mica e=4mm

e (mm)	ϵ'_r	ϵ''_r
3	5.671	0.079
4	5.510	0.049
5	5.733	0.036
6	5.684	0.100

Tableau 6.27 Permittivité relative du Mica mesurée pour différentes épaisseurs

Nous avons fait des simulations sur le polyester (Fig 6.28) qui a une permittivité dans HFSS:

$$\epsilon_r^* = 3.2 - j0.010$$

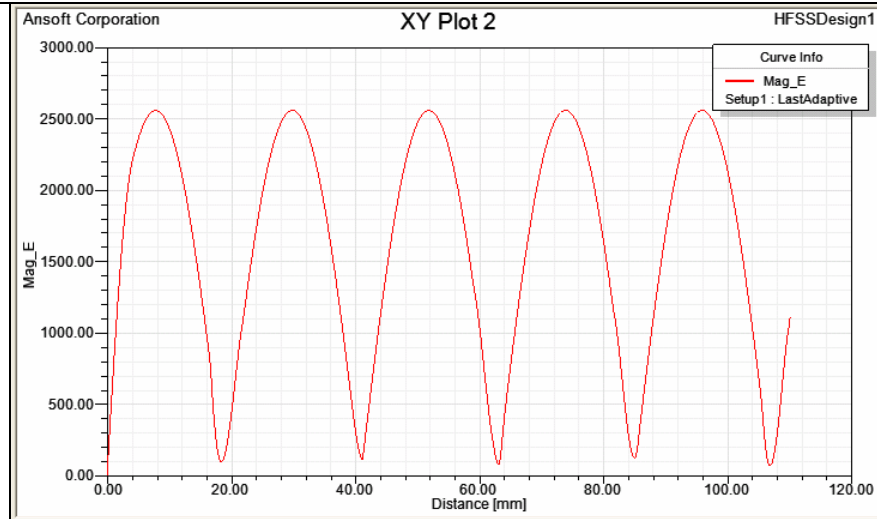


Figure 6.27 Onde stationnaire dans le guide avec un échantillon de Polyester $e=4\text{mm}$

Le tableau 6.3 montre les résultats obtenus. Ces résultats sont proches de la valeur réelle

e (mm)	ϵ_r'	ϵ_r''
3	3.121	0.039
4	3.268	0.094
5	3.173	0.0164
6	3.168	0.015

Tableau 6.3 Permittivité relative du Polyester mesurée pour différentes épaisseurs

Les résultats sont très proches de la valeur prédéfinie.

Enfin un dernier matériau testé, c'est le FR4-Epoxy qui a une permittivité dans la base de données de HFSS égale à: $\epsilon_r^* = 4.4 - j0.088$

e (mm)	ϵ_r'	ϵ_r''
3	4.465	0.088
4	4.502	0.049
5	4.478	0.068
6	4.396	0.116

Tableau 6.4 Permittivité relative du FR4-Epoxy mesurée pour différentes épaisseurs

De nos résultats on voit bien que cette méthode de caractérisation à fréquence fixe permet de retrouver la permittivité diélectrique d'un matériau diélectrique. Cette technique est exploitable seulement dans bande passante du guide. Donc c'est une méthode intermédiaire entre la méthode large bande et la méthode de la cavité résonante.

6.5 Conclusion

Le choix de la méthode utilisé pour la caractérisation est dicté par différents critères, le premier de ces critères c'est la disponibilité du matériel adéquat. Le deuxième c'est la nature de l'échantillon, s'il peut être usiné ou non, sa quantité, ces dimensions. Enfin c'est la fréquence, on doit voir si le matériau doit être utilisé dans une large gamme de fréquence ou à une certaine fréquence bien définie (résonateur ou filtre sélectif).

Ces résultats nous ont permis de cerner un peu le domaine de caractérisation hyperfréquence ainsi que les propriétés électromagnétiques des diélectriques.

Le logiciel HFSS est un bon outil de simulation qui permet de combler le vide de la non disponibilité d'un matériel très chère et il permet d'économiser beaucoup de temps surtout pour la familiarisation avec de nouvelles techniques de mesure. Il permet de prendre une idée sur le matériel à réaliser réellement, par exemple les dispositifs de mesure ou les formes des échantillons.

Malgré que ce logiciel ne remplace pas la réalité mais il peut la rendre facile.

CONCLUSION

Le mémoire que nous présentons ici cible plusieurs objectifs, le premier étant la présentation des différentes techniques de caractérisation de matériaux diélectriques, ensuite de décrire les différentes lois physiques qui régissent cette permittivité, l'autre objectif est l'utilisation de logiciel de simulation qui permet un gain en temps et en moyens financiers.

La caractérisation de matériaux diélectriques avec celle des matériaux magnétiques font l'objet de nombreuses recherches et mettent en œuvre diverses technologies. La caractérisation en ligne coaxiale a pour intérêt d'être très large bande. Dans le cas de caractérisation avec le guide d'onde rectangulaire cette bande de fréquence se limite à la bande passante du mode dominant. L'espace libre a l'avantage de travailler sur des échantillons sans avoir besoin de les usiner. La cavité résonante si elle est bien conçue, avec un facteur de qualité élevé, permet d'avoir des mesures ponctuelles d'une très grande précision.

Ce travail nous a permis de nous familiariser avec les différentes techniques et dispositifs de caractérisation électromagnétique, ainsi des différentes difficultés qui peuvent surgir dans ce domaine. Nous espérons que ce travail sera amélioré et complété par d'autres techniques plus prometteuses et plus pratiques à être mises en œuvre. Comme par exemple la technique de la ligne ouverte qui peut être utilisée sur des matériaux sans usinage. J'espère aussi que ce travail va être poursuivi pour la caractérisation de matériaux anisotropes, diélectriques ou magnétiques.

Bibliographie

- [AGIL01]** Agilent Network Analysis Applying the 8510 TRL Calibration for Non-Coaxial Measurements Product Note 8510-8A
- [AZIZ]** M. Aziz, A. K. Ermeey, K. Jusoff, International Journal on Computer Science and Engineering Vol. 02, No. 04, 2010, 1184-1189
- [BAAZ96]** S.Baazizi, Mémoire de Magister, institut d'électronique université de Sétif, 1996
- [BENA94]** A. Benaouda, thèse d'Etat université de Bordeaux, 1994
- [BENZ87]** L. Benziada-Taibi, Thèse de doctorat, Université des sciences et de la technologie USTHB Alger, 1987
- [BOUT96]** A. Boutaudon, Thèse d'Etat de l'université de Bordeaux I, Décembre 1996
- [BOUZ00]** N. Bouzit, Thèse de doctorat, institut d'électronique université de Sétif 2000
- [BOTTR87]** A. M. Bottreau, G. Vicq et A. Balana, Journal of Molecular Liquids, 33 311-324, 1987.
- [BOTTR97]** A. M. Bottreau, J Chim Phys 94, 1587-1601 (1997).
- [BOTTR98]** A. M. Bottreau, J. Chim. Phys., 95, 617-641, 1998
- [BOTT45]** C. J. F. Böttcher, Rec. Trans. Chim., 47, 64, (1945)
- [BOUZ299]** N. Bouzit, K. Manallah, A. Merzouki, Congrès International en Science et Génie des Matériaux ICME'99, B-02, USTHB Alger 1999
- [BOUZ199]** N. Bouzit, K. Manallah, A. Mezrouki, A. M. Bottreau, Conférence Maghrébine en Génie Electrique CMGE'99, p181-186, Constantine 1999
- [BROS01]** C. Brosseau, P. Quéffélec, and P. Talbot, Journal Of Applied Physics, Volume 89, Number 8 , 15 April 2001 [lois de mélanges]
- [BROS97]** C. Brosseau, F. Boulic. Appl. Phys. 81 (2), 15 January 1997
- [CHAA86]** AMR M. Shaarawi, M. R. Sedki, IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement, Vol. IM-35, NO. 1, March 1986
- [CHAL91]** H. Chaloupka, MTS 7.4.4 Microwave Technology III LEYBOLD, 1991
- [CHAL92]** H. Chaloupka, K. Breidenbach, MTS 7.4.5-7 Microwave Technology IV, LEYBOLD 1992
- [CHEN04]** L. F. Chen, C. K. Ong and C. P. Neo V. V. Varadan and V. K. Varadan Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization
- [COMB96]** P. F. Combes, Micro-ondes T1. lignes et cavités, p 241-248 Dunod 1996.

- [DACH60]** F. Dachert et A. Schmouckovitch, Le journal de physique et le radium , T21, 1960, page 57.
- [DAVI51]** D. W. Davidson, R. P. Auty et R. H. Cole, Rev. Scient. Instrum. 22, 678, (1951)
- [DJER12]** F. Djerfaj, Thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas Sétif, 2012
- [DRIO80]** A. Driouch, rapport de stage , université de Bordeaux I, 1980
- [DUTU80]** Y. Dutuit, Thèse d'Etat de l'université de Bordeaux I, 1980
- [GANS78]** W. L. Gans, Ecole d'Eté du Trégor, Lannion, 1978
- [GARD81]** F. Gardiol, Hyperfréquences, Editions Georgi, 1^{ère} Edition 1981
- [HAMZ98]** D. Hamzaoui, Mémoire de Magister, institut d'électronique université de Sétif, 1998
- [HERI96]** T. Herihiri, Mémoire de Magister, Institut d'électronique Sétif, 1996
- [HP85]** Hewlett Packard, Mesuring the dielectric constant of solids with the HP-8510 network Analyzer, Product Note 8510-3, Aout 1985.
- [JIAR11]** Jiaran Qi, Thèse de doctorat , Université d'Aalto Helsinki Finland, 2011.
- [KAWA03]** H. Kawabata, H. Tanpo, IEICE Trans, Electron, Vol E86-C, No.12 Dec 2003.
- [KLOZ93]** M. Kloza, K. Breidenbach, MTS 7.6 Antenna Technology , 2^{ème} Ed LEYBOLD 1993
- [LOOY65]** H. Looyenga, Physicca, 31, 401, (1965)
- [LICH31]** K. Lichteneker, K. Rother, Physik. Ezitschr., 32, 255, (1931)
- [MAXJ77]** J. Max, "Méthodes et techniques de traitement du signal et application aux mesures physiques", Ed. Masson, 1977.
- [MAXW04]** J. C. Maxwell Garnett, Phil. Trans. A, 203, 285-420, (1904)
- [MERZ80]** A. Merzouki, Rapport d'activité, Université de Bordeaux I, 1980
- [MERZ92]** A. Merzouki, Thèse d'Etat ès sciences physiques, Constantine 1992
- [PEDE01]** A. PEDEN, D. BOURREAU, 12èmes Journées Nationales Microondes, POITIERS, France, 2001, pp. 3D-16
- [MENG95]** B. Meng, J. Booske and R. Cooper, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 43, No. 11, pp. 2633-2636, November 1995.
- [NICO73]** A. M. Nicolson, Electron. Lett., 9, 317, 1973.
- [PUEY83]** J. L. Pueyo, Thèse de doctorat en instrumentation et mesure, Bordeaux I, 1983

- [RAMO84]** S. Ramo, J. R. Winnery, T. Van Duzer, Fields Waves in Communication Electronics, p 411-518, 2^{ème}Ed John Wiley & Sons, 1984.
- [SABI]** M. Sabi, Mémoire de Magister, Institut d'électronique université Ferhat Abbas Sétif,
- [RZEP74]** M. A. Rzepecka, M. A. K. Hamid, Journal of Microwave Power, 9(4), 1974
- [ORLO03]** S. Orlowska, Thèse de doctorat, l'Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique de LYON, 2003
- [SAMU51]** H. A. Samulon, Proc. IRE, 39, 175, 1951.
- [VICQ68]** G. Vicq, Thèse de doctorat présentée à l'université de Bordeaux, 1968
- [YESS98]** M.A Yessad, Mémoire de Magister, Institut d'électronique université de sétif, 1998
- [ZAIB10]** I. Zaibet, Mémoire de Master, Département d'électronique Sétif, 2010
- [ZERR07]** Z. Zerrougui, Thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas Sétif, 2007

Annexe A Programme de calcul de la permittivité diélectrique par la méthode temporelle.

```

ClearAll["Global*"];
temp=ReadList["d:\\Travail-math\\Teflon-100-2v1-v001-
250p.tab",Table[Number,{4}]]; (* Lecture du fichier contenant
les mesure *)
PCU=11; (* Définir la première mesure utile
*)
n=250-PCU; (* n : nombre d'échantillon de
mesure*)
m=5;
t=Table[temp[[j,1]],{j,PCU,n+PCU}];
ca=Table[temp[[j,3]],{j,PCU,n+PCU}];
cad=Table[(temp[[j,3]]-50)/(temp[[j,3]]+50)-(temp[[j-1,3]]-
50)/(temp[[j-1,3]]+50),{j,PCU,n+PCU}];
ListPlot[cad,PlotJoined→True,PlotRange→{-0.0052,0.0052}]
ec=Table[temp[[j,2]],{j,PCU,n+PCU}]; (* Lecture du vecteur
contenant les mesure avec l'échantillon*)
ecd=Table[(temp[[j,2]]-50)/(temp[[j,2]]+50)-(temp[[j-1,2]]-
50)/(temp[[j-1,2]]+50),{j,PCU,n+PCU}];
ListPlot[ecd,PlotJoined→True,PlotRange→{-0.105,0.105}]
cc=Table[temp[[j,4]],{j,PCU,n+PCU}]; (* Lecture du vecteur
contenant les mesures pour le court-circuit cc *)
ccd=Table[(temp[[j,4]]-50)/(temp[[j,4]]+50)-(temp[[j-1,4]]-
50)/(temp[[j-1,4]]+50),{j,PCU,n+PCU}];
ListPlot[ccd,PlotJoined→True,PlotRange→{-1.2,0.2}]
d=5;
tdiv=5;
deltat=0.02;
deltaf=200;
gam=I 2*Pi/(0.9455 3 10^5);
lim=Round[1+100000/deltaf]
ec1=ecd-cad;
cc1=cad-ccd;
Sc=Table[0,{i,0,n-m}];
Se=Table[0,{i,0,n-m}];
For[i=1,i< n-m,
  For[j=0,j<m,
    Sc[[i]]=Sc[[i]]+cc1[[i+j]];
    j++
  ]
  Sc[[i]]=Sc[[i]]/m;
  ,i++
]
For[i=1,i< n-m,
  For[j=0,j<m,
    Se[[i]]=Se[[i]]+ec1[[i+j]];
    j++
  ]
  Se[[i]]=Se[[i]]/m;
  ,i++
]

```

```

ListPlot[Sc,PlotJoined→True,PlotRange→{-0.052,01.072}]
ListPlot[Se,PlotJoined→True,PlotRange→{-0.151,0.1}]
tfec=N[InverseFourier[Se],15];
tfc=N[InverseFourier[Sc],15];
nec=tfec;
dec=tfc;
Clear[freq];
ClearAll[rec]
For[i=1,i<lim-m,i++,
    freq[i]=(i-1)*deltaf;
    rec[i]=(nec[[i]]/dec[[i]]);gec[i]=rec[i]];
recl=rec[1];
R=Table[rec[i],{i,1,lim-m-1}];

ListPlot[Im[R],PlotJoined→True,PlotRange→{-2,1}]

For[i=1,i<lim,i++,
    yec[i]=N[(1-rec[i])/(1+rec[i]),10]];
    soln[1]=N[Sqrt[(yec[2]-1)/(gam*d*deltaf)+yec[2]]]
    soln[1]^2
    sigma=N[Re[(yec[1]-1)*25/(3*Pi*d)],10];

For[i=2,i<lim-m-1, i++,

y[n_]:=n*(1+n*Tanh[gam*d*n*freq[i]])/(n+Tanh[gam*n*d*freq[i]])
-yec[i];
    soln[i]=np/.FindRoot[y[np]==0,{np,soln[i-1]}]

]
eps=Table[soln[i]^2,{i,1,lim-m-2}];

ListPlot[Re[-eps],PlotJoined→True,PlotRange→{-0,10},AxesLabel
→TraditionalForm/@{f ,ε''}]

ListPlot[Im[-eps],PlotJoined→True,PlotRange→{-.5,.5},
AxesLabel →TraditionalForm/@{f ,ε''}]

```

Annexe B Programme de calcul de la permittivité par la méthode du banc à fréquence fixe.

```

e= 4                      (* lire 'épaisseur de l'échantillon : ici e=3 mm *);

Xm = 5.97  (* La distance du minimum en présence de l'échantillon *);

Xpm = 21.8182              (*lire X'm la distance du minimum en absence
de l'échantillon *);

dm=Xpm - Xm+ e             (*      Calcul de dm      *);

Emax = 3500                (* lire Emax la valeur maximale du champ électrique *);

Emin = 210.85              (* lire Emin la valeur minimale du champ électrique *);

te=Emax/Emin //N           (* Calcul de Téta *);

lc=2*22.86                 (* Calcule la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c = 2b$  *);

l0=300/9.455               (* Calcul de la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$  *);

l0g=(-1/lc^2+1/l0^2)^-0.5   (* Calcul de la longueur d'onde
                             dans le guide vide  $\lambda_{0g}$  *);

y[eps_]:=Tanh[2  $\pi$  e Sqrt[1/lc^2 -eps/10^2]]/( Sqrt[1/lc^2-eps/10^2])+i l0g
(1+i te Tan[2  $\pi$  dm /l0g])/(te+i te Tan[2  $\pi$  dm /l0g]);

(* Ecriture de l'équation à résoudre:  $\mathcal{E}_r^* = \text{eps}$  *)

s=z/.FindRoot[y[z]==0,{z,10}]; (* Résolution de l'équation *)

```