

N° d'ordre : 3400

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Nicolas TENTILLIER

Contribution à la Caractérisation Diélectrique Micro-onde de Cristaux Liquides. Application aux Circuits Agiles en Fréquence

Soutenue le 18 Décembre 2003 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

F.HURET	Professeur, Université de Bretagne Occidentale	<i>Rapporteur</i>
J-P.PARNEIX	Professeur, Université de Bordeaux I	<i>Rapporteur</i>
G.DAMBRINE	Professeur, Université de Lille I	<i>Président</i>
D.DOLFI	Ingénieur, LCR - THALES	<i>Examineur</i>
J-F.LEGIER	Maître de Conférences, Université de Lille I	<i>Examineur</i>
R.SAULEAU	Maître de Conférences, Université de Rennes I	<i>Invité</i>
C.LEGRAND	Professeur, Université du Littoral Côte d'Opale	<i>Directeur de thèse</i>
B.SPLINGART	Maître de Conférences, Université du Littoral Côte d'Opale	<i>Co-Directeur de thèse</i>

*A Mes Parents,
merci pour tout.*

Nous voici arrivés au milieu de l'aventure. Avant de commencer un tournage, je désire surtout faire un film qui sera beau. Dès que les premiers ennuis surgissent, je dois réduire mon ambition et je me prends à espérer que l'on pourra terminer le film. Vers le milieu du tournage, je fais un examen de conscience et je me dis : " Tu aurais pu travailler mieux, tu aurais pu donner davantage, à présent il te reste la seconde moitié pour te rattraper", et à partir de ce moment, je m'efforce de rendre plus vivant tout ce qui sera montré sur l'écran. "*Je vous présente Pamela*" semble enfin lancé sur de bons rails, les acteurs sont à l'aise dans leur personnage, l'équipe est bien soudée, les problèmes personnels ne comptent plus, le cinéma règne !

François TRUFFAUT - La Nuit Américaine - 1973

" Jouissez de la vie ; il est beaucoup plus tard que vous ne le pensez "

Claude LELOUCH - L'aventure c'est l'aventure - 1972

[...]

And all this science I don't understand
It's just my job five days a week
[...]

Elton JOHN - Rocket Man - 1972

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe "Matériaux Organiques" du Laboratoire d'Etude des Matériaux et des Composants pour l'Electronique (LEMCEL). Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur Jean-Claude Carru, Directeur du LEMCEL, de m'avoir accueilli et ouvert les portes de son laboratoire.

La direction de cette thèse a été assurée par Monsieur Christian Legrand, Professeur à l'Université du Littoral Côte d'Opale. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour ses compétences scientifiques, sa gentillesse et son soutien tout au long de ce travail.

Je remercie très sincèrement Monsieur Bertrand Splingart, Maître de Conférences à l'Université du Littoral Côte d'Opale qui a assuré de façon soutenue et active la co-direction de cette thèse. Sans ses nombreuses idées, ce travail n'aurait pas été ce qu'il a été. Je ne trouve pas les mots pour exprimer ma gratitude alors je dirai simplement : MERCI beaucoup !

Je souhaite remercier vivement Messieurs Jean-Paul Parneix et Fabrice Hurret, Professeurs respectivement à l'Université de Bordeaux I et à l'Université de Bretagne Occidentale, qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Gilles Dambrine, Professeur à l'Université de Lille I, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Daniel Dolfi, docteur ingénieur au Laboratoire Central de Recherche de THALES, pour avoir accepté d'honorer par sa présence la commission d'examen.

Je tiens également à remercier Jean-François Légier, Maître de Conférences à l'Université de Lille I, pour son aide précieuse en électromagnétisme lors de nos rencontres à l'IEMN et sa participation à ce jury.

Mes remerciements s'adressent à Monsieur Ronan Sauleau, Maître de Conférences à l'Université de Rennes I, pour la collaboration que nous avons effectuée

Remerciements

et qui me fait l'honneur de participer à mon jury. Je n'oublierai pas d'associer et de remercier Monsieur Philippe Coquet, Maître de Conférences à l'ENS Cachan Bretagne qui est à l'origine de cette étude.

Je remercie les membres de la Centrale de Caractérisation de l'IEMN dirigée par Monsieur Edouard Playez et tout particulièrement Mesdames Sylvie Lepilliet et Elisabeth Delos pour leur sympathie et la mise à disposition de l'analyseur de réseaux vectoriel lors de nos expérimentations.

Que soient ici remerciés Messieurs Erick Paleczny, Maître de Conférences à l'Université de Lille I et Freddy Ponchel, Doctorant à l'IEMN, pour leur collaboration et pour la formation efficace sous HFSS.

Je ne saurais oublier ici mes amis et collègues du Laboratoire qui ont permis que ce travail puisse se dérouler dans une bonne ambiance : Ludovic Burgnies, Redouane Douali, Frédéric Dubois, Eric Duquenoy, Didier Fasquelle, Joël Gest, Jean-Marc Leblond, Gérard Leroy, Patrick Ropa, Pierre Tabourier, Amina Tachafine, Jean-Pierre Théry, Daniel Vanloot, Gabriel Vélu,...

Je remercie pour leur sympathie, tous les enseignants et le personnel de l'IUT de Calais-Boulogne, l'IUP du Littoral et de l'UF de Calais, avec qui j'ai travaillé en tant que vacataire et attaché temporaire à l'enseignement et à la recherche .

Je remercie toutes les personnes qui, directement ou indirectement, ont fait que cette aventure se soit réalisée.

Enfin, je terminerai par remercier ma famille pour leur soutien permanent.

Introduction Générale

A l'aube du XXI^{ème} siècle, notre société développe un besoin de communication qui intègre la téléphonie mobile, le multimédia, le réseau internet, les systèmes de positionnement... Pour atteindre cet objectif, il faut élaborer de nouveaux dispositifs de télécommunications toujours plus performants et économiquement viables. Dans ce contexte, les dispositifs micro-ondes occupent une place importante et de nombreuses études sont actuellement menées afin de les améliorer. L'une des propriétés recherchées pour ces dispositifs est de pouvoir modifier leurs caractéristiques à l'aide de commandes extérieures. De tels dispositifs dits "agiles en fréquence" concernent principalement les fonctions de filtrage, de déphasage et d'émission-réception des ondes électromagnétiques et peuvent ainsi apporter des fonctionnalités nouvelles en électronique hyperfréquence notamment en termes d'accordabilité ou de reconfigurabilité d'un système. D'après la compagnie américaine "Agile Materials & Technologies Inc.", ce nouveau concept devrait diminuer les coûts de production, améliorer les performances et réduire la taille des circuits ¹.

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'équipe "Matériaux Organiques" du Laboratoire d'Etude des Matériaux et des Composants pour l'Electronique. Ce laboratoire développe ses activités de recherche autour de la caractérisation électrique à large bande de fréquence et de température de matériaux présentant des applications en électronique. L'équipe "Matériaux Organiques" étudie principalement les cristaux liquides. C'est dans ce cadre que se situe notre travail concernant d'une part, la caractérisation diélectrique micro-onde de cristaux liquides nématiques et, d'autre part, l'application de ces matériaux aux dispositifs agiles en fréquence. Au début de ce travail, il s'agissait d'une nouvelle thématique de recherche au laboratoire sur ces matériaux anisotropes généralement utilisés dans la réalisation de dispositifs d'affichage et de visualisation.

¹<http://www.agilematerials.com>

Ce travail a bénéficié d'une collaboration avec l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie de Lille pour la partie simulation électromagnétique et caractérisation micro-onde (F. Huret² puis J.F. Legier et E. Paleczny) et avec l'Institut d'Electronique et Télécommunications de Rennes pour les applications antennes (R. Sauleau).

Pour obtenir des circuits micro-ondes agiles en fréquence, de nombreuses solutions sont envisagées dans la littérature. Nous en ferons l'état de l'art dans le premier chapitre. Les différentes solutions technologiques proposées seront développées : composants actifs, éléments micromécaniques, substrats dits "agiles"... Les principales propriétés des cristaux liquides, leurs applications en agilité et les matériaux étudiés dans ce travail sont présentées en fin de chapitre.

Une partie de ce travail est consacrée à la caractérisation hyperfréquence de cristaux liquides.

Des méthodes de caractérisation en structures lignes plaquées ont été étudiées et testées. La présentation de ces méthodes et des différentes cellules de mesure réalisées font l'objet du chapitre 2. Les premiers résultats de la caractérisation diélectrique de cristaux liquides commerciaux sont également présentés et discutés.

Afin d'améliorer la précision des résultats, des méthodes originales en réflexion-transmission sans calibrage utilisant la propagation en guides d'onde rectangulaires ont été développées. Ces méthodes sont présentées dans le troisième chapitre. Après une étape de validation par simulation et par la mesure de matériaux étalons, ces nouvelles méthodes sont appliquées à la caractérisation de cristaux liquides.

Le dernier chapitre de ce mémoire est consacré à la réalisation et à la caractérisation de dispositifs agiles en fréquence. Les dispositifs étudiés concernent des structures originales appliquées aux déphaseurs et une application plus spécifique en espace libre sur une cavité de Pérot-Fabry. Leurs performances sont présentées et discutées.

²F. Huret a été nommé Professeur au Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications de Brest en septembre 2000.

Table des matières

Introduction générale	9
1 Etat de l'art sur les circuits agiles en fréquence	15
1.1 Circuits accordables basés sur des composants actifs	17
1.1.1 Principes de fonctionnement	17
1.1.2 Circuits réalisés	19
1.1.3 Remarques	19
1.2 Circuits accordables basés sur les MEMS	21
1.2.1 Principe de fonctionnement	21
1.2.2 Circuits réalisés	23
1.2.3 Remarques	23
1.3 Circuits accordables à base de matériaux piézoélectriques	24
1.3.1 Principe de fonctionnement	24
1.3.2 Circuits réalisés	25
1.4 Circuits accordables basés sur des substrats commandables	26
1.4.1 Matériaux ferroélectriques	26
1.4.1.1 Circuits réalisés	27
1.4.1.2 Remarques	27
1.4.2 Matériaux magnétiques	28
1.4.2.1 Circuits réalisés	28
1.4.2.2 Remarques	30
1.5 Circuits accordables basés sur un contrôle optique	31
1.5.1 Contrôle optique direct	31
1.5.1.1 Circuits réalisés	32
1.5.2 Contrôle optique indirect	32
1.5.2.1 Circuits réalisés	33

1.6	Applications des cristaux liquides aux circuits agiles	35
1.6.1	Généralités sur les cristaux liquides	35
1.6.2	Les cristaux liquides thermotropes	35
1.6.2.1	La mésophase nématique (N)	35
1.6.2.2	La mésophase cholestérique (N^*)	36
1.6.2.3	Les mésophases smectiques (S)	37
1.6.3	Anisotropie diélectrique des cristaux liquides nématiques . .	39
1.6.4	Alignement des cristaux liquides	40
1.6.5	Application des cristaux liquides aux dispositifs agiles	41
1.6.6	Dispositifs agiles en fréquence à base de cristaux liquides . .	43
1.6.7	Présentation des cristaux liquides étudiés	44
1.6.7.1	Cristal liquide K15	44
1.6.7.2	Cristal liquide E3	44
1.6.7.3	Cristal liquide E7	45
	Bibliographie du chapitre 1	47
2	Caractérisation diélectrique micro-onde de cristaux liquides en structures lignes plaquées	57
2.1	Méthodes avec calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel	59
2.1.1	Introduction	59
2.1.2	Cellules en réflexion	60
2.1.2.1	Procédure expérimentale	60
2.1.2.2	Cellule 1MHz-1GHz	61
2.1.2.3	Cellule 1GHz-10GHz	65
2.1.3	Cellule en Réflexion-Transmission	68
2.1.3.1	Procédure expérimentale	68
2.1.3.2	Cellule de mesure	68
2.2	Méthode d'extraction des paramètres diélectriques sans calibrage de l'analyseur	72
2.2.1	Principe de la méthode de caractérisation ΔL	73
2.2.2	Vérification expérimentale	75
2.2.3	Modèle analytique de dispersion dans une ligne microruban .	77
2.2.3.1	Modèle analytique basse fréquence	77
2.2.3.2	Modèle de dispersion	78

2.2.4	Application de la méthode ΔL à la caractérisation micro- onde de cristaux liquides	81
	Bibliographie du chapitre 2	85
3	Méthodes d'extraction des paramètres diélectriques et magné- tiques en structures guides d'onde. Application aux cristaux li- quides nématiques	89
3.1	Application de la méthode ΔL aux guides d'onde rectangulaires . .	91
3.2	Méthode $\Delta\gamma$	97
3.2.1	Principe	97
3.2.2	Validation à l'aide de simulations électromagnétiques	98
3.2.2.1	Paramètres de simulation	98
3.2.2.2	Validation expérimentale	102
3.3	Méthode $\Delta L\Delta\gamma$	104
3.3.1	Principe	104
3.3.2	Validation à l'aide de simulations électromagnétiques	104
3.3.3	Validation expérimentale	106
3.3.4	Application aux cristaux liquides nématiques	109
3.3.4.1	Confrontation de la méthode $\Delta\gamma$ avec d'autres tech- niques	109
3.3.4.2	Confrontation des méthodes $\Delta L\Delta\gamma$ et NRW	114
3.3.4.3	Résultats de caractérisation des cristaux liquides	117
	Bibliographie du chapitre 3	119
4	Application des cristaux liquides nématiques aux circuits accor- dables en fréquence	121
4.1	Déphaseurs agiles en fréquence	123
4.1.1	Principe de fonctionnement d'un déphaseur à substrat agile .	123
4.1.2	Caractérisation des déphaseurs	124
4.1.3	Etude des déphaseurs	124
4.1.3.1	Première réalisation d'un déphaseur à substrat évidé	124
4.1.3.2	Deuxième réalisation d'un déphaseur d'un substrat évidé	128
4.1.3.3	Déphaseur à accès coplanaire	132
4.2	Etude d'une cavité Pérot-Fabry	138
4.2.1	Principe de la cavité de Pérot-Fabry à faces planes	138

Table des Matières

4.2.2	Etude par simulations	141
4.2.2.1	Résonateurs à grilles inductives	142
4.2.2.2	Résonateurs à grilles capacitives	143
4.2.3	Dispositif réalisé	146
	Bibliographie du chapitre 4	151
	Conclusion Générale	153
	Valorisation du travail de recherche	157
	Annexes	161
	Annexe 1	163
	Annexe 2	165
	Annexe 3	166
	Annexe 4	167

Chapitre 1

Etat de l'art sur les circuits agiles en fréquence

Dans ce chapitre, nous dressons un état de l'art des dispositifs agiles en fréquence.

Les différentes techniques seront tout d'abord décrites. Pour chacune, nous rappelons les principes de fonctionnement et donnons des exemples de dispositifs réalisés avec leurs performances.

La fin du chapitre est consacrée aux cristaux liquides. Nous décrivons les principales propriétés de ces matériaux et leurs applications dans les dispositifs agiles. Enfin, les matériaux utilisés dans ce travail sont présentés.

1.1 Circuits accordables basés sur des composants actifs

Les premiers dispositifs agiles en fréquence ont été réalisés à l'aide de composants actifs tels que des diodes varactors, des diodes Schottky ou encore des diodes PIN. Des résultats intéressants ont été obtenus par cette méthode et des études se poursuivent afin d'améliorer les performances de ces circuits.

1.1.1 Principes de fonctionnement

- Diodes varactors et Schottky

Les diodes varactors et Schottky sont des composants dont la capacité de jonction (C_j) varie en fonction de la tension statique inverse appliquée. Cette propriété est utilisée pour rendre agile les circuits dont les caractéristiques en fréquence dépendent de cette capacité [1][2]. A titre d'exemple, nous décrivons le cas d'une antenne microruban couramment appelée antenne "patch". Dans ce cas, le circuit peut être assimilé à un résonateur de type RLC dont chacun des éléments est invariant. En insérant une ou plusieurs diodes entre l'élément rayonnant et le plan de masse de l'antenne, il devient possible de modifier la résonance et donc de décaler la fréquence de fonctionnement de l'antenne. Nous présentons figure 1.1 le schéma électrique équivalent de l'association d'une antenne "patch" avec une diode varactor. La variation de la capacité de jonction est obtenue en couplant au signal hyperfréquence la tension statique de commande via le câble coaxial d'alimentation de l'antenne. Ce principe de fonctionnement s'applique à d'autres circuits tels que les déphaseurs et les filtres.

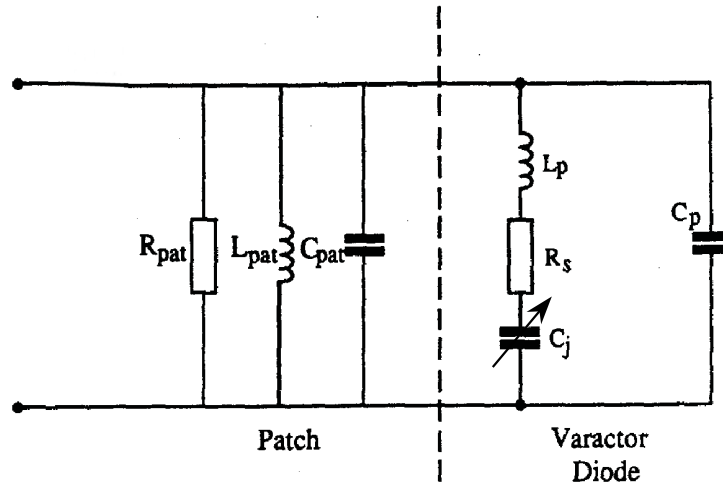


FIG. 1.1 – Circuit équivalent d'une antenne "patch" rendue agile par une diode [3]

- Diodes PIN

Le principe de fonctionnement des dispositifs agiles utilisant des diodes PIN diffère du précédent. Dans ces dispositifs, les diodes PIN sont utilisées comme des interrupteurs commandés par une tension continue (figure 1.2). Il est possible d'activer des éléments capacitifs ou inductifs du circuit hyperfréquence et donc de modifier ses caractéristiques suivant l'application voulue. En utilisant des diodes PIN ayant des tensions de commutation différentes, il devient possible d'avoir des structures agiles plus complexes [4].

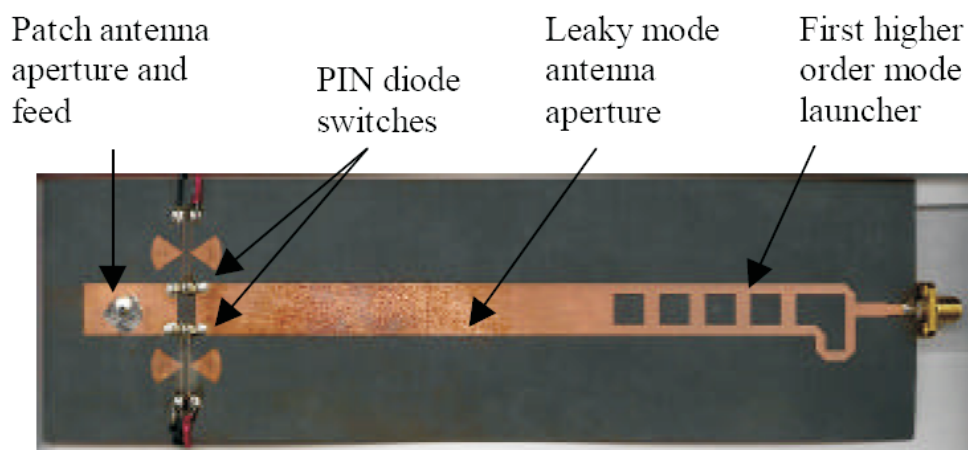


FIG. 1.2 – Exemple d'une antenne agile à diodes PIN [7]

1.1.2 Circuits réalisés

Les antennes "patch" présentent de nombreux avantages comme un faible poids, un coût modéré et une fabrication aisée. Néanmoins, pour certaines applications, leur inconvénient principal est de présenter une bande passante réduite autour de la fréquence de résonance [5] (de l'ordre de 1 à 2% pour un taux d'ondes stationnaires < 2). Afin de palier à ce désagrément, de nombreux auteurs proposent de les rendre agiles en fréquence en plaçant des éléments actifs tels que des diodes varactors [3][5][6], des diodes Schottky [8][9], voire des diodes PIN [4][7]. Les antennes "patch" agiles à base de composants actifs ayant obtenues les résultats les plus intéressants sont celles utilisant des diodes varactors. L'antenne réalisée par G. Le Ray et son équipe permet une variation de sa fréquence de résonance de 1,62 GHz à 2,57 GHz, soit près de 60% d'agilité, tout en maintenant une bonne adaptation d'impédance entre ces deux fréquences extrêmes. La tension maximale de commande utilisée pour obtenir cette agilité est de 22 Volts [6]. En ce qui concerne les antennes basées sur des diodes Schottky, les résultats les plus probants sont une agilité de 350 MHz au-delà de la fréquence de résonance de 6,5 GHz pour une tension de commande faible de 3 Volts [3].

Nous pouvons également citer l'exemple d'un déphaseur agile à base de diodes Schottky GaAs intégrées dans une ligne coplanaire. Ce déphaseur de 20 mm de longueur conduit à une variation de phase de 360° à 20 GHz ($0,9^\circ / \text{cm/GHz}$) avec des pertes d'insertion de 4,2 dB [10].

1.1.3 Remarques

Afin d'obtenir une agilité importante, il est nécessaire d'utiliser des diodes ayant une large plage de variation de leur capacité de jonction. Cela s'accompagne souvent d'une désadaptation du dispositif. Pour minimiser cet effet, l'emplacement des éléments dans l'antenne doit être déterminé de manière empirique [8] ou à l'aide d'un simulateur électromagnétique [6].

Pour les fréquences supérieures à 10 GHz, la faible dimension des circuits hyperfréquences est une limite à l'intégration des diodes sous forme discrète. Une solution consiste à placer, directement dans le circuit, les diodes varactors et Schottky sous forme de MMIC (*Monolithic Microwave Integrated Circuit*) [11] ou à substituer les diodes PIN par des interrupteurs microélectromécaniques (*MEMS*) [4].

Le principal inconvénient lié à l'utilisation des composants actifs, outre la limi-

tation en puissance admissible des circuits, concerne les pertes engendrées par la résistance série de la diode (figure 1.1). Le facteur de qualité Q des filtres est particulièrement affecté par cette résistance. L'introduction d'une résistance négative dans le circuit à l'aide d'un montage avec un transistor à effet de champ permet de diminuer ces pertes [12].

1.2 Circuits accordables basés sur les MEMS

Les systèmes microélectromécaniques, généralement appelés sous l'acronyme MEMS pour Micro Electro Mechanical Systems, font actuellement l'objet de nombreuses études dans les laboratoires de recherche universitaires et industriels. Ils prennent une place de plus en plus importante dans de nombreuses applications commerciales et militaires. Cependant, il ne s'agit pas d'une technique nouvelle puisque le premier démonstrateur cité remonte à 1971 [13][14].

1.2.1 Principe de fonctionnement

Les structures mécaniques de commutation généralement utilisées sont les poutres (*cantilever*), les ponts à air et les membranes (figure 1.3). Toutes ces structures sont conçues à partir d'un film métallique mobile se déplaçant sous l'effet d'une excitation extérieure. Les structures reviennent à leur position de repos en l'absence de commande. Les déplacements peuvent être d'origine thermique, magnétique ou électrostatique. La commande électrostatique est l'actionnement principalement utilisé dans les applications micro-ondes.

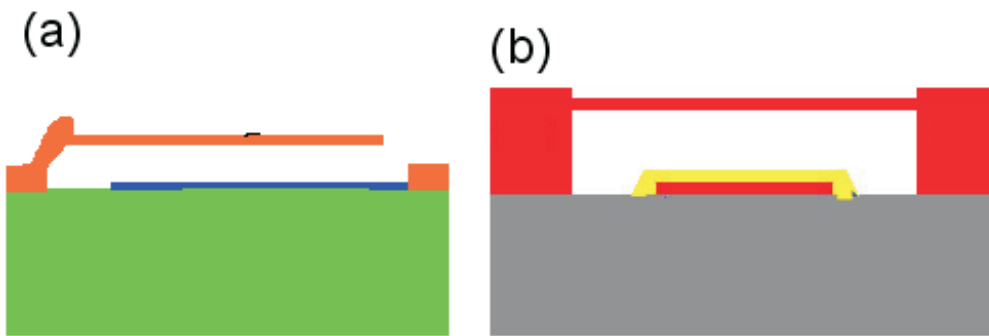


FIG. 1.3 – Poutre (a), Pont à air (b)

Prenons l'exemple de la figure 1.4. Il s'agit d'une capacité ajustable réalisée à l'aide d'un pont à air MEMS. Le pont à air constitue l'élément mobile de ce dispositif. En appliquant une tension continue de commande, une force d'attraction

électrostatique est créée entre le pont à air et l'électrode opposée selon la relation :

$$F = \frac{\epsilon_0 S}{2d^2} V^2 \quad (1.1)$$

où F est la force d'attraction électrostatique, ϵ_0 la constante diélectrique de l'air, S la surface équivalente du condensateur réalisé, d la distance entre les électrodes et V la tension appliquée. Sous l'effet de cette force électrostatique, la structure se déforme en s'approchant de l'électrode inférieure (figure 1.4). La tension appliquée détermine la distance inter-électrodes et donc la capacité équivalente. Ce principe est à la base des déphaseurs agiles à base de capacités MEMS en plaçant des poutres ou des ponts à air le long d'une ligne microruban. Pour parvenir à des tensions de commande convenables (< 50 Volts), la distance entre les électrodes est souvent de l'ordre de quelques micromètres.

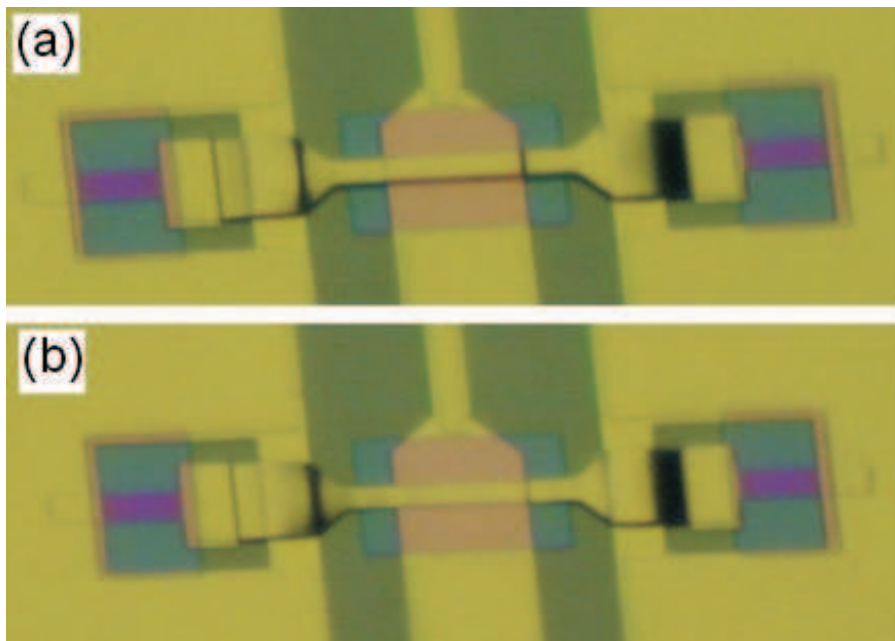


FIG. 1.4 – Pont à air MEMS à l'état de repos (a) et activée (b) [15]

Sur le même principe des capacités MEMS, le microinterrupteur MEMS est obtenu par le contact entre l'élément mobile et l'électrode fixe. Il constitue une alternative avantageuse aux diodes PIN pour diminuer les pertes.

Les surfaces étant très planes, un problème de collage lié aux forces de Van Der Waals peut intervenir lors du contact entre les deux électrodes. Pour s'en

affranchir, la solution réside par l'augmentation de la rugosité de surface d'un des contacts ou, quand le court-circuit franc n'est pas nécessaire (cas de la capacité variable), en déposant une fine couche d'un isolant électrique sur l'électrode. Le BenzoCycloButène (*BCB*) est couramment utilisé comme film diélectrique pour sa facilité de mise en œuvre et ses faibles pertes.

1.2.2 Circuits réalisés

Les circuits ou fonctions les plus couramment rencontrées dans la littérature sont les micro-commutateurs [13] [16], les filtres [17] et les déphaseurs [18].

Les micro-commutateurs réalisés en technologie MEMS, grâce à leurs faibles résistance série et capacité à l'état fermé, ont donné des performances supérieures à celles des diodes PIN. La fréquence de coupure limite de l'onde transmise est de 16 THz contre au mieux 3 THz pour les diodes PIN avec un temps de commutation inférieur à 5 μ s [16].

Un déphaseur commandable en tension a été conçu en disposant périodiquement des ponts à air MEMS le long d'une ligne de propagation coplanaire. Pour ce dispositif, la variation de phase maximale est de -118° à la fréquence de 60 GHz pour des pertes de transmission de 2 dB et une tension de commande de 23 Volts [19].

1.2.3 Remarques

Dans une optique de montée en fréquence, de diminution des pertes et de la puissance de commande consommée, les circuits basés sur les MEMS peuvent remplacer avantageusement les composants actifs. Néanmoins, nous pouvons nous interroger sur la fatigue mécanique liée aux multiples flexions de la structure. Une étude de 10^9 cycles d'ouverture - fermeture menée sur un micro-commutateur n'a pas montré de défaillances de l'ensemble, ni de collage des électrodes [16].

1.3 Circuits accordables à base de matériaux piézoélectriques

Basée également sur un contrôle mécanique des circuits micro-ondes, l'agilité obtenue à partir d'un élément piézoélectrique constitue une alternative aux systèmes microélectromécaniques (MEMS) en utilisant des dispositifs à une échelle géométrique plus importante (quelques dizaines de millimètres).

1.3.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement repose sur l'utilisation d'une poutre de matériau céramique piézoélectrique se déformant sous l'application d'une tension électrique statique. Ainsi, en fixant un matériau diélectrique sur l'extrémité de la poutre piézoélectrique, il est possible de le mouvoir verticalement au-dessus d'un circuit micro-onde [20]. Le rôle du matériau diélectrique est de perturber la propagation du signal dans le circuit. Suivant sa position au-dessus de la ligne, la capacité équivalente varie à la manière d'une diode varactor ce qui modifie la permittivité effective et la constante de propagation et, par conséquent, le déphasage (figure 1.5).

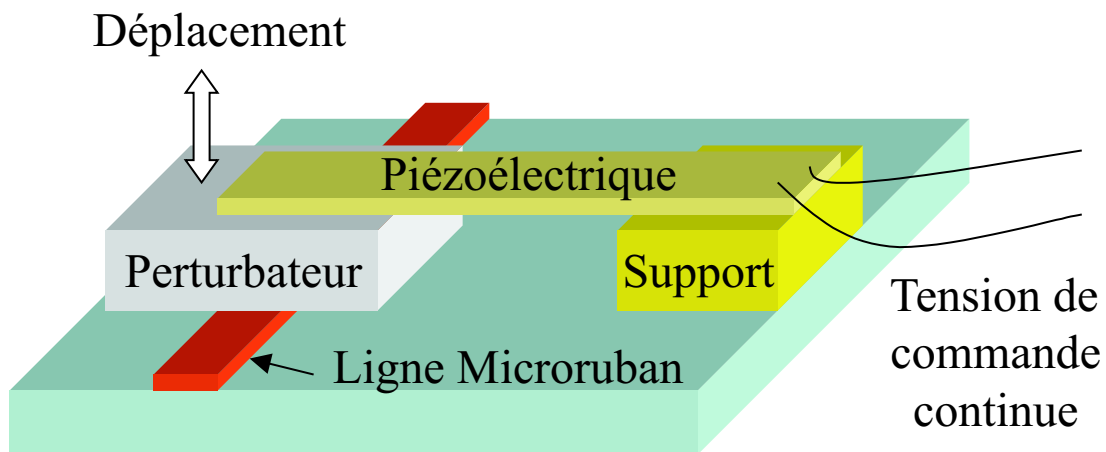


FIG. 1.5 – Configuration d'un déphaseur microruban contrôlé par un élément piézoélectrique

1.3.2 Circuits réalisés

De nombreux circuits micro-ondes ont été conçus en utilisant ce principe. Nous pouvons citer l'exemple d'un déphaseur microruban d'environ 30 mm de longueur ayant une variation de phase maximale de -450° à 40 GHz ($3,7^\circ/\text{cm}/\text{GHz}$) pour une tension de commande de 30 Volts [21][22]. Un facteur de mérite important a été obtenu pour ce déphaseur avec $287^\circ/\text{dB}$ à 35 GHz.

D'autres circuits tels que des filtres passe-bande, des résonateurs en anneau ou des oscillateurs à résonateur diélectrique ont été réalisés afin de montrer les différents domaines d'application de cette technique [23]. De très larges variations en terme d'agilité ont été obtenues pour une faible dégradation des performances.

1.4 Circuits accordables basés sur des substrats commandables

Contrairement aux dispositifs précédents, ces circuits sont basés sur l'utilisation de substrats dont les propriétés diélectriques et/ou magnétiques sont commandables par un champ électrique et/ou magnétique extérieur. Il devient ainsi possible de modifier les caractéristiques de propagation du circuit. En effet, on peut rappeler l'expression de la constante de propagation d'une ligne :

$$\gamma = j \frac{2\pi F}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}^* \mu_{\text{reff}}^*} \quad (1.2)$$

où F est la fréquence, c est la vitesse de la lumière, et ϵ_{reff}^* et μ_{reff}^* sont respectivement la permittivité et la perméabilité effectives du circuit. Ces dernières dépendent de la structure de la ligne, de sa géométrie et des caractéristiques électromagnétiques (permittivité et perméabilité) du substrat. L'expression précédente fait donc apparaître l'influence du substrat sur la constante de propagation.

Nous décrivons les dispositifs à substrat constitué de matériaux ferroélectriques puis magnétiques. Les cristaux liquides qui font l'objet de ce travail et qui peuvent également être utilisés en tant que substrat commandable sont décrits dans le paragraphe 1.6.

1.4.1 Matériaux ferroélectriques

Les ferroélectriques sont des matériaux présentant une polarisation électrique macroscopique spontanée. Ils forment un sous-groupe des cristaux pyroélectriques pour lequel la direction de cette polarisation spontanée peut être réorientée ou renversée par l'application d'un champ électrique extérieur. Le nom de matériaux ferroélectriques vient de l'analogie avec les matériaux ferromagnétiques. En effet, la polarisation électrique macroscopique présente une allure d'hystérésis en fonction du champ électrique comparable à la courbe d'aimantation fonction du champ magnétique observable dans les ferromagnétiques. Les ferroélectriques sont des matériaux diélectriques présentant une constante diélectrique très dépendante du champ électrique appliqué [24]. C'est cette propriété qui est utilisée pour la réalisation de dispositifs agiles. Pour les applications en agilité micro-ondes, on utilise la phase paraélectrique. En effet, dans cette phase, les pertes diélectriques sont plus faibles qu'en phase ferroélectrique et la commande en tension de la per-

mittivité n'est pas de type hystérésis. Par contre, dans la phase paraélectrique, la permittivité est moins sensible au champ électrique de commande et peut dépendre fortement de la température. Un paramètre des matériaux ferroélectriques est la température de Curie (T_c) qui correspond à la transition de phase ferroélectrique - paraélectrique. Au dessus de la température de Curie, nous sommes en phase paraélectrique. La température de Curie dépend de la composition chimique du matériau. Par exemple le $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ est paraélectrique à température ambiante pour un $x=0,6$, alors que pour $x=0,8$ il est ferroélectrique [25] à cette même température.

1.4.1.1 Circuits réalisés

Les principales limitations des matériaux ferroélectriques venaient de leurs pertes importantes en hyperfréquences (de l'ordre de $\tan\delta=0,3$ à 3 GHz pour le $BaTiO_3$) et d'un champ électrique de commande important. F. De Flaviis et son équipe, par l'utilisation de la technique sol-gel, ont réalisé des couches minces de céramique ferroélectrique $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ (BST) et ainsi obtenu une tension de commande réduite. En insérant leur matériau céramique ferroélectrique en tant que substrat d'une ligne microruban, ils ont réalisé un déphaseur agile ayant une variation de phase maximale de 165° à la fréquence de 2,4 GHz pour une tension de commande appliquée entre le ruban et le plan de masse de 250 Volts. Les pertes d'insertion sont inférieures à 3 dB. A cette fréquence, le facteur de pertes $\tan\delta$ du matériau est de 0,072 [26].

Les matériaux ferroélectriques sont également intéressants pour la réalisation de filtres agiles [27][28][29] et de résonateurs accordables [31] de faibles dimensions. En 1997, les Etats-Unis ont lancé le programme FAME (*Frequency Agile Materials for Electronics*) soutenu par la DARPA (*Defense Advanced Research Projects Agency*) avec pour objectifs la réduction des pertes diélectriques des matériaux ferroélectriques aux fréquences micro-ondes et le développement de nouveaux circuits.

1.4.1.2 Remarques

Les matériaux ferroélectriques présentent une constante diélectrique relativement importante ce qui permet une dimension réduite des circuits. Cependant, les tensions de commande nécessaires pour obtenir une agilité sont élevées (plusieurs

centaines de Volts). La solution serait une diminution de l'épaisseur du substrat. Dans le cas d'une ligne de propagation, une diminution de l'épaisseur du substrat s'accompagne de celle de la largeur du ruban et donc de l'augmentation des pertes. C'est pourquoi certains auteurs [29] [31] proposent l'utilisation de rubans supraconducteurs à base de YBaCuO.

1.4.2 Matériaux magnétiques

Les ferrites sont des matériaux diélectriques et ferrimagnétiques dont la perméabilité est contrôlée en appliquant un champ magnétique extérieur [33]. La condition nécessaire à l'emploi des matériaux ferrimagnétiques en hyperfréquence est de les utiliser à une fréquence supérieure à la fréquence f_m (appelée fréquence de résonance gyromagnétique) pour s'affranchir des importantes pertes liées à la résonance gyromagnétique des moments magnétiques et à la relaxation des parois [34] :

$$f_m = \gamma \cdot 4\pi \cdot M_s \quad (1.3)$$

avec γ le rapport gyromagnétique et $4\pi M_s$ l'aimantation à saturation du matériau.

1.4.2.1 Circuits réalisés

L'utilisation de substrats ferrimagnétiques a souvent été employée pour la réalisation d'antennes "patch" à fréquence de résonance ajustable [35][36][37][38], de déphaseurs [39] mais aussi de filtres passe-bande dont la fréquence centrale [40][41] est fonction du champ magnétique de commande.

A titre d'exemple, ce filtre passe-bande [41] est réalisé en déposant une ligne microruban sur un substrat ferrimagnétique YIG (*Yttrium Iron Garnet*). La ligne microruban supraconductrice en YBaCuO est interrompue à des endroits particuliers pour permettre le passage d'une bande de fréquence particulière. La mesure a été effectuée à la température de l'azote liquide soit 77 ° K. Une agilité de 400 MHz a été obtenue pour une fréquence centrale de 6 GHz en utilisant un champ magnétique d'induction de 1000 G. Le champ magnétique est obtenu grâce à des bobines de Helmholtz intégrées dans la structure du démonstrateur (figure 1.6).

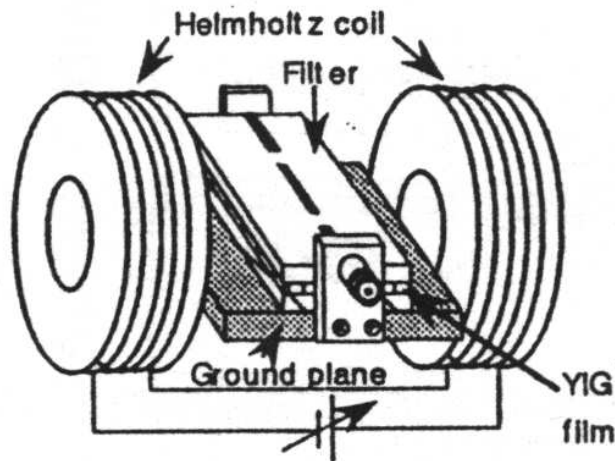


FIG. 1.6 – Structure du filtre à substrat ferrimagnétique avec ses bobines d’Helmholtz [41]

Les bobines de Helmholtz permettent d’obtenir un champ magnétique uniforme entre les deux bobines et sur une région située autour de l’axe des bobines [34].

On peut également citer un dispositif déphaseur coplanaire original basé à la fois sur un substrat ferroélectrique et ferrimagnétique [42]. Ce dispositif peut être commandé par un champ électrique continu ou par un champ magnétique extérieur, ou même en cumulant les deux moyens de commande. Les résultats obtenus à 11,6 GHz pour ce déphaseur sont une variation de phase de 20° pour un champ électrique de 21 kV/cm et de 18° en utilisant un champ magnétique de 320 Oe d’intensité. En additionnant les champs électrique et magnétique de commande, la variation de phase est de 42° pour des pertes d’insertion de 6 dB.

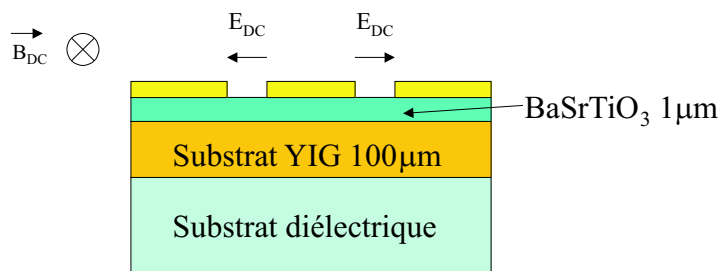


FIG. 1.7 – Géométrie d’un déphaseur à substrat ferroélectrique et ferrimagnétique [42]

1.4.2.2 Remarques

Les circuits à commande magnétique nécessitent l'utilisation d'un champ magnétique de commande important. Celui-ci est obtenu grâce à des électro-aimants qui sont malheureusement encombrants et consommateurs de puissance électrique ce qui limite l'intégration de ces circuits. Une voie possible pour la réduction du champ magnétique de commande est d'utiliser des composites Lamellaires Isolants Ferromagnétiques éclairés sur la Tranche (*LIFT*) comme substrat dans les circuits agiles [43].

On peut également observer que le temps de réponse des circuits à substrat magnétique est directement lié à la constante de temps de la bobine du champ magnétique de commande.

1.5 Circuits accordables basés sur un contrôle optique

Ces dispositifs accordables sont basés sur la modification des caractéristiques de propagation d'un circuit micro-onde à l'aide d'un laser de commande. Nous présentons les deux types de contrôle optique utilisés : le contrôle optique dit direct et le contrôle optique indirect.

1.5.1 Contrôle optique direct

Cette méthode utilise l'effet photoconducteur qui repose sur l'éclairement à l'aide d'un laser d'un substrat semi-conducteur sur lequel est déposée une ligne microruban ou coplanaire (figure 1.8). Sous l'influence du faisceau lumineux, des paires électron-trou sont créées dans le substrat, la conductivité et la permittivité du substrat sont localement modifiées. La réponse hyperfréquence d'un signal se propageant dans le circuit est ainsi changée [46][47]. La condition nécessaire à l'obtention d'un effet photoconducteur dans un semi-conducteur de bande interdite E_g est donnée par la relation :

$$\lambda(\mu m) \leq \frac{1,24}{E_g(eV)} \quad (1.4)$$

La variation obtenue des propriétés du substrat dépend de la puissance du signal lumineux incident. La puissance optique typiquement utilisée pour les applications est de l'ordre de quelques centaines de milliwatt mais elle peut atteindre 100W pour obtenir une variation maximale [48]. Le temps de réponse de ces circuits est fonction de la durée de vie des porteurs dans le matériau (typiquement de l'ordre de la ps à la μs).

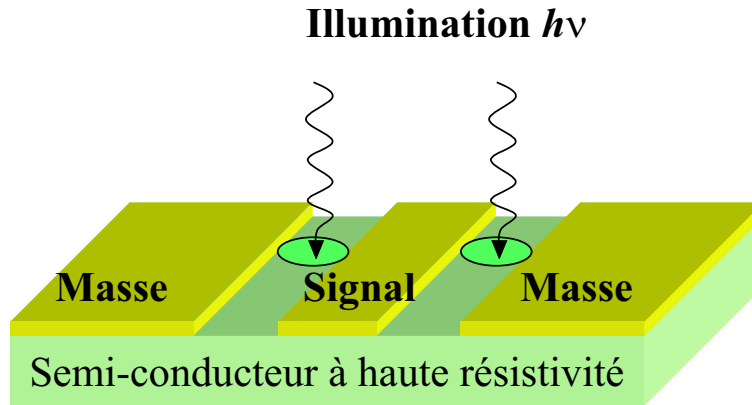


FIG. 1.8 – Contrôle optique direct d'un substrat semi-conducteur massif

1.5.1.1 Circuits réalisés

Reprenant le principe décrit précédemment (figure 1.8), un déphaseur à ligne coplanaire déposé sur un substrat en GaAs a été réalisé. Le substrat GaAs a été épitaxié sur un substrat en quartz qui possède l'avantage d'être optiquement transparent, ce qui permet d'éclairer le semi-conducteur GaAs à la fois par les faces avant et arrière pour accroître l'effet photoconducteur et donc la variation de phase. A 30 GHz, une variation de phase de 350° avec une ligne de longueur 1cm a été obtenue pour un éclairage de $0,65 \text{ mW/cm}^2$. Les pertes d'insertion du déphaseur ont donné $0,1 \text{ dB}/^\circ$ [49].

1.5.2 Contrôle optique indirect

Il est toujours question d'utiliser un laser pour obtenir une commande du circuit, mais au lieu de jouer sur les propriétés du substrat semi-conducteur, il s'agit de commander optiquement des composants actifs disposés sur le circuit micro-onde agile. Le mécanisme utilisé par ce principe est l'effet photovoltaïque. Le détecteur photovoltaïque intégré dans le circuit hyperfréquence est éclairé par un laser de commande, il convertit le signal lumineux en tension destinée à ajuster les caractéristiques de diodes telles que les varactors, Schottky ou PIN (figure 1.9).

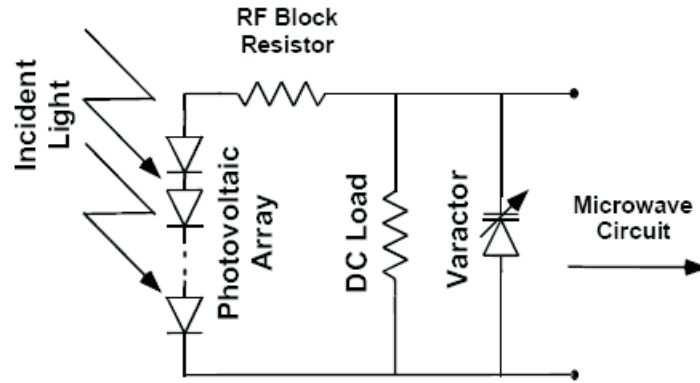


FIG. 1.9 – Contrôle optique indirect d'une diode varactor [48]

1.5.2.1 Circuits réalisés

Les circuits basés sur les composants actifs cités dans le paragraphe 1.1 peuvent être concernés par une commande optique indirecte pour peu que l'on intègre au circuit un détecteur photovoltaïque. Nous citons l'exemple suivant d'un déphaseur coplanaire le long duquel sont disposées des diodes varactors périodiquement de part et d'autre du ruban central et des plans de masse extérieurs afin de préserver la symétrie du circuit. Le choix de la technologie coplanaire est guidé par la facilité d'intégration des composants en surface de la structure. Le détecteur photovoltaïque est intégré dans un des plans de masse de la ligne coplanaire. Il est relié électriquement à la fois à la masse et au ruban central (parties claires) par des lignes de faibles largeurs destinées à commander les diodes varactors (figure 1.10).

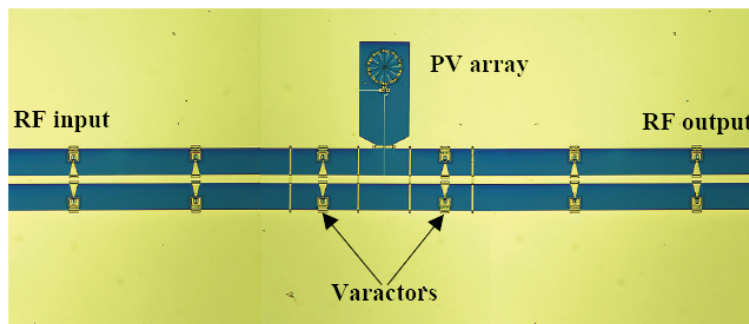


FIG. 1.10 – Photographie du déphaseur à commande optique indirecte [52].

Les caractéristiques obtenues par ce déphaseur ont été de près de 100° de variation de phase à 14 GHz pour une puissance optique maximale de 1,5 mW. Les

pertes d'insertion sont inférieures à 2 dB pour des pertes en réflexion supérieures à 15 dB. Des mesures de temps de réponse sur le circuit ont été effectuées. Elles ont donné des temps de réponse à la montée de $0,5 \mu s$ et à la descente de $1,7 \mu s$ [52].

1.6 Applications des cristaux liquides aux circuits agiles

Parmi les matériaux dont les propriétés peuvent être ajustées par une commande extérieure, nous pouvons citer les cristaux liquides (paragraphe 1.4). Généralement utilisés pour leurs propriétés optiques, les cristaux liquides présentent une permittivité tensorielle. Leur orientation et donc les composantes de leur permittivité peuvent être modifiées sous l'influence d'un champ électrique ou magnétique.

1.6.1 Généralités sur les cristaux liquides

Les cristaux liquides sont divisés en deux classes : les cristaux liquides lyotropes et les cristaux liquides thermotropes.

Les cristaux liquides lyotropes sont des solutions qui présentent une ou plusieurs mésophases en fonction de la concentration d'un soluté. Ne faisant pas partie de l'étude, nous ne poursuivrons pas leur présentation.

Les cristaux liquides thermotropes présentent une ou plusieurs phases anisotropes (également appelées mésophases) lorsque la température varie entre la phase cristalline et la phase isotrope (liquide). C'est à cette classe de cristaux liquides que nous allons nous intéresser et, plus précisément, à la famille des cristaux liquides thermotropes constituée de molécules de forme allongée (dites calamitiques).

1.6.2 Les cristaux liquides thermotropes

Les phases observées avec les cristaux liquides thermotropes calamitiques peuvent être classées en trois catégories suivant l'orientation et la disposition des molécules. Les principales mésophases sont les phases nématique, cholestérique et smectiques. Pour les applications en agilité micro-onde, nous avons utilisé des cristaux liquides nématiques, aussi, nous insisterons plus sur cette mésophase.

1.6.2.1 La mésophase nématique (N)

Les centres de gravité des molécules dans la phase nématique ne présentent aucun ordre de position, par contre les molécules possèdent un ordre d'orientation à longue distance (figure 1.11). En effet, leur grand axe est parallèle à une direction moyenne définie par le vecteur directeur \vec{n} (axe optique).

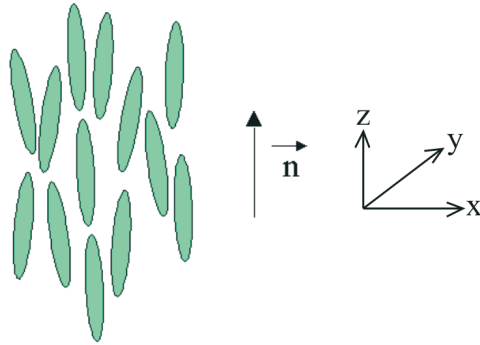


FIG. 1.11 – Disposition des molécules dans la mésophase nématique N .

La phase nématique (N) est fortement utilisée dans les systèmes d'affichage (cellule nématique torsadée). On peut considérer que l'agilité en fréquence est une nouvelle application de ces matériaux.

1.6.2.2 La mésophase cholestérique (N^*)

La mésophase cholestérique (N^*) aussi appelée phase nématique chirale est obtenue, par exemple, en introduisant un carbone asymétrique dans une des chaînes latérales de la molécule. Dans ce cas, la molécule et la phase deviennent chirales (non superposables à leur image dans un miroir par translation et rotation). Ainsi, la mésophase cholestérique (N^*) présente une structure hélicoïdale. Dans chaque plan de la phase N^* , nous retrouvons la structure de la phase nématique. Nous pouvons aussi constater que l'orientation moyenne des molécules tourne d'un plan à l'autre autour d'un axe qui leur est perpendiculaire et que l'on nomme axe d'hélice. Le pas d'hélice correspond à la distance qui permet au vecteur directeur \vec{n} de faire une rotation de 360° (figure 1.12).

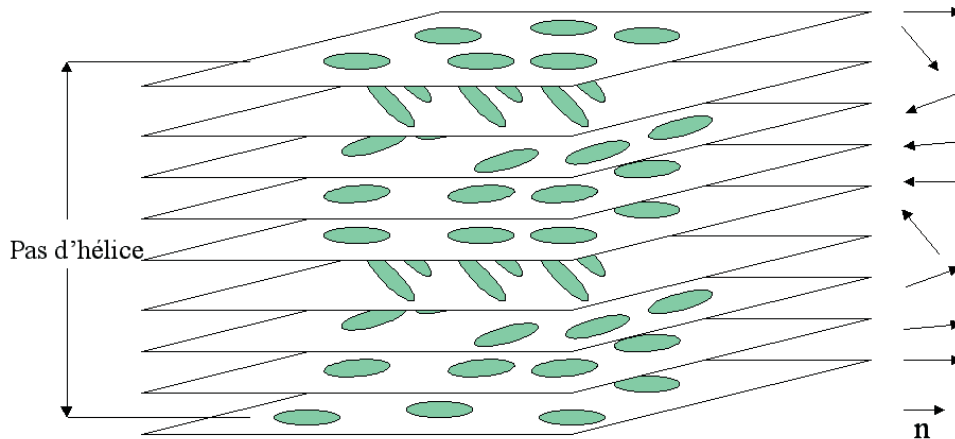


FIG. 1.12 – Disposition des molécules dans la mésophase nématique chirale N^* .

1.6.2.3 Les mésophases smectiques (S)

Les phases smectiques (S) sont nombreuses, nous ne présentons que les phases smectique A (S_A), la phase smectique C (S_C) et la phase smectique C chirale (S_C^*).

Dans le cas des phases S_A et S_C , les molécules sont organisées comme en phase nématique mais présentent en plus une organisation en couches parallèles et équidistantes. Les mésophases S_A et S_C diffèrent par l'orientation du directeur \vec{n} par rapport à la normale aux plans des couches \vec{N} .

- La mésophase S_A

Le vecteur directeur \vec{n} est parallèle à la normale aux plans des couches. La distance intercouches est en général proche de la longueur d'une molécule (figure 1.13).

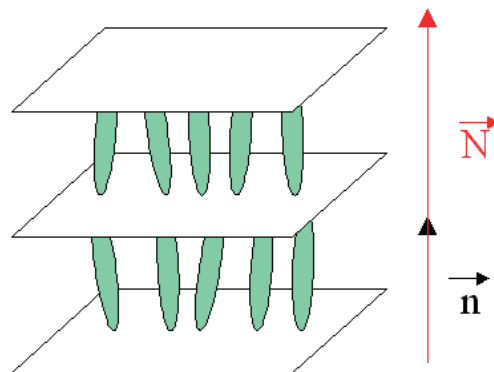


FIG. 1.13 – Disposition des molécules dans la mésophase smectique A (S_A).

- La mésophase S_C

Le vecteur directeur \vec{n} est incliné d'un angle θ par rapport à la normale aux couches (figure 1.14).

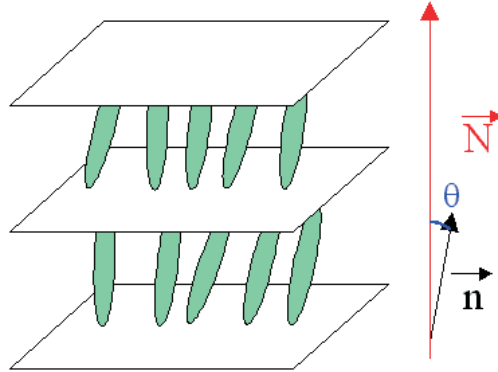


FIG. 1.14 – Disposition des molécules dans la mésophase smectique C (S_C).

- La mésophase S_C^*

L'ordre smectique C acquiert en présence d'une chiralité, une torsion de son vecteur directeur \vec{n} le long de la normale aux couches. La phase S_C devient la phase S_C^* . La phase S_C^* est caractérisée par une inclinaison des molécules d'un angle θ par rapport à la normale des couches comme la phase S_C et une variation de l'angle azimutal de couche en couche formant un arrangement en hélice (figure 1.15). Par raison de symétrie, cette phase présente la propriété importante de ferroélectricité, c'est à dire qu'une polarisation apparaît dans cette phase. Cette polarisation est orientée dans le plan des couches smectiques et est perpendiculaire au plan formé par l'axe de l'hélice et la molécule.

Cette propriété de ferroélectricité permet l'utilisation de la phase S_C^* en affichage rapide.

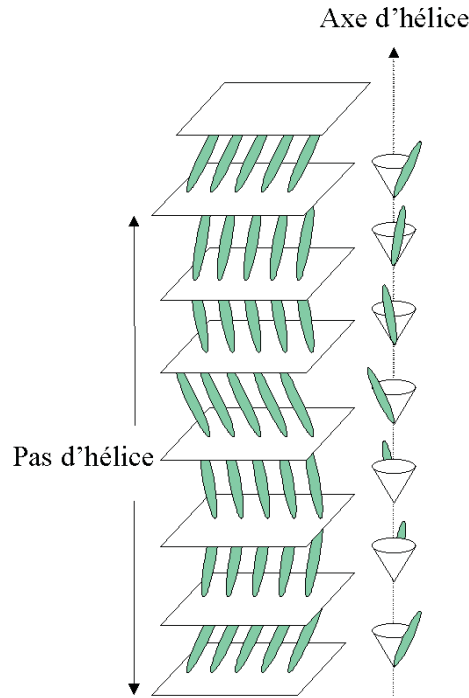


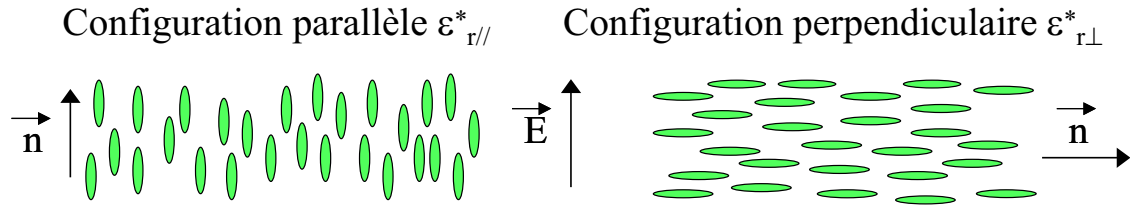
FIG. 1.15 – Disposition des molécules dans la mésophase smectique C chirale (S_C^*).

1.6.3 Anisotropie diélectrique des cristaux liquides nématiques

L'orientation (et l'ordre) des molécules confère aux cristaux liquides la propriété d'anisotropie. Les différentes grandeurs physiques et, en particulier, la permittivité sont donc tensorielles. La relation $\vec{D} = \epsilon_r^* \cdot \vec{E}$ devient dans la phase nématique :

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \epsilon_{r\perp}^* & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r\perp}^* & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r\parallel}^* \end{pmatrix} \cdot \vec{E} \quad (1.5)$$

Le système d'axe de référence est celui de la figure 1.11. Le tenseur permittivité ne fait apparaître que deux permittivités différentes $\epsilon_{r\parallel}^*$ et $\epsilon_{r\perp}^*$. Ceci traduit le caractère anisotrope uniaxe de la phase nématique. Les permittivités $\epsilon_{r\parallel}^*$ et $\epsilon_{r\perp}^*$ correspondent respectivement au cas où l'orientation du champ électrique \vec{E} est parallèle ou perpendiculaire au directeur \vec{n} (figure 1.16).


 FIG. 1.16 – Configurations correspondant aux permittivités $\epsilon_{r//}^*$ et $\epsilon_{r\perp}^*$.

Ces permittivités sont des grandeurs complexes qui dépendent de la fréquence et de la température :

$$\epsilon_{r\perp}^* = \epsilon'_{r\perp} - j\epsilon''_{r\perp} \quad (1.6)$$

$$\epsilon_{r//}^* = \epsilon'_{r//} - j\epsilon''_{r//} \quad (1.7)$$

Nous pouvons également définir l'anisotropie diélectrique complexe ainsi que l'anisotropie diélectrique réelle :

$$\Delta\epsilon_r^* = \epsilon_{r//}^* - \epsilon_{r\perp}^* \quad (1.8)$$

$$\Delta\epsilon'_r = \epsilon'_{r//} - \epsilon'_{r\perp} \quad (1.9)$$

L'anisotropie diélectrique réelle basse fréquence peut être positive ou négative. Cette grandeur est importante pour la commande de l'orientation du cristal liquide par un champ électrique. Dans le cas d'une anisotropie positive, les molécules de cristal liquide alignent leur vecteur directeur \vec{n} parallèlement au champ de commande appliqué. Dans l'autre cas, elles s'alignent perpendiculairement au champ de commande.

Pour les applications en agilité, la grandeur importante est l'anisotropie diélectrique réelle dans la gamme des micro-ondes.

1.6.4 Alignement des cristaux liquides

En l'absence de champ de commande, le vecteur directeur \vec{n} ne possède pas, à priori, de direction privilégiée. Néanmoins, il est possible de contraindre le directeur \vec{n} à suivre une direction définie en utilisant un traitement de surface approprié. Ces méthodes d'alignement sont connues et utilisées en affichage et dans les écrans plats.

Pour une orientation planaire (directeur \vec{n} parallèle à la surface traitée), une fine

couche de surfactant est déposée sur les électrodes par centrifugation d'une solution contenant le surfactant (tournette) et séchage. Le dépôt est ensuite frotté à l'aide d'un tissu abrasif. Avec ce traitement de surface, les molécules de cristal liquide en contact avec les électrodes s'orientent parallèlement à la direction de frottement. Les forces d'interaction moléculaire orientent ensuite le cristal liquide, de proche en proche, dans tout le volume (figure 1.17). On peut citer comme surfactant un polymère : le polyvinylalcool (PVA) déposé en solution aqueuse.

L'orientation homéotrope correspond à une orientation du directeur \vec{n} perpendiculaire à la surface traitée. Elle peut être obtenue par évaporation sur la surface d'une solution alcoolique d'un surfactant tel que le HTAB (Bromure d'Hexadécyl Triméthyl Ammonium) [53].

Enfin, les molécules utilisées dans les cristaux liquides sont diamagnétiques. La phase nématique peut être orientée par effet coopératif à l'aide d'un champ magnétique extérieur intense (typiquement $> 0,3$ T). Les molécules s'orientent dans la direction du champ magnétique appliqué [54]. Nous utilisons cette méthode d'orientation pour les caractérisations et les applications.

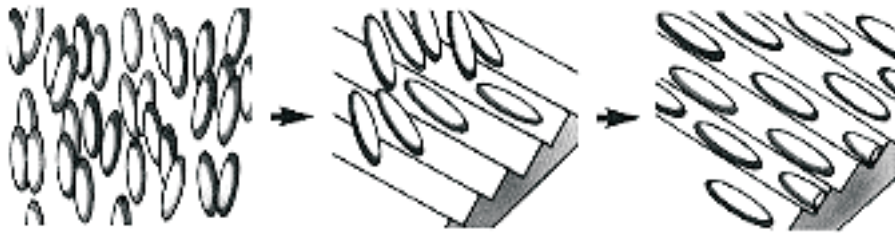


FIG. 1.17 – Alignement des molécules de cristal liquide par frottement d'un surfactant [55]

1.6.5 Application des cristaux liquides aux dispositifs agiles

Plaçons nous dans le cas d'une ligne microruban classique. Le déphasage obtenu entre l'entrée et la sortie est fixe à une fréquence donnée. Ce déphasage dépend de la permittivité relative effective et de la longueur de la ligne, suivant la relation suivante :

$$\phi = \frac{360 \cdot L \cdot f \cdot \sqrt{\epsilon'_{reff}}}{c} \quad (1.10)$$

où ϕ est la phase en degré, L représente la longueur de la ligne, ϵ'_{reff} la permittivité réelle effective de la structure, f la fréquence et c la vitesse de la lumière.

En utilisant un substrat constitué de cristal liquide, il va être possible de faire varier la permittivité relative effective du substrat en appliquant en plus du signal hyperfréquence, une tension de commande basse fréquence (figure 1.18).

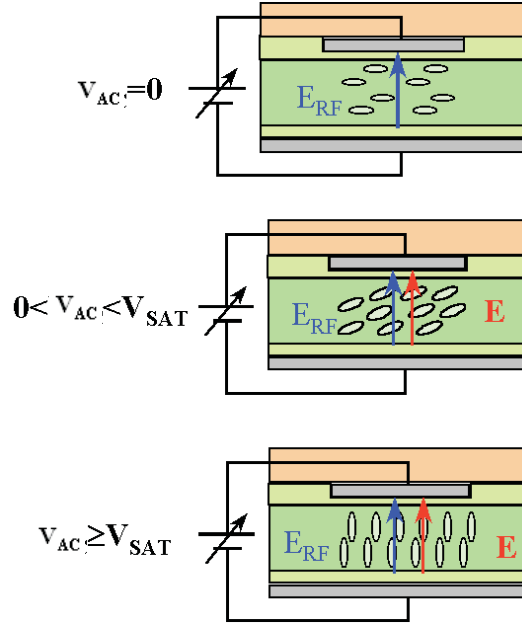


FIG. 1.18 – Influence d'un champ électrique de commande sur l'orientation des molécules

En l'absence de champ électrique de commande, les molécules de cristal liquide sont alignées parallèlement aux électrodes par traitement de surface (orientation planaire). La permittivité vue par le signal hyperfréquence est notée $\epsilon_{ref}(0)$. Cette permittivité est liée principalement à la permittivité $\epsilon'_{r\perp}$ du cristal liquide à la fréquence du signal hyperfréquence. Sous l'action du champ électrique de commande, les molécules de cristal liquide vont progressivement s'orienter perpendiculairement aux électrodes ($\vec{n} \parallel \vec{E}$) jusqu'à la saturation (cas d'une anisotropie basse fréquence positive). La permittivité vue est $\epsilon'_{ref}(E)$. A la saturation, la permittivité $\epsilon'_{ref}(E)$ est liée principalement à la permittivité $\epsilon'_{r\parallel}$ du cristal liquide. Ce changement de permittivité va entraîner une modification de la longueur d'onde guidée et donc entraîner une variation de phase suivant la relation suivante :

$$\Delta\phi = \frac{360 \cdot L \cdot f \cdot \left(\sqrt{\epsilon'_{ref}(E)} - \sqrt{\epsilon'_{ref}(0)} \right)}{c} \quad (1.11)$$

Nous pouvons donc réaliser un déphaseur micro-onde commandable au moyen

d'une source de tension. La modification de permittivité relative effective peut être utilisée pour changer la réponse en fréquence d'autres circuits. Parmi eux, on peut citer les antennes et les filtres dont il est envisageable de faire varier respectivement la fréquence de résonance et de coupure.

1.6.6 Dispositifs agiles en fréquence à base de cristaux liquides

Dans ce paragraphe, un état de l'art des dispositifs agiles à base de cristaux liquides en fréquence réalisés au début de notre étude est proposé.

Les circuits hyperfréquences les plus couramment réalisés ont été les déphaseurs [56]→[67]. Des antennes "patch" agiles ont été également conçues [58][59][67].

Le premier déphaseur microruban a été réalisé par D. Dolfi et son équipe [57] sur une ligne de largeur $100\mu\text{m}$ et de longueur 4cm déposée sur un substrat d'alumine. Un plan de masse est ramené à $50\mu\text{m}$ au dessus de la ligne. Le cristal liquide de référence K15 (famille des cyanobiphenyles) est inséré par capillarité dans la cavité ainsi réalisée. Le déphaseur a été caractérisé jusqu'à la fréquence de 15 GHz et a donné une variation de phase de 29° à $14,5\text{ GHz}$ ($0,5^\circ/\text{cm}/\text{GHz}$) pour une tension de commande de 16 Volts .

L'utilisation d'un cristal liquide ayant une anisotropie plus importante (mélange commercial *BDH-E44*), toujours dans une structure microruban, a permis d'obtenir une variation de phase plus importante de 219° à 37 GHz pour une longueur de ligne agile de $4,35\text{cm}$ soit $1,36^\circ/\text{cm}/\text{GHz}$ [60].

D'autres déphaseurs ont été réalisés dans le cadre des travaux de thèse de doctorat de P. Pochat au laboratoire PIOM de Bordeaux [58] et de V. Le Houé au laboratoire LEST de Brest [59]. Dans ce dernier travail, une antenne "patch" rectangulaire microruban avec une fréquence de résonance de $9,28\text{ GHz}$ a donné une variation de 900 MHz de sa fréquence de résonance pour une tension de commande de 25 Volts . Nous pouvons noter que 90% de l'agilité de l'antenne est acquise pour 10 Volts . Compte tenu de la surface importante du dispositif, l'antenne "patch" a été déposée sur un substrat d'alumine de faible épaisseur afin d'observer par transparence le bon remplissage de cristal liquide dans toute la structure et s'affranchir de toute bulle d'air [59].

Les principaux inconvénients liés à l'utilisation des cristaux liquides dans les dispositifs micro-ondes sont des temps de réponse relativement importants [57] et la difficulté de connecter les circuits réalisés.

1.6.7 Présentation des cristaux liquides étudiés

Les cristaux liquides étudiés dans ce travail sont commercialisés par la société MERCK sous les références K15, E3 et E7. Nous présentons brièvement leurs caractéristiques.

1.6.7.1 Cristal liquide K15

Le K15 est un corps pur de formule chimique suivante :

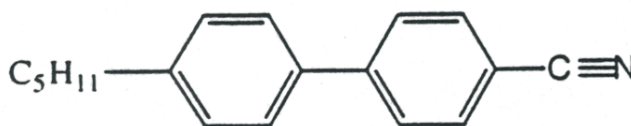


FIG. 1.19 – Formule chimique du cristal liquide K15

Il s'agit du pentylcyanobiphényl (5CB) qui fait partie de la famille des cyano-biphényls. Il est composé d'une chaîne latérale alkyle formée de 5 carbones. Ce composé ne présente qu'une phase nématique entre 22,5 ° C et 35 ° C.

1.6.7.2 Cristal liquide E3

Le cristal liquide que nous désignerons par sa référence commerciale E3 est un mélange composé à 55% de pentylcyanobiphényl (5CB présenté auparavant), de 15% de pentoxycyanobiphényl, 13% d'heptoxycyanobiphényl et de 17% d'octoxycyanobiphényl (figure 1.20).

Tout comme le cristal liquide K15, il ne présente qu'une phase nématique. Elle est obtenue entre -2 ° C et 54 ° C.

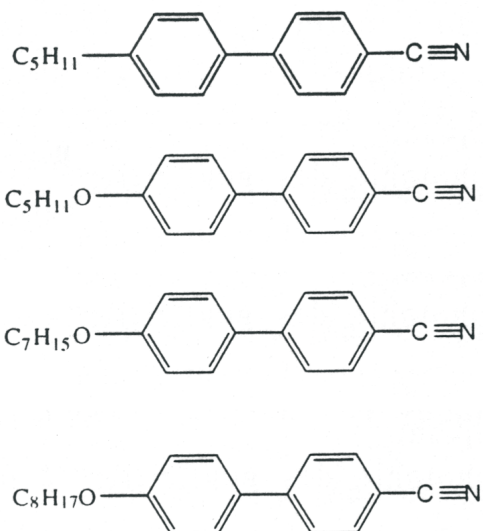


FIG. 1.20 – Molécules constituant le mélange E3

1.6.7.3 Cristal liquide E7

Le cristal liquide E7 est un mélange de composés cyanobiphényles et d'un terphényl (figure 1.21). Il présente une phase nématique entre -60°C et 60°C .

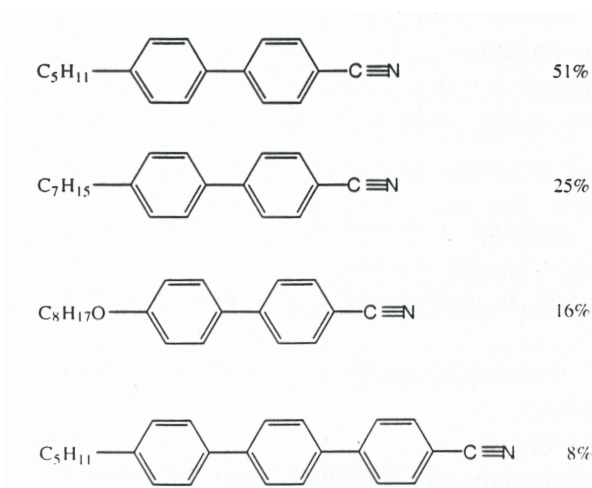


FIG. 1.21 – Molécules constituant le mélange E7

Les mélanges E3 et E7 ont été développés pour les applications en affichage. La phase nématique est observée sur une large plage de température autour de l'ambiante.

L'anisotropie réelle basse fréquence de l'ensemble de ces matériaux est fortement positive. Ceci est dû au groupement polaire C \equiv N (cyano) ($\mu=4$ Debyes). Cette propriété est importante pour une commande de l'orientation par champ électrique.

Bibliographie

- [1] **J. Uher & W.J.R. Hoefler**
« *Tunable microwave and millimeter-wave band-pass filters* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.39, n°4, pp.643-653, Avril 1991.

- [2] **R.P. Coats**
« *An octave-band switched-line microstrip 3-b diode phase shifter* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.MTT-21, n°7, pp.444-449, Juillet 1973.

- [3] **R.B. Waterhouse & N.V. Shuley**
« *Scan performance of infinite arrays of microstrip patch elements loaded with varactor diodes* »
IEEE Trans. On Antennas and Propagation, Vol.41, n°9, pp.1273-1279, Septembre 1993.

- [4] **F. Yang & Y. Rahmat-Samii**
« *A reconfigurable patch antenna using switchable slots for circular polarization diversity* »
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.12, n°3, pp.96-98, Mars 2002.

- [5] **P. Bhartia & I.J. Bahl**
« *A frequency agile microstrip antenna* »
IEEE AP-S, pp.304-307, 1982.

- [6] **G. Le Ray, M. Himdi & J.P. Daniel**
« *Frequence agile slot-fed patch antenna* »
Electronics Letters, Vol.32, n°1, pp.2-3, Janvier 1996.

- [7] **C-C. Chang, Y. Qian & T. Itoh**
« *A reconfigurable leaky mode/patch antenna controlled by PIN diode switches* »
IEEE AP-S International Symposium Digest, Orlando, FL, Vol.4, pp.2694-

- 2697, 1999.
- [8] **P.M. Haskins, P.S. Hall & J.S. Dahele**
« *Active patch antenna element with diode tuning* »
Electronics Letters, Vol.27, n°20, pp.1846-1848, Septembre 1991.
- [9] **R.B. Waterhouse & N.V. Shuley**
« *Tunable probe-fed microstrip rectangular patch antennas using schottky-barrier diodes* »
Proceeding of the 1992 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory, pp.429-431, 1992.
- [10] **A.S. Nagra, J. Xu, E. Erker & R.A. York**
« *Monolithic GaAs Phase shifter circuit with low insertion loss and continuous 0-360 ° phase shift at 20 GHz* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.9, n°1, pp.31-33, Janvier 1999.
- [11] **F. Ellinger, R. Vogt & W. Bächtold**
« *Ultra compact, low loss, varactor tuned phase shifter MMIC at C-Band* »
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.11, n°3, pp.104-105, Mars 2001.
- [12] **S.R. Chandler, I.C. Hunter & J.G. Gardiner**
« *Active varactor tunable bandpass filter* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.3, n°3, pp.70-71, Mars 1993.
- [13] **C.L. Goldsmith, Z. Yao, S. Eshelman & D. Denniston**
« *Performance of low-loss RF MEMS Capacitive switches* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.8, n°8, pp.269-271, Août 1998.
- [14] **K.E Peterson**
« *Micromechanical membrane switches on silicon* »
IBM J. Res. Develop., Vol.23, n°4, pp.376-385, Juillet 1979.
- [15] www.eecs.umich.edu/rebeiz/Current_MEMS_RF_to_MMW.html
- [16] **A. Pothier, P. Blondy, S. Verdeyme, C. Champeaux & A. Catheringot**
« *Performances et fiabilité de micro commutateurs MEMS à contact ohmique pour des applications RF* »
13^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 2003, Lille, 21-23 Mai 2003.

- [17] **A. Pothier, P. Blondy, S. Verdeyme, C. Champeaux & A. Catheringot**
« *Filtres accordables à base de micro-commutateurs distribués sur une ligne coplanaire* »
12^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 2001, Poitiers, 16-18 Mai 2001.
- [18] **J.S. Hayden & G.M. Rebeiz**
« *2-bit MEMS distributed X-band phase shifters* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.10, n°12, pp.540-542, Decembre 2000.
- [19] **N.S. Barker & G.M. Rebeiz**
« *Distributed MEMS true-time delay phase shifters and wideband switches* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.46, n°11, pp.1881-1890, Novembre 1998.
- [20] **R.C. Buchanan**
« *Ceramic materials for electronics* »
New York : Marcel Dekker, 1986.
- [21] **T-Y. Yun & K. Chang**
« *A low-loss time-delay phase shifter controlled by piezoelectric transducer to perturb microstrip line* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.10, n°3, pp.96-98, Mars 2000.
- [22] **T-Y. Yun & K. Chang**
« *Analysis and optimization of a phase shifter controlled by piezoelectric transducer* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.50, n°1, pp.105-111, Janvier 2002.
- [23] **T-Y. Yun & K. Chang**
« *Piezoelectric-Transducer-Controlled tunable microwave circuits* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.50, n°5, pp.1303-1310, Mai 2002.
- [24] **S.J. Fiedziuszko, I.C. Hunter, T. Itoh, Y. Kobayashi, T. Nishikawa, S.N. Stitzer & K. Wakino**
« *Dielectric materials, devices, and circuits* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.50, n°3, pp.706-720, Mars 2002.
- [25] **G. Velu, L. Burgnies, J.-C. Carru, X. Melique & D. Lippens**
« *Caractérisations de films ferroélectriques $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ et simulations en vue de réaliser des composants passifs microondes agiles en fréquence* »

13^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 2003, Lille, Mai 2003.

- [26] **F. De Flaviis, N.G. Alexopoulos & O.M. Stafsudd**
« *Planar microwave intergrated phase-shifter design with high purity ferroelectric material* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.45, n°6, pp.963-969, Juin 1997.
- [27] **V.N. Keis, A.B. Kozyrev, M.L. Khazov, J. Sok & J.S. Lee**
« *20 GHz tunable filter based on ferroelectric (Ba,Sr)TiO₃ film varactor* »
Electronics Letters, Vol.34, n°11, pp.1107-1109, Mai 1998.
- [28] **G. Subramanyam, F. Van Keuls & F.A. Miranda**
« *A K-band tunable microstrip bandpass filter using a thin-film conductor/ferroelectric/dielectric multilayer configuration* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.8, n°2, pp.78-80, Février 1998.
- [29] **A.A. Golovkov, D.A. Kalinikos, A.B. Kozyrev & T.B. Samoiloa**
« *Tunable superconducting microstrip filter* »
Electronics Letters, Vol.34, n°14, pp.1389-1390, Juillet 1998.
- [30] **E.G. Erker, A.S. Nagra, Y. Liu, P. Periaswamy, T.R. Taylor, J. Speck & R.A. York**
« *Monolithic Ka-band phase shifter using BaSrTiO₃ parallel plate capacitors* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.10, n°1, pp.10-12, Janvier 2000.
- [31] **H.T. Su, M.J. Lancaster, F. Huang & F. Wellhofer**
« *Electrically tunable super conducting quasilumped element resonator using thin-film ferroelectrics* »
Microwave and Optical Technology Letters, Vol.24, n°3, pp.155-158, Février 2000.
- [32] **H-T. Lue & T-Y. Tseng**
« *Application of on-wafer TRL calibration on the measurement of microwave properties of Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ thin films* »
IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.48, n°6, pp.1640-1647, Novembre 2001.
- [33] **J.D. Adam, L.E. Davis, G.F. Dionne, E.F. Schloemann & S.N. Stitzer**
« *Ferrite devices and materials* »

- IEEE Trans. On MTT, Vol.50, n°3, pp.721-737, Mars 2002.
- [34] **E. Salahun**
« *Etude et réalisation de dispositifs micro-ondes agiles à commande magnétique utilisant des composites ferromagnétique* »
Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2002.
- [35] **P.J. Rainville & F.J. Harackiewicz**
« *Magnetic tuning of a microstrip patch antenna fabricated on a ferrite film* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.2, n°12, pp.483-485, Décembre 1992.
- [36] **D.M. Pozar**
« *A magnetically switchable ferrite radome for printed antennas* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.3, n°3, pp.67-69, Mars 1993.
- [37] **A. Petosa, R.K. Mongia, M. Cuhaci & J.S Wight**
« *Magnetically tunable ferrite resonator antenna* »
Electronics Letters, Vol.30, n°13, pp.1021-1022, Juin 1994.
- [38] **A.D. Brown, J.L. Volakis, L.C. Kempel & Y.Y. Botros**
« *Patch antennas on ferromagnetics substrates* »
IEEE Trans. On Antennas and Propagation, Vol.47, n°1, pp.26-31, Janvier 1999.
- [39] **X. Zuo, H. How, P. Shi, S.A. Oliver & C. Vittoria**
« *Development of high frequency ferrite phase-shifter* »
IEEE Trans. on Magnetics, Vol.37, n°4, pp.2395-2397, Juillet 2001.
- [40] **R.W. Babbitt, A. Rachlin & L. Wandinger**
« *Drop-in magnetically tunable microstrip bandpass filter* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.3, n°3, pp.89, Mars 1993.
- [41] **M. Tsutsumi, T. Fukusako & H. Shimasaki**
« *Magnetically tunable superconductor filters using Yttrium Iron Garnet films* »
IEEE Trans. on Magnetics, Vol.31, n°6, pp.3467-3669, Novembre 1995.
- [42] **S.W. Kirchoefer, J.M. Pond, H.S. Newman, W.J. Kim & J.S. Horwitz**
« *Ferroelectric-ferrite tunable phase shifters* »

- 2000 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Vol.3, pp.1359-1362, 11-16 June 2000.
- [43] **E. Salahun, G. Tanné, P. Quéffélec, M. Le Floc'h, A-L. Adenot & O. Acher**
« *Application of ferromagnetic composite in different planar tunable microwave devices* »
Microwave and Optical Technology Letters, Vol.30, n°4, pp.272-276, Août 2001.
- [44] **M. Tsutsumi & T. Fukusako**
« *Broadband magnetically tunable superconducting microstrip resonator using Yttrium Iron Garnet single crystal* »
Electronics Letters, Vol.33, n°8, pp.687-688, Avril 1997.
- [45] **N. Cramer, D. Lucic, D.K. Walker, R.E. Camley & Z. Celinski**
« *Incorporation of ferromagnetic metallic films in planar transmission lines for microwave device applications* »
IEEE Trans. on Magnetics, Vol.37, n°4, pp.2392-2394, Juillet 2001.
- [46] **C. Canseliet, F. Deshours, C. Algani, G. Alquie, S. Formont & J. Chazelas**
« *Contrôle optique d'antennes à balayage par photoconduction. Application à un réseau d'antennes intégrées sur GaAs* »
17^{ème} Colloque Optique Hertzienne et Diélectrique, Calais, 3-5 Septembre 2003.
- [47] **J.-D. Arnould & A. Vilcot**
« *Modélisation de la commande optique de structures microrubans* »
13^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 2003, Lille, Mai 2003.
- [48] **A. Nagra**
« *Indirect optical control of microwave circuits and antennas* »
ECE Dept., University of California Santa Barbara.
- [49] **M.S. Islam, A.J. Tsao, V.K. Reddy & D.P. Neikirk**
« *GaAs on quartz coplanar waveguide phase shifter* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.1, n°11, pp.328-330, Novembre 1991.
- [50] **S-S. Lee, A.H. Udupa, H. Erlig, H. Zhang, Y. Chang, C. Zhang, D.H. Chang, D. Bhattacharya, B. Tsap, W.H. Steier, L.R. Dalton**

- & H.R. Fetterman**
« *Demonstration of a photonicly controlled RF phase shifter* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.9, n°9, pp.357-359, Septembre 1999.
- [51] **Y. Yamamoto, K. Kawasaki & T. Itoh**
« *A MESFET-controlled X-band active bandpass filter* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.1, n°5, pp.110-111, Mai 1991.
- [52] **A.S. Nagra, O. Jerphagnon, P. Chavarkar, M. VanBlaricum & R.A. York**
« *Indirect optical control of microwave circuits using monolithic optically variable capacitors* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.47, n°7, pp.1365-1372, Juillet 1999.
- [53] **F. Bougrioua**
« *Contribution à l'étude des propriétés structurales et diélectriques des phases liquides cristallines TGB_A et TGB_C* »
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997.
- [54] **D. Lippens**
« *Contribution à l'étude des mécanismes d'absorption diélectrique dans quelques substances mésorphes. Mise en évidence d'associations moléculaires* »
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1978.
- [55] **E. Leroux-Girard, C. Bataillé, M. Cunha, R. Lemoine**
« *Les cristaux liquides* »
[http ://perso.wanadoo.fr/cristaux.leroux-girard](http://perso.wanadoo.fr/cristaux.leroux-girard)
- [56] **K.C. Lim, J.D. Margerum & A.M. Lackner**
« *Liquid crystal millimeter wave electronic phase shifter* »
Applied Physics Letters, Vol.62, n°10, pp.1065-1067, Mars 1993.
- [57] **D. Dolfi, M. Labeyrie, P. Joffre & J.P. Huignard**
« *Liquid crystal microwave phase shifter* »
Electronics Letters, Vol.29, n°10, pp.926-928, May 1993.
- [58] **P. Pochat**
« *Propriétés diélectriques de la nouvelle phase cristal liquide TGB_A . Applications hyperfréquences des cristaux liquides* »

- Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I, 1996.
- [59] **V. Le Houé**
« *Application des cristaux liquides et des ferrites pour la réalisation de dispositifs agiles en fréquence* »
Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1999.
- [60] **F. Guérin, J.M. Chappe, P. Joffre & D. Dolfi**
« *Modeling, synthesis and characterization of a millimeter-wave multilayer microstrip liquid crystal phase shifter* »
Jpn. J. Appl. Phys., Vol.36, Part 1, n°7A, pp.4409-4413, Juillet 1997.
- [61] **B. Spingart, N. Tentillier, F. Huret & C. Legrand**
« *liquid crystals applications to R.F. and microwave tunable components* »
Molecular Crystals and Liquid Crystals. Vol. 368, pp. 183-190, 2001.
- [62] **N. Tentillier, B. Spingart, F. Huret, P. Kennis & C. Legrand**
« *Nouvelles structures de déphaseurs agiles en fréquence à substrat cristal liquide* »
12^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 2001, Poitiers, Mai 2001.
- [63] **W. Vogel & M. Berroth**
« *Polarisation Independent 360° Liquid Crystal Phase Shifter for Optically Generated RF-Signals* »
Proc. 31st European Microwave Conference, Londres, 24-28 septembre 2001.
- [64] **T. Kuki, H. Fujikake, H. Kamoda & T. Nomoto**
« *Microwave variable delay line using a membrane impregnated with liquid crystal* »
Proc. 32nd European Microwave Conference, Milan, 23-26 septembre 2002.
- [65] **C. Weil, G. Luessem & R. Jakoby**
« *Tunable inverted-microstrip phase shifter device using nematic liquid crystal* »
Proc. 32nd European Microwave Conference, Milan, 23-26 septembre 2002.
- [66] **N. Martin, N. Tentillier, P. Laurent, B. Spingart, F. Huret & C. Legrand**
« *Electrically microwave tunable components using liquid crystal* »
Proc. 32nd European Microwave Conference, Milan, 23-26 septembre 2002.

- [67] **V. Le Houé, P. Pochat & Ph. Gelin**
« *Réalisation d'une antenne agile en fréquence sur substrat cristal liquide* »
10^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 1997, Saint Malo, 21-23 Mai 1997.
- [68] **K.C. Lim, J.D. Margerum, A.M. Lackner, L.J. Miller, E. Sherman & W.H. Smith, Jr.**
« *Liquid crystal birefringence for millimeter wave radar* »
Liquid Crystals, Vol.14, n°2, pp.327-337, 1993.
- [69] **M. Tanaka & S. Sato**
« *Focusing properties of liquid crystal lens cells with stack-layered structure in the millimeter-wave region* »
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.12, n°5, pp.163-165, Mai 2002.

Chapitre 2

Caractérisation diélectrique micro-onde de cristaux liquides en structures lignes plaquées

La caractérisation diélectrique micro-onde de cristaux liquides est essentielle en vue d'applications en agilité en fréquence. En effet, le dimensionnement des circuits et leurs performances en terme d'agilité et de pertes d'insertion sont directement liés au tenseur permittivité diélectrique. De plus, la connaissance des propriétés diélectriques d'un matériau permet d'estimer les potentialités d'un dispositif hyperfréquence agile par la simulation électromagnétique de la structure. A titre d'exemple, la version 8 de Ansoft-HFSS sait gérer les substrats anisotropes dans les applications en ligne plaquée.

Afin d'améliorer la précision des mesures, nous avons développé et testé différentes méthodes de caractérisation diélectrique micro-onde de cristaux liquides en structures lignes plaquées : des méthodes classiques basées sur le calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel et des méthodes sans calibrage de l'analyseur de réseaux. L'application de ces dernières méthodes à la caractérisation micro-onde de matériaux est, à notre connaissance, relativement originale.

2.1 Méthodes avec calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel

2.1.1 Introduction

L'objectif de départ est de caractériser les cristaux liquides nématiques présentés au chapitre I sur une large bande de fréquence. Afin de pouvoir déterminer complètement le tenseur de permittivité, les paramètres seront mesurés suivant les deux orientations, parallèle et perpendiculaire, du cristal liquide par rapport au champ électrique hyperfréquence. Plusieurs contraintes seront à respecter :

- L'orientation du cristal liquide (paragraphe 1.6.4) sera obtenue par application d'un champ magnétique ($B \approx 1T$). Les dimensions de la cellule devront être inférieures à l'entrefer de l'électroaimant fixé à 3cm.
- Les cellules n'utiliseront qu'un volume limité de cristal liquide (quelques mm^3).
- La précision des mesures doit être suffisante pour permettre la comparaison de différents cristaux liquides en fonction de leur structure moléculaire [1].

Afin de répondre à ce cahier des charges, nous n'avons pas retenu les méthodes résonantes qui sont précises mais sur une bande de fréquence étroite et nous nous

sommes orientés vers des cellules de mesure en structure ligne plaquée. Ce support de propagation est sensible à la permittivité effective de la structure. Dans le cas d'un substrat isotrope, des modèles analytiques permettent de remonter à la permittivité du substrat. Dans le cas des cristaux liquides, matériaux anisotropes, il est nécessaire d'utiliser un outil de simulation électromagnétique prenant en compte l'anisotropie du substrat. Nous avons utilisé celui développé initialement par F.Huret au sein de l'Equipe "Electromagnétisme et Circuits" de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie. Dans le cadre de notre travail, nous avons également bénéficié pour les simulations électromagnétiques d'une collaboration avec J.F. Legier et E. Paleczny de cette même équipe.

Cet outil de simulation électromagnétique repose sur la résolution d'une équation intégrale électrique par la méthode des moments dans l'espace de Fourier (Approche dans le Domaine Spectral) [2][3]. Utilisée afin de caractériser, en régime forcé, le comportement de la ligne microruban, cette méthode incorpore une analyse correcte des ondes de surface, des pertes par rayonnement, de l'anisotropie du substrat et des pertes diélectriques.

Au démarrage de l'étude, l'équipement disponible au laboratoire dans la gamme des micro-ondes se résumait à un analyseur d'impédances commercial HP4291A (1MHz - 1,8 GHz) permettant la mesure du coefficient de réflexion. Ceci nous a conduit à orienter notre travail vers l'étude de cellules de mesure en structure ligne plaquée circuit-ouvert. La structure circuit-ouvert a été retenue car la réalisation technologique est plus aisée en comparaison de celle en court-circuit.

2.1.2 Cellules en réflexion

2.1.2.1 Procédure expérimentale

Les cellules coaxiales circuit-ouvert sont connues [4]. Elle présente l'avantage de fonctionner du continu aux micro-ondes. La méthode de calcul de la permittivité complexe peut aisément être étendue aux cellules ligne plaquée. On suppose que la cellule est équivalente à une ligne de propagation de longueur L avec une de ses extrémités en circuit-ouvert. La permittivité complexe effective ϵ_{reff}^* est calculée à partir du coefficient de réflexion mesuré dans le plan d'entrée de la cellule en résolvant numériquement l'équation suivante :

$$Y = Y_0 \sqrt{\epsilon_{reff}^*} \tanh \left(j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{reff}^*} L \right) \quad (2.1)$$

où Y est l'admittance mesurée, Y_0 et λ_0 sont respectivement l'admittance caractéristique et la longueur d'onde de la ligne à vide.

2.1.2.2 Cellule 1MHz-1GHz

Cette cellule de mesure (figure 2.1) a été réalisée, dans un premier temps, pour une utilisation dans une gamme de fréquence limitée à 1 GHz.

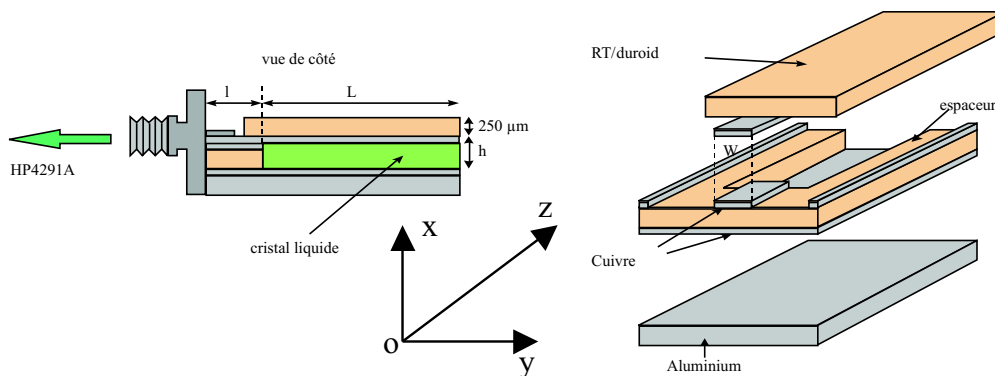


FIG. 2.1 – Cellule de mesure 1 MHz - 1 GHz

La cellule est formée d'un assemblage de deux lignes microrubans en cuivre (largeur $790\mu\text{m}$, longueur 3cm) gravées sur un substrat de Duroïd (substrat à base de Téflon commercialisé par la société Rogers). Ce substrat a une épaisseur de $254\mu\text{m}$ et une permittivité $\epsilon'_r = 2,2$. Afin d'assurer la liaison avec le connecteur de type SMA, une partie du substrat de la ligne supérieure a été enlevée sur une longueur de 3mm . Après assemblage de la cellule, une cavité (hauteur $150\mu\text{m}$) est obtenue entre cette ligne microruban et le plan de masse (Partie droite de la figure 2.1). Le cristal liquide est ensuite introduit dans cette cavité par capillarité (figure 2.2).

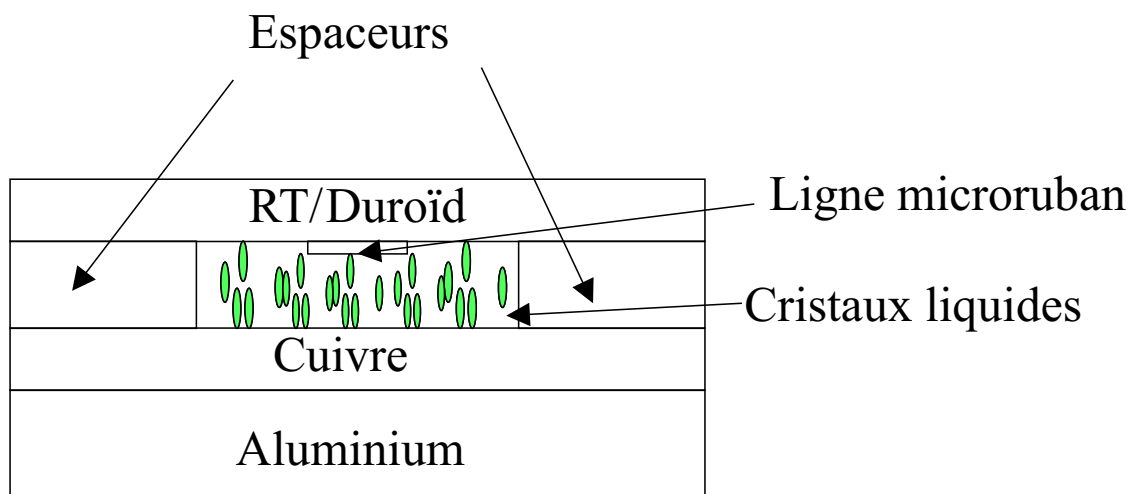


FIG. 2.2 – Plan de section de droite de la cellule de mesure 1MHz - 1GHz

Après calibrage de l'analyseur (étalons court-circuit, circuit-ouvert, charge adaptée 50Ω en standard APC7mm), la mesure du coefficient de réflexion est ramenée dans le plan d'entrée de la ligne remplie de l'échantillon par décalage d'une longueur électrique. Cette procédure est moins précise en comparaison d'un calibrage (Short-Open-Load) directement effectué à l'entrée de la cellule. Cette dernière solution ne s'est pas avérée techniquement réalisable.

Nous présentons sur les figures 2.3 à 2.6 les résultats obtenus dans la gamme de fréquence 1kHz-1GHz sur le cristal liquide E3 (paragraphe 1.6.7). Nous avons complété la gamme de fréquence entre 1kHz et 1MHz à l'aide d'un analyseur d'impédances HP4284A. Les deux orientations parallèle et perpendiculaire de l'axe optique par rapport à l'axe Ox sont obtenues par application d'un champ magnétique. Les permittivités du cristal liquide sont déduites en ajustant les matrices de dispersions (ou les permittivités effectives) mesurées et calculées à l'aide de l'outil de simulation présenté au paragraphe 2.1. L'ajustement consiste à minimiser, à chaque fréquence, l'erreur quadratique entre les grandeurs mesurées et calculées. Les variations avec la fréquence des permittivités réelle et imaginaire peuvent être expliquées par les mécanismes de relaxation dipolaire présents dans le matériau [5][6].

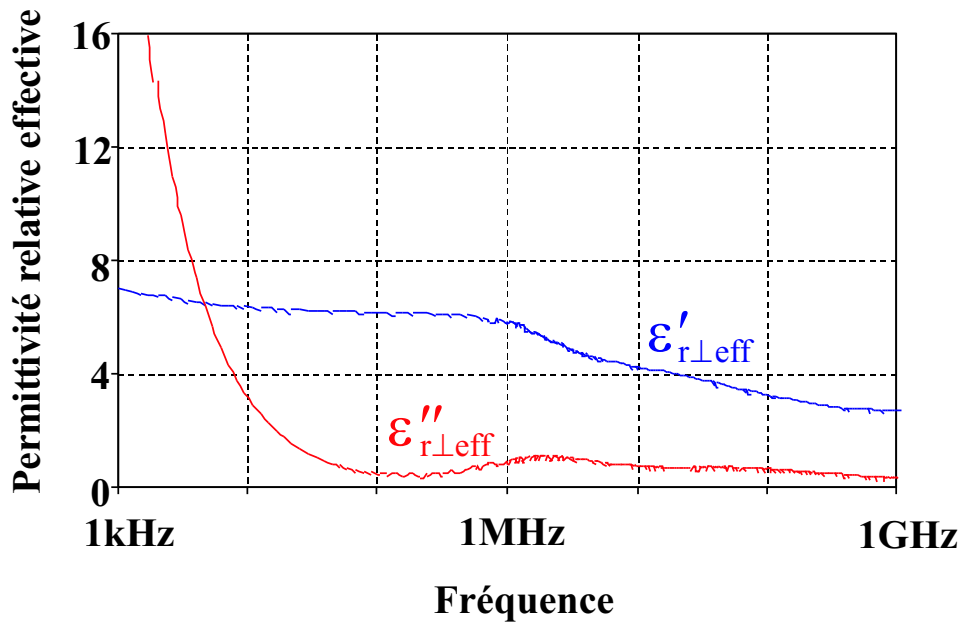


FIG. 2.3 – Permittivités effectives du mélange E3 en orientation perpendiculaire

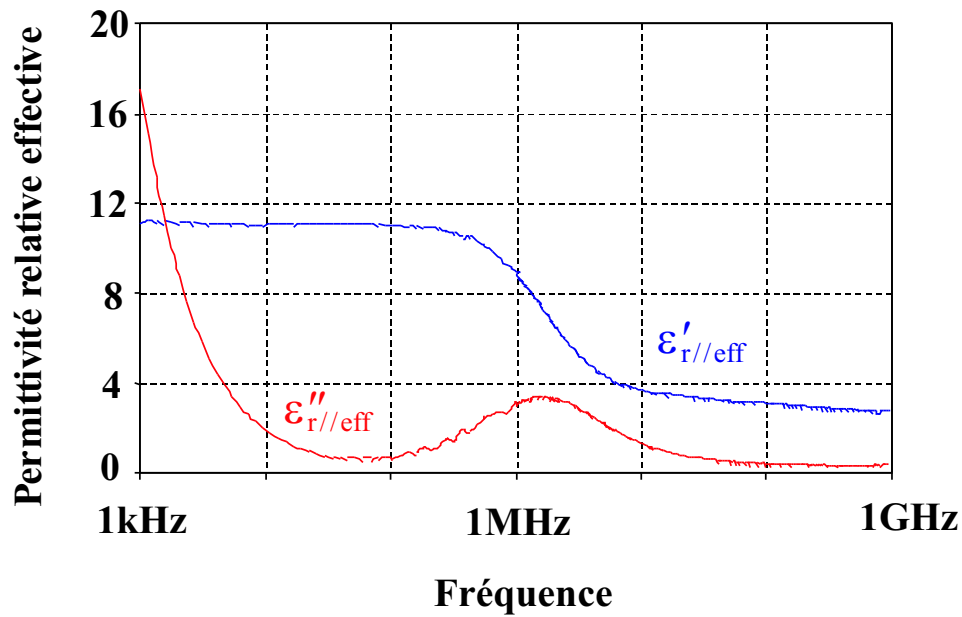


FIG. 2.4 – Permittivités effectives du mélange E3 en orientation parallèle

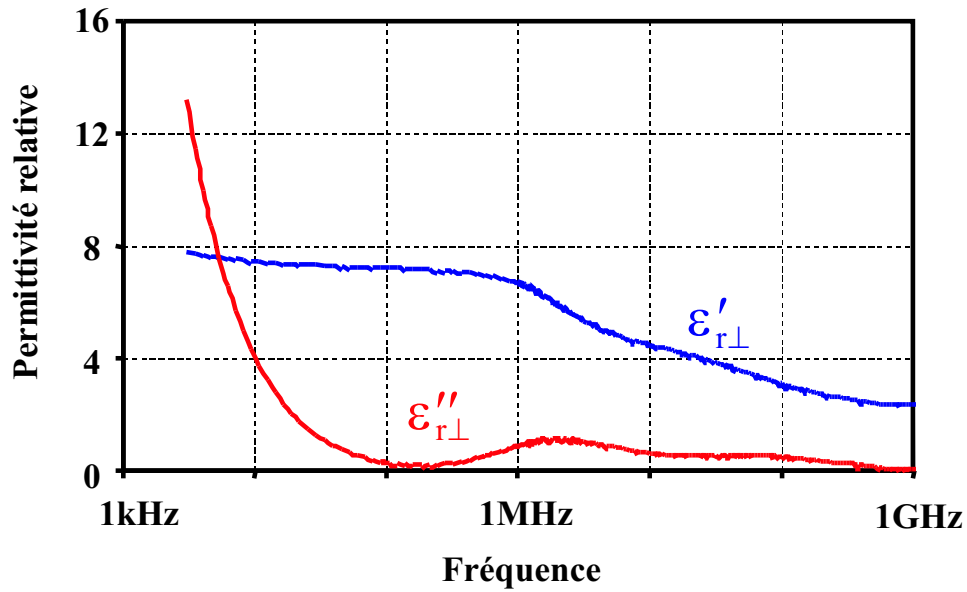


FIG. 2.5 – Permittivités du mélange E3 en orientation perpendiculaire

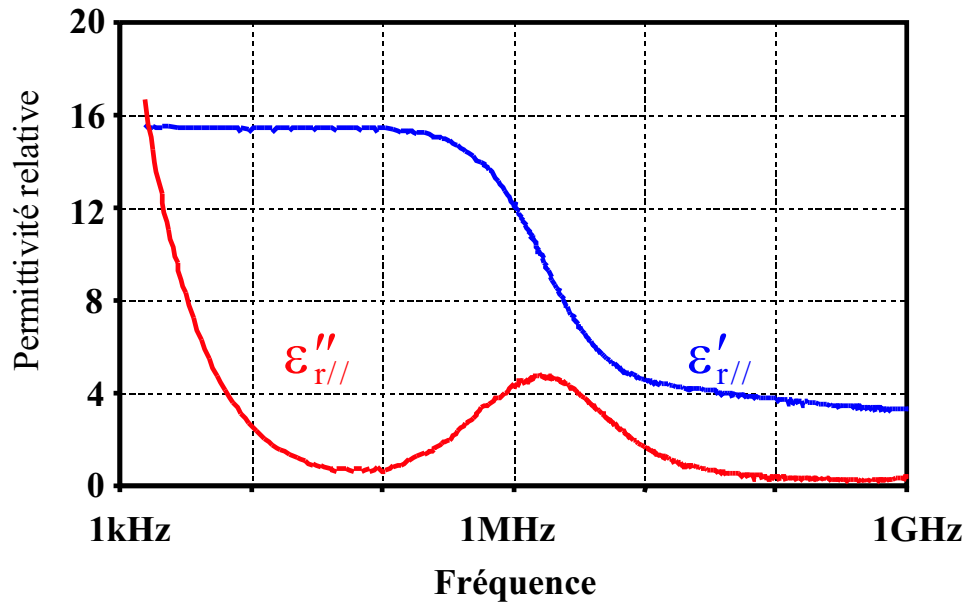


FIG. 2.6 – Permittivités du mélange E3 en orientation parallèle

L'anisotropie diélectrique réelle à basses fréquences est fortement positive avec $\Delta\epsilon' = 8$. Elle diminue pour atteindre la valeur de $\Delta\epsilon' = 0,12$ à la fréquence de 1GHz.

Dans le cadre d'une convention avec l'Université de Lille 1 et l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie de Lille (*IEMN*), nous avons eu accès à l'équipement de la centrale de caractérisation ce qui nous a permis d'étendre la gamme de fréquence de mesure.

2.1.2.3 Cellule 1GHz-10GHz

Nous avons utilisé un dispositif de mesure sous pointes de type Anritsu 3680K associé à un analyseur de réseaux vectoriel HP 85107 [7][8]. Ce dispositif facilite les connexions et permet de réaliser des mesures reproductibles de cellules microrubans de dimensions différentes. Le calibrage du dispositif sous pointes est effectuée par la méthode T-R-L (Thru, Reflect, Line). Les dimensions de la monture ne nous permettent pas son insertion dans un électroaimant en générant un champ magnétique suffisant pour obtenir l'orientation parallèle complète du cristal liquide. L'orientation perpendiculaire est cependant accessible (entrefer de 5cm).

Une nouvelle configuration de la cellule de mesure a été étudiée (figure 2.7).

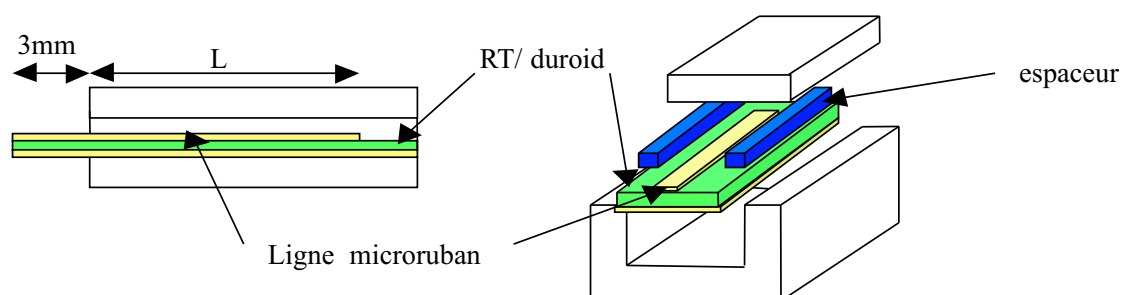


FIG. 2.7 – Cellule de mesure 1 GHz - 10 GHz

Les différences essentielles par rapport à la configuration précédente concernent l'ajout d'un deuxième plan de masse dans la partie où est inséré l'échantillon et la suppression du connecteur SMA (utilisation d'un dispositif sous pointes). La cellule est proche d'une structure triplaque. Des cales calibrées permettent le contrôle de la hauteur de la cavité. La méthode de calcul de la permittivité complexe effective reste inchangée. Cette cellule de mesure a été utilisée dans la gamme de fréquence 1GHz - 10GHz. Les résultats de la cellule à vide, obtenus sur une ligne de $750\mu\text{m}$ de large sur un substrat de Duroïd de permittivité $\epsilon'_r = 2,2$ et une épaisseur de l'échantillon de $100\mu\text{m}$ montrent un écart maximum de 5% de la permittivité effective mesurée par rapport à la valeur calculée par simulation. Nous donnons sur

les figures 2.8 et 2.9 les résultats obtenus sur le cristal liquide E3 dans la gamme de fréquences 2 - 10GHz.

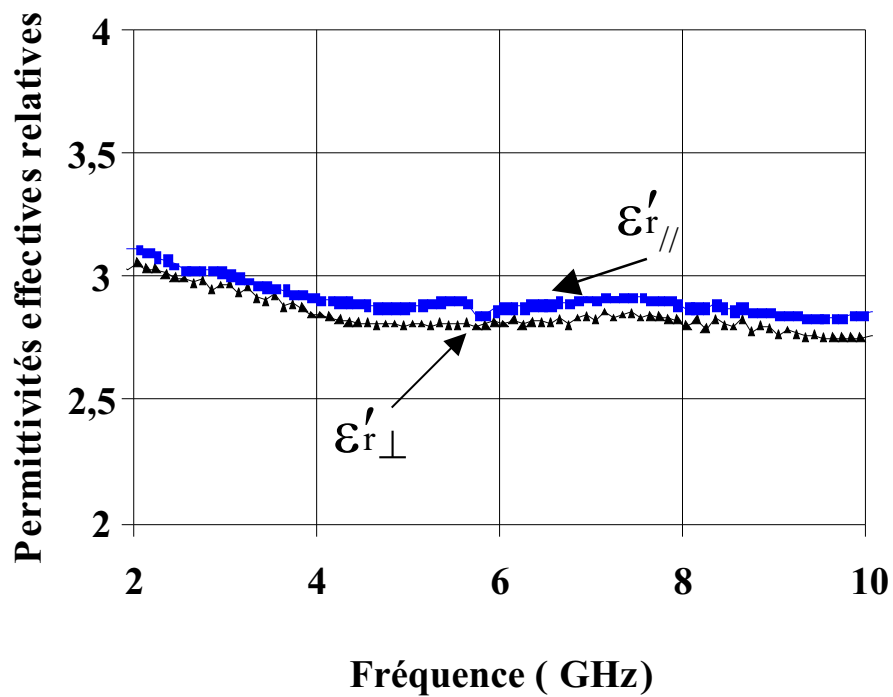


FIG. 2.8 – Permittivité réelle effective du mélange E3 suivant les deux orientations entre 2 GHz et 10 GHz

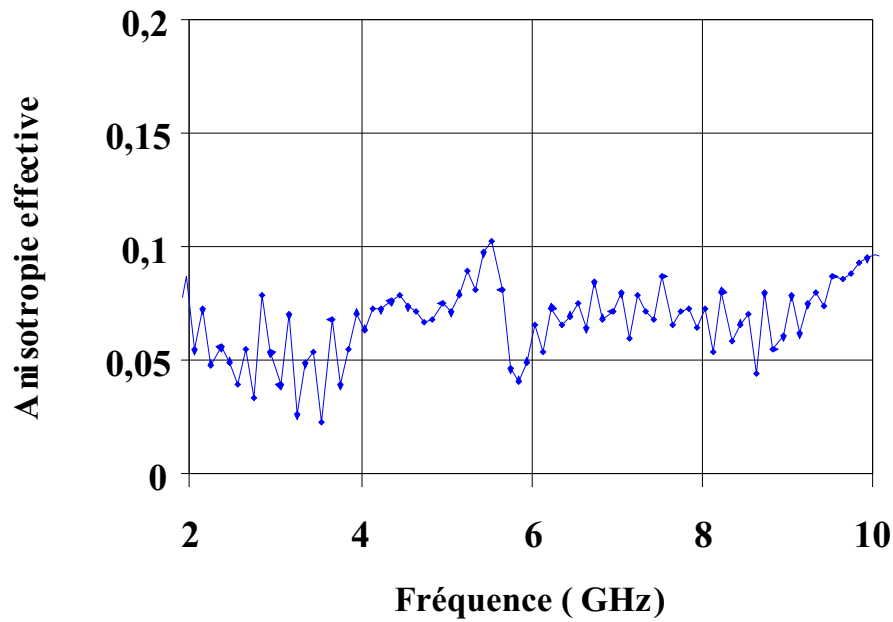


FIG. 2.9 – Anisotropie effective réelle du mélange E3 entre 2 GHz et 10 GHz

Nous observons une permittivité effective réelle moyenne de 2,8 et une anisotropie diélectrique effective de l'ordre de +0,085 dans la gamme 4 - 10GHz. L'anisotropie diélectrique réelle à 10GHz déduite de ces résultats est de +0,178.

Les mesures obtenues sur ces structures ligne plaquée en circuit-ouvert semblent intéressantes pour estimer les potentialités micro-ondes d'un cristal liquide en terme d'agilité en fréquence. Leurs précisions restent néanmoins insuffisantes pour comparer des cristaux liquides de structures moléculaires différentes. Afin d'atteindre ce but, nous avons orienté notre travail vers les techniques de caractérisation en réflexion-transmission.

2.1.3 Cellule en Réflexion-Transmission

2.1.3.1 Procédure expérimentale

Les permittivités relatives effectives sont obtenues par des techniques de dépouillement classiques basées sur la méthode de Nicolson, Ross et Weir (NRW) [9][10]. Nous rappelons brièvement ces méthodes.

Après la mesure des paramètres de la matrice de répartition S définie dans les plans d'entrées de la cellule, nous calculons le coefficient de réflexion Γ (première réflexion) et le coefficient de transmission T donnés par les relations suivantes :

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (2.2)$$

$$\text{avec } |\Gamma| \leq 1 \quad \text{et} \quad K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \quad (2.3)$$

La perméabilité et la permittivité effectives complexes sont ensuite calculées par les relations 2.4 et 2.5 :

$$\mu_{eff}^* = j \frac{c}{2\pi f L} \ln(T) \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right) \quad (2.4)$$

$$\epsilon_{eff}^* = - \left(\frac{c \cdot \ln(T)}{2\pi f L} \right)^2 \cdot \frac{1}{\mu_{eff}^*} \quad (2.5)$$

Cette méthode a l'inconvénient de présenter des pics d'imprécisions pour les matériaux faibles pertes aux fréquences où la longueur de l'échantillon est un multiple de la demi-longueur d'onde guidée. Afin de nous affranchir des pics d'imprécisions inhérents à cette méthode, nous utilisons une formulation différente appliquée aux matériaux diélectriques ($\mu_{eff}^* = 1$) et développée par A.-H. Boughriet [11]. La permittivité effective est alors obtenue par la formule suivante :

$$\epsilon_{eff}^* = - \left(\frac{c \cdot \ln(T)}{2\pi f L} \right)^2 \quad (2.6)$$

2.1.3.2 Cellule de mesure

Nous aurions pu développer une cellule de mesure en réflexion-transmission couplée au dispositif de mesure sous pointes Anritsu 3680K. Néanmoins, les di-

mensions de ce dispositif sont trop importantes pour prévoir son insertion dans l'entrefer d'un électro-aimant. Aussi, nous avons choisi de mettre au point une cellule de mesure de dimensions réduites pour permettre des mesures en réflexion-transmission dans la gamme de fréquence 2-18 GHz à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel HP85107. Une vue schématique de cette cellule est donnée figure 2.10. La longueur de la cellule est ajustable et permet le calibrage préalable de l'analyseur par la procédure Thru - Reflect - Line à l'aide du kit de calibrage microruban ANRITSU 36804B-15M. Après calibrage, les plans de référence se situent à une distance de 5mm des connecteurs et au centre de la ligne de longueur 1 cm faisant partie du kit de calibrage.

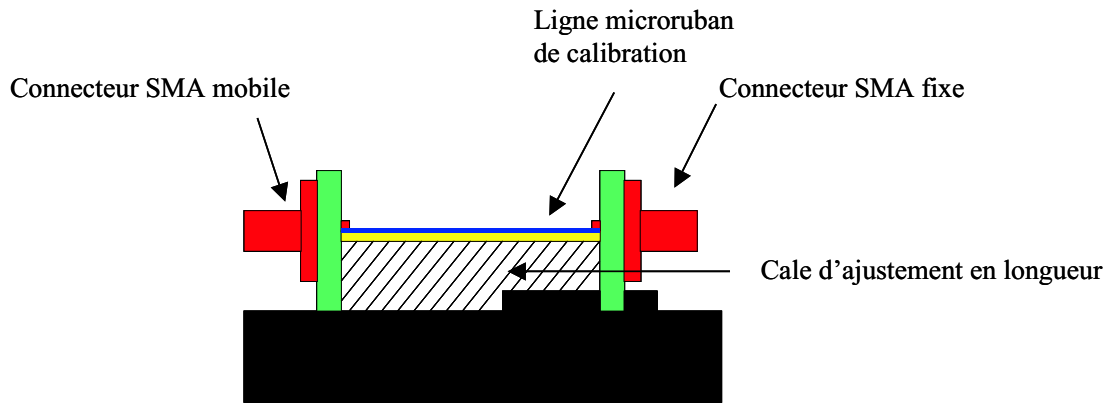


FIG. 2.10 – Cellule de mesure lors de la procédure de calibrage

Nous avons obtenu des résultats satisfaisants et reproductibles uniquement dans la bande 8-10GHz. Nous pensons que cela est dû à la présence d'un effet capacitif des contacts en basses fréquences et à une mauvaise définition de la masse sur le connecteur mobile en hautes fréquences.

Les mesures sont ensuite effectuées dans la configuration de la figure 2.10. Une ligne microruban d'alumine de longueur 17mm et possédant les mêmes caractéristiques que les lignes du kit de calibrage est utilisée. Un plan de masse supérieur de 7mm de longueur, relié électriquement à la masse de la cellule, est placé à $100 \mu\text{m}$ au-dessus de la ligne microruban et au centre de la ligne (figure 2.11).

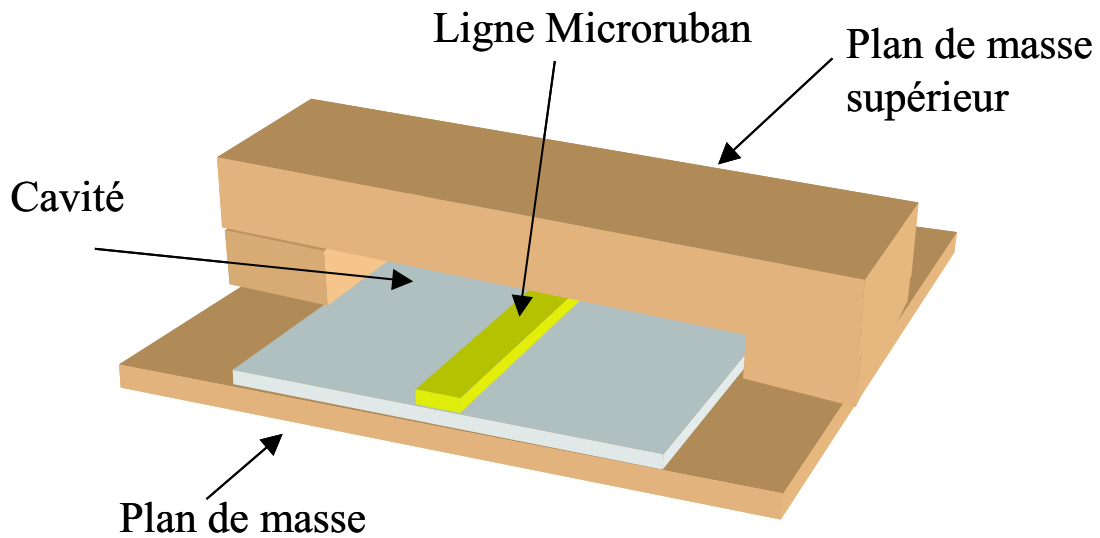


FIG. 2.11 – Configuration de la cellule de mesure réflexion-transmission

La cavité ainsi réalisée permet l'introduction par capillarité du cristal liquide à caractériser. Dans cette partie, nous avons une configuration proche d'une structure triplaque. Les différentes longueurs (ligne de 17mm et plan de masse supérieur de 7mm) ont été choisies pour faire coïncider les plans de référence du calibrage avec les plans d'entrées de la cavité. Aucun décalage électrique n'est donc nécessaire.

Nous présentons les résultats des permittivités $\epsilon'_{ref\parallel}$ et $\epsilon'_{ref\perp}$ de l'ensemble cellule de mesure et cristal liquide nématique commercial de référence K15 Merck (Figure 2.12).

Chapitre 2 : Caractérisation diélectrique micro-ondes de cristaux liquides en structures lignes plaquées

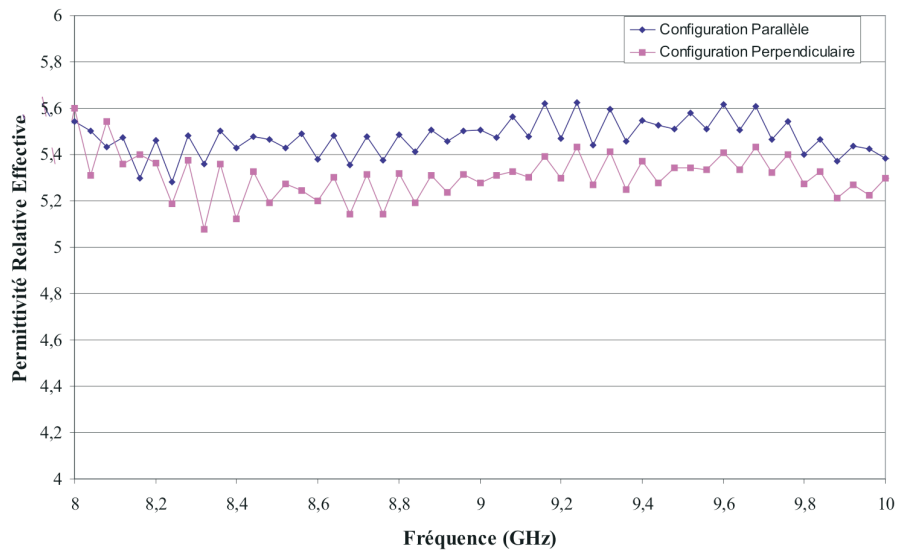


FIG. 2.12 – Permittivités réelles effectives de la cellule remplie de K15 dans les deux orientations dans la gamme 8 - 10 GHz

Lorsque le cristal liquide est dans une orientation parallèle, une permittivité effective réelle moyenne de 5,5 est obtenue dans la gamme 8-10 GHz. Dans le cas de l'orientation perpendiculaire, la permittivité de l'ensemble est moindre et tend vers une valeur de 5,3. L'anisotropie diélectrique effective moyenne calculée est de +0,2. Son évolution est constante sur la plage de fréquence considérée (Figure 2.13).

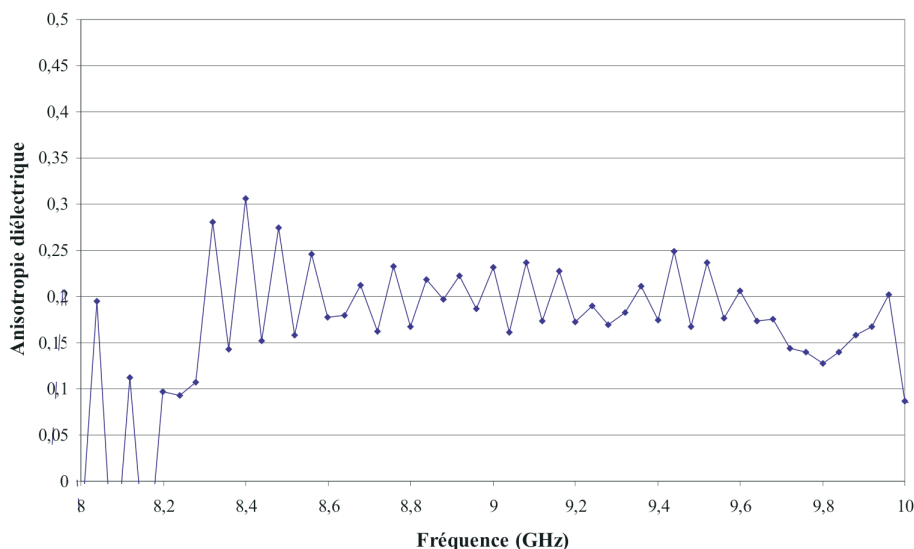


FIG. 2.13 – Anisotropie diélectrique réelle de la cellule remplie de K15 dans la gamme 8 - 10 GHz

Le traitement de ce résultat par l'outil de simulation électromagnétique donne une anisotropie diélectrique relative de +0,27. Ce matériau présenterait une anisotropie micro-onde plus importante que celle du cristal liquide nématique commercial E3.

Les problèmes rencontrés avec les cellules de mesures précédentes sont en partie liés à la difficulté de calibrer précisément la mesure dans les plans d'entrée de la cellule. Il est également intéressant de limiter les "démontages-remontages" des cellules de mesures. Aussi, nous avons eu l'idée de développer des méthodes d'extraction des propriétés diélectriques de matériaux ne nécessitant pas de calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel.

2.2 Méthode d'extraction des paramètres diélectriques sans calibrage de l'analyseur

Cette méthode de caractérisation découle directement des techniques de calibrage de type TRL (Thru-Reflect-Line) ou LRL (Line-Reflect-Line) des analyseurs de réseaux vectoriels [12][13][14]. De ce fait, elle a été essentiellement appliquée à

l'étude de substrats solides de lignes de propagation. Nous l'appliquons à la caractérisation micro-ondes de liquides et de cristaux liquides. Il s'agit d'une méthode de caractérisation large bande en réflexion-transmission permettant la détermination de la constante de propagation. L'originalité de cette méthode est qu'aucun calibrage préalable de l'analyseur de réseaux vectoriel n'est nécessaire. Nous l'appellerons "méthode ΔL " et en rappelons le principe appliqué aux structures lignes plaquées [15]. Ceci facilitera la présentation de nouvelles méthodes développées au chapitre III.

2.2.1 Principe de la méthode de caractérisation ΔL

Pour pouvoir déterminer la constante de propagation d'un support de propagation, la méthode ΔL nécessite la mesure sans calibrage préalable de l'analyseur de réseaux vectoriel de deux lignes de transmission de longueurs différentes L_1 et L_2 . $\Delta L = L_2 - L_1$ représente l'écart de longueur des deux lignes. La mesure sans calibrage des lignes de longueur L_1 et L_2 nous donne respectivement les matrices de répartition S_1 et S_2 :

$$S_i = \begin{pmatrix} S_{11_i} & S_{12_i} \\ S_{21_i} & S_{22_i} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

avec $i=1,2$.

A partir de ces deux matrices, nous calculons les matrices de transmission T_1 et T_2 selon la relation :

$$T_i = \frac{1}{S_{21_i}} \begin{pmatrix} S_{12_i}S_{21_i} - S_{11_i}S_{22_i} & S_{11_i} \\ -S_{22_i} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Les matrices de transmissions T_i peuvent être développées sous la forme d'un produit de matrices :

$$T_1 = e_1 T_{L_1} e_2 \quad (2.9)$$

$$T_2 = e_1 T_{L_2} e_2 \quad (2.10)$$

où e_1 et e_2 sont les matrices erreurs représentant les imperfections de l'ana-

lyseur de réseaux vectoriel, les effets des câbles et de la connexion aux lignes de transmission [12][13][14]. Les relations 2.9 et 2.10 supposent un modèle à 8 termes d'erreurs. Ceci implique de ne pas prendre en compte les termes de couplage direct et inverse ($C_d = C_i = 0$) et d'égaliser la désadaptation de charge directe (ou inverse) avec la désadaptation de source inverse (ou directe) ($De_{cd} = De_{si}$ et $De_{ci} = De_{sd}$) [16]. La méthode ΔL impose également des matrices erreurs e_1 et e_2 invariantes pour les deux mesures. La connaissance de ces matrices n'est pas nécessaire dans la méthode. T_{L_i} symbolisent les matrices de transmission des lignes de transmission et peuvent être mises sous la forme :

$$T_{L_i} = \begin{pmatrix} e^{-\gamma L_i} & 0 \\ 0 & e^{\gamma L_i} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

où γ est la constante de propagation identique pour les deux lignes.

En effectuant une combinaison mathématique des matrices transmission T_1 et T_2 mesurées nous obtenons :

$$T_2 T_1^{-1} = e_1 T_{L_2} T_{L_1}^{-1} e_1^{-1} \quad (2.12)$$

Ce résultat montre que les matrices $T_2 T_1^{-1}$ et $T_{L_2} T_{L_1}^{-1}$ sont semblables. Leurs valeurs propres sont donc identiques. Les valeurs propres ($\lambda_{T_1}, \lambda_{T_2}$) du produit $T_2 T_1^{-1}$ sont égales aux valeurs propres ($\lambda_{TL_1}, \lambda_{TL_2}$) du produit $T_{L_2} T_{L_1}^{-1}$:

$$\lambda_{T_1}, \lambda_{T_2} = \frac{T_{11}^\dagger + T_{22}^\dagger \pm \sqrt{(T_{11}^\dagger - T_{22}^\dagger)^2 + 4T_{12}^\dagger T_{21}^\dagger}}{2} \quad (2.13)$$

où T^\dagger représente la matrice $T_2 T_1^{-1}$. Ces valeurs propres sont calculées directement à partir des mesures.

Les valeurs propres de la matrice $T_{L_2} T_{L_1}^{-1}$ sont données par la relation 2.11 :

$$\lambda_{TL_1}, \lambda_{TL_2} = e^{\pm\gamma(L_2 - L_1)} \quad (2.14)$$

Pour éviter d'intervertir λ_{T_1} et λ_{T_2} par rapport à λ_{TL_1} et λ_{TL_2} et améliorer la précision sur la constante de propagation γ , nous introduisons la valeur moyenne

des deux valeurs propres λ_{T_1} et λ_{T_2} :

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\lambda_{T_1} + \frac{1}{\lambda_{T_2}} \right) \quad (2.15)$$

La constante de propagation γ est obtenue à partir des équations 2.13, 2.14 et en égalant les valeurs propres (relation 2.15) :

$$\gamma = \frac{\ln(\lambda)}{L_2 - L_1} = \frac{\ln(\lambda)}{\Delta L} \quad (2.16)$$

L'expression de la constante de propagation est la suivante :

$$\gamma = j \frac{2\pi}{c} F \sqrt{\epsilon_{ref}^* \mu_{ref}^*} \quad (2.17)$$

Nous nous plaçons dans le cas d'un matériau diélectrique ($\mu^* = 1$), la permittivité effective mesurée est donnée par l'équation :

$$\epsilon_{ref}^* = - \left(\frac{c}{2\pi F} \gamma \right)^2 \quad (2.18)$$

La méthode ΔL s'applique également lorsque $L_1 = 0$. Dans ce cas l'équation 2.16 est utilisée avec $\Delta L = L_2$. La mesure de la ligne L_1 correspond à une mesure de type "Thru". La méthode s'apparente alors à la méthode de calibrage TRL.

2.2.2 Vérification expérimentale

Afin de vérifier expérimentalement cette méthode, nous avons effectué des mesures tout d'abord en utilisant des lignes microrubans à substrat d'alumine de 10mm et 17mm de longueur. Il s'agit des lignes de calibrage du kit d'étalonnage microruban ANRITSU de référence 36804B-15M. Les caractéristiques des lignes données par le constructeur sont les suivantes :

- Largeur de ruban : $380\mu\text{m}$
- Epaisseur du substrat : $381\mu\text{m}$
- Permittivité de l'alumine : 9,98
- Permittivité effective : 6,72 (la fréquence de mesure n'est pas indiquée)

Les lignes sont connectées au système de mesure à l'aide du dispositif de mesure sous pointes Anritsu 3680K ce qui nous permet d'obtenir des contacts reproductibles entre les différents montages-démontages. L'analyseur de réseaux n'est pas

calibré (configuration des mesures en "Correction OFF") et un moyennage de 200 mesures est réalisé à chaque point de fréquence. Nous présentons figure 2.14, la permittivité complexe entre 2 et 40 GHz calculée par la méthode ΔL à partir des mesures. La permittivité effective réelle mesurée augmente avec la fréquence ($\epsilon'_{reff}=6,7$ à 2 GHz et $\epsilon'_{reff}=7,65$ à 40 GHz). Ces résultats s'expliquent par l'effet dispersif de la ligne microruban. Les pertes restent faibles dans toute la gamme de fréquence ($\epsilon''_{reff}<0,1$). Afin de vérifier ces résultats, nous proposons de comparer la permittivité effective réelle mesurée avec celle donnée par un modèle analytique.

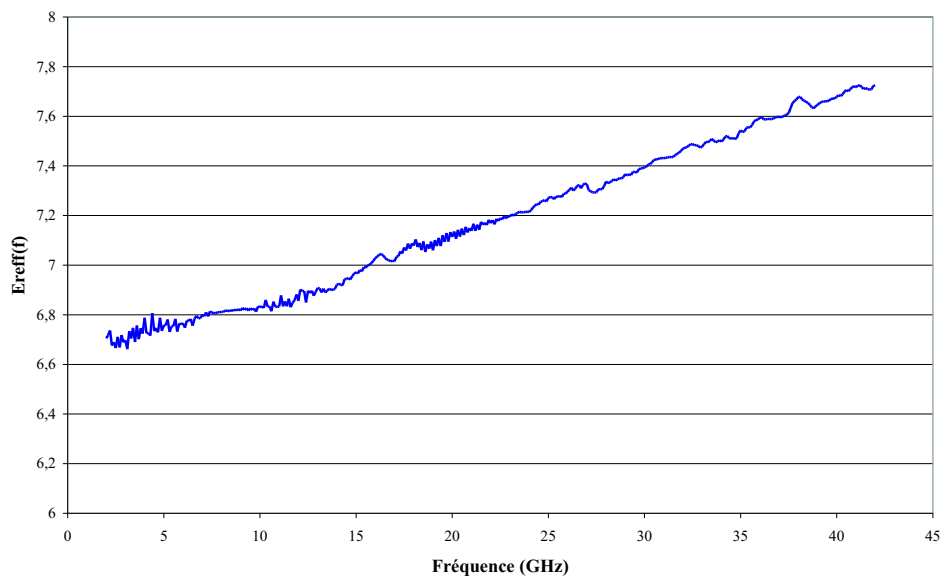


FIG. 2.14 – Permittivité effective réelle d'une ligne microruban de $380\mu\text{m}$ de large déposée sur un substrat d'alumine de $381\mu\text{m}$ d'épaisseur

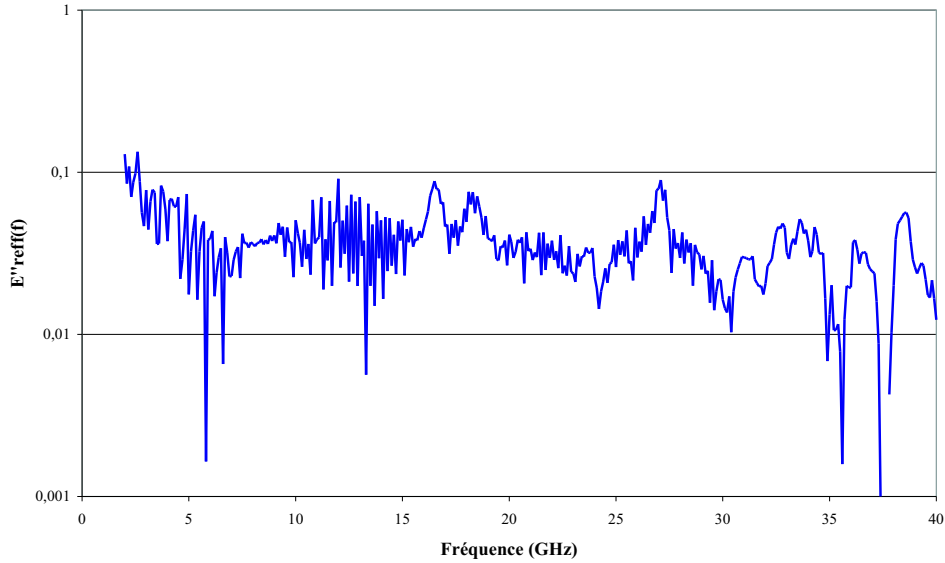


FIG. 2.15 – Permittivité effective imaginaire d’une ligne microruban de $380\mu\text{m}$ de large déposée sur un substrat d’alumine de $381\mu\text{m}$ d’épaisseur

2.2.3 Modèle analytique de dispersion dans une ligne microruban

Nous avons utilisé un modèle analytique relativement connu qui est la synthèse de deux formulations empiriques [17][18] :

2.2.3.1 Modèle analytique basse fréquence

La formulation donnée par E. Hammerstad et O. Jensen [17] est indépendante de la fréquence mais nous donne la permittivité relative effective de la ligne microruban avec une précision de 2% aux basses fréquences (quelques GHz) quand $\epsilon_r \leq 128$.

Dans la formulation, le rapport d’aspect u est défini comme la largeur physique du ruban w normalisée par rapport à l’épaisseur du substrat h :

$$u = \frac{w}{h} \quad (2.19)$$

La connaissance des caractéristiques géométriques et physiques de la ligne microruban est donc nécessaire. La permittivité relative effective de la ligne micro-

ruban est donnée par :

$$\epsilon_{reff}(0) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u}\right)^{-a(u)b(\epsilon_r)} \quad (2.20)$$

avec :

$$a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \frac{u^4 + \left(\frac{u}{52}\right)^2}{u^4 + 0,432} + \frac{1}{18,7} \ln \left[1 + \left(\frac{u}{18,1}\right)^3\right]$$

$$b(\epsilon_r) = 0,564 \left(\frac{\epsilon_r - 0,9}{\epsilon_r + 3}\right)^{0,053}$$

Dans cette formulation simplifiée, l'épaisseur métallique du ruban t_s dans les équations précédentes n'est pas prise en compte. Si nous désirons améliorer l'estimation en prenant en compte ce paramètre, le rapport d'aspect u sera remplacé par u_{eff} :

$$u_{eff} = u + \frac{t_h}{2\pi} \left(1 + \frac{1}{\cosh \sqrt{\epsilon_r - 1}}\right) \ln \left(1 + \frac{4e}{t_h} \tanh^2 \sqrt{6,517u}\right) \quad (2.21)$$

avec :

$$t_h = \frac{t_s}{h} \quad (2.22)$$

Nous trouvons une permittivité relative effective de 6,7, valeur proche de celle donnée par le constructeur. La variation de cette permittivité effective en fonction de la fréquence est obtenue à l'aide d'un second modèle empirique.

2.2.3.2 Modèle de dispersion

La propagation dans les lignes microrubans est souvent considérée comme quasi-TEM mais l'impédance et la permittivité effective varient avec la fréquence. M. Kirschning et R.H Jansen [18] proposent une formulation donnant la variation de la permittivité relative effective en fonction de la fréquence pour une ligne microruban ayant un conducteur d'épaisseur nul. Les équations sont analytiques et peuvent être facilement résolues. Le modèle a une bonne précision quand $0,1 \leq u \leq 100$, $1 \leq \epsilon_r \leq 20$ et $0 \leq h/\lambda_0$.

La formule donnant la permittivité relative effective en fonction de la fréquence

pour une ligne microruban est donnée par :

$$\epsilon_{reff}(F) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{reff}(0)}{1 + P(F)} \quad (2.23)$$

où ϵ_r la permittivité du substrat, $\epsilon_{reff}(0)$ est la permittivité effective statique de la ligne obtenue par la relation 2.20 et $P(F)$ la fonction suivante :

$$P(F) = P_1 P_2 [(0,1844 + P_3 P_4) F_n]^{1,5763} \quad (2.24)$$

avec :

$$\begin{aligned} P_1 &= 0,27488 + u \left[0,6315 + \frac{0,525}{(1+0,0157F_n)^{20}} \right] - 0,065683 \cdot e^{-8,7513u} \\ P_2 &= 0,33622 (1 - e^{-0,03442\epsilon_r}) \\ P_3 &= 0,0363 \cdot e^{-4,6u} \left(1 - e^{-\left(\frac{F_n}{38,7}\right)^{4,97}} \right) \\ P_4 &= 1 + 2,751 \left(1 - e^{-\left(\frac{\epsilon_r}{15,916}\right)^8} \right) \end{aligned}$$

F_n en GHz·mm est la fréquence normalisée en prenant en compte l'épaisseur du substrat,

$$F_n = \frac{F \cdot h}{10^6} \quad (2.25)$$

Comme pour le modèle précédent, si l'épaisseur du ruban n'est pas négligeable, le rapport d'aspect u est remplacé par u_{eff} (relation 2.21) dans les équations 2.23 et 2.24.

La permittivité effective calculée par le modèle comparée à celle déduite des mesures montre un bon accord dans toute la bande de fréquence (figure 2.16). On observe un décalage des deux courbes. L'écart entre les permittivités mesuré est inférieur à 2%.

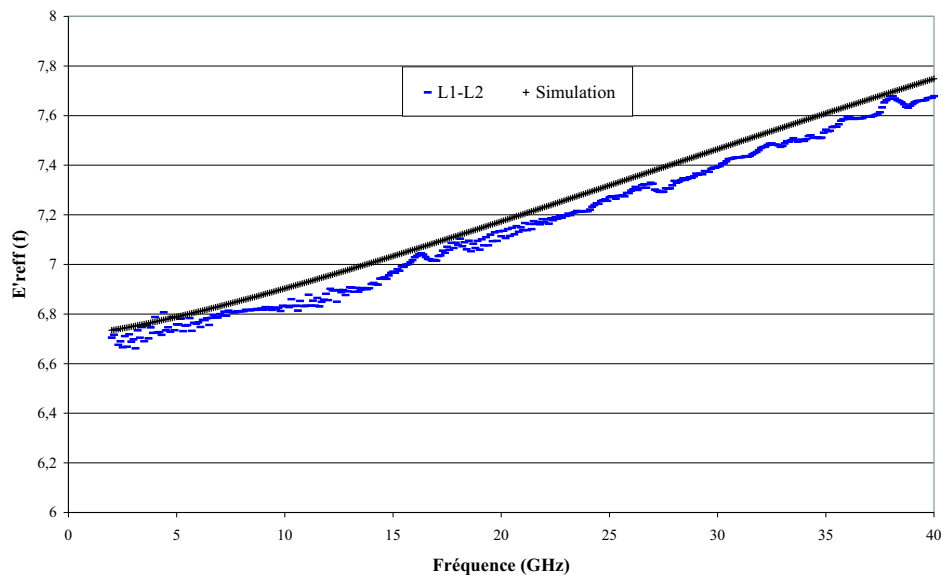


FIG. 2.16 – Comparaison de la permittivité réelle effective issue de la mesure de lignes microrubans en ΔL avec le modèle de dispersion

Notre objectif est maintenant d'appliquer la méthode ΔL à la mesure des propriétés diélectriques des cristaux liquides. Nous utilisons les supports de propagation présentés dans la partie 2.1.3 (figure 2.11) de ce chapitre.

2.2.4 Application de la méthode ΔL à la caractérisation micro-onde de cristaux liquides

Pour appliquer la méthode ΔL , nous proposons de mesurer les éléments de propagation suivants :

- la ligne de longueur 1cm du kit d'étalonnage.
- la cellule de mesure formée de la ligne de longueur 1,7cm du kit de calibrage sur laquelle est placé au centre et à $120\mu\text{m}$ de hauteur, un plan de masse de 7mm de longueur. La cavité de la cellule peut être remplie du cristal liquide (figure 2.11).

Comme précédemment, les mesures sont effectuées à l'aide du dispositif sous pointes Anritsu 3680K et de l'analyseur de réseaux vectoriel HP85107. La méthode ΔL s'applique dans ce cas en considérant $L_1 = 0$ et $L_2 = 7\text{mm}$. L'expression 2.18 pour le calcul de ϵ_{reff}^* reste valable. Les parties réelle et imaginaire de la permittivité effective complexe obtenue avec le cristal liquide K15 sans orientation privilégiée sont présentées sur les figures 2.17 et 2.18.

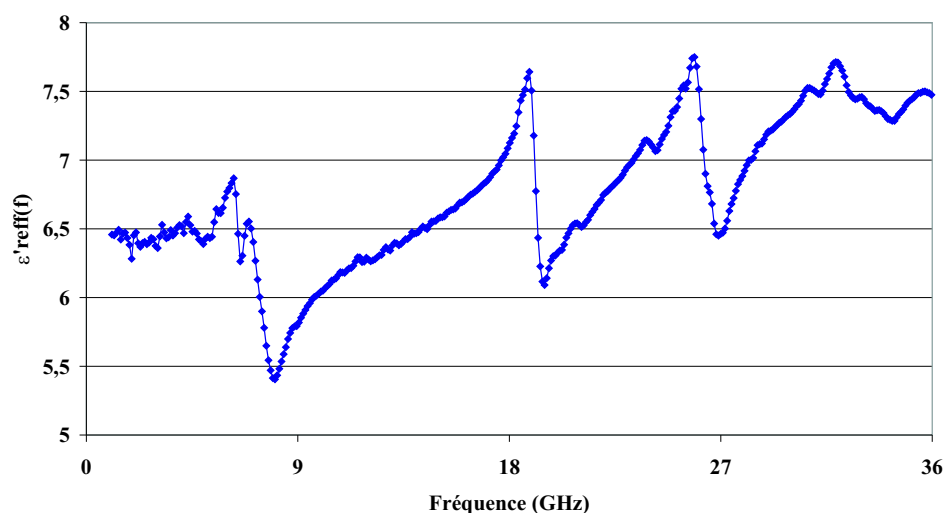


FIG. 2.17 – Permittivité réelle effective de la cellule avec le cristal liquide K15

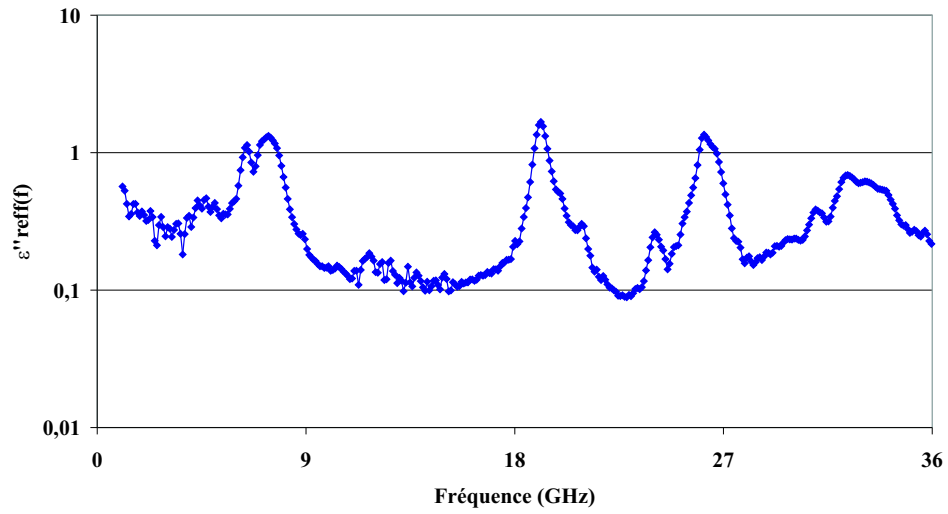


FIG. 2.18 – Permittivité imaginaire effective de la cellule avec le cristal liquide K15

Contrairement aux résultats attendus, les courbes présentent des discontinuités régulières avec l'apparition de pertes importantes (figure 2.18) pour certaines fréquences particulières. Ces discontinuités sont encore plus visibles si nous représentons $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ en fonction de la fréquence (figure 2.19). Cette grandeur traduit la conservation de l'énergie dans la structure et est égale à 1 dans un système sans pertes.

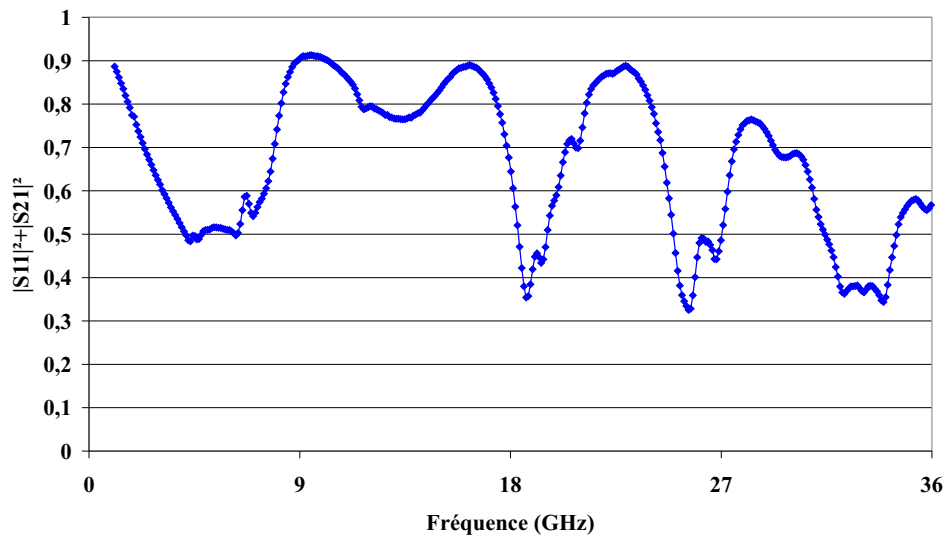


FIG. 2.19 – $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ en fonction de la fréquence

Nous pensons que la cellule se comporte comme un résonateur de longueur 7mm. Les fréquences de résonance sont telles que la longueur de la cellule est un multiple entier de la demie longueur d'onde guidée soit :

$$F = \frac{n \cdot c}{2 \cdot L \cdot \sqrt{\epsilon_{reff}}} \quad (2.26)$$

où L représente la longueur du plan de masse supérieur, c la vitesse de la lumière, ϵ_{reff} la permittivité relative effective de la ligne et n est un entier et représente le rang de la fréquence de résonance.

Les fréquences calculées (relation 2.26) sont reportées et comparées aux fréquences mesurées (figure 2.18) dans le tableau suivant :

Rang	Fréquence observée	Fréquence calculée	Ecart
1	7,38 GHz	8,74 GHz	18,4%
2	19,1 GHz	16,46 GHz	13,8%
3	26,2 GHz	23,7 GHz	9,5%
4	32,4 GHz	31,2 GHz	3,7%

Les valeurs calculées et mesurées sont suffisamment proches pour valider l'hypothèse du circuit équivalent de type résonateur. Mais cette constatation n'est

pas suffisante pour expliquer l'apparition de discontinuités dans la permittivité effective en fonction de la fréquence. En effet, la méthode ΔL devrait en principe prendre en compte ce phénomène.

A cet effet de résonance vient s'ajouter une discontinuité des lignes de champ électrique à l'interface entre la propagation de type microruban et celle de type tri-plaque. Cette discontinuité du champ se traduit par l'apparition d'un rayonnement dans toute la bande de fréquence. La structure est telle que l'on peut considérer le résonateur défini entre deux plans en circuit ouvert. Aux fréquences de résonance, le champ électrique devient important dans ces plans et ceci se traduit par une augmentation du rayonnement. La méthode ΔL traduit ces pertes par des variations brutales de la constante de propagation entraînant des discontinuités importantes dans la permittivité effective extraite des mesures.

Cette étude avait pour objectif de développer des techniques de caractérisation diélectrique micro-onde en structure lignes plaquées. Des premiers résultats ont été obtenus avec des cellules en circuit-ouvert. Par contre, notre cellule de mesure en réflexion-transmission (figure 2.11) n'apparaît pas adaptée à ce type de mesure. Ceci est attribué au rayonnement de la structure principalement aux fréquences de résonance. L'utilisation de guides d'onde comme support de propagation doit nous affranchir de ce problème. Cette nouvelle orientation entraîne des modifications et des évolutions importantes de la méthode ΔL . Nous présentons les résultats dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] **N. Martin**
Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, En cours.
- [2] **J.F. Carpentier, F. Huret, P. Pribetich & P. Kennis**
« *Comparison between a full wave spectral domain analysis and a quasi-static spatial domain analysis for high frequency interconnects cross-over in multi-layered media* »
I.E.E. Proceeding-H, Microwaves, Antennas and Propagation, pp.275-281, Juin 1995.
- [3] **F. Huret**
« *Analyses électromagnétiques des supports de propagation pour la microélectronique. Application à l'étude des circuits intégrés micro-ondes, des circuits numériques à très haute densité d'intégration et à la spectroscopie diélectrique de matériaux cristaux liquides* »
Habilitation à Diriger des Recherches, Université des Sciences et Technologies de Lille, Janvier 2000.
- [4] **S. Villers**
« *Propriétés hyperfréquences de quelques polymères électroactifs. Application à l'étude d'un absorbant microondes* »
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille, Juillet 1985.
- [5] **D. Lippens**
« *Contribution à l'étude des mécanismes d'absorption diélectrique dans quelques substances mésorphes. Mise en évidence d'associations moléculaires* »
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Juin 1978.
- [6] **J.-P. Parneix**
« *Sur l'anisotropie diélectrique complexe des nématiques en liaison avec la structure moléculaire* »

Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1982.

- [7] **J. Hinojosa Jimenez**
« *Contribution à l'élaboration d'une nouvelle méthode de caractérisation électromagnétique de matériaux à partir de lignes plaquées - Applications à l'étude de nouveaux matériaux* »
Thèse de Doctorat en Electronique, Université des Sciences et Technologies de Lille, Mai 1995.
- [8] **J. Hinojosa**
« *S-parameter broad-band measurements on microstrip and fast extraction of the substrate intrinsic properties* »
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.11, n°7, pp.305-307, Juillet 2001.
- [9] **A.M. Nicolson & G.F. Ross**
« *Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques* »
IEEE Trans. On Instrumentation and Measurement, Vol.IM-19, n°4, pp.377-382, Novembre 1970.
- [10] **W.B. Weir**
« *Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies* »
Proceeding of the IEEE, Vol.62, n°1, pp.33-36, Janvier 1974.
- [11] **A.-H. Boughriet, C. Legrand & A. Chapoton**
« *Noniterative stable transmission/reflection method for low-loss material complex permittivity determination* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.45, n°1, pp.52-57, Janvier 1997.
- [12] **G.F. Engen & C.A. Hoer**
« *Thru-Reflect-Line : An improved technique for calibrating the dual six-port automatic network analyser* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.27, n°12, pp.987-993, Décembre 1979.
- [13] **B. Schiek**
« *Developments in Automatic-Network Analyser Calibration Methods* »
Review of Radio Science 1993-1996, Editée par W. Ross Stone, Oxford Science Publications, pp.115-155.
- [14] **H.-J. Eul & B. Schiek**
« *A generalized theory and new calibration procedures for network analyser* »

- self-calibration* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.39, n°4, pp.724-731, Avril 1991.
- [15] **M.D. Janezic & J.A. Jargon**
« *Complex permittivity determination from propagation constant measurements* »
IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.9, n°2, pp.76-78, Février 1999.
- [16] **G. Dambrine**
« *Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent* »
Thèse de Doctorat en Electronique, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1989.
- [17] **E. Hammerstad & O. Jensen**
« *Accurate models for microstrip computer-aided design* »
IEEE MTT-S Symposium Digest, pp.407-409, Juin 1980.
- [18] **M. Kirschning & R.H. Jansen**
« *Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimeter-wave frequency* »
Electronics Letters, Vol.18, n°6, pp.272-273, Mars 1982.

Chapitre 3

Méthodes d'extraction des paramètres diélectriques et magnétiques en structures guides d'onde. Application aux cristaux liquides nématiques

Nous avons présenté au chapitre II une méthode de caractérisation en réflexion-transmission sans calibrage de l'analyseur. Son application à notre structure en ligne plaquée n'a pas conduit aux résultats escomptés. Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser des guides d'onde rectangulaires comme support de propagation. La première partie du chapitre concerne la validation de la méthode ΔL suivie d'une variante originale appelée méthode $\Delta\gamma$. Enfin, nous finissons ce chapitre en présentant une nouvelle technique d'extraction des paramètres diélectriques et magnétiques que nous appliquons aux cristaux liquides nématiques.

3.1 Application de la méthode ΔL aux guides d'onde rectangulaires

La technique d'extraction de la constante de propagation d'un guide d'onde rectangulaire rempli du matériau à caractériser est identique à celle présentée au paragraphe 2.2. Nous obtenons le produit de la permittivité et de la perméabilité effectives. Cette méthode ne permettant pas de séparer ces deux grandeurs physiques, les échantillons à caractériser seront considérés comme des matériaux diélectriques. La perméabilité sera donc fixée à 1. Dans ce cas, et en considérant exclusivement le mode de propagation fondamental TE_{01} dans le guide d'onde, la permittivité complexe se calcule à l'aide de la relation suivante [1] :

$$\epsilon_r^* = \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2 \right] \cdot \epsilon_{ref}^* + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2 \quad (3.1)$$

où λ_c est la longueur d'onde de coupure du guide d'onde, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide à la fréquence considérée, ϵ_{ref}^* est la permittivité complexe effective.

La cellule de mesure est un tronçon de guide d'onde rectangulaire en bande X (8-12GHz) et de longueur 1cm. Deux autres guides d'onde de 15cm de long permettent d'éloigner les transitions coaxiales-guides de la cellule. Dans cette configuration, nous pouvons considérer que seul le mode fondamental TE_{01} est excité et se propage. Deux mesures sont effectuées sans calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel. La première mesure est obtenue en reliant les guides d'onde de 15cm de longueur (mesure Thru). Pour la seconde mesure, on insère la cellule vide ou

remplie de l'échantillon à caractériser. ΔL correspond à la longueur de la cellule de mesure. Nous présentons sur les figures 3.1 et 3.2 les résultats obtenus pour la cellule vide.

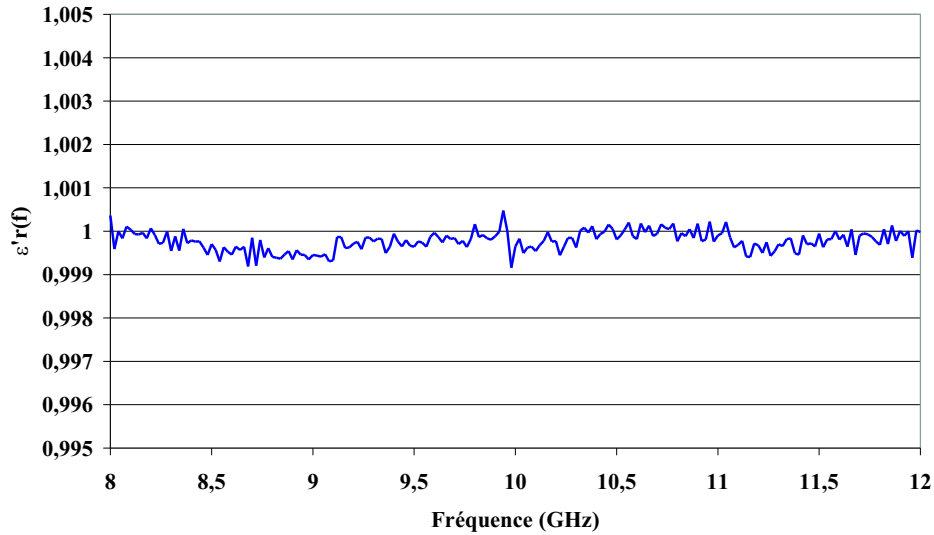


FIG. 3.1 – Permittivité réelle de l'air mesurée par la méthode ΔL

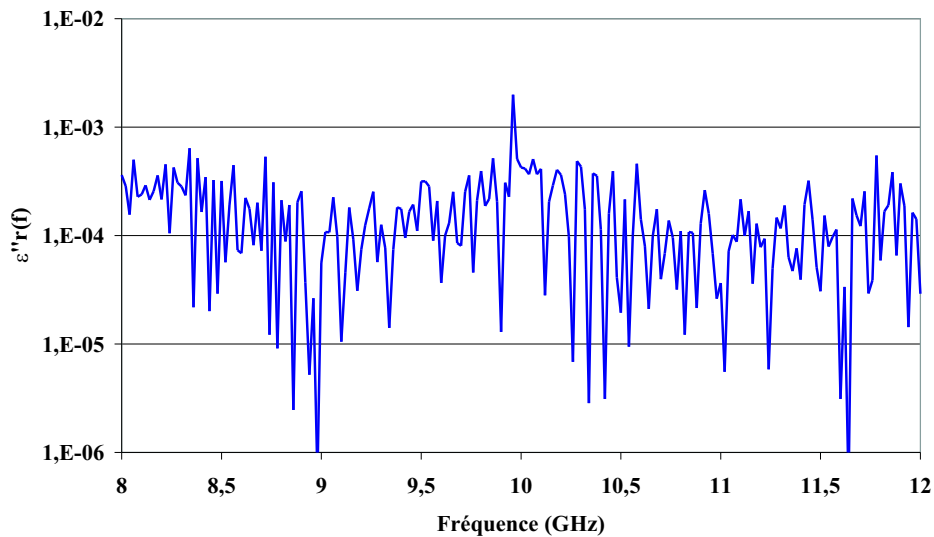


FIG. 3.2 – Permittivité imaginaire de l'air mesurée par la méthode ΔL

La permittivité relative est constante dans toute la bande et correspond bien à la mesure de l'air. D'un point de vue pertes, nous obtenons de fortes variations

autour d'une valeur moyenne proche de 10^{-4} . Cette valeur peut être considérée comme une limite basse pour la détermination des pertes par cette méthode.

Toujours pour valider la méthode, nous l'appliquons maintenant à un diélectrique régulièrement utilisé comme étalon dans la littérature. Il s'agit du polytétrafluoroéthylène plus connu sous le nom de Téflon. Ce matériau présente de faibles pertes en micro-onde et une permittivité diélectrique relative de 2,05. Un échantillon a été usiné avec précision afin qu'il puisse remplir la cellule. La présence possible de "gaps" d'air ne pourra pas être prise en compte. La partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité sont présentées sur les figures 3.3 et 3.4.

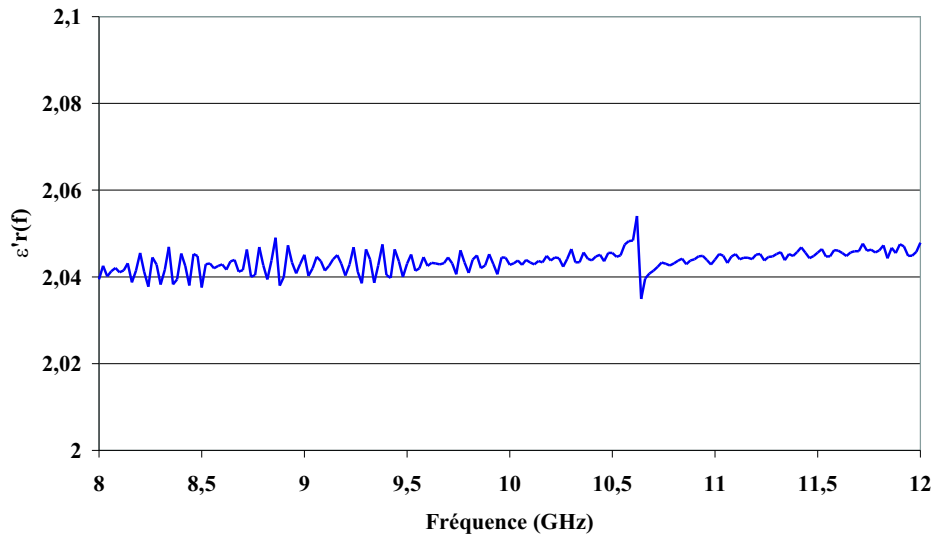


FIG. 3.3 – Permittivité réelle du Téflon mesurée par la méthode ΔL

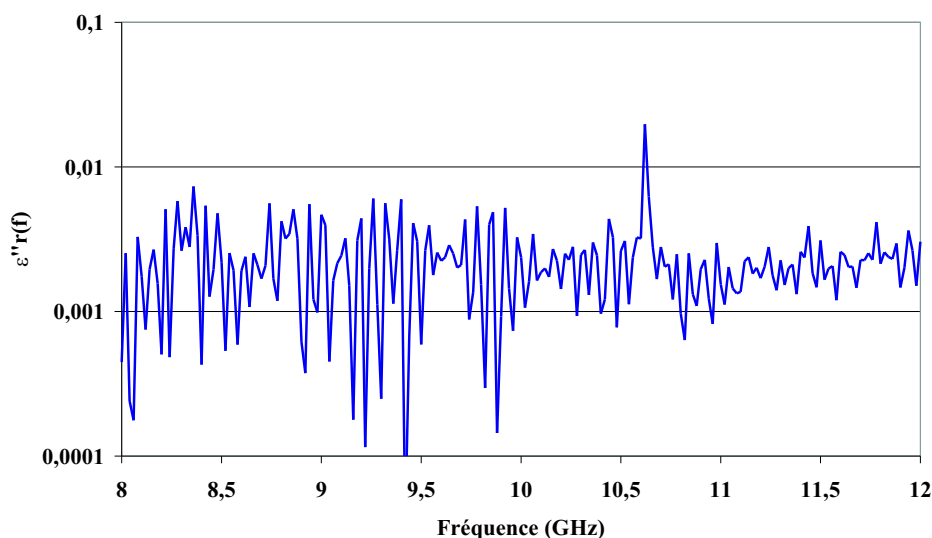


FIG. 3.4 – Permittivité imaginaire du Téflon mesurée par la méthode ΔL

La valeur moyenne de la permittivité relative est proche de 2,04 et constante dans toute la bande de fréquence. Les pertes sont faibles ($\epsilon_r'' = 2 \cdot 10^{-3}$) et nous obtenons un $\tan\delta$ de $1 \cdot 10^{-3}$.

Ces valeurs correspondent à l'ordre de grandeur cité dans la littérature [2][3]. Nous pouvons considérer à travers ces mesures que le support de propagation est bien adapté à la caractérisation de matériaux diélectriques solides par la méthode ΔL .

Nous devons envisager maintenant le cas des liquides et des cristaux liquides. Pour cela, nous avons placé deux fenêtres de chaque côté de la cellule pour la rendre étanche. Ces fenêtres faisant partie de la mesure "Thru" et de la mesure de l'échantillon, elles se trouvent englobées dans les matrices erreurs. Les fenêtres ont été réalisées en positionnant du polyéthylène à l'intérieur de brides de guide d'onde. Afin que la longueur de la cellule soit bien définie, chacune des fenêtres a été usinée par fraisage pour obtenir un bon état de surface. Un léger film de graisse à vide est appliqué au niveau des brides afin de rendre la cellule étanche.

Afin d'assurer le remplissage correct par le liquide et l'évacuation des bulles d'air, deux orifices ont été prévus dans la cellule. L'influence limitée de ces orifices a été vérifiée en comparant les résultats obtenus sur l'air avec ceux obtenus dans la première partie (figures 3.1 et 3.2). Un écart de 1% sur la permittivité réelle a

été observé.

Pour valider la cellule, nous avons choisi un liquide de référence : l'éthanol à température ambiante. Nos résultats pourront ainsi être comparés à ceux obtenus par K.A. Jose dans la même gamme de fréquence avec une technique en espace libre [4]. Ce matériau présente des pertes importantes dans la gamme de fréquence de mesure.

La permittivité réelle mesurée est comprise entre 4,8 à 8 GHz et 4,5 à 12 GHz (figure 3.5) lorsque la permittivité imaginaire décroît de 2,9 à 2,2 (figure 3.6). Les résultats obtenus sur ce liquide sont en concordance avec les résultats cités précédemment [4]. La mesure des liquides par la méthode ΔL est ainsi également validée.

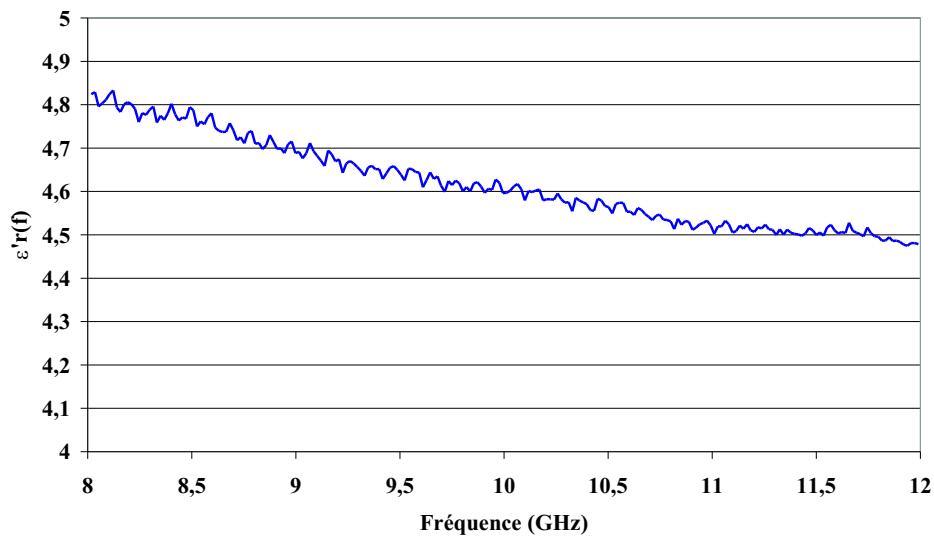


FIG. 3.5 – Permittivité réelle de l'éthanol mesurée par la méthode ΔL

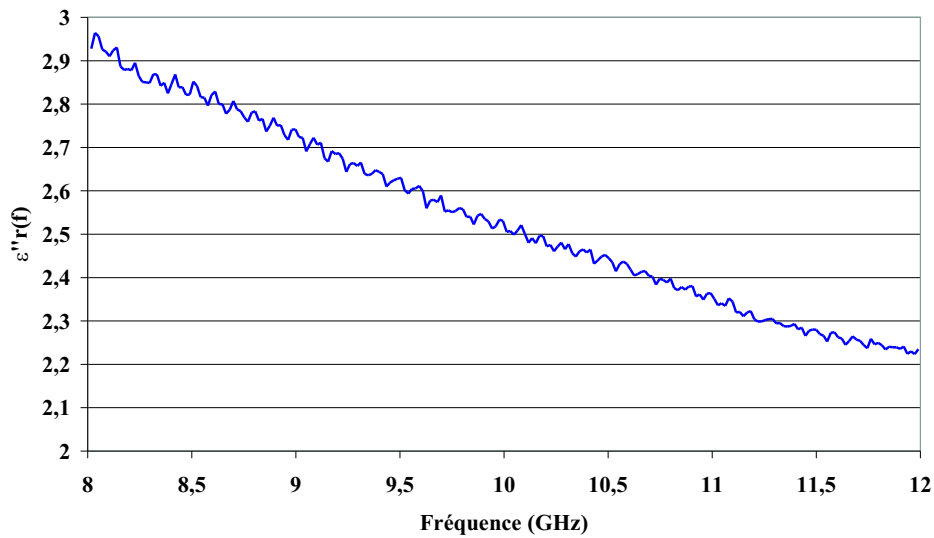


FIG. 3.6 – Permittivité imaginaire de l'éthanol mesurée par la méthode ΔL

La méthode ΔL nécessite une opération de "montage-démontage" entre les deux mesures. Ces manipulations ne sont pas favorables d'un point de vue précision.

Nous pouvons réaliser un protocole de mesure ne nécessitant aucun déplacement où la seule modification serait un changement du matériau. Cette méthode équivaut à un changement de la constante de propagation dans la cellule. Nous l'appelons méthode $\Delta\gamma$. Nous proposons d'étudier cette nouvelle méthode de caractérisation et de l'appliquer aux liquides et aux cristaux liquides.

3.2 Méthode $\Delta\gamma$

Cette méthode de caractérisation est originale et n'a pas été publiée dans la littérature. Elle permet la détermination de la permittivité complexe ϵ_r^* de matériaux diélectriques ($\mu_r^* = 1$). Comme la méthode ΔL , elle ne nécessite pas de calibrage. Nous en présentons le principe appliqué aux guides d'onde rectangulaire.

3.2.1 Principe

La méthode $\Delta\gamma$ nécessite la mesure de la cellule vide (ou remplie d'un matériau connu) et celle de la cellule remplie du matériau à caractériser. Ceci correspond bien à une modification de la constante de propagation γ entre les deux mesures. Pour les liquides et les cristaux liquides, la cellule et donc la longueur L sont inchangés. Ceci évite un "démontage-remontage". Les matrices de transmission vide et remplie sont appelées respectivement T_1 et T_2 . Les expressions 2.9 et 2.10 deviennent :

$$T_1 = e_1 T_{\gamma_1} e_2 \quad (3.2)$$

$$T_2 = e_1 T_{\Gamma} T_{\gamma_2} T_{\Gamma}^{-1} e_2 \quad (3.3)$$

Les définitions de e_1 et e_2 restent inchangées.

$$T_{\gamma_1} = \begin{pmatrix} e^{-\gamma_1 L} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_1 L} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

avec $\gamma_1 = j \frac{2\pi}{\lambda_{og}} L$.

$$T_{\gamma_2} = \begin{pmatrix} e^{-\gamma_2 L} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_2 L} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

avec $\gamma_2 = j \frac{2\pi}{\lambda_{og}} L \sqrt{\epsilon_{eff}^* \mu_{eff}^*}$.

$$T_{\Gamma} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1-\Gamma} & \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \\ \frac{\Gamma}{1-\Gamma} & \frac{1}{1-\Gamma} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

avec

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_{eff}^*}{\epsilon_{eff}^*} - 1}}{\sqrt{\frac{\mu_{eff}^*}{\epsilon_{eff}^*} + 1}} \quad (3.7)$$

La référence est le guide d'onde à vide, dans ce cas nous n'avons pas de rupture d'impédance à prendre en compte lors de la première mesure.

Nous effectuons la même combinaison mathématique que lors de la méthode ΔL :

$$T_2 T_1^{-1} = e_1 T_\Gamma T_{\gamma_2} T_\Gamma^{-1} T_{\gamma_1}^{-1} e_1^{-1} \quad (3.8)$$

Les matrices $T_2 T_1^{-1}$ et $T_\Gamma T_{\gamma_2} T_\Gamma^{-1} T_{\gamma_1}^{-1}$ sont semblables et ont donc les mêmes valeurs propres. Nous déduisons de la mesure les valeurs propres du produit $T_2 T_1^{-1}$. Par résolution numérique à l'aide du solveur mathématique du logiciel MATHCAD 2000, nous cherchons l'égalisation de la moyenne des valeurs propres de ces deux produits avec comme inconnue la permittivité complexe du matériau. Pour cela, nous utilisons également les équations 3.4 à 3.7.

Nous validons préalablement cette méthode à travers des simulations électromagnétiques de notre dispositif en guide d'onde rectangulaire.

3.2.2 Validation à l'aide de simulations électromagnétiques

Le logiciel HFSS (société ANSOFT) a été utilisé pour effectuer les simulations. Il s'agit d'un simulateur 3D basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet d'analyser une structure dessinée préalablement. L'étude de la structure n'est pas effectuée dans un plan de section de droite comme les logiciels 2D, mais en 3 dimensions (3D). Cet examen 3D permet de tenir compte des discontinuités de la cellule et d'en calculer le champ électromagnétique en tout point. Ainsi, il détermine les grandeurs de réflexion et de transmission du support de propagation et nous donne les paramètres de la matrice de répartition S .

3.2.2.1 Paramètres de simulation

Afin d'obtenir un maximum de précision avec un temps de calcul raisonnable, nous avons pris les paramètres de simulation suivants :

- Fréquence d'optimisation : 20 GHz

- Maillage adaptatif avec un maximum de 6 passes
- Raffinement des tétraèdres : 20%
- ΔS maximum : $2 \cdot 10^{-3}$
- Précision sur les champs : 0,0001

Nous avons dessiné une structure en guide d'onde dans la bande X. Les matrices erreurs seront simulées par des accès de 2 cm de long remplis d'air. Le matériau a les caractéristiques suivantes :

- $\epsilon'_r = 2,9$ et $\tan\delta_\epsilon = 1 \cdot 10^{-3}$
- $\mu'_r = 1$ et $\tan\delta_\mu = 0$

Nous présentons figures 3.7 et 3.8 les résultats obtenus en traitant les paramètres S issus de ces simulations par la méthode $\Delta\gamma$.

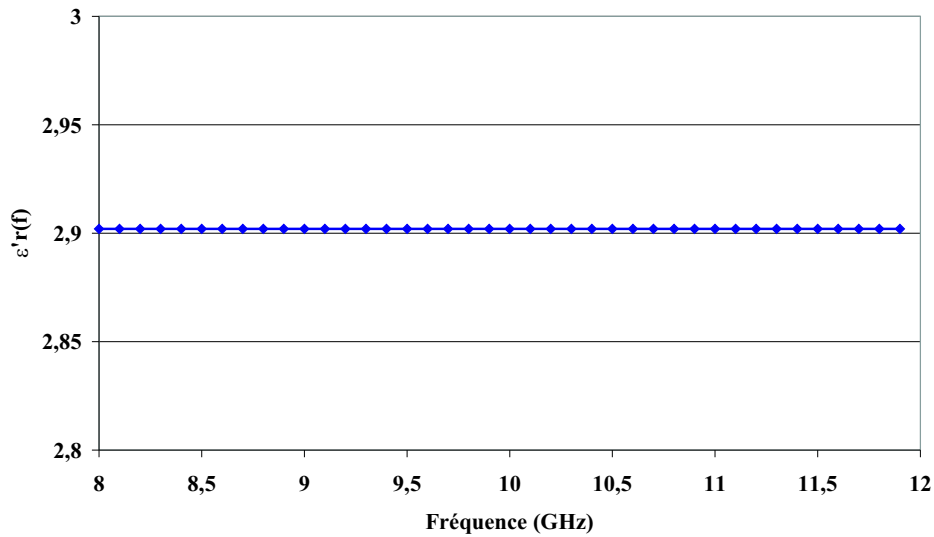


FIG. 3.7 – Permittivité réelle d'un matériau avec $\epsilon_r = 2,9$ $\tan\delta = 10^{-3}$ simulée par la méthode $\Delta\gamma$

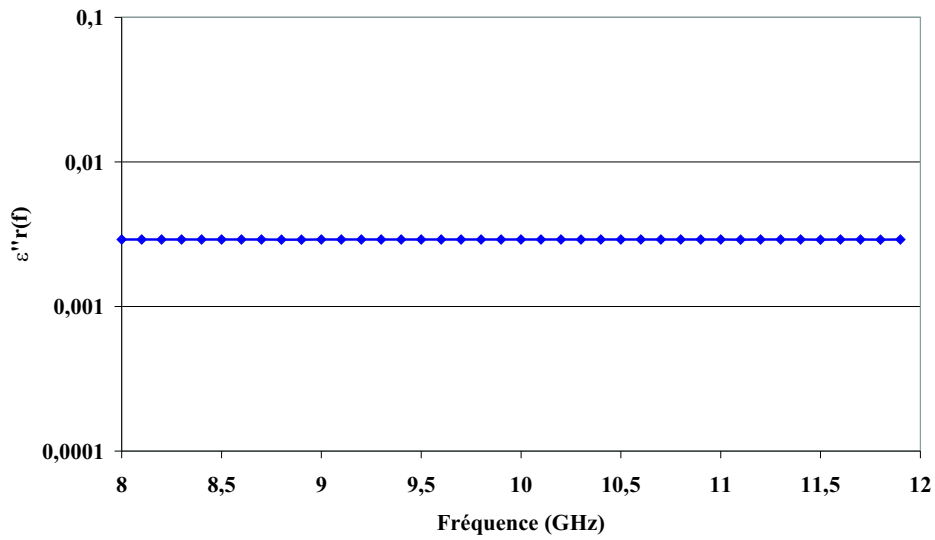


FIG. 3.8 – Permittivité imaginaire d'un matériau avec $\epsilon_r = 2,9$ $\tan\delta = 10^{-3}$ simulée par la méthode $\Delta\gamma$

La partie réelle et imaginaire de la permittivité extraite de la méthode $\Delta\gamma$ coïncident avec les paramètres entrés dans HFSS-Ansoft.

Dans un deuxième temps, nous avons simulé une structure avec des fenêtres dans les lignes d'accès. Les fenêtres ont une longueur de 1 cm et sont remplies d'un diélectrique sans pertes avec une permittivité de 2. Nous avons repris les mêmes paramètres pour le matériau à caractériser.

Les résultats sont présentés figures 3.9 et 3.10.

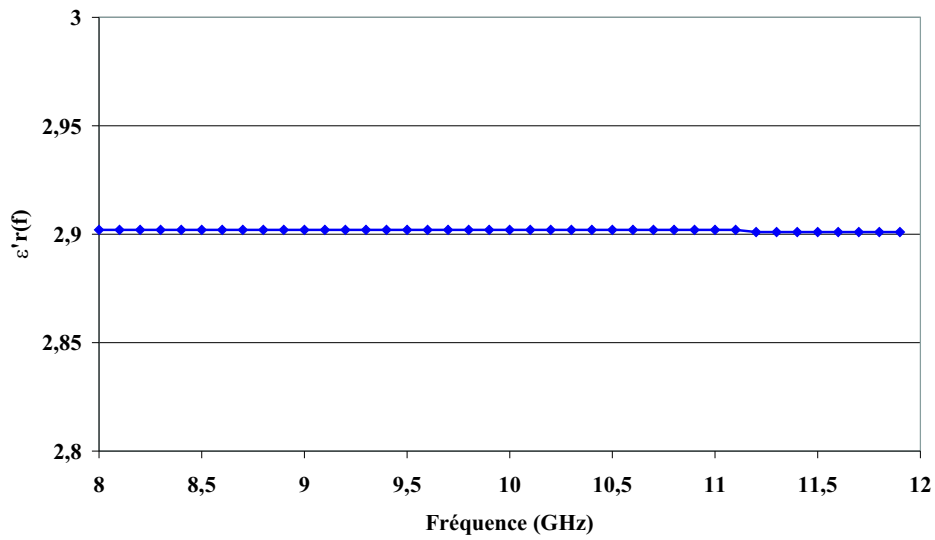


FIG. 3.9 – Permittivité réelle d'un matériau avec $\epsilon_r = 2,9$ $\tan\delta = 10^{-3}$ simulée par la méthode $\Delta\gamma$

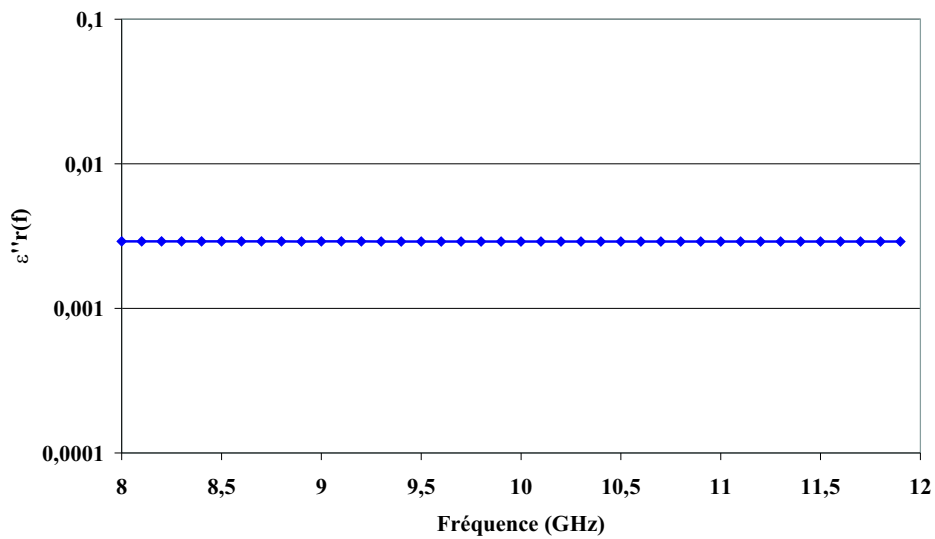


FIG. 3.10 – Permittivité imaginaire d'un matériau avec $\epsilon_r = 2,9$ $\tan\delta = 10^{-3}$ simulée par la méthode $\Delta\gamma$

Les résultats sont comparables à ceux obtenus sans la présence des fenêtres et sont en concordance avec les valeurs attendues ($\epsilon'_r=2,9$ et $\tan\delta = 10^{-3}$). Notre méthodologie est donc vérifiée par cette simulation.

3.2.2.2 Validation expérimentale

Nous présentons figures 3.11 et 3.12 la permittivité complexe de l'éthanol par la méthode $\Delta\gamma$ en utilisant le même banc de mesure qu'au paragraphe 3.1. Nous comparons ces résultats avec ceux obtenus par la méthode ΔL en calculant le pourcentage de variation entre les deux méthodes (figure 3.13).

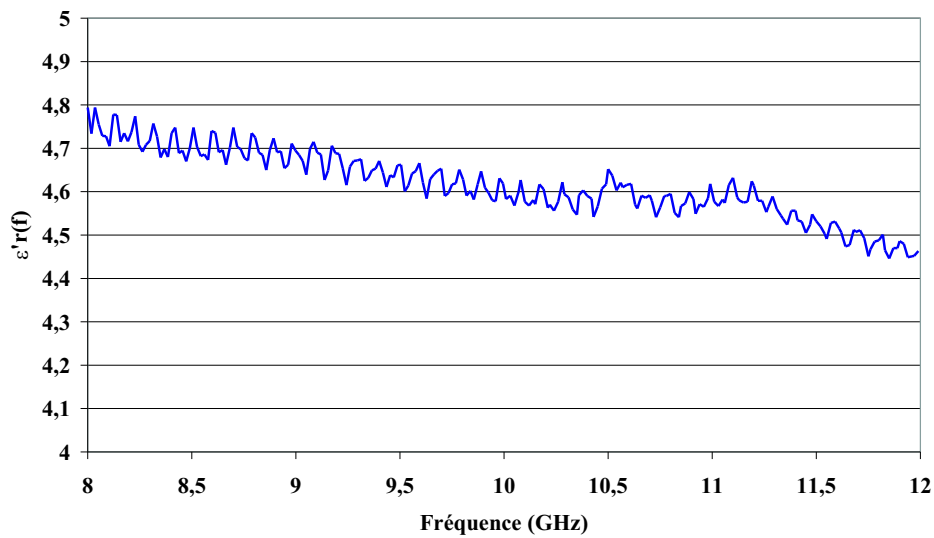


FIG. 3.11 – Permittivité réelle de l'éthanol mesurée par la méthode $\Delta\gamma$

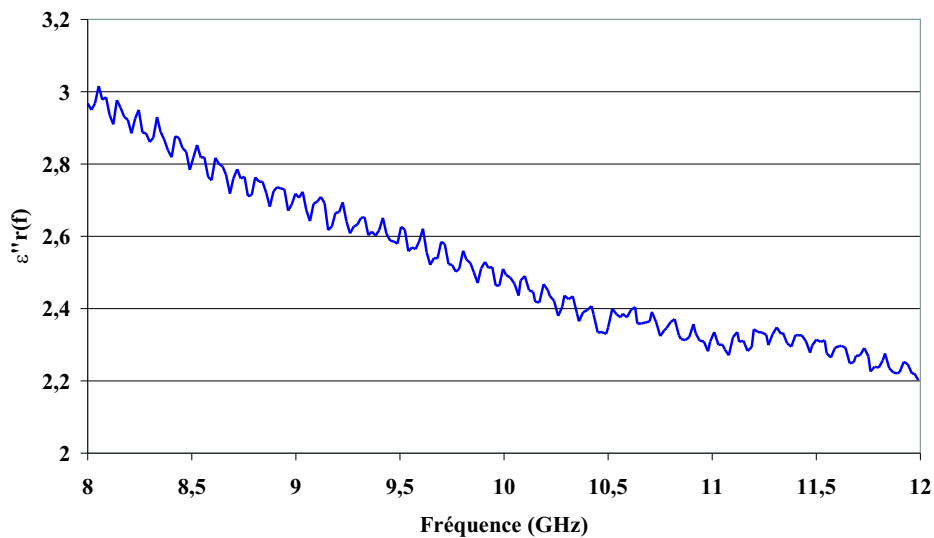


FIG. 3.12 – Permittivité imaginaire de l'éthanol mesurée par la méthode $\Delta\gamma$

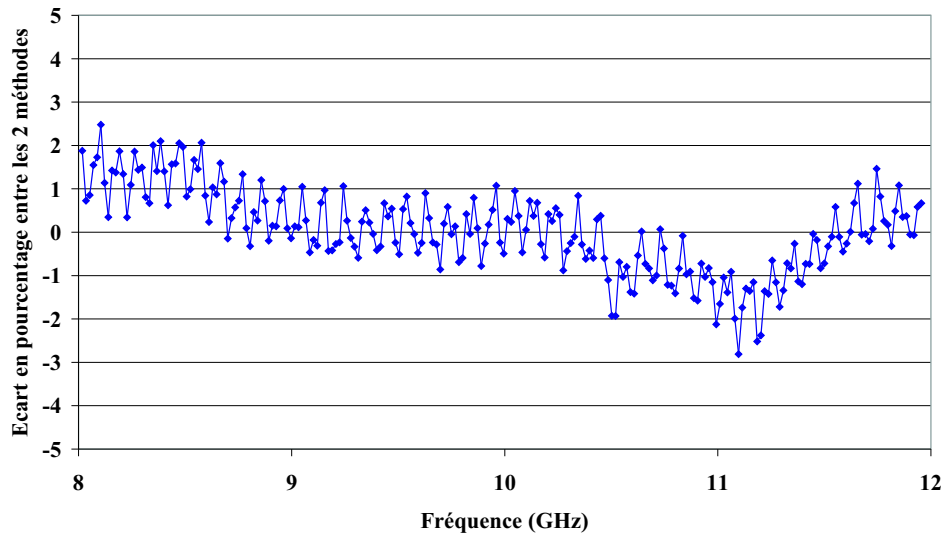


FIG. 3.13 – Pourcentage de variation entre les méthodes $\Delta\gamma$ et ΔL sur la permittivité réelle de l'éthanol

Nous notons une différence peu significative de 2%. A la vue des résultats, la méthode $\Delta\gamma$ à une précision équivalente à la méthode ΔL .

En résumé, dans le cas d'un matériau diélectrique, les méthodes ΔL et $\Delta\gamma$ permettent d'extraire la permittivité relative du matériau. Ce paramètre est obtenu à travers la constante de propagation dans la méthode ΔL , celle-ci étant indépendante des ruptures d'impédance. Dans le cas de la méthode $\Delta\gamma$, il est nécessaire de résoudre un système d'équation représentant le dispositif dans sa globalité. Les ruptures d'impédance doivent alors être prises en compte. L'utilisation conjointe de ces deux méthodes peut nous permettre d'extraire les constantes diélectrique et magnétique d'un matériau. Cette méthode a été appelée méthode $\Delta L\Delta\gamma$.

3.3 Méthode $\Delta L \Delta \gamma$

3.3.1 Principe

Cette méthode est la combinaison des deux méthodes ΔL et $\Delta \gamma$ décrites précédemment. Elle comporte trois mesures sans calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriels :

- la mesure sans cellule (Thru)
- la mesure de la cellule vide
- la mesure de la cellule remplie de l'échantillon à caractériser.

La méthode ΔL permet d'accéder au produit $\epsilon_{reff}^* \mu_{reff}^*$ en combinant la mesure sans cellule (Thru) et la mesure avec la cellule remplie. On peut remarquer que la combinaison de la mesure Thru avec la cellule vide conduit à $\epsilon_{reff}^* \mu_{reff}^* = 1$ et n'est intéressante qu'à titre de vérification. Le rapport $\frac{\mu_{reff}^*}{\epsilon_{reff}^*}$ des perméabilité et permittivité effectives est ensuite déterminé par la méthode $\Delta \gamma$ en utilisant les mesures de la cellule vide et remplie.

Pour appliquer cette méthode, le produit $\epsilon_{reff}^* \mu_{reff}^*$ et donc la matrice T_2 sont connus. On introduit également l'expression générale de Γ :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\frac{\mu_{reff}^*}{\epsilon_{reff}^*} - 1}}{\sqrt{\frac{\mu_{reff}^*}{\epsilon_{reff}^*} + 1}} \quad (3.9)$$

Les permittivité et perméabilité effectives sont ensuite aisément calculées à partir du produit $\epsilon_{reff}^* \mu_{reff}^*$ et du rapport $\frac{\mu_{reff}^*}{\epsilon_{reff}^*}$ de ces grandeurs. La permittivité complexe ϵ_r^* du matériau est calculée à l'aide la relation 3.1. La perméabilité complexe μ_r^* vérifie la relation suivante pour le mode TE_{01} [7][8] :

$$\mu_r^* = \mu_{reff}^* \quad (3.10)$$

3.3.2 Validation à l'aide de simulations électromagnétiques

Afin de valider cette méthode, nous avons simulé un matériau sans pertes ayant une permittivité de 3,1 et une perméabilité de 1,3. Le matériau simulé à une

longueur de 1 cm et est inséré dans un guide d'onde en bande X. Nous présentons les résultats figures 3.14 et 3.15 obtenus après calculs par la méthode $\Delta L\Delta\gamma$.

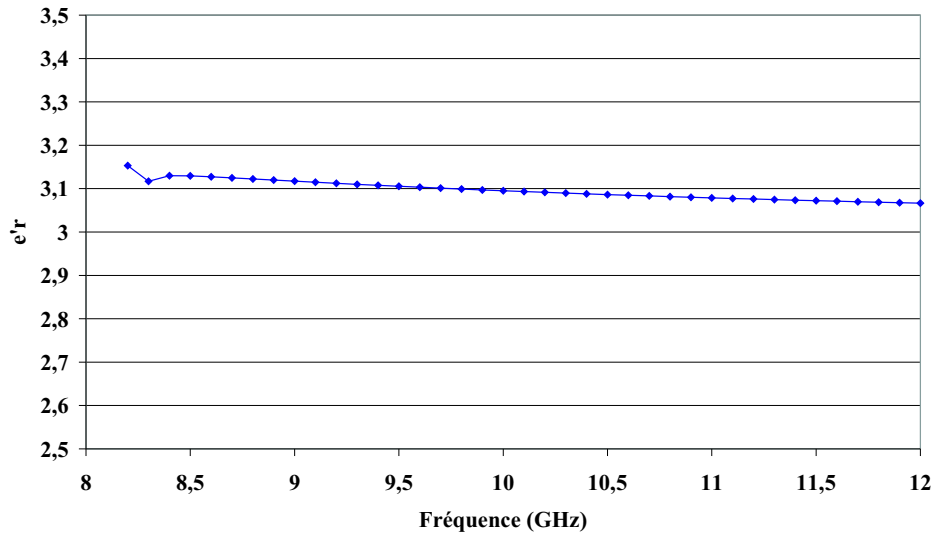


FIG. 3.14 – Permittivité réelle d'un matériau sans pertes ayant un $\epsilon_r=3,1$ et un $\mu_r=1,3$ simulée par la méthode $\Delta L\Delta\gamma$

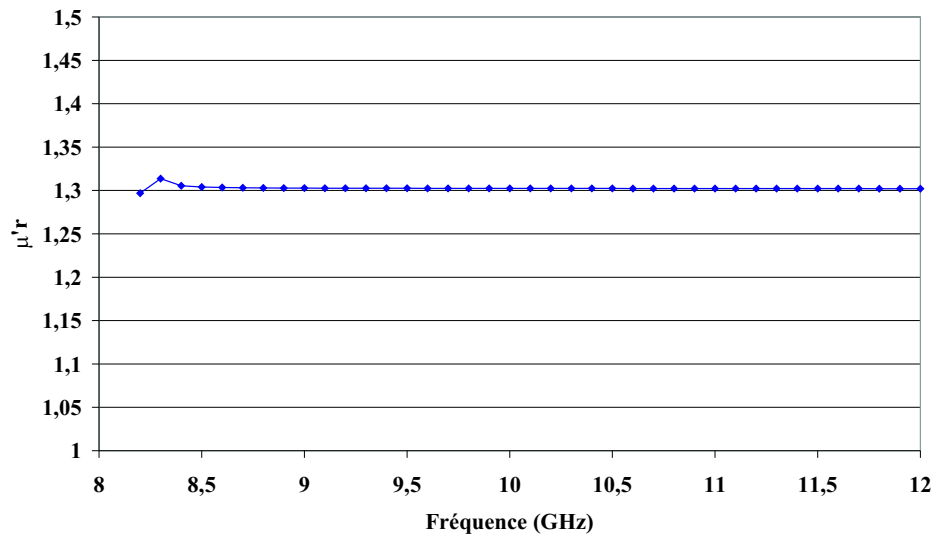


FIG. 3.15 – Perméabilité réelle d'un matériau sans pertes ayant un $\epsilon_r=3,1$ et un $\mu_r=1,3$ simulée par la méthode $\Delta L\Delta\gamma$

3.3.3 Validation expérimentale

Afin de comparer la méthode $\Delta L \Delta \gamma$ aux méthodes ΔL et $\Delta \gamma$, nous utilisons à nouveau l'éthanol comme étalon. Nous présentons les résultats obtenus sur les figures 3.16, 3.17, 3.18 et 3.19.

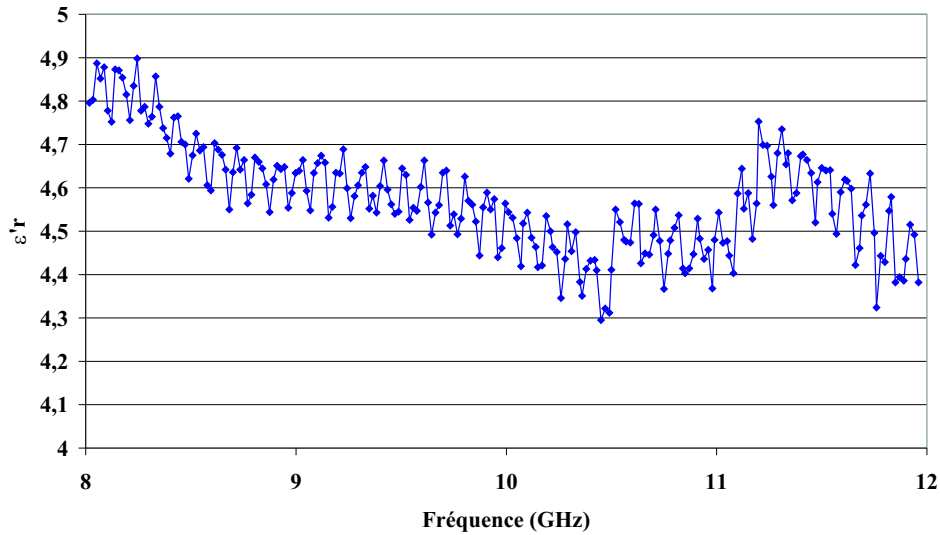


FIG. 3.16 – Permittivité réelle de l'éthanol calculée par la méthode $\Delta L \Delta \gamma$

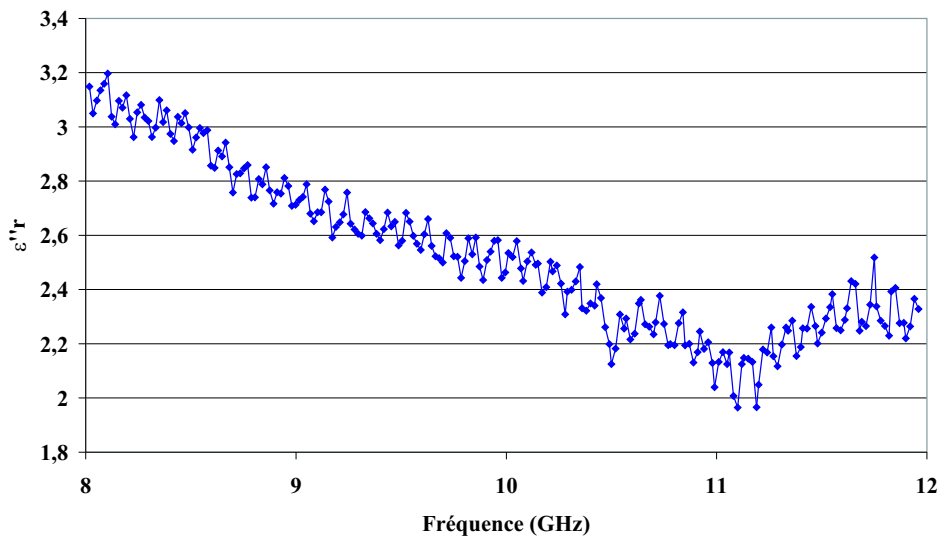


FIG. 3.17 – Permittivité imaginaire de l'éthanol calculée par la méthode $\Delta L \Delta \gamma$

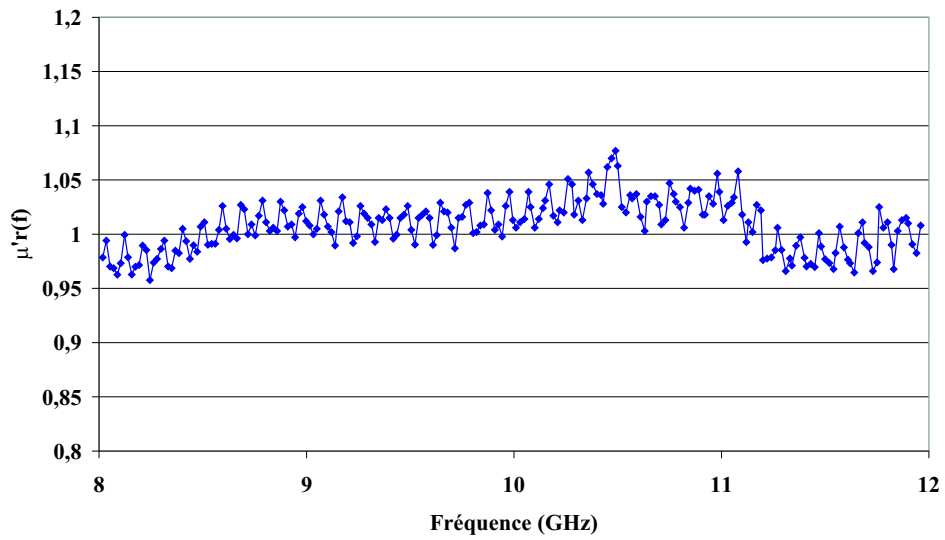


FIG. 3.18 – Perméabilité réelle de l'éthanol calculée par la méthode $\Delta L \Delta \gamma$

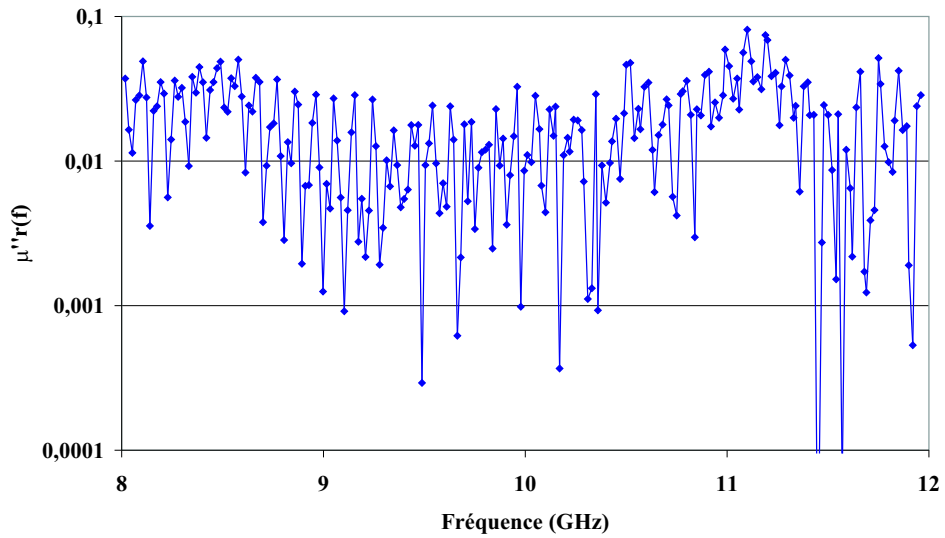


FIG. 3.19 – Perméabilité imaginaire de l'éthanol calculée par la méthode $\Delta L \Delta \gamma$

La valeur moyenne de la perméabilité relative est proche de 1 à 5% près. L'allure de la permittivité relative est en accord avec celles obtenues précédemment (figures 3.5 et 3.11).

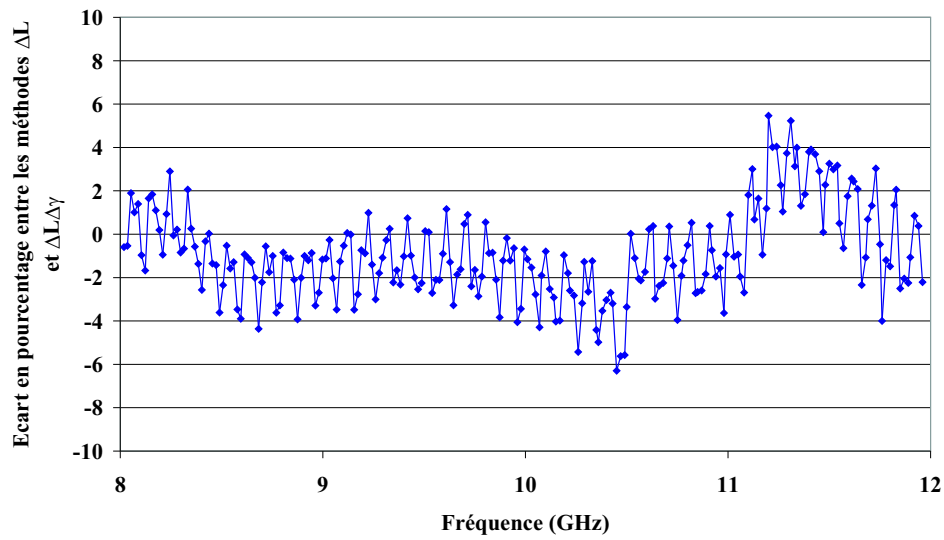


FIG. 3.20 – Pourcentage de variation entre les méthodes ΔL et $\Delta L\Delta\gamma$ sur la permittivité réelle de l'éthanol

Le pourcentage de variations de la permittivité par rapport à celle obtenue par la méthode ΔL est de 5% (figure 3.20). La méthode $\Delta L\Delta\gamma$ semble adaptée pour extraire les caractéristiques électromagnétiques de matériau sans calibrage.

3.3.4 Application aux cristaux liquides nématiques

Nous rappelons que l'orientation du cristal liquide est obtenue sous champ magnétique en plaçant la cellule dans l'entrefer d'un électroaimant.

3.3.4.1 Confrontation de la méthode $\Delta\gamma$ avec d'autres techniques

Dans la partie 3.2, la méthode ΔL a présenté des résultats équivalents à la méthode $\Delta\gamma$, nous ne la réutiliserons pas dans cette partie. Avant de confronter les méthodes entre elles, nous donnons les résultats complets de la caractérisation du cristal liquide E7.

Au niveau de la cellule, afin de limiter le volume d'échantillon nécessaire, nous abandonnons la bande X pour la bande Ka (26-40GHz). Les guides d'onde ont une section de 7,112 mm sur 3,556 mm. La cellule a une longueur de 2,48 mm soit un volume de remplissage de 63 mm^3 .

Les fenêtres en polyéthylène ont été remplacées par des feuilles de mica de 8 μm d'épaisseur. En effet, contre toute attente, la précision de la méthode $\Delta L\Delta\gamma$ s'améliore avec la diminution de la longueur des fenêtres. Nous pensons que cette sensibilité est liée à l'utilisation de la rupture d'impédance pour extraire la perméabilité. Une fenêtre trop longue peut entraîner de multiples réflexions aux interfaces et perturber notre définition de la rupture d'impédance à l'entrée de la cellule.

Nous présentons sur les figures 3.21 à 3.24, les résultats obtenus suivant les deux orientations du cristal liquide.

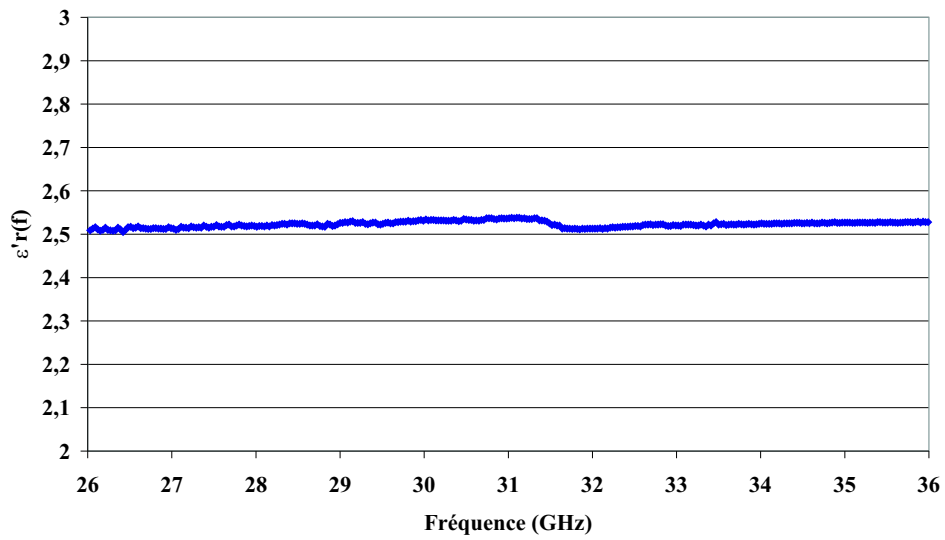


FIG. 3.21 – Permittivité réelle du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire calculée par la méthode $\Delta\gamma$

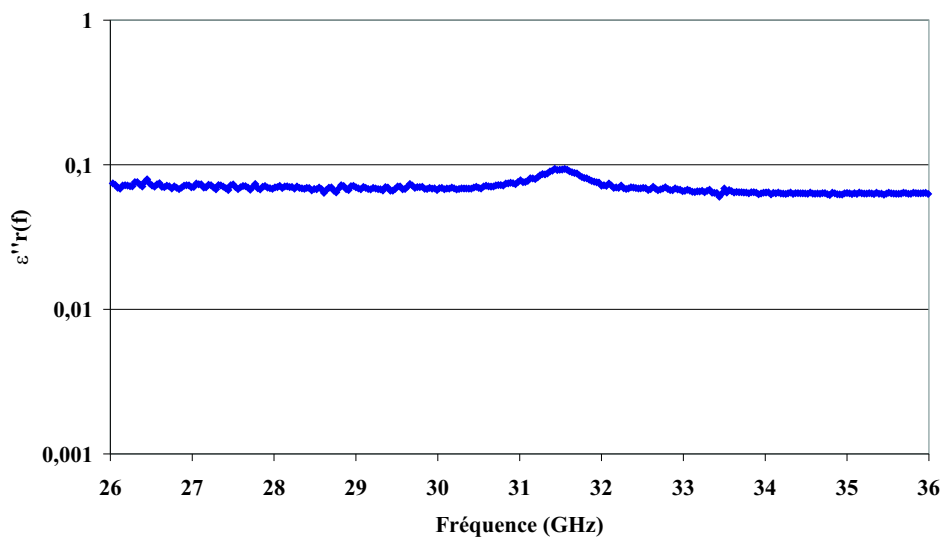


FIG. 3.22 – Permittivité imaginaire du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire calculée par la méthode $\Delta\gamma$

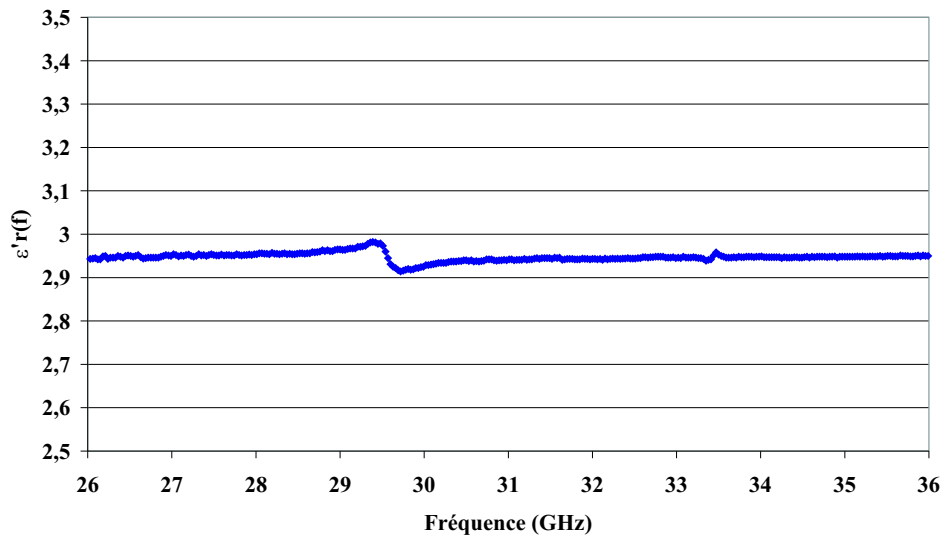


FIG. 3.23 – Permittivité réelle du cristal liquide E7 en orientation parallèle calculée par la méthode $\Delta\gamma$

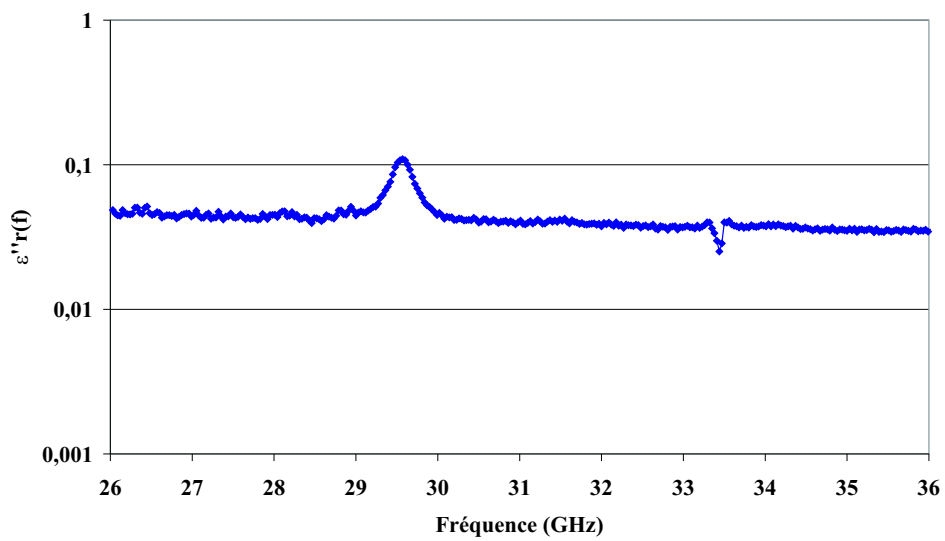


FIG. 3.24 – Permittivité imaginaire du cristal liquide E7 en orientation parallèle calculée par la méthode $\Delta\gamma$

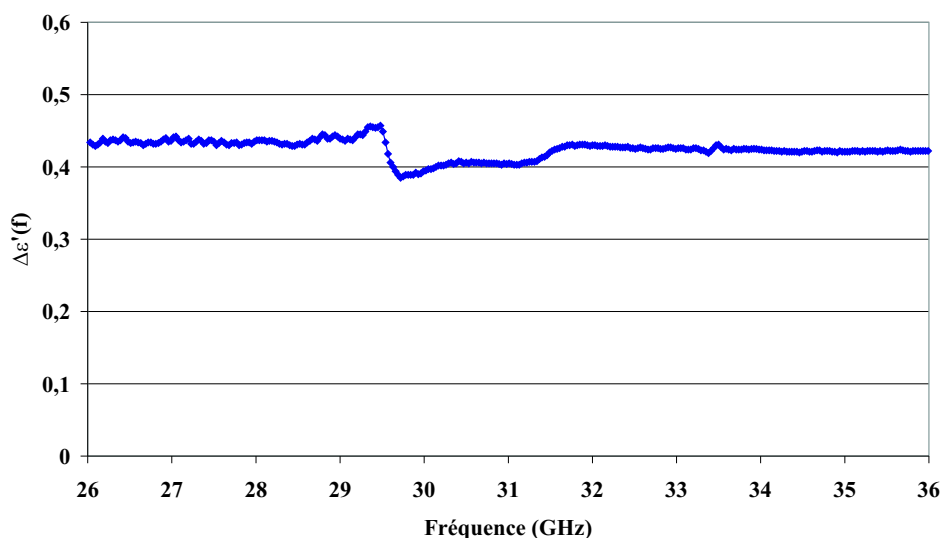


FIG. 3.25 – Anisotropie diélectrique du cristal liquide E7 en orientation parallèle calculée par la méthode $\Delta\gamma$

Les parties réelles des permittivités sont constantes dans toute la bande de fréquence. Aucune relaxation n'est visible. La permittivité perpendiculaire vaut 2,52 contre 2,95 en orientation parallèle. On en déduit une anisotropie diélectrique réelle moyenne de 0,43 (figure 3.25). Au niveau des pertes, le $\tan\delta$ moyen déduit des parties imaginaires des permittivités est proche de $2 \cdot 10^{-2}$. Tous ces résultats pourront être utilisés lors de simulations sur les dispositifs agiles en fréquence.

Nous passons maintenant à la comparaison de ces résultats avec trois autres techniques d'extraction de la permittivité relative complexe. Il s'agit des méthodes NRW [5][6], NRW appliquée aux matériaux diélectriques [7] développées dans la partie 2.1.3.1 et enfin de la cellule court-circuit [9]. Dans ce dernier cas, on suppose que la cellule est équivalente à une ligne de propagation de longueur L avec une de ses extrémités en court-circuit. La permittivité complexe effective ϵ_{reff}^* est calculée à partir du coefficient de réflexion mesuré dans le plan d'entrée de la cellule en résolvant numériquement l'équation suivante :

$$Y = Y_0 \sqrt{\epsilon_{reff}^*} \cotanh \left(j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{reff}^*} L \right) \quad (3.11)$$

Pour ne pas surcharger cette partie, nous avons limité l'étude à la permittivité perpendiculaire du cristal liquide E7. Les figures 3.26 et 3.27 présentent les résultats obtenus.

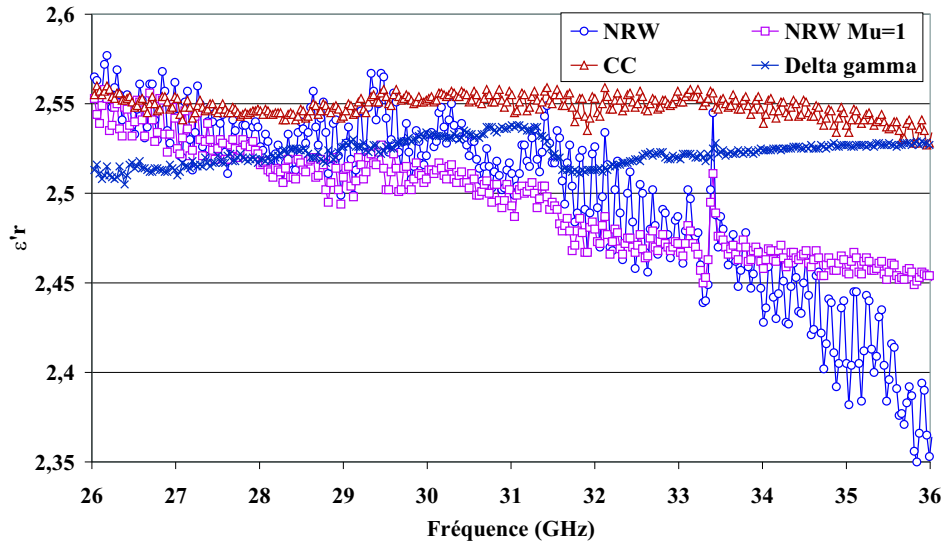


FIG. 3.26 – Permittivité réelle du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire. Comparaison entre différentes méthodes

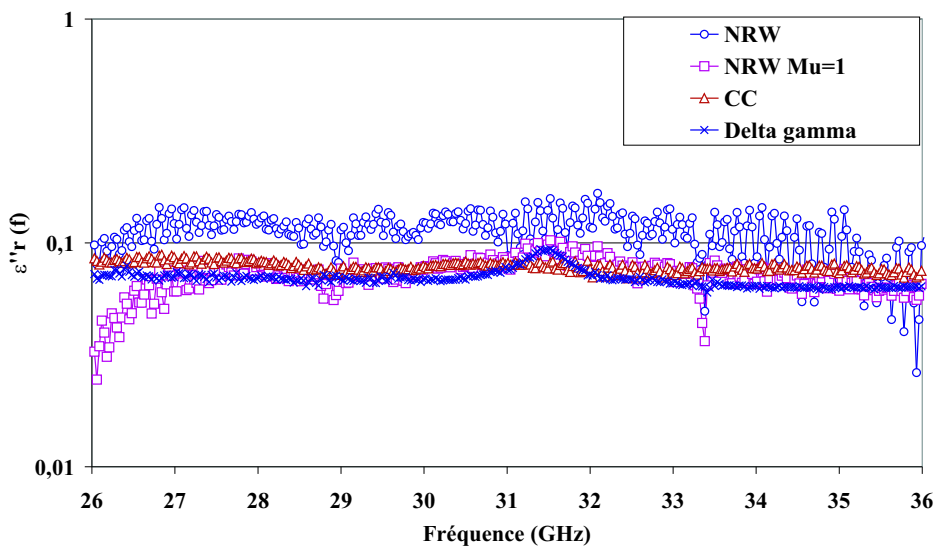


FIG. 3.27 – Permittivité imaginaire du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire. Comparaison entre différentes méthodes

Nous notons d'abord que la dispersion entre les méthodes ne dépasse pas 7% dans cette gamme de mesure. L'évolution des permittivités pour la méthode $\Delta\gamma$ est équivalente à celle obtenue par la méthode en court-circuit. Les variations des permittivités sont plus importantes pour la méthode NRW. La permittivité chute à partir de 32GHz et les pertes sont supérieures à celles obtenues pour les autres méthodes (figure 3.27).

La méthode $\Delta\gamma$ se distingue des autres méthodes par sa mise en œuvre. En effet, aucun calibrage préalable de l'analyseur de réseau n'est nécessaire et les résultats sont obtenus à partir de deux mesures sans démontage du banc. A terme, on peut envisager son utilisation à la caractérisation d'autres matériaux et avec d'autres techniques (cellules coaxiales, propagation libre,...).

3.3.4.2 Confrontation des méthodes $\Delta L\Delta\gamma$ et NRW

Seules ces deux méthodes permettent d'accéder en même temps à la perméabilité et à la permittivité. Les comportements sont identiques et sont présentés sur les figures 3.28 à 3.31.

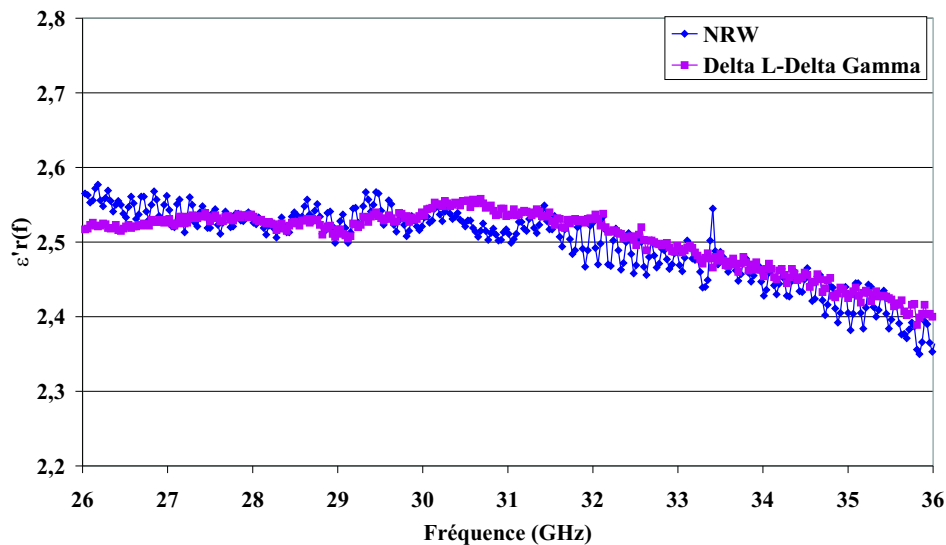


FIG. 3.28 – Permittivité réelle du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire. Comparaison entre les méthodes NRW et $\Delta L\Delta\gamma$

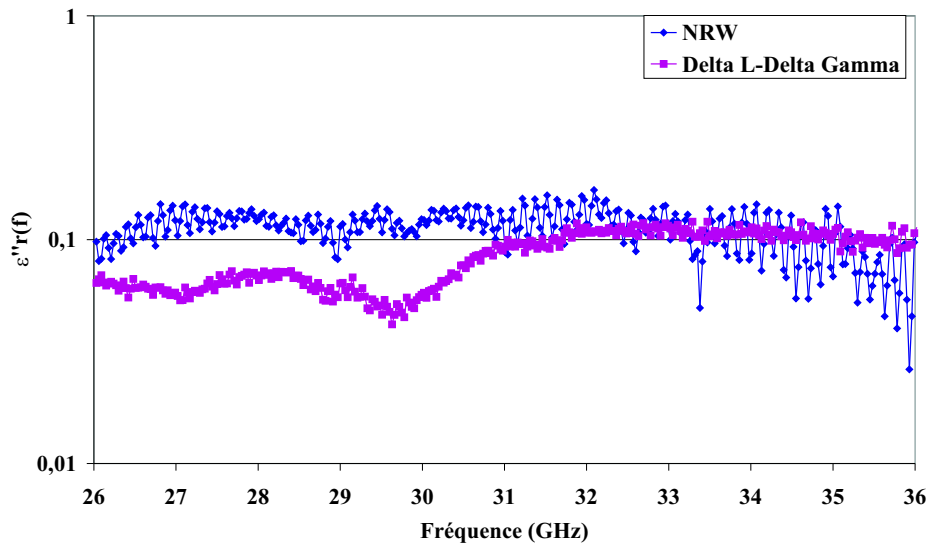


FIG. 3.29 – Permittivité imaginaire du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire. Comparaison entre les méthodes NRW et $\Delta L\Delta\gamma$

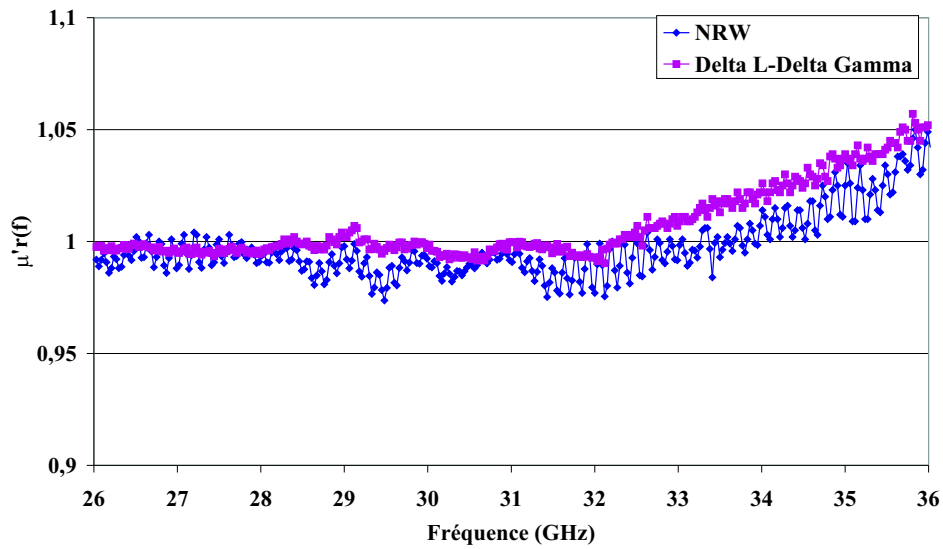


FIG. 3.30 – Perméabilité réelle du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire. Comparaison entre les méthodes NRW et $\Delta L\Delta\gamma$

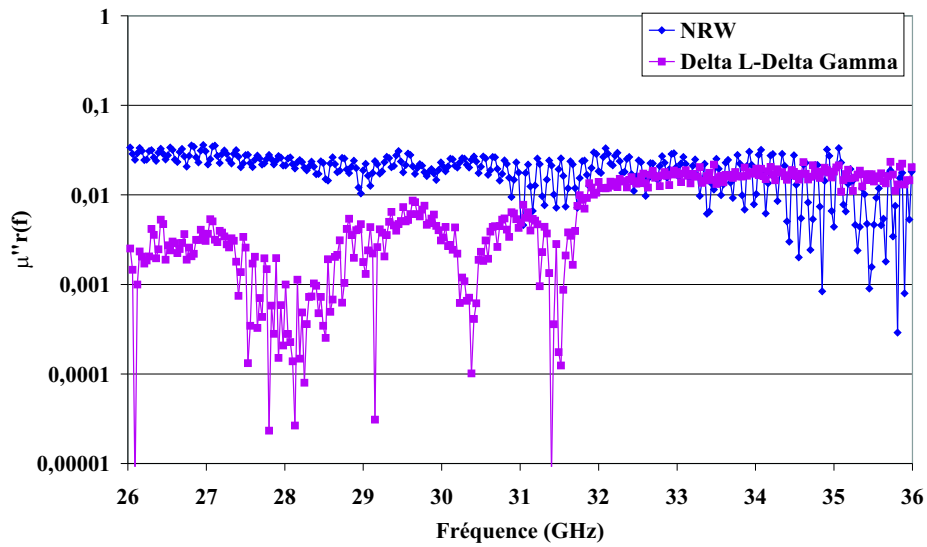


FIG. 3.31 – Perméabilité relative imaginaire du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire. Comparaison entre les méthodes NRW et $\Delta L\Delta\gamma$

Ceci montrerait que la méthode $\Delta L\Delta\gamma$ est sensible aux pics d'imprécisions de la même manière que la méthode NRW. Ce phénomène interviendrait lorsque le module du coefficient de réflexion S_{11} devient trop faible. Effet que l'on peut corréler avec la chute du module du coefficient de réflexion au moment de l'apparition du pic d'imprécision (figure 3.32).

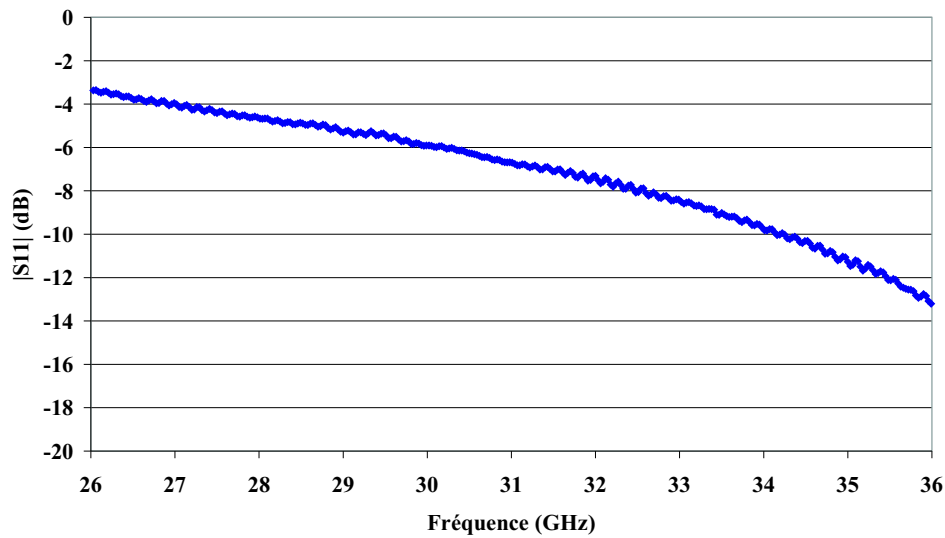


FIG. 3.32 – Module du paramètre S_{11} en dB de la mesure du cristal liquide E7 en orientation perpendiculaire

3.3.4.3 Résultats de caractérisation des cristaux liquides

Les cristaux liquides K15, E3 et E7 ont été caractérisés dans la bande 26-40 GHz. Nous avons présenté dans la précédente partie les courbes obtenues pour le mélange E7. Afin de ne pas surcharger le mémoire, nous ne présentons pas les courbes obtenues pour les cristaux liquides K15 et E3. Nous reportons donc dans le tableau suivant l'ensemble des résultats issus de la caractérisation à la température ambiante :

Cristal liquide	$\epsilon'_{r\perp}$	$\epsilon''_{r\perp}$	$\tan\delta_{\perp}$	$\epsilon'_{r\parallel}$	$\epsilon''_{r\parallel}$	$\tan\delta_{\parallel}$	$\Delta\epsilon'$
K15	2,64	$8,1 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	2,98	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,34
E3	2,52	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	2,91	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,39
E7	2,52	$7,2 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	2,95	$5 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,43

Les résultats sont voisins pour les différents matériaux, ceci s'explique par le fait que nous avons étudié que des cristaux liquides de la famille des cyanobiphényles.

En conclusion, nous avons développé deux nouvelles méthodes sans calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel pour mesurer les caractéristiques électromagnétiques d'un matériau. La première permet, en deux mesures et sans opération de démontage, de déterminer la permittivité complexe d'un liquide ou d'un cristal liquide. La seconde méthode à partir d'une mesure supplémentaire permet d'obtenir la permittivité complexe et la perméabilité complexe du liquide mesuré. Ces deux méthodes originales ont été confrontées à des méthodes de caractérisation connues et ont montré des résultats semblables. Nous les avons appliquées à la caractérisation de cristaux liquides nématiques commerciaux dans la bande 26-40 GHz. Les résultats obtenus sur ces matériaux sont importants afin de concevoir et de dimensionner des circuits agiles en fréquence à substrat cristal liquide que nous présentons dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] **R.B. Marks & D.F. Williams**
« *A general waveguide circuit theory* »
Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology,
Vol.97, n°5, pp.533-561, Septembre-Octobre 1992.

- [2] **R.D. Hollinger, K.A. Jose, A. Tellakula, V.V. Varadan & V.K. Varadan**
« *Microwave characterization of dielectric materials from 8 to 110 GHz using a free-space setup* »
Microwave and Optical Technology Letters, Vol.26, n°2, pp.100-105, Juillet 2000.

- [3] **M.D. Deshpande & C.J. Reddy**
« *Application of FEM to estimate complex permittivity of dielectric material at microwave frequency using waveguide measurements* »
NASA Contractor Report, pp.0-24, Août 1995.

- [4] **K.A. Jose, V.K. Varadan & V.V. Varadan**
« *Wideband and noncontact characterization of the complex permittivity of liquid* »
Microwave and Optical Technology letters, Vol.30, n°2, pp.75-79, Juillet 2001.

- [5] **A.M. Nicolson & G.F. Ross**
« *Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques* »
IEEE Trans. On Instrumentation and Measurement, Vol.IM-19, n°4, pp.377-382, Novembre 1970.

- [6] **W.B. Weir**
« *Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies* »
Proceeding of the IEEE, Vol.62, n°1, pp.33-36, Janvier 1974.

- [7] **A.-H. Boughriet, C. Legrand & A. Chapoton**
« *Noniterative stable transmission/reflection method for low-loss material complex permittivity determination* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.45, n°1, pp.52-57, Janvier 1997.
- [8] **A.-H. Boughriet**
« *Contribution à la caractérisation électromagnétique de matériaux en structures dipôles et quadripôles - Applications aux tissus biologiques et aux polymères thermoplastiques* »
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Avril 1997.
- [9] **C. Legrand**
« *Mesures automatiques des permittivités de matériaux isotropes ou anisotropes dans la gamme des microondes* »
Diplôme d'Etudes Approfondies en Electronique, Université des Sciences et Techniques de Lille, Juillet 1982.
- [10] **J. Baker-Jarvis, E.J. Vanzura & W.A. Kissick**
« *Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method* »
IEEE Trans. On MTT, Vol.38, n°8, pp.1096-1103, Août 1990.
- [11] **J. Hinojosa**
« *S-parameter broad-band measurements on microstrip and fast extraction of the substrate intrinsic properties* »
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.11, n°7, pp.305-307, Juillet 2001.

Chapitre 4

Application des cristaux liquides nématiques aux circuits accordables en fréquence

Nous rappelons que les dispositifs agiles sont des circuits dont les caractéristiques de réponse en fréquence peuvent être contrôlées au moyen d'une commande extérieure. Une des applications principales concerne la miniaturisation des systèmes embarqués en remplaçant un ensemble de circuits par un seul.

Dans ce but, on utilise un substrat cristal liquide présentant des permittivités différentes suivant l'orientation des molécules par rapport au champ électromagnétique. Dans ce chapitre sur les dispositifs réalisés, la commande de l'anisotropie se fera par application d'un champ électrique basse fréquence. Un traitement de surface à base de PVA (PolyVinylAlcool) est effectué afin de donner une orientation planaire du cristal liquide en l'absence de commande.

Des structures originales de déphaseurs ont été imaginées, mises en œuvre et caractérisées. Nous présentons dans une première partie les résultats obtenus sur ces circuits. Puis, les premiers essais pour rendre agile une cavité de Pérot-Fabry feront l'objet de la fin du chapitre.

4.1 Déphaseurs agiles en fréquence

4.1.1 Principe de fonctionnement d'un déphaseur à substrat agile

La variation de la permittivité du substrat sous champ électrique ou magnétique entraîne une modification de la vitesse de propagation du signal et, par conséquent, de la phase du paramètre S_{21} . C'est pourquoi, dans un premier temps, le paramètre caractéristique de notre étude est la variation de phase du paramètre S_{21} en fonction de la tension appliquée et de la fréquence. La théorie des lignes nous donne, dans le cas d'une ligne adaptée, une évolution linéaire de ce paramètre en fonction de la fréquence f suivant la relation :

$$\Delta\Phi_{21} = \frac{-360 \cdot f \cdot L \cdot \left(\sqrt{\epsilon'_{reff}(E_{BF})} - \sqrt{\epsilon'_{reff}(0)} \right)}{c} \quad (4.1)$$

où L représente la longueur de la ligne de transmission "agile", c la célérité et $\Delta\Phi_{21}$ la différence de phase (en degrés) du paramètre S_{21} .

Au début de notre étude, les structures utilisées pour réaliser des déphaseurs agiles en fréquence à substrat cristal liquide étaient basées sur des lignes mi-

crorubans [1][2][3]. La meilleure performance obtenue par ces dispositifs est de $0,47^\circ/\text{GHz}/\text{cm}$ [3].

4.1.2 Caractérisation des déphaseurs

La réponse fréquentielle des déphaseurs a été obtenue à l'aide d'analyseur de réseaux vectoriel commercial (HP85107) couplé à un dispositif sous pointes Anritsu 3680K dans la gamme de fréquence 2 - 40 GHz. Un calibrage de type L-R-L (Line, Reflect, Line) a été utilisé pour ramener la mesure dans les plans d'entrée des lignes. Les cristaux liquides utilisés sont des nématiques commercialisés par la société MERCK. Ils ont été caractérisés dans une gamme de fréquence de 26 à 36 GHz au chapitre III .

La majorité des circuits publiés utilisent un plan de masse placé au-dessus de la structure afin de créer une cavité où est inséré le cristal liquide. Pour éviter cette contrainte, nous avons d'abord imaginé une nouvelle configuration où le substrat est partiellement évidé puis remplacé par le cristal liquide. Si nous utilisons un matériau de permittivité proche de celle du substrat, il est alors possible de rendre agile un circuit micro-onde sans avoir à le redimensionner.

4.1.3 Etude des déphaseurs

4.1.3.1 Première réalisation d'un déphaseur à substrat évidé

Ce déphaseur est obtenu à partir d'une ligne microruban gravée mécaniquement sur un substrat de permittivité $\epsilon_r = 2,94$ ("RT/DUROÏD 6002") de $254\mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette ligne présente au départ une impédance caractéristique de 50Ω . Une cavité de $150\mu\text{m}$ de hauteur, 2mm de largeur et 10mm de longueur a été usinée localement sous le ruban afin d'y confiner le cristal liquide. Un plan de masse en cuivre maintenu mécaniquement permet d'encapsuler le cristal liquide (figures 4.1 et 4.2).

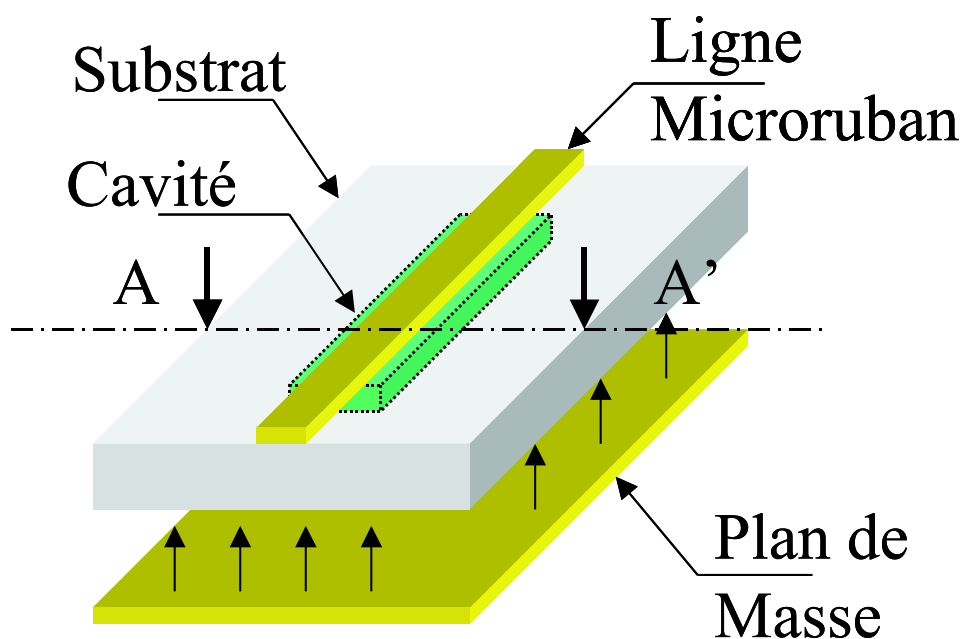


FIG. 4.1 – Structure du déphaseur à substrat évidé

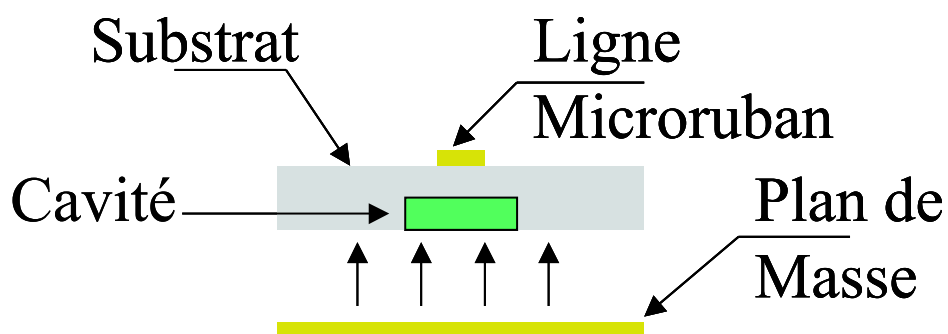


FIG. 4.2 – Plan de coupe AA' du déphaseur à substrat évidé

Dans cette structure, la commande s'effectue par l'application d'un champ magnétique permanent (aimants). En effet, dans le cas d'une commande par une tension continue, le champ électrique se concentre dans le substrat en Duroïd du fait de sa plus faible conductance par rapport au cristal liquide. Aucune agilité n'est alors obtenue pour une tension inférieure à 40 volts, valeur limite du T_e de polarisation.

La variation de la phase obtenue est de $0,3^\circ / \text{GHz/cm}$ (figure 4.3). Ce premier

résultat est encourageant compte tenu du faible champ magnétique de commande. Pour information, la valeur du champ magnétique de saturation communément utilisée en caractérisation est de 0,4 Tesla obtenue avec un électroaimant.

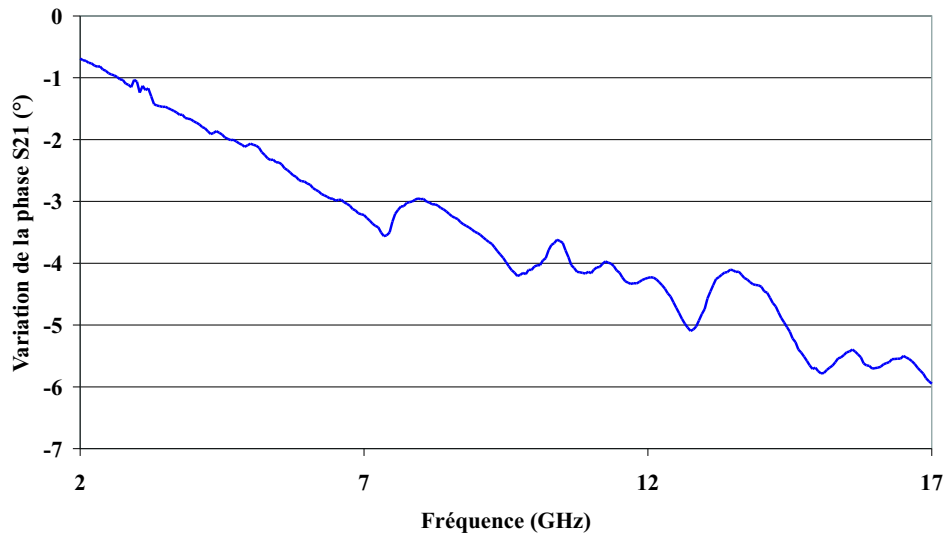


FIG. 4.3 – Variation de phase maximale du déphaseur à substrat évidé en fonction de la fréquence

Le circuit déphaseur réalisé présente des pertes d'insertion comprise entre 0,2dB et 0,9dB dans la gamme 2-17GHz pour un rapport d'ondes stationnaires (ROS) de 1,43. A titre de comparaison, sur les figures 4.4 et 4.5, nous présentons les pertes mesurées d'abord sur la ligne microruban d'origine puis sur le déphaseur. Comme nous pouvons le constater, l'insertion du cristal liquide ne perturbe pas de façon importante la propagation du signal.

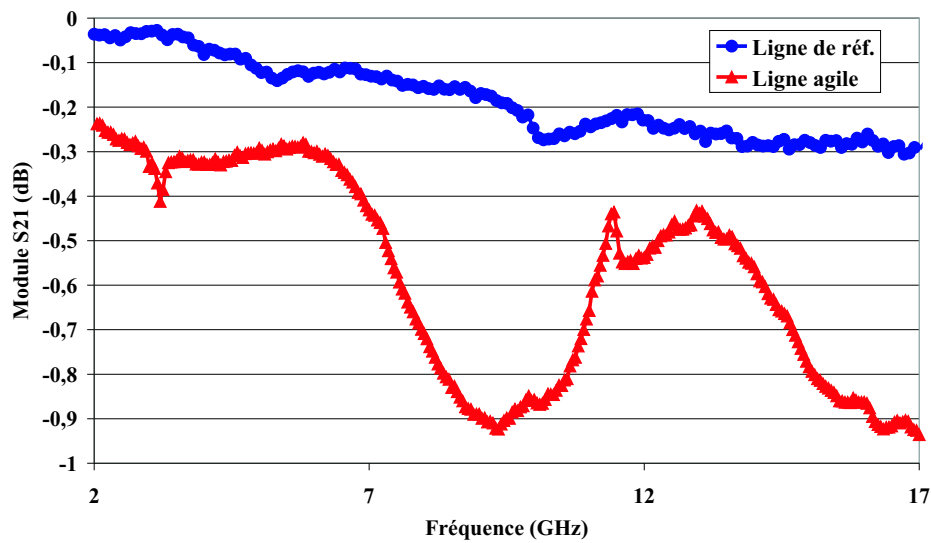


FIG. 4.4 – Pertes d'insertion du déphaseur microruban

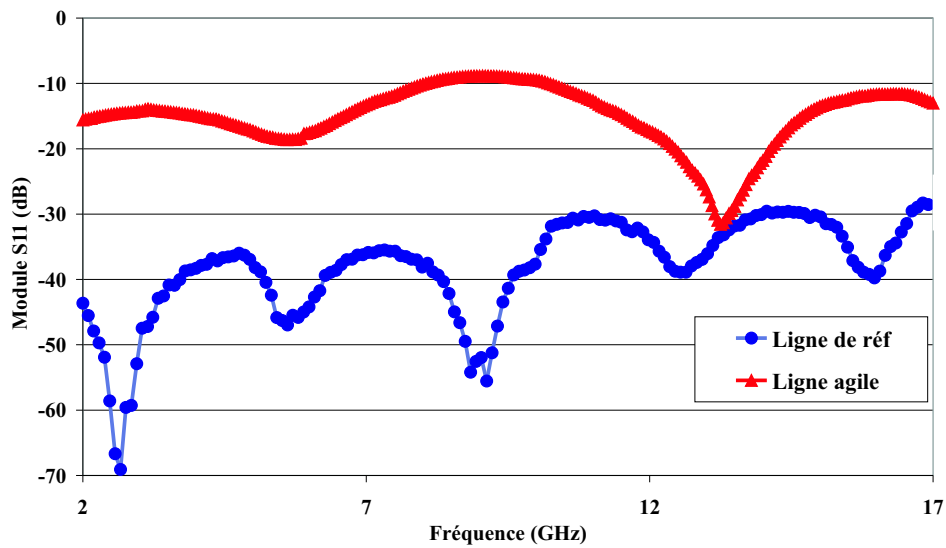


FIG. 4.5 – Pertes en réflexion du déphaseur microruban

Une diminution de l'épaisseur de la couche de Duroïd par rapport à celle de la couche de cristal liquide doit permettre d'améliorer l'agilité du déphaseur et de réduire la tension de commande.

4.1.3.2 Deuxième réalisation d'un déphaseur d'un substrat évidé

Pour des raisons de rigidité mécanique, nous avons utilisé un substrat de type "RT/DUROÏD 6002" avec une épaisseur de $762\mu\text{m}$. La cavité sous le ruban a une hauteur de $700\mu\text{m}$ et une longueur de $3,6\text{cm}$. Nous prévoyons d'insérer la ligne dans l'entrefer de l'électroaimant, le dispositif sous pointes Anritsu 3680K est donc abandonné et remplacé par des connecteurs SMA. Le calibrage est du type SOLT avec des plans de référence définis en amont des connecteurs. Les erreurs liées aux connexions ne pourront pas être prises en compte. La figure 4.6 montre la différence de phase maximale du déphaseur obtenue avec une commande magnétique (orientation parallèle puis perpendiculaire).

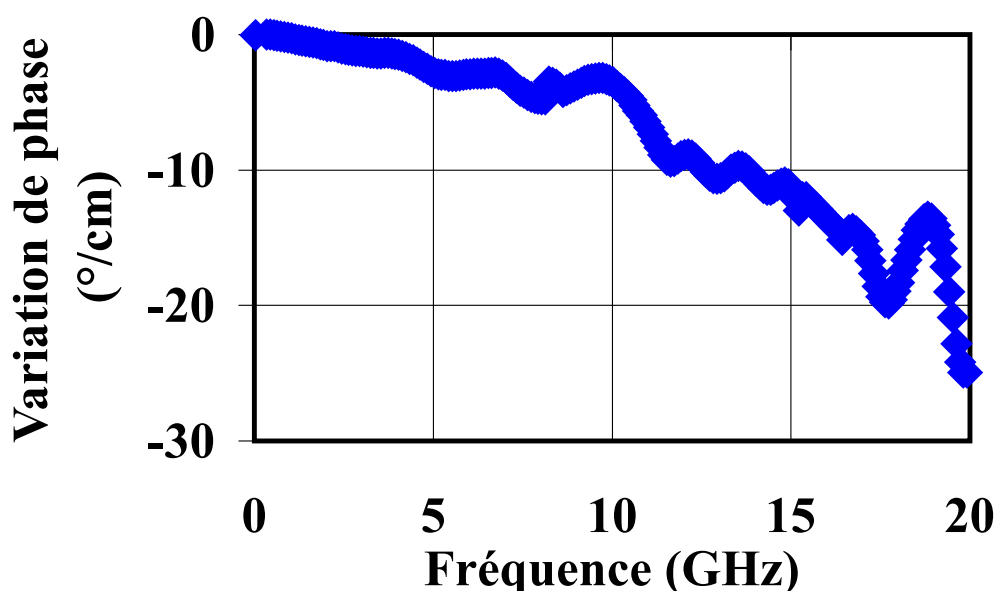


FIG. 4.6 – Différence de phase maximale avec une commande magnétique

Nous avons obtenu, avec un champ magnétique de 1 Tesla, une variation de phase maximale de $0,7^\circ/\text{GHz}/\text{cm}$ ce qui correspond à une augmentation de l'agilité de 130% en comparaison au déphaseur précédent. Cette amélioration est attribuée à l'augmentation du champ magnétique de commande et à la variation de la permittivité relative effective dans la structure.

Une cellule capacitive formée de deux plans métalliques distants de $500\mu\text{m}$ a été réalisée afin de vérifier le comportement du cristal liquide sous l'influence d'un champ électrique. A titre de comparaison, les épaisseurs typiques des afficheurs à cristaux liquides sont comprises entre 5 et $50\mu\text{m}$ pour des tensions de commande

proches du Volt. La courbe de la capacité mesurée à 1 kHz (Analyseur d'impédance HP4284A) en fonction de la tension appliquée présente une variation linéaire, puis une saturation pour une tension proche de 10 V (figure 4.7). Ces variations sont classiques dans ce type de cellule. La variation de la permittivité diélectrique basse fréquence est proche de 9. A titre de comparaison, l'anisotropie diélectrique mesurée à partir d'une cellule de caractérisation et sous l'influence d'un champ magnétique était de 13 [4]. Nous en déduisons une efficacité de la commande sous champ électrique de 70%.

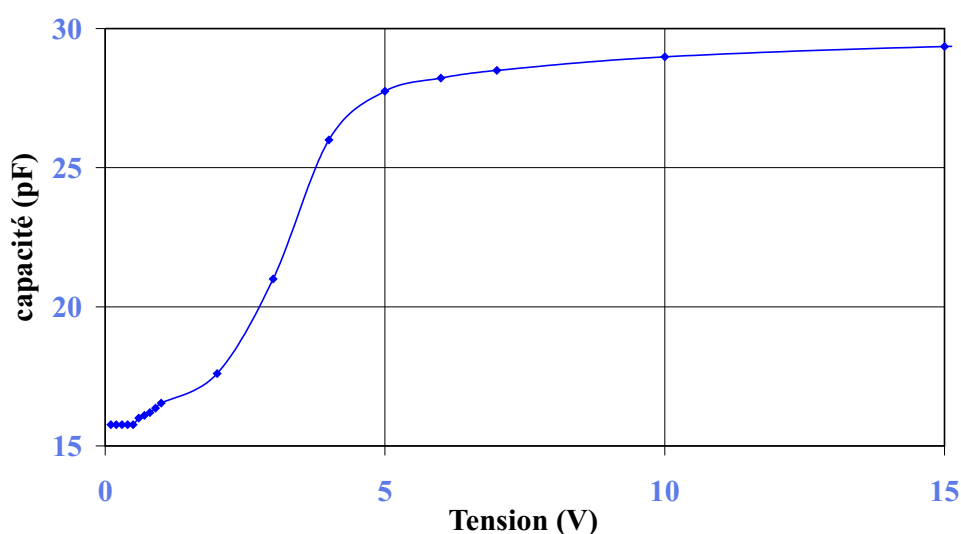


FIG. 4.7 – Variation d'une cellule capacitive de $500\mu\text{m}$ d'épaisseur en fonction du champ appliqué

Contre toute attente, l'application d'un champ électrique de commande sur ce déphaseur reste au départ inefficace.

4.1.3.2.1 Phénomène de diffusion du cristal liquide

Nous observons une modification de la teinte du substrat que nous attribuons à la diffusion des molécules du cristal liquide dans la couche de Duroïd. Nous présentons sur les photos 4.8, 4.9, 4.10 et 4.11, le test effectué afin de vérifier ce phénomène. Deux cas sont visibles : le substrat nu de $762\mu\text{m}$ d'épaisseur (partie a) et une zone gravée d'épaisseur de l'ordre de $50\mu\text{m}$ (partie b).

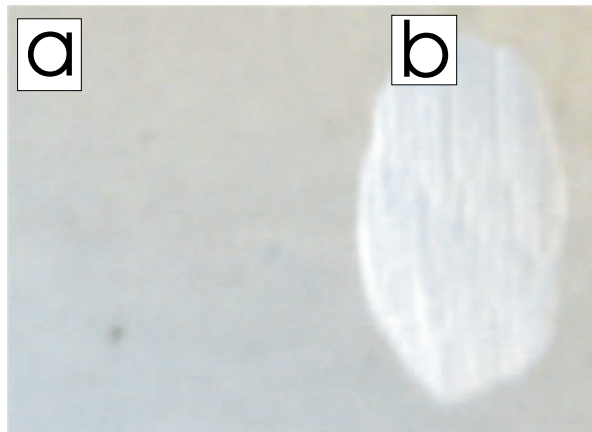


FIG. 4.8 – Zone de test sur un substrat nu de RT/Duroïd 6002



FIG. 4.9 – Zone de test après application du cristal liquide

Après 24 heures, la diffusion est visible sur les deux zones (figure 4.10) mais semble plus importante sur la partie gravée. Nous pouvons écarter l'usinage du substrat comme cause donnant naissance à la diffusion du cristal liquide. Ces auréoles ne sont pas liées à un phénomène surfacique comme le montre la figure 4.11 représentant la face arrière de l'échantillon. Le cristal liquide a traversé le substrat de $762\mu\text{m}$ en moins de 36 heures.

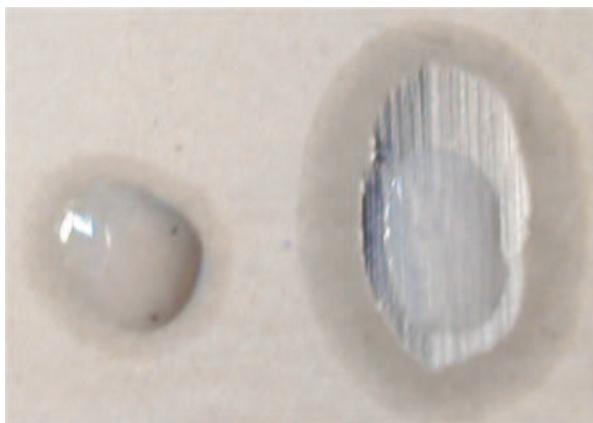


FIG. 4.10 – Zone de test après 24 heures

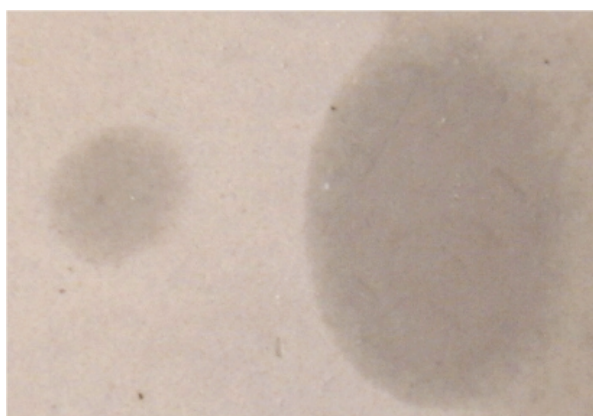


FIG. 4.11 – Face arrière de la zone de test après 36 heures

4.1.3.2.2 Apparition d'une commande par champ électrique

La diffusion du cristal liquide dans la couche de Duroïd entraîne une augmentation sensible de sa conductivité. Une commande par un champ électrique apparaît au bout de 3 heures et devient réellement efficace et stable après 6 heures (figure 4.12). La variation de phase est de $0,2^\circ/\text{GHz}/\text{cm}$ indiquant une variation plus faible de la permittivité en comparaison des $0,7^\circ/\text{GHz}/\text{cm}$ obtenus avec une commande magnétique. Si cette valeur représente les potentialités maximales de ce déphaseur, la commande par champ électrique a une efficacité proche de 30%. Nous avons noté une saturation pour une tension de commande proche de 10 V : les molécules de cristal liquide sont alors orientées parallèlement au champ hyperfréquence. La plus faible variation de permittivité peut s'expliquer par l'influence

limitée du traitement de surface conduisant à une orientation partielle à champ nul.

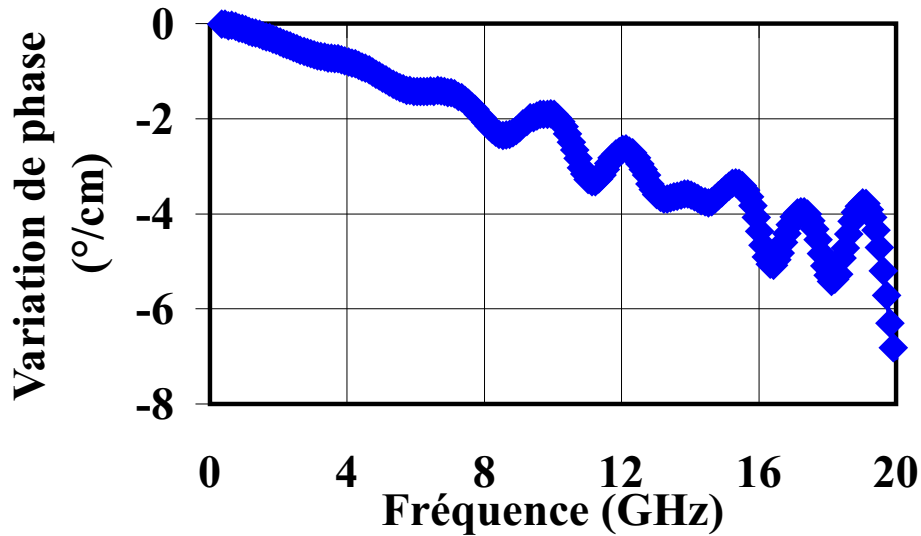


FIG. 4.12 – Différence de phase maximale avec une commande électrique

4.1.3.3 Déphaseur à accès coplanaire

Cette structure se caractérise par des lignes d'accès coplanaires gravées sur un substrat de type "RT/DUROÏD 6010.5" de $762\mu\text{m}$ d'épaisseur et de permittivité relative proche de 10. Pour réaliser la partie agile, un plan de masse en cuivre de 3cm de longueur forme une cavité de $100\mu\text{m}$ de hauteur dans laquelle le cristal liquide est inséré par capillarité (figure 4.13).

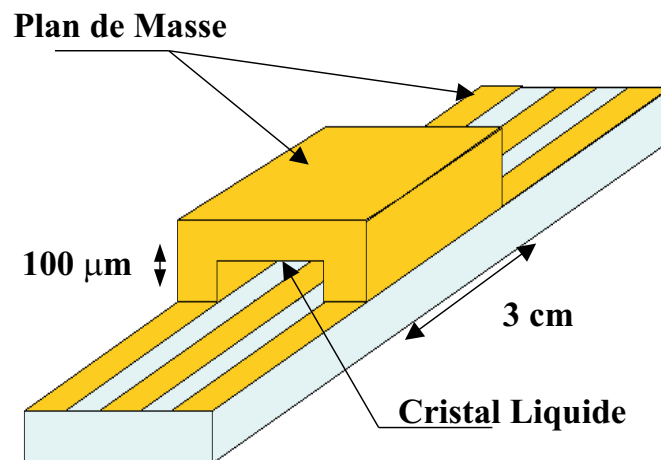


FIG. 4.13 – Structure du déphaseur à lignes d'accès coplanaire

Les simulations sous HFSS (Ansoft) ont confirmé un mode de propagation de type microruban à l'intérieur de cette cavité. De ce fait, le maintien d'une impédance caractéristique de 50Ω dans toute la structure s'obtient en modifiant la largeur du ruban central. C'est pourquoi, dans les accès coplanaires, le ruban central a une largeur de $430\mu\text{m}$ et se situe à $300\mu\text{m}$ des rubans extérieurs et à l'intérieur de la cavité, sa largeur est réduite à $200\mu\text{m}$.

Dans cette nouvelle structure, le champ électromagnétique est essentiellement confiné dans le matériau anisotrope et se trouve directement influencé par la modification de la permittivité. Donc, du point de vue "agilité", cette structure devrait être performante. Pour les mesures dans la gamme 2-40GHz, nous utilisons le dispositif sous pointes Anritsu 3680K modifié pour des mesures en géométrie coplanaire. Un kit de calibrage coplanaire a également été utilisé. La commande est obtenue par l'application d'une tension basse fréquence (quelques kHz) ajustable de 0 à 20 Volts entre le ruban central et le plan de masse. Sur la figure 4.14, nous représentons la phase du paramètre S_{21} avec et sans commande. Nous observons que la fonction déphasage est bien réalisée par l'application d'une tension.

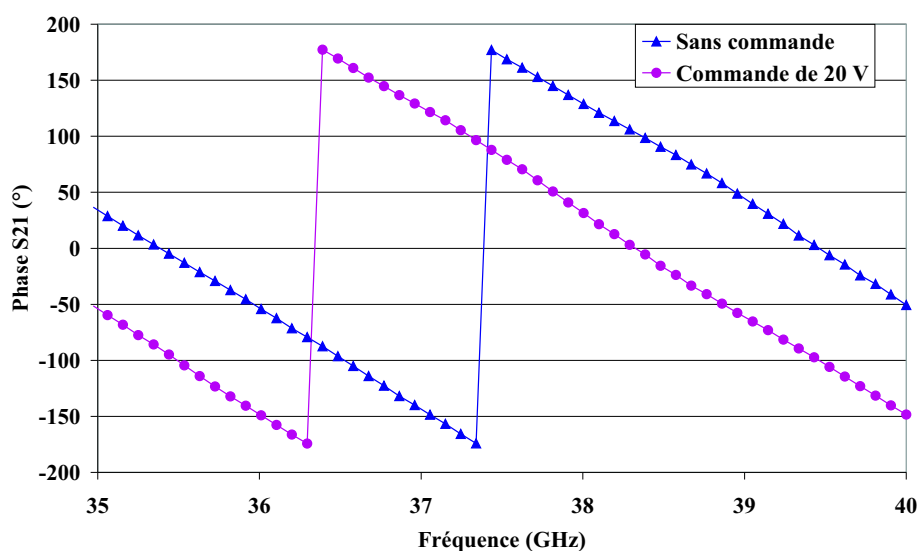


FIG. 4.14 – Evolution de la phase du paramètre S_{21} du déphaseur coplanaire entre 35 et 40 GHz avec et sans commande

L'étude de la commande est présentée figure 4.15. Cette figure représente la variation de phase du paramètre S_{21} en fonction de la tension de commande à différentes fréquences.

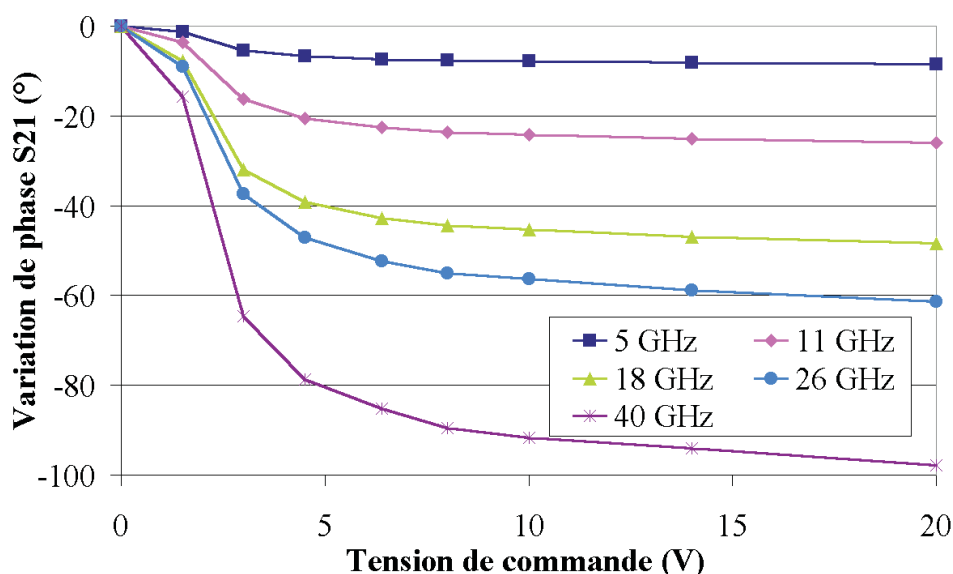


FIG. 4.15 – Commandabilité du déphaseur coplanaire pour différentes tensions de commande

Nous pouvons observer 3 zones distinctes correspondant au comportement des molécules de cristal liquide dans la structure par rapport au champ électrique. La première montre l'existence d'une tension de seuil liée, à priori, à l'ancrage des molécules sur le surfactant. Celle-ci est compensée avec un champ électrique de $0,015 \text{ V}/\mu\text{m}$. La seconde partie de la courbe correspond à la commande du cristal liquide. La variation de phase est rapide dans cette zone. Dans la dernière partie de la courbe, une saturation apparaît, le cristal liquide est alors orienté parallèlement au champ hyperfréquence. La variation maximale de phase mesurée est de 98° à 40GHz pour une tension de 20V correspondant à un champ électrique de $0.2 \text{ V}/\mu\text{m}$. Notons que 90% de l'agilité a été obtenue pour un champ électrique de commande de $0.08 \text{ V}/\mu\text{m}$ et la variation de phase maximale de ce déphaseur est supérieure à $0,8^\circ/\text{GHz}/\text{cm}$ (figure 4.16). De plus, la variation de phase est quasi-linéaire en fonction de la fréquence. Les permittivités effectives, avec et sans champ électrique, sont donc constantes dans toute la plage de mesure. Ceci confirme les résultats de caractérisation obtenus dans la bande 26-40 GHz où aucune relaxation diélectrique du cristal liquide n'est détectée [2].

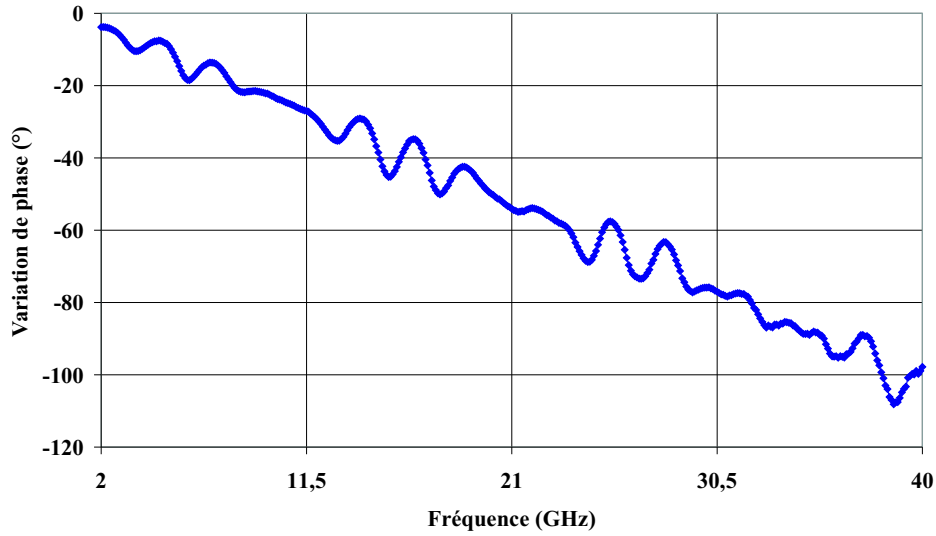


FIG. 4.16 – Variation de phase maximale du déphaseur en fonction de la fréquence pour une tension de 20 Volts de commande

L'expression 4.2 peut être extraite de la courbe précédente en utilisant la formule de la variation de phase en fonction de la fréquence :

$$\sqrt{\epsilon'_{eff}(E_{BF})} - \sqrt{\epsilon'_{eff}(0)} = -\frac{\Delta\Phi_{21} \cdot c}{360 \cdot f \cdot L} \quad (4.2)$$

Le résultat représente l'excursion maximale de la racine de la permittivité effective. Ce coefficient est plus significatif que l'anisotropie diélectrique dans le cas des applications. Il vaut 0,07 en moyenne (figure 4.17). Cette valeur peut être comparée à la valeur de 0,1 obtenue avec les permittivités relatives du cristal liquide. On en déduit que notre structure de propagation permet d'atteindre 70% de l'agilité potentielle du matériau.

De plus, en utilisant le modèle analytique relatif aux lignes microrubans présenté au chapitre II avec les permittivités relatives du cristal liquide, nous obtenons une excursion maximale de la racine de la permittivité effective de 0,08. Cette valeur est très proche de celle obtenue expérimentalement. Ce résultat montre que toute l'anisotropie du cristal liquide intervient dans le fonctionnement du déphaseur. L'influence du surfactant pour obtenir l'orientation planaire et l'efficacité de la commande pour obtenir l'orientation parallèle semblent optimum.

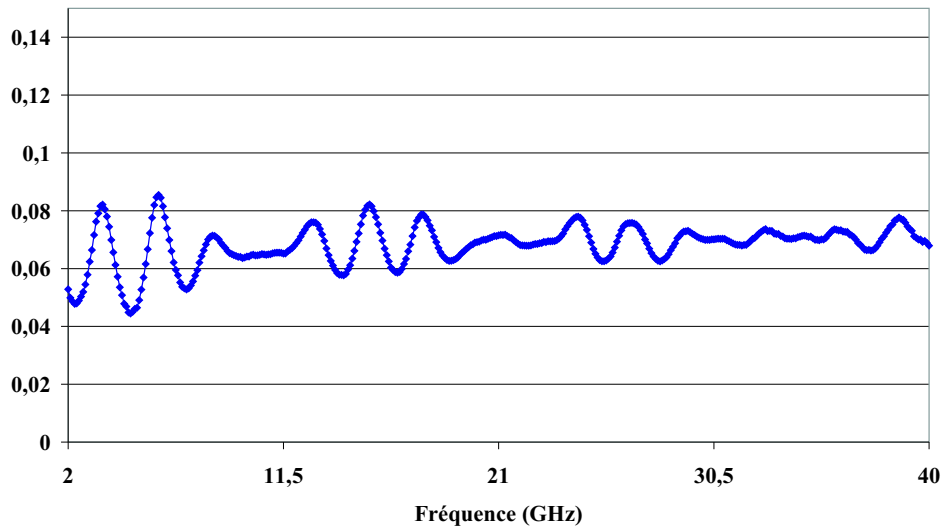


FIG. 4.17 – Coefficient d’agilité déduit de la mesure de la variation de phase en fonction de la fréquence

Ce déphaseur a présenté dans la gamme d’analyse des pertes d’insertion comprises entre 1dB et 5dB pour un ROS moyen inférieur à 2 (figures 4.18 et 4.19). Cette adaptation qui n’est pas parfaite explique également les ondulations observées sur l’évolution de la variation de phase en fonction de la fréquence (figure 4.16). L’utilisation d’une technologie plus précise devrait permettre d’améliorer ces résultats. Il est à noter aussi que la variation de la permittivité du cristal liquide n’engendre pas de variation importante du module des paramètres S_{11} et S_{21} .

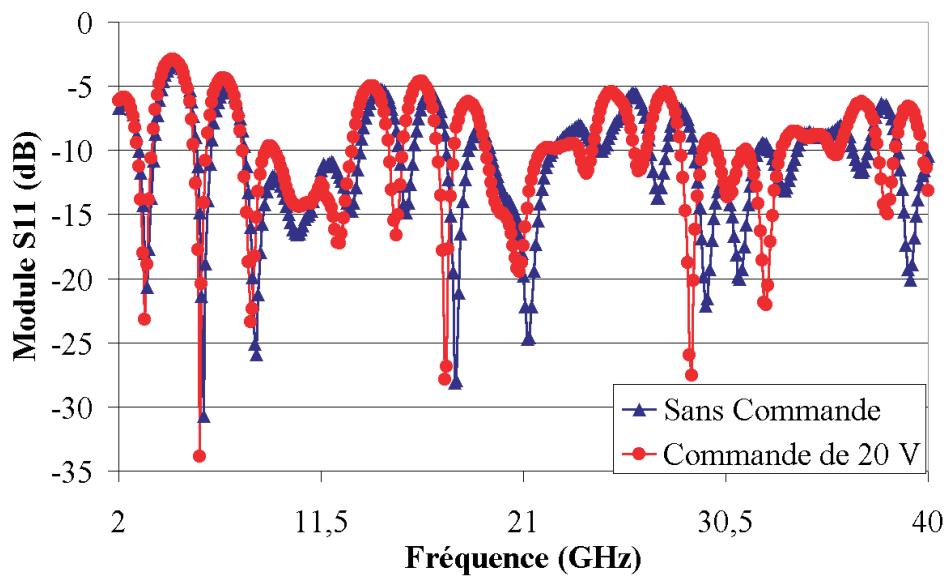


FIG. 4.18 – Pertes en réflexion du déphaseur coplanaire

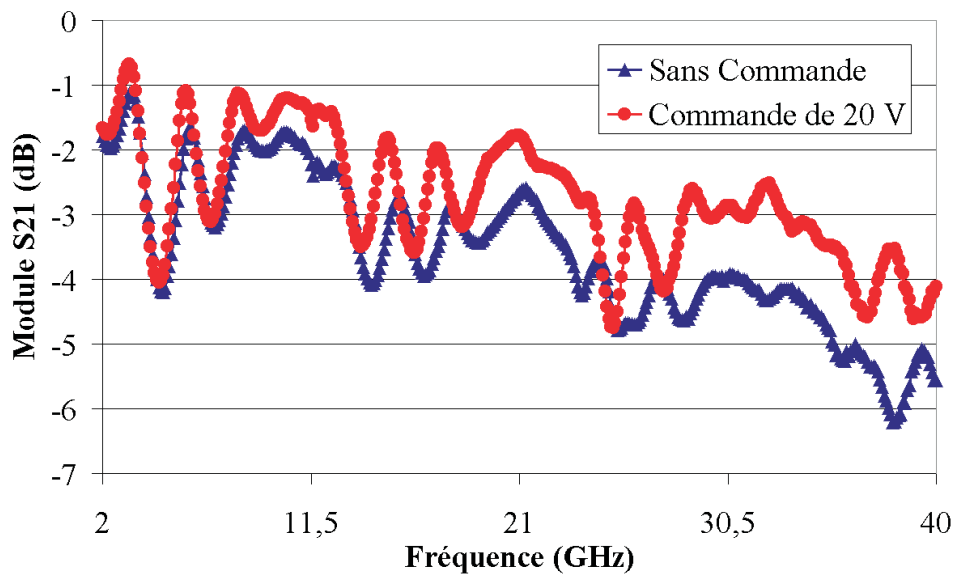


FIG. 4.19 – Pertes d'insertion du déphaseur coplanaire

4.2 Etude d'une cavité Pérot-Fabry

Les résonateurs de Pérot-Fabry sont largement utilisés aux longueurs d'onde optique ou sub-millimétrique pour la réalisation d'interféromètres ou de résonateurs ouverts [5]. Leur utilisation en micro-ondes en tant que dispositifs de focalisation est plus récente [6][7][8][9]. Ces structures sont constituées d'un empilement de couches diélectriques (miroir de Bragg) ou métalliques fortement réfléchissantes. Les caractéristiques de leur réponse en fréquence ne dépendent alors que de la polarisation de l'onde incidente et de la géométrie du volume périodique élémentaire. Par analogie avec les grilles actives ou les combineurs de puissance à l'état solide [10], on peut introduire des composants actifs (diodes PIN, varactors, transistors FET, ...) à l'intérieur des mailles du réseau périodique métallique pour obtenir des structures commutables ou reconfigurables [11][12].

Cette étude a pour objectif de présenter la faisabilité de cavités de Pérot-Fabry accordables à l'aide de cristaux liquides dans les bandes millimétriques. Elle a été possible grâce à une collaboration avec R. Sauleau et Ph. Coquet de l'Institut d'Electronique et Télécommunications de Rennes (IETR). Elle reflète la mise en commun des compétences de deux équipes dans des domaines différents et n'a été possible qu'à travers de nombreuses discussions.

Après avoir rappelé succinctement le principe de fonctionnement d'une cavité de Pérot-Fabry, nous présentons les simulations obtenues par R. Sauleau à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) sur plusieurs structures [13]. Enfin, les résultats obtenus sur un premier dispositif expérimental sont présentés.

4.2.1 Principe de la cavité de Pérot-Fabry à faces planes

L'objet de ce paragraphe est de décrire le fonctionnement et les principales caractéristiques d'un résonateur de Pérot-Fabry à faces planes.

La figure 4.20 représente schématiquement la structure d'un interféromètre de Pérot-Fabry à faces planes.

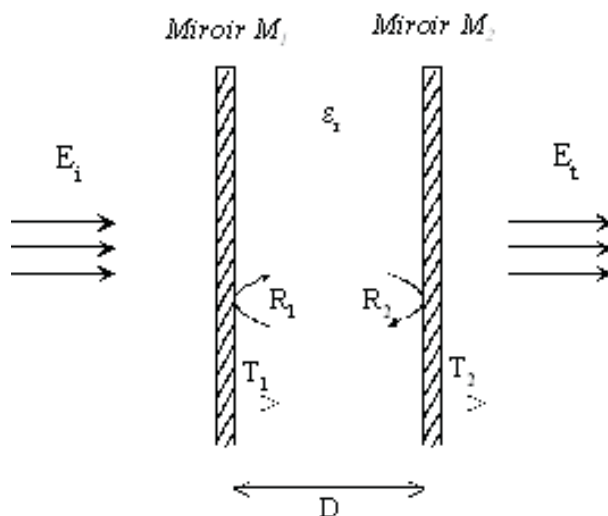


FIG. 4.20 – Représentation schématique d'un interféromètre de Pérot-Fabry

Traditionnellement utilisé en spectroscopie haute résolution, l'interféromètre de Pérot-Fabry comporte deux miroirs réfléchissants M_1 et M_2 constitués d'un empilement (plusieurs dizaines) de fines couches diélectriques à faibles pertes. Cela permet d'ajuster leur réflectivité, et donc la transmittance globale du dispositif. L'espace séparant les deux miroirs est souvent de l'air mais on peut généraliser en supposant qu'il s'agit d'un diélectrique de permittivité ϵ_r .

En sommant les contributions individuelles des champs réfléchis et transmis après réflexions multiples à l'intérieur de la cavité, la relation 4.3 montre que la transmittance globale T_{IPF} du dispositif s'écrit [5] :

$$\begin{aligned}
 T_{IPF} &= \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = \frac{T_1 T_2}{[1 - \sqrt{R_1 R_2}]^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \left(\frac{\Phi}{2} \right)} \\
 &= \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{[1 - \sqrt{R_1 R_2}]^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \left(\frac{\Phi}{2} \right)} \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

La relation 4.3 suppose que l'interféromètre de Pérot-Fabry est éclairé en incidence normale et qu'il ne possède aucune perte. Les notations sont celles de la figure 4.20 :

- T_m est la transmittance du miroir M_m avec $m=1,2$
- R_m est la réflectivité du miroir M_m
- Φ est le déphasage associé à un aller-retour de l'onde dans la cavité :

$$\Phi = \frac{4\pi D\sqrt{\epsilon_r}}{\lambda_0} \quad (4.4)$$

où λ_0 désigne la longueur d'onde de la source lumineuse dans le vide.

La variation de la transmittance de l'interféromètre de Pérot-Fabry en fonction de Φ est représenté figure 4.21 dans le cas particulier où les réflectivités sont égales.

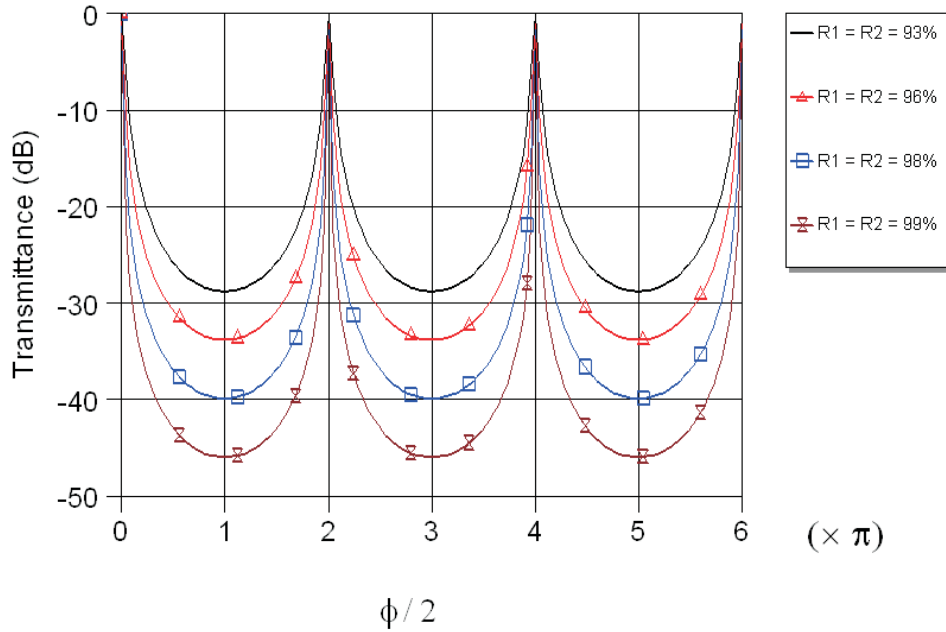


FIG. 4.21 – Transmittance d'un interféromètre de Pérot-Fabry lorsque $R_1 = R_2$

En l'absence de pertes (diélectrique et métallique), nous constatons que :

lorsque $R_1 = R_2$, le transfert de puissance est maximal et vaut 1 quelles que soient les valeurs de R_1 et R_2 , si Φ est un multiple entier 'q' de 2π :

$$\Phi = (q + 1) \cdot 2\pi \quad , \quad q = 0, 1, 2 \dots \quad (4.5)$$

c'est à dire si la distance séparant les deux miroirs est un multiple entier de demi-longueurs d'onde dans le diélectrique ϵ_r . 'q' est généralement appelé indice de mode axial (ou longitudinal).

La relation 4.5 définit la condition d'établissement d'un régime d'ondes stationnaires dans le résonateur. Elle permet de déterminer facilement les fréquences de résonance du dispositif $f_{res,q,IPF}$ en éliminant Φ entre les relations 4.4 et 4.5 :

$$f_{res,q,IPF} = (q + 1) \frac{c}{2D \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.6)$$

c désignant la célérité de la lumière dans le vide.

4.2.2 Etude par simulations

On suppose que les résonateurs (figure 4.22.a) sont illuminés par une onde plane en incidence normale et on étudie leur réponse fréquentielle autour des trois premières bandes propagées à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Les miroirs métalliques, supposés identiques et parfaitement conducteurs, sont constitués de grilles inductives (figure 4.22.b) ou capacitives (figure 4.22.c) bidimensionnelles. La période et la largeur des motifs métalliques sont notées respectivement a_i et d_i dans le cas inductif, et a_c et d_c dans le cas capacitif. Les deux substrats latéraux ($\epsilon_{r,1}$, $\tan\delta_1$), de faible permittivité, servent de supports aux grilles métalliques. Le substrat central a pour épaisseur D_2 et contient le cristal liquide ($\epsilon_{r,2}$, $\tan\delta_2$) qui est polarisé par champ électrique entre les deux grilles.

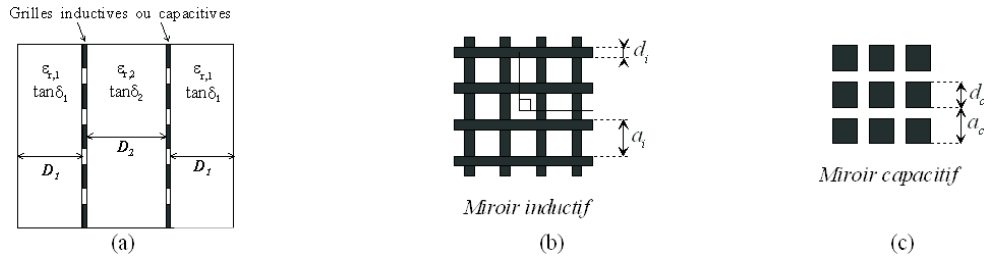


FIG. 4.22 – Cavités de Pérot-Fabry (a) à grilles inductives (b) ou capacitives (c)

En négligeant l'influence des diélectriques supports ($\epsilon_{r,1} \approx 1$), on montre facilement que la condition de résonance de la cavité symétrique s'écrit :

$$\Phi = 2\pi \frac{D_2}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r,2}} - \arg S_{11} = n\pi \quad (4.7)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, n est un entier, et $\arg S_{11}$ est le coefficient de réflexion sur le miroir à l'interface $\epsilon_{r,2} \rightarrow \epsilon_{r,1}$.

4.2.2.1 Résonateurs à grilles inductives

Les coefficients de transmission théoriques de résonateurs à grilles inductives ($D_1=5\text{mm}$, $\epsilon_{r,1}=1,22$, $\tan\delta_1 = 3 \cdot 10^{-3}$, $D_2=2,6\text{mm}$, $\tan\delta_2 = 5 \cdot 10^{-3}$, $a_i=3,6\text{mm}$, $\frac{d_i}{a_i} = 50\%$, réflectivité des miroirs voisine de 98%) sont représentés figures 4.23 et 4.24 pour trois valeurs de permittivité comprises dans la plage de variation typique des cristaux liquides utilisés en pratique : $\epsilon_{r,2}=2,9$, 3,1 et 3,4. Dans le premier cas (figure 4.23), le substrat situé entre les deux miroirs est intégralement du cristal liquide ($\epsilon_{r,2}$). Dans le second cas (figure 4.24), le cristal liquide est uniquement situé sous les pistes métalliques. Hormis son caractère faible coût (on utilise moins de cristal liquide), cette solution permet d'améliorer l'isolation ($>20\text{dB}$) entre les deux premières bandes propagées. L'excursion en fréquence est comprise entre 32,24 et 34,25 GHz (resp. 46,95 et 50,39 GHz) pour le premier (resp. le deuxième) maximum de transmission. Dans les deux cas, l'épaisseur importante de cristal ($n=0$, $D_2 \approx \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon_{r,2}}}$, d'après la relation 4.7) diminue l'efficacité de la commande. Ces structures accordables seront donc utilisées de préférence en sub-millimétrique ou au sein de structures à BIP à très faible période longitudinale.

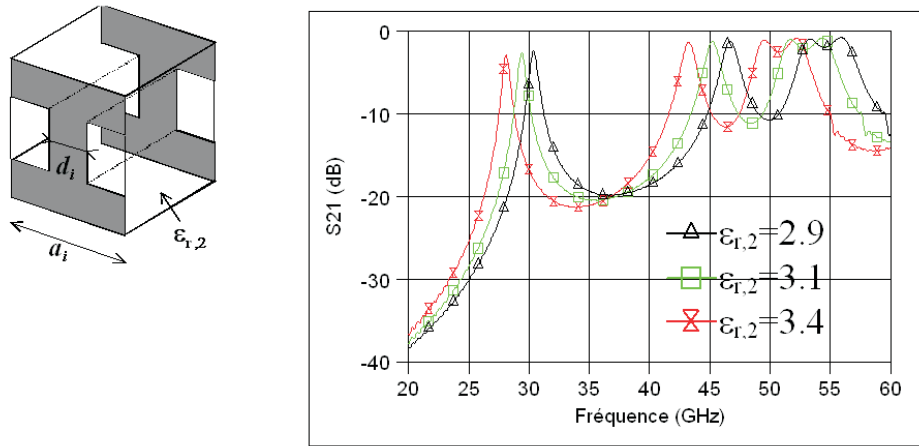


FIG. 4.23 – Coefficients de transmission de la configuration 1

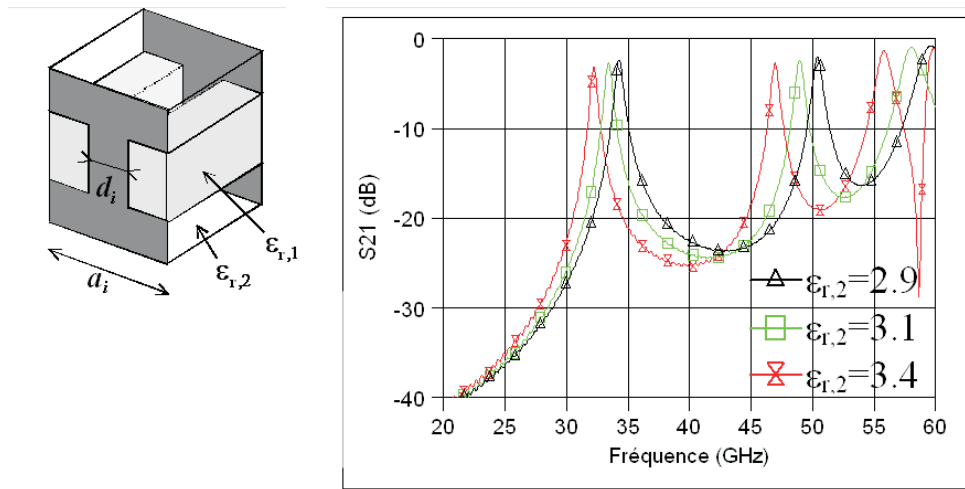


FIG. 4.24 – Coefficients de transmission de la configuration 2

4.2.2.2 Résonateurs à grilles capacitives

4.2.2.2.1 Dualité entre structures à grilles inductives et capacitives

Les figures 4.25 et 4.26 illustrent la dualité des réponses fréquentielles de grilles inductives et capacitives. Elles représentent la variation de la réflectivité et de la phase du coefficient de réflexion sur la grille en fonction de la fréquence normalisée $\frac{a_i}{\lambda_0}$ ou $\frac{a_c}{\lambda_0}$. Pour obtenir une cavité à grilles capacitives suffisamment sélective en fréquence, il faut utiliser des miroirs fortement réfléchissants ($|S_{11}|^2 > 95\%$, soit $\frac{a_c}{\lambda_0} > 0,8$ et $\frac{d_c}{a_c}$ proche de 1). Dans ce cas, $\arg S_{11}$ est voisin de -180° . D'après la relation 4.7, il en résulte que ces structures sont cinq à dix fois plus compactes que les résonateurs à grilles inductives, ce qui est favorable à la commandabilité du cristal liquide. En revanche, les facteurs de remplissage des grilles sont nécessairement très élevés (typiquement supérieurs à 95%). Les contraintes technologiques liées à la fabrication du gap entre motifs métalliques et la sensibilité de la réponse fréquentielle à une incertitude sur la largeur de ce gap restreignent l'usage de ce type de cavités aux fréquences inférieures à 100 GHz.

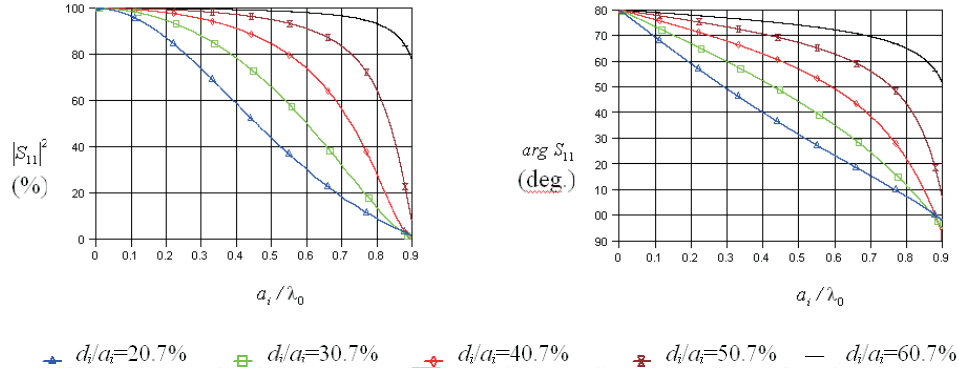


FIG. 4.25 – Réflectivité $|S_{11}|^2$ et phase du coefficient de réflexion $\arg S_{11}$ pour une grille inductive ($a_i=1\text{mm}$)

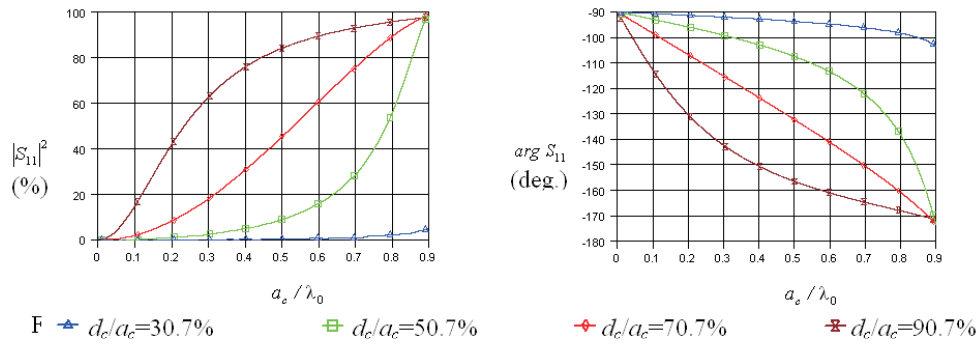


FIG. 4.26 – Réflectivité $|S_{11}|^2$ et phase du coefficient de réflexion $\arg S_{11}$ pour une grille capacitive ($a_i=1\text{mm}$)

4.2.2.2 Réponse fréquentielle et commande du cristal liquide

Le coefficient de transmission d'une cavité à grilles capacitatives ($a_c=8\text{mm}$, $\frac{d_c}{a_c}=98.75\%$, $D_2=0,5\text{mm}$, $\epsilon_{r,1}=1$) est représenté figure 4.27 pour trois valeurs de permittivité du cristal : $\epsilon_{r,2}=2,9$, $3,1$ et $3,4$ ($\tan\delta_2 = 5 \cdot 10^{-3}$). Au voisinage du troisième pic de transmission, la fréquence de résonance varie entre $25,76\text{ GHz}$ et $27,68\text{ GHz}$. Comparée au résonateur à grilles inductives, l'excursion en fréquence (2GHz) est très voisine de celle obtenue au paragraphe 4.2.2 ($2,01\text{ GHz}$) et les pertes d'insertion sont beaucoup plus faibles malgré la sélectivité plus grande du dispositif.

Pour pouvoir commander le cristal liquide, il est nécessaire de connecter entre eux les carrés métalliques de chaque miroir. Le motif périodique résultant est repré-

senté figure 4.28 : des liaisons métalliques de largeur l_c ont été rajoutées au motif initial de la figure 4.27. Les coefficients de transmission théoriques obtenus pour deux valeurs de l_c ($l_c=0,5$ et $1,5\text{mm}$) sont également donnés figure 4.28. La comparaison avec le cas nominal ($l_c=0\text{mm}$) montre que l'influence de ces connexions est négligeable pour $l_c=0,5\text{mm}$. Dans ce cas, leur réactance équivalente est faible devant celle présentée par le patch : les grilles conservent leur comportement capacitif malgré la présence d'un motif métallique continu dans la direction parallèle au champ électrique incident.

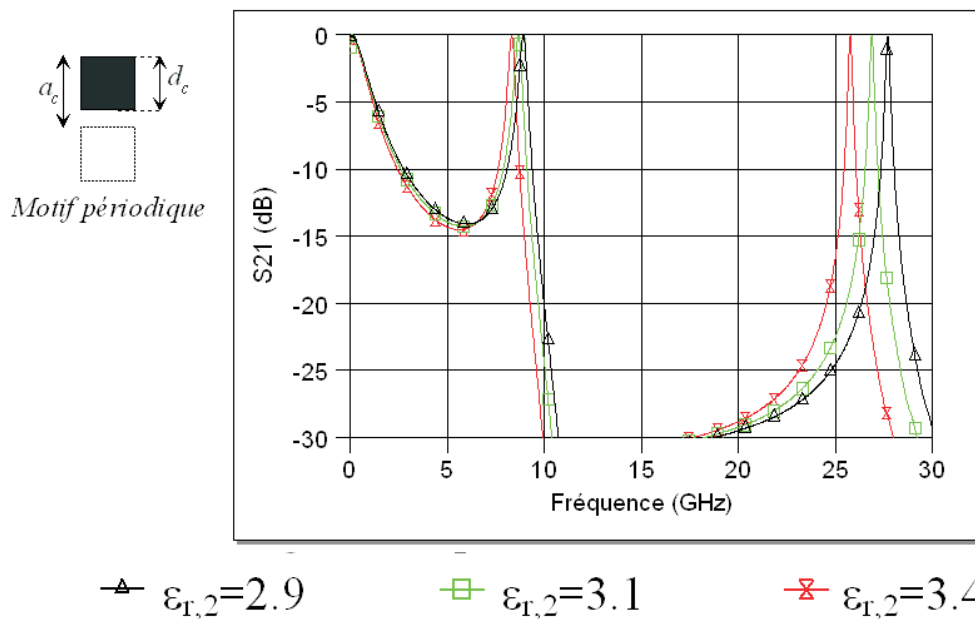


FIG. 4.27 – Coefficient de transmission d'une cavité à grilles capacitives

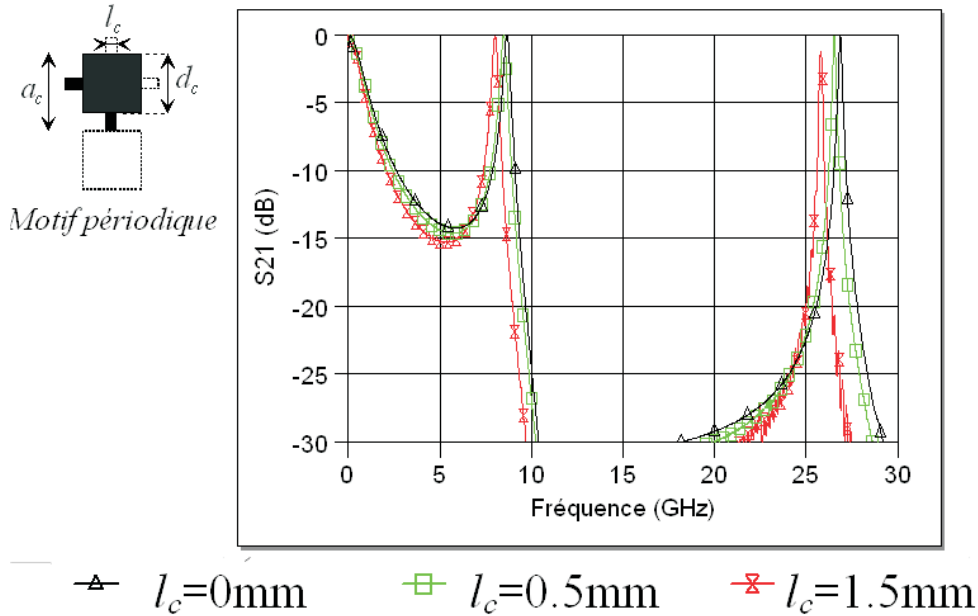


FIG. 4.28 – Influence des liaisons de polarisation entre carrés métalliques sur le coefficient de transmission de la cavité ($\epsilon_{r,2}=3,1$)

4.2.2.2.3 Conclusion de l'étude théorique

Cette étude théorique présente et compare deux configurations complémentaires de résonateurs de Pérot-Fabry accordables par cristal liquide. La configuration à grilles capacitives est très avantageuse aux fréquences millimétriques basses :

- la structure résultante est cinq à dix fois plus compacte que les résonateurs à grilles inductives,
- la faible épaisseur du cristal permet une commande efficace de celui-ci. Les résultats théoriques montrent qu'il est possible d'atteindre une excursion en fréquence de 6% autour de 30 GHz. Une telle excursion est suffisante pour un fonctionnement en commutation puisque la différence de niveau entre les états on et off est voisine de 20 dB.

4.2.3 Dispositif réalisé

Les miroirs métalliques réfléchissants sont réalisés à partir de plaques carrées de verre (Corning) de 9cm de côté ($\epsilon'_r=5,7$). Après dépôt d'une couche d'aluminium, les motifs sont obtenus par résinage, masquage et attaque chimique. Les paramètres géométriques visés sont les suivants :

$$D_1=1,1\text{mm}, D_2=0,11\text{mm}, \epsilon_{r,1}=5,7, l_c=0,1\text{mm}, a_c=5\text{mm}, \frac{d_c}{a_c} = 98,75\%$$

La masse des miroirs et leur encombrement ne permet pas le dépôt du surfactant (polyvinylalcool PVA) dans les mêmes conditions que les circuits déphaseurs. L'accélération et la vitesse de rotation de la tournette ont dû être réduites. L'épaisseur de PVA est plus importante et semble inhomogène sur la surface des miroirs. Des modifications mécaniques du support d'aspiration de la tournette seraient nécessaires. Une cale de polyéthylène de $110\mu\text{m}$ d'épaisseur est utilisée pour séparer les deux miroirs plans. Le cristal liquide utilisé est le mélange E3. Sans tension de commande, les molécules sont en orientation planaire et le champ hyperfréquence incident voit la permittivité parallèle du cristal liquide. Les molécules s'alignent perpendiculairement aux lames de verre sous l'influence d'une tension de commande (fréquence : 5kHz et amplitude : 10V). Dans cette orientation, le champ hyperfréquence interagit avec la permittivité perpendiculaire du cristal liquide.

Nous présentons en fonction de la fréquence (figure 4.29), le module du coefficient de transmission normalisé à 0dB pour le maximum avec et sans tension de commande. L'agilité en fréquence est de 500 MHz autour d'une fréquence centrale proche de 27 GHz.

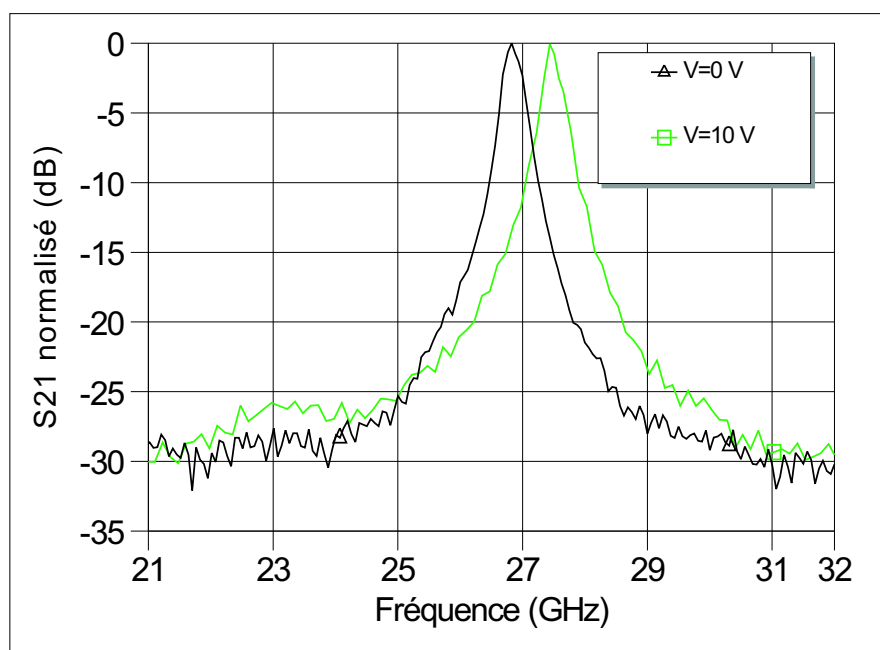


FIG. 4.29 – Coefficient de transmission mesuré de la cavité Pérot-Fabry remplie de cristal liquide avec et sans tension de commande

Ces premiers résultats semblent encourageants. Nous pouvons les comparer aux simulations présentées sur la figure 4.30 pour trois valeurs de permittivité du cristal liquide : $\epsilon_{r,2}=2,7, 2,9$ et $3,1$. L'anisotropie diélectrique simulée est identique à celle obtenue en caractérisation.

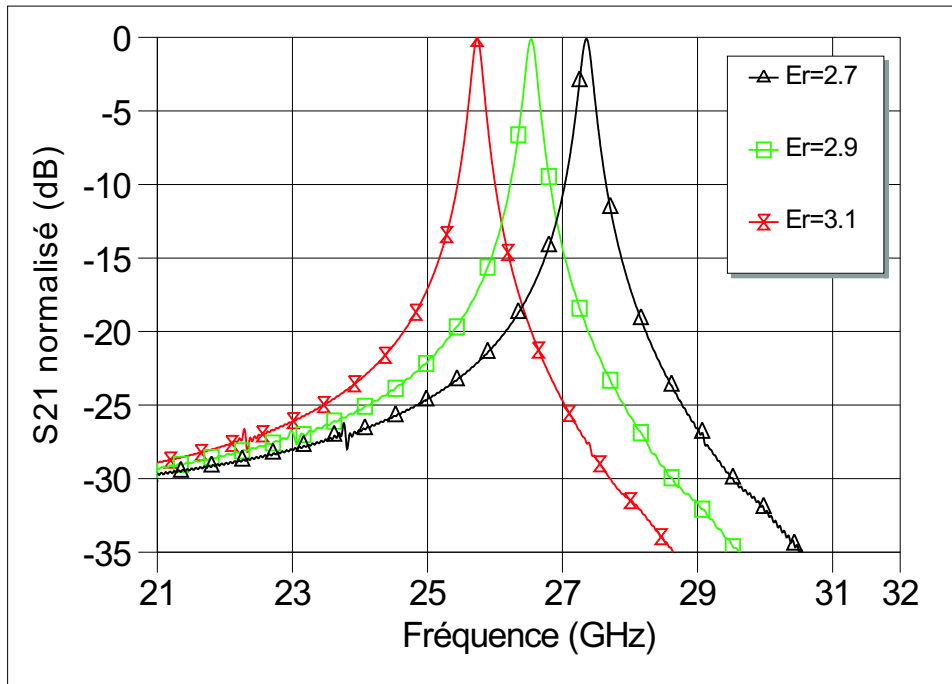


FIG. 4.30 – Coefficient de transmission théorique de la cavité Pérot-Fabry en fonction de la permittivité

Les fréquences centrales mesurées et simulées sont proches, par contre, l'agilité obtenue en simulation est trois fois plus importante. La faible agilité obtenue en pratique peut être attribuée à une mauvaise orientation planaire des molécules. Une meilleure maîtrise du dépôt de PVA devrait améliorer les performances.

Dans ce chapitre, des déphaseurs ainsi qu'une cavité de Pérot-Fabry ainsi ont été réalisés et caractérisés. Les caractéristiques et les performances de ces dispositifs sont les suivantes :

Le premier déphaseur a été obtenu à partir d'un substrat évidé rempli de cristal liquide. La commande électrique n'est possible qu'après diffusion du cristal liquide dans le substrat (délai de 6 heures). La variation de phase est de $0,2^\circ/\text{cm}/\text{GHz}$ pour une commande électrique (tension de 10V) et de $0,7^\circ/\text{cm}/\text{GHz}$ avec une commande magnétique. Les pertes en transmission sont inférieures à 1dB.

Le deuxième déphaseur est original par ses accès coplanaires. Ce déphaseur fonctionne jusque 40GHz. La variation de phase est de $0,8^\circ/\text{cm}/\text{GHz}$. 80% de l'agilité est obtenue pour une tension de commande de 10V. Les pertes en transmission sont inférieures à 5dB pour une ligne agile de 3cm de longueur.

La cavité Pérot-Fabry représente un premier démonstrateur résonant à 30GHz. La fréquence de résonance varie de 0,5GHz pour une tension de commande de 10V.

Ces résultats doivent être complétés. Ils montrent les potentialités d'applications des cristaux liquides pour les dispositifs agiles en fréquence.

Bibliographie

- [1] **P. Pochat**
« *Propriétés diélectriques de la nouvelle phase cristal liquide TGB_A . Applications hyperfréquences des cristaux liquides* »
Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I, 1996.
- [2] **V. Le Houé, P. Pochat & Ph. Gélín**
« *Réalisation d'une antenne agile en fréquence sur substrat cristal liquide* »
10^{èmes} Journées Nationales Microondes, Saint Malo, Mai 1997.
- [3] **D. Dolfi, M. Labeyrie, P. Joffre & J.P. Huignard**
« *A liquid crystal microwave phase shifter* »
Proceeding of the SPIE, Vol.2155, pp.420-425, 1994.
- [4] **V. Allouchery**
« *Caractérisations thermophysique, électro-optique et diélectrique de matériaux cristaux liquides dispersés dans une matrice polymère* »
Thèse de Doctorat, Université du Littoral-Côte d'Opale, Janvier 2000.
- [5] **R. N. Clarke & C.B. Rosenberg**
« *Fabry-Perot and open resonators at microwave and millimeter wave frequencies, 2-300 GHz* »
J. Phys. E : Sci. Instrum., Vol.15, pp.9-23, 1982.
- [6] **R. Sauleau**
« *Etude de résonateurs de Pérot-Fabry et d'antennes imprimées en ondes millimétriques. Conception d'antennes à faisceau gaussien* »
Thèse de l'Université de Rennes 1, Décembre 1999.
- [7] **T. Akalin, J. Danglot, O. Vanbesien & D. Lippens**
« *A highly directive dipole antenna embedded in a Fabry-Perot type cavity* »
IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.12, n°2, pp.48-50, Février 2002.

- [8] **E. Ozbay, B. Temelkuran, M. Bayindir, R. Biswas, M.M. Sigalas, G. Tuttle & K. Ho**
« *Photonic crystals based resonant antenna with a very high directivity* »
Millenium Conf. on Antennas and Propagation, Session 2A2, AP'2000,
Davos, Suisse, Avril 2000.
- [9] **R. Sauleau, Ph. Coquet, D. Thouroude, J.-P. Daniel & T. Matsui**
« *Radiation characteristics and performance of millimeter wave horn fed gaussian beam antennas* »
IEEE Trans. on Antennas and Propagation, à paraître en Février 2003.
- [10] **R.A. York & Z.B. Popovic**
« *Active and quasi-optical arrays for solid-state power combining* »
New York : Wiley, 1997.
- [11] **G. Poislane**
« *Antennes et matériaux à bande interdite photonique* »
Thèse de l'Université de Rennes 1, Juillet 1999.
- [12] **T. Brillat**
« *Définition, réalisation et caractérisation de matériaux à bande interdite photonique reconfigurables en microondes* »
Thèse de l'Université de Paris X, Décembre 2000.
- [13] **R. Sauleau, N. Tentillier, B. Spingart & Ph. Coquet**
« *Résonateur Pérot-Fabry accordable en fréquence par cristaux liquides* »
13^{èmes} Journées Nationales MicroOndes 2003, Lille, Mai 2003.

Conclusion générale

Les objectifs principaux de ce travail étaient d'une part, la caractérisation diélectrique micro-onde de cristaux liquides et d'autre part, l'application de ces matériaux à l'agilité en fréquence.

Pour répondre au premier objectif, nous avons développé des cellules de mesure en structures lignes plaquées. Ces structures ont été retenues car elles ne nécessitent qu'un faible volume d'échantillon et fonctionnent à large bande de fréquence.

Les premières cellules réalisées sont en configuration dipôle circuit-ouvert. La partie active de ces cellules utilise une ligne microruban ou une structure proche d'une ligne triplaque. Les permittivités effectives pour chaque orientation principale du cristal liquide sont déduites de la mesure du coefficient de réflexion. Un traitement électromagnétique prenant en compte la structure de la cellule permet de remonter au tenseur permittivité du matériau. A l'aide de ces cellules, des premiers résultats dans la gamme de fréquence 1kHz-10GHz ont été obtenus sur un cristal liquide nématique commercial à température ambiante. La précision reste néanmoins limitée même avec l'utilisation d'un dispositif de mesure sous pointes.

Suite à cette étude, nous avons orienté notre travail vers des cellules quadripôles caractérisées en transmission-réflexion et une méthode de caractérisation sans calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel (méthode ΔL). Cette méthode a été validée sur un substrat solide puis appliquée à une cellule en structure triplaque. Les résultats montrent que cette structure de propagation n'est pas adaptée à la caractérisation micro-onde. Ceci est attribué au rayonnement de la structure. Il serait intéressant de reprendre cette étude avec des cellules lignes plaquées moins rayonnantes, telles que les lignes microrubans à substrat évidé ou avec des accès coplanaires.

Nous avons préféré nous orienter vers les guides d'onde rectangulaires et développer de nouvelles méthodes d'extraction des paramètres électromagnétiques sans calibrage.

Après avoir validé la méthode ΔL dans le cas des guides d'onde rectangulaires, nous présentons deux méthodes originales :

- la première (méthode $\Delta\gamma$) s'applique aux matériaux diélectriques. Elle nécessite les mesures sans calibrage de la cellule à vide et de la cellule remplie du matériau à caractériser. La caractérisation des liquides peut s'effectuer sans démontage de la cellule de mesure,
- la deuxième méthode (méthode $\Delta L\Delta\gamma$) combine les deux méthodes (méthode ΔL et méthode $\Delta\gamma$) et donne la permittivité et la perméabilité d'un matériau.

Ces méthodes ont été validées par des simulations électromagnétiques et à l'aide de matériaux étalons. Elles ont ensuite permis de caractériser trois cristaux liquides nématiques de la même famille (famille des cyanobiphényles). Les permittivités évoluent peu dans la bande de fréquence d'étude (26-40GHz) et sont proches de 3 en orientation parallèle et de 2,6 en orientation perpendiculaire avec une anisotropie de 0,4. Le facteur de pertes est inférieur à 0,03 (pertes $< 0,1$). Ces résultats sont importants afin de concevoir des circuits agiles en fréquence. La précision de ces nouvelles techniques est comparable à celle d'autres méthodes plus classiques (Nicolson-Ross-Weir (NRW), cellule court-circuitée).

La méthode $\Delta\gamma$ est intéressante sur les points suivants :

- elle permet de s'affranchir de tout calibrage. Cette étape est délicate pour certains supports de propagation (lignes plaquées, propagation libre...) et peut même devenir une source d'erreurs,
- elle supprime les montages-démontages dans le cas d'un matériau liquide,
- elle peut être étendue à d'autres techniques, par exemple : cellule coaxiale, propagation libre... En propagation libre, elle consiste à faire une mesure sans l'échantillon entre des cornets émetteur et récepteur puis une seconde

mesure en plaçant l'échantillon dans le faisceau. La position de l'échantillon n'a pas besoin d'être précise.

La méthode $\Delta L \Delta \gamma$ permet d'extraire la permittivité et la perméabilité. Elle est intéressante pour la mesure de matériaux magnétiques à pertes. Par contre, elle présente des pics d'imprécision comme la méthode NRW dans le cas de matériaux faibles pertes. Elle permet néanmoins, dans certains cas, de s'affranchir de la position de l'échantillon.

Pour répondre au deuxième objectif de ce travail, des déphaseurs ainsi qu'une cavité de Pérot-Fabry agiles ont été imaginés, simulés, réalisés et caractérisés. Les caractéristiques et les performances de ces dispositifs sont les suivantes :

- le premier déphaseur a été obtenu à partir d'un substrat évidé rempli de cristal liquide. La commande électrique n'est possible qu'après diffusion du cristal liquide dans le substrat. La variation de phase est de $0,2^\circ / \text{cm} / \text{GHz}$ pour une commande électrique (tension de 10V) et de $0,7^\circ / \text{cm} / \text{GHz}$ avec une commande magnétique. Les pertes en transmission sont inférieures à 1dB,
- le deuxième déphaseur est original par ses accès coplanaires. Ce déphaseur a été caractérisé jusque 40GHz. La variation de phase est de $0,8^\circ / \text{cm} / \text{GHz}$. 80% de l'agilité est obtenue pour une tension de commande de 10V. Les pertes en transmission sont inférieures à 5dB pour une ligne agile de 3cm de longueur. Ce même type d'accès a été utilisé avec succès dans une structure filtre à vocation de déphaseur par Noham Martin du Laboratoire d'Electronique des Systèmes de Télécommunications (LEST). Ce circuit présente une variation de phase de $2,77^\circ / \text{cm} / \text{GHz}$ dans une bande de fréquence de 5 GHz.
- la cavité Pérot-Fabry représente un premier démonstrateur résonant à 30GHz. La fréquence de résonance varie de 0,5GHz pour une tension de commande de 10V.

Ces résultats mettent en évidence les potentialités d'applications des cristaux liquides pour les dispositifs agiles en fréquence.

En ce qui concerne la caractérisation, les prolongements de ce travail sont les suivants :

- étudier les limites de validité et la précision des méthodes développées,
- tester d'autres cellules à lignes plaquées microruban : à substrat évidé, à accès coplanaires,
- appliquer les méthodes en propagation libre et à d'autres matériaux.
- étudier l'influence de la structure moléculaire des cristaux liquides sur l'anisotropie diélectrique. Une telle étude est en cours dans le cadre d'une collaboration entre le LEST et le LEMCEL.

Les perspectives en application sont :

- d'étudier les temps de réponse des dispositifs afin de les optimiser,
- l'étude de circuits agiles fonctionnant à des fréquences plus élevées (gamme millimétrique), fréquences où les cristaux liquides ont un avenir prometteur,
- l'utilisation de cristaux liquides dispersés dans une matrice polymère (PDLC) en collaboration avec le Laboratoire de ThermoPhysique de la Matière Condensée (LTPMC) de Dunkerque est une voie à explorer. Les PDLC se présentent sous forme d'un film souple et ont déjà fait l'objet d'études à plus basses fréquences au laboratoire.

Valorisation du travail de recherche

Publication dans une revue internationale avec comité de lecture

B. Spingart, N. Tentillier, F. Huret, C. Legrand

« *Liquid Crystals Applications to R.F. and Microwave Tunable Components* »
Molecular Crystals and Liquid Crystals. Vol. 368, pp. 183-190, 2001.

Communications orales internationales avec publications des actes

B. Spingart, N. Tentillier, F. Huret, J.-C. Carru, C. Legrand, P. Kennis

« *Electrical Characterization of Liquid Crystals With Microstrip-Line Device for Microwave Applications* »

Progress in Electromagnetics Research Symposium, PIERS2000, Cambridge - USA, Juillet 2000.

N. Martin, N. Tentillier, P. Laurent, B. Spingart, F. Huret, Ph. Gelin, C. Legrand

« *Electrically Microwave Tunable Components Using Liquid Crystals* »

32nd European Microwave Conference 2002, EuMC2002, Milan - Italie, Septembre 2002.

B. Spingart, N. Tentillier, C. Legrand

« *Liquid Crystals Microwave Dielectric Measurements : Applications to R.F. and Microwave Tunable Components* »

5th International Symposium on Relaxation Phenomena in Dielectric and Magnetic System, ISRPDMS 2002, Darmstadt - Allemagne, Octobre 2002.

N. Tentillier, B. Splingart, J.-F. Légier, E. Paleczny, C. Legrand

« *Application hyperfréquence des cristaux liquides. Etude de déphaseurs agiles en fréquence* »

Télécom 2003 & 3ème Journées FrancoMaghrébines des Microondes et leurs Applications , JFMMA 2003, Marrakech - Maroc, Octobre 2003.

Communications orales nationales avec publications des actes

B. Splingart, J. Hinojosa, N. Tentillier, F. Huret, J.-C. Carru, C. Legrand

« *Caractérisation Électromagnétique de Cristaux Liquides à Partir de Lignes Plaquées* »

6èmes Journées de Caractérisation Micro-ondes et Matériaux, JCMM2000, Paris, Mars 2000.

N. Tentillier, B. Splingart, F. Huret, P. Kennis, C. Legrand

« *Nouvelles Structures de Déphaseurs Agiles en Fréquence à Substrat Cristal Liquide* »

12èmes Journées Nationales Microondes, JNM 2001, Poitiers, Mai 2001.

R. Sauleau, N. Tentillier, B. Splingart, Ph. Coquet

« *Résonateurs de Pérot-Fabry Accordables en Fréquence par Cristal Liquide* »

13èmes Journées Nationales Microondes, JNM 2003, Lille, Mai 2003.

N. Tentillier, B. Splingart, J.-F. Légier, E. Paleczny, C. Legrand

« *Application des cristaux liquides aux circuits micro-ondes accordables* »

11ème Colloque Francophone sur les Cristaux Liquides, CFCL 2003, Dunkerque, Septembre 2003.

Communication internationale par affiche avec publications des actes

B. Splingart, N. Tentillier, F. Huret, C. Legrand

« *Liquid Crystals Applications to R.F. and Microwave Tunable Components* »

18th International Liquid Crystal Conference, ILCC2000, Sendai - Japon, Juillet 2000.

Communications nationales par affiches avec publications des actes

N. Tentillier, B. Spingart, C. Legrand, J.-F. Légier, E. Paleczny

« Caractérisation Diélectrique en Réflexion-Transmission de Cristaux Liquides en Structure Ligne Plaquée »

7èmes Journées de Caractérisation Micro-ondes et Matériaux, JCMM2002, Toulouse, Mars 2002.

N. Tentillier, B. Spingart, E. Paleczny, J.-F. Légier, C. Legrand

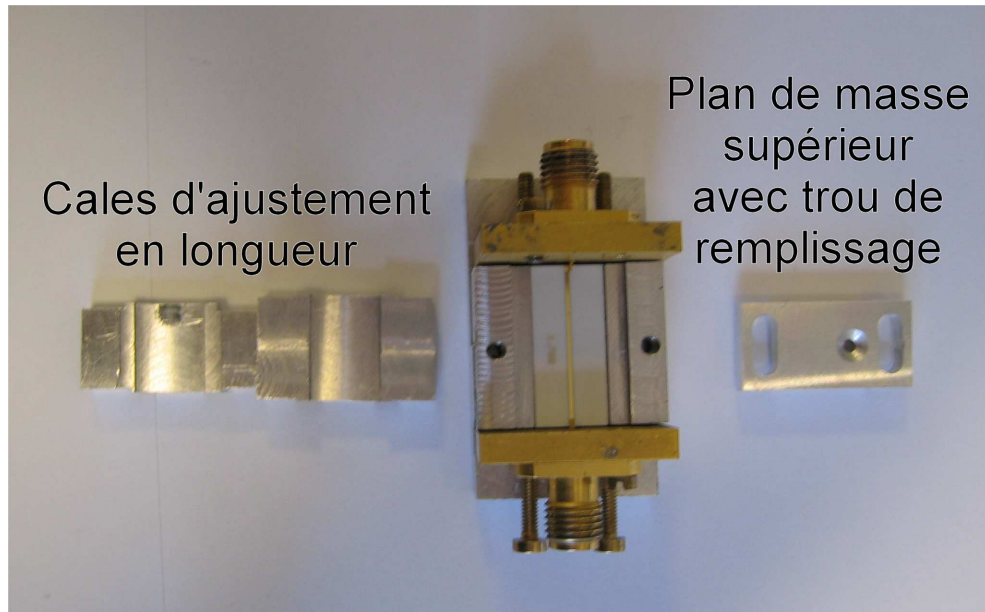
« Accordabilité d'un Circuit Microonde par Adjonction d'un Substrat Cristal Liquide »

13èmes Journées Nationales Microondes, JNM 2003, Lille, Mai 2003.

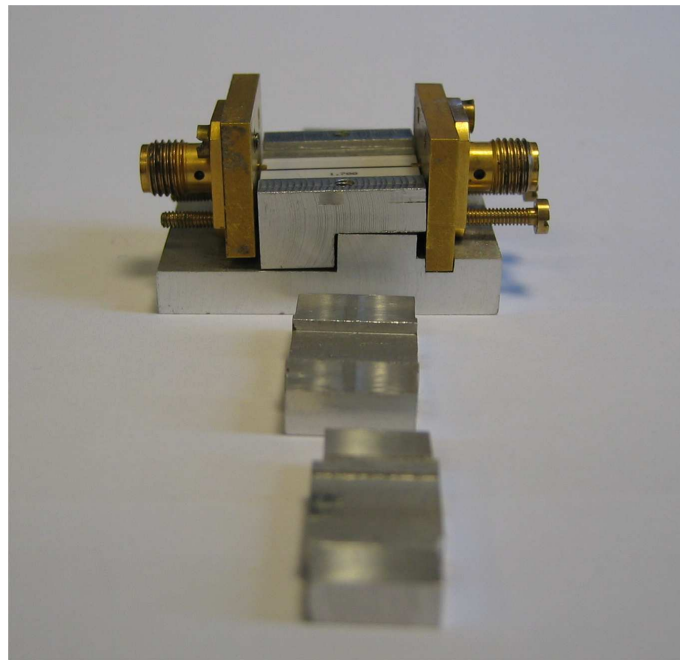
ANNEXES

ANNEXE 1

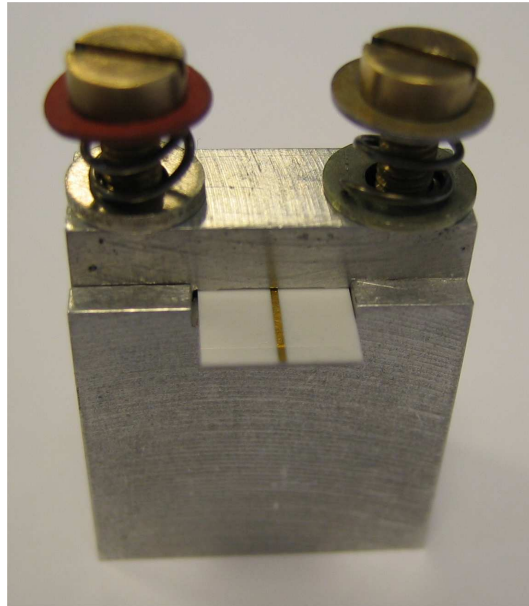
Cellules lignes plaquées en transmission-réflexion



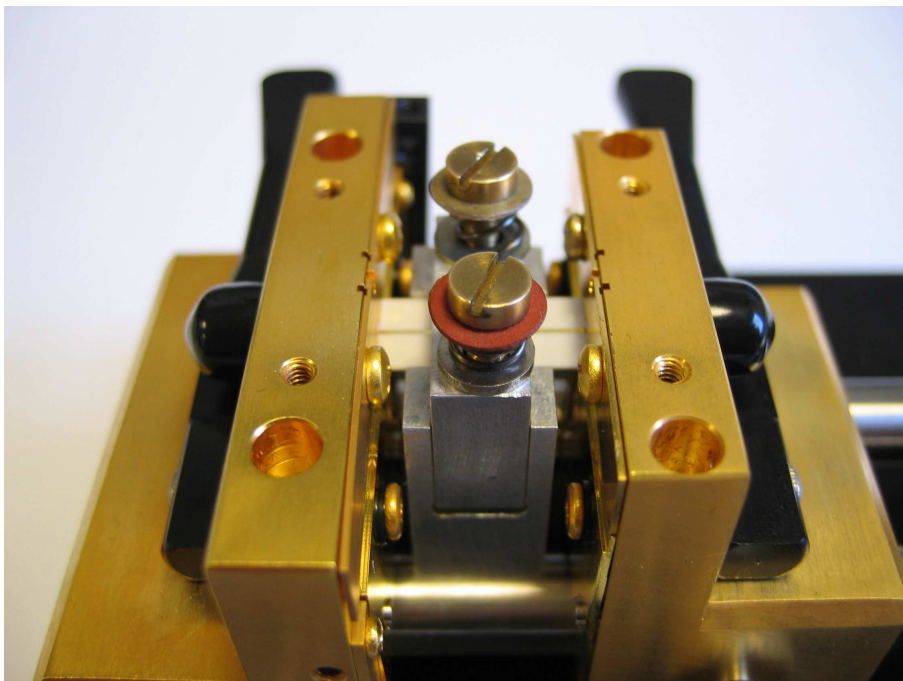
Cellule de mesure en transmission-réflexion en connecteurs SMA (vue de dessus)



Cellule de mesure en transmission-réflexion en connecteurs SMA (vue de côté)



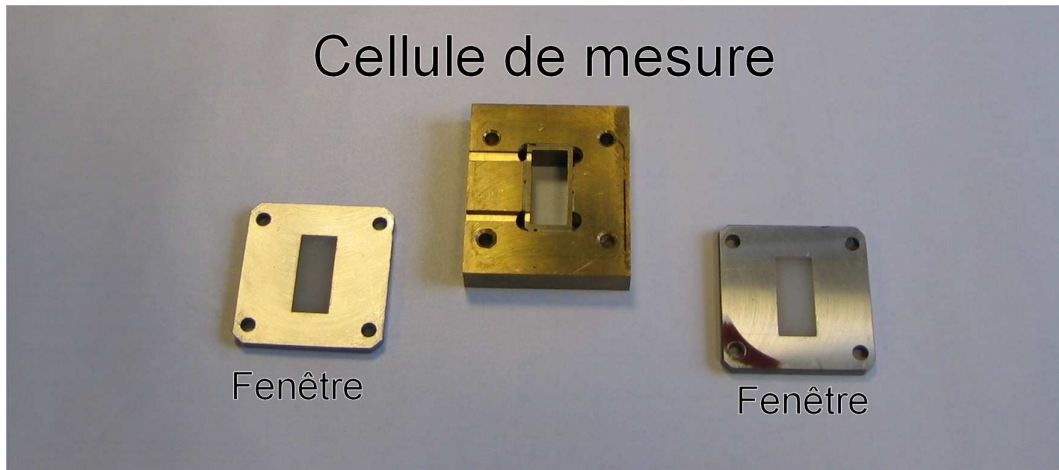
Cellule de mesure en transmission-réflexion en structure triplaque. Le plan de masse supérieur crée une cavité de $120\mu\text{m}$ de hauteur dans laquelle le cristal liquide est inséré par capillarité.



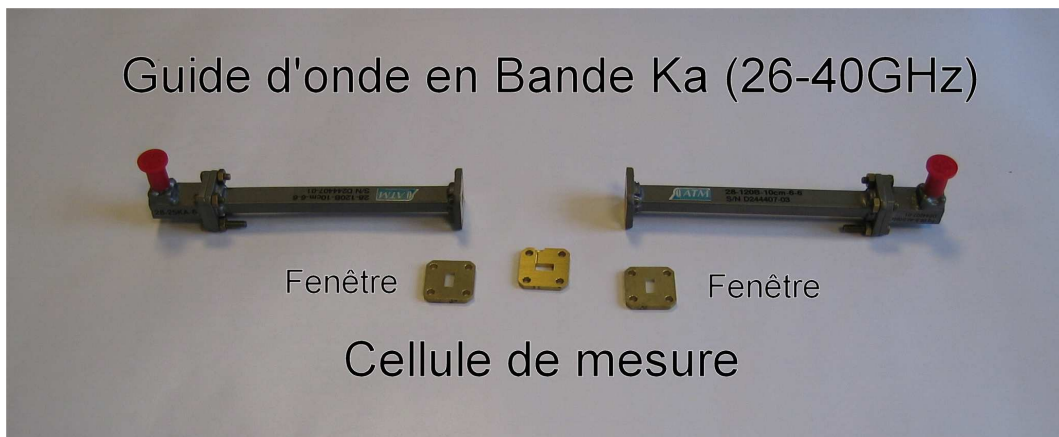
Cellule de mesure en transmission-réflexion placée dans la monture de test sous pointes ANRITSU 3680K.

ANNEXE 2

Cellules Guides d'onde en transmission-réflexion



Cellule de mesure en bande X (8-12GHz)



Cellule de mesure en bande Ka (26-40GHz)

ANNEXE 3

Monture de test sous pointes ANRITSU 3680K

La monture de test ANRITSU 3680K permet d'effectuer des mesures de circuits microruban ou coplanaire dans la bande de fréquence DC-40 GHz. Les circuits que l'on désire caractériser sont placés dans une mâchoire qui les maintient à pression constante. Les pointes de la monture sont matérialisées par le conducteur central des connecteurs de type "K".

La monture de test a déjà été présenté en configuration microruban¹. Nous présentons ici l'évolution de la monture en configuration coplanaire. Dans ce cas, il s'agit de rapporter des contacts de masse de part et d'autre du connecteur central. Une plaque métallique appelée (Upper jaws) est fournie avec le kit de calibrage coplanaire et permet d'obtenir cette configuration. Pour effectuer des mesures reproductibles, il est indispensable de monter avec soin cet élément et vérifier l'alignement des deux contacts de masse avec le connecteur central. Un montage correct permet de calibrer la monture jusqu'à 40GHz² avec le kit de calibrage coplanaire ANRITSU 36804-25C certifié jusqu'à 20GHz.

Les dimensions géométriques des circuits coplanaires doivent être :

- pour le ruban central conducteur, deux options sont possibles : $0,1 \text{ mm} \leq W \leq 0,81 \text{ mm}$ dans le cas où l'espacement choisi entre les dents supérieures est de 0,812 mm ou $0,1 \text{ mm} \leq W \leq 1 \text{ mm}$ dans le cas où l'espacement choisi entre les dents supérieures est de 1,016 mm.
- pour l'épaisseur du substrat : $0,12 \text{ mm} \leq h \leq 1,9 \text{ mm}$,
- pour la longueur de la cellule coplanaire : $5 \text{ mm} \leq h \leq 50 \text{ mm}$.



Monture de test sous pointes ANRITSU 3680K

¹J. Hinojosa, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995

²Documentation ANRITSU 3680K

ANNEXE 4

Kit de calibrage Coplanaire ANRITSU 36804-25C

Caractéristiques des lignes étalons nécessaires pour effectuer le calibrage en T-R-L de la monture de test sous pointes ANRITSU 3680K :

TRL THRU

THRU LINE :

Longueur = 1,00cm soit un délai de 75,329ps

TRL Reflect

OFFSET OPEN :

$$C_0 = 3 \cdot 10^{-15} F$$

$$C_1 = 0 \cdot 10^{-27} F$$

$$C_2 = 0 \cdot 10^{-36} F$$

$$C_3 = 0,5 \cdot 10^{-45} F$$

Longueur = 0,45cm (33,898ps)

OFFSET SHORT :

Longueur = 0,5cm (37,664ps)

TRL Line

DELAY :

Longueur = 1,90cm (143,12ps) 0,5-5GHz

Longueur = 1,30cm (97,928ps) 2-18GHz

Longueur = 1,12cm (84,369ps) 4-40GHz

Longueur = 1,08cm (81,355ps) 6-60GHz

Contribution à la Caractérisation Diélectrique Micro-onde de Cristaux Liquides. Application aux Circuits Agiles en Fréquence.

Résume :

Ce travail porte sur la caractérisation diélectrique micro-onde des cristaux liquides et leur application en agilité en fréquence. A cet effet, des cellules de caractérisation en lignes plaquées et en guides d'onde rectangulaires ont été réalisées en configuration dipôle et quadripôle. Deux méthodes originales de détermination de la permittivité pour l'une, et de la permittivité-perméabilité pour l'autre, sans calibrage de l'analyseur de réseaux vectoriel sont présentées. Elles ont permis de caractériser le tenseur permittivité complexe de trois cristaux liquides nématiques en bande Ka (26-40GHz). La seconde partie de ce travail est consacrée à la réalisation de dispositifs agiles en fréquence à base de cristaux liquides. Deux circuits déphaseurs originaux et une cavité de Pérot-Fabry agile ont été conçus et caractérisés. Les performances montrent les potentialités d'applications hyperfréquence des cristaux liquides en agilité en fréquence.

Abstract :

This work concerns the microwave dielectric characterization of liquid crystals and their application in tunable microwave devices. Cells of characterization in microstrip, stripline and rectangular waveguides were carried out in reflection and transmission-reflection configurations. Two original methods for the determination of permittivity for the first one, and the permittivity-permeability for the other one, without calibration of the vector network analyzer are presented. They were used to characterize the complex permittivity tensor of three nematic liquid crystals in Ka Band (26-40GHz). The second part of this work is devoted to the realization of tunable devices containing liquid crystals. Two original phase-shifter and a Perot-Fabry cavity were designed and characterized. The performances show the microwave applications potentialities of liquid crystals to tunability.
