



# Contribution A La Caractérisation des Matériaux Utilisés en Microélectronique RadioFréquence

Franck Moukanda Mbango

► **To cite this version:**

Franck Moukanda Mbango. Contribution A La Caractérisation des Matériaux Utilisés en Microélectronique RadioFréquence. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. <tel-00353177>

**HAL Id: tel-00353177**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00353177>**

Submitted on 14 Jan 2009

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

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

**UNIVERSITE JOSEPH FOURIER**

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

**T H E S E**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR De L'Université Joseph FOURIER de Grenoble**

**Spécialité : Optique et RadioFréquences**

préparée à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique  
MINATEC Grenoble

Dans le cadre de l'**Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique,  
Automatique, Télécommunication et Signal**

présentée et soutenue publiquement  
par

**Franck MOUKANDA Mbango**

Le 10 Novembre 2008

**CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION ELECTRIQUE DE  
MATERIAUX UTILISES EN MICROELECTRONIQUE  
RADIOFREQUENCE**

*Directeur de thèse : Fabien NDAGIJIMANA*

*Co-directeur de thèse : Jean CHILO*

**JURY**

**M. Pierre SAGUET**  
**Mme Claire MIGLIACIO**  
**M. Christian VOLLAIRE**  
**Mme Valérie MADRANGEAS**  
**M. Fabien NDAGIJIMANA**  
**M. Jean CHILO**

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Directeur de thèse  
Co-directeur



---

**TABLE DES MATIERES**

<b>REMERCIEMENTS .....</b>	<b>- 5 -</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>- 8 -</b>
<b>CHAPITRE I - DIFFERENTES METHODES DE CARACTERISATION DE MATERIAUX .....</b>	<b>- 12 -</b>
INTRODUCTION .....	- 12 -
I.1-/ DIFFERENTS TYPES DE MATERIAUX UTILISES .....	- 13 -
I.2-/ LES METHODES DE CARACTERISATION.....	- 14 -
<i>I.2.1-/ METHODE EN ESPACE LIBRE.....</i>	<i>- 14 -</i>
<i>I-2-2-/ LES METHODES RESONANTES .....</i>	<i>- 18 -</i>
a-) Guides résonants .....	- 19 -
b-) Autres méthodes résonantes.....	- 21 -
<i>I.2.3-/ METHODE DE LA CAPACITE M.I.M .....</i>	<i>- 22 -</i>
<i>I.2.4-/ METHODE DES LIGNES DE TRANSMISSION.....</i>	<i>- 24 -</i>
a-) Différents types de lignes utilisées pour caractériser des matériaux ....	- 26 -
b-) Paramètres de propagation dans le cas d'une ligne coaxiale.....	- 27 -
c-) Applications à la mesure.....	- 34 -
<i>I.2.5-/ SYSTEME D'APPLICATEURS: Cas de la sonde coaxiale.....</i>	<i>- 38 -</i>
I.3-/ ETUDE COMPARATIVE DES DIFFERENTES METHODES .....	- 40 -
I.4-/ CONCLUSION .....	- 41 -
BIBLIOGRAPHIE .....	- 42 -
<b>CHAPITRE II - CARACTERISATION DE MATERIAUX EN UTILISANT DES LIGNES DE TRANSMISSION.....</b>	<b>- 48 -</b>
INTRODUCTION .....	- 48 -
II.1-/ EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES A PARTIR DES PARAMETRES DE PROPAGATION.....	- 50 -
II.2-/ METHODE D'UNE SEULE LIGNE DE TRANSMISSION.....	- 51 -
<i>II.2.1-/ Calcul de la constante de propagation .....</i>	<i>- 53 -</i>

a-) Linéarisation de la constante de phase .....	- 53 -
b-) Correction des effets des discontinuités .....	- 54 -
c-) Effet des erreurs de mesure sur les paramètres électriques du matériau-	58
-	
<i>II.2.2/ Organigramme de la méthode d'une ligne de transmission.....</i>	- 60 -
<i>II.2.3-/ Validation de la méthode d'une ligne de transmission : Application au gel fantôme .....</i>	- 61 -
<b>II.3-/ METHODE DE DEUX LIGNES DE TRANSMISSION DE LONGUEURS DIFFERENTES (M.D.L.T.L.D).....</b>	- 66 -
<i>II.3.1-/ Calcul des paramètres électriques à partir de deux lignes de transmission de longueurs différentes .....</i>	- 68 -
<i>II.3.2-/ Organigramme de la méthode de deux lignes de transmission de longueurs différentes.....</i>	- 70 -
<i>II.3.3-/ Validation de la méthode de deux lignes de transmission.....</i>	- 71 -
a-) Validation au gel fantôme à partir d'une monture coaxiale circulaire....	- 71 -
b-/ Validation au FR-4 à partir d'une structure micro ruban .....	- 75 -
II.4-/ COMPARAISON DES DEUX TECHNIQUES D'EXTRACTION .....	- 78 -
II.5-/ CONCLUSION .....	- 81 -
BIBLIOGRAPHIE .....	- 83 -
<b>CHAPITRE III - TECHNIQUE DE LA SONDE COAXIALE EN REFLEXION (T.S.C.R)</b>	
.....	- 88 -
INTRODUCTION .....	- 88 -
III.1-/ PRESENTATION DE LA SONDE COAXIALE AFFLEURANTE .....	- 89 -
III.2-/ EFFET DE LA METALLISATION .....	- 90 -
<i>III.2.1-/ Métallisation sans contact avec le plan de masse.....</i>	- 91 -
<i>III.2.2-/ Métallisation en contact avec le plan de masse .....</i>	- 95 -
a-) Extraction de la permittivité relative complexe.....	- 96 -
b-) Validation à partir des simulations électromagnétiques.....	- 97 -
c-) Champs électromagnétiques dans la sonde coaxiale.....	- 98 -
d-) champs électromagnétiques dans la cavité diélectrique.....	- 98 -
III.3-/ SONDE COAXIALE AYANT UNE CAVITE METALLIQUE EN BOUT .....	- 99 -
<i>III.3.1-/ Calcul des différentes constantes de la fonction linéaire.....</i>	- 100 -

III.3.2-/ Extraction des paramètres électriques du diélectrique .....	- 102 -
III.3.3-/ Organigramme de la méthode d'extraction.....	- 102 -
III.4-/ VALIDATION DE LA METHODE DE LA SONDE COAXIALE AYANT UNE CAVITE EN BOUT.....	- 103 -
III.4.1-/ Validation par des simulations électromagnétiques (SEM) .....	- 104 -
III.4.2-/ Validation expérimentale sur des isolants .....	- 107 -
a-) Métal en cuivre .....	- 109 -
b-) Métal en aluminium .....	- 111 -
III.4.3-/ Reproductibilité de la méthode.....	- 112 -
III.4.4-/ Validation expérimentale aux semi-conducteurs .....	- 114 -
III.5-/ EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DES MATERIAUX MULTICOUCHES .....	- 116 -
III.5.1-/ Extraction des permittivités complexes de chaque couche .....	- 118 -
a-) Cas sans pertes diélectriques.....	- 119 -
b-) Cas avec pertes diélectriques.....	- 120 -
III.5.2-/ Organigramme d'extraction des matériaux bicouches.....	- 122 -
III.5.3-/ Validation de la procédure d'extraction par des simulations électromagnétiques .....	- 123 -
III.5.4-/ Validation expérimentale aux semi-conducteurs .....	- 125 -
a-) Cas du silicium fortement dopé .....	- 125 -
b-) Cas de l'oxyde de silicium .....	- 127 -
III.6-/ AVANTAGES ET DESAVANTAGES DE LA SONDE COAXIALE .....	- 129 -
III.7-/ CONCLUSION .....	- 131 -
BIBLIOGRAPHIE .....	- 132 -
<b>CHAPITRE IV - TECHNIQUE DE LA SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION (T.S.C.T).....</b>	<b>- 137 -</b>
INTRODUCTION .....	- 137 -
IV.1-/ SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION (S.C.T) .....	- 137 -
IV.1.1-/ Modèle électrique de la sonde coaxiale en transmission .....	- 138 -
IV.1.2-/ Extraction de la permittivité relative complexe du diélectrique.....	- 140 -
IV.2-/ ORGANIGRAMME D'EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE MATERIAU.....	- 143 -

IV.3-/ VALIDATION DE LA METHODE DE LA SONDE EN TRANSMISSION...	- 144 -
IV.3.1-/ Par des simulations électromagnétiques .....	- 144 -
IV.3.2-/ Validation expérimentale.....	- 145 -
IV.4-/ REPRODUCTIBILITE DE LA TECHNIQUE DE LA SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION.....	- 149 -
IV.5-/ AVANTAGES ET DESAVANTAGES DE LA SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION.....	- 151 -
IV.6-/ COMPARAISON DES TECHNIQUES DE LA SONDE COAXIALE EN REFLEXION ET CELLE EN TRANSMISSION .....	- 151 -
IV.7-/ CONCLUSION.....	- 154 -
BIBLIOGRAPHIE .....	- 155 -
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>- 156 -</b>
ANNEXE 1 .....	- 158 -
ANNEXE 2 .....	- 160 -
ANNEXE 3 .....	- 162 -
ANNEXE 4 .....	- 164 -
ANNEXE 5 .....	- 166 -
ANNEXE 6 .....	- 168 -
<b>PUBLICATIONS DE L'AUTEUR .....</b>	<b>- 171 -</b>

## Remerciements

Le travail de recherche, présenté dans ce manuscrit a été effectué au sein de l'institut de microélectronique, d'électromagnétisme et de photonique (IMEP) de Grenoble, dans les locaux du CEA, dirigé par le Professeur Gérard GHIBAUDO auquel j'adresse mes vives et sincères remerciements pour m'avoir accueilli, surtout pour le soutien moral indéfectible qu'il n'a cessé de m'accorder.

Je saisis cette occasion pour remercier tous les enseignants et encadreurs que j'ai rencontrés tout au long de mon parcours, et qui, chacun à son niveau et à son époque a bien voulu me transmettre le savoir utile m'ayant permis de produire ce modeste travail de recherche. De manière particulière, je remercie du plus profond de mon cœur M. Fabien NDAGIJIMANA qui a cru en moi, ce malgré les moments difficiles connus ensemble. Il a su m'assister en usant de ses qualités humaines alliées à son expérience scientifique diversifiée. Ce qui a constitué une source de motivation et un moteur très importants dans le succès de ce travail.

Mes remerciements sont adressés à M. Jean CHILO, qui, malgré des discussions quelque fois âpres, a su faire preuve de patience et de dépassement pour m'encourager à aller de l'avant, me faisant bénéficier sa grande compétence scientifique et son esprit critique. A M. Pierre SAGUET, qui par ses perpétuels doutes m'a permis de passer à travers les mailles de la difficulté, qu'il reçoit toute ma reconnaissance et mes remerciements pour s'être investi à temps plein pour ma réussite depuis le cycle du DEA jusqu'à ce jour.

Que dire des membres du jury pour avoir pris du temps précieux sur leurs travaux de recherche, vacances ou enseignements juste pour lire ce manuscrit. Ils m'ont accordé une disponibilité que je qualifie « d'inoubliable » pour la suite de ma vie. Sans eux, je n'aurai pas soutenu cette thèse dans ces conditions. Recevez via ce manuscrit mon humble « merci », seule chose que je puis vous offrir aujourd'hui.



Je ne voudrai pas oublier le CEGELY par l'entremise de M. Christian VOLLAIRE pour m'avoir pourvu en gel fantôme m'ayant permis de valider le chapitre II de ce manuscrit. Grâce à ses très bonnes connaissances en microélectronique et en mécanique, M. GAMBERINI m'a permis de réaliser toutes les montures de test et fourni des échantillons tout en les découpant sans prendre un sou. Il a fait les frais de ma ténacité et de mon impatience, mais a su être un bon conseiller et m'orienter dans le bon chemin afin d'atteindre les objectifs de cette thèse.

Mes remerciements à tous ceux qui ont œuvré dans l'ombre pour que ces travaux se déroulent de la meilleure des façons. Je fais allusion à Valérie, Dalhila, Chahla, Brigitte et Luc pour leur aide administrative et informatique. Je n'oublie pas Nicolas, Xavier, Aude, Martine et Grégory dans ce registre.

Je remercie tous les doctorants du laboratoire pour leur sympathique présence, surtout la bonne atmosphère qui a régnée dans le bureau A360 composé de René GARY, Philippe LOMBARD, Khalil MERZOUK, Florent ROCHETTE et Adriana, et qui a favorisé la bonne marche de ces travaux.

Je remercie M. et Mme MOUKANDA Victor pour m'avoir donné vie, permis de m'instruire et de tenir bon quelque soit les moments; Surtout, de m'avoir donné les moyens m'ayant permis d'atteindre les ambitions d'enfance, celle de faire mieux qu'eux et mieux que mes paysans de grands-parents venant de Mangori et de Mayeye à Sibiti. Je voudrais apporter toute ma reconnaissance à mon épouse Carine MAHINGA qui m'a toujours soutenu, souvent encouragée, parfois portée et qui m'a donnée une magnifique fillette, Nymean. Mes frères et sœurs MOUKANDA veuillez bien trouver ici ma profonde reconnaissance, sans oublier Mme Eminence ILIMBI. Merci au Collectif Congolais pour la Démocratie et la Solidarité (C.C.D.S), qui m'a permis de réaliser ce travail dans la dignité et l'humilité totale. C'est le lieu aussi d'exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui, sans avoir vu leur nom citer ici, ont de près ou de loin contribué à la maturation de ce travail.

Pour finir, je porte ma grande reconnaissance à l'Eternel Dieu, sans qui, je ne serai jamais né et ne serai pas ici aujourd'hui à travers ce manuscrit; loué sois-tu.

« Cent glissades n'empêchent pas la tortue de rentrer dans la mare. »

Pensée Ouest africaine

« L'aigle a beau s'élever haut dans le firmament, ses os reposeront toujours sur terre. »

Pensée congolaise

« Une action qui ne découle pas d'une vision, c'est du temps perdu ; une vision qui ne s'accompagne pas d'action n'est qu'un rêve ; une vision suivie d'action peut changer le monde. »

Nelson Mandela

« Le plus important pour un homme de science n'est pas ses diplômes, ni le nombre de ses années d'étude, ni même son expérience, mais tout simplement son intuition. »

A. Einstein (1879-1955)

## INTRODUCTION GENERALE

Durant ces dernières années, les industriels ont continuellement eu besoin et produit des dispositifs d'électroniques intégrés aux grandes performances, mais de très petites tailles. Ces composants fonctionnent dans des plages de fréquences élevées que nous pouvons situer comme étant celle des hyperfréquences. Par exemple, les microprocesseurs ont une horloge ayant une fréquence dépassant 3GHz et continuent à augmenter. Parmi les domaines industriels intéressés, nous pouvons citer les plus demandeurs qui sont ceux des secteurs de l'aéronautique, de l'aérospatiale, de l'automobile, de la radiocommunication, des radars, des télécommunications, etc. Les domaines de la microélectronique (circuits, boîtiers, etc.), du bâtiment (ciment, wifi, etc.), la médecine, l'électrotechnique et bien d'autres portent un intérêt considérable aux matériaux.

Les dispositifs électroniques contiennent entre autre des matériaux isolants appelés « diélectriques ». Ces diélectriques fournissent l'isolation des circuits en métal, le stockage d'énergie pour les condensateurs, etc. Dans le domaine des hyperfréquences, les applications vont des matériaux transparents (cas des radômes de protection des radars de pointe avant des avions et les fenêtres électromagnétiques) jusqu'aux matériaux absorbants et aux matériaux électromagnétiques intelligents. Le paramètre pertinent, qui caractérise le matériau diélectrique est la « **permittivité relative du diélectrique ( $k$  ou  $\epsilon_r$ )** ». Pour les diélectriques utilisés comme isolants, une permittivité relative faible suffit, alors que dans le cas où ils sont utilisés comme capacité, une permittivité relative forte est nécessaire. En microélectronique, on distingue souvent deux types de matériaux, à savoir : les **matériaux high-k** et les **matériaux low-k**.

Avec les progrès de la technologie, les matériaux diélectriques deviennent de plus en plus minces et de plus en plus variés (dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$ , Alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , Titane  $\text{TiO}_2$ , etc.). Caractériser ces matériaux est important pour le développement des nouveaux dispositifs. Pour cela, il va falloir adapter des méthodes d'extraction tenant compte de plusieurs aspects, parmi lesquels :

- ✓ la forme et la nature de l'échantillon (plaquette, liquide, gaz, granulaire) ;

- ✓ les propriétés physiques du matériau (isotrope ou anisotrope) et de la structure à utiliser (homogène ou inhomogène);
- ✓ la plage et le domaine de fréquence à explorer (radiofréquence, large bande ou bande étroite) ;
- ✓ le type d'application qui y est destinée afin de privilégier un ou plusieurs paramètres électriques ou magnétiques lors de l'extraction ;
- ✓ la précision que l'on désire obtenir sur le paramètre privilégié ;

Il existe deux grandes classes de méthodes fondamentales pour caractériser un matériau diélectrique en haute fréquence : La méthode à « bande étroite » (appliquée aux structures résonantes) et la méthode « bande large » (appliquée aux lignes de transmission par exemple). La méthode en cavité métallique est la meilleure en terme de précision, mais pêche par l'étroitesse de la bande de travail. Par contre, la méthode large bande permet de balayer plusieurs fréquences de manière continue, mais pêche sur la précision des paramètres à caractériser. Les deux méthodes peuvent être utilisées avec des structures propagatives. Le matériau dans ce cas peut être destructif ou non.

Ces deux grandes méthodes regroupent en leur sein, plusieurs techniques, parmi lesquelles nous pouvons citer :

- ✓ la technique des lignes de transmission (Ligne coplanaire, ligne micro ruban, ligne coaxiale, ligne triplaque, ligne bifilaire, etc.) ;
- ✓ la technique de l'espace libre (l'ellipsométrie, la méthode de Fresnel, etc.) ;
- ✓ la technique capacitive (cas des capacités M.I.M : Métal-Isolant-Métal ; etc.) ;
- ✓ la technique résonante (Cavité, résonateur, réflectométrie temporelle, etc.) ;
- ✓ les méthodes inverses ;
- ✓ les méthodes de caractérisation locale, etc.

Sachant que nous nous intéressons uniquement aux matériaux isolants et semi-conducteurs, les paramètres que nous extrayons sont dits « paramètres électriques », à savoir la **permittivité relative** du diélectrique notée  $\epsilon_r$ , la **tangente des pertes** électriques notée  $\tan \delta_d$  pour les isolants et la **conductivité électrique** notée  $\sigma_d$  pour les semi-conducteurs. Généralement, la résistivité notée  $\rho_d$  est

déterminée à la place de  $\sigma_d$ . Ces paramètres sont liés de manière générale par les deux relations ci-dessous:

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left( 1 - j \tan \delta_d - j \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \right) \quad \text{(i)}$$

$$\rho_d = \frac{1}{\sigma_d} \quad \text{(ii)}$$

Nous notons par  $\varepsilon_0$  la permittivité dans le vide, dans le même temps,  $\varepsilon_m$  est la permittivité globale du matériau et  $\varepsilon_d$  est la permittivité relative complexe du diélectrique à caractériser. Le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de la permittivité  $\varepsilon_d$  du matériau notée  $\tan \delta_d = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'}$  est appelé « *facteur de pertes* ». Le

facteur de pertes caractérise l'affaiblissement du champ dans un milieu diélectrique avec pertes. L'objectif principal de notre travail est :

- ◆ d'extraire  $\varepsilon_r$  avec une précision meilleure que 5%.
- ◆ d'extraire des tangentes de pertes faibles ( $\tan \delta_d$ ) jusqu'au moins  $10^{-3}$ ;
- ◆ de couvrir une bande de fréquence allant de quelques MHz jusqu'à 10GHz pour des applications microélectroniques;
- ◆ d'éviter l'opération de lithographie qui est très coûteuse dans le cas du silicium ;
- ◆ de caractériser les matériaux multicouches (cas du silicium ayant une couche d'oxyde) ;

Pour y arriver, nous avons choisi une technique, utilisant un applicateur de type sonde coaxiale. Ces impératifs sont à appliquer à tous les diélectriques. Toutefois, les diélectriques mous, destinés aux applications en médecine et les diélectriques massifs, destinés aux applications en microélectronique sont les deux types de matériaux couches minces auxquels nous nous intéressons. Dans le cas des diélectriques durs, nous nous consacrerons à ceux dont les épaisseurs sont de l'ordre de 500 $\mu$ m. Dans certains cas, nous ferons des opérations de polissage afin d'être dans l'ordre de grandeur des épaisseurs désirées. La plage de fréquence

d'étude n'est pas la même dans les deux cas à cause de l'intérêt que porte chacun des domaines.

Notre travail est développé sur quatre chapitres. Nous présentons dans le chapitre I les bases fondamentales par une étude liée aux aspects de l'électromagnétisme des différentes méthodes et techniques de caractérisation dans leur globalité.

Le chapitre II est consacré à l'application des structures propagatrices en général, et des lignes de transmission en particulier. L'utilisation d'une monture coaxiale et d'une structure micro ruban pour caractériser respectivement des diélectriques mous (gel fantôme) et solides (FR-4) constitue l'essentiel de ce chapitre. Pour les matériaux utilisés en microélectronique, les techniques de lignes de transmission doivent passer par une phase de lithographie.

Dans le chapitre III, nous étalerons de façon exhaustive la nouvelle procédure d'extraction des paramètres électriques des substrats couches minces (épaisseur  $\approx 500\mu\text{m}$ ) homogène et isotrope en utilisant une combinaison de la méthode de la sonde coaxiale et celle de la cavité en bout de ligne. Cette technique est dite technique de la sonde coaxiale en réflexion. Des isolants comme l'alumine et la silice seront utilisés dans ce chapitre pour valider la procédure d'extraction. Nous nous baserons sur son principe d'extraction pour mettre en place une procédure d'extraction pour les matériaux multicouches.

Le chapitre IV présente une autre technique d'extraction, complémentaire de la technique de la sonde coaxiale en réflexion que nous appelons « la technique de la sonde coaxiale en transmission ». Son principe réside dans l'utilisation de deux connecteurs coaxiaux séparés par l'échantillon à caractériser. Comme la précédente, cette technique s'applique aux matériaux couches épaisses. Nous finirons ce chapitre par une étude comparative entre les deux techniques de sonde utilisées dans ce travail de recherche.

Pour terminer l'étude, une conclusion générale portera sur la synthèse du travail mené. Cela nous permettra de dégager quelques pistes de réflexion constituant les perspectives d'avenir pouvant contribuer à compléter ce travail de recherche que nous présentons.

# CHAPITRE I - DIFFERENTES METHODES DE CARACTERISATION DE MATERIAUX

## INTRODUCTION

Tous les matériaux ont un ensemble de caractéristiques électromagnétiques qui leurs sont spécifiques [I.1]. La bonne connaissance des paramètres est indispensable afin de répondre aux exigences industrielles et d'intégrer dans de bonnes conditions les systèmes dans leur environnement [I.2]. Comme nous envisageons les applications microélectroniques, la caractérisation RF est indispensable. Les méthodes de caractérisation des matériaux peuvent être classées en fonction de différents paramètres illustrés dans le tableau ci-dessous :

Bande de fréquence		Type de matériaux		Type de méthode	
Bande étroite	Large bande	Massique et homogène	Multicouche inhomogène	Non destructives	Destructives

**Tableau 1:** Classification des méthodes de caractérisation en fonction des paramètres de base

Les méthodes large bande sont celles qui couvrent au moins une décade de fréquences. Par contre, les méthodes à bande étroite sont souvent basées sur une seule fréquence dite, fréquence de résonance. Dans ces deux méthodes on peut avoir à couper ou tailler les échantillons à caractériser (méthode destructive). En règle générale, les diélectriques sont définis par une permittivité relative ( $\epsilon_r$ ) et une tangente de pertes électriques ( $\tan \delta_d$ ). Dans le cas des semi-conducteurs, on exprime le paramètre résistivité ( $\rho$ ). Le porte échantillon métallique, servant de monture de test contribue aux pertes globales extraites nommées pertes conductrices ( $\tan \delta_c$ ). Les deux premiers paramètres ( $\epsilon_r$  et  $\tan \delta_d$ ) sont définis pour des diélectriques alors que les deux derniers ( $\rho$  et  $\tan \delta_c$ ) le sont pour les semi-

conducteurs ou les conducteurs ( $\sigma$  est la conductivité,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation et  $f$  la fréquence).

Dans ce chapitre, nous présentons de manière succincte les trois classes de méthodes, à savoir : les méthodes ouvertes, les méthodes semi-ouvertes et les méthodes fermées. Nous posons les bases qui serviront à mieux mettre en évidence les différents phénomènes que l'on peut rencontrer (effet de peau, rayonnement, etc.) ainsi que le choix du type de méthode le mieux adapté pour caractériser les diélectriques dont les épaisseurs seront de l'ordre de 500 $\mu$ m pour terminer cette partie. Nous rappelons toutefois que la permittivité de l'échantillon à caractériser est représentée par la relation ci-dessous de manière générale:

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left( 1 - j \tan \delta_d - j \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \right) \quad (I.1)$$

Dans le cas des isolants,  $\sigma_d = 0$ , ce qui permet de réduire l'équation I.1 par la relation I.2 ci-dessous que nous utiliserons assez souvent.

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - j \tan \delta_d) \quad (I.2a)$$

Dans le cas des semi-conducteurs,  $\tan \delta_d = 0$ , l'équation I.1 devient :

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left( 1 - j \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \right) \quad (I.2b)$$

## I.1- DIFFERENTS TYPES DE MATERIAUX UTILISES

Les différents secteurs d'application des matériaux permettent une classification en trois catégories différentes : les *isolants*, les *semi-conducteurs* et les *conducteurs*.

♦ Si  $\left[ \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon} \right] \gg 1$ , le matériau est dit conducteur. Les matériaux conducteurs ont une forte conductivité. Les conducteurs atténuent rapidement l'onde incidente qui



se propage, si bien que le phénomène de propagation est essentiellement un phénomène de surface. Ils sont souvent utilisés pour conduire un signal RadioFréquence (RF) dans de multiples types de dispositifs.

♦ Si  $\left[ \frac{\sigma_d}{\omega\epsilon} \right] \ll 1$ , le matériau est dit diélectrique. Ces matériaux sont en général peu conducteurs et se laissent pénétrer profondément par une onde incidente. Ces types de matériaux sont l'objet principal de notre travail. En général, on considère ceux-ci ayant une conductivité nulle.

♦ Si  $\frac{\sigma_d}{\omega\epsilon} \approx 1$ , le matériau est dit semi-conducteur, car situé entre les conducteurs et les diélectriques. Ils feront aussi l'objet de notre étude, dans la partie multicouche.

## **I.2-/ LES METHODES DE CARACTERISATION**

Plusieurs méthodes de caractérisation de matériau sont décrites dans la littérature [1.3]. Le choix d'une des méthodes dépend de la bande de fréquence que l'on désire couvrir, du paramètre électrique privilégié, de la précision que l'on désire obtenir sur celui-ci, de la rapidité de la méthode ou de sa simplicité, du genre de matériau (isolant ou semi-conducteur) enfin, du type de matériau à caractériser (gaz, liquide, solide ou granule).

### **I.2.1-/ METHODE EN ESPACE LIBRE**

La technique de l'espace libre est une technique relativement ancienne. Plusieurs travaux ont été menés détaillant la méthode [1.4-1.12]. Couvrant la bande RF, son principe, malgré quelques nuances [1.11], est basé sur l'acquisition des coefficients de réflexion et de transmission [1.5]. Elle est large bande et non destructive d'une part et ne nécessite pas de contact entre l'échantillon et les outils de mesure d'autre part. Les antennes fonctionnant en émission ou en transmission servent d'outils de mesure. Ainsi les puissances incidentes, réfléchies et transmises sont utilisées comme paramètres pour extraire les paramètres électriques [1.6].

L'équipe de D. K. Ghodgaonkar [I.7] a mis au point un nouveau principe basé sur la mesure des paramètres S en réflexion et en transmission des échantillons plans. Ce nouveau principe est fiable en terme de temps et de mesure large bande de matériau fortes pertes. Quant aux matériaux faibles pertes, une métallisation, non reliée à la masse est mise en dessous de l'échantillon à caractériser [I.8] pour diminuer les effets du rayonnement de l'onde.

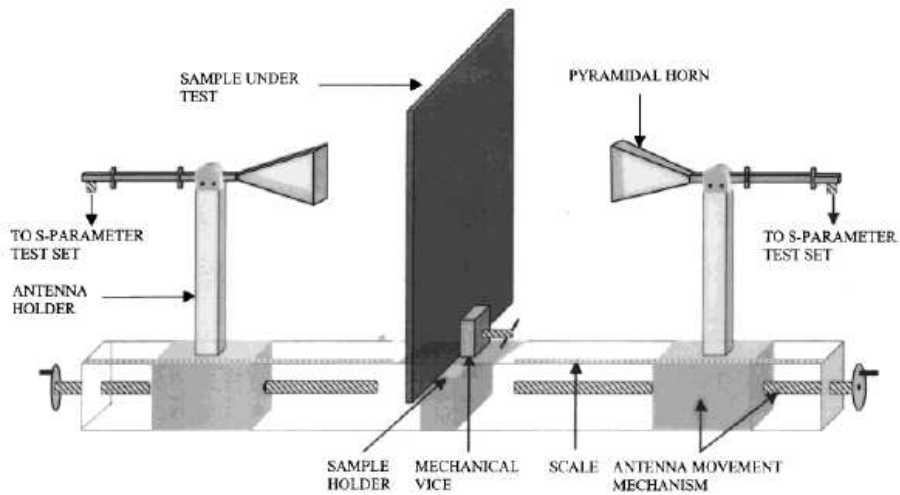


Figure 1: Schéma de micro-ondes d'un banc d'essai en présence de l'échantillon [I.12]

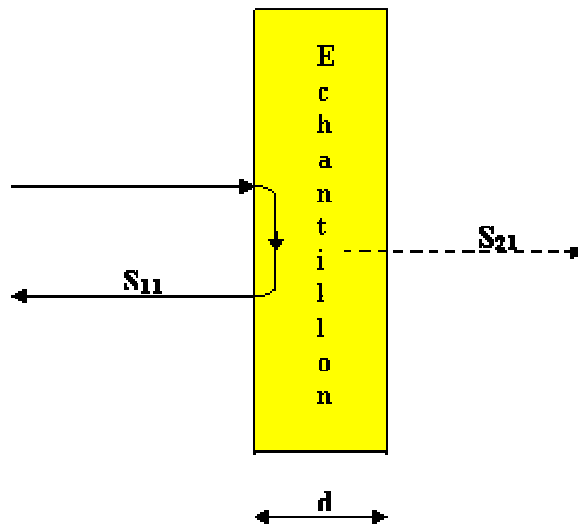


Figure 2: Schématisation d'un échantillon planaire [I.7]

*Principe* : Soit un échantillon d'épaisseur  $d$ , de permittivité relative  $\epsilon_d$  et de perméabilité relative  $\mu_d$ . Soient  $\Gamma$  et  $T$  les coefficients de réflexion à l'interface air-échantillon et celle de transmission, nous notons  $S_{11}$  et  $S_{21}$  les coefficients de

réflexion et de transmission mesurés en espace libre dans le cas de l'onde plane incidente. En appliquant les conditions aux limites de l'interface air-échantillon comme l'illustre la figure 1, les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  sont liés à  $\Gamma$  et à  $T$  par les équations suivantes :

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (1.3a)$$

$$S_{21} = \frac{T(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (1.3b)$$

où les constantes  $\Gamma$  et  $T$  se déterminent par les relations ci-dessous :

$$\Gamma = \frac{z_{sn} - 1}{z_{sn} + 1} = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad \text{avec} \quad K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad (1.4)$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} = e^{-\gamma d} \quad (1.5)$$

où  $z_{sn}$  et  $\gamma$  sont l'impédance caractéristique normalisée et la constante de propagation de l'échantillon. Nous notons par  $\gamma_0$  la constante de propagation et  $Z_0$  l'impédance caractéristique de la monture en absence du diélectrique.  $z_{sn}$  et  $\gamma$  se déterminent par les relations générales suivantes :

$$\gamma_d = \gamma_0 \sqrt{\epsilon_d \mu_d} \quad (1.6)$$

$$Z_{sn} = Z_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d}{\mu_d}} \quad (1.7)$$

avec  $\gamma_0 = j \frac{2\pi}{\lambda_0}$  et  $Z_0 = 120\pi$ . En développant les équations I.6 et I.7, nous déduisons

$\varepsilon_d$  et  $\mu_d$  par les relations ci-dessous:

$$\varepsilon_d = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left( \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right) = \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_0} \right)^2 \quad (I.8)$$

$$\mu_d = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left( \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \right) \quad (I.9)$$

Les effets de diffraction aux bords de l'échantillon et les réflexions multiples entre les antennes et les modes de transition sont les principales causes ou sources d'erreurs dans la méthode de l'espace libre. Ces erreurs ont pu être corrigées [I.7] en minimisant les réflexions par une combinaison des lentilles et d'antennes.

D'autres travaux, utilisent la technique de l'ellipsométrie [I.6] et celle de Fresnel. La technique de l'ellipsométrie est basée sur la mesure des coefficients de réflexion et de transmission, associés à un échantillon assez large qui est situé assez loin de l'antenne émettrice en changeant l'état de polarisation du champ électrique incident après sa réflexion sur l'interface air-échantillon [I.6]. Différentes configurations de l'angle incident, de la fréquence, de l'épaisseur et de l'état de polarisation permettent de remonter aux paramètres électriques de l'échantillon sous test. Cette technique apparaît de nos jours comme une bonne technique pour les applications industrielles, car les instruments utilisés sont sensibles aux matériaux de très faibles pertes [I.6].

A la fréquence de 10 GHz, Von Hippel [I.3] donne les valeurs des permittivités relatives complexes du téflon ( $2,08-j0,00076$ ) et du verre soda-borosilicaté ( $4,38-j0,0237$ ). En utilisant la méthode de l'espace libre, pour les mêmes matériaux, D. K. Ghodgaonkar [I.8] obtient les valeurs suivantes :  $2-j0,06$  et  $4,36-j0,1$  sachant que l'épaisseur du téflon est 3,33mm et celle du soda-borosilicaté est de 3,86mm. L'erreur relative sur  $\varepsilon_r$  peut être évaluée à quelques 4%. Mais l'erreur est très importante lorsqu'il s'agit de déterminer le terme  $\varepsilon_r''$ .

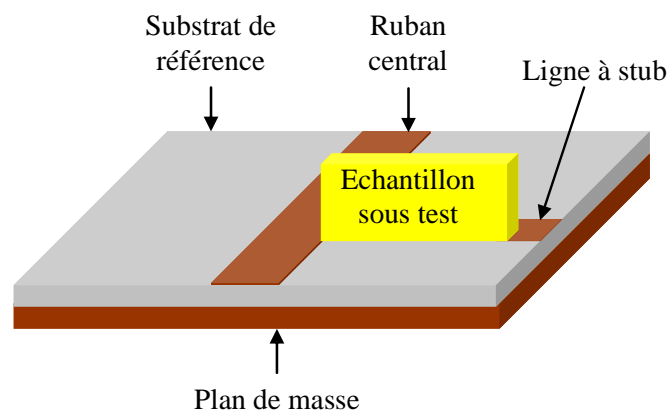
**Conclusion** : Avec les méthodes en espace libre, plus l'épaisseur du diélectrique est grande, meilleure est la précision obtenue sur les paramètres électriques de l'échantillon. Ce constat nous oblige à rejeter cette méthode pour les wafers d'épaisseurs 500 $\mu$ m.

## I-2-2-/ LES METHODES RESONANTES

Les méthodes résonantes sont les méthodes de caractérisation les plus fiables en terme de précision sur  $\epsilon_d$  et sur  $\tan \delta_d$  [13], surtout pour les matériaux faibles pertes. Cette méthode est en général à bande étroite [I.14].

Les méthodes résonantes sont basées sur les paramètres de résonance, à savoir la fréquence de résonance  $f_r$  ou le coefficient de qualité  $Q$  à vide. L'extraction de  $f_r$  ou de  $Q$  se fait à partir des paramètres de réflexion. Parmi les configurations permettant d'appliquer la méthode résonante, nous pouvons citer les résonateurs dits « whispering-gallery » [I.15], guides d'ondes (cylindrique, rectangulaire, etc.), cavités résonantes [I.16], etc.

La monture résonante permet de travailler en haute fréquence ou/et en basse fréquence en jouant sur les dimensions de l'échantillon et de la monture. La figure 3 ci-dessous illustre une configuration d'une monture résonante, parmi tant d'autres.

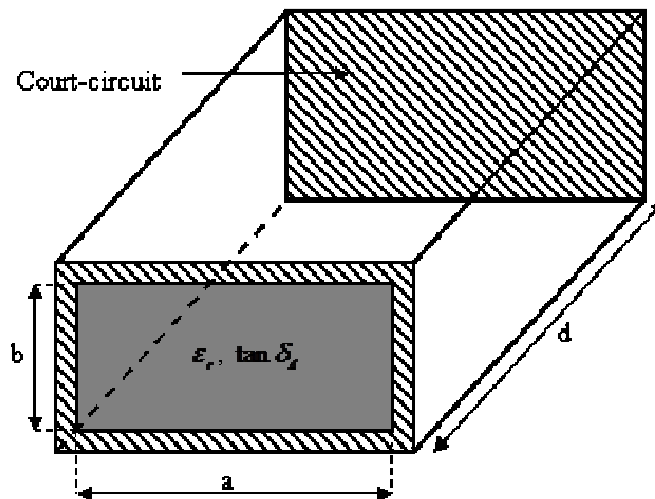


**Figure 3** : Stub micro-ruban

### a-) Guides résonants

Dans ces méthodes, on analyse les résonances (fréquence et coefficient de qualité) à partir des coefficients de réflexion  $S_{11}$  ou de transmission  $S_{21}$ . Chaque fréquence de résonance correspond à un mode de résonance (nous définirons la notion des modes dans la suite).  $\epsilon_r$  est déterminée à partir des dimensions de la cavité et des fréquences de résonance et les pertes sont calculées à partir du coefficient de qualité à la résonance.

*Principe de la méthode:* Soit un échantillon à caractériser de forme parallélépipédique de dimension  $a$ ,  $b$  et  $d$  [I.16]. Nous métallisons cinq faces de l'échantillon afin d'obtenir une cavité résonante.  $b \ll a$  et  $b \ll d$ .



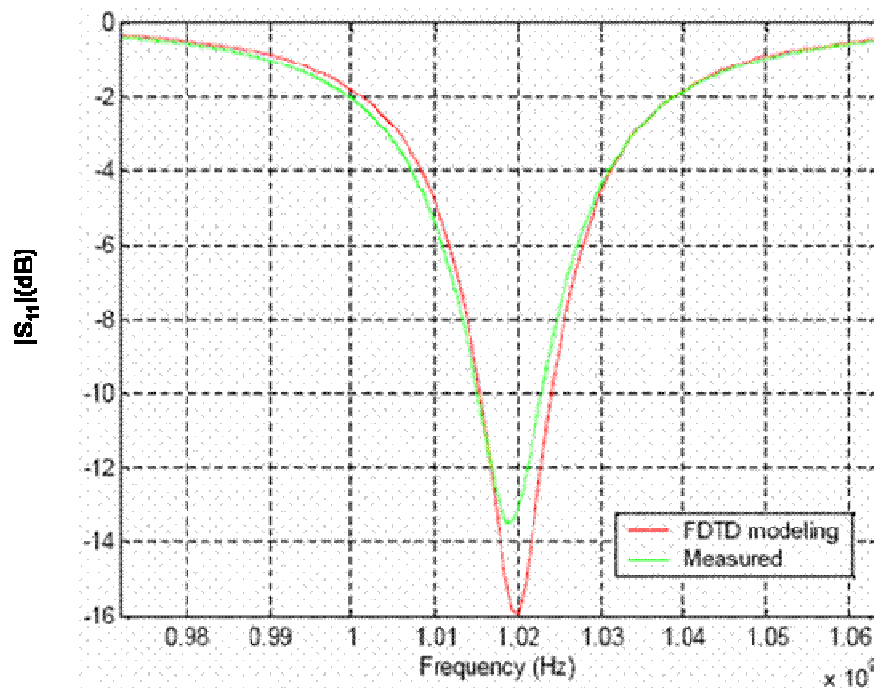
**Figure 4:** Cavité à base rectangulaire totalement remplie du matériau sous test

Sachant que  $Q$  est le coefficient de qualité de l'ensemble et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide, la fréquence de résonance de cette structure [I.16] se détermine de façon générale par la relation suivante :

$$f_{r(m,n,p)} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \quad (I.10)$$

Où les entiers  $m$ ,  $n$  et  $p$  permettent de déterminer le type de mode qui est excité dans la structure. Par ailleurs,  $a$  et  $d$  sont respectivement les longueur et largeur de l'échantillon.

*Validation de la méthode*: Nous présentons des résultats expérimentaux que l'équipe de Chen Wang a obtenu en utilisant ce principe pour caractériser du FR-4 [I.16] à 1,02GHz.



**Figure 5:** Comparaison du module de  $S_{11}$  mesuré avec celui du modèle FDTD en utilisant  $\epsilon_r$  et  $\tan\delta$  [I.16]

Il a été utilisé une cavité rectangulaire en cuivre, de dimensions  $9,1 \times 4 \times 10,8 \text{ cm}^3$ . Les résultats d'extraction sont présentés dans le tableau ci-dessous :

$f_0$ (GHz)	$\epsilon_r$	$\tan\delta$
1,0185	4,47	0,01646

**Tableau 2:** Résultats d'extraction des paramètres  $\epsilon_r$  et  $\tan\delta$  du FR-4 [I.16]

L'avantage principal de la cavité résonante est le niveau de précision dans l'extraction de  $\epsilon_r$  et de  $\tan \delta_d$ . Elle permet d'obtenir une erreur relative inférieure à 2% et d'extraire des tangentes de perte inférieures à  $10^{-2}$ . Par exemple, pour le FR-4 de  $\epsilon_r = 4,4$  nous observons un écart relatif de 1,57% sur  $\epsilon_r$ . Le principal inconvénient de cette méthode est d'être une méthode à bande étroite (**M.B.E**). Nous ne pouvons pas l'utiliser dans la suite, car nous désirons travailler dans une large bande de fréquence.

### b-) Autres méthodes résonantes

Plusieurs types de méthodes résonantes existent dans la littérature. Sans pourtant les traiter en profondeur, ces méthodes couvrent les domaines centimétriques et millimétriques. Les plus utilisées sont basées sur des résonateurs en mode de galerie (WGM) [I.15], les résonateurs Fabry-Perot, des cylindres à fente résonante (Split-cylinder Resonator), des résonateurs magnétiques et diélectriques ( $TE_{01}$  Split-Post Dielectric and Magnetic Resonators), la cavité entrante (Re-entrant cavity) [I.13], etc. En se basant sur les travaux de James Baker-Jarvis et de son équipe, nous pouvons comparer sous forme de tableau toutes ces techniques résonantes [I.18].

Technique d'extraction	f(GHz)	$\epsilon_r$	$Q_p$	$\tan \delta$
$TE_{01}$ Cavity	5 - 50	1 - 500	$10^4$ - $10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
Re-entrant	0.1 - 2	1 - 50	$1 \times 10^3$ - $4 \times 10^4$	$10^{-4}$ - $10^{-1}$
Split post	1 - 10	1 - 1000	$0.5 \times 10^4$ - $4 \times 10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
Split Cavity	5 - 50	1 - 500	$2 \times 10^4$ - $5 \times 10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
$TE_{01}$ Dielectric Resonator	5 - 50	$2 - 10^5$	$1 \times 10^3$ - $2 \times 10^4$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$
$TE_{0np}$ Dielectric Resonator	1 - 50	$2 - 10^5$	$2 \times 10^4$ - $5 \times 10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-3}$
WGM	5 - 200	$10 - 10^5$	$10^9$	$10^{-9}$ - $10^{-3}$
Fabry-Perot	20 - 200	2 - 100	$10^5$	$10^{-5}$ - $10^{-2}$

**Tableau 3:** Tableau comparatif des techniques résonantes de mesure du diélectrique [I.17].

Les méthodes basées sur les cavités sont les plus précises au niveau des pertes diélectriques, mais fonctionnent qu'aux fréquences de résonances. Pour les applications microélectroniques, nous avons besoin de méthodes large bande



pouvant couvrir les fréquences des applications jusqu'à 10GHz. Pour cela, nous avons orienté notre étude vers les méthodes capacitives et les lignes de transmission.

### I.2.3-/ METHODE DE LA CAPACITE M.I.M

La méthode capacitive proposée est basée sur l'utilisation de l'isolant à caractériser pour former un condensateur lorsque l'échantillon sous test est placé entre deux armatures métalliques, d'où le nom M.I.M (Métal-Isolant-Métal).

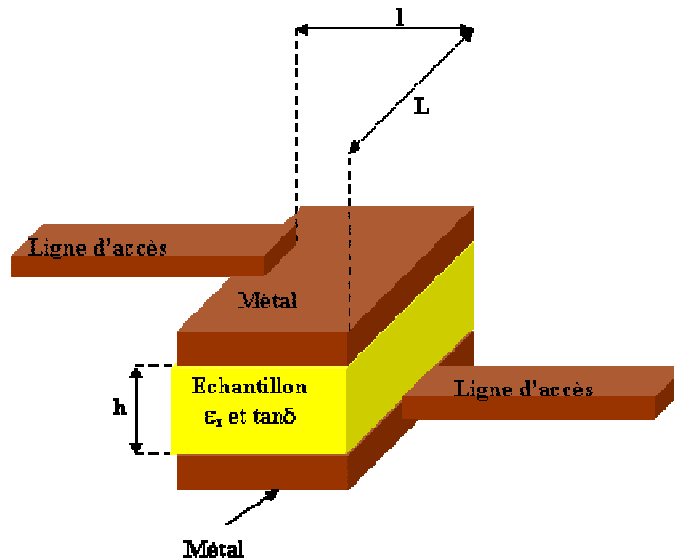


Figure 6: Schéma d'une capacité MIM en microélectronique

En utilisant le modèle du condensateur plan avec effet de bord, la capacité est déterminée par la relation ci-dessous:

$$C = \left( L + 4h \frac{\ln(2)}{\pi} \right) \left( l + 4h \frac{\ln(2)}{\pi} \right) \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{h} = C_0 \epsilon_r + f(L, l, \epsilon_r, \epsilon_0) \quad (I.11)$$

où  $C_0 = \frac{S}{h} \epsilon_0$ . Dans cette relation, la constante  $f$  est liée aux dimensions des conducteurs, à l'épaisseur du matériau ainsi qu'à sa permittivité relative. Comme

l'illustre la figure ci-dessous, en fonction des dimensions du condensateur, cette constante peut être négligée ou pas.

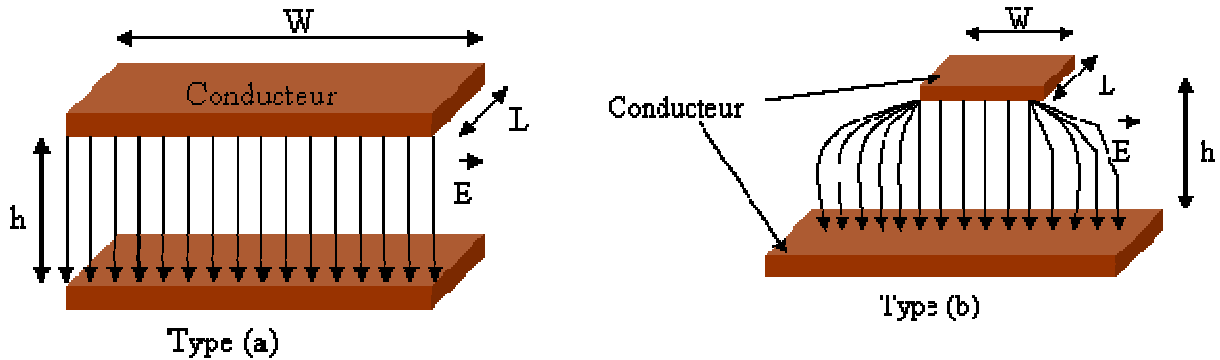


Figure 7: Schéma illustrant la présence (type (b)) ou non (type (a)) des effets de bord

où  $W$  représente la largeur du conducteur par lequel l'excitation a lieu et  $L$  sa longueur, alors que  $h$  est la hauteur séparant les deux conducteurs.

Lorsque  $W \gg h$ , la constante  $f$  est négligeable devant  $C_0$ . En pratique elle dépend de la fréquence, en particulier pour des conducteurs épais.

Le coefficient de qualité  $Q$  ou « facteur de dissipation (DF) » est lié aux pertes conductrices par la relation I.1 et se détermine par:

$$Q = \frac{1}{\tan \delta} \quad (\text{I.12})$$

L'utilisation de la capacité MIM pour la caractérisation de matériaux employés comme diélectriques est très courant en microélectronique. Plusieurs travaux la présentent comme une bonne méthode, mais il est indispensable de bien maîtriser l'impact des conducteurs [I.19].

Dans le cas d'un diélectrique constitué de  $N$  couches, on détermine sa permittivité relative équivalente par la technique de la moyenne pondérée [I.12], donnée par:

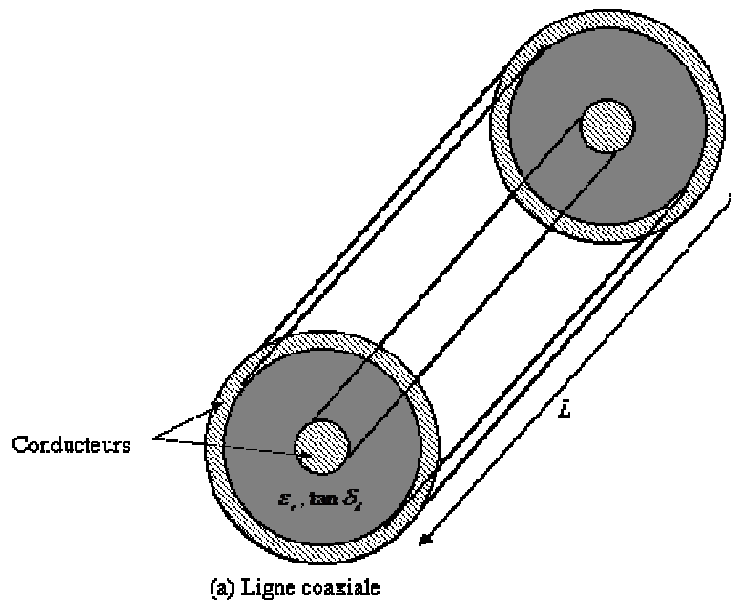
$$\epsilon_{r,layered} = \left( \sum_{n=1}^N \frac{h_n}{h_t \epsilon_{r,n}} \right)^{-1} \quad \text{où} \quad h_t = \sum_{n=1}^N h_n \quad (\text{I.13})$$

$\epsilon_{r,n}$  est la permittivité relative de la  $n^{\text{ième}}$  couche. Pour des structures ayant des épaisseurs très petites, les pertes métalliques sont prépondérantes et empêchent l'extraction des pertes du diélectrique.

#### I.2.4-/ METHODE DES LIGNES DE TRANSMISSION

Les méthodes de ligne de transmission (réflexion/transmission) sont basées sur la détermination des paramètres de propagation ( $Z_c$  et  $\gamma$ ) en présence du matériau à caractériser. Pour extraire ces paramètres de propagation, on utilise soit les paramètres S en réflexion/transmission, soit uniquement la réflexion dans deux configurations différentes, à savoir, la ligne en court-circuit et la ligne en circuit ouvert.

Il existe dans la littérature un grand nombre de structures propagatives permettant la transmission des signaux électriques [I.20]. Ces structures peuvent être utilisées pour la caractérisation des matériaux de manière générale. La figure ci-dessous présente quelques types de ligne de transmission.



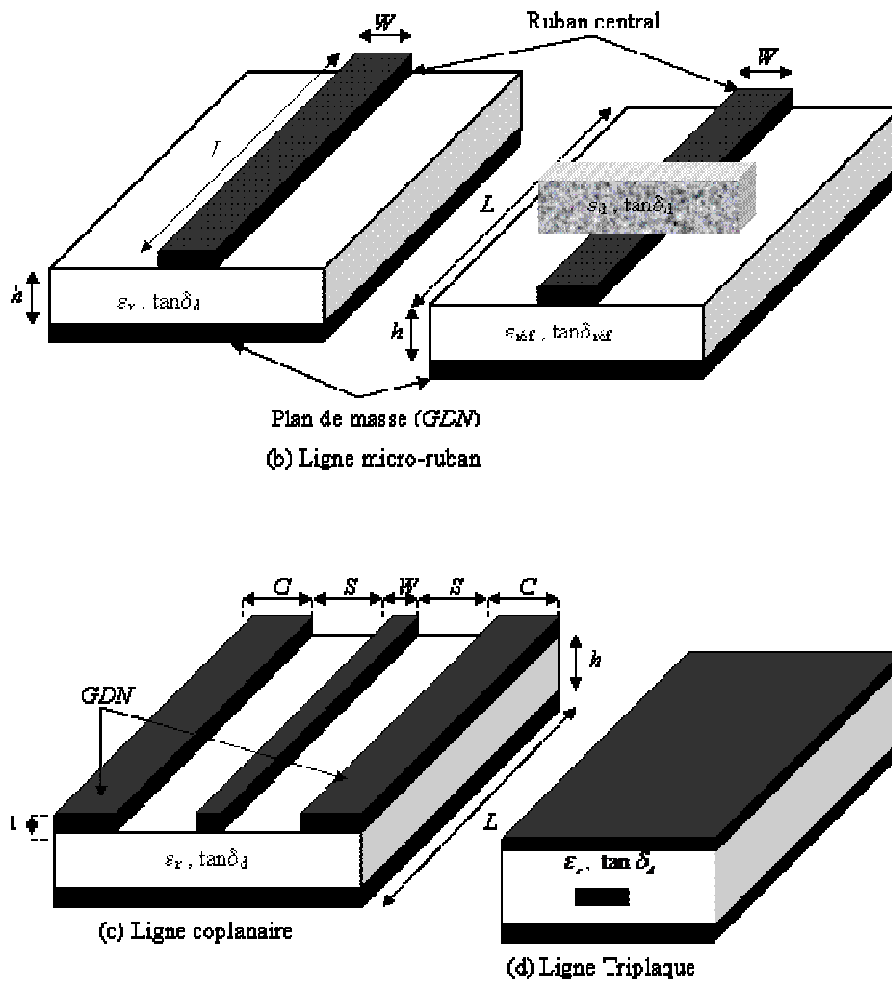


Figure 8: Différents types et configurations de structures de transmission

Le choix de la structure dépend des objectifs que l'on se fixe au départ: rapidité de la méthode, facilité de celle-ci et précision sur l'un des paramètres à caractériser. Lorsque les structures propagatives sont remplies de diélectrique, nous parlons d'un guide d'onde chargé ou de ligne chargée.

A partir des différentes structures propagatrices, nous pouvons mettre en place plusieurs configurations (micro-ruban, coplanaire, coaxiale, bifilaire, etc.) pour caractériser des matériaux. La figure 8 ci-dessus illustre quelques configurations.

Les différentes structures de lignes de transmissions sont classées sous forme de tableau ci-dessous :

Type de Lignes	Type de Structures	Pas de Conducteur	Un Conducteur	Deux Conducteurs
<b>Ouverte</b>	Homogène	Ondes dans l'espace libre	Guide unifilaire	Ligne bifilaire Ligne symétrique à ruban
	Inhomogène	Guides diélectriques Fibres Optiques Ondes dans un milieu inhomogène	Autre lignes à un conducteur	Micro-ruban Ligne à fente Ligne bifilaire Ligne coplanaire Isolée
<b>Fermée</b>	Homogène	Guide diélectrique	Guides d'ondes métalliques	Ligne coaxiale
	Inhomogène	Guide diélectrique	Guides d'ondes métalliques chargés	Ligne coaxiale chargée

**Tableau 4:** Classification des lignes et guides d'ondes [I.20]

La présence d'un matériau de permittivité ou de perméabilité donnée modifie les paramètres de propagation  $Z_c$  et  $\gamma$ . La mesure de ces paramètres permet théoriquement de remonter à la permittivité complexe du matériau à caractériser.

#### **a-) Différents types de lignes utilisées pour caractériser des matériaux**

La structure de transmission, destinée à caractériser les matériaux, peut être définie en fonction du type de mode (TEM, Quasi-TEM, TE, TM et hybride) se propageant dans la structure [I.21].

Les lignes de transmission de type planaires (micro-ruban, coplanaire, etc.), sont inhomogènes, car elles comportent deux milieux de propagation de propriétés distinctes (souvent l'air et le diélectrique). Elles contiennent de plus des conducteurs métalliques déposés sur l'une ou sur les deux faces. Les lignes ouvertes rayonnent dans l'espace environnant. La fabrication des lignes de type planaire fait appel à la technique de photolithographie [I.22]. Elles sont adaptées aussi bien à la caractérisation de matériaux en couches minces [I.23-I.24] qu'aux matériaux couches épaisses.

Pour éviter le rayonnement des lignes planaires ouvertes, on utilise des structures « blindées ». Ces structures permettent de confiner les champs électromagnétiques à l'intérieur du guide.

### b-) Paramètres de propagation dans le cas d'une ligne coaxiale

Considérons un quadripôle défini par une entrée (Port 1) et par une sortie (Port 2). Nous pouvons alors définir les paramètres  $S_{ij}$  du quadripôle électrique équivalent. Dans le cas où la matrice  $S$  est telle que  $S_{12} = S_{21}$  (hypothèse de réciprocité) et  $S_{11} = S_{22}$  (hypothèse de symétrie), Brews [1.25] a montré que l'on pouvait toujours, sur le plan mathématique, définir la propagation de l'énergie par le concept de ligne de transmission défini par son impédance caractéristique  $Z_c$  et sa phase globale  $\phi$ .

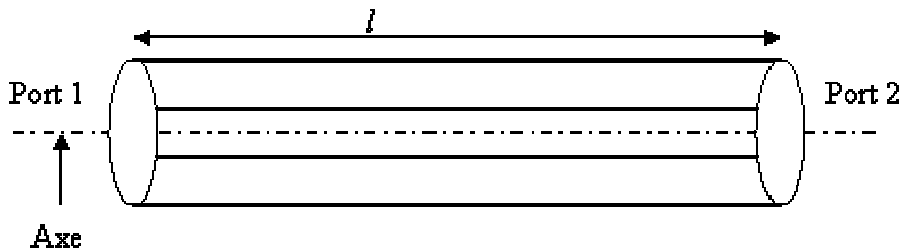


Figure 9: Structure de transmission à deux ports ayant deux dimensions

Cette configuration peut être simplifiée par un schéma électrique équivalent et nous introduisons la notion d'impédance série notée  $Z_s$  et d'admittance parallèle  $Y_p$  par unité de longueur.

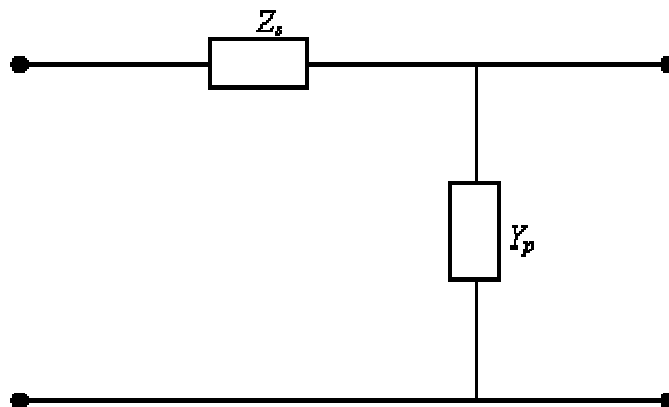
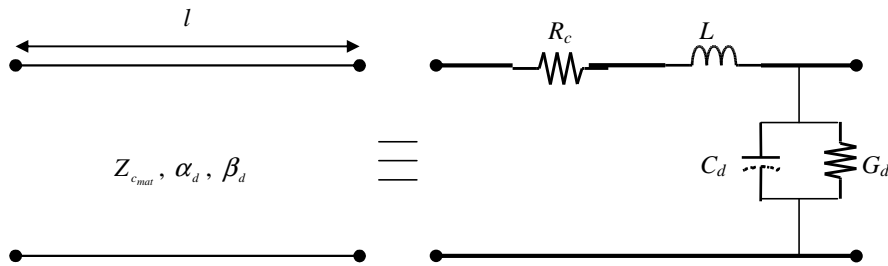


Figure 10: Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission

Il convient de rappeler qu'une ligne de transmission peut être représentée non seulement par des constantes de propagation (constantes secondaires), mais aussi par les constantes primaires ( $R$ ,  $L$ ,  $C$  et  $G$ ) comme cela est illustré sur la figure ci-dessous.



**Figure 11 :** Correspondance entre les paramètres primaires et secondaires d'une ligne de transmission de longueur  $l$

Pour un guide sans métal (guide diélectrique) ou avec un seul conducteur (guide d'onde), on peut encore définir une ligne de transmission équivalente, sans réalité physique. Dans ce cas, Brews a montré que l'on peut calculer  $Z_s$  et  $Y_p$  par les relations générales suivantes :

$$Z_s = R(\omega) + j\omega L(\omega) = j\omega \iint_S (\mu H_t^2 - \epsilon Z_0^2 E_z^2) dS \quad (\text{I.14})$$

$$Y_p = G(\omega) + j\omega C(\omega) = j\omega \iint_S \left( \epsilon E_t^2 - \frac{\mu}{Z_0^2} H_z^2 \right) dS \quad (\text{I.15})$$

Où  $H_t$  et  $E_t$  sont les composantes transversales du champ électromagnétique,  $H_z$  et  $E_z$  sont les composantes longitudinales du champ électromagnétique.

$Z_0^2 = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} = (120\pi)^2$  est le carré de l'impédance d'onde dans le vide (constante dépendant du système d'unité internationale).

Dans le cas d'un dispositif à deux conducteurs (ligne coaxiale, ligne bifilaire, ligne micro-ruban, etc.),  $Z_s$  s'interprète à partir de l'inductance série ( $L$ ), associée à

son terme dissipatif ( $R$ ).  $Y_p$  peut s'interpréter à partir de la capacité parallèle ( $C$ ) associée à son terme dissipatif ( $G$ ). La valeur des paramètres  $R$ ,  $L$ ,  $C$  et  $G$  dépend de la structure du champ électromagnétique. L'expression de ces valeurs est donc fonction des hypothèses qui sont faites sur la géométrie de la ligne, ainsi que sur le mode d'onde qui se propage. Nous posons:

$$Z_c = R_c + jX_c = \sqrt{\frac{Z_s}{Y_p}} \quad (I.16)$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z_s Y_p} \quad \text{et} \quad \phi = \sqrt{Z_s Y_p} \cdot l \quad (I.17)$$

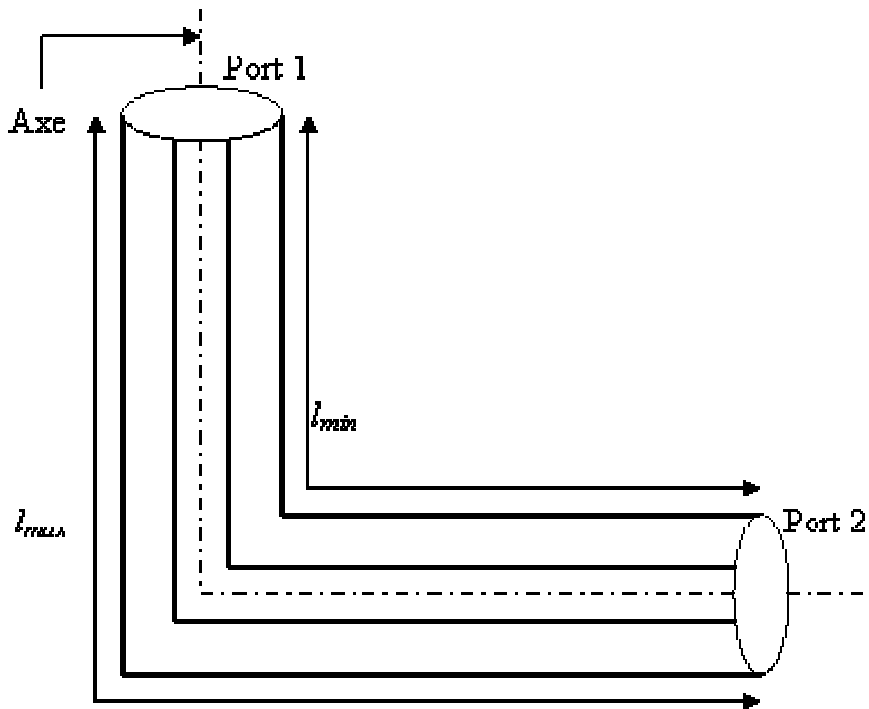
$Z_c$  et  $\gamma$  sont les paramètres de propagation d'une ligne de transmission.  $Z_n$  étant la résistance de normalisation, nous pouvons exprimer les coefficients de réflexion et de transmission par :

$$\Gamma = \frac{Z_c - Z_n}{Z_c + Z_n} \quad \text{et} \quad T = e^{(-j\phi)} \quad (I.18)$$

Les relations liant les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  aux constantes  $\Gamma$  et  $T$  sont données par I.3a et I.3b.

Dans le cas d'un dispositif tout à fait quelconque, la longueur n'a pas de réalité physique comme l'illustre la figure 12 ci-dessous. On peut fixer arbitrairement cette longueur et on obtient une ligne de transmission fictive qui décrit d'une façon phénoménologique la propagation de l'énergie.





**Figure 12:** Structure de transmission à deux ports ayant trois dimensions

*Lignes Coaxiales circulaires* : La géométrie de référence est donnée sur la figure 13. Dans cette configuration, le milieu est isotrope et homogène [I.26]. Cette structure permet de caractériser les matériaux de type granulaire, liquide, solide et gazeux [I.27]. Nous nous basons sur cette structure afin de démontrer les différentes relations de base, servant à caractériser un matériau.

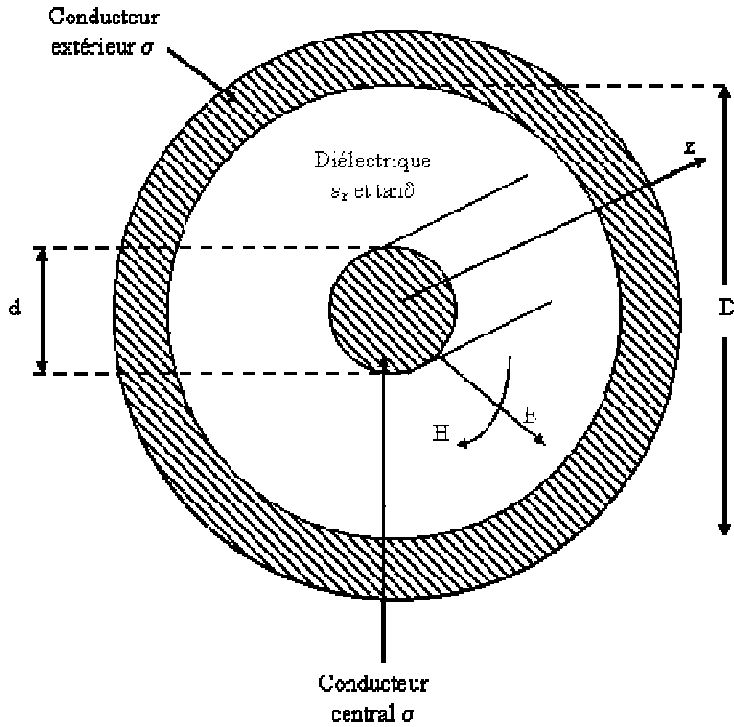


Figure 13: Ligne coaxiale circulaire

Tenant compte des différents modes de propagation ayant lieu dans une ligne de transmission, nous établissons les différentes relations d'extraction en fonction de ces modes.

#### - Mode TEM pur

Nous supposons être dans l'hypothèse suivante :  $\sigma_c = \infty$  et  $\tan \delta_d = 0$ . Il n'y a pas de pénétration du champ électromagnétique dans les conducteurs. En utilisant la relation I.14, la surface d'intégration se réduit à la surface du diélectrique  $S_d$ . Nous avons :

$$Z_s = j\omega\mu_0 \iint_{S_d} H_t^2 dS = j\omega L_0 \quad (I.19)$$

$$Y_p = j\omega\epsilon_0 \iint_{S_d} H_t^2 dS = j\omega C_0 \quad (I.20)$$

Nous observons que le champ a la même structure qu'en statique. Ainsi, les éléments  $L_0$  et  $C_0$  se déterminent par :

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (I.21)$$

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \quad (I.22)$$

Nous observons ici que :

$$Z_c = Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad (I.23a)$$

$$\gamma = j\omega\sqrt{L_0 C_0} = j\beta_0 \quad (I.23b)$$

Dans la suite, nous exprimerons par  $Z_0$  et par  $Z_c = Z_{mat}$  les impédances caractéristiques d'une structure quelconque respectivement en absence et en présence du matériau.

**- Mode quasi-TEM (avec pertes métalliques):**

En présence de pertes métalliques, nous supposons toujours que  $\tan \delta_d = 0$  mais la conductivité du métal  $\sigma_c$  a une valeur finie. Il existe alors une faible composante longitudinale du champ électrique  $E_z$  dans les conducteurs, seul  $Z_s$  est modifié. Nous avons ainsi:

$$Z_s = j\omega L_0 + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_e} \iint_{S_{int}} E_t^2 dS = R + j\omega L_0 \quad (I.24a)$$

$$Y_p = j\omega C_0 \quad (I.24b)$$

En introduisant le modèle à effet de peau, il est ainsi démontré [I.28] que l'on a :

$$R = \sqrt{\frac{\mu_0 f}{\pi \sigma}} \cdot \left( \frac{1}{D} + \frac{1}{d} \right) \quad (\text{I.25})$$

D'une façon générale, on peut écrire :

$$Z_s = j\omega L_0 \left[ 1 + \frac{R}{j\omega_0 L} \right] = j\omega L_0 (1 - j \tan \delta_c) \text{ où } \tan \delta_c = \frac{R}{\omega_0 L} \quad (\text{I.26})$$

En considérant le cas faibles pertes, nous pouvons faire l'approximation suivante:

$$Z_c = Z_0 \sqrt{1 - j \tan \delta_c} \cong Z_0 - j \frac{Z_0}{2} \tan \delta_c \quad (\text{I.27a})$$

$$\gamma = j\beta_0 \sqrt{1 - j \tan \delta_c} \cong j\beta_0 + \frac{\beta_0}{2} \tan \delta_c \quad (\text{I.27b})$$

**- Mode quasi-TEM** (avec pertes métalliques et les pertes diélectriques)

Par rapport au cas précédent, nous introduisons les propriétés du diélectrique par  $\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon_r (1 - j \tan \delta_d)$ . Dans ce cas, le calcul de  $Z_s$  et  $Y_p$  conduit aux relations ci-dessous :

$$Z_s = j\omega L_0 (1 - j \tan \delta_c) \quad (\text{I.28a})$$

$$Y_p = j\omega C_0 \varepsilon_r (1 - j \tan \delta_d) \text{ où } \tan \delta_d = \frac{G}{\omega C} \quad (\text{I.28b})$$

Les caractéristiques de propagation deviennent :

$$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \cdot \sqrt{\frac{1 - j \tan \delta_c}{1 - j \tan \delta_d}} \# \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} - j \frac{Z_0}{2\sqrt{\varepsilon_r}} (\tan \delta_c - \tan \delta_d) \quad (\text{I.29a})$$

$$\gamma = j\beta_0\sqrt{\epsilon_r}\left(\sqrt{1 - j\tan\delta_c - j\tan\delta_d}\right) + \frac{\beta_0}{2}\sqrt{\epsilon_r}(\tan\delta_c + \tan\delta_d) + j\beta_0\sqrt{\epsilon_r} \quad (I.29b)$$

Nous constatons de I.29b que la constante de propagation se compose d'une partie réelle notée  $\alpha$  (constante d'atténuation) traduisant les pertes et d'une partie imaginaire notée  $\beta$  (constante de phase) indiquant la variation de la phase de l'onde dans la direction de propagation.

### c-) Applications à la mesure

A partir des Paramètres S : La mesure des paramètres  $S_{ij}$  permet d'accéder facilement à  $\gamma$ .

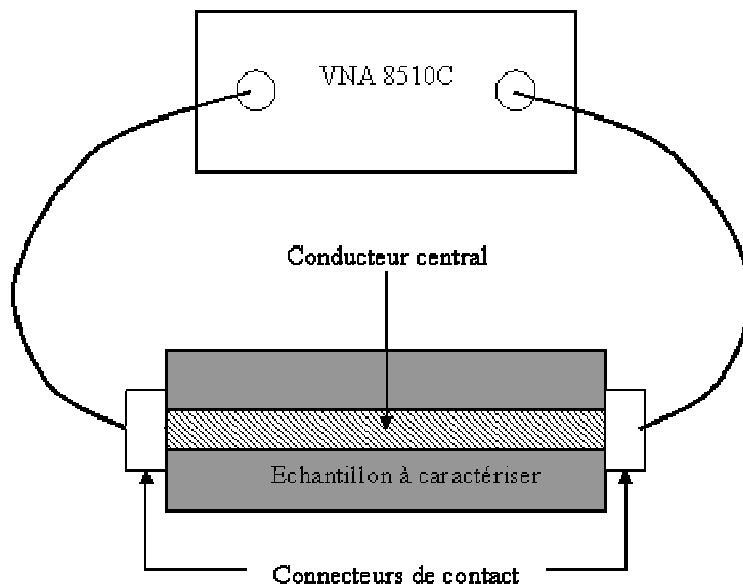


Figure 14 : Mesure des paramètres S d'une ligne de transmission quelconque

En absence du diélectrique, nous avons :

$$\gamma_{air} = \frac{\beta_0}{2} \tan\delta_c + j\beta_0 = \alpha_0 + j\beta_0 \quad (I.30)$$

En présence du diélectrique, la relation I.29b devient :

$$(I.31)$$

$$\gamma_{mat} = \frac{\beta_0}{2} \sqrt{\epsilon_r} (\tan \delta_c + \tan \delta_d) + j\beta_0 \sqrt{\epsilon_r} = \alpha_g + j\beta_d$$

De cette relation I.31, découlant des différentes approximations, nous en déduisons que :

$$\epsilon_r = \left( \frac{\beta_d}{\beta_0} \right)^2 \quad (I.32a)$$

De plus, l'on déduit les pertes conductrices et les pertes diélectriques par :

$$\alpha_0 = \frac{\beta_0}{2} \tan \delta_c \Rightarrow \tan \delta_c = 2 \frac{\alpha_0}{\beta_0} \quad (I.32b)$$

$$\alpha_g = \frac{\beta_d}{2} (\tan \delta_c + \tan \delta_d) \Rightarrow \tan \delta_d = 2 \left( \frac{\alpha_g}{\beta_d} - \frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) \quad (I.32c)$$

Ainsi, deux mesures du paramètre  $\gamma$  [I.27-I.29] permettent d'accéder facilement sur le plan théorique aux paramètres  $\epsilon_r$  et  $\tan \delta_d$  du diélectrique.

*A partir de l'impédance de ligne en court-circuit et en en circuit ouvert* : Pour extraire les paramètres de propagation d'une ligne de transmission, on peut mesurer les paramètres de réflexion  $S_{11}$  sous deux configurations différentes, à savoir: La ligne en court-circuit et la ligne en circuit ouvert. Elles peuvent être utilisées comme des techniques large bande (cas du court-circuit mobile) [I.30].

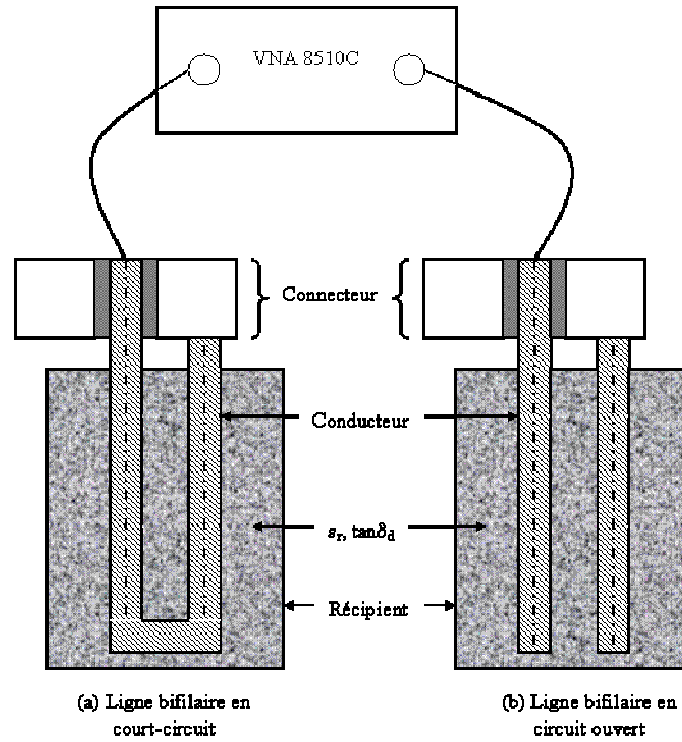


Figure 15: Structure bifilaire en présence de l'échantillon à caractériser

Toute ligne de transmission peut être représentée par un schéma électrique équivalent en fonction des constantes de propagation ( $Z_c$  et  $\gamma$ ) en présence et schématisé par:

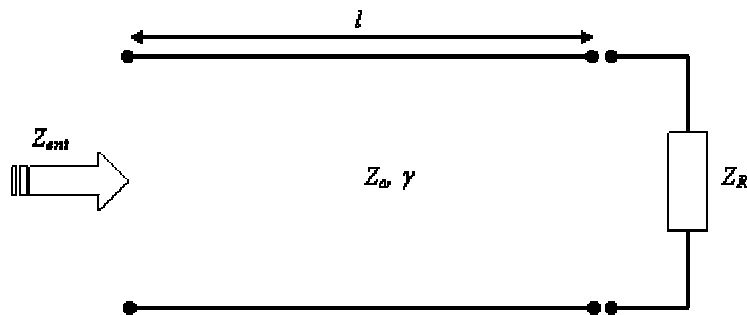


Figure 16: Ligne de transmission chargée par  $Z_R$

L'impédance d'entrée  $Z_{ent}$  d'une ligne de transmission chargée en bout par une impédance  $Z_R$  se détermine par l'expression ci-dessous:

$$Z_{ent} = Z_c \frac{Z_R + Z_c \tanh(\gamma l)}{Z_c + Z_R \tanh(\gamma l)} \quad (1.33)$$

Dans le cas d'une ligne court-circuitée ( $Z_R = 0$ ), l'impédance vue à l'entrée de la ligne s'écrit:

$$Z_{ent_{CC}} = Z_c \tanh(\gamma l) = Z_n \frac{1 + \Gamma_{cc}}{1 - \Gamma_{cc}} = Z_{CC} \quad (I.34)$$

où  $Z_n$  est la résistance de normalisation qui a servi à la mesure du coefficient de réflexion  $\Gamma$  (généralement  $Z_n = 50$ ). Sachant que dans notre cas  $\tan \delta_c \leq 10^{-3}$ , en faisant deux mesures, à savoir en absence ( $Z_0$ ) et en présence ( $Z_{mat}$ ) du matériau, nous pouvons démontrer que:

$$\frac{Z_0}{Z_{mat}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_d} \operatorname{th}(j\phi_0)}{\operatorname{th}(j\phi_0 \sqrt{\varepsilon_d})} \text{ où } \phi_0 = \beta_0 l \quad (I.35)$$

La relation I.35 montre qu'il faut procéder par une méthode itérative, par exemple celle de **Newton-Raphson** pour extraire la permittivité relative du matériau. Quelque fois, l'utilisation d'un court-circuit mobile permet d'avoir la configuration d'une ligne idéale et s'affranchir de  $\varepsilon_d$  avec une erreur relative inférieure à 5% [I.30-I.31].

De même, avec la même démarche, on démontre que dans le cas d'une ligne en circuit ouvert ( $Z_R = \infty$ ), l'impédance vue à l'entrée de la ligne s'écrit:

$$Z_{ent_{CO}} = \frac{Z_c}{\tanh(\gamma l)} = Z_n \frac{1 + \Gamma_{co}}{1 - \Gamma_{co}} = Z_{CO} \quad (I.36)$$

En posant l'hypothèse  $\gamma = j\beta l$  (cas sans pertes), on montre aisément que :

$$Z_c = \sqrt{Z_{CC} \cdot Z_{CO}} \quad (I.37)$$

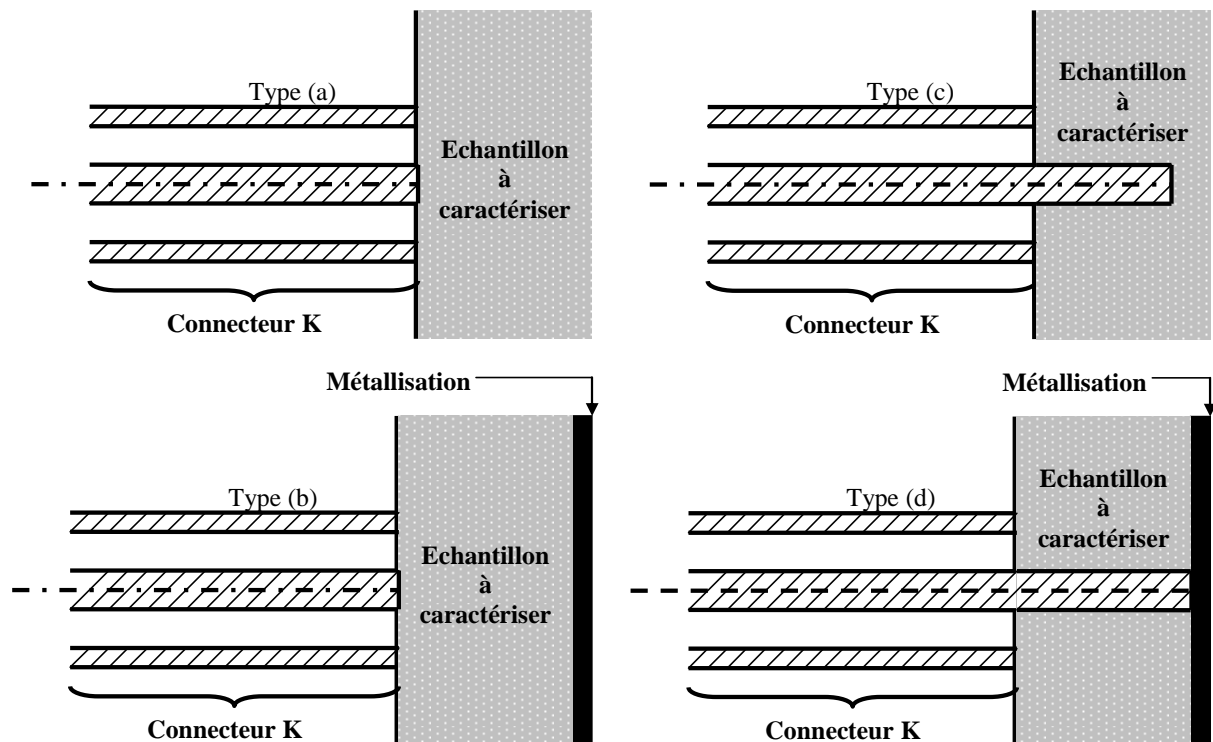
$$\gamma l = \operatorname{arth} \left( \frac{Z_{CC}}{\sqrt{Z_{CC} \cdot Z_{CO}}} \right) \quad (I.38)$$



### I.2.5-/ SYSTEME D'APPLICATEURS: Cas de la sonde coaxiale

La sonde coaxiale est basée sur la terminaison d'une structure coaxiale dont on modifie le coefficient de réflexion en l'appliquant à l'échantillon. Les travaux de Cole, Stuchly et la proposition de Marcuvitz [I.32-I.34] permettent de bien comprendre le fonctionnement d'une sonde coaxiale.

La figure ci-dessous présente les différents types de sondes coaxiales utilisées. Les sondes pénétrantes sont particulièrement intéressantes pour les matériaux liquides. Pour des raisons d'usinage, nous nous fixons sur les sondes affleurantes, car elles ne nécessitent aucune préparation particulière des échantillons si ce n'est d'assurer une surface parfaitement plane entre le matériau et la sonde afin d'obtenir un bon contact électrique.



**Figure 17a:** Sondes affleurantes : (a) diélectrique sans métallisation arrière, b) diélectrique avec métallisation arrière

**Figure 17b:** Sondes pénétrantes : (a) diélectrique sans métallisation arrière, b) diélectrique avec métallisation arrière

Le schéma électrique équivalent de toutes ces structures est constitué par une ligne de transmission représentant la sonde et d'une impédance (ou d'une admittance) en bout de ligne caractérisant le matériau.

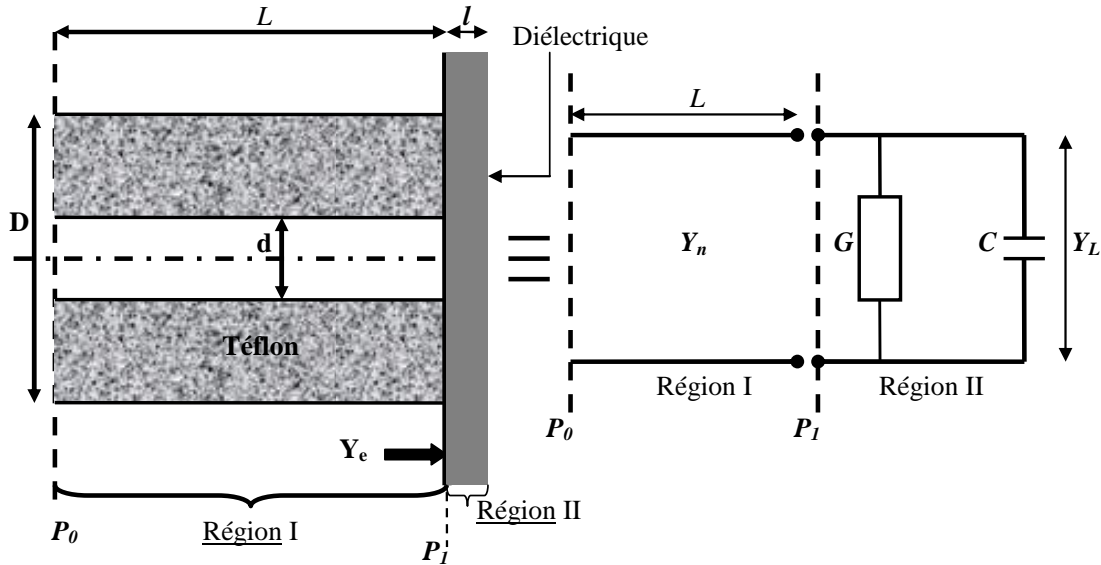


Figure 18: Représentation d'une sonde coaxiale et de son circuit électrique équivalent

Le plan de référence  $P_0$  (représentant aussi le Port 1) de la sonde coaxiale est directement relié à l'appareil de mesure, le plan de référence  $P_1$  est en contact avec l'échantillon à caractériser (Cf. Fig. 16). Les types de matériaux déjà utilisés avec cette configuration varient du liquide au solide [I.34-I.36].

L'admittance en bout de sonde, est déterminée à partir des mesures selon la configuration suivante :

$$Y_e(\omega) = G + j\omega C = G_0 \sqrt{\epsilon_d} th(\gamma l) \quad (I.39)$$

Par ailleurs, dans le cas de la silice que nous utilisons,  $l = (500 + 10/-0) \mu m$  ; cette longueur étant très faible vis-à-vis de la longueur d'onde, nous avons :

$$th(\gamma l) \# \gamma l = j\beta_0 l \sqrt{\epsilon_d} \quad (I.40a)$$

$$Y_e \# Y_0 \sqrt{\varepsilon_d} j \beta_0 l \sqrt{\varepsilon_d} = j \beta_0 Y_0 \varepsilon_d l \quad (\text{I.40b})$$

Rappelons que :  $\beta_0 = \omega \sqrt{L_0 C_0}$  et  $Y_0 = \frac{1}{Z_0} = \sqrt{\frac{C_0}{L_0}}$ . La relation I.40b conduit à :

$$Y_e = j \omega C_0 \varepsilon_d l = j \omega C_0 \varepsilon_r l (1 - j \tan \delta_d) = G + jB \quad (\text{I.41})$$

Par identification, nous avons  $G = \omega C_0 \varepsilon_r l \tan \delta_d$  et  $B = C_0 \omega \varepsilon_r l$ . Ces grandeurs sont exprimées en Siemens.

### I.3-/ ETUDE COMPARATIVE DES DIFFERENTES METHODES

Dans ce paragraphe, sous forme de tableau, nous résumons les deux grandes méthodes utilisées dans la caractérisation des matériaux, à savoir : la méthode large bande et la méthode bande étroite. Le choix d'une monture associée à une procédure d'extraction dépend de la précision recherchée sur les différents paramètres électriques du matériau ( $\varepsilon_r$  ou  $\tan \delta_d$ ).

Cellule de mesure	Paramètres mesurés	Grandeurs physiques	Types de bandes	Erreur relative	Tangente de perte
Espace libre	$S_{ii}$ et/ou $S_{ij}$	$\varepsilon_r$ et/ou $\mu_r$	Large bande ou étroite	-/-	$> 10^{-2}$
Cavité résonante	$S_{ii}$ ou $S_{ij}$	$\varepsilon_r$ ou $\mu_r$	Fréquence unique	$< 2\%$ sur $\varepsilon_r$	$< 10^{-3}$
Capacité M.I.M	$S_{ii}$ et $S_{ij}$	$\varepsilon_r$	Large bande	$< 5\%$ sur $\varepsilon_r$	-/-
Ligne de transmission	$S_{ii}$ et $S_{ij}$	$\varepsilon_r$ et/ou $\mu_r$	Large Bande	$< 5\%$ sur $\varepsilon_r$	$> 10^{-3}$
Sonde coaxiale	$S_{ii}$	$\varepsilon_r$	Large Bande	$< 5\%$ sur $\varepsilon_r$	$> 5.10^{-2}$

Tableau 5: Comparaison des méthodes de ligne de transmission et de l'espace libre [37-40]

Le tableau 5 montre que la technique de la sonde en réflexion ne permet pas d'extraire des tangentes inférieures à  $5.10^{-2}$ . Cette limitation est causée par les pertes par rayonnement. On peut réduire l'effet des pertes par rayonnement en plaçant des métallisations sur une ou plusieurs faces de l'échantillon.

A partir du tableau ci-dessus, nous pouvons constater que combiner la technique de la cavité et celle de la sonde en réflexion permettrait de balayer une large plage de fréquence d'une part, d'atteindre de bonnes précisions sur  $\epsilon_r$ , d'autre part et enfin, d'extraire des tangentes de pertes inférieures à  $10^{-2}$ .

## **I.4-/ CONCLUSION**

La technique de la ligne de transmission permet de caractériser des matériaux de différentes formes (liquide, granules, plaquettes, etc.) avec une bonne précision sur la permittivité, en particulier dans la configuration coaxiale. Dans le chapitre suivant, nous développerons et appliquerons cette méthode au gel fantôme dont les caractéristiques électriques sont connues, ce qui permettra en même temps de valider la technique d'extraction.

Les circuits électroniques sont réalisés sur des substrats de type FR4, Alumine, etc. La méthode des lignes de transmission sera également développée pour la configuration micro ruban afin de pouvoir caractériser les substrats couramment utilisés dans les applications électroniques et radiofréquences.

## BIBLIOGRAPHIE

- [I.1] Dakin, T. W. and Works, C. N., "Microwave Dielectric Measurements," *J. Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 789-796, September 1947.
- [I.2] Bowie, D. M and Kelleher, K. S., "Rapid Measurement of Dielectric Constant and Loss Tangent," *IRE Trans. on Microwave Theory & Tech.*, vol. 4, pp. 137-140, 1956.
- [I.3] A. R. Von Hippel, "Dielectric Materials And Applications," *New-York: Wiley*, pp. 134-135, 310-332, 1954.
- [I.4] P. K. Kadaba, "Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability in the Millimeter region by a Frequency-Domain technique," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 33, pp. 336-340, 1984.
- [I.5] Gerhard L. Friedsam & Erwin M. Biebl, "A Broadband Free-Space Dielectric Properties Measurement System at Millimeter Wavelengths," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 46, n°2, pp. 515-518, April 1997.
- [I.6] Florence Sagnard, Faroudja Bentabet & Christophe Vignat, "In situ Measurements of the Complex Permittivity of Materials Using Reflection Ellipsometry in the Microwave Band: Experiments (Part II)," *IEEE Trans. on Instrument. & Meas.*, vol. 54, N° 3, pp. 1274-1282, June 2005.
- [I.7] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan & V. K. Varadan, "Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 39, n° 2, pp. 387-394, April 1990.
- [I.8] D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan & V. K. Varadan, "A Free-Space Method for Measurement of Dielectric Constants and Loss Tangents at Microwave Frequencies," *IEEE Trans. Instrument. Meas.*, vol. 38, pp. 789-793, 1989.

- [I.9] Inigo Cuinas & Manuel Garcia Sanchez, "Measuring, Modeling and Characterization of Indoor Radio Channel at 5.8GHz," *IEEE Trans. on Veh. Tech.*, vol. 50, N° 2, pp. 526-535, March 2001.
- [I.10] C. P. Neo & Vijay K. Varadan, "Optimization of Carbon Fiber Composite for Microwave Absorber," *IEEE Trans. on Elect. Compatibility*, vol. 46, N° 1, pp. 102-106, February 2004.
- [I.11] Noor Hasimah et al., "Accuracy Considerations for Dielectric Measurements of Semiconductor Wafers Using Free-Space Microwave Measurement System 8-13 GHz Range," *IEEE RF Conference*, Subang, Selangor, Malaysia, October 2004.
- [I.12] S. Biju Kumar et al., "A Simple Free-Space Method For Measuring The Complex Permittivity of Single and Compound Dielectric Materials," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 26, No. 2, pp. 117–119, July 2000.
- [I.13] Michael D. Janezic, James Baker-Jarvis, B. Riddle, C. L. Holloway, N. G. Paulter & J. E. Blendell "Dielectric and Conductor-Loss Characterization & Measurements on Electronic Packaging Materials," *NIST Technical note 1520*, boulder, Colorado, USA, July 2001.
- [I.14] David M. Pozar, "Microwave Engineering," Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., 1988.
- [I.15] J. Krupka, A. I. Nosich et al., "Whispering Gallery Modes in Rutile Resonators at Millimeter Wave Frequencies," in *13<sup>th</sup> International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*, MIKON-2000, 2000.
- [I.16] Chen Wang, "Determining Dielectric Constant and Loss Tangent in FR-4," UMR EMC Laboratory Technical Report: TR00-1-041, March 2000.

- [I.17] M. E. Tobar, J. Krupka et al., "Measurements of Low-Loss Crystalline Materials for High-Q temperature Stable Resonator Applications," in *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum*, pp. 573-576, 1999.
- [I.18] James Baker-Jarvis et al., "Dielectric Characterization of Low-loss Materials: A Comparison of Techniques," *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation.*, vol. 5, n° 4, pp. 571-577, August 1998.
- [I.19] P. Lombard, J-D. Arnould, O. Exshaw, P. Benech, A. Farcy & J. Torres, "Characterization of MIMCu-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Cu Capacitors in 0.12µm – CMOS Technology for Radio-Frequency Application," *Mediterranean Microwave Symposium (M.M.S)*, Marseille, France, June 2004.
- [I.20] F. Gardiol, "Hyperfréquences," Ed. Dunod, Presses Polytechniques Romandes, 1987.
- [I.21] Janezic M. D., & William D. F., "Permittivity Characterization from Transmission-line Measurement," *IEEE Trans. on Microwave Theory & Tech.*, vol. 3, n° 8, pp. 1343–1346, June 1997.
- [I.22] C. Heyward Riedell et al., "Dielectric Characterization of Printed Circuit Board Substrates," *IEEE Trans. on Instrumentation & Measurement*, vol. 41, n° 5, pp. 437-440, April 1990.
- [I.23] Janezic M. D., Jargon J. A., "Complex Permittivity Determination from Propagation Constant Measurements," *IEEE Microwave & Guided Wave Letters*, vol. 9, n° 2, pp. 76–79, February 1999.
- [I.24] Janezic M. D., Dylan F. William, Volker Blaschke, Arun Karamcheti & Chi Shih Chang, "Permittivity Characterization of Low-k Thin Films from Transmission-line Measurements," *IEEE Trans. on Microwave Theory & Tech.*, vol. 51, n° 1, pp. 132–136, January 2003.

- [I.25] John. R. Brews, "Transmission line Models for Lossy Waveguide Interconnections in V.L.S.I.," *IEEE Trans. On Electron Devices*, vol. 33, pp. 1356-1365, N°9, September 1986.
- [I.26] R. B. Marks & D. F. Williams, "Characteristic Impedance Determination using Propagation Constant Measurement," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 1, n° 6, pp. 141-143, June 1991.
- [I.27] Karl J. Bois et al, "Dielectric Plug-loaded Two-Port Transmission Line Measurement Technique for Dielectric Property Characterization of Granular and Liquid Materials," *IEEE Trans. on Instrumentation & Measurement*, vol. 48, n° 6, pp. 1141-1148, December 1999.
- [I.28] Brian C. Wadell, "Transmission Line Design Handbook", Boston, Massachusetts, Artech House, 1991.
- [I.29] Sheng-Gen Pan, "Characteristic Impedances of Coaxial System Consisting of Circular and Noncircular Conductors," *IEEE Trans. on Microwave Theory & Tech.*, vol. 36, n° 5, pp. 917–921, August 1988.
- [I.30] James Baker-Jarvis, "Transmission/Reflection And Short-Circuit Line Permittivity Measurements," *National Institute Of Standards And Technology (NIST)*, pp. 68-76, July 1990.
- [I.31] B. J. Wolfson & S. M. Wentworth, "Complex Permittivity and Permeability Measurement using a Rectangular Waveguide," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 27, n° 3, pp. 180-182, September 2000.
- [I.32] T. Marsland and S. Evans, "Dielectric Measurements with an Open-Ended Coaxial Probe," *IEE Proc.*, vol. 134, Pt. H, pp. 341-349, August 1987.
- [I.33] T. Athey, M. Stuchly and S. Stuchly, "Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues With an Open-Ended Coaxial Line: Part II-



- Experimental Results”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-30, pp. 87-92, January 1982.
- [I.34] J. R. Mosig, J. C. E. Besson, M. Gex-Farby and F. E. Gardiol, “Reflection of an Open-Ended Coaxial Line and Application to Non-destructive Measurement of Materials,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-30, pp. 46-51, March 1981.
- [I.35] J. R. Mosig, J. C. E. Besson, M. Gex-Farby and F. E. Gardiol, “Reflection of an Open-Ended Coaxial Line and Application to Non-destructive Measurement of Materials,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-30, pp. 46-51, March 1981.
- [I.36] V. Teodoridis, T. Sphicopoulos and F. E. Gardiol, “The Reflection From an Open-Ended Rectangular Waveguide Terminated by a Layered Dielectric Medium,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 33, pp. 359-366, 1985.
- [I.37] R. Seaman, E. Burdete and R. Dehaan, “Open-Ended Coaxial Exposure Device for Applying RF/Microwave Fields to very Small Biological Preparations”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 37, pp. 102-111, January 1989.
- [I.38] K. Staebel and D. Misra, “An Experimental Technique for in vivo Permittivity Measurement of Materials at Microwave Frequencies”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp. 337-339, March 1990.
- [I.39] E. Salahum, P. Queffelec, M. Le Floch and Ph. Gelin, “A Broad-Band Permeameter for in situ Measurements of Rectangular Samples,” *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. 37, n° 4, pp. 2743-2745, July 2001.
- [I.40] A. Peden, D. Bourreau, “Mesures en Espace Libres sans Filtrage temporel: Caractérisation large Bande de Matériaux et de Dispositifs Quasi-Optiques en Bande Ka et W,” 12<sup>ème</sup> Journées Nationales Micro-ondes, Poitiers, Mai 2001.
- [I.41] P. Queffelec et al., “A Microstrip Device for the Broad-Band Simultaneous Measurement of Complex Permeability and Permittivity,” *IEEE Trans. on Magnetic*, vol. 30, n° 2, pp. 224-231, March 1994.

- [I.42] P. Queffelec, M. Le Floch & Ph. Gelin, “New Method for Determining the permeability tensor of magnetized Materials in a wide Frequency Range,” *IEEE Trans. on Microwave Theory and Meas.*, vol. 48, n° 8, pp. 1344-1351, August 2000.

## CHAPITRE II - CARACTERISATION DE MATERIAUX EN UTILISANT DES LIGNES DE TRANSMISSION

### INTRODUCTION

Après avoir présenté les principes des différentes méthodes de caractérisation de matériaux dans le chapitre I, nous nous focalisons sur la technique des lignes de transmission.

La validation expérimentale, qui est faite avec la configuration coaxiale, sur un matériau mou de type gel fantôme, permet de démontrer la précision de la méthode d'extraction sur une structure homogène propageant un mode TEM. L'application à la configuration micro ruban nous permettra d'extraire les paramètres électriques de lignes inhomogènes sur des substrats de type époxy ou FR-4.

Les propriétés électromagnétiques des matériaux sont définies par la permittivité  $\epsilon_d$  et par la perméabilité relative complexe  $\mu_d$ . Le premier décrit la réaction du milieu soumis à une excitation électrique (E) et le second traduit le comportement face à une excitation magnétique (H). Le choix des méthodes de caractérisation électromagnétique est étroitement lié d'une part à la nature (magnétique ou diélectrique, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou inhomogène) de l'échantillon à caractériser, et d'autre part à sa forme (matériau solide, liquide, gazeux, épais ou film mince) [II.1-II.3].

En général, le principe des méthodes consiste à placer un échantillon sur le trajet d'une onde électromagnétique et à mesurer les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission qui seront différents selon les propriétés du matériau étudié. Ce qui permet de remonter aux paramètres intrinsèques du matériau.

La méthode des lignes de transmission est basée sur la détermination des paramètres de propagation (une constante de propagation  $\gamma$  et une impédance caractéristique  $Z_c$ ) en présence du matériau à tester. Plusieurs publications, portant sur les lignes de transmissions font apparaître l'existence de deux techniques

souvent utilisées : La technique d'une ligne de transmission et la technique de deux lignes de transmission de longueurs différentes pour extraire les paramètres électriques des matériaux.

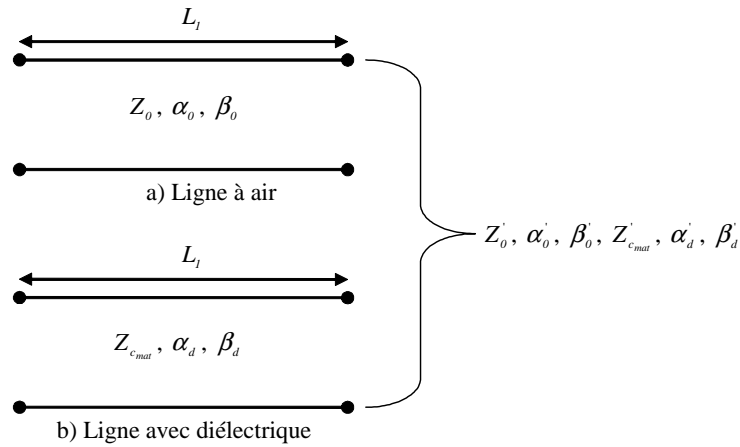


Figure 1: Ligne de transmission en présence de ses paramètres de propagation

Avec la technique d'une ligne, on ne peut extraire que  $\gamma$  et  $Z_c$ , ce qui permet de déterminer les paramètres électriques et magnétiques intrinsèques du matériau. Dans le cas de la technique de deux lignes de transmission de longueurs différentes, nous ne pouvons extraire uniquement la constante de propagation  $\gamma$ . Ce qui permet d'extraire uniquement les paramètres électriques du matériau.

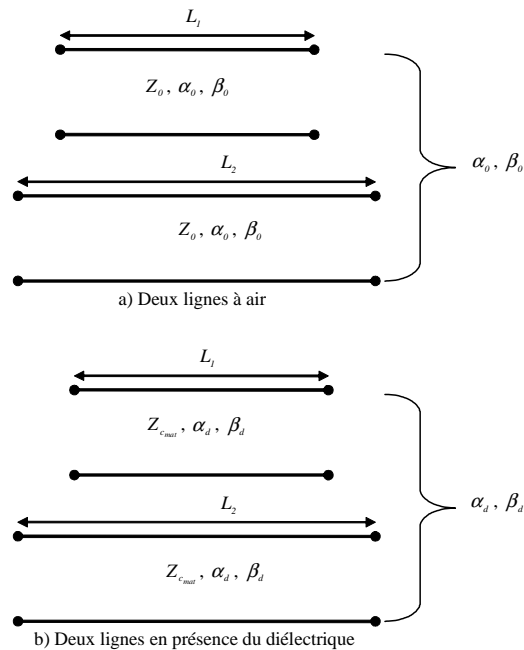


Figure 2: Deux lignes de transmission en présence de ses paramètres de propagation

## II.1-/ EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES A PARTIR DES PARAMETRES DE PROPAGATION

A partir des paramètres S mesurés en présence et en absence du diélectrique dans un système à deux ports, on extrait les paramètres de propagation. Faire les mesures en présence et en absence de l'échantillon à caractériser permet de dissocier les paramètres électriques de l'échantillon des conducteurs de la monture.

Les constantes de propagation dans la monture sont notées  $\gamma_{air}$  à vide, et  $\gamma_{mat}$  en présence du matériau.

$$\gamma_{air} = \alpha_{cond} + j\beta_{air} \quad \text{où} \quad \beta_{air} = \frac{\omega}{c} \quad (II.1a)$$

$$\gamma_{mat} = \alpha_{cond} + \alpha_d + j\beta_d = \alpha_{cond} + \gamma_d \quad (II.1b)$$

La permittivité effective complexe du matériau est reliée à la constante de propagation dans le matériau par :

$$\gamma_{mat} = \alpha_{cond} + j\beta_{air} \sqrt{\tilde{\epsilon}_{eff}} \quad (II.2)$$

On détermine ainsi la permittivité effective par la relation ci-dessous :

$$\tilde{\epsilon}_{eff} = \left( \frac{\gamma_d}{j\beta_{air}} \right)^2 = \left( \frac{\beta_d}{\beta_{air}} \right)^2 - \left( \frac{\alpha_d}{\beta_{air}} \right)^2 - 2j \frac{\alpha_d \beta_d}{\beta_{air}^2} \quad (II.3)$$

La permittivité effective est reliée à la permittivité intrinsèque du matériau par des relations qui dépendent du mode qui se propage dans la structure. Si la structure est homogène (exemple de la ligne coaxiale), le mode propagé est TEM, et la constante de propagation est indépendante des dimensions :  $\tilde{\epsilon}_{eff} = \epsilon_d$ . Dans ce cas, la précision

sur  $\epsilon_r$  dépend du terme  $\Delta = \left( \frac{\alpha_d}{\beta_{air}} \right)^2$  en comparaison à I.32a des équations de Brews.

$$\epsilon_r = \left( \frac{\beta_d}{\beta_{air}} \right)^2 - \left( \frac{\alpha_d}{\beta_{air}} \right)^2 \quad (II.4a)$$

$$\tan \delta_d = 2 \frac{\alpha_d \beta_d}{\beta_d^2 - \alpha_d^2} \quad (II.4b)$$

Dans le cas de structures inhomogènes (micro-ruban, coplanaire, etc.), l'énergie n'est pas confinée, la propagation est Quasi-TEM et on doit tenir compte des dimensions de l'échantillon et de celles de la structure afin de remonter aux paramètres électriques intrinsèques de l'échantillon [II.3-II.6]. Dans ce cas,  $\tilde{\epsilon}_{eff} \neq \epsilon_d$ .

## II.2-/ METHODE D'UNE SEULE LIGNE DE TRANSMISSION

Le principe de la méthode d'extraction repose sur la mesure fréquentielle des paramètres S d'une ligne de transmission. L'échantillon à caractériser est directement inséré dans la monture sous test. Cette méthode permet d'extraire la constante de propagation  $\gamma$  et l'impédance caractéristique de la ligne de transmission notée  $Z_c$ .

*Principe :* Considérons une ligne de transmission de longueur L, d'impédance caractéristique  $Z_c$  et de constante de propagation  $\gamma$ . Cette ligne de transmission peut être considérée comme un quadripôle d'entrée 1 et de sortie 2.

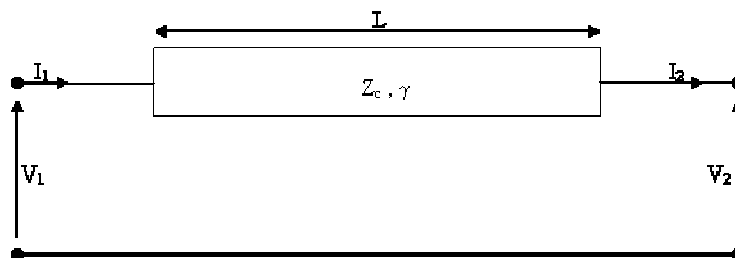


Figure 3: Ligne de transmission en présence de ses accès d'entrée et de sortie.

Les accès 1 et 2 sont alimentés par les tensions  $V_1$  et  $V_2$ . La relation entre  $(V_1, I_1)$  et  $(V_2, I_2)$  est donnée par la matrice chaîne caractéristique de cette ligne. Cette matrice se calcule en tenant compte de la propagation de ces grandeurs dans la ligne. Les expressions des tensions et courants aux deux extrémités sont établies sous forme matricielle par une matrice appelée « matrice chaîne [ABCD] » :

$$\begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.5})$$

En annexe 2, nous avons les relations entre les paramètres S et la matrice [ABCD]. De II.5, on extrait les éléments de [ABCD] liés aux paramètres électriques tels que:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma L) & Z_c \sinh(\gamma L) \\ \frac{\sinh(\gamma L)}{Z_c} & \cosh(\gamma L) \end{bmatrix} \quad (\text{II.6})$$

Nous établissons les deux principales relations ci-dessous pour tout type de configuration de ligne de transmission à deux accès [II.7]:

$$Z_c = \sqrt{\frac{B}{C}} \quad (\text{II.7})$$

$$\gamma = \frac{\cosh^{-1}(A)}{L} \quad (\text{II.8})$$

En remplaçant les éléments A, B et C des expressions II.7 et II.8 par les paramètres S (cf. Annexe 1), on obtient  $\gamma$  et  $Z_c$ . Nous rappelons que  $Z_n$  est l'impédance de normalisation, généralement égale à  $50\Omega$ .

$$Z_c = Z_n \sqrt{\frac{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}} \quad (\text{II.9})$$

$$\gamma = \frac{\left[ \cosh^{-1} \left( \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{21}S_{12}}{2S_{12}} \right) \right]}{L} \quad (\text{II.10})$$

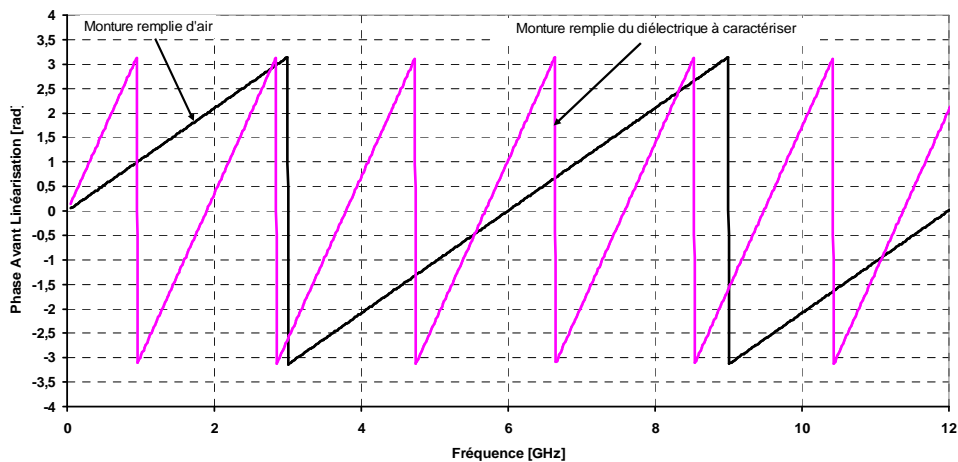
La détermination des caractéristiques électriques d'un matériau nécessite au moins deux mesures [II.8-II.10], à savoir, la mesure à vide ( $\gamma_{air}$  et  $Z_{c_{air}}$ ) et celle en présence du matériau à tester ( $\gamma_{mat}$  et  $Z_{c_{mat}}$ ).

### II.2.1- Calcul de la constante de propagation

Le calcul de  $\gamma L$  à partir de paramètres S utilise la fonction Acosh (cf. II.10) qui retourne un angle compris entre  $-\pi$  et  $+\pi$  dans la plupart des calculateurs. Ce qui se traduit par des sauts de phase sur les courbes de constantes de propagation calculées. Or le calcul de permittivité effective est basé sur le rapport entre deux constantes de propagation (dans l'air et en présence du matériau). Ce qui nécessite une correction par la linéarisation de la constante de phase.

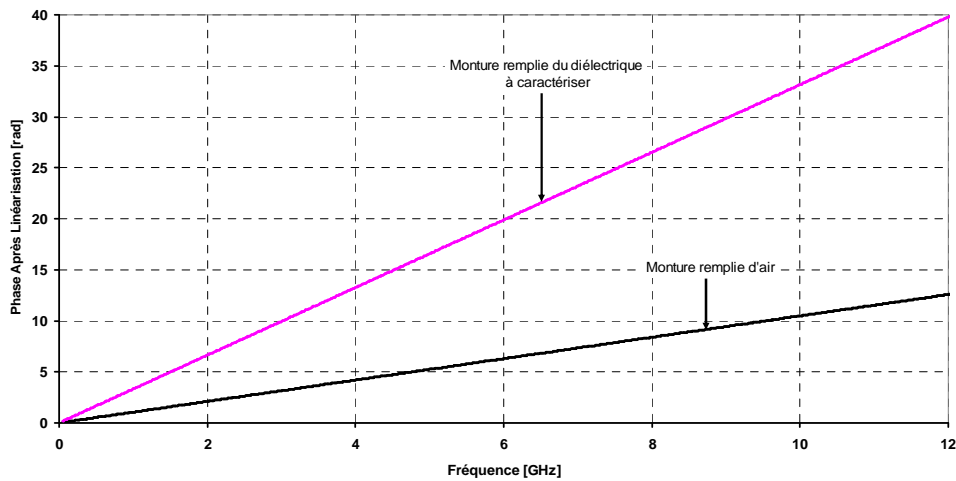
#### a-) Linéarisation de la constante de phase

Ainsi, la correction des sauts de phases est indispensable avant l'extraction. Les figures ci-dessous illustrent ces sauts de phase et leurs corrections.



**Figure 4a:** Saut de phase avant linéarisation, obtenu sous des simulations électriques (ADS) d'une monture coaxial en cuivre:  $l = 50\text{mm}$ ,  $D = 14,36\text{mm}$ ,  $d = 4\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 10$  et  $\tan \delta = 0,02$ .





**Figure 4b:** Saut de phase linéarisé, obtenu sous des simulations électriques (ADS) d'une monture coaxiale en Cuivre:  $l = 50\text{mm}$ ,  $D = 14,36\text{mm}$ ,  $d = 4\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 10$  et  $\tan \delta = 0,02$

Les résultats présentés sur la figure 4 ont été obtenus après des simulations électriques sur ADS. Ces figures illustrent la nécessité de linéariser la phase de  $\gamma$  lors de l'extraction des paramètres électriques de matériau. Ce qui oblige une réécriture de  $\gamma$  après la linéarisation.

### b-) Correction des effets des discontinuités

Le changement géométrique et la variation d'impédance présentent une discontinuité se traduisant par des modifications de la propagation. Une discontinuité est souvent représentée par deux éléments passifs de type capacitif  $C_d$  et inductif  $L_d$ . Dans le cas du changement de dimensions et/ou de diélectrique dans une structure coaxiale, l'effet capacitif est le plus important. La capacité additionnelle représentant la discontinuité varie en fonction de  $\epsilon_r$  mise en jeu par les différents matériaux d'une part et avec les fréquences d'autre part [II.11].

La correction des discontinuités se fait à partir de la matrice ci-dessous en connaissant les paramètres S de l'ensemble et ceux du circuit électrique équivalent (extraction directe ou indirecte).

$$[ABCD]_{\text{réel}} = [ABCD]_{\text{disc}}^{-1} [ABCD]_{\text{mes}} [ABCD]_{\text{disc}}^{-1} \quad (\text{II.11})$$

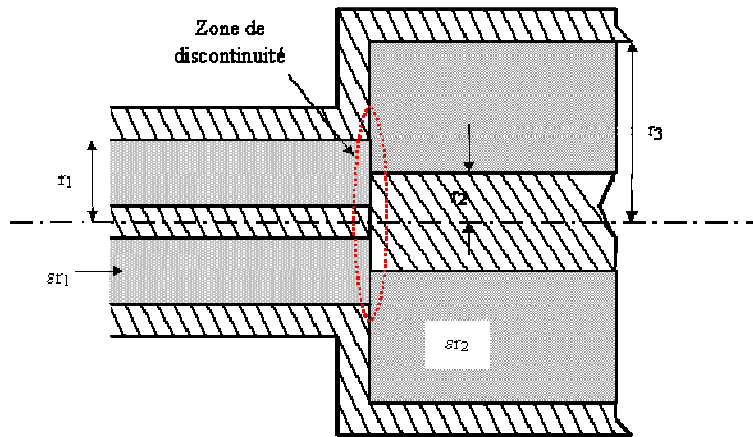


Figure 5a: Structure transversale d'une ligne coaxiale [II.11]

Le schéma électrique équivalent de la discontinuité ci-dessus est représenté ci-dessous :

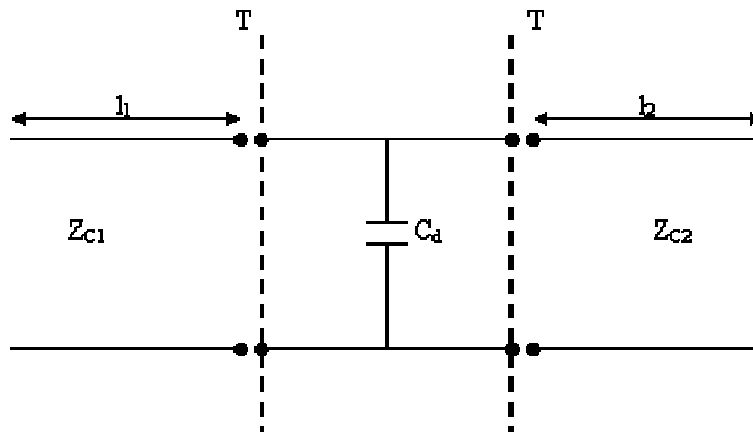


Figure 5b: Schéma électrique équivalent de la zone de discontinuité [II.13]

Dans la littérature, on trouve des expressions donnant des résultats approchés pour déterminer la capacité de discontinuité de cette structure coaxiale en fonction de la fréquence [II.12-II.13].

$$C_d = 2\pi\epsilon_{r_1} r_1 C'_{d_2} + 2\pi\epsilon_{r_2} r_2 C'_{d_1} \quad (\text{II.12})$$

$$C'_{d_1} = \frac{\epsilon_0}{100\pi} \left[ \frac{\alpha_1^2 + 1}{\alpha_1} \ln\left(\frac{1 + \alpha_1}{1 - \alpha_1}\right) - 2 \ln\left(\frac{4\alpha_1}{1 - \alpha_1^2}\right) \right] + 1,11 \cdot 10^{-15} (1 - \alpha_1)(\tau_1 - 1) \text{ F/cm} \quad (\text{II.13a})$$

$$C'_{d2} = \frac{\epsilon_0}{100\pi} \left[ \frac{\alpha_2^2 + 1}{\alpha_2} \ln \left( \frac{1 + \alpha_2}{1 - \alpha_2} \right) - 2 \ln \left( \frac{4\alpha_2}{1 - \alpha_2^2} \right) \right] + 4,12 \cdot 10^{-15} (0,8 - \alpha_2) (\tau_2 - 1,4) \text{ F/cm} \quad (\text{II.13b})$$

$$\text{où } \alpha_1 = \frac{r_2 - r_1}{r_2 - r_0} ; \alpha_2 = \frac{r_2 - r_1}{r_3 - r_1} ; \tau_1 = \frac{r_2}{r_0} ; \tau_2 = \frac{r_3}{r_1} \text{ et } r_0 = \frac{d}{2}$$

Sous forme simplifiée, voici une ligne coaxiale en présence de ses éléments de discontinuité.

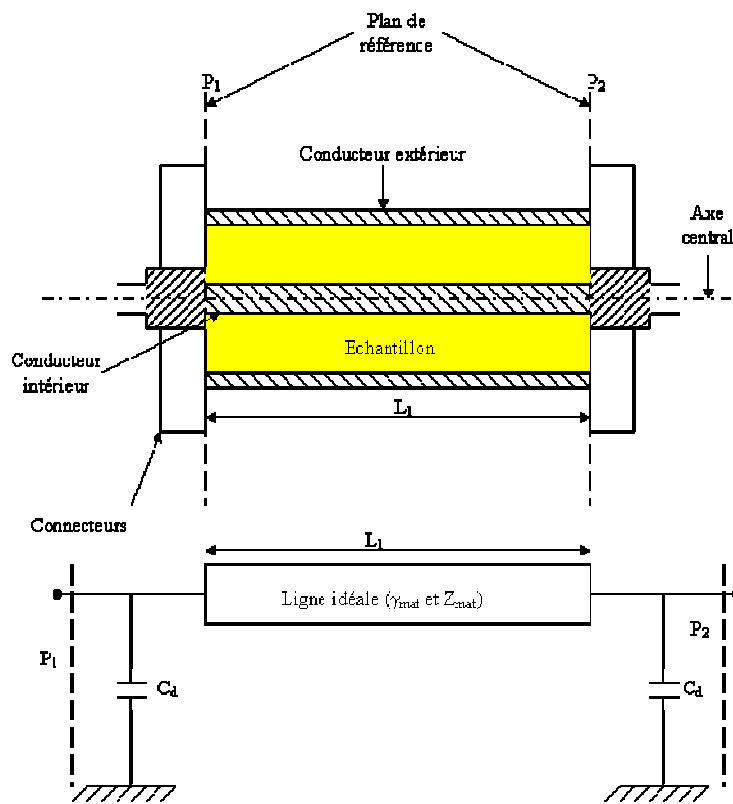
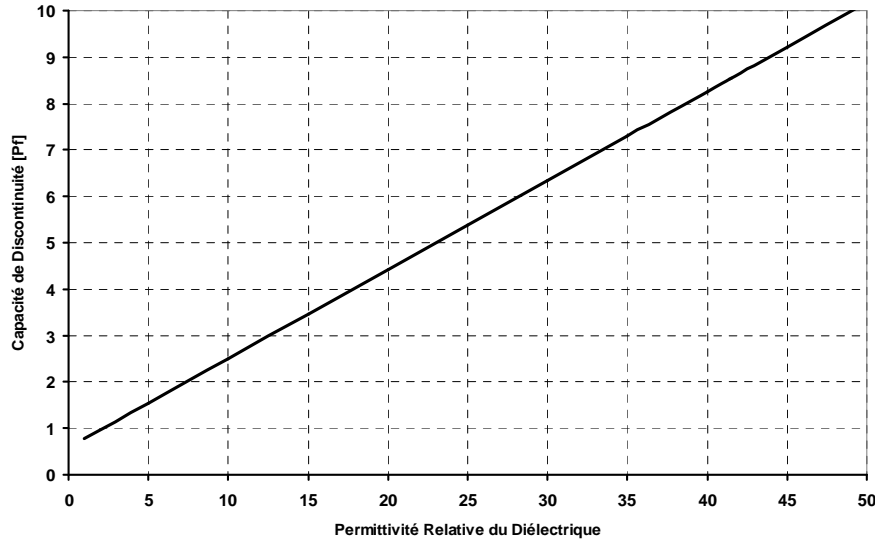


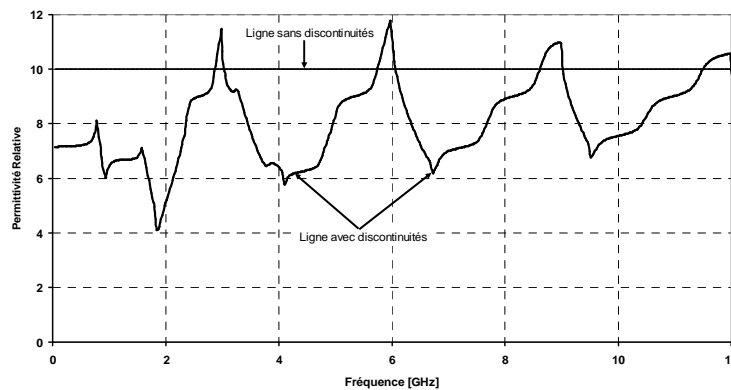
Figure 6: Représentation d'une ligne idéale en présence des discontinuités de type capacitif

Supposant une monture coaxiale de  $r_3 = 7,18\text{mm}$ ,  $r_2 = 2\text{mm}$ ,  $r_1 = 2,05\text{mm}$  et  $r_0 = 0,635\text{mm}$ . Par ailleurs,  $\epsilon_{r_1} = 2,1$  est fixe alors que  $\epsilon_{r_2}$  représente le diélectrique dans la monture et celui-ci est variable. La figure ci-dessous illustre la dépendance de la capacité de discontinuité à  $\epsilon_r$  du diélectrique en appliquant la relation II.12.



**Figure 7:** Variation de la capacité de discontinuité d'une monture coaxiale en fonction de  $\epsilon_{r_2}$

A partir des simulations électriques (SE) d'une ligne idéale, en présence des discontinuités, nous montrons les effets de la discontinuité lors de l'extraction des paramètres électriques.



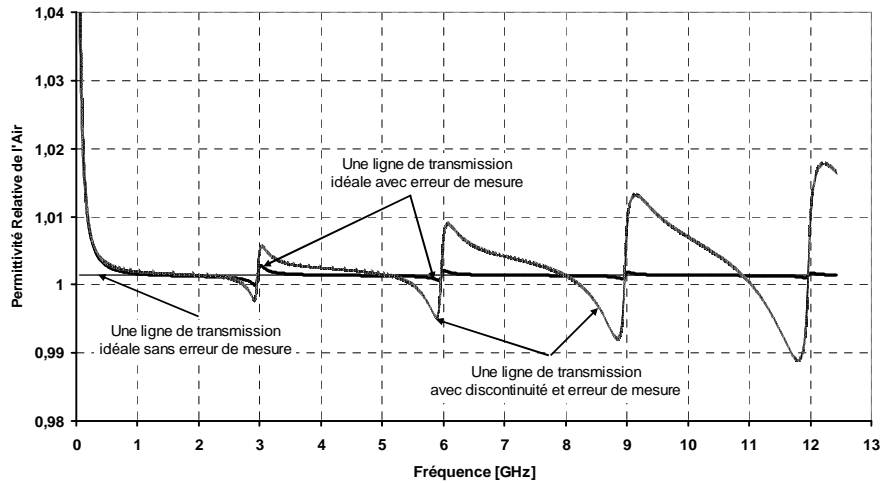
**Figure 8:** Permittivité relative extraite à partir des simulations électriques sur ADS.  $\epsilon_{r_{init}} = 10$  ; coaxiale de  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$  ,  $\tan \delta = 0,02$  ;  $C_{\text{air}} = 0,7821\text{pF}$  et

$$C_{\text{mat}} = 2,057\text{pF}$$

La présence de discontinuités ne permet pas une bonne précision d'extraction des paramètres électriques de l'échantillon. Afin de corriger les effets de ces discontinuités, en première approximation, on détermine les valeurs des capacités  $C_d$  par les formules ci-dessus à partir d'une valeur estimée de la permittivité recherchée.

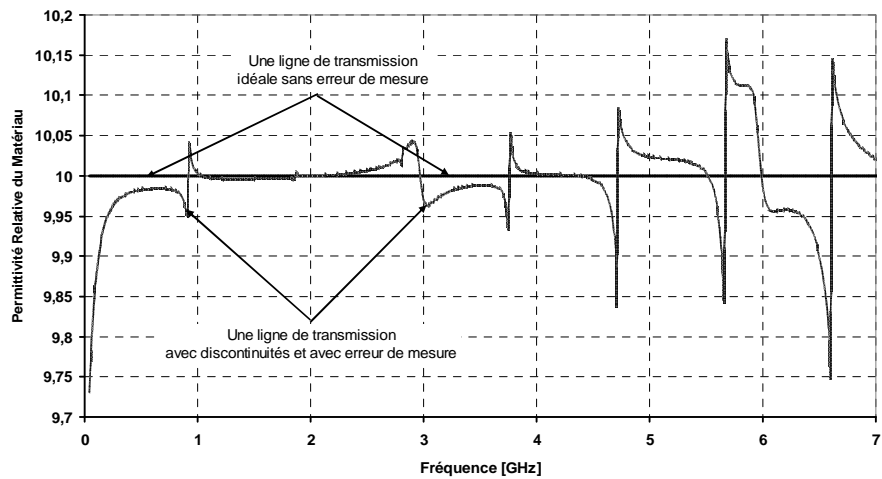
**c-) Effet des erreurs de mesure sur les paramètres électriques du matériau**

Nous supposons avoir fait une erreur de mesure de 5% sur les paramètres S lors de la mesure, puis nous observons l'impact de cette erreur sur les paramètres électriques du matériau.



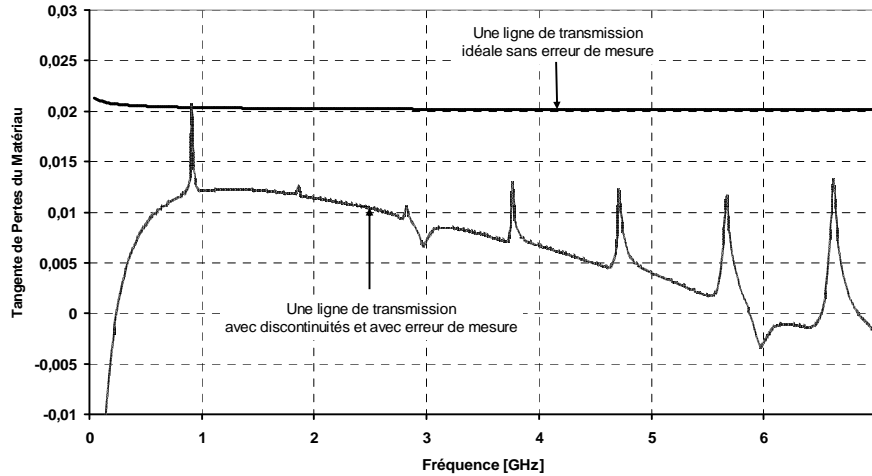
**Figure 9a:** Permittivité relative de l'air après des simulations électriques sur ADS avec 5% d'erreurs.  $\epsilon_{r_{int}} = 1$  ; coaxial en Cu de  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$  ,  $\tan \delta = 0$  ;

$$C_{d_a} = 0,7821\text{pF}$$



**Figure 9b:** Permittivité relative du matériau après des SE sur ADS avec 5% d'erreur.  $\epsilon_{r_{int}} = 10$  ; coaxial en Cu de  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$  ,  $\tan \delta = 0,02$  ;  $C_{d_a} = 0,7821\text{pF}$  et

$$C_{d_m} = 2,057\text{pF}$$



**Figure 8c:** Tangente de pertes du matériau après des SE sur ADS avec 5% d'erreur.  $\epsilon_{r_{mit}} = 10$  ; coaxial en Cu de  $L = 50mm$  ,  $D = 14,36mm$  ,  $d = 4mm$  ,  $\tan \delta = 0,02$  ;  $C_{da} = 0,7821 pF$  et  $C_{dm} = 2,057 pF$

Nous constatons que 5% d'erreur sur les paramètres S occasionne environ 2% d'erreur sur  $\epsilon_r$  de l'air. En utilisant un diélectrique de  $\epsilon_r = 10$  avec la configuration coaxiale aux dimensions précitées, nous obtenons une erreur inférieure à 5% sur  $\epsilon_r$  et plus de 30% sur  $\tan \delta_d$ . Ces erreurs sont croissantes avec la fréquence et élevée aux fréquences de résonance. Le tableau ci-dessous donne une idée sur ce que seront ces erreurs dans la bande allant jusqu'à 10GHz en utilisant une monture coaxiale de  $L = 50mm$  ,  $D = 14,36mm$  et  $d = 4mm$  simulée sur ADS pour un matériau de  $\epsilon_{r_{mit}} = 10$  et de  $\tan \delta = 0,02$ . Nous nous situons dans le cas réel, c'est-à-dire, celui en présence des discontinuités ( $C_{da} = 0,7821 pF$  et  $C_{dm} = 2,057 pF$ ).

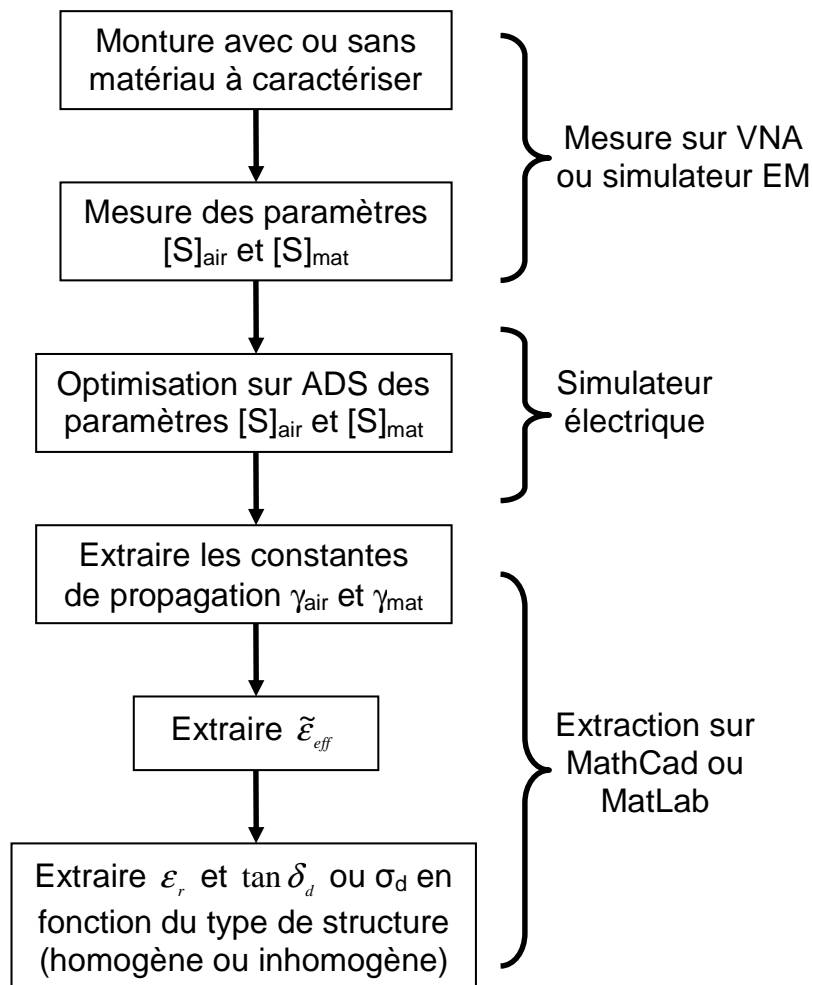
	Paramètres S		
	Erreur de 2%	Erreur de 5%	Erreur de 10%
$\epsilon_{r_{air}}$	< 0,5%	< 2%	< 4%
$\epsilon_{r_{diel}}$	$\cong 2\%$	$\cong 4\%$	$\cong 6,5\%$
$\tan \delta_d$	> 17%	> 30%	> 70%

**Tableau 1:** Erreur d'extraction des paramètres électriques en fonction des erreurs de mesure dans la bande [0 – 10] GHz en utilisant une structure coaxiale

Ce tableau, bien que non exhaustif, montre qu'il faut tenir compte des erreurs de mesure lors de l'extraction de la permittivité et des pertes d'un matériau.

## II.2.2/ Organigramme de la méthode d'une ligne de transmission

Sous forme d'organigramme, nous résumons la méthode de la ligne de transmission unique sur le diagramme suivant :



**Figure 10:** Organigramme d'extraction de  $\varepsilon_r$  et  $\tan \delta_d$  en utilisant la technique d'une ligne

### II.2.3-/ Validation de la méthode d'une ligne de transmission : Application au gel fantôme

Pour valider la méthode présentée, nous utilisons une monture coaxiale pour caractériser les diélectriques mous. Pour que seul le mode T.E.M soit propagé dans la ligne coaxiale, il faut que la condition ci-dessous soit respectée [II.14-II.16]:

$$\lambda \geq \pi(r_3 + r_2) \quad \text{(II.14a)}$$

$D = 2r_3$  et  $d = 2r_2$  sont respectivement le diamètre intérieur du conducteur extérieur et le diamètre extérieur du conducteur intérieur de la monture coaxiale. De la relation II.14a, nous prédisons la fréquence maximale pour laquelle seul le mode T.E.M se propagera. Ce qui permet de calculer les dimensions de la monture de test. Pour une section de la monture coaxiale quelconque, la formule II.14 ci-dessous fixe le domaine de fréquence correspondant à la propagation du mode TEM uniquement [II.16].

$$f_{\max}(\text{GHz}) \approx \frac{95.493}{\sqrt{\epsilon_r}(r_3 + r_2)} \leq f_c \text{ avec } r_3 \text{ et } r_2 \text{ en mm} \quad \text{(II.14b)}$$

Bien que l'on peut en partie corriger les pertes conductrices, nous pouvons minimiser celles-ci en appliquant la relation II.15 ci-dessous lors de l'étape de fabrication de la monture coaxiale circulaire.

$$x = \frac{D}{d} \approx 3,59 \quad \text{(II.15)}$$

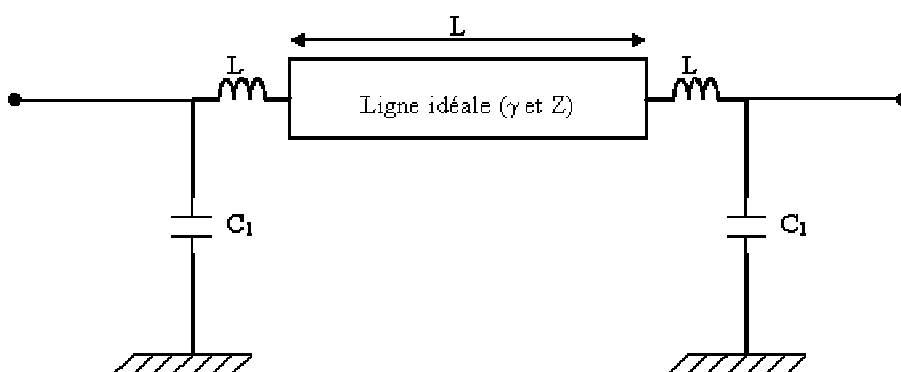
Cette relation suppose que les deux conducteurs sont identiques. Dans la validation, nous avons utilisé des conducteurs en laiton qui sont très sensible à la température.





**Figure 11:** Monture coaxiale circulaire en laiton, de longueur  $L=50\text{mm}$ ,  $D = 14,36\text{mm}$  et  $d = 4\text{mm}$  montée sur l'analyseur de mesure (VNA 8510C)

Le circuit électrique équivalent aux paramètres de discontinuité que nous avons choisi est donné par la figure ci-dessous :

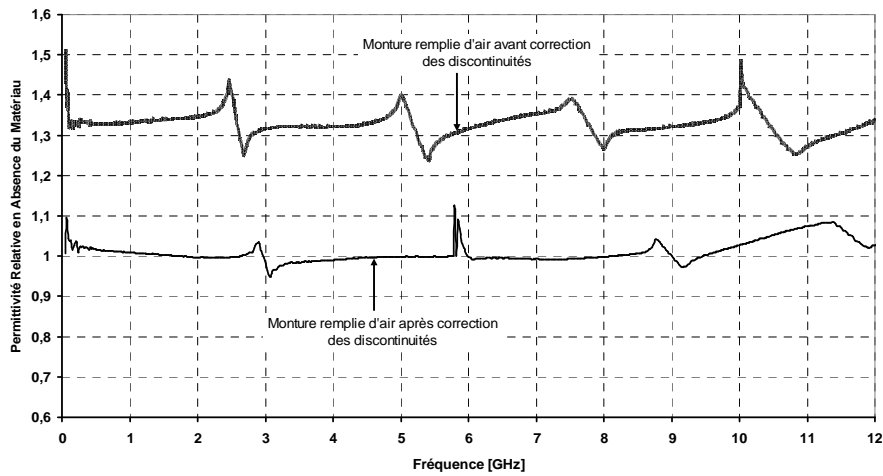


**Figure 12:** Schéma de la ligne coaxiale idéale avec les éléments électriques équivalents aux discontinuités

En supposant connaître à l'avance la permittivité relative du gel à 900MHz, nous avons pu déterminer les éléments de discontinuités dans le cas du gel. En optimisant ce circuit électrique lorsque la monture est vide et lorsqu'elle est pleine,

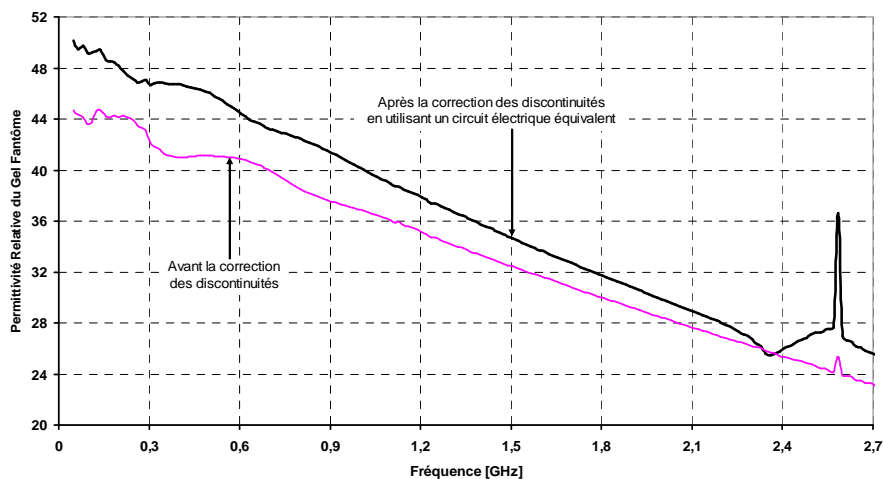
nous avons obtenu les valeurs des éléments de discontinuités suivantes:

$$C_1 = C_{d_{air}} = 256,581.10^{-3} \text{ pF} ; L = 535,616 \text{ pH} \text{ et } C_{d_{mar}} = 3,37317 \text{ pF} .$$



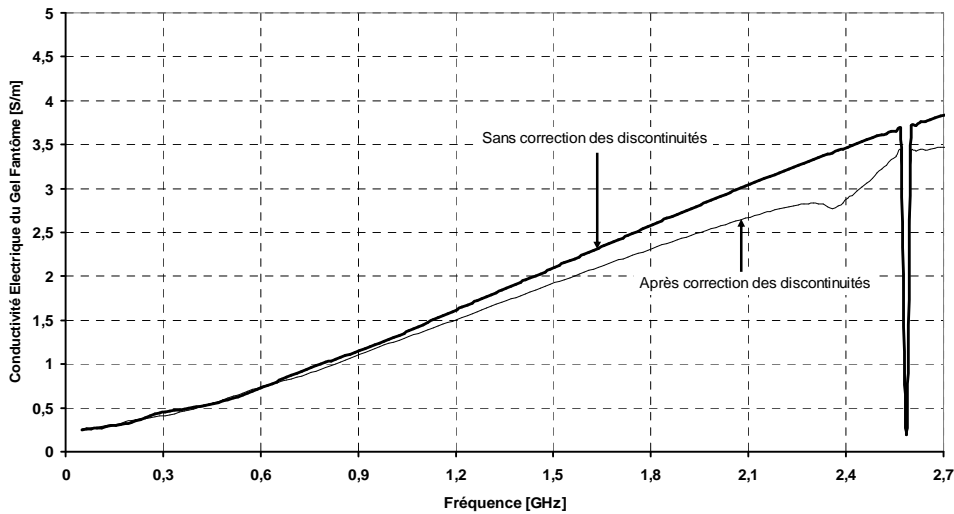
**Figure 13:** Permittivité relative de l'air extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton, de dimension :  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$

Les résultats obtenus et présentés sur la figure 13 confirment la théorie établie précédemment sur la technique d'une ligne de transmission. Nous observons une mauvaise correction des discontinuités aux fréquences de résonances avec une précision de l'ordre de 5% à la première fréquence de résonance. Dans ces conditions, nous pouvons appliquer la technique de la ligne unique au gel fantôme qui est un diélectrique mou.



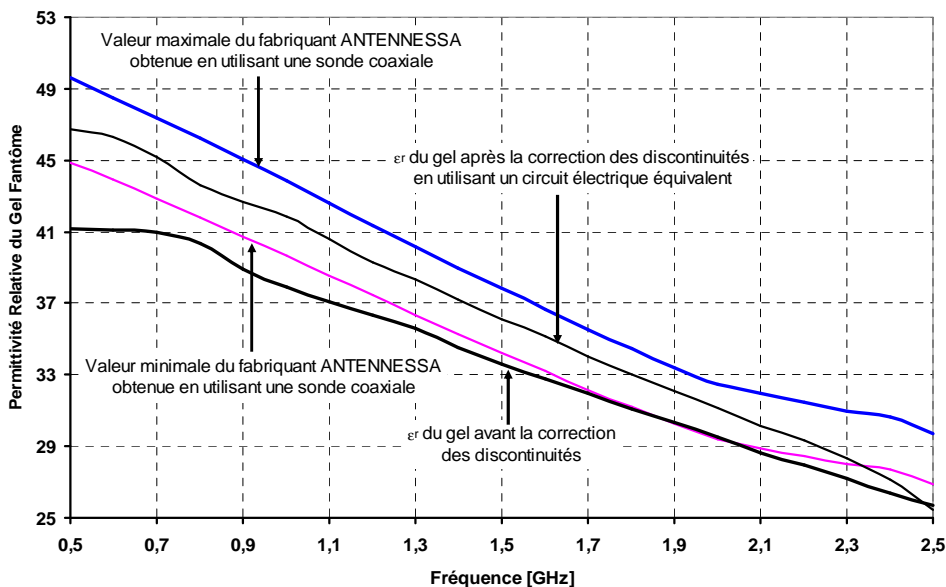
**Figure 14a:** Permittivité relative du gel fantôme extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton, de dimension :  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$

Nous constatons un écart entre les courbes avec et sans correction comme cela a été prédit sur la figure 13.



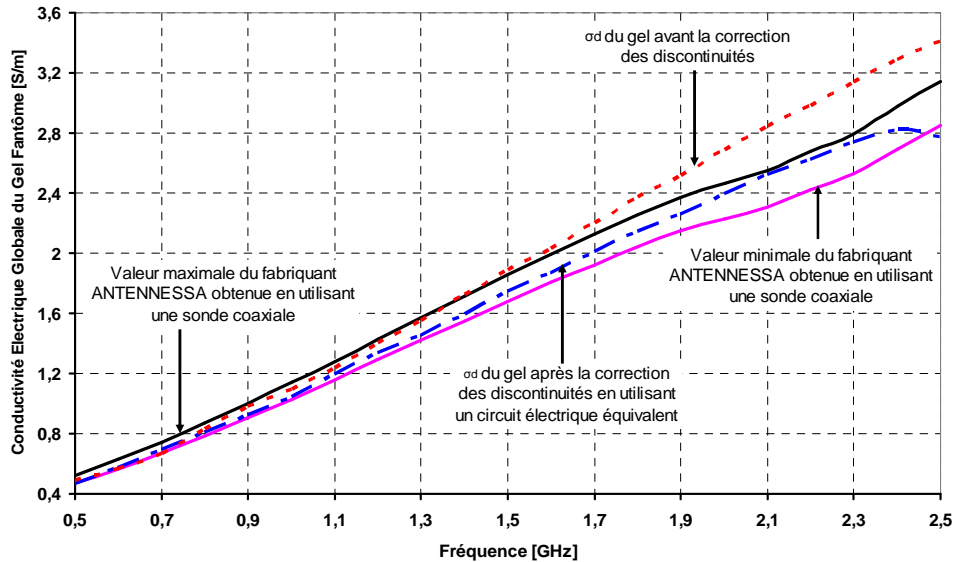
**Figure 14b:** Conductivité électrique du gel fantôme extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton, de dimension :  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$

Nous comparons ces résultats à ceux obtenus par le constructeur dans la bande de fréquence allant de 500MHz à 2,5GHz.



**Figure 14c:** Comparaison des permittivités relatives du gel fantôme extraites à partir des techniques de ligne de transmission (monture en laiton, de dimension :  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$  ) et celle de la sonde coaxiale

Nous faisons la même chose sur les pertes globales représentées par la conductivité électrique apparente.



**Figure 14d:** Comparaison des conductivités électriques globales du gel fantôme extraites à partir des techniques de ligne de transmission (monture en laiton, de dimension :  $L = 50\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$  ) et celle de la sonde coaxiale

Ces résultats sont conformes à ceux obtenus par le constructeur. Ce qui prouve que la correction a été nécessaire et bien.

Sous forme de tableau, nous donnons les valeurs du gel fantôme extraites à la fréquence de 900MHz afin de comparer ceux-ci à celle du constructeur ANTENNESSA [14].

Fréquence	Paramètres	Valeur minimale du fabricant	Valeur maximale du fabricant	Après correction de discontinuité
900 MHz	$\epsilon_r$	39,33	43,47	42,82
	$\sigma$ [S/m]	0,903	0,99	0,903

**Tableau 2:** Comparaison des valeurs du gel fantôme obtenues après extraction en utilisant la technique de la ligne de transmission unique

Nous constatons que les résultats obtenus sont compris dans la fourchette des valeurs maximale et minimale proposées par le fabricant. Sachant que le constructeur obtient à 900MHz,  $\epsilon_r = 41,5$ , cela représente un écart de 3,1%. Ceci indique que la correction des discontinuités à partir d'un circuit électrique a été bien faite.

L'erreur au niveau de la fréquence de résonance étant trop grande d'une part et en supposant ne pas connaître à l'avance la permittivité relative du matériau d'autre part, nous trouvons une limite [II.15-II.16] de la technique d'une ligne de transmission.

En effet, si on ne connaît pas à l'avance la permittivité relative du matériau à caractériser (chose qui n'est pas notre cas), cela rend difficile l'optimisation du circuit de discontinuité.

La correction des discontinuités peut se faire à partir de deux opérations d'optimisation, à savoir : l'extraction directe ( $C_d$  ne dépend pas de  $\epsilon_r$ ) qui se fait en utilisant un circuit électrique équivalent sur ADS et l'extraction indirecte ou itérative ( $C_d$  dépend de  $\epsilon_r$ ) qui se fait à travers une routine de en boucle utilisant entre autre les méthodes de Newton. Dans ce cas, la possibilité d'obtenir deux couples ( $C_d$ ,  $\epsilon_r$ ) donnant les mêmes paramètres S est éventuelle. Par ailleurs, la capacité de discontinuité dépend toujours de la permittivité relative du diélectrique en présence, qui elle même varie avec la fréquence. Cela justifie l'utilisation de la technique de deux lignes de transmission. Cette nouvelle technique fait l'objet de la section suivante.

### **II.3-/ METHODE DE DEUX LIGNES DE TRANSMISSION DE LONGUEURS DIFFERENTES (M.D.L.T.L.D)**

La méthode des deux lignes est décrite comme permettant d'extraire la constante de propagation comme l'illustre la figure 2 et de s'affranchir des discontinuités d'impédances au niveau des connecteurs des lignes de transmission réalisées, ce qui lui confère une précision plus grande. A la différence de la technique de la ligne unique, elle ne permet pas d'extraire directement l'impédance

caractéristique de la ligne de transmission [II.17]. Elle nécessite la symétrie des embases de contact. Plusieurs possibilités existent dans la littérature pour extraire la constante de propagation.

Avant de développer la technique de deux lignes de transmission, nous introduisons d'abord la notion du quadripôle pour mieux comprendre les différents liens existant entre paramètres mis en exergue.

La prise en compte des phénomènes de propagation, de réflexion et d'ondes stationnaires repose sur l'existence d'une onde incidente et d'une onde réfléchie à chaque port d'un multipôle. La représentation du quadripôle ci-dessous permet de définir  $a_k$  comme étant l'onde à l'accès  $k$  et  $b_k$  l'onde émergente de l'accès  $k$ .

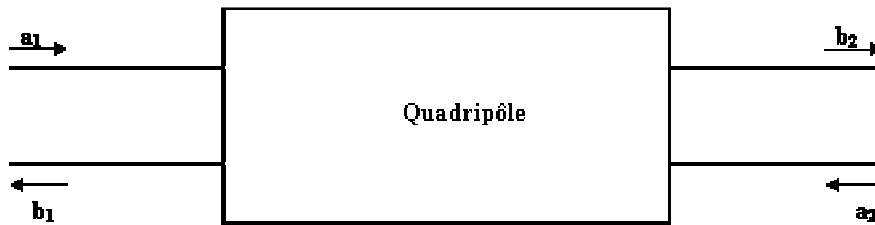


Figure15: Représentation simplifiée d'un quadripôle en présence de ses accès

Le quadripôle peut être représenté par son diagramme de fluence (cf. annexe). Le lien avec les paramètres S se fait par la relation définie ci-dessous :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad \text{(II.16a)}$$

Dans certains cas, on peut faire face à plusieurs quadripôles mis en cascade. Pour cela, la matrice d'onde, encore appelée matrice T (ou paramètre T) a été introduite et est définie par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_2 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad \text{(II.16b)}$$

La transformée des paramètres S en paramètre T permet d'obtenir la relation suivante :

$$T = \frac{1}{S_{21}} \begin{bmatrix} 1 & -S_{22} \\ S_{11} & (S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}) \end{bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

### II.3.1- Calcul des paramètres électriques à partir de deux lignes de transmission de longueurs différentes

La méthode repose sur l'hypothèse d'une symétrie parfaite entre les accès des deux lignes de longueurs différentes. Les dimensions géométriques des structures, permettant de caractériser les matériaux, doivent être identiques. Le type d'étalonnage utilisé dans cette technique reste le même que celui de la méthode de la ligne unique.

Nous traduisons par un schéma simple une ligne de transmission idéale en présence de tous les éléments de mesure et de discontinuité.

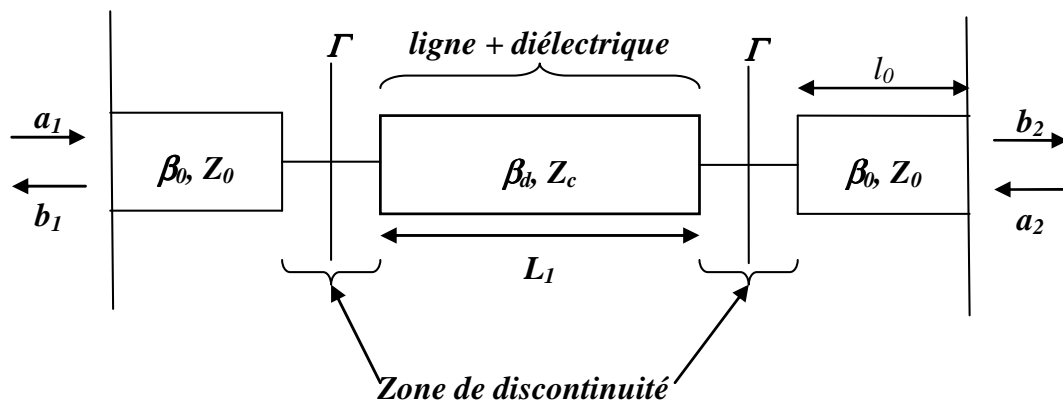


Figure 16a : Ligne de transmission  $L_1$  en présence de tous les éléments de montage [II. 18]

Sachant que  $\Gamma = \frac{Z_c - Z_0}{Z_c + Z_0}$  et  $\gamma = \alpha + j\beta$ , nous pouvons établir la matrice  $T_1$  liée à la figure 16a par la relation ci-dessous, où  $l_0$  est la longueur du tronçons d'entrée et de sortie:

$$[T_1] = \begin{bmatrix} e^{\gamma l_0} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1-\Gamma)^{-1} & \Gamma(1-\Gamma)^{-1} \\ \Gamma(1-\Gamma)^{-1} & (1-\Gamma)^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\lambda_1} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1-\Gamma)^{-1} & \Gamma(1-\Gamma)^{-1} \\ \Gamma(1-\Gamma)^{-1} & (1-\Gamma)^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\gamma l_0} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l_0} \end{bmatrix} \quad (\text{II.18})$$

Par ailleurs, si on augmente la longueur de la ligne centrale  $L_2$ , nous aurons comme l'indique la figure 16b ci-dessous la relation II.19.

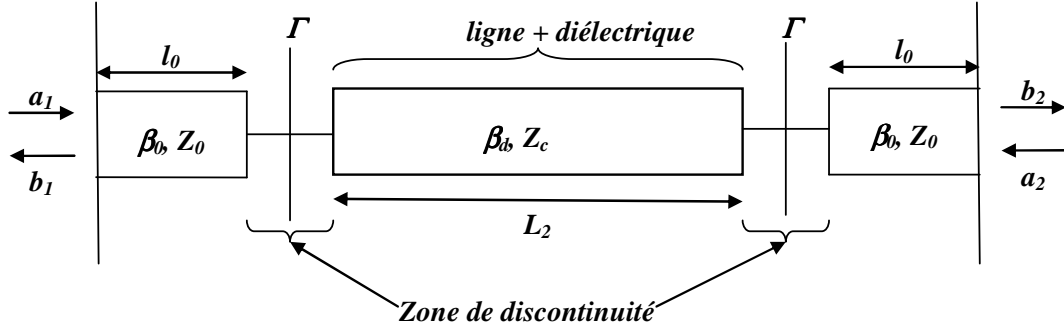


Figure 16b : Ligne de transmission  $L_2$  en présence de tous les éléments de montage

$$[T_2] = \begin{bmatrix} e^{\gamma l_0} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1-\Gamma)^{-1} & \Gamma(1-\Gamma)^{-1} \\ \Gamma(1-\Gamma)^{-1} & (1-\Gamma)^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\lambda_2} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1-\Gamma)^{-1} & \Gamma(1-\Gamma)^{-1} \\ \Gamma(1-\Gamma)^{-1} & (1-\Gamma)^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\gamma l_0} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l_0} \end{bmatrix} \quad (\text{II.19})$$

Nous pouvons aussi écrire que  $[T_1] = [X] \begin{bmatrix} e^{\lambda_1} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda_1} \end{bmatrix} [X]$  et  $[T_2] = [X] \begin{bmatrix} e^{\lambda_2} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda_2} \end{bmatrix} [X]$

d'une part, et nous savons que  $[T^{ij}] = [T^j][T^i]^{-1}$  d'autre part. Ainsi,

$$[T^{12}] = [T_2][T_1]^{-1} = [X] e^{\pm\gamma(L_2-L_1)} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} [X]^{-1} \quad (\text{II.20})$$

La résolution de l'équation II.20 conduit à l'obtention de deux valeurs propres [II.19-II.20] que nous notons  $\lambda_{1T}^{ij} = e^{\gamma(L_2-L_1)}$  et  $\lambda_{2T}^{ij} = e^{-\gamma(L_2-L_1)}$ . On démontre que:

$$\lambda_{1T,2T}^{ij} = \frac{(T_{11}^{ij} + T_{22}^{ij}) \pm \sqrt{(T_{11}^{ij} - T_{22}^{ij})^2 + 4T_{12}^{ij}T_{21}^{ij}}}{2} \quad (\text{II.21})$$



De ces valeurs propres obtenues, nous déterminons la constante de propagation de la ligne idéale [II.20] par la relation ci-dessous:

$$\gamma = \frac{\ln(\lambda_{1T}^j)}{L_2 - L_1} = -\frac{\ln(\lambda_{2T}^j)}{L_2 - L_1} \quad (\text{II.22})$$

La relation II.22 s'applique à deux lignes de longueurs différentes en configuration pleine du diélectrique (air ou échantillon à tester). Cette constante de propagation doit être réécrite en linéarisant la constante de phase comme dans le cas de la technique d'une ligne de transmission

Dans la littérature, certains auteurs utilisent la matrice chaîne  $[C]$  pour déterminer la constante de propagation d'une ligne de transmission en utilisant deux lignes de longueurs différentes [II.19]. La méthode de résolution reste la même et cette matrice  $[C]$  se définit par:

$$[C] = [T]^{-1} = \frac{1}{S_{21}} \begin{bmatrix} (S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}) & S_{11} \\ -S_{22} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.23})$$

### II.3.2- Organigramme de la méthode de deux lignes de transmission de longueurs différentes

Nous résumons sous forme d'organigramme la démarche à suivre pour extraire les paramètres électriques d'un échantillon sous test en utilisant la méthode de deux lignes de longueurs différentes.

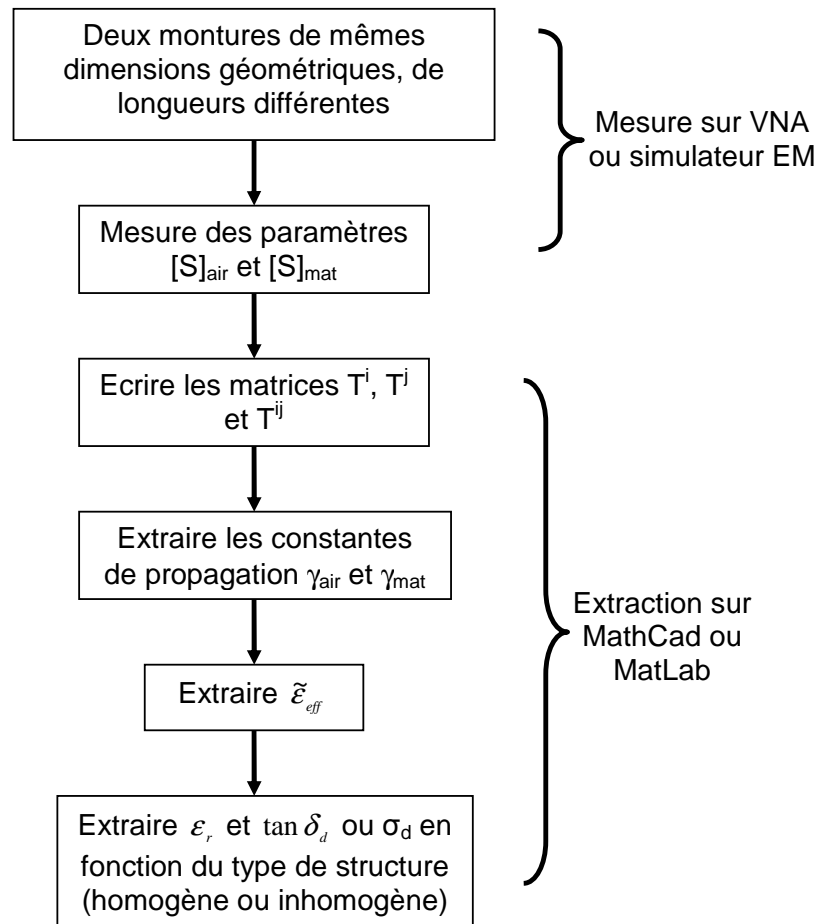


Figure 17: Organigramme d'extraction de  $\epsilon_r$  et  $\tan \delta_d$  en utilisant la M.D.L.T.L.D

### II.3.3-/ Validation de la méthode de deux lignes de transmission

#### a-) Validation au gel fantôme à partir d'une monture coaxiale circulaire

Pour valider cette technique, nous avons utilisé la même monture coaxiale que dans la technique d'une ligne. Nous ajoutons une seconde monture de longueur  $L_2 = 80mm$ .

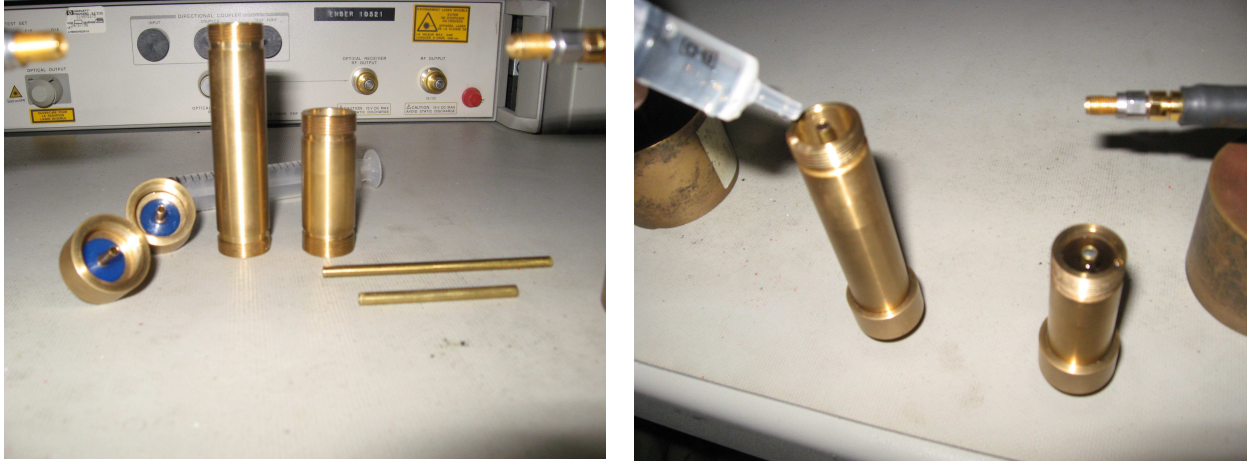


Figure 18: Montures coaxiales circulaires en laiton en présence de tous ses éléments

A partir de la relation II.4a, nous déterminons la permittivité relative en l'absence de matériau afin d'évaluer la précision de la méthode.

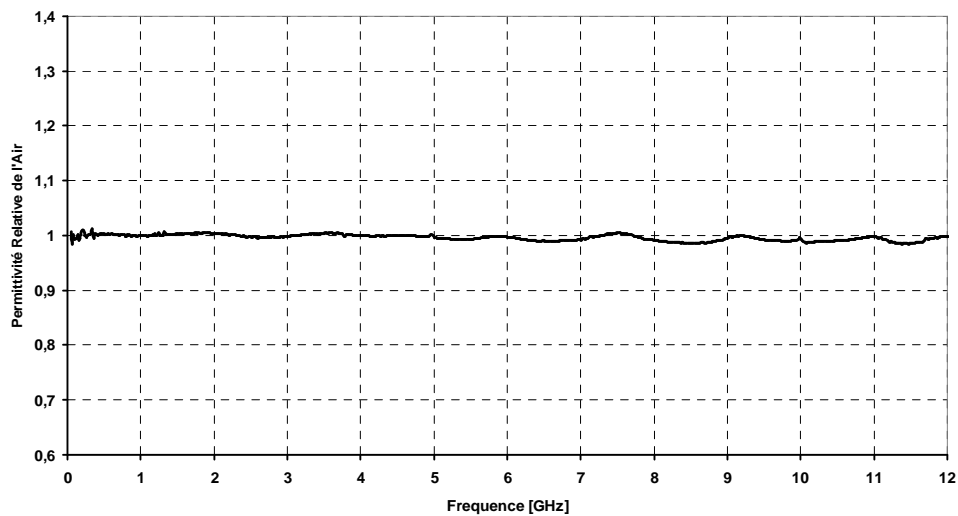
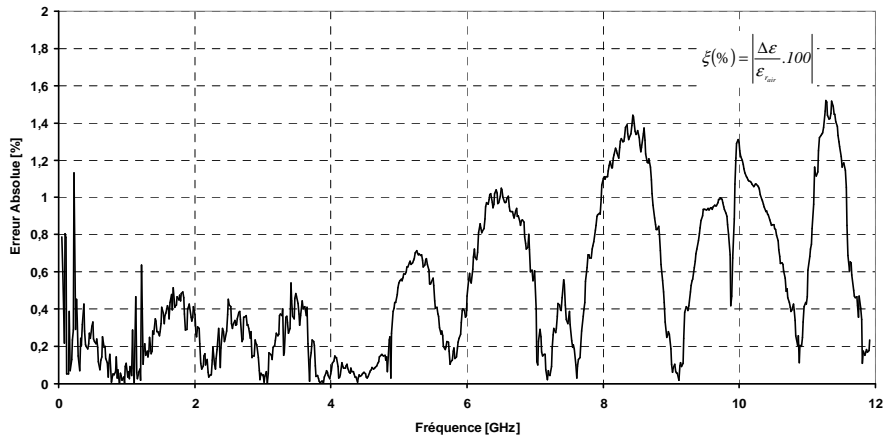


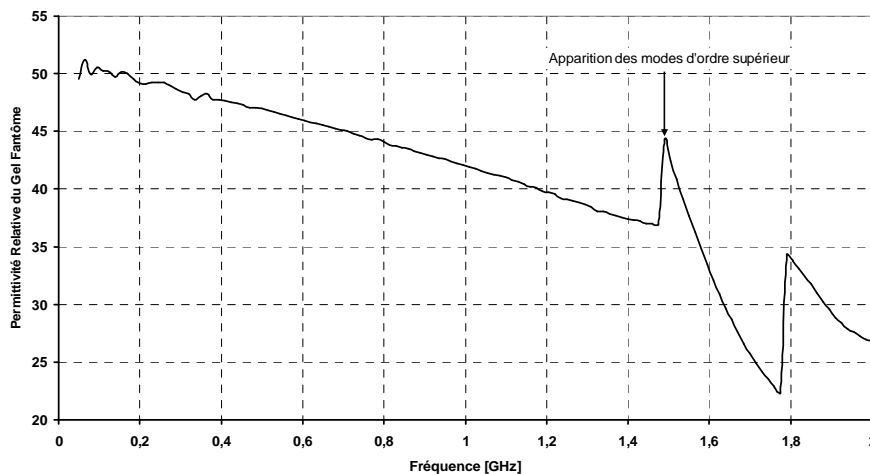
Figure 19a: Permittivité relative de l'air en utilisant la monture coaxiale circulaire en utilisant la M.D.L.T.L.D

L'extraction de la permittivité relative de l'air en utilisant une monture coaxiale circulaire à partir de la méthode de deux lignes de transmission est meilleure, avec un écart maximal de 1,5% sur toute la bande de fréquence de travail (dans le cas de l'air). La méthode de deux lignes a permis de bien corriger les discontinuités, surtout aux fréquences de résonances.



**Figure 19b:** Erreur relative absolue de la permittivité relative de l'air en utilisant la monture coaxiale circulaire en utilisant la M.D.L.T.L.D

En appliquant la méthode de deux lignes de transmission de longueurs différentes au gel fantôme, nous obtenons :

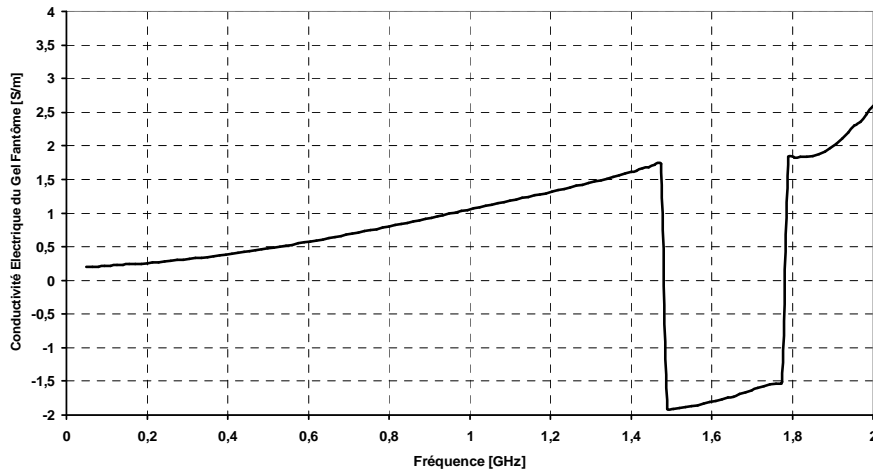


**Figure 19c:** Permittivité relative du gel fantôme extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton par la M.D.L.T.L.D:  $L_1 = 50mm$  ,  $L_2 = 80mm$  ,  $D = 14,36mm$  ,  $d = 4mm$

Nous observons une déformation du graphe de la permittivité relative du gel à la fréquence de  $1,5GHz$  traduisant l'apparition des modes d'ordre supérieur. A  $900MHz$ ,  $\epsilon_r = 43,3$  et permet en théorie, en appliquant la relation II.14, de prévoir l'apparition des modes d'ordre supérieur à  $1,58GHz$  [II.21-II.22]. Le résultat obtenu montre une bonne adéquation entre les résultats théoriques et expérimentaux. Cette déformation

apparaît aussi sur la courbe de conductivité électrique (cf. fig.19d). Le calcul de la conductivité électrique se fait comme suit :

$$\sigma_d = \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' \text{ en S/m} \quad (\text{II.24})$$



**Figure 19d:** Conductivité électrique du gel fantôme extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton par la M.D.L.T.L.D:  $L_1 = 50\text{mm}$  ,  $L_2 = 80\text{mm}$  ,  $D = 14,36\text{mm}$  ,  $d = 4\text{mm}$

Le constructeur ANTENESSA a utilisé la technique de la sonde coaxiale pour extraire les paramètres électriques du gel fantôme. Nous faisons la comparaison des résultats du constructeur avec ceux obtenus de la M.D.L.T.L.D sous forme de tableau.

Fréquence	Paramètres	Valeur minimale du fabricant	Valeur maximale du fabricant	Extraction par la M.D.L.T.L.D
900 MHz	$\epsilon_r$	39,33	43,47	43,3
	$\sigma$ [S/m]	0,903	0,99	0,903

**Tableau 3:** Comparaison des valeurs du gel fantôme obtenues après extraction en utilisant la M.D.L.T.L.D

Nous pouvons constater que la M.D.L.T.L.D corrige mieux les discontinuités au vu de ces résultats. L'erreur que l'on commet sur la permittivité relative de l'air est de 3% alors que dans le cas de la ligne unique corrigée, cette erreur est de 5%. Nous

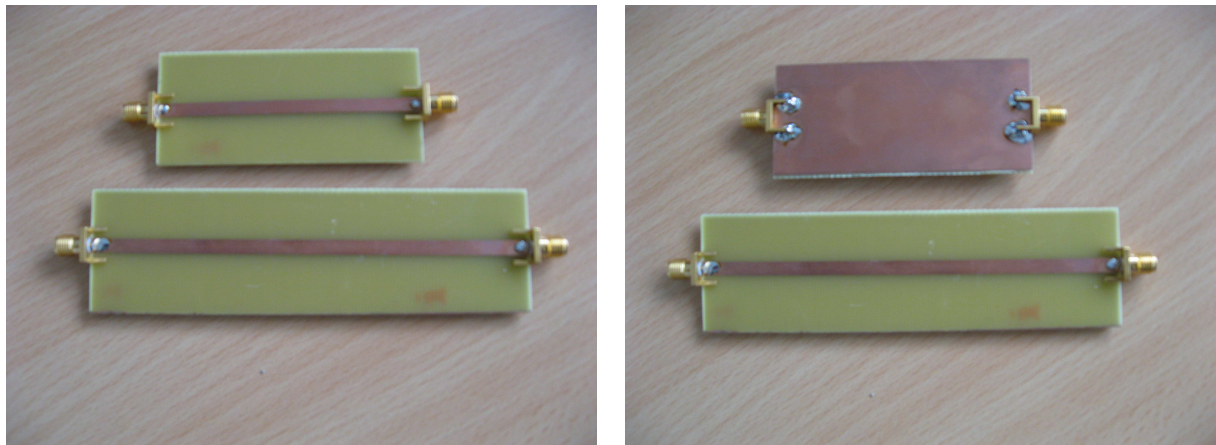
comparerons dans la suite les résultats de notre technique de ligne de transmission et ceux obtenus par le fournisseur en utilisant une sonde coaxiale. En particulier nous tenons compte des marges d'erreur des données du fournisseur.

### b-/ Validation au FR-4 à partir d'une structure micro ruban

Les deux structures micro ruban, de longueurs  $L_1=120mm$  et  $L_2=74mm$  ont des rubans centraux en cuivre. Les lignes de propagation sont imprimées sur la plaquette FR-4. Le ruban central a une épaisseur  $t=35\mu m$ , une largeur  $w=4mm$  alors que l'épaisseur du FR-4 est  $h=1,6mm$ . Aucune mesure en absence du FR-4 n'a été faite. Le calcul de la permittivité relative complexe à partir de II.3 se fait comme suit :

$$\epsilon_d = \frac{2\tilde{\epsilon}_{eff} + a - 1}{1 + a} \quad \text{où } a = \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-1/2} \quad \text{car } \frac{W}{h} \geq 1 \quad (\text{II.25})$$

Les pertes globales que nous extrayons dans ce cas incluent les pertes joules, les pertes par rayonnement, les pertes diélectriques et les pertes de contact entre le FR-4 et les conducteurs en présence [II.23-II.26]. La valeur de  $\epsilon_d$  dans ce cas est étroitement lié aux conducteurs [II.24-II.26]. La figure ci-dessous montre les plaquettes utilisées, à la différence avec les montures coaxiales.



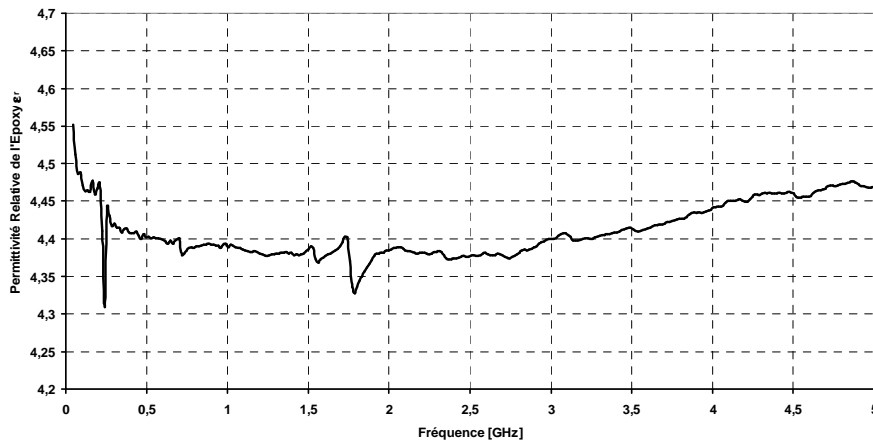
**Figure 20:** Lignes micro rubans de longueurs différentes dont le ruban central est imprimé sur de l'époxy vues de dessus et de dessous pour la plus petite

Dans cette configuration, nous avons un gap d'air sur l'une des plaquettes (contact connecteur/plaquette). Par ailleurs, les pertes conductrices augmentent avec la fréquence, c'est ce qui traduit la variation de  $\epsilon_r$  de l'époxy dans la bande allant de 2GHz à 5GHz. Dans cette étude, nous nous limitons à 5GHz, car au-delà de cette fréquence, les pertes par rayonnement sont très importantes. Le calcul des paramètres électriques du FR-4 à partir de la configuration micro ruban se fait par :

$$\epsilon_r = \frac{a - 1 + 2 \left( \frac{\beta_d^2 - \alpha_g^2}{\beta_0^2} \right)}{a + 1} \quad (\text{II.26a})$$

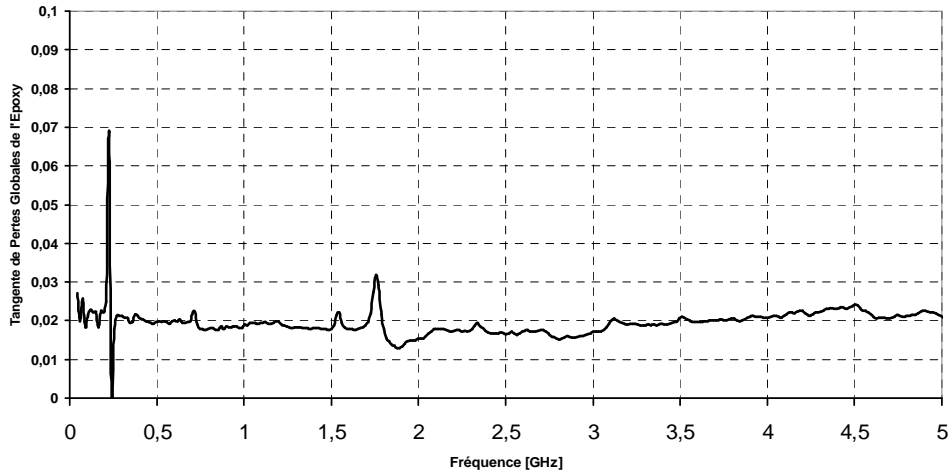
$$\tan \delta_g = \frac{4\alpha_g \beta_d}{(a - 1)\beta_0^2 + 2(\beta_d^2 - \alpha_g^2)} \quad \text{avec } \alpha_g = \alpha_d + \alpha_{cond} + \alpha_{ray} \quad (\text{II.26b})$$

En appliquant ces relations, nous constatons qu'il y a dans la tangente globale extraite des pertes venant des conducteurs, du rayonnement et du diélectrique.



**Figure 21a:** Permittivité relative de l'époxy extraite en utilisant une ligne micro-ruban par la M.D.L.T.L.D

La tangente des pertes, considérée globale dans le cas présent est présentée sur la figure 21b ci-dessous.



**Figure 21b:** Tangente de pertes globales de l'époxy extraite en utilisant une ligne micro-ruban par la M.D.L.T.L.D

Nous observons sur cette figure des pics à certaines fréquences. Ceux-ci traduisent des erreurs numériques commises lors de l'acquisition des données des paramètres S et du traitement de ceux-ci. La variation de la tangente est en harmonie avec  $\omega$  [II.27-II.29].

Nous comparons les résultats obtenus à ceux présentés en [II.30], obtenus en utilisant la technique de la cavité rectangulaire en cuivre. Cette comparaison est présentée dans le tableau ci-dessous.

Paramètre électrique du FR-4 à $f_0 \approx 1,02GHz$			
	$\epsilon_r$	$\tan \delta$	$\sigma$ [S/m]
<b>Cavité rectangulaire</b> 9,1x4x10,8 cm <sup>3</sup> [II.31]	4,47	0,01646	0,004168
<b>Micro ruban</b>	4,39	0,01887	0,004695

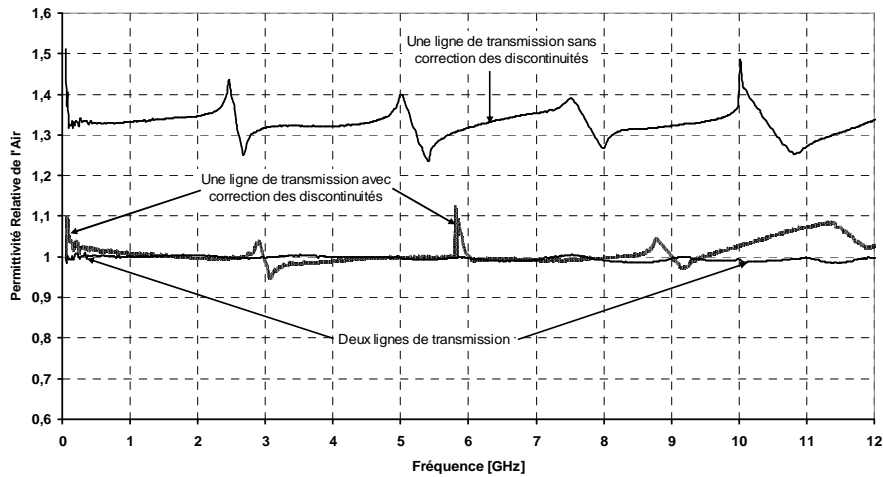
**Tableau 4:** Comparaison des résultats d'extraction en utilisant deux techniques différentes : la ligne micro-ruban et la cavité rectangulaire

Nous constatons que la technique de la cavité résonante donne de meilleurs résultats par la précision obtenue. La M.D.L.T.L.D, appliquée aux structures inhomogènes, ne donne pas de bonne précision dans la bande de fréquence considérée.



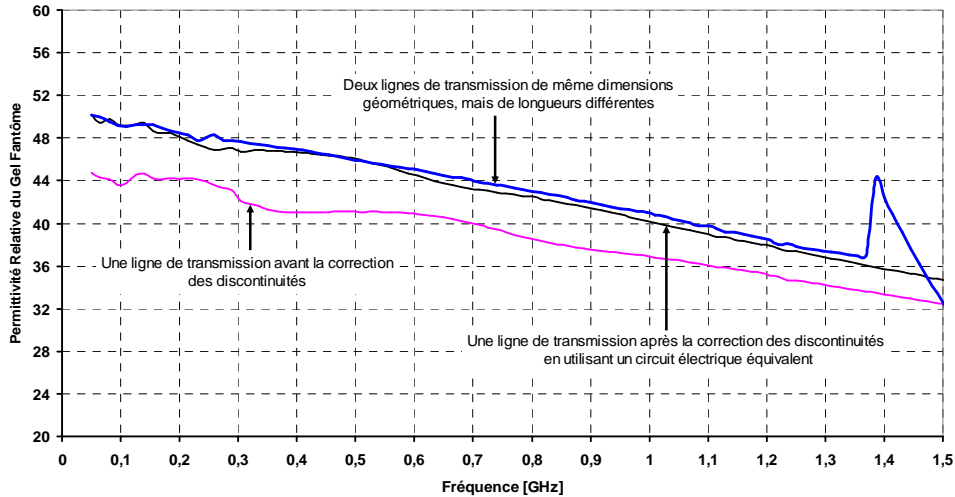
## II.4- COMPARAISON DES DEUX TECHNIQUES D'EXTRACTION

Pour voir l'avantage d'une méthode par rapport à l'autre, nous allons mettre sur une même figure les résultats de mesures de chaque paramètre, obtenues en utilisant la monture coaxiale appliquées au gel fantôme et les données du fabricant.



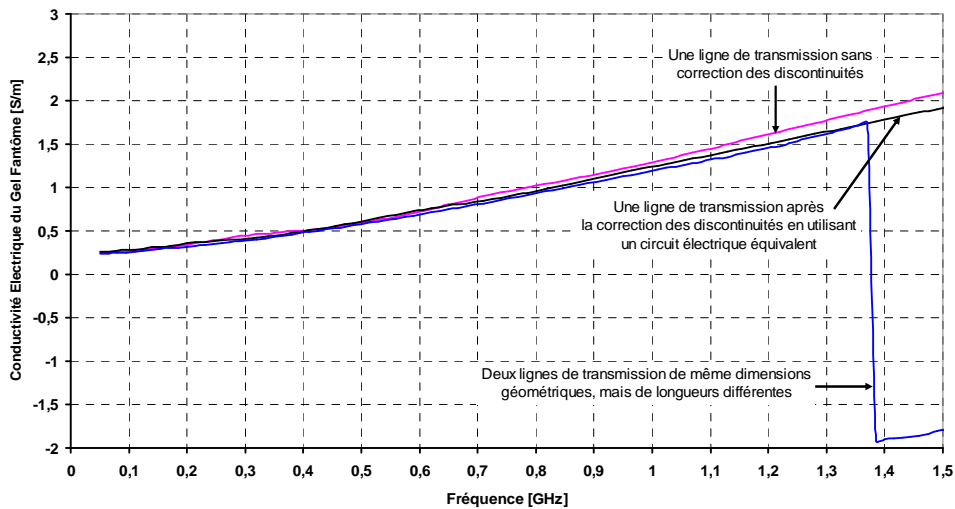
**Figure 22a:** Comparaison de la permittivité relative de l'air extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton par la technique de lignes de transmission ( $L_1 = 50\text{mm}$ ,  $L_2 = 80\text{mm}$ ,  $D = 14,36\text{mm}$  et  $d = 4\text{mm}$ )

Avant la correction des discontinuités, nous avons un écart de résultat de 40%. La correction, faite en utilisant un circuit électrique équivalent ramène celui-ci à 5% et montre l'impact des discontinuités. Seulement, cette correction n'est pas bien faite aux fréquences de résonance. En utilisant la *M.D.L.T.L.D*, nous voyons nettement une meilleure correction des discontinuités sur toute la bande de fréquence avec une erreur inférieure à 3%. Nous observons cette correction sur  $\varepsilon_r$  du gel fantôme.



**Figure 22b :** Comparaison de la permittivité relative du gel fantôme extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton par la technique des lignes de transmission ( $L_1 = 50mm$  ,  $L_2 = 80mm$  ,  $D = 14,36mm$  et  $d = 4mm$  )

La *M.D.L.T.L.D* permet d'observer la fréquence d'apparition des modes non TEM [II.32-II.33] qui se propagent en même temps que les modes TEM à cette fréquence.

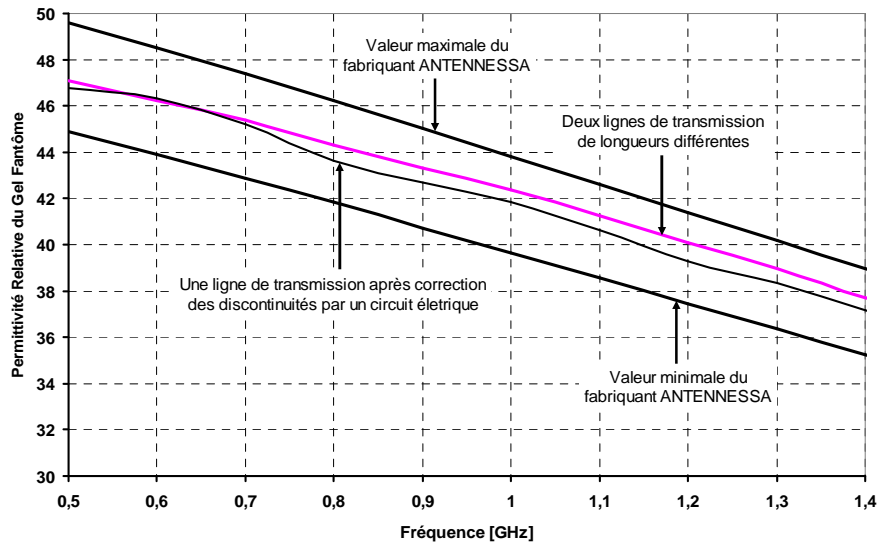


**Figure 22c:** Comparaison de la conductivité électrique du gel fantôme extraite en utilisant une monture coaxiale en laiton par la technique des lignes de transmission ( $L_1 = 50mm$  ,  $L_2 = 80mm$  ,  $D = 14,36mm$  et  $d = 4mm$  )

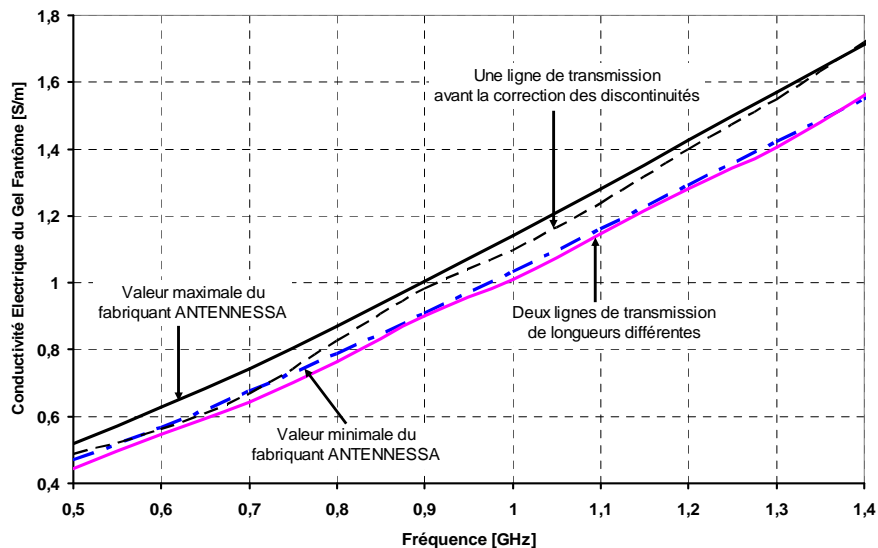
Les résultats de la conductivité électrique restent identiques, ceux, malgré la correction des discontinuités en utilisant deux méthodes (en utilisant un circuit

électrique équivalent et la méthode de deux lignes de longueurs différentes) différentes.

La figure suivante donne une comparaison de nos résultats avec ceux du constructeur et fournisseur ANTENNESSA, sachant que celui-ci utilise la technique de la sonde coaxiale avec  $\pm 5\%$  d'erreur de mesure.



**Figure 23a:** Comparaison de la permittivité relative du gel fantôme extraite en utilisant des lignes de transmission (monture coaxiale) et une sonde coaxiale



**Figure 23b:** Comparaison de la conductivité électrique du gel fantôme extraite en utilisant des lignes de transmission (monture coaxiale) et une sonde coaxiale

L'étude comparative des figures 22 et 23 montre que la technique de lignes de transmission corrige bien les discontinuités et apporte une très bonne précision sur l'extraction de  $\epsilon_r$ . Pour l'extraction des pertes, nos études ont montré que la procédure d'extraction par la méthode des lignes de transmission permet de corriger partiellement les pertes des conducteurs de la monture. Il apparaît en effet que les pertes conductrices dues à la monture sont différentes à vide et en présence d'une permittivité diélectrique. Ce phénomène peut être expliqué par la modification des champs électromagnétiques au voisinage des conducteurs comme cela a déjà été observé dans la référence [II.3], qui modifient par conséquent le mode propagé.

## II.5-/ CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons développé la technique des lignes de transmission pour caractériser les matériaux. Une monture coaxiale a été réalisée et validée avec le gel fantôme (liquide 900MHz). L'extraction des paramètres électriques en utilisant la ligne unique a donné une première estimation de la permittivité et de conductivité du liquide, avec une précision de 5% par rapport à la valeur moyenne fournie par le fabricant, sur une bande de fréquence allant jusqu'à 2.5GHz. Il est important de noter que la permittivité BF de l'ordre de 45 pour le liquide limite fortement la bande de fréquence des tests. Il a été noté qu'une bonne précision sur les paramètres électriques extraits nécessite la correction des discontinuités au niveau des accès de la monture coaxiale, ainsi que la correction des pertes des conducteurs de la monture. Cependant, une correction efficace des discontinuités nécessite la connaissance de la permittivité du matériau et nécessite une procédure d'extraction complexe. L'utilisation de la méthode des deux lignes permet de s'affranchir des discontinuités des lignes. Utilisée dans le cas de la monture coaxiale, elle a permis d'obtenir une meilleure précision (2%) sur la permittivité.

Une configuration micro ruban a également été testée sur la caractérisation d'un substrat de type FR4. Une permittivité de l'ordre de  $4.4 \pm 0.7$  a été obtenue sur bande de fréquence de 0.1 à 5GHz. La comparaison avec un résultat publié dans la littérature et utilisant la méthode de la cavité a donné un écart de 1.5% qui est très

satisfaisant. Par contre, l'absence de la mesure à vide ne permet occasionne une grande difficulté de déterminer la tangente de perte.

La monture coaxiale n'est cependant applicable qu'aux matériaux liquides et la configuration micro ruban nécessite une étape de lithographie pour réaliser la ligne. Cette étape est pénalisante en terme de temps et de coût, en particulier pour les substrats de type SI et SOI utilisés en microélectronique. Pour tester ces substrats, cela nous a amené à développer une sonde coaxiale de type applicateur qui fait l'objet du chapitre suivant.

## BIBLIOGRAPHIE

- [II.1] Rogers B. Marks & Dylan F. Williams, "Characteristic Impedance Determination Using Propagation Constant Measurement," *IEEE Microwave Guided Wave Letter* 1. vol. 1, No. 6, pp. 141-143, June 1991.
- [II.2] James Baker-Jarvis et al., "Dielectric and Conductor-Loss Characterization and Measurements on Electronic Packaging Materials," *National Institute Of Standards And Technology (NIST) Technical Note 1520*, July 2001.
- [II.3] Olivier RICHARD, "Modélisation Electromagnétique de Boîtiers Plastiques pour les Circuits Intégrés Radiofréquences, " thèse de doctorat I.N.P.G, Novembre 2002.
- [II.4] Moncef KADI, "Etude et Réalisation d'Antennes Miniatures sur Substrats High-K : Application aux Interconnexions RF sans Fils, " thèse de doctorat U.J.F, Décembre 2004.
- [II.5] P.F. Combes, "Lignes, guides et cavités" tome. 1, Edition Dunod, Paris 1996.
- [II.6] Norme Française C26-231 – mars 1974, "Methods of testing insulating materials" pp.1-12.
- [II.7] J. Baker-Jardis, E. Vanzura & W. Kissick, "Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflexion method," *IEEE Trans. On Microwave Theory & Tech.*, vol. 38, pp. 1096-1103, August 1990.
- [II.8] P. Quéffélec, M; le Floc'h and P. Gelin, "Broad-Band characterisation of magnetic and Dielectric thin Films Using a Microstrip Line," *IEEE Trans. On Instrument & measurement*, vol. 47, August 1998.

- [II.9] John R. Brews, "Transmission Line Models for Lossy Waveguide Interconnections in VLSI," *IEEE Trans. On Electron Devices*, vol. 33, N° 9, September 1986.
- [II.10] William R. Eisenstadt and Yungseon Eo, "S-Parameter-Based IC Interconnect Transmission Line Characterization," *IEEE Trans. On Comp. Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 15, pp. 483-490, August 1992.
- [II.11] Brian C. Wadell, "Transmission Line Design Handbook , " Boston, Massachusetts, Artech House, 1991.
- [II.12] Whinnery, J. R., et al., "Equivalent Circuits for Discontinuities in Transmission Lines," *Proceedings of the IRE*, pp. 99-114, February 1944.
- [II.13] Gogioso, L., et al., "A Variational Approach to Compute the Equivalent Capacitance of Coaxial Line Discontinuities," *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 580-582, 1979.
- [II.14] ANTENNESSA, "900MHz liquid calibration sheet", august 2004.
- [II.15] Michael D. Janezic, Dylan F. Williams, Volker Blaschke, Arun Karamcheti & Chi Shih Chang, "Permittivity Characterization of Low-k Thin films from Transmission-Line Measurements," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, vol. 51, pp. 132-136, N° 1, January 2003.
- [II.16] G. Boudouris & P. Chenevier, "Circuits pour Ondes Guidées, " Edition Dunod, Novembre 1974.
- [II.17] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, " Effet des Discontinuités et de la Conductivité d'une Monture Coaxiale pour la Caractérisation des Matériaux," 18<sup>ème</sup> colloque International d'Optique Hertzienne et Diélectriques (O.H.D), Tunis, Tunisie, Proceeding, September 2005.

- [II.18] P. Quéffélec, M; P. Gelin, J. Gieraltowski & Jean Loäec, "A Microstrip Device for the Broad band Simultaneous Measurement of Complex Permeability and Permittivity," *IEEE Trans. On Magnetics*, vol. 30, No. 2, pp. 224-231, March 1994.
- [II.19] J. A. Reynoso-Hernández, "Unified method for determining the Complex Propagation Constant of Reflecting and Non-reflecting transmission Lines," *IEEE Microwave & Wireless Components Letters*, vol.13, N°8, August 2003.
- [II.20] Michael D. Janezic, & Jeffrey A. Jargon, "Complex Permittivity Determination from Propagation constant Measurements," *IEEE Microwave & Guided Wave Letters*, vol. 9, N° 2, February 1999.
- [II.21] F. E. Gardiol, "Higher-Order Modes in Dielectrically Loaded Rectangular Waveguides," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, vol. 16, No. 11, pp. 919-924, November 1968.
- [II.22] Dylan F. Williams, Janet E. Rogers & Christopher L. Holloway, "Multiconductor Transmission-Line Characterization: Representations, Approximations and Accuracy," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, vol. 47, pp. 403-409, N°4, April 1999.
- [II.23] Olivier Richard, Pierre Saguet, Jean Chilo et Vincent Le Goascoz, "Modélisation Electromagnétique De Boitiers Plastiques Pour Les Circuits Intégrés Radiofréquences," Thèse INPG, pp. 104-107, Novembre 2002.
- [II.24] N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook , " New-York: Dover publication, 1951.
- [II.25] J-P. Pérez, R. Carles & R. Fleckinger, "Electromagnétisme : Fondements et Applications, " Ed. Masson, pp. 556 – 602.
- [II.26] Baker-Jarvis J., M. D. Janezic, J. H. Grosvenor, R. G. Geyer, "Transmission/reflection and short-circuit Line Methods for Measuring



- permittivity and Permeability,” Natl. Inst. Stand. Technol. NIST Tech. Note 1355, 1994.
- [II.27] T. S. Laverghetta, “Microwave materials and Fabrication techniques”, Boston: Artech House, 2000.
- [II.28] F. Gardiol, “Hyperfréquences,” Ed. Dunod, Presses Polytechniques Romandes, 1987.
- [II.29] P. A. Waldron, “Theory of Guided Electromagnetic Waves,” Marconi series, 1970.
- [II.30] Chen Wang, “Determining Dielectric Constant and Loss Tangent in FR-4”, UMR EMC Laboratory technical report: TR00-1-041, pp. 1-5, March 2000.
- [II.31] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “Complex Permittivity using Two Transmission Line S-Parameter Measurements,” *International Conference On Micro and NanoTechnologies (I.C.M.N.T)*, Tizi-Ouzou, Algeria, November 2006.
- [II.32] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “Caractérisation Des Matériaux En Présence Des Discontinuités et des Pertes Dans La Monture de Test,” 9<sup>ème</sup> *Journée de Caractérisation Micro-Ondes et Matériaux (J.C.M.M)*, Saint-Etienne, France, Mars 2006.
- [II.33] Baker-Jarvis J., M. D. Janezic, “Open-ended Coaxial Probes for non-destructive testing of substrates and Circuit Boards”, Proc. Microwave Processing of Materials IV, vol. 347, pp. 215-220, March 1994.
- [II.34] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “Extraction de la Permittivité Relative et de la Conductivité Electrique du Gel Fantôme en Utilisant la Technique de deux Lignes de Propagation,” IX<sup>ème</sup> *Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (J.N.R.D.M)*, Rennes, France, Mai 2006.

- [II.35] Ismo V. Lindell, "On The Quasi-TEM Modes In Inhomogeneous Multiconductor Transmission Lines," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, vol. 29, No. 8, pp. 812-817, August 1981.

## CHAPITRE III - TECHNIQUE DE LA SONDE COAXIALE EN REFLEXION (T.S.C.R)

### INTRODUCTION

Dans le chapitre II, nous avons présenté la méthode des lignes de transmission pour la caractérisation générale des matériaux. Pour des substrats utilisés en microélectronique, la méthode des lignes de transmission (avec une configuration micro ruban ou coplanaire par exemple) permet d'obtenir de bons résultats sur la permittivité relative, mais pas sur la tangente de perte. Cependant la plupart des méthodes utilisant ces configurations passent par la lithographie des pistes métalliques constituant les lignes.

Dans ce chapitre, nous développons une méthode utilisant un applicateur coaxial (sonde coaxiale) qui permet l'extraction des paramètres électriques des substrats par la mesure de la réflexion en bout d'une ligne coaxiale en contact avec l'échantillon. Nous appliquons (pour validation) les différentes sondes coaxiales en réflexion, aux matériaux isolants de type Silice et Alumine d'une part et aux semi-conducteurs d'autre part d'environ 500 $\mu$ m d'épaisseur.

Pour rappel, il existe deux types de sondes : les sondes pénétrantes et les sondes affleurantes. Les premières ne sont pas applicables facilement aux substrats utilisés en microélectronique car elles nécessiteraient un perçage de l'échantillon. Les secondes ne nécessitent pas une préparation préalable, sinon que s'assurer la planéité de l'échantillon au lieu de contact sonde-diélectrique. Dans la suite, nous nous intéressons exclusivement aux sondes affleurantes.

Nous présentons dans ce chapitre quatre types de sondes illustrées en figure 1. Pour des raisons pratiques ou expérimentales, nous réaliserons que les montures illustrées sur les figures 1a, 1b et 1d. La monture illustrée en figure 1d caractérise la base principale de notre travail, car elle comporte des métallisations sur cinq faces, formant une cavité, ce qui diminue l'effet de rayonnement. Une validation de la méthode se fera d'abord sur des matériaux monocouches, ensuite nous présenterons son application aux substrats multicouches de type Silicium.

### III.1-1/ PRESENTATION DE LA SONDE COAXIALE AFFLEURANTE

Une sonde coaxiale est formée d'une ligne coaxiale qui est reliée au banc de mesure sur une de ses extrémités afin de relever les paramètres de réflexion  $S_{11}$  avec l'autre bout en contact direct avec le matériau à tester.

Plusieurs types de sondes affleurantes existent dans la littérature [III.4-III.5]. Nous illustrons quelques unes à travers la figure 1 ci-dessous en considérant l'épaisseur du diélectrique quelconque.

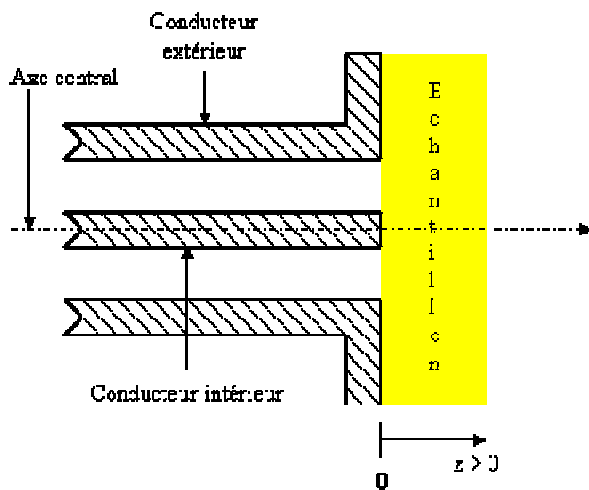


Figure 1a: Sonde coaxiale sans métallisation arrière en présence du diélectrique

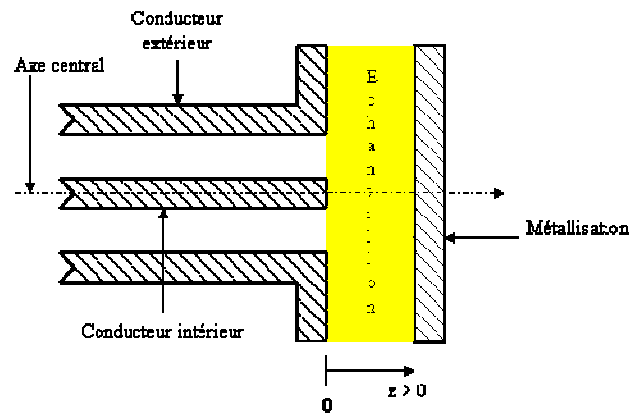


Figure 1b: Sonde coaxiale avec métallisation arrière en présence du diélectrique

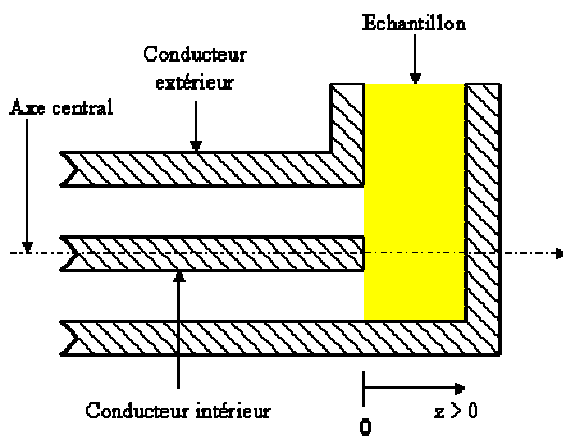


Figure 1c: Sonde coaxiale avec métallisation sur deux faces en présence du diélectrique

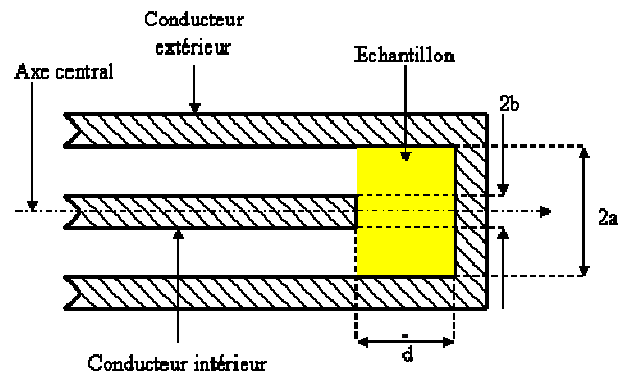


Figure 1d: Sonde coaxiale en présence d'une cavité diélectrique en bout

Toutes ces configurations peuvent être représentées par une ligne de transmission chargée par une admittance en bout (Cf. fig. I.18). La sonde se plaque sur l'échantillon sous test, puis à partir du paramètre  $S_{11}$ , on remonte aux paramètres électriques de l'échantillon [III.6]. Lorsque l'échantillon est partiellement ou totalement entouré du métal jusqu'à former une cavité diélectrique (ce qui est notre cas), les pertes dues au rayonnement sont réduites ou quasi-inexistantes. Dans une telle configuration, nous évitons de lithographier l'échantillon à caractériser.

Nous considérons que les différents échantillons à caractériser sont non magnétiques. Dans le cas de la structure fermée, dite cavité en réflexion, la configuration sera considérée comme une structure homogène et isotrope (pour les monocouches). Un polissage des diélectriques est nécessaire dans certains cas. Ceci indique que cette technique est destructive.

### **III.2.-/ EFFET DE LA METALLISATION**

Dans ce chapitre, nous utilisons un connecteur K en simulation et SMA dans la partie expérimentale comme base de la sonde coaxiale. Le connecteur doit présenter une bonne planéité sur l'extrémité en contact avec l'échantillon afin d'éviter la présence d'un gap d'air.

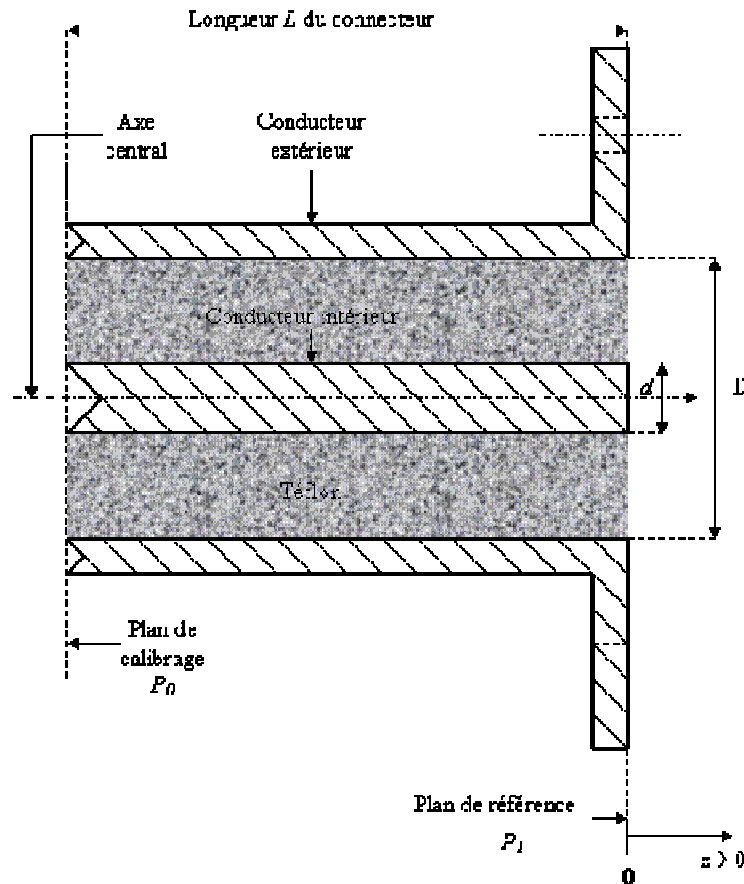


Figure 2: Sonde coaxiale, taillée au plan de référence  $P_1$

$D$  et  $d$  sont les diamètres respectifs des conducteurs extérieur et intérieur du connecteur. Le calibrage se fait au plan  $P_0$  pour des raisons pratiques. En effet, il est difficile de placer les standards « Open-Short-Load » en bout du connecteur.

### III.2.1-/ Métallisation sans contact avec le plan de masse

La configuration ayant une métallisation arrière non reliée à la masse est celle présentée sur la figure 1a. Dans cette configuration de base de la figure 1a, le matériau à tester peut être d'épaisseur infinie (ou très grande devant les dimensions de la sonde). Les études montrent que la présence d'une métallisation arrière (fig. 1b) influence beaucoup la précision des résultats [III.1-III.5]. La figure ci-dessous est la coupe transversale du dispositif sonde-diélectrique sans métallisation arrière.

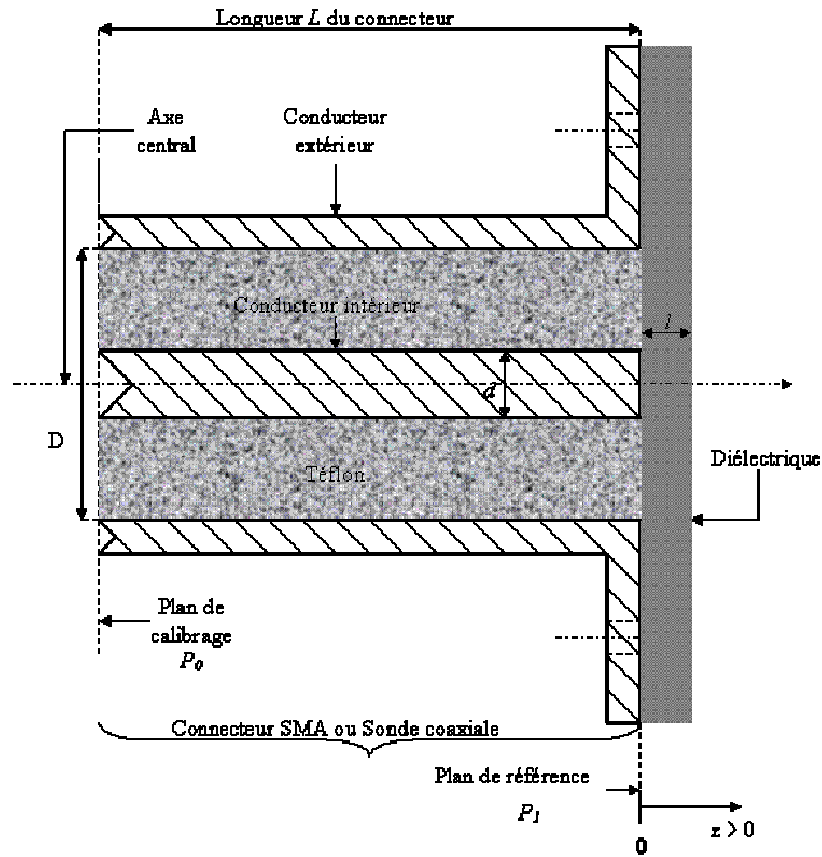


Figure 3a: Sonde coaxiale affleurante en présence du diélectrique sans métallisation arrière

Le schéma électrique équivalent de cette structure est représenté ci-dessous :

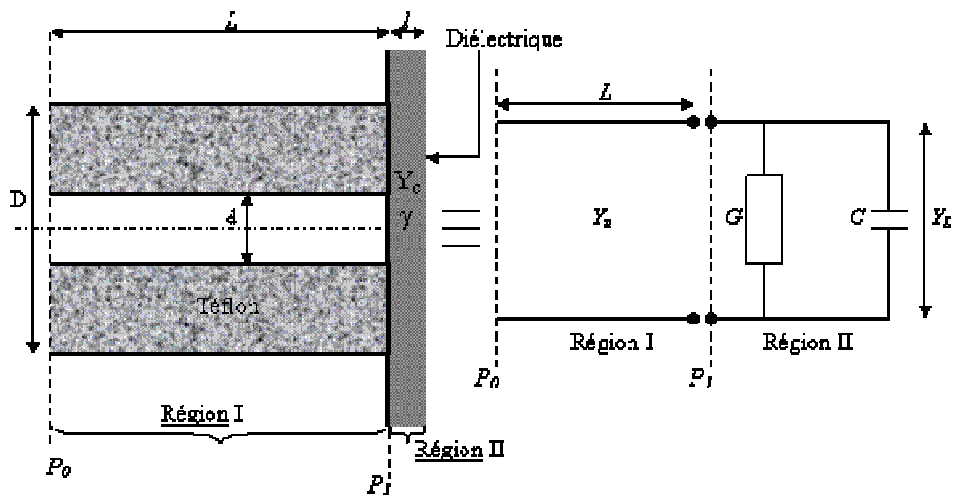


Figure 3b: Schéma électrique équivalent d'une sonde coaxiale affleurante en présence du diélectrique sans métallisation arrière

Les applicateurs tels que les sondes coaxiales sont des techniques de type capacitif et sont représentés par une capacité globale  $C$  et une conductance  $G$  [III.6-III.7]. Dans le cas d'une sonde en présence d'une métallisation arrière comme illustré sur la figure 4 ci-dessous, le schéma électrique reste identique à celui de la figure 3b.

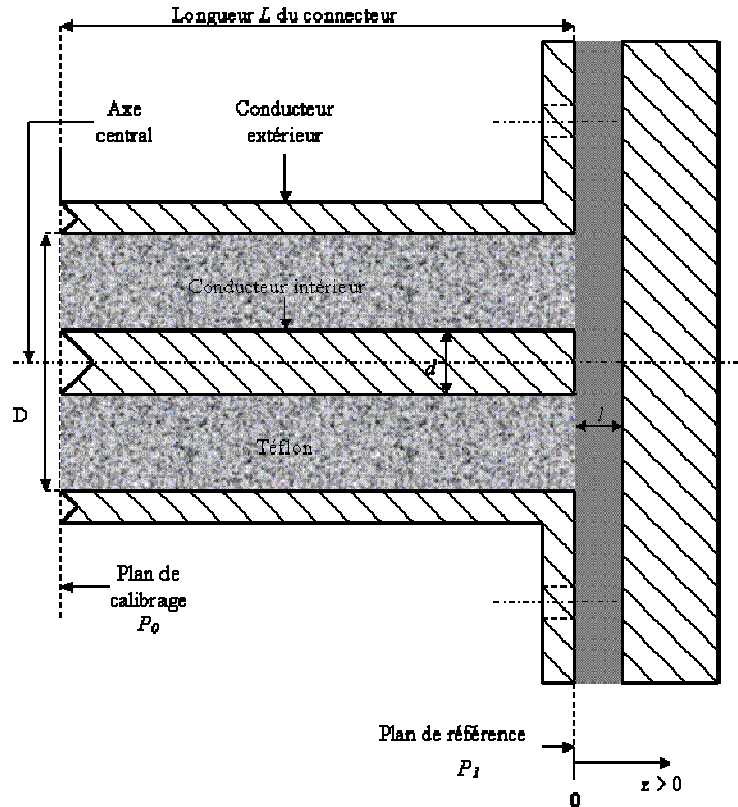


Figure 4: Sonde coaxiale affleurante en présence du diélectrique avec métallisation arrière

Toutes les mesures des paramètres  $S_{11}$  se font au plan  $P_0$ . La mesure en circuit ouvert du connecteur permet de faire une extension de port. Ce qui facilite la détermination de l'admittance d'entrée  $Y_L$  au plan de référence  $P_1$ . L'admittance d'entrée dans ce cas s'écrit:

$$Y_L = G + j\omega C \Rightarrow Y_{mat} = \frac{1}{Z_n} \cdot \frac{S_{11CO} - S_{11mat}}{S_{11CO} + S_{11mat}} \quad (III.1)$$

où  $Z_n$  est l'impédance normalisée. Ces deux configurations ont été longuement décrites dans la littérature [III.1-III.5]. Pour comparer ces deux configurations, nous les avons appliquées sur la silice, de forme carrée, de côté



$L_S=5,76\text{mm}$  et d'épaisseur  $l=500\mu\text{m}$  ( $+10\mu\text{m}$ ). La bande de fréquence est comprise entre 0,1 et 10GHz. Par manque de positionneur, nous avons exercé une pression sur l'échantillon de façon manuelle. Les résultats ci-dessous sont ceux obtenus :

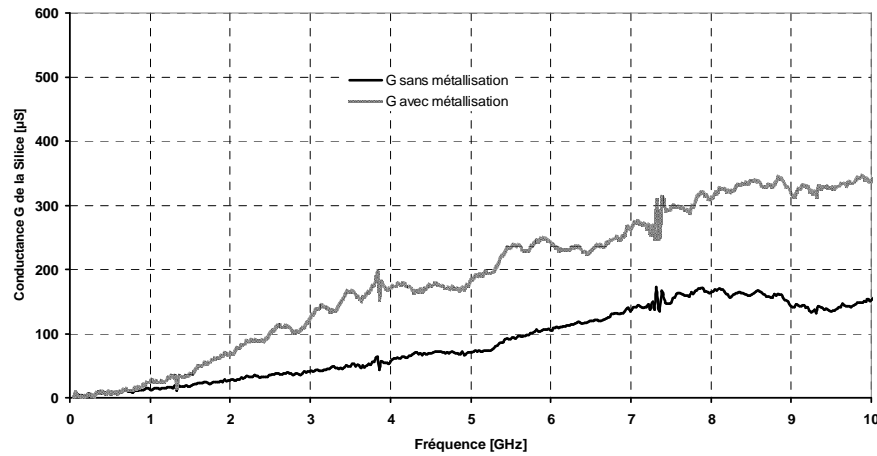


Figure 5a: Influence de la métallisation sur la conductance de la Silice.

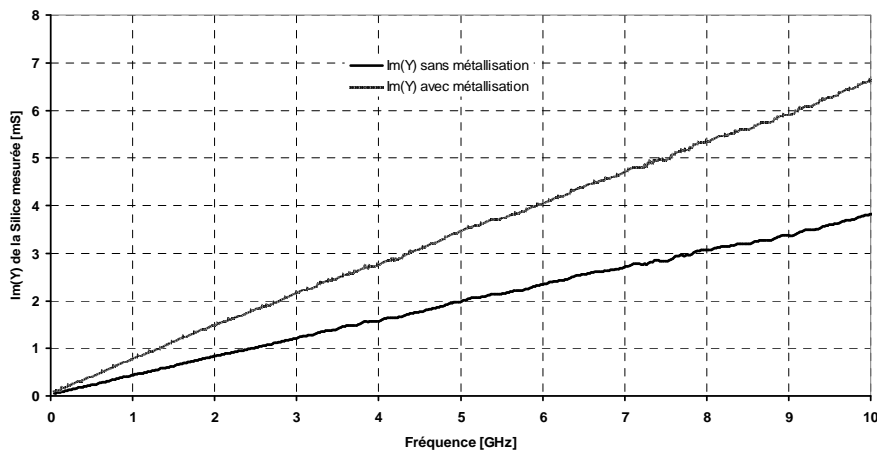


Figure 5b : Partie imaginaire de l'admittance Y en présence de la Silice sous Test

Le tracé de  $G(\omega)$  dans le cas de la configuration sans métallisation arrière montre que la variation est proportionnelle à  $\omega$  jusqu'à 5GHz. Au delà, il apparaît des phénomènes de résonance. Le phénomène de résonance observé à partir de 7 GHz est dû à un résidu de désadaptation coax/SMA  $(50 \pm 5)\Omega$ . Par ailleurs, ouvert sur cinq faces, cette configuration occasionne beaucoup de rayonnement qui se traduit par les pertes d'énergie électromagnétique, car les champs ne se rebouclent pas complètement.

La configuration de l'échantillon avec métallisation a été montée pour se prémunir contre les effets de perte par rayonnement en bout de la prise SMA. L'épaisseur de la métallisation est  $e=1,5mm$ . Par rapport à la configuration sans métallisation, nous constatons que :

- le terme  $C\omega$  a augmenté à cause du confinement de l'énergie électromagnétique liée à la présence de la métallisation.
- le terme  $G$  (conductance) est aussi plus important à cause des pertes métalliques. Cette augmentation observée résulte de l'effet de peau dans la métallisation. Jusqu'à 10GHz, il n'y a pas d'effet de rayonnement (il suit la loi en  $f^2$ ) significatif.

Nous sommes loin des objectifs fixés, car il est difficile en pratique de faire une mesure à vide si l'on doit maîtriser les dimensions réelles de l'échantillon. La mesure à vide nous permet de séparer les paramètres intrinsèques du matériau à ceux des conducteurs. Quatre autres faces restent ouvertes, ce qui permet de mener une étude basée sur la fermeture des autres faces.

### **III.2.2/- Métallisation en contact avec le plan de masse**

En reliant la métallisation arrière à la masse, nous pouvons fermer deux (cf. fig. 6), trois, quatre ou cinq faces pour former une cavité et réduire les pertes par rayonnement.

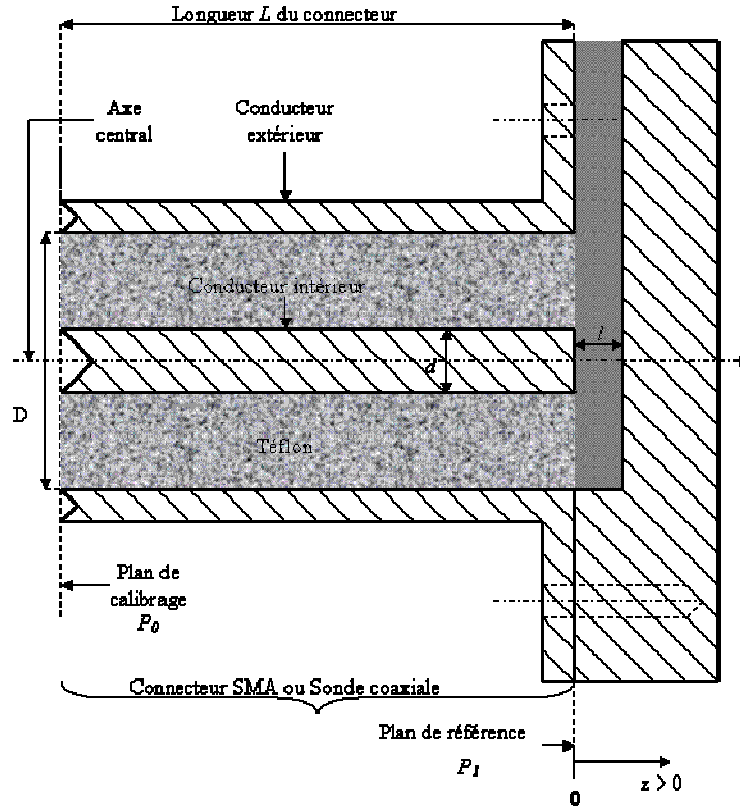


Figure 6: Sonde coaxiale en présence du diélectrique avec métallisation sur deux faces

### a-) Extraction de la permittivité relative complexe

Nous déterminons  $Y_0$  lorsque le porte échantillon est vide. Celle-ci est associée à l'admittance du matériau à l'entrée. Tous les deux, déterminées au plan de référence  $P_1$ .

$$Y_{air} = G_0 + j\omega C_0 \quad (III.2a)$$

$$Y_{mat} = G_0 + G_d + j\omega C_d = G_0 + Y_d \quad (III.2b)$$

Pour obtenir ces admittances, trois mesures sont nécessaires, à savoir : mesure du connecteur en circuit ouvert ( $S_{11CO}$ ), mesure en présence et en absence du diélectrique. Dans le cas de l'air, l'admittance s'écrit comme :

$$Y_{air} = \frac{1}{Z_n} \cdot \frac{S_{11CO} - S_{11air}}{S_{11CO} + S_{11air}} \quad (III.3)$$

où  $Z_n$  est l'impédance de normalisation, généralement considérée égale à  $50\Omega$ . Pour déterminer la permittivité effective complexe, nous définissons le modèle ci-dessous :

$$\tilde{\epsilon}_{eff} = \frac{Y_{mat} - \text{Re}(Y_{air})}{j\omega C_0} \Rightarrow \tilde{\epsilon}_{eff} = \frac{C_d}{C_0} - j \frac{G_d}{\omega C_0} \quad (\text{III.4})$$

Pour remonter aux paramètres électriques du matériau, nous procédons par une fonction linéaire du type :

$$\epsilon_d = a\tilde{\epsilon}_{eff} + b \quad (\text{III.5})$$

Nous considérons que ces constantes sont des réels purs et ne varient pas avec la fréquence. La partie réelle de  $\epsilon_d$  représente la permittivité relative du matériau, dans le même temps, la partie imaginaire représente les pertes.

### b-) Validation à partir des simulations électromagnétiques

Nous avons simulé électromagnétiquement trois montures différentes sur CST (simulateur électromagnétique), à savoir : monture à une face ouverte, à deux faces ouvertes et à trois faces ouvertes. Les résultats ci-dessous sont ceux obtenus après extraction en considérant les matériaux sans pertes.

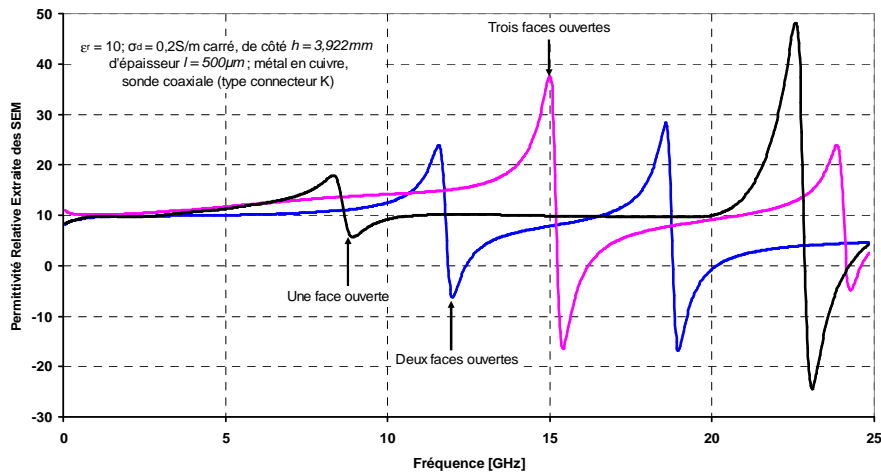


Figure 7: Permittivité relative extraite selon des faces non métallisées de l'échantillon

Les résultats d'extraction montrent que toutes ces structures font apparaître des fréquences de résonance. Ces résonances sont le résultat de la propagation des modes d'ordre supérieur et sont liées aux dimensions de l'échantillon et à sa permittivité selon le nombre de faces non métallisées [III.8-III.12]. Seulement, nous ne travaillons pas à ces fréquences. Ainsi, pour retrouver les valeurs initiales introduites, nous fixons la fréquence maximale de la bande de travail comme étant :

$$f_{\max} = \frac{f_r}{2} \quad \text{(III.6a)}$$

où  $f_r$  est la première fréquence de résonance.

### c-) Champs électromagnétiques dans la sonde coaxiale

Dans la sonde coaxiale, deux types de modes se propagent, à savoir :  $TEM$  et  $TM_{0n}$ . Les dimensions de la sonde étant très petites d'une part et ne travaillant pas dans la zone des fréquences de résonance d'autre part, les modes  $TM_{0n}$  sont considérés évanescents. La solution du champ électrique radial normalisé dans la ligne coaxiale peut être écrite comme une combinaison linéaire des modes  $TEM$  et  $TM_{0n}$  [III.10] (Cf. Annexe4). A l'extérieur de la ligne coaxiale, le champ est nul, mais dans la zone  $[\frac{d}{2}, \frac{D}{2}]$ , le champ électrique radial n'est pas nul. Sur la surface du conducteur intérieur et sur celle du conducteur extérieur de la ligne coaxiale, le champ électrique tangentiel  $E_z$  des modes  $TM_{0n}$  doit être proche de zéro. Sur l'interface sonde-échantillon, toutes les différentes composantes de champs en présence sont continues [III.8-III.13].

### d-) champs électromagnétiques dans la cavité diélectrique

La métallisation de plusieurs faces donne une configuration d'une cavité diélectrique. Les champs en présence peuvent être représentés par la sommation de plusieurs différents champs selon les modes de propagation en présence [III.12]. Un champ en mode TEM est émis à l'entrée de la ligne coaxiale et s'y propage avant de créer plusieurs types de mode de propagation à l'interface ligne coaxiale/cavité. Le champ électrique est nul au bout de la cavité, lieu où l'échantillon est totalement

plaqué sur la cavité métallique [III.11]. Les conditions aux limites exigent que les champs tangentiels soient continus dans la monture et le champ électrique tangentiel soit nul sur la surface [III.11]. Le calcul de la fréquence de résonance dans ces différentes configurations se détermine par la relation :

$$f_{r_{110}} = \frac{c}{2ka} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r}} \quad (\text{III.6b})$$

où  $k$  est une  $c^{\text{ste}}$  et  $a$  le côté du carré. On trouve dans la littérature l'étude exhaustive de cette configuration appliquée très souvent aux diélectriques mous [III.14-III.16]. La monture ayant quatre faces fermées fait apparaître une fréquence de résonance moins accentuée par rapport aux autres cas. Ce qui conduit à utiliser une monture totalement fermée, donnant l'aspect d'une cavité. C'est l'objet de la prochaine section.

### **III.3-/ SONDE COAXIALE AYANT UNE CAVITE METALLIQUE EN BOUT**

La sonde coaxiale est la ligne de transmission par laquelle l'onde TEM se propage. La cavité métallique est le lieu dans lequel baigne le diélectrique. La cavité métallique peut être en laiton, en aluminium, en cuivre, etc. Pour réduire les pertes métalliques d'une part et pour assurer un bon contact électrique d'autre part, notre choix se porte sur le cuivre, car c'est un bon conducteur. La figure 8 décrit la coupe transversale d'une sonde coaxiale en réflexion ayant une cavité métallique remplie du diélectrique à sa terminaison.

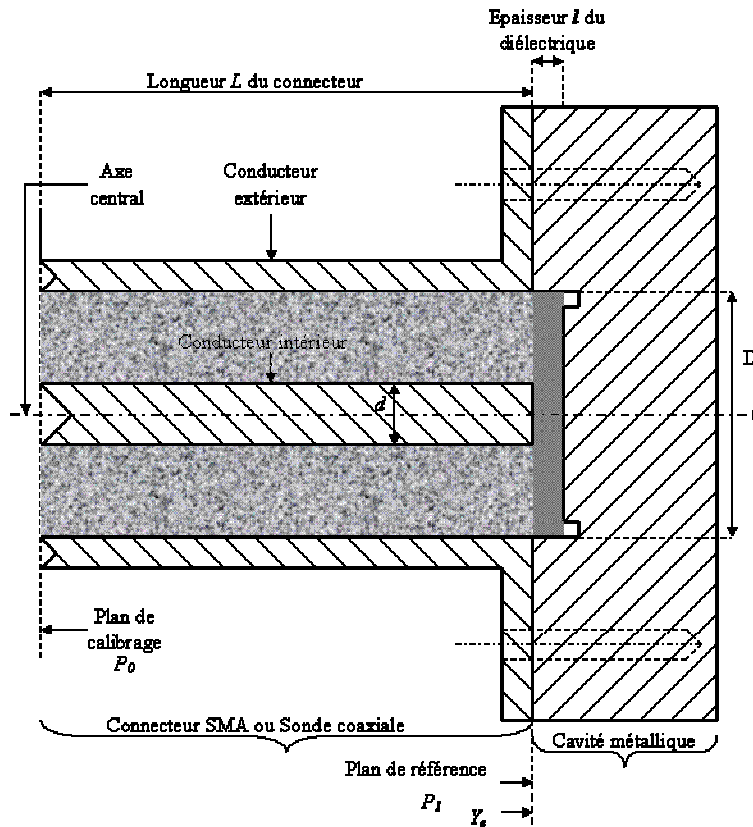


Figure 8: Sonde coaxiale chargée par une cavité remplie du matériau

Dans une telle configuration, les dimensions de la cavité sont fixes. Ce qui permet de faire des mesures à vide et avec le diélectrique. Les admittances obtenues en entrée (au plan  $P_1$ ) de la cavité se calculent par les relations III.1, III.2 et III.3.

### III.3.1- Calcul des différentes constantes de la fonction linéaire

Dans le paragraphe précédent, nous avons pu constater qu'en considérant les constantes de linéarisation non variables avec la fréquence, la permittivité relative au lieu de la résonance ne pouvait être déterminée. Voilà pourquoi nous allons les considérer comme des complexes et variant avec la fréquence.

En appliquant la relation I.1 d'une part et en écrivant  $\tilde{\epsilon}_{eff} = \epsilon'_{eff} - j\epsilon''_{eff}$  d'autre part, nous avons défini une fonction linéaire associant les deux permittivités complexes, telle que:

$$\varepsilon_d = (a_0 + jb_0)\tilde{\varepsilon}_{eff} + (a_1 + jb_1) \quad (III.7)$$

Par ailleurs,  $G_0 < 0$  dans cette configuration, nous définissons les pertes métalliques par :

$$\tan \delta_c = -\frac{G_0}{\omega C_0} = T \quad (III.8)$$

Ce qui permet d'écrire  $T = \varepsilon_{r_d}'' = \varepsilon_{eff_d}''$ . Par ailleurs, en écrivant  $\varepsilon_{eff_m}'' = -\text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff})$ , nous obtenons un système de quatre équations à cinq inconnues à partir de la relation III.7 dans les configurations avec et sans matériau à caractériser. Ce système peut être considéré comme étant un ensemble des fonctions paramétriques.

$$\begin{cases} a_0 + b_0 \varepsilon_{eff_{air}}'' + a_1 = I & (a) \\ -a_0 \varepsilon_{eff_{air}}'' + b_0 + b_1 = -T & (b) \\ a_0 \varepsilon_{eff_d}' + b_0 \varepsilon_{eff_d}'' + a_1 = \varepsilon_r & (c) \\ -a_0 \varepsilon_{eff_d}'' + b_0 \varepsilon_{eff_d}' + b_1 = -\varepsilon_{r_d}'' & (d) \end{cases} \quad (III.8)$$

En posant  $b_1 = 0$  et  $\varepsilon_{eff_d}'' = -\text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff})$ , on montre aisément que:

$$a_1 = \frac{(\varepsilon_r - \varepsilon_{eff_d}') (T^2 + I)}{I + T^2 - (\varepsilon_{eff_d}' + T \varepsilon_{eff_d}'')} \Rightarrow a_1 = \frac{(\varepsilon_{réf} - \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff})) (T^2 + I)}{I + T^2 - (\text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) - T \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}))} \quad (III.9)$$

$$b_0 = -\frac{a_1}{T^2 + I} T \Rightarrow b_0 = -\frac{(\varepsilon_{réf} - \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff}))}{I + T^2 - (\text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) - T \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}))} \cdot T \quad (III.10)$$

$$a_0 = I - b_0 T - a_1 \Rightarrow a_0 = \frac{I + T^2 + T \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) - \varepsilon_{réf}}{I + T^2 - (\text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) - T \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}))} \quad (III.11)$$

$$\varepsilon_{r_d}'' = \varepsilon_r'' = a_0 \varepsilon_{eff_d}'' - b_0 \varepsilon_{eff_d}' \Rightarrow \varepsilon_r'' = -(a_0 \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) + b_0 \cdot \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff})) \quad (III.12)$$



La relation III.8 admettant les pertes métalliques variant avec la fréquence, les différentes constantes obtenues varient aussi avec la fréquence d'une part et dépendent du type de métallisation de la cavité d'autre part. Par ailleurs, leurs expressions indiquent qu'ils sont des réels purs. Nous savons que  $T \ll 0$ , nous en concluons que  $b_0 \ll 1$ , c'est-à-dire que  $b_0 \approx 0$ . En faisant un calcul approximatif, on peut montrer que  $(a_0 + a_1) \approx 1$ .

### III.3.2-/ Extraction des paramètres électriques du diélectrique

La relation III.12 donne directement  $\varepsilon_r''$  alors que l'on détermine  $\varepsilon_r'$  à partir de III.8c tel que :

$$\varepsilon_r = a_0 \cdot \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) - b_0 \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) + a_1 \quad (\text{III.13})$$

La tangente de perte et la conductivité électrique globale se déterminent par :

$$\sigma_d = \varepsilon_r'' \omega \varepsilon_0 \Rightarrow \sigma_d = -(a_0 \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) + b_0 \cdot \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff})) \omega \varepsilon_0 \quad (\text{III.14a})$$

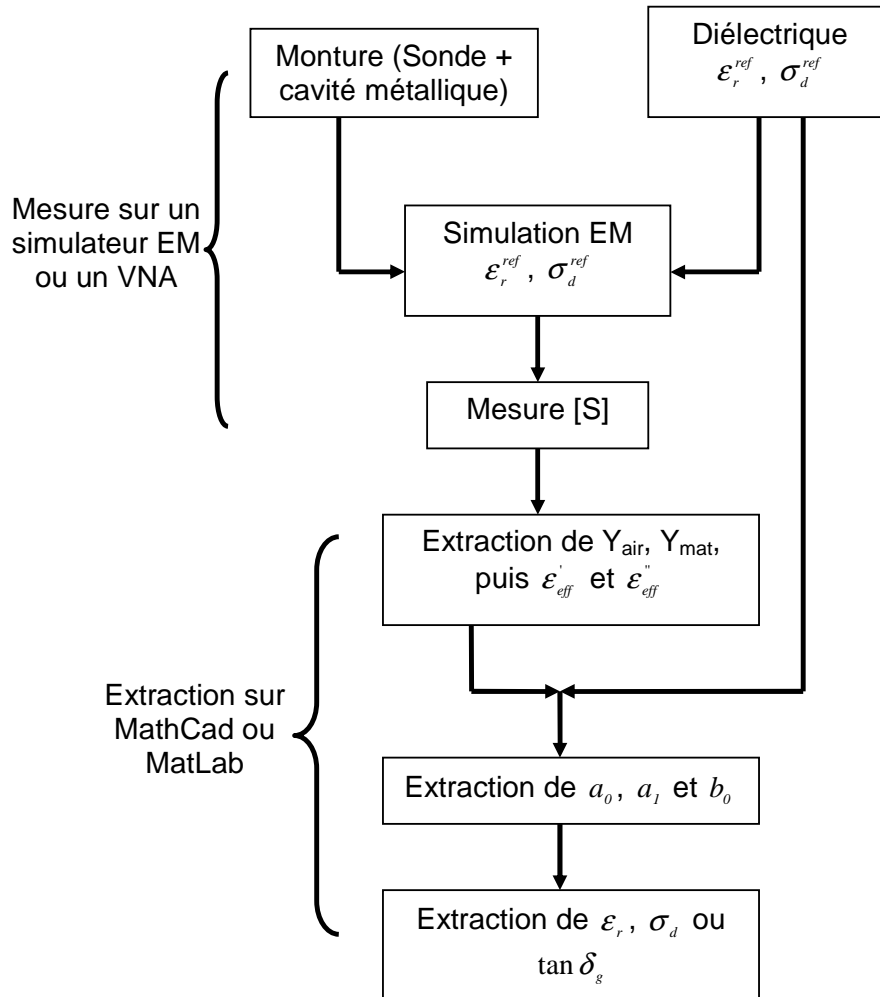
$$\tan \delta_g = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} = -\frac{a_0 \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) + b_0 \cdot \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff})}{a_0 \cdot \text{Re}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) - b_0 \cdot \text{Im}(\tilde{\varepsilon}_{eff}) + a_1} = \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r'} \quad (\text{III.14b})$$

En faisant l'approximation  $b_0 = 0$ , nous pouvons écrire:  $\varepsilon_d = a_0 \tilde{\varepsilon}_{eff} + a_1$ .

Nous considérons les fréquences admettant uniquement la propagation du mode fondamental (*TEM*) dans la ligne coaxiale et nous supposons aussi que les modes d'ordre supérieur  $TM_{0n}$ , se trouvant sur l'interface sonde-échantillon sont évanescents dans la ligne coaxiale [III.8-III.9].

### III.3.3-/ Organigramme de la méthode d'extraction

Nous résumons tout le principe de la méthode d'extraction des paramètres électriques en utilisant une sonde en réflexion sous forme d'organigramme ci-dessous.



**Figure 9:** Organigramme d'extraction des paramètres électriques en utilisant une sonde coaxiale en présence d'une cavité métallique à son extrémité

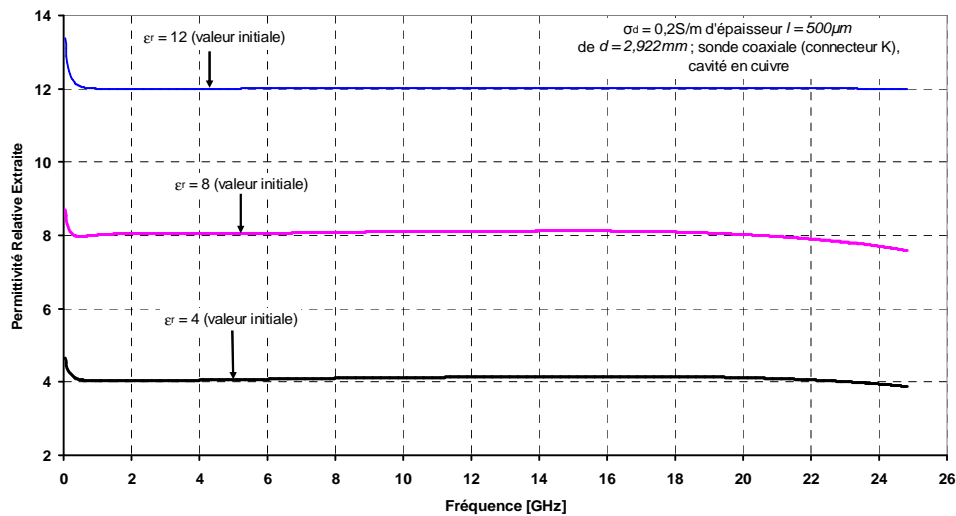
### III.4-/ VALIDATION DE LA METHODE DE LA SONDE COAXIALE AYANT UNE CAVITE EN BOUT

Pour valider le principe d'extraction de cette méthode, nous présentons d'abord les résultats de simulations électromagnétiques avant de présenter ceux

obtenus en expérimentation. Nous avons considéré une cavité d'épaisseur  $l = 500\mu m$ , de forme carrée, de côté  $D$ .

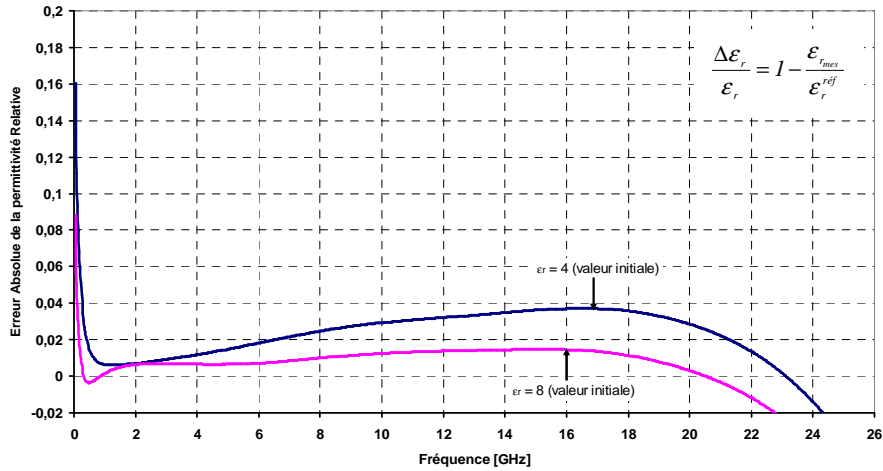
### III.4.1- Validation par des simulations électromagnétiques (SEM)

Considérons un échantillon circulaire de diamètre  $d = 2,922mm$  et d'épaisseur  $l = 500\mu m$  ayant des pertes diélectriques  $\sigma = 0,2S/m$ . Celui-ci baigne dans une cavité métallique en cuivre (Cf. fig. 8). La sonde coaxiale est un connecteur K ayant une planéité parfaite à sa terminaison. Nous faisons varier  $\epsilon_r$  initiale de l'échantillon entre 4 et 12. A chaque permittivité relative, nous la considérons constante sur toute la bande de fréquence de travail. Ceci est fait au moyen du simulateur électromagnétique CST. L'objectif est de retrouver ces valeurs initiales.



**Figure 10a:** Permittivité relative du diélectrique extraite à partir des simulations électromagnétiques

Les résultats obtenus montrent que les valeurs initiales sont retrouvées jusqu'à environ 22GHz. En basse fréquence, nous avons un problème lié au maillage, voilà pourquoi nous ne retrouvons pas les valeurs initiales jusqu'avant 1GHz. Les résultats de permittivité obtenus sont aussi valables lorsque le diélectrique est sans pertes. Nous évaluons l'erreur absolue sur la permittivité relative (supposée constante dans toute la bande de fréquence) par le graphe ci-dessous.



**Figure 10b:** Evolution de l'erreur absolue de la permittivité relative du diélectrique simulée sur CST et supposée constante dans toute la bande de fréquence

Sachant que le diélectrique de référence a  $\epsilon_r = 12$ , l'erreur que nous commettons sur les diélectriques de faible permittivité relative est plus grande que pour les diélectriques de grande permittivité voisine de la permittivité relative de référence. Toutefois, la précision sur  $\epsilon_r$  est meilleure que 5% au vu de ces résultats de simulations électromagnétiques.

Pour extraire les pertes diélectriques initiales, nous simulons un cas avec ( $\sigma_{AP}$ ) et sans ( $\sigma_{SP}$ ) pertes diélectriques. La différence entre les deux conductivités électriques extraites donne la conductivité électrique du diélectrique après correction notée  $\sigma_d$  illustrée par la relation ci-dessous.

$$\sigma_d = \sigma_{AP} - \sigma_{SP} \quad \text{(III.14a)}$$

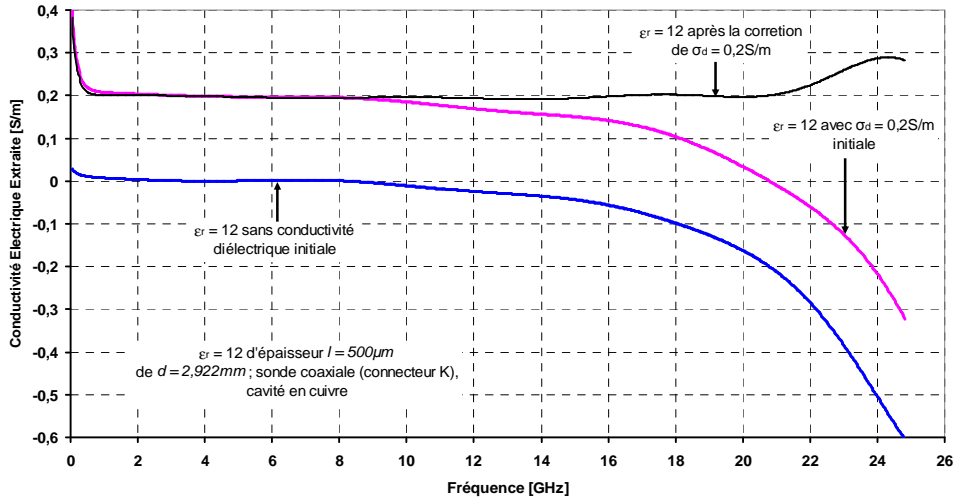


Figure 10c: Conductivité électrique extraite à partir des simulations électromagnétiques

La correction de la conductivité électrique a permis de retrouver la valeur réelle de celle-ci dans une bande de fréquence allant jusqu'à 21GHz. Ce qui permet de conclure que le modèle choisi et la procédure d'extraction appliquée sont bons. En pratique, nous n'aurons pas des matériaux sans pertes et ne pourrions pas faire des mesures des diélectriques sans pertes.

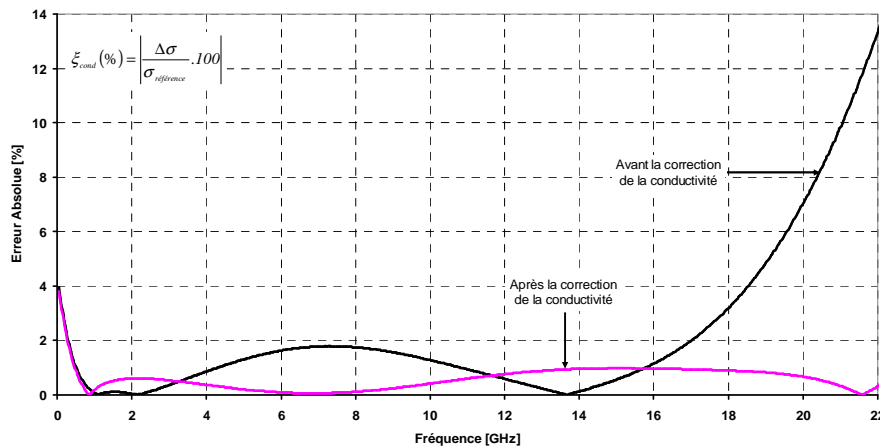
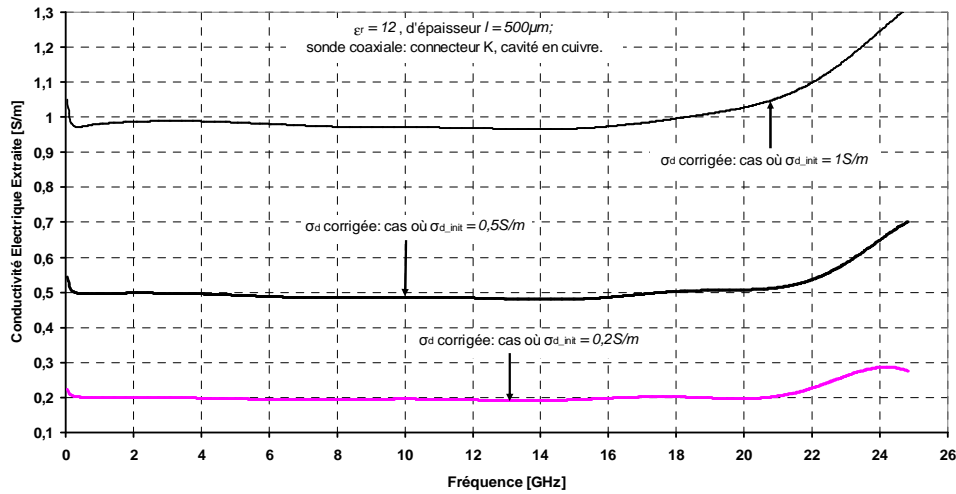


Figure 10d: Erreur absolue de la conductivité électrique extraite à partir des simulations électromagnétiques

Sans faire de correction sur la conductivité électrique extraite, nous observons qu'une erreur absolue de moins de 2% est commise dans la bande de fréquence allant jusqu'à 17GHz. Dans le même temps, cette erreur est d'au plus 1% dans la bande allant jusqu'à 22GHz lorsque l'on fait une correction.

Nous faisons varier la conductivité électrique du diélectrique en procédant de la même manière pour retrouver la valeur initiale de celle-ci.

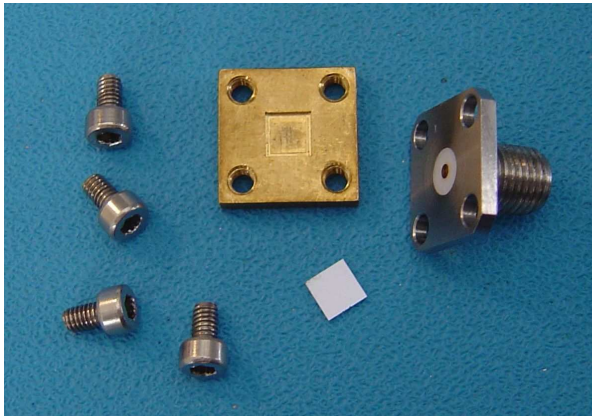


**Figure 10e:** Conductivité électrique du diélectrique variant pour  $\epsilon_r = 12$ , extraite à partir des simulations électromagnétiques (SEM), diamètre de l'échantillon  $d = 2,922\text{mm}$

Plus la conductivité électrique est élevée, moins bonne est la précision de son extraction. La méthode de la sonde en réflexion est donc bien adaptée aux matériaux de très petite conductivité ( $\sim 0,8\text{S/m}$ ).

### III.4.2-/ Validation expérimentale sur des isolants

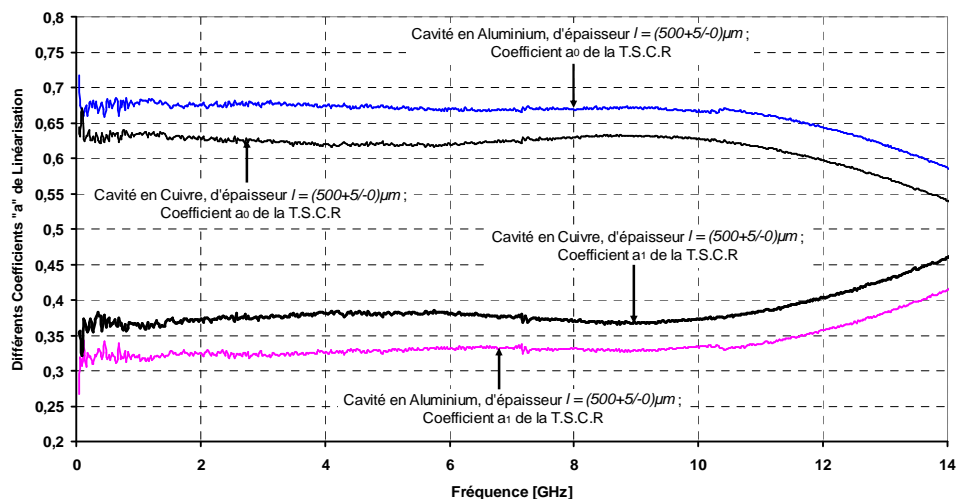
Nous appliquons la méthode aux isolants comme l'alumine et la silice pour valider expérimentalement la méthode de la sonde en réflexion ayant une cavité en bout. Les échantillons sont des carrés de côté  $D = (4,1 + 0/-0,01)\text{mm}$  et d'épaisseur respectives  $l_{alu} = (500 + 8/-0)\mu\text{m}$  et  $l_{sil} = (500 + 10/-0)\mu\text{m}$ . Nous utilisons le connecteur SMA comme sonde coaxiale et le banc de mesure ne permet de couvrir les fréquences allant jusqu'à 14GHz [III.17-III.18]. La figure ci-dessous est une photo de la monture réalisée pour la validation, en présence de tous les éléments avant et après son montage complet.



**Figure 11a:** Cavity diélectrique avant le montage complet de ses éléments

**Figure 11b:** Cavity diélectrique après le montage complet de ses éléments

Nous présentons les valeurs des différentes constantes lorsque la cavité métallique est d'une part en cuivre, puis d'autre part en aluminium. Ces cavités sont des carrés d'épaisseur globale égale à 2,5mm mais le trou dans lequel baigne les échantillons sont d'épaisseur  $(500 + 5/-0)\mu\text{m}$ . Nous considérons l'alumine comme diélectrique de référence ( $\epsilon_r = 9,8$  : valeur du constructeur à 900MHz que nous supposons constante dans toute la bande de fréquence). Plusieurs mesures expérimentales permettent de valider ces valeurs.



**Figure 12a:** Différentes valeurs des coefficients de linéarisation  $a_0$  et  $a_1$  de la fonction d'extraction

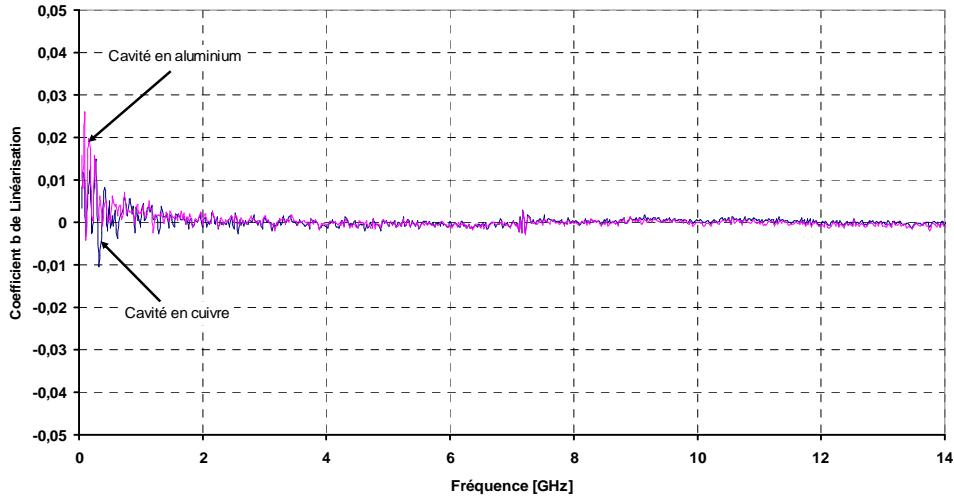


Figure 12b: Différentes valeurs du coefficient de linéarisation  $b_0$  de la fonction d'extraction

Nous constatons que les valeurs de  $b_0$  sont très petites dans la bande de fréquence allant jusqu'à 14GHz. Nous pouvons négliger cette constante dans cette plage de fréquence. Toutefois, ces figures confirment que ces différentes constantes sont des réels purs, dépendant du métal de la cavité et variant avec la fréquence.

### a-) Métal en cuivre

Nous extrayons les paramètres électriques de la silice et de l'alumine en utilisant une cavité en cuivre.

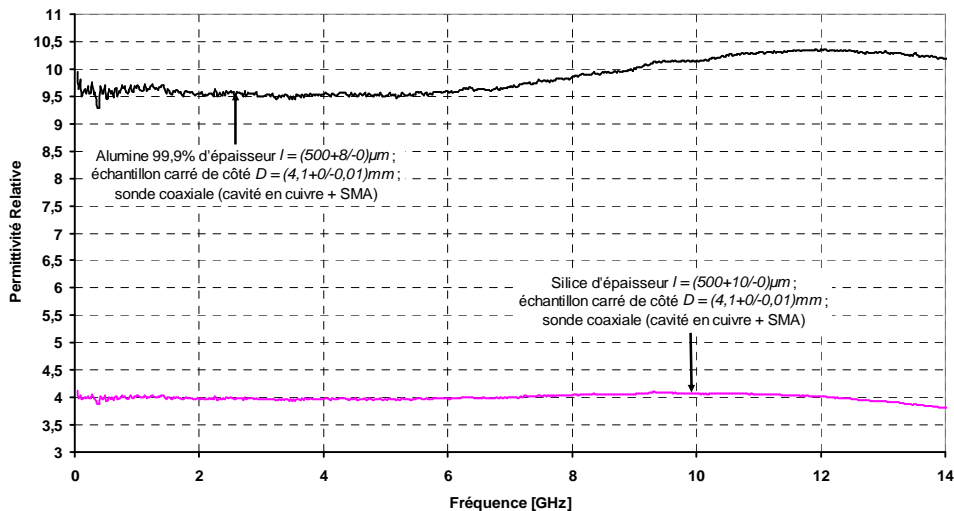
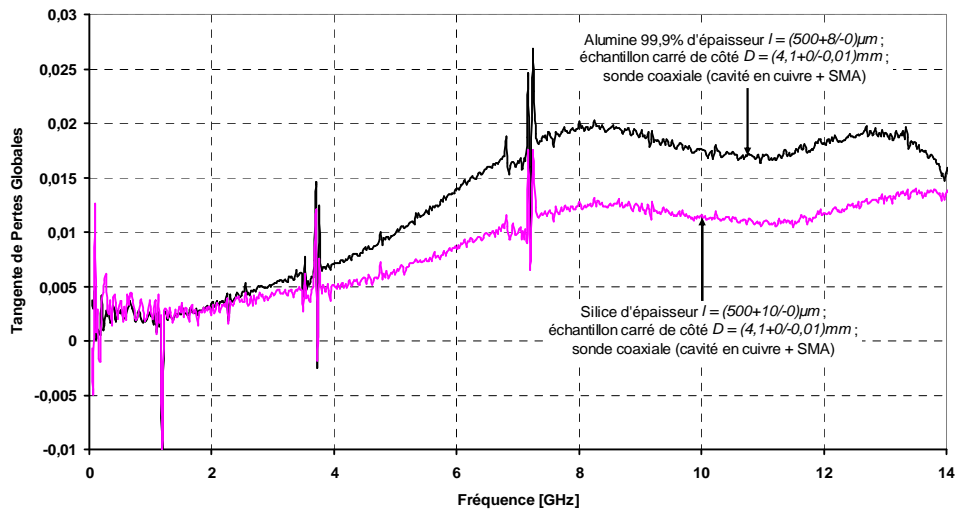
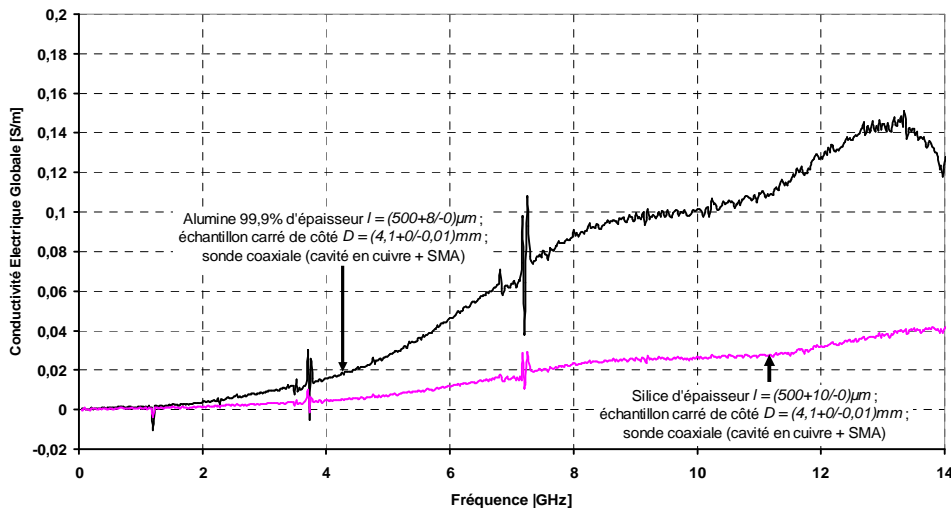


Figure 13a: Permittivité relative extraite des échantillons carrés d'alumine 99,9% et de la silice, pour une sonde coaxiale faite d'une cavité en cuivre et d'un connecteur de type SMA





**Figure 13b:** Tangente de pertes globales extraites des échantillons carrés d'alumine 99,9% et de la silice, pour une sonde coaxiale faite d'une cavité en cuivre et d'un connecteur de type SMA

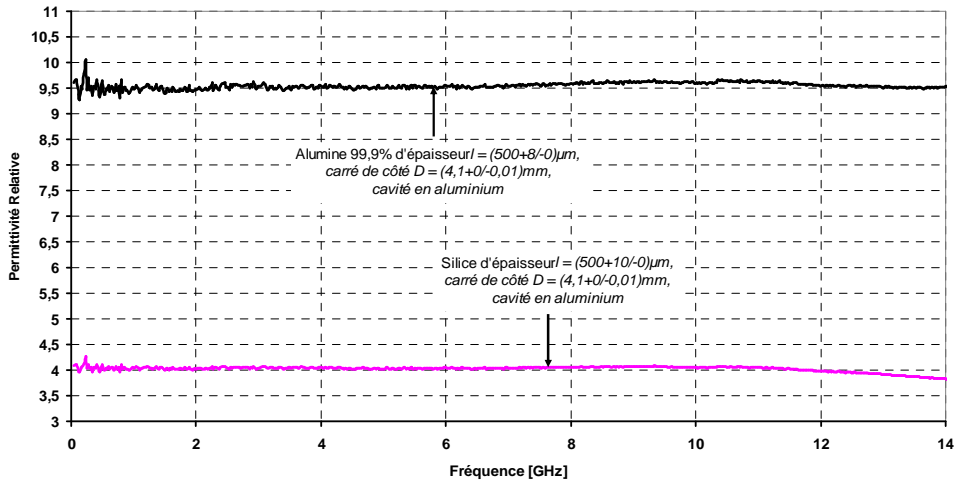


**Figure 13c:** Conductivité électrique globale extraite des échantillons carrés d'alumine 99,9% et de la silice, pour une sonde coaxiale faite d'une cavité en cuivre et d'un connecteur de type SMA

Nous constatons qu'avec cette méthode, nous pouvons extraire des tangentes de pertes globales de l'ordre de  $10^{-3}$  dans la bande allant jusqu'à 5GHz (cas de l'alumine), voir même 7GHz (cas de la silice). La conductivité électrique globale extraite varie avec la fréquence et elle est négligeable dans la bande allant jusqu'à 3GHz. Nous faisons le même travail d'extraction en utilisant une cavité en aluminium. La bande de fréquence que l'on couvre pour extraire les paramètres électriques des matériaux (cas des isolants) en utilisant un connecteur SMA s'étend jusqu'à 14GHz.

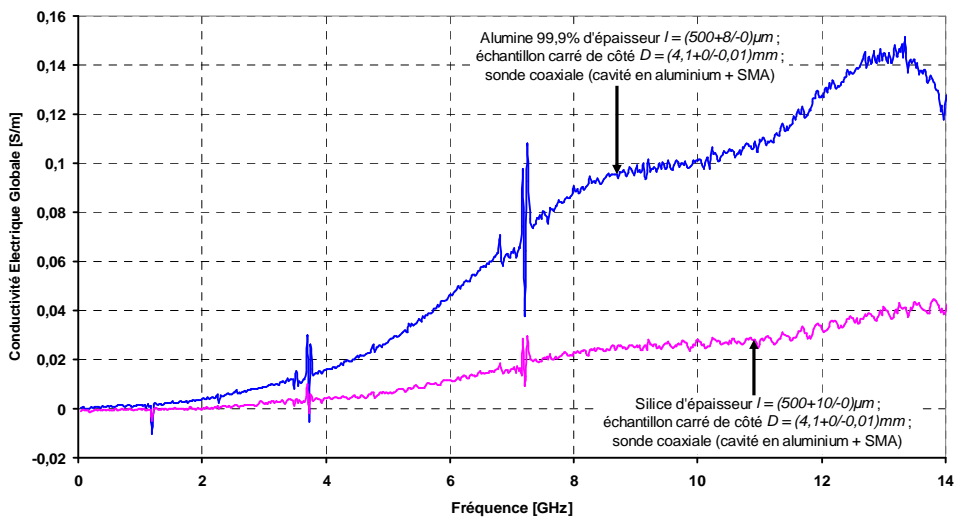
**b-) Métal en aluminium**

En utilisant une cavité métallique en aluminium, située en terminaison d'une d'un connecteur SMA pour caractériser l'alumine et la silice, nous obtenons :



**Figure 14a:** Permittivité relative extraite à partir d'une sonde coaxiale de type SMA

La silice (un *low-k*) et l'Alumine (un *high-k*) sont des matériaux faibles pertes. Nous obtenons après extraction, en utilisant des cavités en cuivre puis en aluminium, des permittivités relatives quasi-constantes dans toute la bande de fréquence allant jusqu'à 14GHz. Elles sont 3,96 et 9,6 respectivement pour la silice et l'alumine 99,9%.

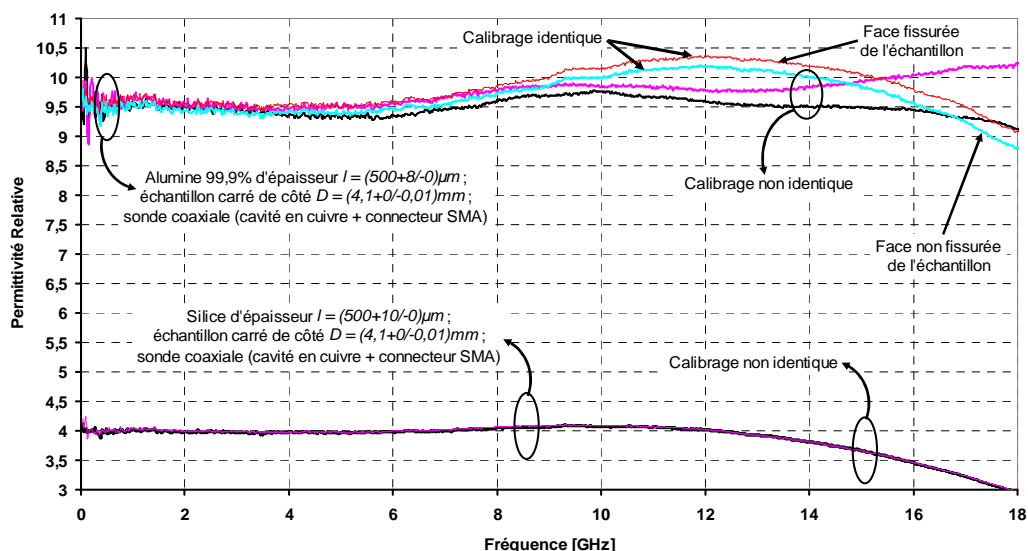


**Figure 14b:** Conductivité électrique globale extraite des échantillons carrés d'alumine 99,9% et de la silice, pour une sonde coaxiale faite d'une cavité en aluminium et d'un connecteur de type SMA

De même, nous avons des tangentes de perte inférieures à  $10^{-2}$  dans la bande de fréquence de travail allant jusqu'à 7GHz. Cette méthode offre donc la possibilité d'extraire des tangentes de pertes inférieures à  $10^{-2}$ . Nous avons une adéquation avec les résultats de simulation électromagnétique [III.19-III.24]. Les objectifs visés sont atteints.

### III.4.3-/ Reproductibilité de la méthode

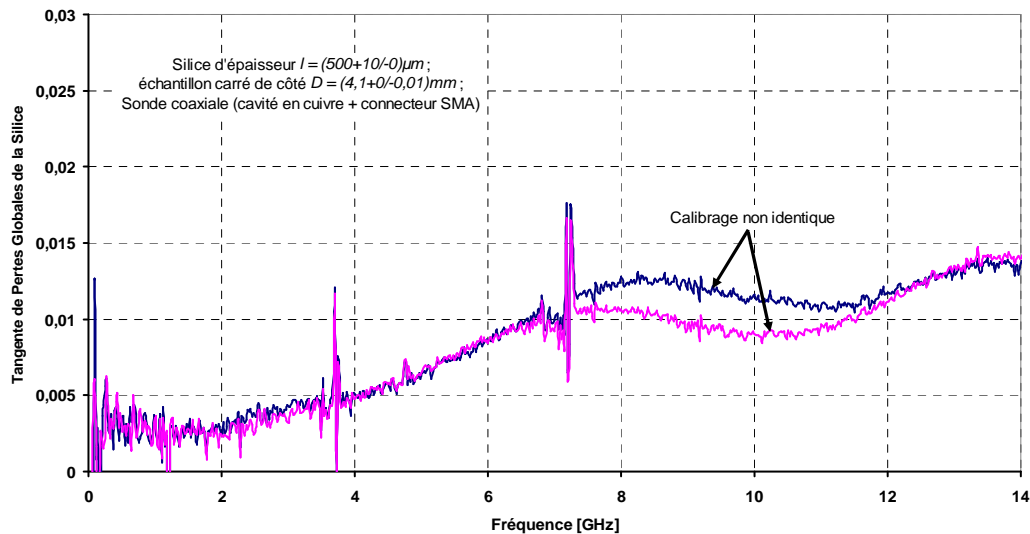
En faisant plusieurs mesures, pendant des jours différents (calibrage identique ou non), nous avons étudié la reproductibilité de la méthode. Nous soulignons que la mesure de la silice se fait avec des calibrages différents. Dans le cas d'alumine, il y a non seulement l'erreur de serrage, mais aussi l'erreur due à l'orientation de l'échantillon, car il y a une face fissurée. En changeant le calibrage, les résultats d'alumine 99,9% et ceux de la silice issus de la première mesure changent. Ainsi, la précision de l'extraction dépend de la précision du calibrage utilisé.



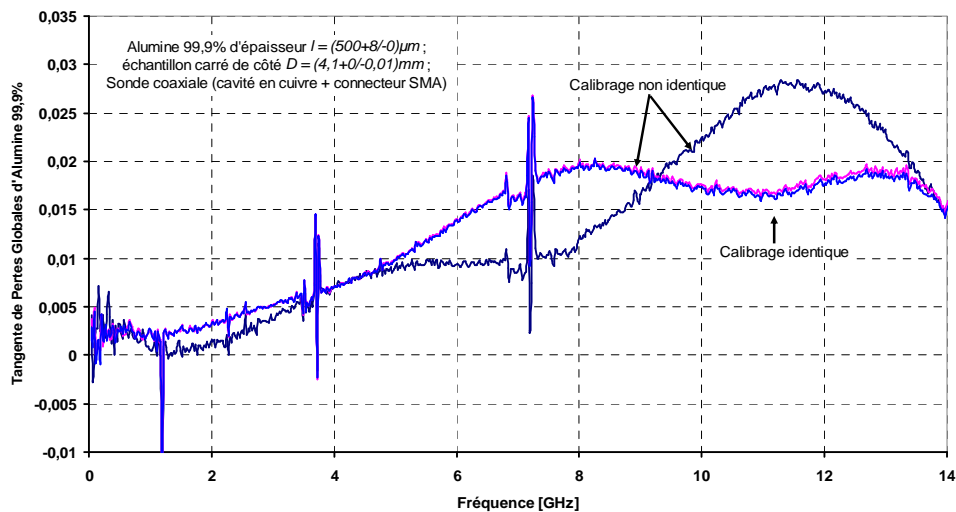
**Figure 15a:** Permittivité relative de la silice et d'alumine extraite en utilisant une cavité en cuivre

Nous observons un écart des permittivités relatives d'environ 3% en haute fréquence. La reproductibilité de la méthode est vérifiée de par les résultats obtenus. Cette reproductibilité ne dépend pas du type de métal de la cavité, car les différents

coefficients, liés à la fonction d'extraction par une combinaison linéaire, intègrent les pertes métalliques.



**Figure 15b:** Tangente de pertes globales de la silice extraite en utilisant une sonde coaxiale faite d'une cavité en cuivre et d'un connecteur de type SMA



**Figure 15c:** Tangente de pertes globales d'alumine 99,9% extraite en utilisant une sonde coaxiale faite d'une cavité en cuivre et d'un connecteur de type SMA

Nous constatons que l'influence du connecteur, utilisé lors de la mesure n'est pas à négliger. Cette influence est visible dans l'extraction des paramètres électriques d'alumine 99,9% dans la bande de fréquence allant de 6GHz à 13GHz. L'idéal serait de faire le calibrage à l'interface connecteur/échantillon (voir annexe 6) afin de prendre en compte les effets du connecteur. Toutefois, la reproductibilité de

la méthode est possible si l'on utilise la même monture de test et les mêmes connecteurs (cas du SMA). Dans ce cas, l'erreur que l'on commet sur l'extraction des paramètres électriques est de 3%. En effet, la première mesure de la silice à 2GHz a permis d'obtenir une permittivité relative de 3,87 alors que la seconde est de 3,97. L'écart de mesure s'évalue à 2,6%.

En utilisant un connecteur de type SMA, il est possible de caractériser des matériaux liquides avec une précision meilleure que 5% sur les paramètres électriques.

### III.4.4- Validation expérimentale aux semi-conducteurs

Ayant appliqué la méthode de la sonde en réflexion en présence d'une cavité en bout aux isolants de type alumine et silice, nous appliquons cette méthode au silicium faiblement dopé. Dans le cas des semi-conducteurs, nous extrayons la permittivité relative et la conductivité électrique et/ou la résistivité électrique.

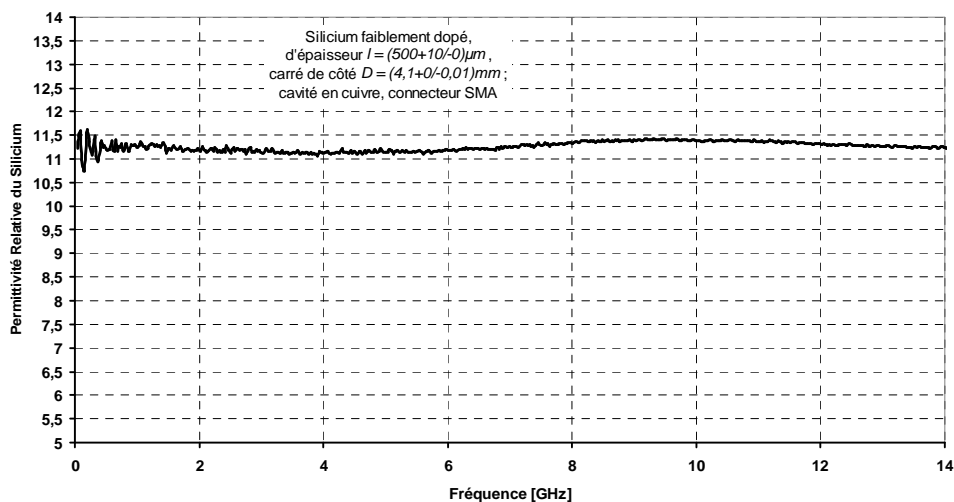
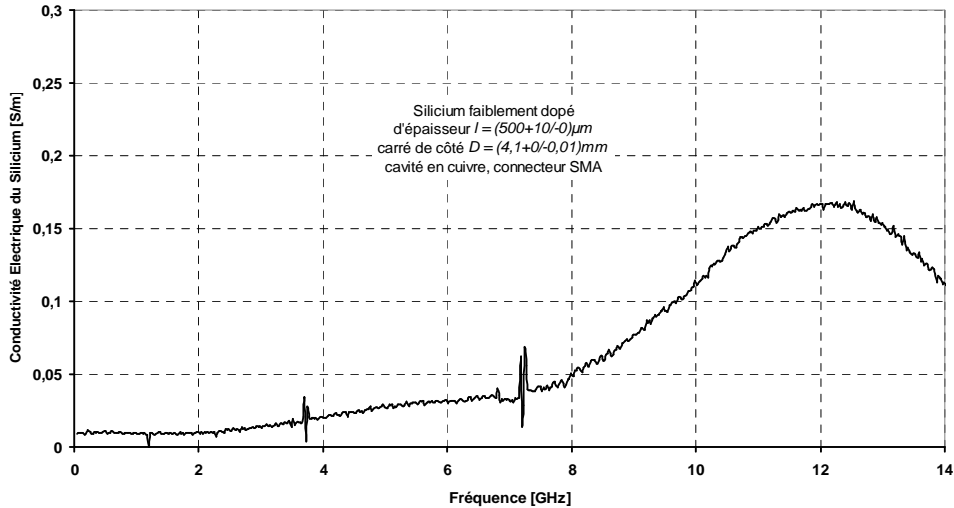
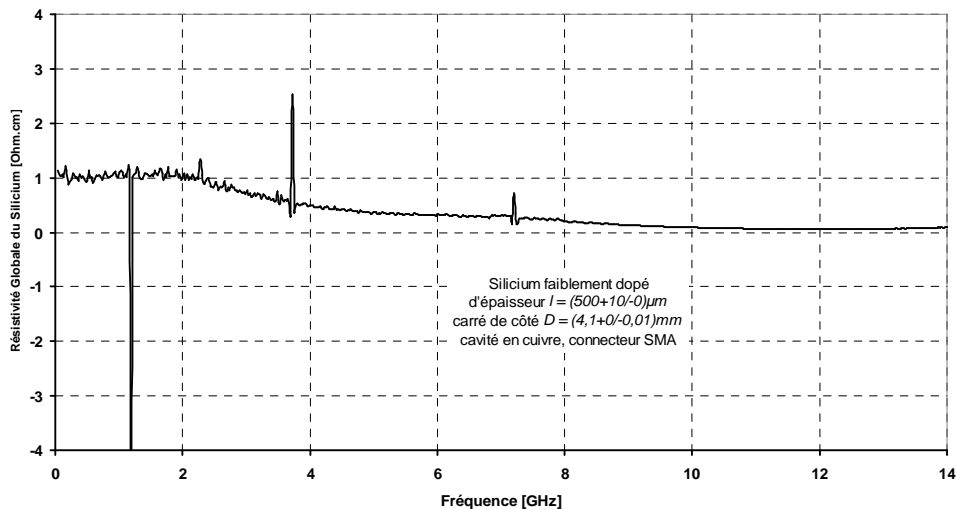


Figure 16a: Permittivité relative du silicium en utilisant une sonde coaxiale



**Figure 16b:** Conductivité électrique du silicium en utilisant une sonde coaxiale

En basse fréquence, sa conductivité est très faible et elle augmente avec la fréquence. Dans le même temps, la permittivité relative extraite est en moyenne de 11,5 dans toute la bande de fréquence. La faisabilité de la technique de la sonde en réflexion, appliquée aux semi-conducteurs faiblement dopés, est démontrée à travers les résultats de caractérisation du silicium. Ce résultat confirme les prévisions des simulations électromagnétiques (cf. fig.10c).



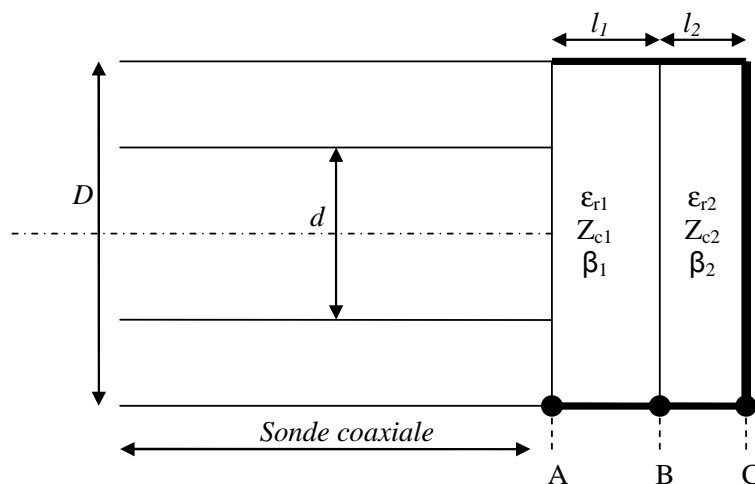
**Figure 16c:** Résistivité globale du silicium faiblement dopé en utilisant une sonde coaxiale

Nous extrayons une résistivité égale à un (1) dans la bande de fréquence allant jusqu'à 2GHz. Cette valeur est en harmonie avec celle donnée par le fabricant.

Le silicium est un semi-conducteur beaucoup utilisé en microélectronique et, est assez souvent dopé (faiblement ou fortement). Quelque fois, on y dépose une couche d'oxyde. Dans cette configuration, elle devient une structure multicouche. Ainsi, nous proposons une méthode d'extraction des paramètres électriques des structures multicouches pour remonter aux paramètres intrinsèques de chacune des couches. C'est l'objet de la prochaine sous section.

### III.5-/ EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DES MATERIAUX MULTICOUCHES

Dans cette section, nous nous basons essentiellement sur les principes de la sonde coaxiale en réflexion. Mettons dans la cavité métallisée, un diélectrique bicouche (cf. fig.17). Dans la littérature, des études ont montré que la sonde coaxiale est sensible à la face de l'échantillon qui est en contact avec le conducteur central [III.23]. Cette sensibilité est causée par la répartition des champs électromagnétiques au voisinage du conducteur central [III.26-III.29]. Ce qui sous-entend que la capacité globale créée n'est pas la même selon l'orientation de l'échantillon ( $\epsilon_{r1} \neq \epsilon_{r2}$ ).



**Figure 17a:** Sonde coaxiale en présence d'un échantillon à deux couches d'épaisseurs différentes (configuration 1)

Le schéma électrique équivalent, traduisant cette figure est:

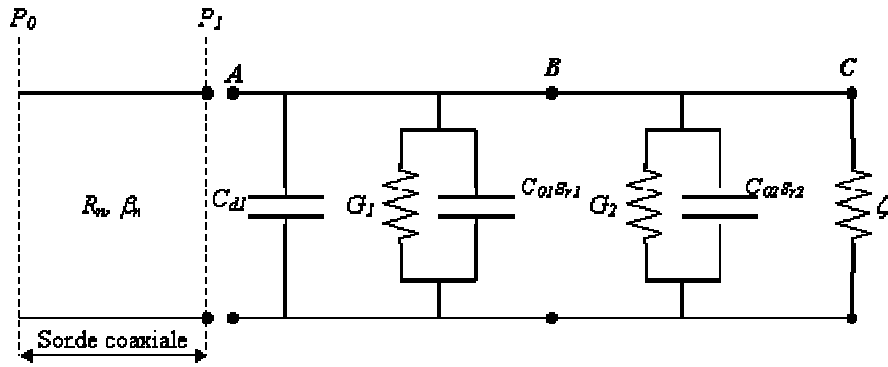


Figure 17b: Schéma électrique équivalent de la structure bicouche de la figure 12a

Le contact entre le premier diélectrique et le conducteur central permet d'obtenir une capacité de discontinuité, notée  $C_{d1}$ . Celle-ci est intégrée directement dans le calcul de l'admittance vue au point A. Nous considérons que l'échantillon est sans pertes. L'admittance globale changeant selon l'orientation de l'échantillon devient :

$$Y_B^{(l)} \approx jY_{c_2} \tan(\beta_2 l_2) \quad \text{(III.15a)}$$

$$Y_A^{(l)} = jY_{c_1} \frac{Z_2 \beta_1 l_1 + Z_1 \beta_2 l_2}{Z_2 - Z_1 \beta_1 \beta_2 l_2 l_1} \quad \text{(III.15b)}$$

Lorsque nous changeons l'orientation de l'échantillon comme illustré sur la figure ci-dessous, nous avons des admittances données par la relation III.16.

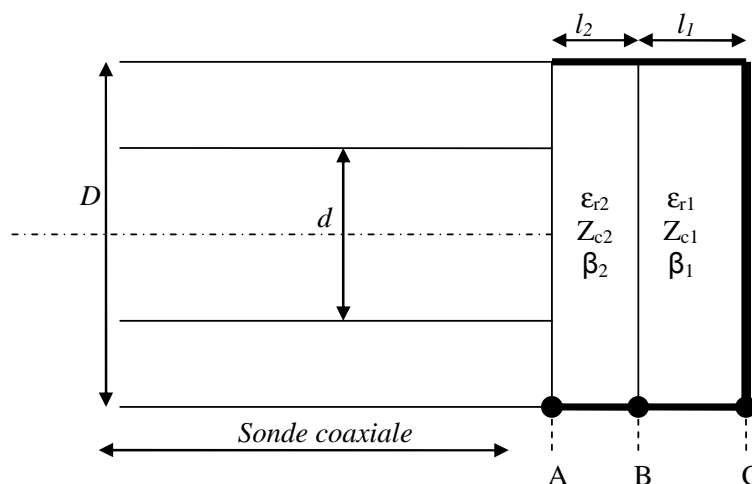


Figure 17c : Sonde coaxiale en présence d'un échantillon bicouches d'épaisseurs différentes (configuration 2)



Le schéma électrique de cette structure est donnée par :

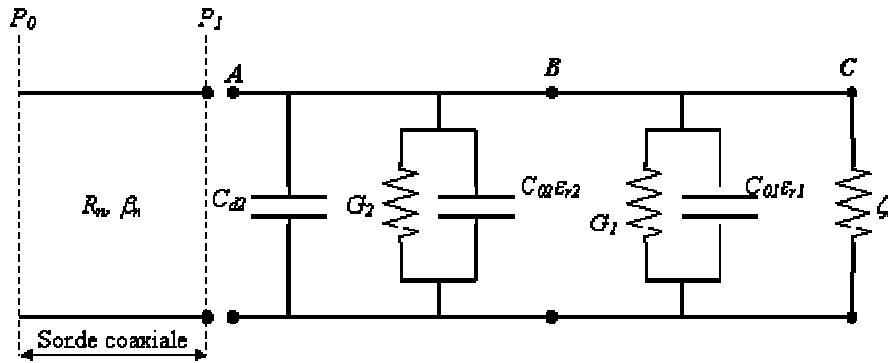


Figure 17d: Schéma électrique équivalent de la structure bicouche de la figure 12c

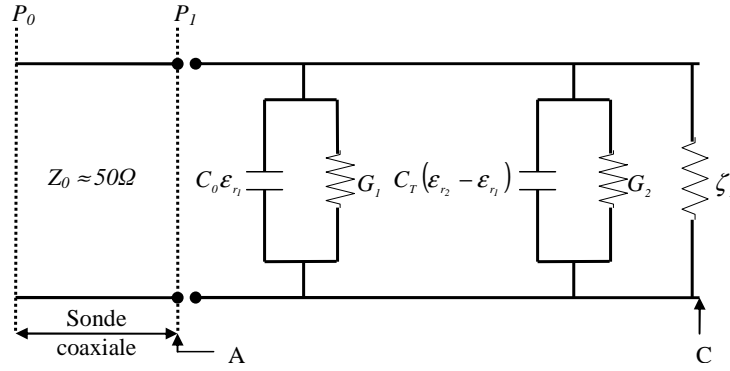
$$Y_B^{(2)} \approx jY_{c_1} \tan(\beta_1 l_1) \quad (\text{III.16a})$$

$$Y_A^{(2)} = jY_{c_2} \frac{Z_2 \beta_1 l_1 + Z_1 \beta_2 l_2}{Z_1 - Z_2 \beta_1 \beta_2 l_2 l_1} \quad (\text{III.16b})$$

A partir de ces deux admittances, nous exprimons les permittivités effectives complexes globales obtenues en tenant compte de l'épaisseur globale de la cavité. La permittivité effective réelle de la couche non connue se détermine en fonction de celle de la couche de référence.

### III.5.1-/ Extraction des permittivités complexes de chaque couche

Considérons que le diélectrique bicouche, en contact avec la plus grande surface métallique au point C fait que les pertes globales ne soient pas identiques selon l'orientation de l'échantillon. Par ailleurs, à l'interface des deux diélectriques (point B), la capacité est la même quelque soit l'orientation de l'échantillon. Le modèle électrique équivalent dans le sens de la première orientation est :



**Figure 18:** Structure diélectrique de  $\epsilon_{r2} > \epsilon_{r1}$  dans une sonde en circuit ouvert dont la 1<sup>ère</sup> face est en contact avec la ligne coaxiale d'impédance caractéristique  $Z = 50\Omega$

### a-) Cas sans pertes diélectriques

Les admittances globales (tenant compte des conductances et des capacités du milieu) selon les deux orientations de l'échantillon s'écrivent comme étant :

$$Y_A^{(1)} = (\zeta_1 + G_0) + j\omega C_0 \epsilon_{eff1} + j\omega C_T (\epsilon_{eff2} - \epsilon_{eff1}) \quad (III.17a)$$

$$Y_A^{(2)} = (\zeta_2 + G_0) + j\omega C_0 \epsilon_{eff2} - j\omega C_T (\epsilon_{eff2} - \epsilon_{eff1}) \quad (III.17b)$$

Sachant que  $Y_{air} = G_0 + j\omega C_0$  d'une part et en posant  $\tilde{\epsilon}_{effg}^{(1)} = \frac{Y_A^{(1)} - G_0}{j\omega C_0}$  et

$\tilde{\epsilon}_{effg}^{(2)} = \frac{Y_A^{(2)} - G_0}{j\omega C_0}$  d'autre part, les permittivités effectives complexes globales liées aux

différentes orientations sont :

$$\tilde{\epsilon}_{effg}^{(1)} = \frac{\zeta_1}{j\omega C_0} + \tilde{\epsilon}_{eff1} + (\tilde{\epsilon}_{eff2} - \tilde{\epsilon}_{eff1}) \frac{C_T}{C_0} \quad (III.18a)$$

$$\tilde{\epsilon}_{effg}^{(2)} = \frac{\zeta_2}{j\omega C_0} + \tilde{\epsilon}_{eff2} - (\tilde{\epsilon}_{eff2} - \tilde{\epsilon}_{eff1}) \frac{C_T}{C_0} \quad (III.18b)$$

En posant  $F = \frac{I}{1 - 2 \frac{C_T}{C_0}}$  et en résolvant les deux équations ci-dessus, on détermine

les deux permittivités effectives complexes des deux couches données par :

$$\tilde{\epsilon}_{eff1} = \frac{\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - F \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + j \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{\omega C_0} \right)}{2} + j \frac{\zeta_2 + \zeta_1}{2\omega C_0} \quad (\text{III.19a})$$

$$\tilde{\epsilon}_{eff2} = \frac{\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} + F \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + j \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{\omega C_0} \right)}{2} + j \frac{\zeta_2 + \zeta_1}{2\omega C_0} \quad (\text{III.19b})$$

En considérant  $\epsilon_{r2} \geq \epsilon_{r1}$ , et que celle-ci est connue d'avance lors des mesures faites en considérant une cavité d'épaisseur  $l_2 = 500\mu m$ , nous réécrivons la permittivité effective de la première couche en fonction de celle de référence comme étant:

$$\tilde{\epsilon}_{eff1}^{réel} = \tilde{\epsilon}_{eff2}^{réf} - F \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + j \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{\omega C_0} \right) \quad (\text{III.20})$$

$f(C_T) = F = \frac{1}{1 - 2 \frac{C_T}{C_0}}$  est définie que si  $C_T \in \left[ 0; \frac{C_0}{2} \left[ \cup \right] \frac{C_0}{2}; +\infty \right[$  et que  $F' > 0$

( $F' = f'(C_T) = \frac{dF}{dC_T}$ ). Notons que  $C_T$  ne change pas si nous connaissons les paramètres électriques de la couche de référence.

Ayant obtenu la permittivité effective complexe réelle de l'échantillon, nous appliquons les principes d'extraction détaillés au début de ce chapitre en tenant compte des constantes obtenues lors de l'extraction du diélectrique de référence.

### b-) Cas avec pertes diélectriques

Dans ce cas, les admittances globales, tenant compte des deux orientations de l'échantillon s'écrivent [III.30-III.31] comme suit:

$$Y_A^{(1)} = G_1^T + j\omega C_0 \epsilon_{eff1} + j\omega C_T (\epsilon_{eff2} - \epsilon_{eff1}) \quad (\text{III.21a})$$

$$Y_A^{(2)} = G_2^T + j\omega C_0 \epsilon_{eff2} - j\omega C_T (\epsilon_{eff2} - \epsilon_{eff1}) \quad (\text{III.21b})$$

où  $G_1^T = G_1 + G_2 + \zeta_1 + G_0$  et  $G_2^T = G_1 + G_2 + \zeta_2 + G_0$ . Posons comme précédemment que  $\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} = \frac{Y_A^{(1)} - G_0}{j\omega C_0}$  et  $\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} = \frac{Y_A^{(2)} - G_0}{j\omega C_0}$ , nous obtenons les permittivités effectives

globales ci-dessous, issues des deux orientations de l'échantillon:

$$\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} = \frac{G_1^T - G_0}{j\omega C_0} + \tilde{\epsilon}_{eff_1} + (\tilde{\epsilon}_{eff_2} - \tilde{\epsilon}_{eff_1}) \frac{C_T}{C_0} \quad (III.22a)$$

$$\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} = \frac{G_2^T - G_0}{j\omega C_0} + \tilde{\epsilon}_{eff_2} - (\tilde{\epsilon}_{eff_2} - \tilde{\epsilon}_{eff_1}) \frac{C_T}{C_0} \quad (III.22b)$$

Connaissant que  $F = \frac{l}{l - 2 \frac{C_T}{C_0}}$ , on détermine les deux permittivités effectives

complexes des deux couches par :

$$\tilde{\epsilon}_{eff_1} = \frac{\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - F \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + j \frac{G_2^T - G_1^T}{\omega C_0} \right)}{2} + j \frac{G_2^T + G_1^T - 2G_0}{2\omega C_0} \quad (III.23a)$$

$$\tilde{\epsilon}_{eff_2} = \frac{\tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} + F \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + j \frac{G_2^T - G_1^T}{\omega C_0} \right)}{2} + j \frac{G_2^T + G_1^T - 2G_0}{2\omega C_0} \quad (III.23b)$$

Par ailleurs, en considérant que  $\epsilon_{r_2} \geq \epsilon_{r_1}$  ( $\tilde{\epsilon}_{eff_2}$  est connue lorsque ce diélectrique était seul dans une cavité d'épaisseur  $l = l_1 + l_2$ ), nous réécrivons la permittivité effective de la première couche en fonction de celle de référence comme suit:

$$\tilde{\epsilon}_{eff_1}^{réel} = \tilde{\epsilon}_{eff_2}^{réf} - F \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} + j \frac{G_2^T - G_1^T}{\omega C_0} \right) \quad (III.24a)$$

Une fois la permittivité effective de la couche inconnue est déterminée, on applique les relations III.13 et III.14 pour remonter aux paramètres intrinsèques de cette couche. Les différentes constantes dans ce cas restent les mêmes que celles déterminées dans le cas de référence.

Cette méthode d'extraction a le privilège de ne pas forcément se baser sur la connaissance préalable de l'épaisseur de chaque couche. Seule l'épaisseur de la couche globale doit être connue afin de respecter les dimensions de la monture de teste.

Dans le cas où la couche de référence a une permittivité effective inférieure à celle de la couche à déterminer ( $\tilde{\epsilon}_{eff_1} > \tilde{\epsilon}_{eff_2} \Rightarrow \epsilon_{r_1} > \epsilon_{r_2}$ ), on a la même démarche de démonstration en permutant les différents indices, mais les relations d'extraction restent valables.

$$\tilde{\epsilon}_{eff_1}^{réel} = \tilde{\epsilon}_{eff_2}^{réf} + G \left( \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(1)} - \tilde{\epsilon}_{eff_g}^{(2)} + j \frac{G_1^T - G_2^T}{\omega C_0} \right) \text{ où } G = F - I \quad (\text{III.25})$$

### III.5.2-/ Organigramme d'extraction des matériaux bicouches

Sous forme d'organigramme, nous résumons la procédure d'extraction des matériaux multicouches, sachant que la méthode tient compte d'un matériau de référence ayant une permittivité effective complexe que l'on utilise pour déterminer la permittivité effective de la couche de diélectrique inconnue.

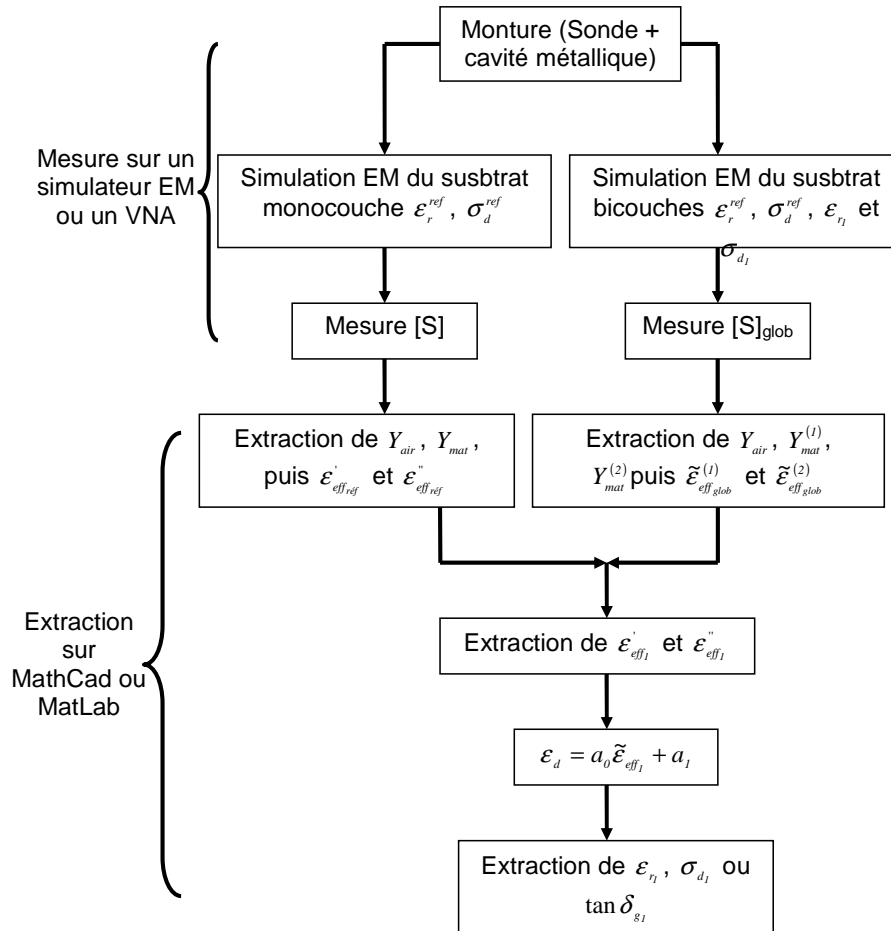


Figure 19: Organigramme de la méthode d'extraction des matériaux multicouches

### III.5.3- Validation de la procédure d'extraction par des simulations électromagnétiques

Nous considérons un échantillon d'épaisseur  $l = 500\mu m$ . La première couche a une épaisseur  $l_1 = 450\mu m$  et  $4 \leq \epsilon_{r_1} \leq 10$ , alors que la seconde couche a une épaisseur  $l_2 = 50\mu m$  et  $\epsilon_{r_2} = 8$ . L'échantillon est de forme circulaire, de diamètre  $d = 2,922mm$ , la cavité est en cuivre alors que la sonde coaxiale est un connecteur de type K.

Dans le cas de cette étude, les simulations électromagnétiques des diélectriques (avec et sans pertes), dont les permittivités varient entre 4 et 12 nous

ont permis d'établir que  $F = 7$  et  $G = 6$ . Les constantes utilisées sont celles obtenues dans le cas où la cavité est en cuivre et ayant une épaisseur de  $500\mu\text{m}$ .

Des permittivités effectives obtenues, nous extrayons les permittivités relatives ci-dessous :

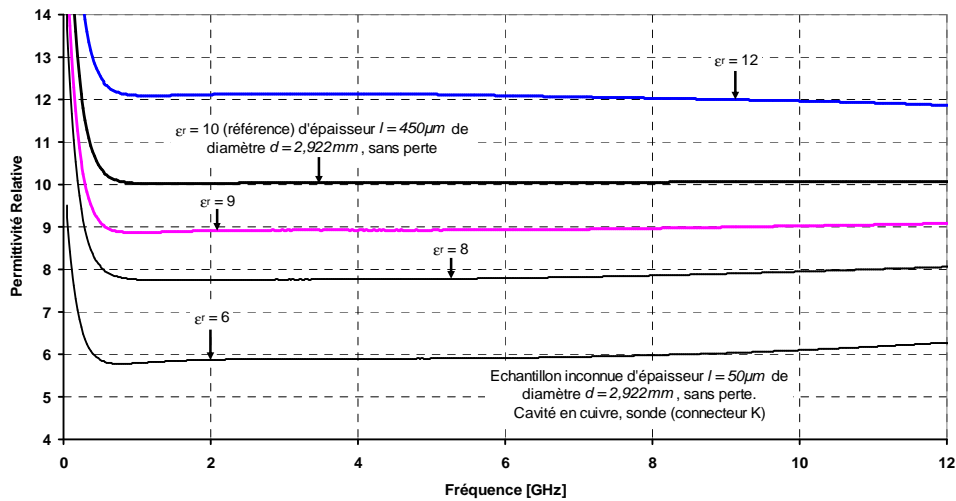


Figure 20a: Permittivité relative de la couche de diélectrique inconnu d'un matériau bicouche

Nous obtenons dans toute la bande de fréquence une bonne adéquation entre les permittivités relatives extraites et les valeurs initiales introduites dans le simulateur.

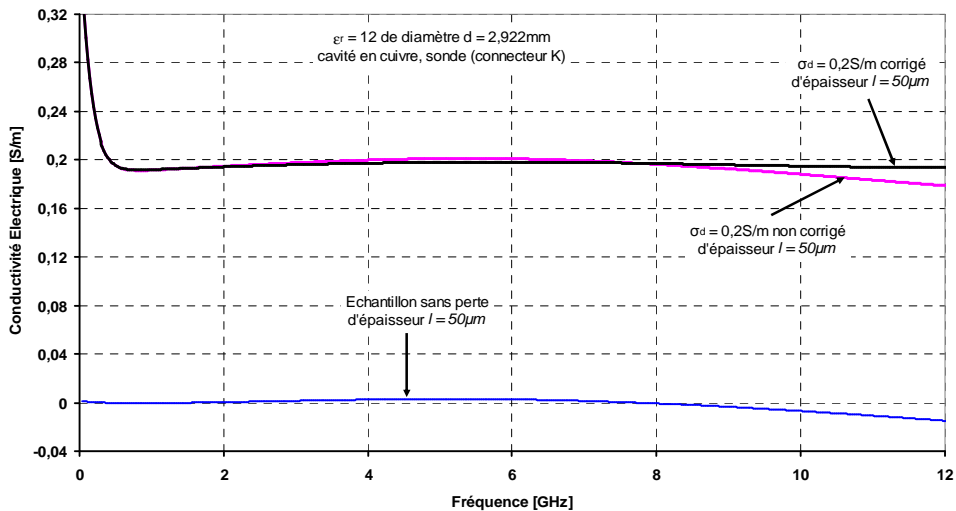


Figure 20b: Conductivité électrique de la couche de diélectrique inconnu d'un matériau bicouche pour  $b_0 = 0$

En supposant que les différents échantillons n'ont pas de pertes quelconques, il existe néanmoins des pertes métalliques créées lors du contact échantillon-métal que l'on ne peut pas corriger expérimentalement. Ceci est illustré par l'extraction des pertes lorsque seules les pertes métalliques sont présentes.

Par ailleurs, nous ne constatons aucune influence de l'épaisseur pour extraire les pertes de la couche inconnue. Ce résultat est logique et était attendu.

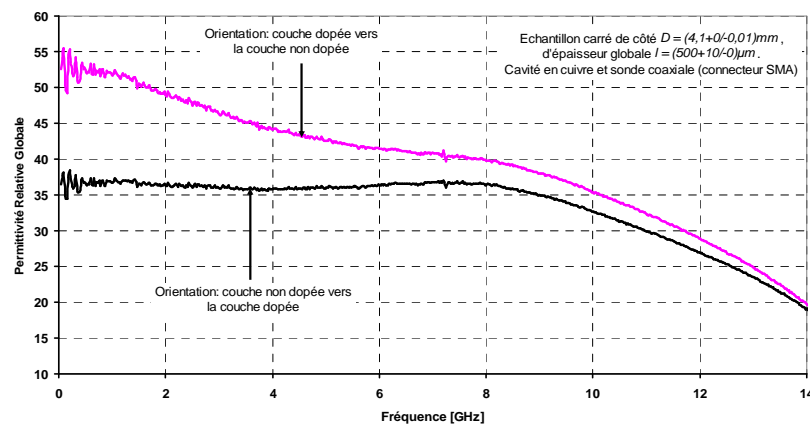
La figure 20c montre que l'extraction de la conductivité électrique de la couche inconnue se fait correctement dans la bande allant jusqu'à 8GHz en utilisant le connecteur K comme sonde coaxiale.

### III.5.4- Validation expérimentale aux semi-conducteurs

Les matériaux semi-conducteurs ont la particularité d'être bicouche lorsqu'ils sont dopés. On s'en aperçoit lorsque, selon une orientation de mesure, on extrait deux permittivités relatives complexes différentes. Ayant déjà extrait les paramètres électriques du silicium faiblement dopé, d'épaisseur  $(500 + 5/-0)\mu m$ , nous appliquons la méthode d'extraction des bicouches au silicium fortement dopé, type N, puis à l'oxyde de silicium dont la couche d'oxyde a une épaisseur de  $5\mu m$ .

#### a-) Cas du silicium fortement dopé

La figure 21a ci-dessous présente la permittivité effective globale de l'échantillon en tenant compte de l'orientation de l'échantillon.



**Figure 21a** : Permittivité effective globale du silicium fortement dopé, type N selon l'orientation de l'échantillon sous test



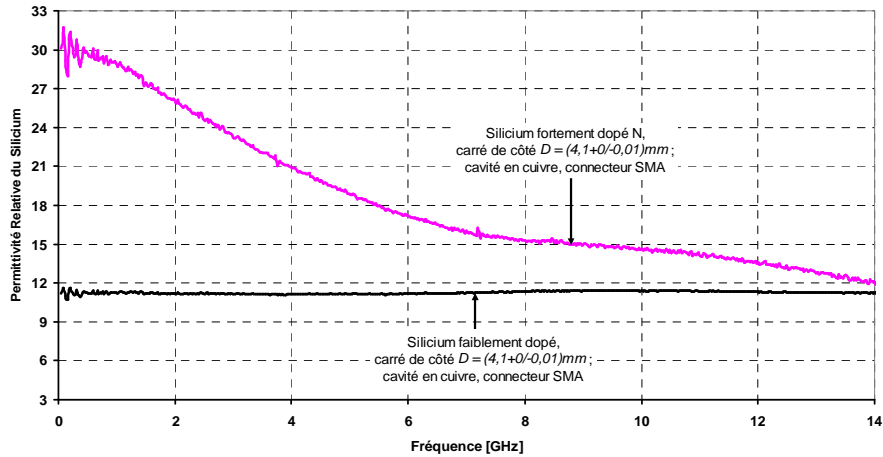


Figure 21b: Permittivités relatives du silicium fortement et faiblement dopé

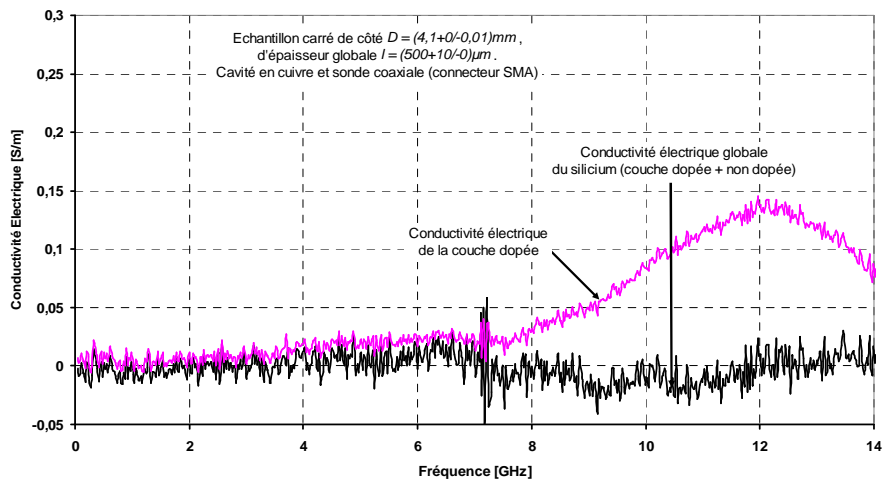
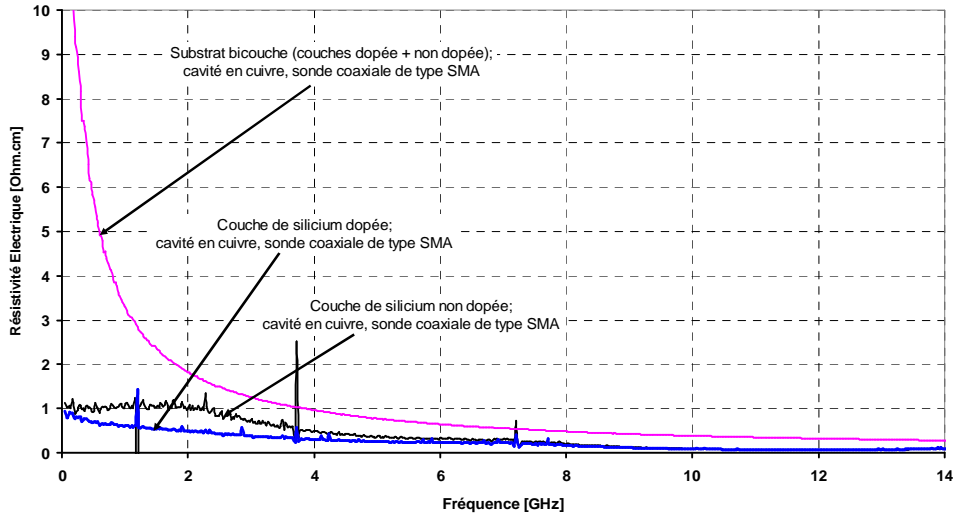


Figure 21c: Conductivité électrique de la couche de silicium fortement dopée et celle de l'ensemble de l'échantillon

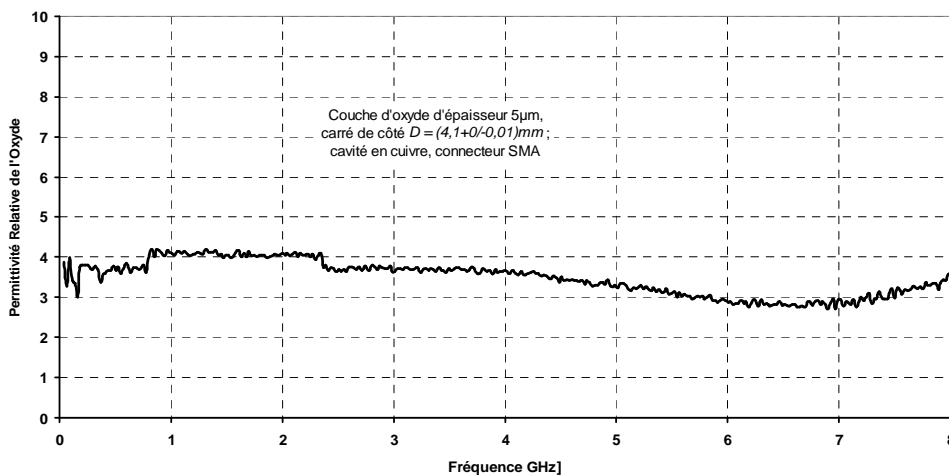
De ces résultats, nous constatons que le dopage a un effet immédiat sur la permittivité relative du matériau (elle est élevée et décroît avec la fréquence). Par contre, la conductivité électrique de la couche dopée semble ne pas avoir changé, car celle de l'ensemble de l'échantillon est quasi nulle jusqu'à environ 6GHz.



**Figure 21d:** Résistivité électrique des différentes couches de silicium (fortement dopée, faiblement dopée et celle de l'ensemble de l'échantillon)

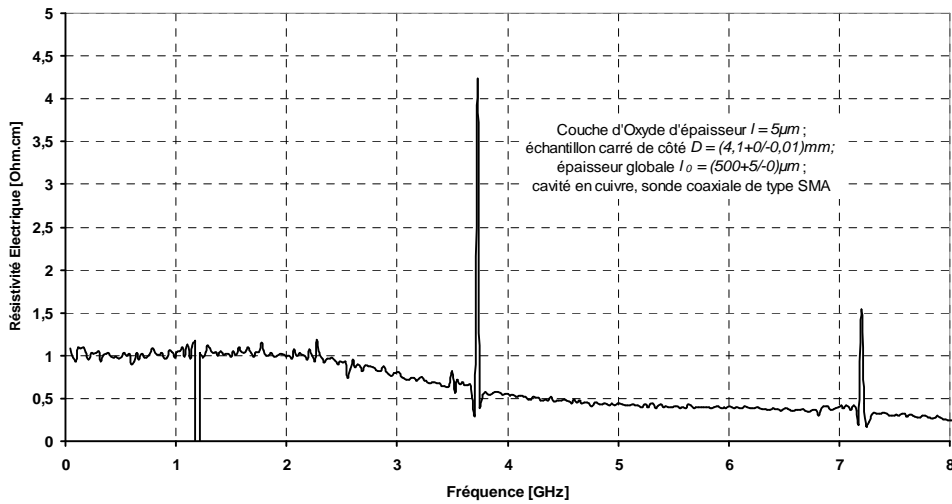
### b-) Cas de l'oxyde de silicium

Considérons que l'échantillon d'oxyde de silicium est fortement dopé sur la face du silicium. Le constructeur situe sa résistivité dans la plage  $1\Omega.cm \leq \rho \leq 10\Omega.cm$  d'une part, et indique l'épaisseur de la couche d'oxyde de  $0,5\mu m$  alors que celle du silicium est de  $530\mu m$  d'autre part. À la suite d'une opération de polissage, nous avons réduit l'épaisseur du silicium à  $l = (500 + 5/-0)\mu m$ . Les résultats d'extraction obtenus sont ci-dessous présentés:



**Figure 22a:** Permittivité relative de la couche d'oxyde située sur le silicium d'épaisseur  $500(+5)\mu m$ .

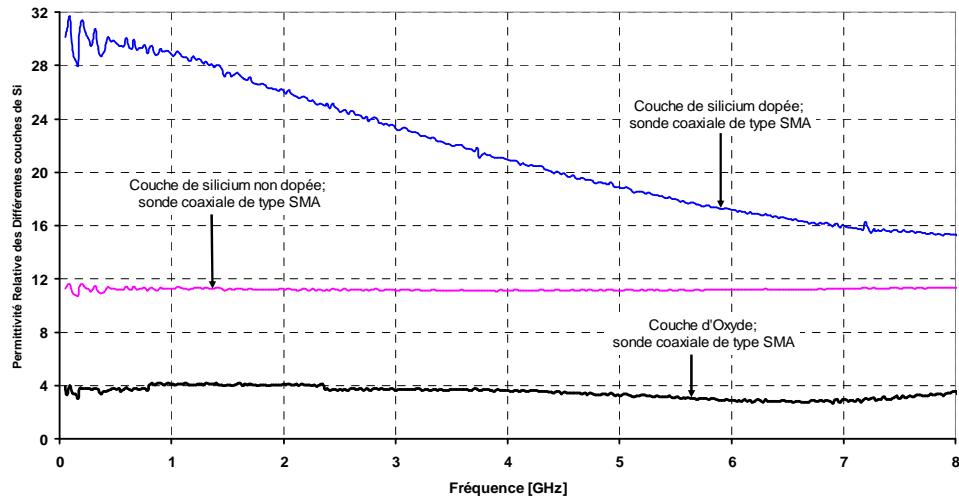
Nous obtenons une permittivité relative variant entre 3 et 4. Cette plage est conforme aux valeurs proposées dans la littérature. Nous avons une résistivité constante dans la plage de fréquence [4-8] GHz.



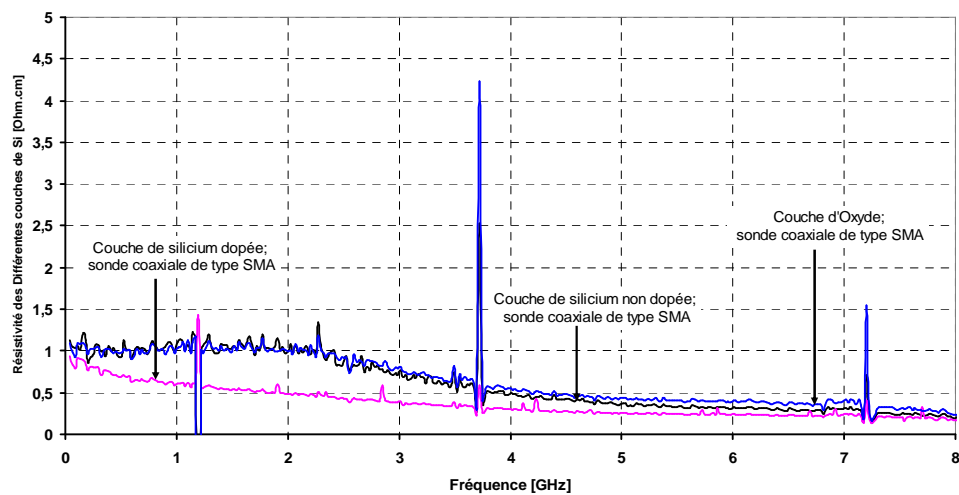
**Figure 22b:** Résistivité électrique de la couche d'oxyde située sur le silicium pour  $b_0 \approx 0$

La conductivité électrique de la couche d'oxyde n'est pas celle des pertes parasites de la monture. En effet, dans les relations démontrées précédemment, les pertes métalliques sont censées avoir été prises en compte, sauf celles qui résultent du contact entre l'échantillon et le diélectrique que nous ne pouvons pas mesurer.

Il faut rappeler que la méthode est développée avec l'hypothèse que les pertes du matériau de référence restent rigoureusement les mêmes dans le cas multicouche, ce qui est à vérifier dans le cas du Silicium dopé. Nous concluons que la méthode proposée est fiable pour caractériser les matériaux multicouches aux épaisseurs couche mince.



**Figure 23a:** Permittivité relative des différentes couches de silicium (dopée et non) et de la couche d'oxyde en utilisant une cavité en cuivre



**Figure 23b:** Résistivité électrique des différentes couches de silicium (dopée et non) et e la couche d'oxyde en utilisant une cavité en cuivre

Les figures 23a et 23b résument les paramètres électriques des trois différentes couches de silicium (dopée et non dopée) et d'oxyde.

### III.6-/ AVANTAGES ET DESAVANTAGES DE LA SONDE COAXIALE

La faisabilité de la méthode de la sonde coaxiale en réflexion ayant une cavité en bout, encore appelée « technique de la sonde en réflexion » nous a permis de caractériser des diélectriques couches minces utilisés en microélectronique RF. Pour

valider celle-ci, nous avons appliqué la méthode sur l'alumine et la silice, puis au silicium (dopé ou non) [III.25]. Nous avons constaté que cette méthode présente plusieurs avantages, entre autre:

- l'extraction des paramètres électriques : « permittivité relative  $\epsilon_r$ , la conductivité électrique globale  $\sigma$  (donc sa résistivité) et la tangente des pertes électriques  $\tan\delta$  ». L'erreur que l'on commet sur la permittivité relative est d'environ 5% dans toute la bande de fréquence de travail;
- cette méthode offre la possibilité d'extraire des tangentes de pertes faibles jusqu'au moins à  $10^{-3}$  à certaines fréquences en utilisant un connecteur SMA comme sonde coaxiale;
- Elle ne nécessite pas une opération de lithographie qui est en général coûteuse.
- La plage de fréquence couverte est large bande. Par ailleurs, les résultats de simulations électromagnétiques ont montré qu'utiliser le connecteur K offre une meilleure précision. L'étendue de la plage de fréquence dépend du connecteur utilisé et des dimensions de l'échantillon.
- Cette méthode est applicable aux matériaux multicouches dont l'épaisseur de la couche inconnue dépend de l'épaisseur globale de la monture de test et du diélectrique de référence.

Toutefois, la méthode de la sonde coaxiale en réflexion ayant une cavité en bout présente des insuffisances. Quelques uns des désavantages sont:

- ✓ Les dimensions de l'échantillon de test doivent être adaptées aux dimensions de la monture; C'est donc une méthode destructive.
- ✓ La technique de la sonde coaxiale en réflexion ne permet pas d'extraire la tangente de perte du diélectrique.
- ✓ La méthode utilisée est étroitement liée au type de métal composant la cavité, car nous avons montré que les différentes constantes  $a_0$ ,  $a_1$  et  $b_0$  dépendent du type de métallisation de la cavité de par leurs expressions.
- ✓ Les pertes de l'échantillon de référence doivent être identiques pour extraire les pertes de chaque couche dans les applications multicouche.

### **III.7-/ CONCLUSION**

Nous avons présenté la technique de la sonde coaxiale ayant une cavité en bout pour caractériser les matériaux couches minces mono et bicouche. Sa faisabilité a été validée par des résultats de simulation électromagnétique et par des résultats expérimentaux après avoir réalisé des montures de test en cuivre et en aluminium. Cette technique est bien applicable aux diélectriques de type plaquette (isolant et semi-conducteur). Elle est basée uniquement sur les paramètres de réflexion, utilise un modèle capacitif et permet de monter jusqu'à 14GHz en utilisant une sonde coaxiale de type SMA. Bien que des efforts sont à consentir encore pour son amélioration, notamment, l'extraction des pertes pour des matériaux multicouches, nous pouvons dire que c'est une méthode très facile dans sa mise en place, rapide dans l'extraction des paramètres électriques et précise en terme de reproductibilité dont l'écart ou erreur relative est d'environ 5%. Nous avons simulés dans ce travail des diélectriques ayant des conductivités ne variant pas avec la fréquence. La méthode d'extraction a permis de retrouver ces conductivités dans une bande allant jusqu'à 10GHz en utilisant un connecteur K. Lorsque l'on suppose que le diélectrique a une certaine tangente de perte, celle-ci n'est pas extraite en utilisant cette méthode. Ainsi, la tangente de perte que nous extrayons ici est considérée comme une tangente de perte globale, étroitement liée avec la conductivité du diélectrique comme l'indique la relation III.14a. Les matériaux low-loss, dont les tangentes de perte sont inférieures à  $10^{-2}$  trouvent en cette technique un moyen fiable pour être caractérisé.

L'objectif principal qu'on s'était fixé a été atteint dans ce chapitre à travers la technique de la sonde coaxiale en réflexion qui a été longuement détaillée. Compte tenu des difficultés à enlever l'échantillon de la cavité, nous avons développé la technique de la sonde coaxiale en transmission pour l'extraction des matériaux monocouches. Par ailleurs, les mesures en transmission, rajoutant des données supplémentaires dans la chaîne d'extraction, devrait nous permettre d'insérer et de retirer facilement l'échantillon, mais aussi de couvrir une large bande de fréquence dans l'extraction de la permittivité relative du matériau. Cette technique fait l'objet du prochain chapitre.

## BIBLIOGRAPHIE

- [III.1] J. R. Mosig, J. C. E. Besson, M. Gex-Farby and F. E. Gardiol, "Reflection of an Open-Ended Coaxial Line and Application to Non-destructive Measurement of Materials," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-30, pp. 46-51, March 1981.
- [III.2] Shinichiroh Hoshina, Yasushi Kanai & Michio Miyakawa, "A Numerical Study on the Measurement Region of an Open-Ended Coaxial Probe Used for Complex Permittivity Measurement," *IEEE Trans. On Magnetics*, vol. 37, N° 5, pp. 3311-3314, September 2001.
- [III.3] H. C. F. Martens, J. A. Reedijk & H. B. Brom, "Measurement of the Complex Dielectric Constant Down to Helium Temperatures. I. Reflection Method from 1 MHz to 20 GHz Using an Open-Ended Coaxial Line," *Review of scientific Instrument*, vol. 71, N° 2, pp. 473-477, February 2000.
- [III.4] Yansheng Xu & Renato G. Bosisio, "Analysis of Different Discontinuities for Microwave Permittivity Measurements," *IEEE Trans. On Instrumentation & Meas.*, vol. 42, N° 2, pp. 538-543, April 1993.
- [III.5] James baker-Jarvis & Michael D. Janezic, "Analysis of a Two-Port Flanged Coaxial Holder for Shielding Effectiveness and Dielectric Measurements of Thin Films and Thin Materials," *IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, N° 1, pp. 67-70, February 1996.
- [III.6] T. Athey, M. Stuchly and S. Stuchly, "Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues With an Open-Ended Coaxial Line: Part I," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-30, pp. 82-86, January 1982.
- [III.7] Devendra Misra, "On the Measurement of the Complex Permittivity of Materials by an Open-Ended Coaxial Probe," *IEEE Microwave & Guided Wave Letters*, vol. 5, N° 5, pp. 161-70, May 1995.

- [III.8] James Baker-Jarvis, Michael D. Janezic, Paul D. Domich & Richard G. Geyer  
“Analysis of an Open-Ended Coaxial Probe With Lift-Off for Non-destructive testing,” *IEEE Trans. On Instrum. And Measurement*, vol. 43, N° 5, pp. 711-717, October 1994.
- [III.9] Brian C. Wadell, “Transmission Line Design Handbook”, Boston, Massachusetts, Artech House, 1991.
- [III.10] J. R. Mosig, J. E. Besson, M. G. Fabry & F. E. Gardiol, “Reflection of an Open-Ended Coaxial Line and Application to Non-destructive Measurement of Materials,” *IEEE Trans. On Instrum. And Meas.*, vol. 30, pp. 46-51, 1981.
- [III.11] G. P. Otto & W. C. Chew, “Improved Calibration of a Large Open-Ended Coaxial Probe for Dielectric Measurements,” *IEEE Trans. On Instrum. And Meas.*, vol. 40, N° 4, pp. 742-746, August 1991.
- [III.12] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “Oxide Effect on the Doped Silicon-525 $\mu$ m Relative Permittivity Extracted by Using a Coaxial Probe Fixture,” *Mediterranean Microwave Symposium (MMS) and 12<sup>th</sup> Microcoll Conference*, Budapest, Hungary, pp. 239-242, May 2007.
- [III.13] B. P. Jordan, R. J. Sheppard & S. Szwarnowski, “The Dielectric Properties of Formamide, Ethanediol and Methanol,” *IEEE J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 11, pp. 695-701, 1978.
- [III.14] W. C. Chew, K. J. Olp & G. P. Otto, “Design and Calibration of a Large Broadband Dielectric Measurement Cell,” *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, vol. 29, pp. 42-47, January 1991.
- [III.15] F. Buckley & A. A. Maryott, “Tables of Dielectric Dispersion Data for Pure Liquids and Dilute Solutions,” National Bureau of Standards Circular 598, November 1958.



- [III.16] L. A. Klein & C. T. Swift, “An Improved Model for the Dielectric Constant of Sea Water at Microwave Frequency,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. 25, N° 4, pp. 104-111, January 1977.
- [III.17] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “Coaxial Probe Fixture Used for Complex Permittivity Measurement of Thin Layers,” *International Conference on Micro and Nano Technologies (I.C.M.N.T)*, Tizi-Ouzou, Algeria, November 2006.
- [III.18] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “A Coaxial Probe Fixture Used for Extracting Complex Permittivity of Thin Layers,” *The 8<sup>th</sup> Annual IEEE Wireless and Microwave Technology (WAMI) Conference*, Clearwater, Florida, U.S.A, December 2006.
- [III.19] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “ Effet des Discontinuités et de la Conductivité d’une Monture Coaxiale pour la Caractérisation des Matériaux,” 18<sup>ème</sup> colloque International d’Optique Hertzienne et Diélectriques (O.H.D), Tunis, Tunisie, Proceeding, September 2005.
- [III.20] Trevor C Williams, Maria A. Stuchly & Paul Saville, “Modified Transmission-Reflection Method for Measuring Constitutive Parameters of Thin Flexible High-Loss Materials,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 51, N° 5, pp. 1560-1566, May 2003.
- [III.21] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “Extraction De La Permittivité Complexe Du Silicium 525µm En Utilisant Deux Différentes techniques De La Sonde coaxiale,” 6<sup>ème</sup> colloque TELECOM’2007 & 5<sup>ème</sup> J.F.M.M.A, Fès, Maroc, pp. 143-146, Mars 2007.
- [III.22] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “ Effet des Pertes et du Dopage Dans l’Extraction des Paramètres Electriques d’un Semi-conducteur en Utilisant une Sonde Coaxiale,” 19<sup>ème</sup> Colloque International d’Optique Hertzienne et Diélectriques (O.H.D), Valence, France, Septembre 2007.

- [III.23] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “ Caractérisation des Matériaux Multicouches en Utilisant une Sonde Coaxiale en Présence d’un Plan De Masse,” *15<sup>ème</sup> Journées Nationales Micro-Ondes (J.N.M)*, Toulouse, France, Mai 2007.
- [III.24] M. Jaleel Akhtar, Lamber E. Feher & Manfred Thumm, “A Waveguide-Based Two-Step Approach for Measuring Complex Permittivity Tensor of Uniaxial Composite Materials,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, pp. 1-12, accepted paper for future publication.
- [III.25] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “ Extraction de la Permittivité Relative Complexe du Carbure de Silicium (SiC) à Partir d’une Sonde Coaxiale,” *10<sup>ème</sup> Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (J.N.R.D.M)*, Lille, France, Mai 2007.
- [III.26] Nour-Eddine Belhadj-Tahar, Olivier Meyer & Arlette Fourier-Lamer, “Broad-Band Microwave Characterization of Bilayered Materials Using a Coaxial Discontinuity With Applications for Thin Conductive Films for Microelectronics and Material in Air-Tight Cell,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 45, N° 2, pp. 260-267, February 1997.
- [III.27] Stoyan I. Ganchev, Nasser Qaddoumi, Sasan Bakhtiari & Reza Zoughi, “Calibration and Measurement of Dielectric Properties of Finite Thickness Composite Sheets With Open-Ended Coaxial Sensors,” *IEEE Trans. On Instrumentation and Measurement*, Vol. 44, N° 6, pp. 1023-1029, December 1995.
- [III.28] Trevor C. Williams, Maria A. Stuchly & Paul Saville, “Modified Transmission-Reflection Method For Measuring Constitutive Parameters of Thin Flexible High-Loss Materials,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 51, N° 5, pp. 1560-1566, May 2003.

- [III.29] Nour-Eddine Belhadj-Tahar, Olivier Dubrunfaut & Arlette Fourrier-Lamer, “Broad-Band Microwave Characterization of Tri-layer Structure Using a Coaxial Discontinuity With Applications for Magnetic Liquids and Films,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 46, N° 12, pp. 2109-2116, December 1998.
- [III.30] Michael E. Baginski, Daniel L. Faircloth & Manohar D. Deshpande, “Comparison of Two Optimization Techniques For The Estimation Of Complex Permittivities Of Multilayered Structures Using Waveguide Measurements,” *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 53, N° 10, pp. 3251-3259, October 2005.
- [III.31] Sherko Zinal and Georg Boeck “Complex Permittivity Measurements Using  $TE_{11p}$  Modes in Circular Cylindrical Cavities”, *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques*, Vol.53, N°6, pp. 1870-1874, June 2005.

## CHAPITRE IV - TECHNIQUE DE LA SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION (T.S.C.T)

### INTRODUCTION

Nous mettons en place une méthode d'extraction des matériaux monocouches à travers un système en transmission, purement symétrique et appelé technique de la sonde coaxiale en transmission. La sonde coaxiale en transmission est faite de deux connecteurs coaxiaux face à face, séparés par une cavité métallique (cavité fermée sur quatre faces) dans laquelle baigne le matériau à caractériser.

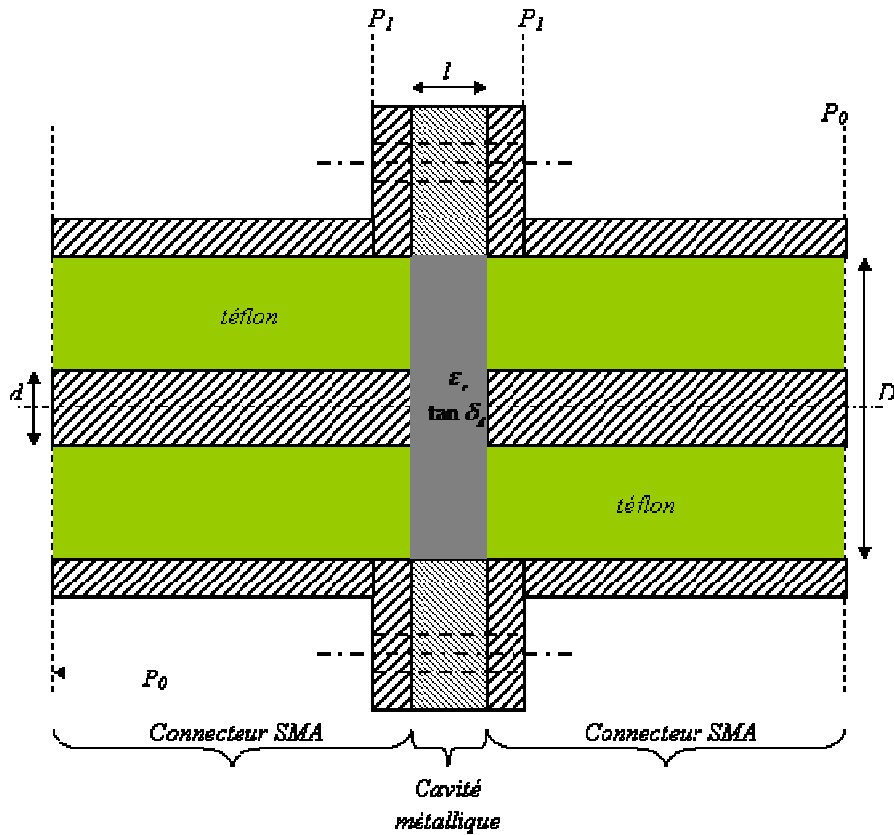
La technique de la sonde coaxiale en transmission est basée sur l'extraction des paramètres S de transmission. L'admittance calculée permet de remonter aux paramètres intrinsèques du diélectrique par une fonction d'extraction liant les permittivités relatives et effectives par une combinaison linéaire. Dans ce chapitre, nous mettons en place les relations de base permettant d'extraire les paramètres électriques du diélectrique dans la bande allant jusqu'à 10GHz.

### IV.1-/ SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION (S.C.T)

Déjà utilisée dans la littérature [IV1-IV3] pour caractériser les matériaux couches épaisses (épaisseur  $\geq 2mm$ ), la sonde coaxiale en transmission permet de réduire la surface de contact entre l'échantillon et le métal comme l'illustre la figure 1, mais utilise aussi des cavités fermées sur quatre faces au lieu de cinq comme dans le cas de la sonde en réflexion.

La sonde coaxiale en transmission est un système deux ports, symétrique, qui est utilisée pour les matériaux monocouches comme l'alumine, la silice, le téflon, l'époxy, etc. Au niveau du plan de référence  $P_1$ , la structure peut être représentée

comme un quadripôle dont les matrices [S] et [Y] [IV.4] sont respectivement mesurées et calculés (Cf. Annexe 3).



**Figure 1:** Coupe transversale de la sonde coaxiale en transmission en présence de l'échantillon à caractériser

#### IV.1.1- Modèle électrique de la sonde coaxiale en transmission

La figure 2 ci-dessous représente la sonde coaxiale en transmission avec tous ses éléments.

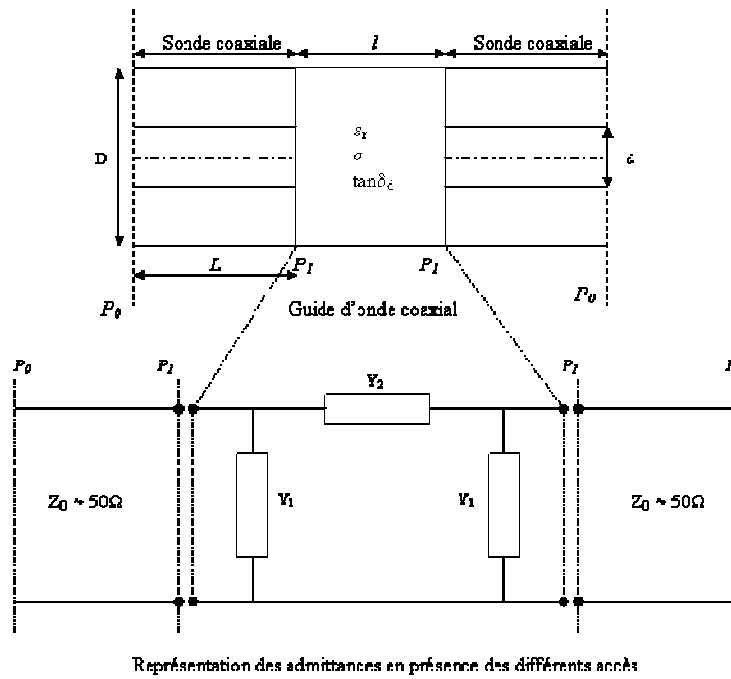


Figure 2: Schéma détaillé de la sonde coaxiale en transmission en présence des différents accès

Le modèle électrique de la sonde coaxiale en transmission est illustré sur la figure 3. Il comporte les éléments passifs représentant les zones de discontinuité dues au contact sonde-échantillon et les paramètres électriques de l'échantillon.

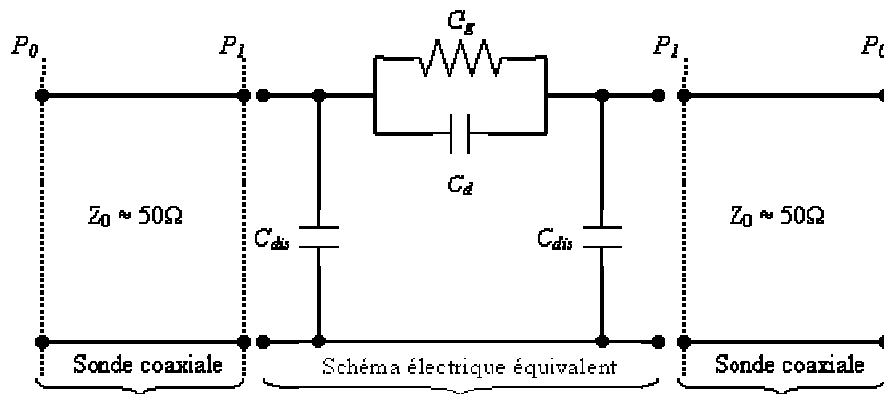


Figure 3: Modèle électrique équivalent de la sonde coaxiale en transmission

Pour des épaisseurs très inférieures à la longueur d'onde, nous utilisons une capacité et une conductance localisées pour remonter aux paramètres électriques du diélectrique. Les admittances  $Y_1$  et  $Y_2$  sont reliées aux différents paramètres électriques par les relations suivantes:

$$Y_1 = j\omega C_{dis} \quad (\text{IV.1a})$$

$$Y_2 = G_d + j\omega C_d \quad (\text{IV.1b})$$

### IV.1.2-/ Extraction de la permittivité relative complexe du diélectrique

Le passage des paramètres [S] en [Y] est présenté en annexe. Les admittances  $Y_1$  et  $Y_2$  sont liés à  $Y_{1i}$  et  $Y_{2i}$  par les relations:

$$Y_{1i} = Y_{di} = Y_{11i} + Y_{21i} \quad (\text{IV.2a})$$

$$Y_{2i} = Y_{trans} = -Y_{21i} \quad (\text{IV.2b})$$

Notons par  $Y_{2air} = G_0 + j\omega C_0$  et par  $Y_{2mat} = Y_d = G_d + j\omega C_d$  les admittances de transmission en absence et en présence du matériau à caractériser. Nous déterminons la permittivité effective complexe du matériau en utilisant le modèle ci-dessous:

$$\tilde{\epsilon}_{eff} = \frac{Y_{2mat}}{j\omega C_0} \approx \frac{C_d}{C_{air}} - j \frac{G_d}{\omega C_{air}} \quad \text{où } G_g = G_d \quad (\text{IV.3})$$

Les permittivités effective et relative complexes sont liées par une fonction non linéaire, dite « quadratique » du type :

$$\epsilon_d = m_0 \tilde{\epsilon}_{eff}^2 + (m_1 + jn_1) \tilde{\epsilon}_{eff} + (m_2 + jn_2) \quad (\text{IV.4})$$

Le choix de l'appellation de ces coefficients, différents de ceux du chapitre III, est fait de sorte à éviter de confondre ces fonctions qui ne sont pas équivalentes.

#### Détermination des coefficients $m_0$ , $m_1$ , $m_2$ , $n_1$ et $n_2$

Supposons que  $\varepsilon_d = \varepsilon_r - j\varepsilon_r''$  et  $\tilde{\varepsilon}_{eff} = \varepsilon_{eff}' + j\varepsilon_{eff}''$ . Le développement de l'équation (IV.4) permet d'avoir une partie réelle et une partie imaginaire.

$$\begin{cases} \left( \varepsilon_{eff}'^2 - \varepsilon_{eff}''^2 \right) m_0 + m_1 \varepsilon_{eff}' - n_1 \varepsilon_{eff}'' + m_2 = \varepsilon_r & (a) \\ 2m_0 \varepsilon_{eff}' \varepsilon_{eff}'' + m_1 \varepsilon_{eff}'' + n_1 \varepsilon_{eff}' + n_2 = -\varepsilon_r'' & (b) \end{cases} \quad (IV.5)$$

Les différents coefficients sont déterminés à partir de trois diélectriques différents. Par ailleurs, sachant que dans le cas où le porte échantillon est vide,  $\varepsilon_{d_a} = \tilde{\varepsilon}_{eff_a}$ , nous pouvons écrire que  $T = \varepsilon_{r_a}'' = -\varepsilon_{eff_a}''$  et que  $\varepsilon_{r_a}' = \varepsilon_{eff_a}' = 1$ . Ainsi, dans le cas de l'air, cette équation devient :

$$\begin{cases} (1 - T^2) m_0 + m_1 + n_1 T + m_2 = 1 & (a) \\ -2m_0 T - m_1 T + n_1 + n_2 = -T & (b) \end{cases} \quad (IV.6a)$$

où  $T = -\frac{\text{Re}(Y_{2air})}{\text{Im}(Y_{2air})} = -\frac{G_0}{\omega C_0}$ . On fait la même chose en utilisant deux diélectriques

différents de l'air et on obtient un système de six équations à sept inconnues ci-dessous.

$$\begin{cases} (1 - T^2) m_0 + m_1 + n_1 T + m_2 = 1 & (a) \\ -2m_0 T - m_1 T + n_1 + n_2 = -T & (b) \\ \left( \varepsilon_{eff_1}'^2 - \varepsilon_{eff_1}''^2 \right) m_0 + m_1 \varepsilon_{eff_1}' - n_1 \varepsilon_{eff_1}'' + m_2 = \varepsilon_{r_1} & (c) \\ 2m_0 \varepsilon_{eff_1}' \varepsilon_{eff_1}'' + m_1 \varepsilon_{eff_1}'' + n_1 \varepsilon_{eff_1}' + n_2 = -\varepsilon_{r_1}'' & (d) \\ \left( \varepsilon_{eff_2}'^2 - \varepsilon_{eff_2}''^2 \right) m_0 + m_1 \varepsilon_{eff_2}' - n_1 \varepsilon_{eff_2}'' + m_2 = \varepsilon_{r_2} & (e) \\ 2m_0 \varepsilon_{eff_2}' \varepsilon_{eff_2}'' + m_1 \varepsilon_{eff_2}'' + n_1 \varepsilon_{eff_2}' + n_2 = -\varepsilon_{r_2}'' & (f) \end{cases} \quad (IV.6b)$$

Nous avons un système d'équations paramétriques à travers ce système. La résolution des fonctions nécessite à ce que l'on fixe un paramètre et en déterminer les autres. Ainsi, en posant  $n_1 = 0$ , le système ci-dessus se réduit à :



$$\begin{cases}
 (1-T^2)m_0 + m_1 + m_2 = 1 & (a) \\
 -2m_0T - m_1T + n_2 = -T & (b) \\
 (\varepsilon_{eff_1}'^2 - \varepsilon_{eff_1}''^2)m_0 + m_1\varepsilon_{eff_1}' + m_2 = \varepsilon_{r_1} & (c) \\
 2m_0\varepsilon_{eff_1}'\varepsilon_{eff_1}'' + m_1\varepsilon_{eff_1}'' + n_2 = -\varepsilon_{r_1} & (d) \\
 (\varepsilon_{eff_2}'^2 - \varepsilon_{eff_2}''^2)m_0 + m_1\varepsilon_{eff_2}' + m_2 = \varepsilon_{r_2} & (e) \\
 2m_0\varepsilon_{eff_2}'\varepsilon_{eff_2}'' + m_1\varepsilon_{eff_2}'' + n_2 = -\varepsilon_{r_2} & (f)
 \end{cases} \quad (IV.7)$$

La résolution de ce système permet aisément de démontrer que :

$$m_0 = \frac{(\varepsilon_{r_1} - 1)(\varepsilon_{eff_2}' - 1) - (\varepsilon_{r_2} - 1)(\varepsilon_{eff_1}' - 1)}{(\varepsilon_{eff_2}' - 1)(\varepsilon_{eff_1}'^2 - \varepsilon_{eff_1}''^2 - 1 + T^2) - (\varepsilon_{eff_1}' - 1)(\varepsilon_{eff_2}'^2 - \varepsilon_{eff_2}''^2 - 1 + T^2)} \quad (IV.8a)$$

$$m_1 = \frac{(\varepsilon_{r_2} - 1) - (\varepsilon_{eff_2}'^2 - \varepsilon_{eff_2}''^2 - 1 + T^2)m_0}{\varepsilon_{eff_2}' - 1} \quad (IV.8b)$$

$$m_2 = 1 - m_1 - (1 - T^2)m_0 \quad (IV.8c)$$

$$n_2 = (2m_0 + m_1 - 1)T \quad (IV.8d)$$

Ces résultats montrent une nette dépendance des différents coefficients avec la fréquence, mais aussi avec le type de métal de la cavité comme dans la technique de la sonde coaxiale en réflexion.

Pour déterminer la partie imaginaire du diélectrique et sa tangente de perte ou sa conductivité électrique, nous nous proposons les relations ci-dessous:

$$\varepsilon_r'' = -(2m_0\varepsilon_{eff}'\varepsilon_{eff}'' + m_1\varepsilon_{eff}' + n_2) \quad (IV.9a)$$

$$\tan \delta_d = \frac{\text{Im}(\varepsilon_d)}{\varepsilon_r} \quad (IV.9b)$$

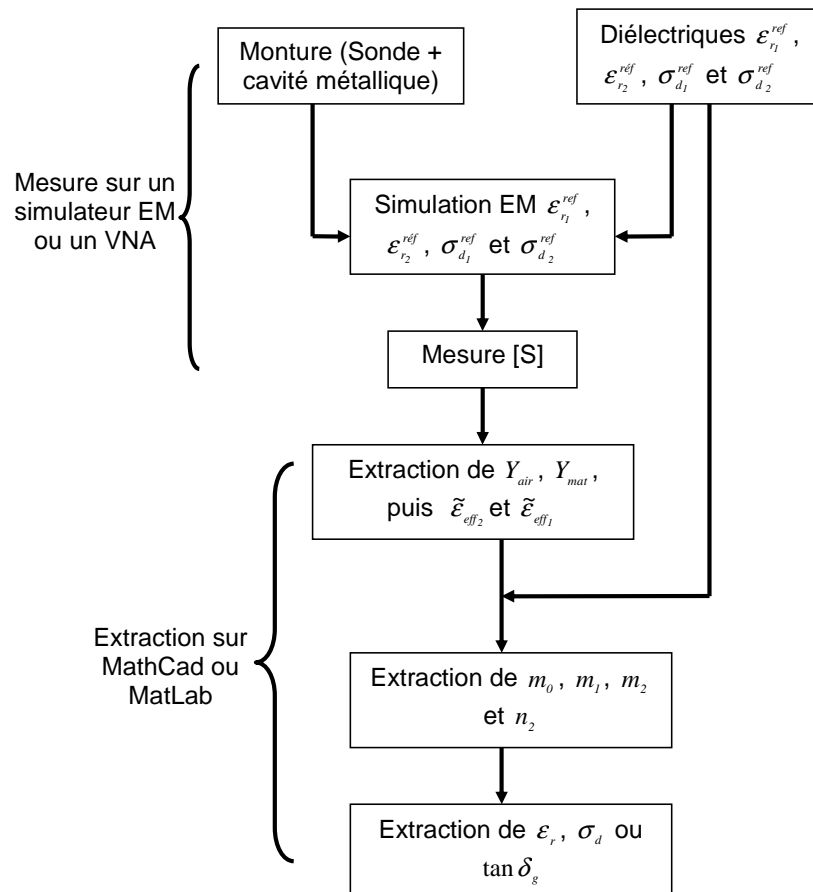
$$\sigma_d = \omega \epsilon_0 \text{Im}(\epsilon_d) \text{ en (S/m)} \quad \text{(IV.9c)}$$

De ces résultats, l'équation (IV.4) s'écrit maintenant comme étant:

$$\epsilon_d = m_0 \tilde{\epsilon}_{\text{eff}}^2 + m_1 \tilde{\epsilon}_{\text{eff}} + (m_2 + jn_2) \quad \text{(IV.10)}$$

## IV.2-/ ORGANIGRAMME D'EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE MATERIAU

Voici l'organigramme résumant la procédure d'extraction des paramètres électriques d'un matériau en utilisant la sonde coaxiale en transmission.



**Figure 4:** Organigramme d'extraction des paramètres électriques du matériau couche mince en utilisant la technique de la sonde coaxiale en transmission

## IV.3-/ VALIDATION DE LA METHODE DE LA SONDE EN TRANSMISSION

### IV.3.1-/ Par des simulations électromagnétiques

Nous avons utilisé des simulations électromagnétiques (S.E.M) sur CST pour valider la méthode. Pour cela, nous utilisons un échantillon dont la valeur de  $\epsilon_r$  est constante dans toute la bande de fréquence de travail. Nous utilisons les connecteurs SMA pour les sondes coaxiales et l'épaisseur des échantillons est  $l = 500\mu m$ .

Si nous considérons que les différents éléments de linéarisation sont constants dans toute la bande de fréquence, nous aurons l'apparition des fréquences de résonances à un moment donné lorsque nous montons en fréquence. Ainsi, en considérant que ces différents coefficients varient avec la fréquence, cela permet d'éviter ou de corriger ces résonances qui traduisent l'excitation des modes d'ordre supérieur.

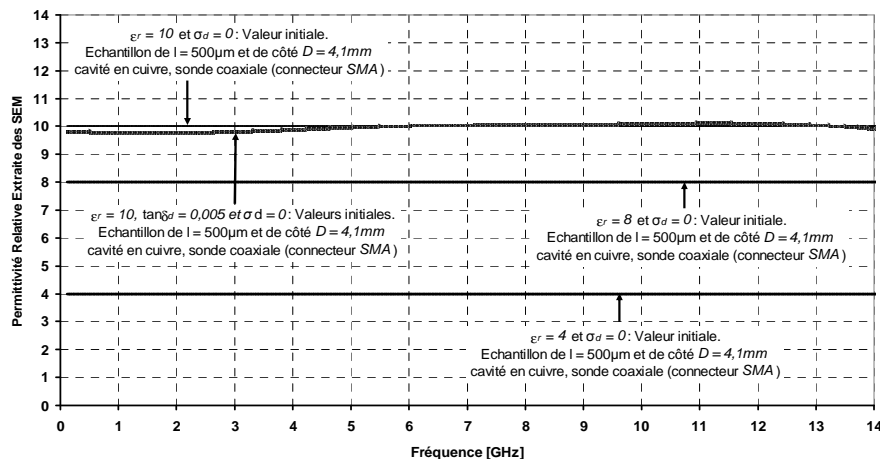
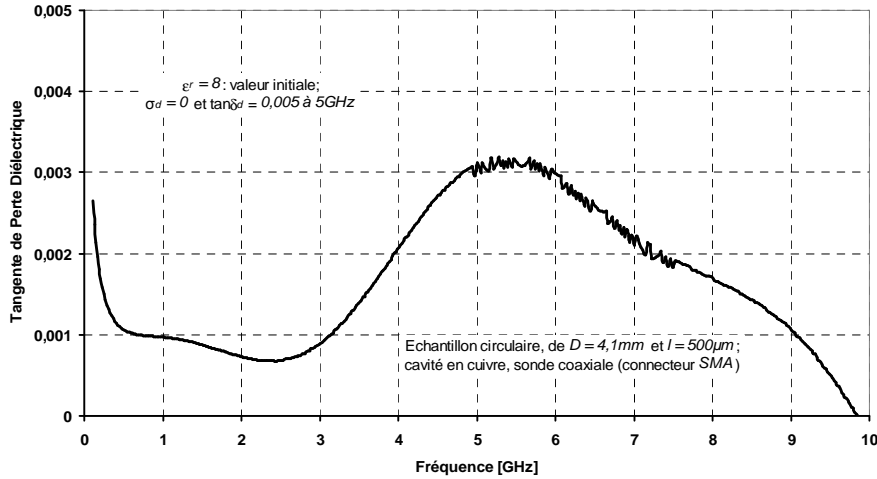


Figure 5a: Permittivité relative des échantillons sans pertes, extraite après des S.E.M



**Figure 5b:** Tangente de pertes extraite après des simulations électromagnétiques (S.E.M) lorsqu'un échantillon a une tangente de perte initiale de 0.005 à 5GHz

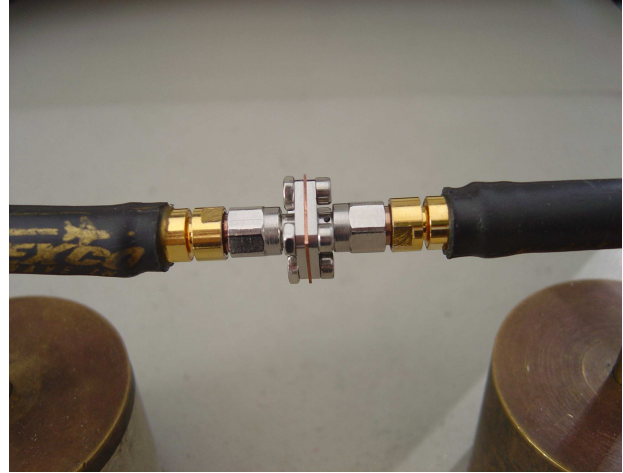
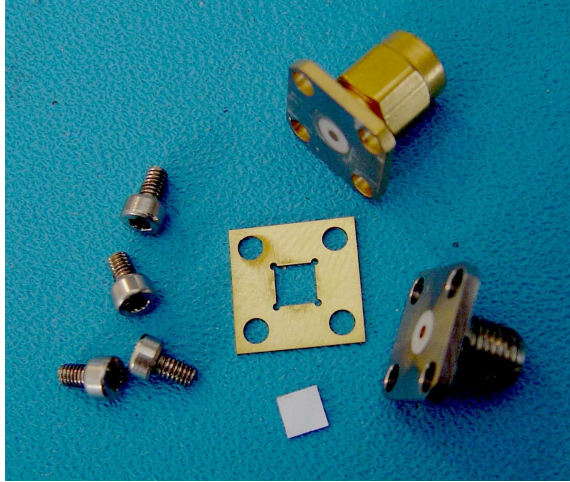
Un écart d'environ 40% par rapport à la valeur initiale est à observer. L'extraction de la tangente de perte à 5GHz est loin d'être retrouvée. Deux possibilités sont à entrevoir : soit la simulation électromagnétique n'a pas bien tenu compte des pertes du diélectrique alors qu'elle est fiable pour la permittivité relative, soit la méthode d'extraction des pertes n'est pas la meilleure possible. Toutefois, nous couvrons toute la bande de fréquence avec des tangentes inférieures à  $10^{-2}$ . Cette méthode montre qu'au-delà de 10GHz, nous ne pouvons avoir une information sur les pertes.

Nous pouvons aussi noter que le pic le plus élevé que nous obtenons sur la courbe des tangentes (Cf. fig. 5b) correspond à la tangente de perte initiale mise dans le simulateur. Toutefois, le simulateur CSt ne peut simuler des structures ayant des tangentes de pertes constantes. Dans ce cas, il faut faire des simulations point par point.

### IV.3.2-/ Validation expérimentale

La sonde en transmission utilisée est basée sur deux connecteurs SMA. Nous avons réalisé des supports en cuivre et en aluminium, d'épaisseur 500µm, dans lesquels sont insérés des échantillons carrés, de côté  $D = (4,1 \pm \Delta x)$ mm et

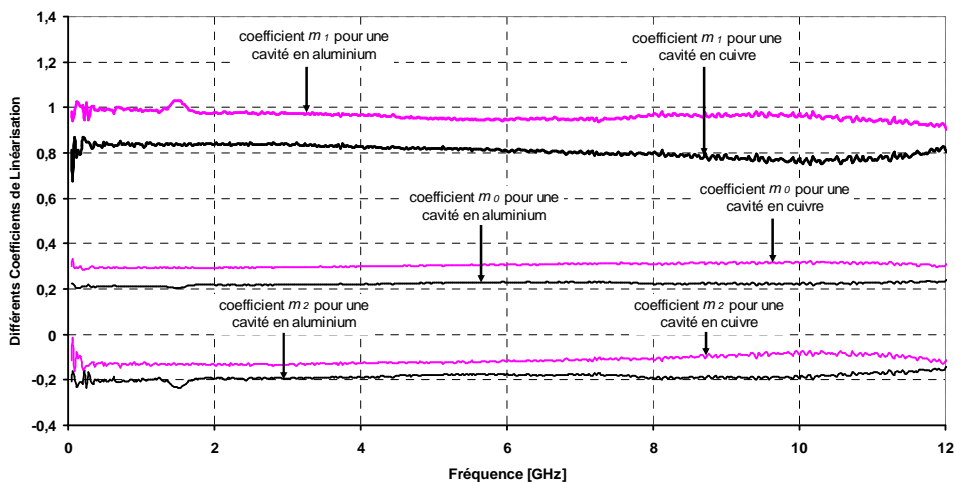
d'épaisseur  $l = (500 \pm \Delta l) \mu\text{m}$ . Nous caractérisons deux types de matériaux isolants, qui ont de faibles pertes, à savoir: la silice et l'alumine. La figure ci-dessous présente la monture réalisée sous forme de pièces détachées et montées.



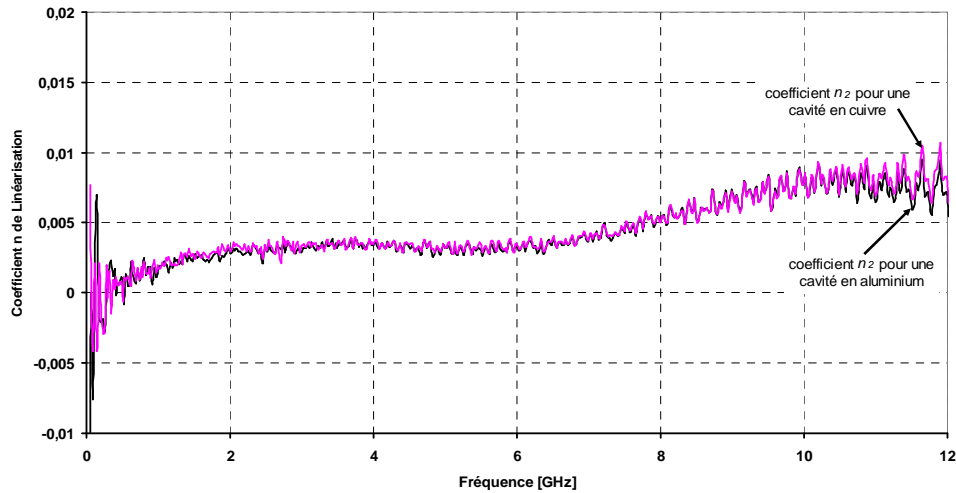
**Figure 6a:** *Eléments de la sonde coaxiale en transmission*

**Figure 6b:** *Sonde coaxiale en transmission montée sur l'analyseur vectoriel 8510C*

La figure 7 montre l'évolution des différents coefficients permettant de remonter aux paramètres intrinsèques du diélectrique par une combinaison linéaire les associant à la permittivité effective complexe extraite. En prenant l'alumine 99,9% comme diélectrique de référence (comme dans le chapitre III), nous avons extrait les différents coefficients suivants.



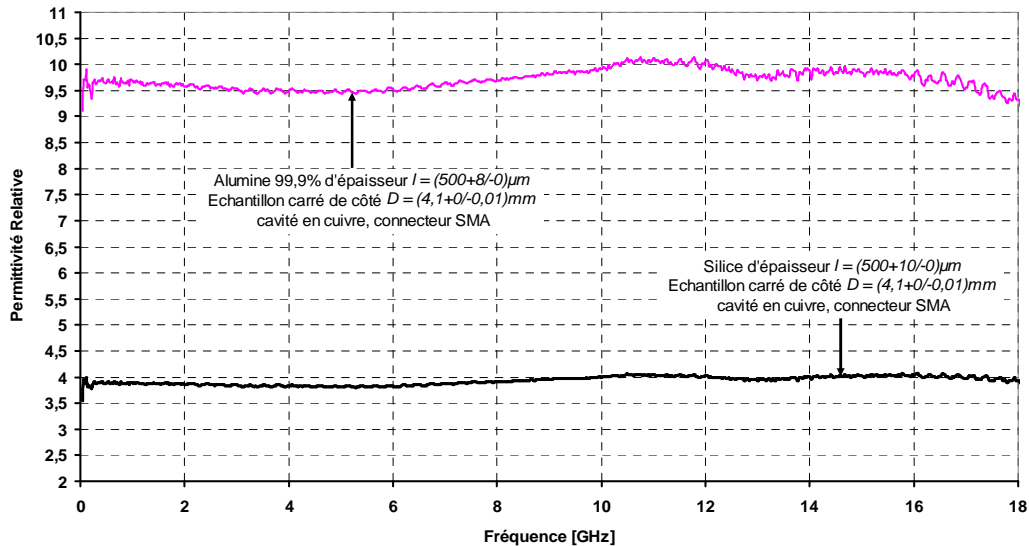
**Figure 7a:** *Différentes valeurs des coefficients de linéarisation  $m_0$ ,  $m_1$  et  $m_2$  de la fonction d'extraction*



**Figure 7b:** Coefficients de linéarisation  $n_2$  d'extraction en fonction du type de métal de la cavité

Nous constatons que le coefficient  $n_2$ , dont les données sont illustrées sur la figure 7b peut être négligé, car les valeurs sont très petites (inférieure à 1). Ces constantes sont des réels purs et permettent de couvrir une large bande de fréquence.

Les résultats ci-dessous ont été obtenus en appliquant la méthode de la sonde coaxiale en transmission pour une cavité en cuivre.



**Figure 8a:** Permittivité relative de la silice et de l'alumine en utilisant une sonde coaxiale en transmission

Les permittivités relatives de la silice et de l'alumine 99,9% sont respectivement 3,9 et 9,7 à 900MHz, soit une erreur relative de 2% jusqu'à 18GHz. Les ondulations que l'on observe en haute fréquence sont causées par le serrage de la monture de test. Les pertes globales sont illustrées sur la figure ci-dessous.

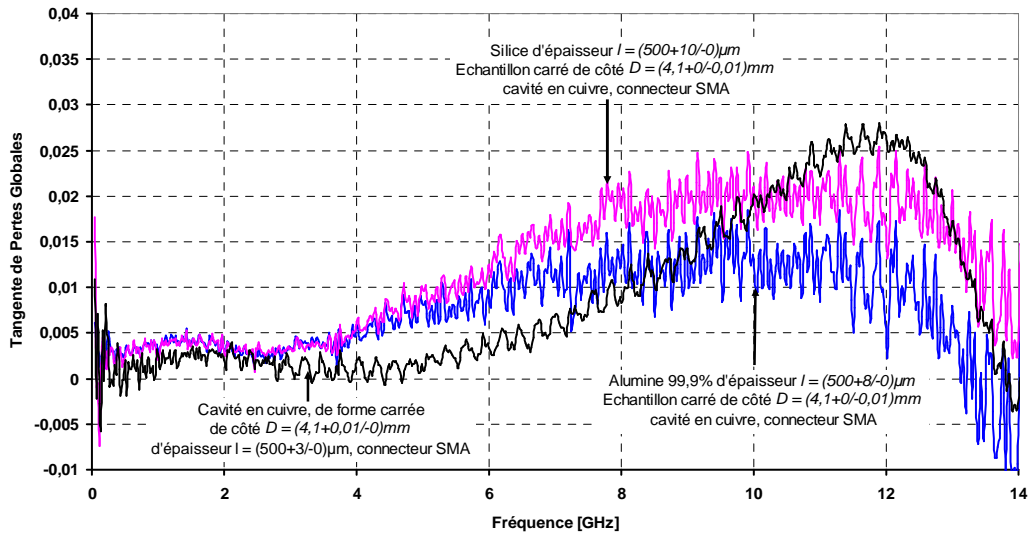


Figure 8b: Tangente de pertes globales, de la silice et d'alumine 99,9% en utilisant une sonde coaxiale en transmission

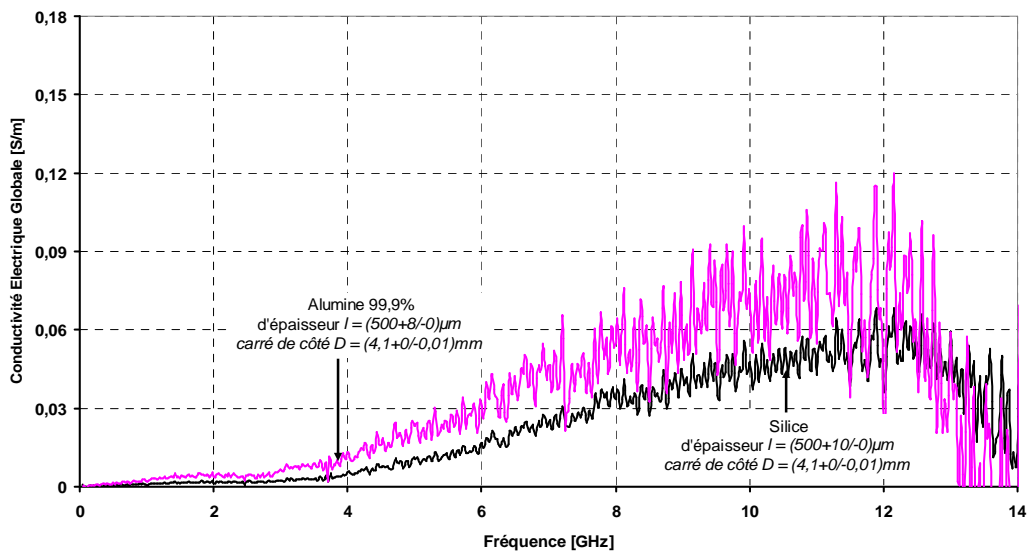


Figure 8c: Conductivité électrique globale, de la silice et d'alumine 99,9% en utilisant une sonde coaxiale (SMA+ cavité en cuivre) en transmission

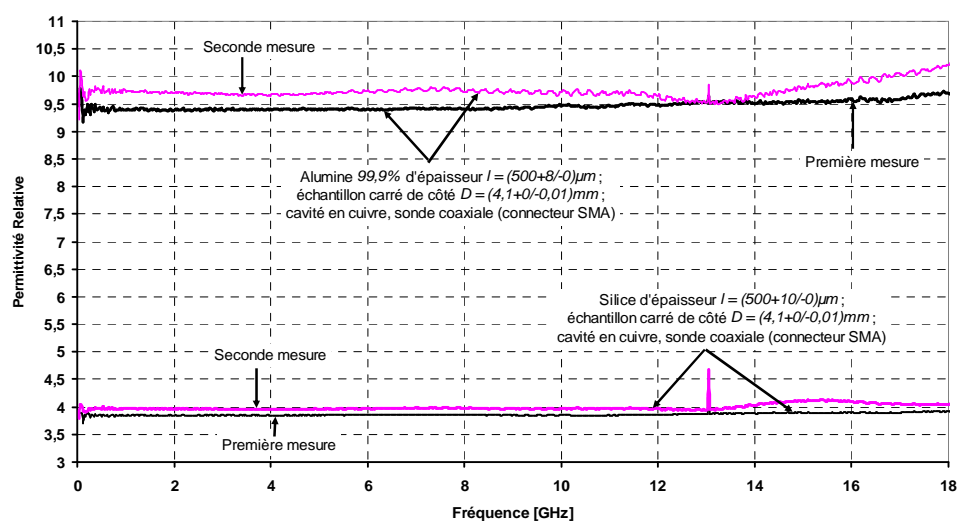
Nous couvrons toute la bande de fréquence (jusqu'à 18GHz) pour extraire la permittivité relative du diélectrique. La bande de fréquence d'extraction des pertes

s'étend que sur 12GHz avec des valeurs inférieures à  $10^{-2}$  (jusqu'à 6GHz). Les résultats des tangentes de pertes se confondent en basse fréquence [IV.5-IV.6] avec ceux du métal, car l'alumine et la silice sont des diélectriques faibles pertes. Les pertes métalliques, variant avec la fréquence, deviennent plus importantes que celle des échantillons en présence à partir de 10GHz. Ce qui limite l'extraction des pertes à cette fréquence. De part les résultats obtenus, nous concluons que la méthode utilisée est adaptée à nos objectifs. Par ailleurs, la conductivité électrique globale varie avec la fréquence et elle peut être négligeable en basse fréquence ( $\approx 3$ GHz).

Des études ont montré [IV.3] et [IV.7] qu'utiliser un connecteur de type K ( $\epsilon_r = 1$ ) donne une meilleure précision. Le connecteur K, à la place du SMA (dans notre cas) offrirait une meilleure précision et permettrait de couvrir une plus grande plage de fréquence.

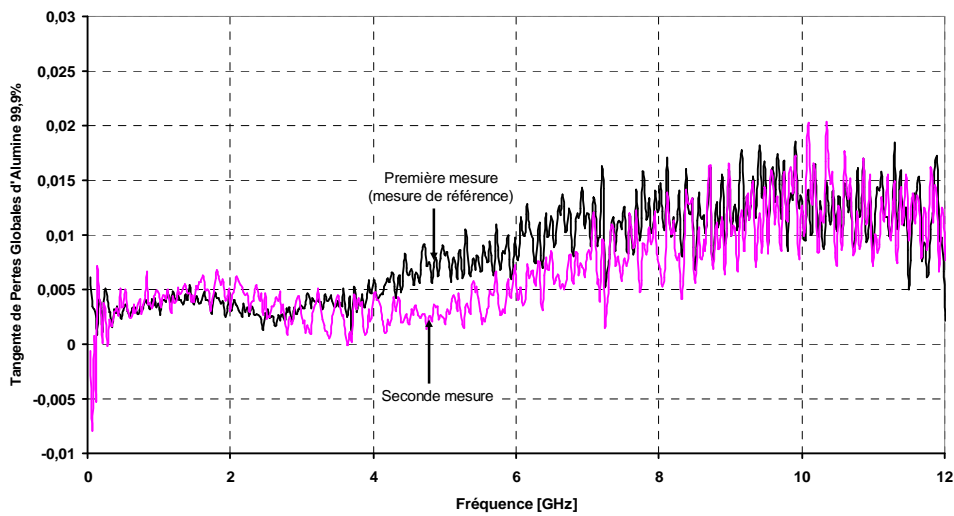
#### IV.4-/ REPRODUCTIBILITE DE LA TECHNIQUE DE LA SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION

La reproductibilité de la méthode consiste dans notre cas à changer le calibrage en maintenant le sens d'orientation de l'échantillon.

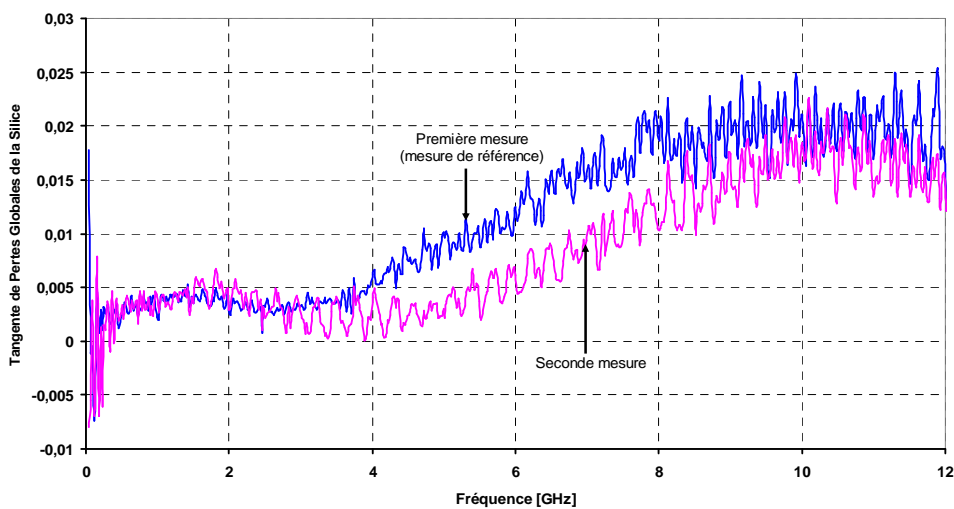


**Figure 9a:** Permittivité relative de la silice et de l'alumine en utilisant une sonde coaxiale en transmission





**Figure 9b:** Tangente de pertes globales d'Alumine 99,9% extraite en utilisant une sonde coaxiale en transmission



**Figure 9c:** Tangente de pertes globales de la silice extraite en utilisant une sonde coaxiale en transmission

Nous constatons que les tangentes de pertes globales ne sont pas complètement identiques dans la bande allant de 4GHz à 8GHz. Cela s'explique d'abord par les montures utilisées (car les deux montures utilisées n'ont pas la même épaisseur au  $\mu\text{m}$  près : ce sont les erreurs mécaniques), puis par le calibrage de l'appareil de mesure. Nous relevons une incertitude de  $5 \cdot 10^{-3}$  dans cette bande de fréquence.

## IV.5-/ AVANTAGES ET DESAVANTAGES DE LA SONDE COAXIALE EN TRANSMISSION

La méthode présentée dans ce chapitre permet:

- d'extraire des permittivités relatives du matériau jusqu'à 18GHz avec un écart de reproductibilité d'environ 4%. C'est une méthode large bande.
- d'extraire des tangentes de pertes des diélectriques à très faibles pertes ( $\leq 10^{-2}$ ) jusqu'à 6GHz.
- de voir la facilité d'insérer l'échantillon dans la monture et de le retirer sans l'abîmer, car la monture est ouverte sur quatre faces.

Néanmoins, la sonde coaxiale en transmission présente des inconvénients. Nous pouvons citer entre autres :

- Elle est une méthode destructive : Les dimensions de l'échantillon doivent être fixées en fonction de celle du porte échantillon comme celle de la sonde en réflexion. Tous les échantillons doivent être découpés avant d'être caractérisés.
- La symétrie de la structure exige que les matériaux symétriques soient uniquement utilisés. Dans ces conditions, pour les diélectriques bicouches (cas des semi-conducteurs dopés) on ne peut pas utiliser une telle monture. On peut envisager l'utiliser au matériau tricouche pour respecter la symétrie.
- La bande de fréquence de l'extraction de la tangente de pertes est inférieure à celle de la  $\epsilon_r$ , car les pertes joules sont très élevées au-delà de cette fréquence.

## IV.6-/ COMPARAISON DES TECHNIQUES DE LA SONDE COAXIALE EN REFLEXION ET CELLE EN TRANSMISSION

La technique de la sonde en réflexion correspond à celle de la sonde en transmission ayant un court-circuit sur l'un des accès. Nous pouvons déterminer les capacités de discontinuités en utilisant le système en transmission. Ces capacités varient avec la fréquence comme nous pouvons l'observer sur la figure ci-dessous.

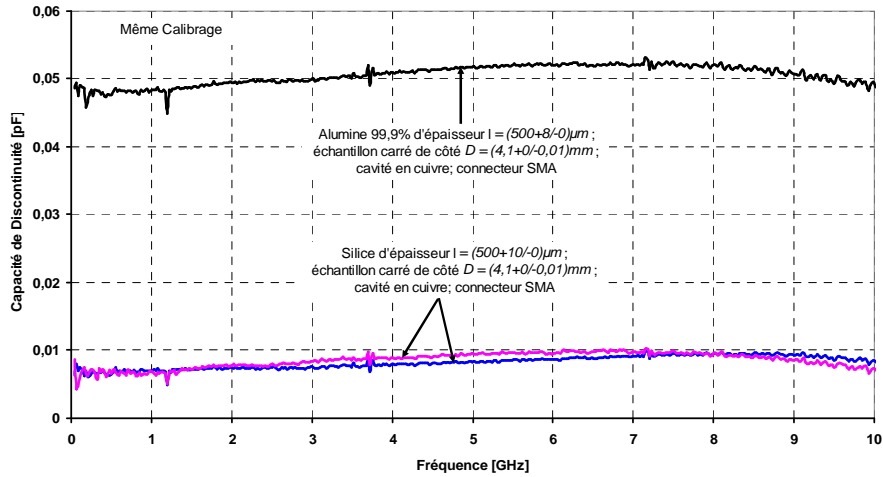


Figure 10: Les éléments de discontinuité aux accès des sondes en réflexion et en transmission

Dans cette étude comparative, nous ne traitons que le cas de la cavité en cuivre en utilisant les deux types d'échantillon ayant fait l'objet de la validation des chapitres III et IV.

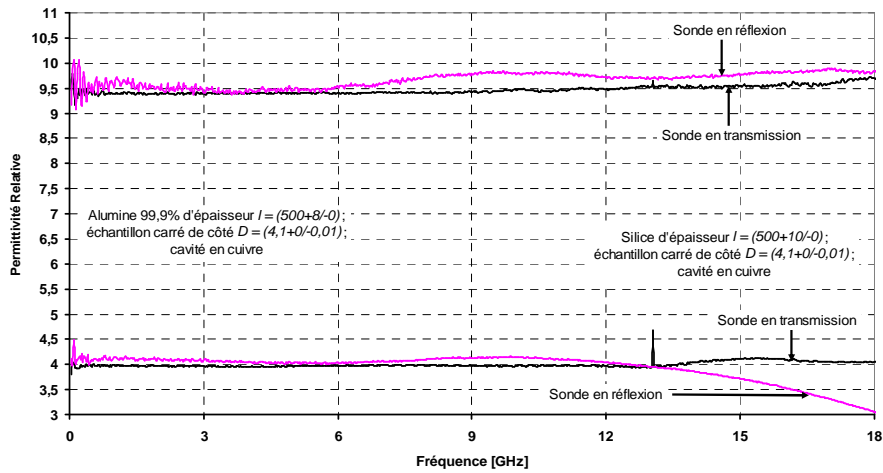
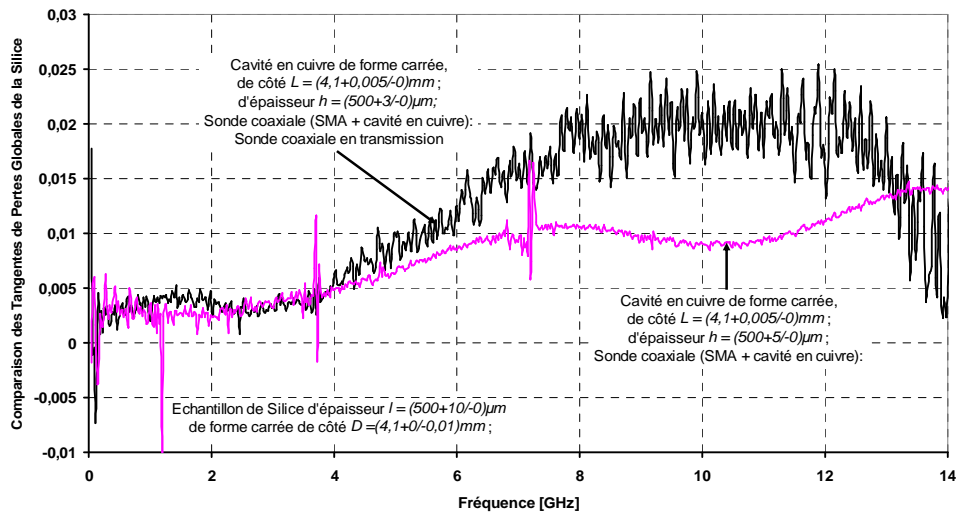


Figure 11a: Permittivités relatives d'Alumine 99,9% et de la silice

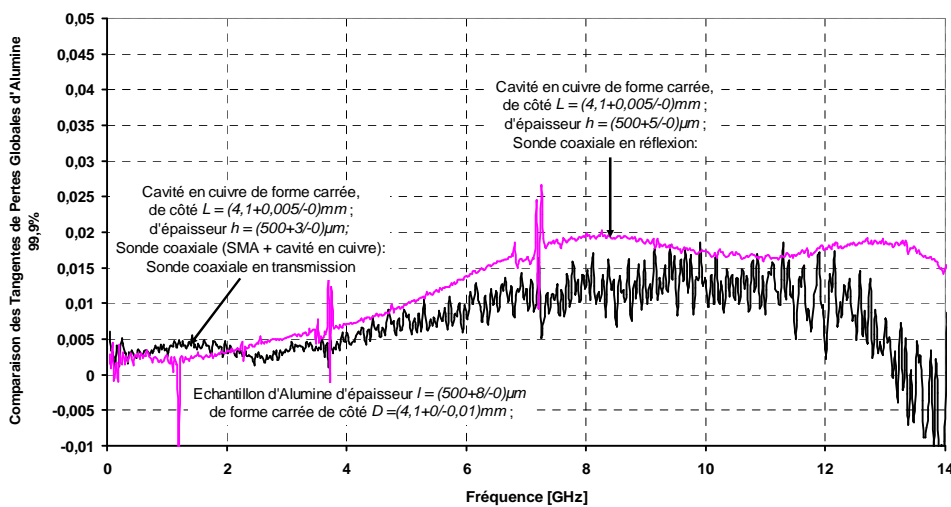
Pour l'extraction de la permittivité relative notée  $\epsilon_r$ , la sonde en transmission est meilleure que la sonde en réflexion en terme de précision. Pour des raisons de commodités, nous ne comparons des tangentes de pertes globales extraites à partir des deux techniques que dans le cas où le calibrage utilisé est le même afin d'inclure les mêmes erreurs de mesure. La seule chose pouvant changer est celle du serrage et des épaisseurs de la cavité métallique.



**Figure 11b:** Comparaison des tangentes de pertes globales de la silice extraites en utilisant des techniques de la sonde coaxiale en réflexion (S.C.R) et en transmission (S.C.T)

L'extraction des tangentes de pertes de la silice montre que la sonde en réflexion est meilleure que la sonde en transmission, car elle permet de couvrir une bande de fréquence allant jusqu'à 14GHz. En basse fréquence (jusqu'à 5GHz), nous avons des tangentes de pertes globales de la silice qui sont identiques. En haute fréquence, la structure utilisée permet d'améliorer la précision ou de la détériorer.

Les résultats ci-dessous (Alumine 99,9%) sont obtenus en utilisant deux calibrages différents afin de faire une comparaison.



**Figure 11c:** Comparaison des tangentes de pertes globales d'alumine 99,9% extraites en utilisant des techniques de la sonde coaxiale en réflexion (S.C.R) et en transmission (S.C.T)

Nous pouvons noter une différence d'environ  $5.10^{-3}$  au maximum à certaines fréquences. Toutefois, l'allure des courbes de pertes est identique. Ce résultat est proche de celui obtenu avec la silice.

Autant la T.S.C.T est meilleure que la T.S.C.R pour l'extraction de la permittivité relative des diélectriques de type isolant dans une large bande de fréquence, autant la T.S.C.R est meilleure que la T.S.C.T dans l'extraction des pertes et des matériaux bicouches. A l'exception de la difficulté d'insertion de l'échantillon, la technique de la sonde en réflexion est nettement meilleure que celle de la sonde en transmission.

## IV.7-/ CONCLUSION

Nous avons détaillé dans ce chapitre une méthode d'extraction des paramètres intrinsèques d'un diélectrique couche mince en utilisant une sonde coaxiale en transmission. Cette méthode offre la possibilité non seulement d'extraire des permittivités relatives sur une très large bande de fréquence, mais aussi des tangentes de perte supérieures à  $10^{-3}$  dans une bande de fréquence allant jusqu'à 10GHz en utilisant une sonde coaxiale, type connecteur SMA.

La validation par des résultats expérimentaux a montré la fiabilité de la méthode. Elle permet d'extraire les capacités de discontinuités et de voir leurs influences sur les résultats de caractérisation.

## BIBLIOGRAPHIE

- [IV.1] Nour-Eddine Belhadj-Tahar & Arlette Fourrier-Lamer, "Broad-Band Analysis of a Coaxial Discontinuity Used For Dielectric Measurements," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 34, N° 5, pp. 346-350, March 1986.
- [IV.2] Nour-Eddine Belhadj-Tahar, Hélié De Chanterac & Arlette Fourrier-Lamer, "Broad-band Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability Using a Coaxial Discontinuity," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 38, N° 1, pp. 1-7, January 1990.
- [IV.3] Nour-Eddine Belhadj-Tahar & Arlette Fourrier-Lamer, "Broad-Band Simultaneous Measurement of the Complex Permittivity Tensor for Uniaxial Materials Using a Coaxial Discontinuity," *IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech.*, Vol. 39, N° 10, pp. 1718-1724, October 1991.
- [IV.4] P. A Miles, W. B. Westphal & A. von Hippel, "Dielectric Spectroscopy of Ferromagnetic Semiconductors," *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 29, pp. 279-307, July 1957.
- [IV.5] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "A Cavity in Transmission for Extracting Electric Parameters of Thin Layers," *Annual IEEE International Symposium on Signals, Systems and Electronics (I.S.S.S.E)*, Montreal, Canada, July 30 – August 2, 2007.
- [IV.6] W. Barry, "A Broad-Band, Automated, Stripline Technique for the Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. 34, pp. 80-84, January 1986.
- [IV.7] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "A Coaxial Probe Fixture Used for Extracting Complex Permittivity of Thin Layers," *The 8<sup>th</sup> Annual IEEE Wireless and Microwave Technology (WAMI) Conference*, Clearwater, Florida, U.S.A, December 2006.

## CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail nous avons développé trois techniques pour la caractérisation des matériaux. La première technique est basée sur la technique des lignes de transmission. Une monture coaxiale a été réalisée et utilisée pour la caractérisation du gel fantôme. Compte tenu de la permittivité relative du gel voisine de 45 et des dimensions de la monture, la caractérisation a été faite dans une bande de fréquence allant jusqu'à 2GHz. L'influence des discontinuités sur la permittivité extraite et des pertes de la monture sur les pertes de l'échantillon a été analysée et une première routine de correction a été mise au point. Cette première étude a montré la nécessité d'utiliser deux lignes de longueurs différentes afin d'éliminer cette influence des discontinuités. La méthode de deux lignes a également été appliquée à la configuration micro ruban avec succès. Nous avons pu constater que cette monture offrait une limitation de la tangente de pertes à hauteur de  $10^{-2}$ .

Il est possible d'utiliser aussi les lignes de propagation pour caractériser les matériaux couches minces, mais la difficulté réside actuellement sur la partie perte à cause des pertes métalliques qui peuvent masquer les pertes diélectriques. Pour la caractérisation des substrats utilisés en microélectronique, les résultats de cette première partie nous ont conduit à développer les techniques de la sonde coaxiale, qui évitent les étapes de lithographie nécessaires dans les méthodes des lignes de transmission.

Deux principales techniques ont été développées dans ce travail : **La technique de la sonde coaxiale en réflexion (S.C.R) et la technique de la sonde coaxiale en transmission (S.C.T)**. Elles font partie des techniques dites « des applicateurs ». Les applicateurs permettent d'éviter l'opération de lithographie qui peut être très coûteuse. Ces techniques basées sur la mesure des paramètres S ont été spécialement optimisées pour des substrats microélectroniques d'épaisseur de l'ordre de 500µm dans le cas des diélectriques monocouches et de 0,5µm dans le cas des matériaux bicouches.

Elles sont capacitives et leurs principes axés sur les méthodes localisées à cause des dimensions réduites des échantillons (de l'ordre de 500 $\mu$ m). Elles ont permis d'extraire des tangentes des pertes faibles jusqu'au moins à  $10^{-3}$ , sur une bande de fréquence allant jusqu'à 12GHz. Les différentes montures ont été calibrées par l'utilisation des simulateurs électromagnétiques avant la validation expérimentale. Ces techniques ont d'abord été appliquées aux isolants du type alumine et silice avant d'être étendues aux semi-conducteurs faiblement et fortement dopés (silicium). Nous avons constaté que la S.C.R et la S.C.T sont complémentaires.

L'utilisation de la sonde coaxiale en réflexion pour caractériser des matériaux bicouches a donné des résultats très satisfaisants. L'application aux substrats Silicium dopé a permis de démontrer la faisabilité de la méthode. Cependant, la méthode part du principe qu'on connaît au moins l'une des couches et que l'épaisseur globale des couches est connue avec précision.

**« Les objectifs que nous nous étions fixés au début de ce travail ont été atteints »**, à savoir, mettre en place une procédure d'extraction des matériaux couches minces sur une large bande de fréquences sans lithographier l'échantillon, avec une erreur relative (écart) inférieure à 5% sur la permittivité relative et des tangentes de pertes faibles jusqu'au moins à  $10^{-3}$ .

Toutefois, beaucoup de travail reste à faire pour monter par exemple à des fréquences millimétriques. Nous avons utilisé des connecteurs SMA pour valider le travail, mais utiliser les connecteurs K serait une meilleure solution pour la montée en fréquence. Rappelons que nous avons atteint 18GHz pour extraire la permittivité relative des matériaux et 14GHz en ce qui concerne la tangente de perte. La sonde coaxiale en transmission est une structure symétrique en transmission mais dissymétrique en réflexion. Une des perspectives serait de développer une procédure d'extraction pour des structures tricouches en utilisant ces deux techniques de sonde. Améliorer la précision des paramètres électriques des structures bicouches et étendre la bande de fréquence d'extraction de ces paramètres en utilisant les deux méthodes mises en œuvre, à savoir les techniques de la sonde coaxiale en réflexion (S.C.R) et celle en transmission (S.C.T) constituent une perspective.



## ANNEXE 1

### *Les Equations de Maxwell dans le Général*

Equation de Maxwell-Faraday

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

Equation de Maxwell-Ampère

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

Equation de Maxwell-Gauss

$$\text{div}\vec{D} = \rho$$

Equation de conservation du flux  
magnétique

$$\text{div}\vec{B} = 0$$

**En régime sinusoïdal de pulsation  $\omega$ :**

Equation de Maxwell-Faraday

$$\text{rot}\vec{E} = -j\omega\vec{B}$$

Equation de Maxwell-Ampère

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + j\omega\vec{D}$$

**Lien entre différents paramètres:**

J et  $\rho$  : Densités de courant de conduction et de charges électriques

Condition de conservation du courant

$$\text{div}\vec{J} + \rho = 0$$

Lien entre champ et induction électrique

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E}$$

Lien entre champ et induction  
magnétique

$$\vec{B} = \mu\vec{H}$$

Lien entre la vitesse et le milieu de propagation

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$$

### Cas particulier des équations de Maxwell : Milieu isotrope

Equation de Maxwell-Faraday

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_r \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Equation de Maxwell-Ampère

$$\text{rot} \vec{H} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Equation de Maxwell-Gauss

$$\text{div} E = 0$$

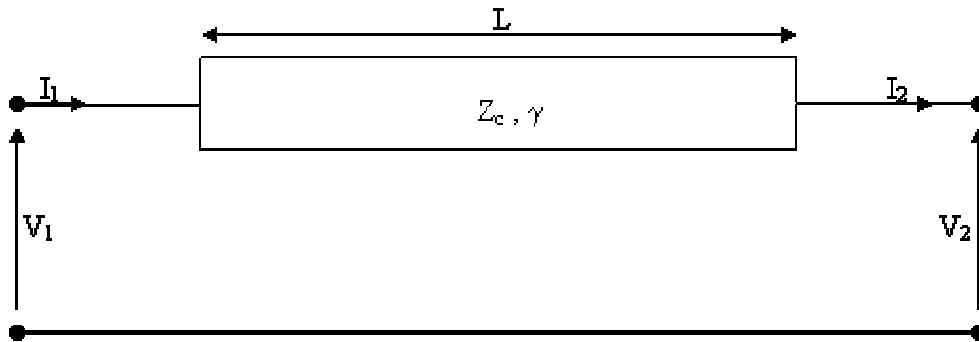
Equation de conservation du flux magnétique

$$\text{div} H = 0$$

## ANNEXE 2

## Relation de Passage matrice S — matrice ABCD

$$\begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix}$$

Figure A<sub>2</sub> : Rappel des conventions utilisées

$$S_{11} = \frac{A - D + B/Z_c - CZ_c}{B/Z_c + CZ_c - A - D}$$

$$S_{21} = 2 \frac{BC - AD}{B/Z_c + CZ_c - A - D}$$

$$S_{12} = 2 \frac{BC - AD}{B/Z_c + CZ_c - A - D}$$

$$S_{22} = \frac{A - D - B/Z_c + CZ_c}{B/Z_c + CZ_c - A - D}$$

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

$$B = -Z_c \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}S_{12}}{2S_{12}}$$

$$C = -\frac{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}{2Z_c S_{12}}$$

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

$Z_c$  est l'impédance de référence des paramètres S

## ANNEXE 3

### Relation de Passage matrice $S$ — matrice $y$ et $Z$ , puis inversement

#### 1) Transformation des paramètres $Y$ en paramètres $S$ et transformation inverse

Nous notons par  $y$ , l'admittance normalisée telle que  $y = \frac{Y}{Y_n}$  et  $Y_n = \frac{1}{Z_n}$ . En

général,  $Z_n = 50\Omega$ . De même, nous notons par  $z = \frac{Z}{Z_n}$  l'impédance normalisée d'une

ligne de transmission quelconque.

$$S_{11} = \frac{(1 - y_{11})(1 + y_{22}) + y_{21}y_{12}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}}$$

$$y_{11} = \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

$$S_{12} = \frac{-2y_{12}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}}$$

$$y_{12} = \frac{-2S_{12}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

$$S_{21} = \frac{-2y_{21}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}}$$

$$y_{21} = \frac{-2S_{21}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

$$S_{22} = \frac{(1 + y_{11})(1 - y_{22}) + y_{21}y_{12}}{(1 + y_{11})(1 + y_{22}) - y_{12}y_{21}}$$

$$y_{22} = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

#### 2) Transformation des paramètres $Z$ en paramètres $S$ et transformation inverse

$$S_{11} = \frac{(z_{11} - 1)(1 + z_{22}) + z_{21}z_{12}}{(1 + z_{11})(1 + z_{22}) - z_{12}z_{21}}$$

$$z_{11} = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

$$S_{12} = \frac{2z_{12}}{(1 + z_{11})(1 + z_{22}) - z_{12}z_{21}}$$

$$z_{12} = \frac{2S_{12}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

$$S_{21} = \frac{2z_{21}}{(1 + z_{11})(1 + z_{22}) - z_{12}z_{21}}$$

$$z_{21} = \frac{2S_{21}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

$$S_{22} = \frac{(1 + z_{11})(z_{22} - 1) - z_{21}z_{12}}{(1 + z_{11})(1 + z_{22}) - z_{12}z_{21}}$$

$$z_{22} = \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{21}S_{12}}$$

## ANNEXE 4

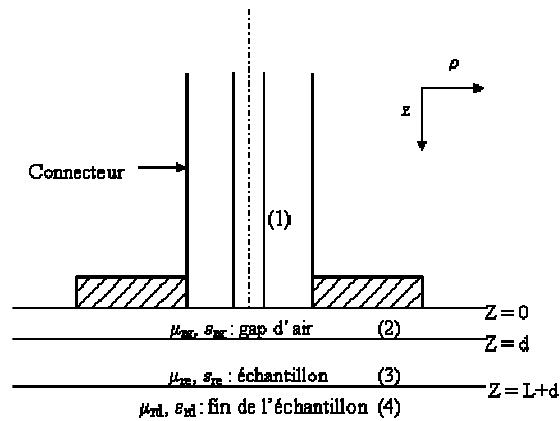
## Calcul des différents champs dans une sonde coaxiale ouverte

Constante de propagation

$$\tilde{\gamma} = \alpha + j\beta = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \epsilon \mu} = j\omega \sqrt{\epsilon \mu} \sqrt{1 - \frac{k_c^2}{\omega^2 \epsilon \mu}}$$

Impédance d'onde

$$Z_\eta(\text{TE}) = \frac{j\omega\mu}{j\beta} = Z_\eta(\text{TEM}) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}} = Z_\eta(\text{TEM}) \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda}$$

Où  $Z_\eta(\text{TEM}) = j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ 

Le champ magnétique se propageant dans la région (1) est :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_i^2 \right] H_{\phi(i)}(\rho, z) = 0$$

Champ électrique à l'interface sonde-matériau : Si on a un court-circuit à  $(d + L)$

$$E_{\rho(3)}(\rho, d + L) = 0$$

La composante radiale du champ électrique est donnée par :

$$\tilde{E}_{\rho(i)}(\zeta, z) = -\frac{1}{j\omega\epsilon_i^*} \frac{\partial H_{\phi(i)}}{\partial z}$$

Dans la région (1), les champs magnétique et électrique s'écrivent comme :

$$H_{\phi(1)}(\rho, z) = -j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{Rc}}{\gamma_1} R_0(\rho) [-\exp(-\gamma_1 z) + \Gamma_0 \exp(\gamma_1 z)]$$

$$- j \omega \epsilon_0 \epsilon_{Rc} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_{n(c)}} \Gamma_n \exp(\gamma_{n(c)} z) R_n(\rho)$$

$$E_{\rho(1)}(\rho, z) = \underbrace{[\exp(-\gamma_1 z) + \Gamma_0 \exp(\gamma_1 z)] R_0(\rho)}_{\text{TEM}} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_n \exp(\gamma_{n(c)} z) R_n(\rho)}_{\text{TM}_{0n}}$$

TEM

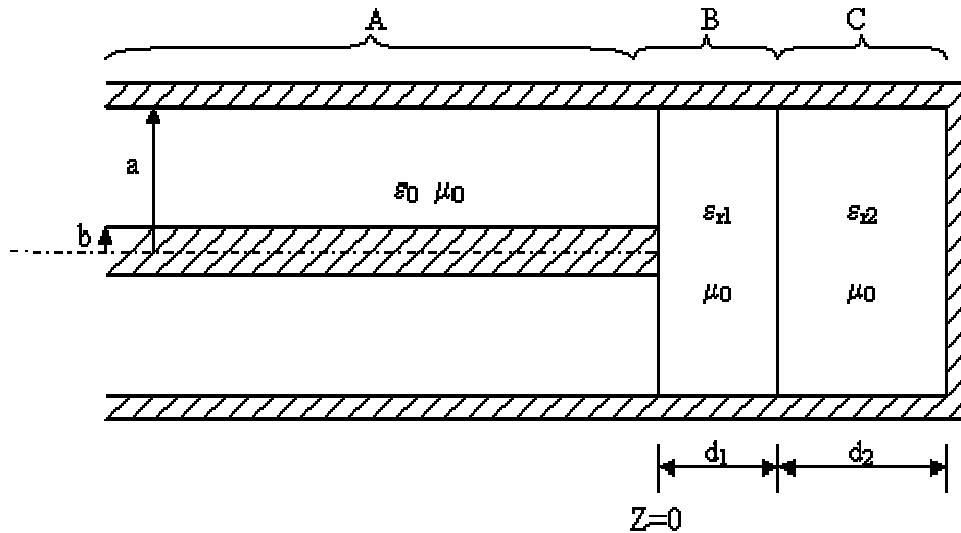
TM<sub>0n</sub>



## ANNEXE 5

**Calcul des différents champs dans une sonde coaxiale ayant une cavité en bout**

Différentes régions (A, B, C) de la monture

**Dans la région A :**

$A_0$  représente l'amplitude de l'onde incidente TEM et  $\Gamma$  le coefficient de réflexion au plan  $z = 0$ . Nous notons par  $Y_{AO}$  et  $Y_{Am}$  les admittances respectives des ondes TEM et  $TM_{0m}$  dans le guide coaxial.

$$Y_{AO} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

$$Y_{Am} = j \frac{\omega \epsilon_0}{\gamma_{Am}}$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

$$\gamma_{Am} = \sqrt{\pi_m^2 - k_0^2}$$

$$E_{rA} = \frac{1}{r} A_0 [\exp(jk_0 z) + \Gamma \exp(-jk_0 z)] + \sum_{m=1}^{\infty} A_m Z_1(\pi_m r) \exp(-\gamma_{Am} z)$$

$$E_{zA} = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{\pi_m}{\gamma_{Am}} Z_0(\pi_m r) \exp(-\gamma_{Am} z)$$

$$H_{\Phi A} = \frac{1}{r} A_o Y_{A_o} [\exp(jk_0 z) - \Gamma \exp(-jk_0 z)] + \sum_{m=1}^{\infty} A_m Y_{A_m} Z_1(\pi_m r) \exp(-\gamma_m z)$$

$Z_j$  représente la combinaison linéaire du  $i^{\text{ème}}$  ordre de la fonction de Bessel du premier et du second genre.

$$Z_i(\pi_m r) = J_i(\pi_m r) + G_{A_m} N_i(\pi_m r) \text{ où } G_{A_m} = -\frac{J_0(\pi_m a)}{N_0(\pi_m a)} = -\frac{J_0(\pi_m b)}{N_0(\pi_m b)}$$

**Dans la région B :**

$$Z_0(\pi_m a) = Z_0(\pi_m b) = 0$$

$$J_0(\lambda_n a) = J_0(\lambda_n b) = 0$$

$$Y_{B_n} = j \frac{\omega \mathcal{E}_0}{\gamma_{B_n}}$$

$$\gamma_{B_n} = \sqrt{\lambda_n^2 - k_0^2 \epsilon_{r1}}$$

$$E_{rB} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_1(\lambda_n r) [\exp(\gamma_{B_n} z) + \Gamma_n \exp(-\gamma_{B_n} z)]$$

$$E_{zB} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\lambda_n}{\gamma_{B_n}} J_0(\lambda_n r) [\exp(\gamma_{B_n} z) - \Gamma_n \exp(-\gamma_{B_n} z)]$$

$$H_{\Phi B} = \sum_{n=1}^{\infty} Y_{B_n} B_n J_1(\lambda_n r) [\exp(\gamma_{B_n} z) - \Gamma_n \exp(-\gamma_{B_n} z)]$$

Si nous posons certaines conditions, alors les expressions des champs  $E_{rB}$  et  $H_{\Phi B}$  deviennent :

$$E_{rB} = 0 \text{ si } 0 < r < b$$

$$E_{rB} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_1(\lambda_n r) [1 + \Gamma_n] = \frac{1}{r} A_o [1 + \Gamma] + \sum_{m=1}^{\infty} A_m Z_1(\pi_m r) \text{ si } b < r < a$$

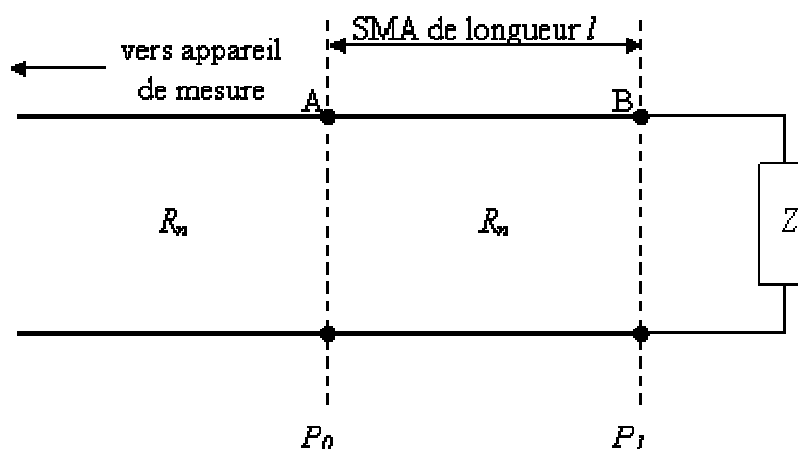
$$H_{\Phi B} = \sum_{n=1}^{\infty} Y_{B_n} B_n J_1(\lambda_n r) [1 - \Gamma_n] = \frac{1}{r} A_o Y_{A_o} [1 - \Gamma] + \sum_{m=1}^{\infty} A_m Y_{A_m} Z_1(\pi_m r) \text{ si } b < r < a$$

## ANNEXE 6

### *Influence du connecteur (sonde coaxiale) sur les mesures des paramètres électriques*

#### 1-/ Cas théorique :

La figure A<sub>6a</sub>, ci-dessous résume de manière théorique la monture de test en présence du port de calibrage et des différents points de mesure.



**Figure A<sub>6a</sub>:** Schéma représentatif de la monture d'extraction en présence des différents plans de référence dans le cas théorique

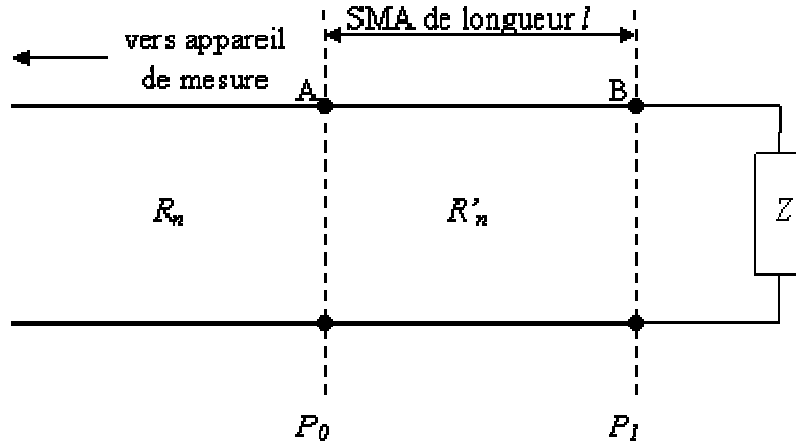
Dans le cas idéal, on suppose que les impédances des deux tronçons de ligne sont identiques. On mesure  $S_{11}$  en A pour obtenir  $\Gamma_A$  et  $S_{11}e^{-2j\beta l}$  pour calculer  $\Gamma_B$ . Le calcul du coefficient de réflexion au point B permet d'obtenir la relation ci-dessous :

$$\Gamma_B = \frac{Z - R_n}{Z + R_n} = \frac{G_n - Y}{G_n + Y} \Rightarrow Y = G_n \frac{1 - \Gamma_B}{1 + \Gamma_B} \quad (\text{A.1})$$

Cette hypothèse sous-entend que les deux tronçons ont la même résistance caractéristique  $R_n$ .

#### 2-/ Cas réel :

Nous supposons que les deux tronçons de ligne ont des impédances légèrement différentes. L'erreur que l'on commet au lieu de contact se reporte sur la mesure finale.



**Figure A<sub>6b</sub>**: Schéma représentatif de la monture d'extraction en présence des différents plans de référence dans le cas réel

$R_n$  et  $R'_n$  sont les impédances caractéristiques des différents tronçons de lignes.

Dans la situation de la figure 18b, nous avons  $R_n = \frac{1}{G_n}$ ,  $R'_n = \frac{1}{G'_n}$  et  $Z = \frac{1}{Y} = \frac{1}{G + jB}$ .

Dans cette situation, il faudrait calculer l'admittance équivalente par la relation :

$$Y' = G'_n \frac{1 - \Gamma_B}{1 + \Gamma_B} \quad (\text{A.2})$$

En fait, si nous prenons  $G_n$  dans cette relation en posant  $G_n = G'_n + \Delta G_n$ , nous obtenons :

$$Y' = (G_n + \Delta G_n) \frac{1 - \Gamma_B}{1 + \Gamma_B} = G_n \frac{1 - \Gamma_B}{1 + \Gamma_B} + \Delta G_n \frac{1 - \Gamma_B}{1 + \Gamma_B} = Y + \Delta Y \quad (\text{A.3})$$

Ainsi, nous observons que la valeur vraie  $Y'$  peut s'écrire sous la forme

$$Y' = Y + \Delta Y \Rightarrow \frac{\Delta Y}{Y} = \frac{\Delta G_n}{G_n} = \varepsilon \text{ (c'est l'erreur que l'on commet) avec } \Delta Y = \Delta G_n \frac{1 - \Gamma_B}{1 + \Gamma_B} \text{ et}$$

$Y = G_n \frac{1-\Gamma_B}{1+\Gamma_B}$ . L'admittance au point B est telle que:  $Y_B = Y_e = G + jB$ . Comme  $B \gg G$ ,

nous avons  $Y \# jC\omega$ .

$$\text{Erreur sur } \omega C_0: \frac{\Delta C_0}{|Y|} \leq \varepsilon \# \frac{\Delta C}{C}$$

$$\text{Erreur sur } G: \frac{\Delta G}{|Y|} \leq \varepsilon \# \frac{\Delta G}{\omega C_0}$$

Par ailleurs,  $\Delta G = \omega C_0 \varepsilon$  s'interprète comme la tangente  $\delta$ .

### 3-/ Influence de la désadaptation

D'une façon générale, à l'interface A, le coefficient de transmission s'écrit :  $T = \frac{2R'_n}{R'_n + R_n}$ . Dans le cas où  $R'_n = R_n + \Delta R$ , nous aurons:  $T = 1 + \frac{\Delta R}{2R_n + \Delta R}$ . Le

gain de transmission  $\left( \Delta T = \frac{\Delta R}{2R_n + \Delta R} \right)$  s'interprète comme un terme de perte additif.

Dans le pire, l'incertitude sur  $R_n$  peut aller jusqu'à  $5\Omega$ ; Nous avons

$$\text{alors: } \tan \delta_{\text{dés}} = \frac{5}{105} = 4,76\% \cong 5\% .$$

Par ailleurs, en écrivant que  $\Delta Y = \varepsilon Y = \varepsilon G + j\varepsilon B$  avec  $B = \omega C$  et  $j\varepsilon B = j\omega \Delta C$

$$\text{Ainsi, } \frac{\Delta Y}{Y} = \varepsilon = \frac{\Delta G + j\Delta B}{G + jB} \# \frac{\Delta G}{jB} + \frac{\Delta B}{B} . \text{ Comme } B \gg G, \text{ on montre que : } \varepsilon = \frac{\Delta C}{C} - j \frac{\Delta G}{\omega C} .$$

L'erreur que l'on commet sur G et C se répercute sur la tangente de perte. Celle-ci

$$\text{est donc } \tan \delta = \frac{\Delta G}{\omega \Delta C} .$$

Ces résultats montrent clairement qu'il est absolument indispensable de calibrer au niveau du circuit ouvert de la prise SMA dans le cas du matériau à faible perte.

## PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

### CONFERENCES INTERNATIONALES AVEC ACTE DE PUBLICATION

- [1] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, " Effet des Pertes et du Dopage Dans l'Extraction des Paramètres Electriques d'un Semi-conducteur en Utilisant une Sonde Coaxiale," *19<sup>ème</sup> Colloque International d'Optique Hertzienne et Diélectriques (O.H.D)*, Valence, France, Septembre 2007.
- [2] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "A Cavity in Transmission for Extracting Electric Parameters of Thin Layers," *Annual IEEE International Symposium on Signals, Systems and Electronics (I.S.S.S.E)*, Montreal, Canada, July 30 – August 2, 2007.
- [3] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "Oxide Effect on the Doped Silicon-525 $\mu$ m Relative Permittivity Extracted by Using a Coaxial Probe Fixture," *Mediterranean Microwave Symposium (MMS) and 12<sup>th</sup> Microcoll Conference*, Budapest, Hungary, pp. 239-242, May 2007.
- [4] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "Extraction De La Permittivité Complexe Du Silicium 525 $\mu$ m En Utilisant Deux Différentes techniques De La Sonde coaxiale," *6<sup>ème</sup> colloque TELECOM'2007 & 5<sup>ème</sup> J.F.M.M.A*, Fès, Maroc, pp. 143-146, Mars 2007.
- [5] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "Boundary Effects in Extracting Complex Permittivity of Thin Layers Using a Coaxial probe Fixture," *6<sup>ème</sup> colloque TELECOM'2007 & 5<sup>ème</sup> J.F.M.M.A*, Fès, Maroc, pp. 425-428, Mars 2007.
- [6] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "A Coaxial Probe Fixture Used for Extracting Complex Permittivity of Thin Layers," *The 8<sup>th</sup> Annual IEEE Wireless and Microwave Technology (WAMI) Conference*, Clearwater, Florida, U.S.A, December 2006.

- [7] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "Complex Permittivity using Two Transmission Line S-Parameter Measurements," *International Conference On Micro and NanoTechnologies (I.C.M.N.T)*, Tizi-Ouzou, Algeria, November 2006.
- [8] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "Coaxial Probe Fixture Used for Complex Permittivity Measurement of Thin Layers," *International Conference on Micro and Nano Technologies (I.C.M.N.T)*, Tizi-Ouzou, Algeria, November 2006.
- [9] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, " Effet des Discontinuités et de la Conductivité d'une Monture Coaxiale pour la Caractérisation des Matériaux," 18<sup>ème</sup> *colloque International d'Optique Hertzienne et Diélectriques (O.H.D)*, Tunis, Tunisie, Proceeding, September 2005.

#### CONFERENCES NATIONALES

- [10] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, " Caractérisation des Matériaux Multicouches en Utilisant une Sonde Coaxiale en Présence d'un Plan De Masse," 15<sup>ème</sup> *Journées Nationales Micro-Ondes (J.N.M)*, Toulouse, France, Mai 2007.
- [11] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, " Extraction de la Permittivité Relative Complexe du Carbure de Silicium (SiC) à Partir d'une Sonde Coaxiale," 10<sup>ème</sup> *Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (J.N.R.D.M)*, Lille, France, Mai 2007.
- [12] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, "Extraction de la Permittivité Relative et de la Conductivité Electrique du Gel Fantôme en Utilisant la Technique de deux Lignes de Propagation," IX<sup>ème</sup> *Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (J.N.R.D.M)*, Rennes, France, Mai 2006.

- [13] M. Moukanda, F. Ndagijimana, J. Chilo & P. Saguet, “ Caractérisation Des Matériaux En Présence Des Discontinuités et des Pertes Dans La Monture de Test,” 9<sup>ème</sup> *Journée de Caractérisation Micro-Ondes et Matériaux (J.C.M.M)*, Saint-Etienne, France, Mars 2006.



---

## TITRE : CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION DES MATERIAUX UTILISES EN MICROELECTRONIQUE RADIOFREQUENCE

---

### RESUME

Dans ce travail nous avons développé trois techniques pour la caractérisation électrique des matériaux pour les applications radiofréquences. La caractérisation électromagnétique de matériaux est une activité croissante avec de nombreuses applications industrielles tels que la microélectronique, l'aéronautique, la médecine, etc. Une monture coaxiale a été réalisée pour la caractérisation de matériaux mous et appliquée au gel fantôme dans une bande de fréquence allant jusqu'à 2GHz. Une méthode de deux lignes de transmission a été développée afin de s'affranchir de l'influence des discontinuités au niveau des connecteurs. Cette méthode a également été appliquée avec succès à la configuration microruban sur un substrat de type FR-4. Parmi les méthodes développées, les techniques affleurantes comme celles des sondes coaxiales en réflexion (S.C.R) et/ou en transmission (S.C.T) ont permis la caractérisation de la silice, de l'alumine 99,9% et du silicium. En utilisant un connecteur SMA, nous avons extrait une tangente de perte inférieure à  $10^{-2}$  dans la bande allant de quelques MHz à 14GHz et des permittivités relatives jusqu'à 18GHz pour une erreur relative de 3%. L'utilisation de la sonde coaxiale en réflexion pour caractériser des matériaux bicouches a donné des résultats très satisfaisants.

L'application aux substrats Silicium dopés a démontré la faisabilité de la caractérisation de substrats bicouches dans le cas où l'on connaît les paramètres électriques et l'épaisseur de l'une des couches. Enfin les simulations électromagnétiques ont montré qu'utiliser les connecteurs K serait une meilleure solution pour la montée en fréquence et la précision.

### SPECIALITE

Optique et RadioFréquences (O.R)

**MOTS-CLES :** Caractérisation électrique, ligne de transmission, sonde coaxiale, permittivité complexe, diélectrique couche mince, matériaux multicouches, matériaux semi-conducteurs.

---

## TITLE: CONTRIBUTION TO THE ELECTRICAL MATERIAL CHARACTERIZATIONS USED IN MICROELECTRONICS RADIOFREQUENCY

---

### ABSTRACT

Electromagnetic material characterization is constantly increasing due to many industrial applications in microelectronics, aeronautic, geology, medicine, automobile, civil engineering, etc. In the same time, dimensions are shortened as high frequencies are required for high-speed and microwave communication devices. In this work, we developed different techniques to characterize thin layer materials in a broadband frequency range without lithography. A coaxial test fixture has been developed and applied to soft materials such as 900MHz liquid. The use of two transmission line techniques permitted to correct discontinuity effects occurring in the connector areas. It has also been applied successfully to microstrip configuration with a FR-4 substrate. Among different methods developed in this work, applicators based on coaxial probes in reflection (SCR) and/or transmission (SCT) have been specially developed for microelectronic substrate: Silica, Alumina, and Silicon. Using SMA connector, loss tangent inferior to  $10^{-2}$  has been measured up to 14GHz, and relative permittivity has been measured with an error of 3% up to 18GHz.

The extension of the SCR technique to multilayer substrates such as doped silicon permitted to measure bi-layer material provided the good knowledge of electrical parameters and dimensions of one layer. Finally, electromagnetism simulations showed that best results can be obtained by using the K connectors and frequency becomes higher.

### MAJOR

Optical and RadioFrequencies (OR)

**KEY-WORDS:** Electric characterization, transmission-line, coaxial probe, complex permittivity, thin layer dielectric, multilayer materials, semiconductor materials.