HAL open science

Contribution au Développement de Méthodologies de Modélisation des Couplages Distribués dans les Technologies de Report

Thibaut Caillet

To cite this version:

Thibaut Caillet. Contribution au Développement de Méthodologies de Modélisation des Couplages Distribués dans les Technologies de Report. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. NNT : . tel-01067427

HAL Id: tel-01067427

https://theses.hal.science/tel-01067427v1

Submitted on 23 Sep 2014

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

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

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : **l'Université Toulouse III - Paul Sabatier**
Spécialité : **Micro-Ondes et Électromagnétisme**

Présentée et soutenue par **Thibaut Caillet**
Le **28 Janvier 2009**

Contribution au Développement de Méthodologies de Modélisation des Couplages Distribués dans les Technologies de Report

---

JURY

M. Jugwu TAO, Président du Jury
Mme Danielle VANHOENACKER-JANVIER, Rapporteur
M. Serge VERDEYME, Rapporteur
Mme Damienne BAJON, Directeur de thèse
M. Robert PLANA, Co-Directeur de thèse
M. Sidina WANE
M. Daniel GLORIA
M. Jean-Louis CAZAUX

Ecole doctorale : Génie Électrique, Électronique, Télécommunications

Unité de recherche : MINC - LAAS (CNRS)

Directeur(s) de Thèse : Damienne BAJON (ISAE) / Robert PLANA (LAAS-CNRS)

Remerciements

En tout premier lieu, je tiens à exprimer ma gratitude envers mes deux directeurs de thèse :

- Tout d'abord, le Pr. Robert Plana, directeur du MINC (MIcro et Nanosystèmes pour Communication sans fils) du LAAS-CNRS, pour la confiance qu'il m'a témoignée, mais aussi pour sa participation et son attention soutenue à l'ensemble des problèmes que j'ai pu rencontrer.
- Bien entendu je ne saurais omettre de remercier sincèrement ma co-directrice de thèse, le Pr. Damienne Bajon, avec qui le travail de près de 6 ans (Fin de maîtrise, DEA, et thèse) n'a paru qu'un cour instant et je ne crois pas avoir les facultés de me déplacer à une vitesse de la lumière... Sans m'étendre sur ma collaboration avec ce grand professeur de L'ISAE-SUPAERO, Mme Bajon m'a enseignée une grande partie des connaissance que j'ai aujourd'hui en électromagnétisme, elle m'a portée, soutenue dans les bons comme les mauvais moments, a cru en mon imagination parfois débordante et notre collaboration, quoi qu'il advienne, aura été d'une portée que je n'aurais pu imaginer, à mon entrée à SUPAERO, que ce soit d'un point de vue humain ou scientifique.

Mon deuxième paragraphe sera dédié au docteur ingénieur Sidina Wane, ingénieur de recherche à NXP-Semiconductors, pour son aide et surtout son jugement tranché et pertinent sur mes travaux. Il m'a particulièrement sensibilisé sur les interêts de mes travaux d'un point de vue industriel. Sa rigueur a toujours été sans conteste, un atout majeur dans l'évolution de nos travaux. Je profiterais de ce paragraphe pour remercier Manola Romero, ingénieur de chercheur à l'ONERA et anciennement directrice scientifique de SUPAERO, pour m'avoir permis de rencontrer ma co-directrice de thèse actuelle.

Je remercie par ailleurs mes deux rapporteurs de thèse, Le Pr. Danielle Vanhoenacker-Janvier (Univerité Catholique de Louvain - Belgique) et le Pr. Serge Verdeyme (Institut XLIM - CNRS) pour la révision des quatres chapitres de cette thèse. Je profiterais de ce paragraphe pour remercier l'ensemble des membres de jury de ma thèse : M. Daniel Gloria (ST Microelectronic), et M. Jean Louis Cazaux (Thales Alenia Space) ainsi que son président le Pr. Jugwu TAO (ENSEEIHT)

Je tiens par ailleurs à remercier Thales Alenia Space et le Fond Social Européen (FSE) pour leur implication financière qui m'ont permis d'effectuer trois années de cette thèse, ainsi que Le LAAS-CNRS pour le financement de la quatrième.

Je profiterais du quatrième paragraphe, pour remercier l'équipe TEAM du LAAS, et plus particulièrement Patrick Pons et Laurent Mazek pour leur effort de conception de mon deuxième run, mais aussi Katia Grenier pour le premier. Je n'oubierai pas de mentionner Laurent Bary, ingénieur de mesure du LAAS, pour sa dextérité toute particulière à l'utilisation des appareillage de mesure (Testeuse sous pointe) et la grande qualité des mesures qu'il m'a fournies sur l'ensemble des runs.

Mon avant dernier paragraphe sera bien entendu dédié à l'ensemble de l'équipe du laboratoire MOSE (Micro-onde et Optoélectronique pour Systèmes Embarqués) de SUPAERO, avec qui j'ai pu partager de grands instants scientifiques et/ou humains. Je commencerais par remercier l'ensemble des ingénieurs ou ingénieurs de recherche, Fabien Destic et Angélique Rissons (dit "chef") et techniciens du laboratoire comme Thierry Soulet, Aranaud Falguière (dit "l'ariegois") ou nouvellement retraité : Francis Froin. Mes dernières pensées seront pour mes compatriotes de thèse, qui avec les années sont devenus de véritables amis... je nommerais Alexandre Bacou (dit "Bibi" ou "Low Cost"), Yoann Petitjean (dit "Le vogien"), Alexandre Guilvard (dit "Le viking"), Arnaud Lekernec (dit "Nono"), Margarita Varon, Hamad Ayat. Merci pour notre vie de laboratoire ainsi que pour le partage scientifique, pédagogique et humain que nous avons pu avoir. je ne saurais oublier certaines des soutenances de TREX ou de PIR des élèves de SUPAERO que nous encadrions et nos "pots" interminables ou nous avons refait le monde, a vouloir percer les mystères du rayonnement cellulaire, ou de la théorie du chaos...

Par ailleurs, merci à Alexandro Modica, ingénieur mécanicien (rencontrer, il y a près de 5 ans à SUPAERO) pour le prêt de sa ponceuse Dremel...Les soudures des *S*ystèmes de *R*ésonateurs $L_X M_Y$ (Chapitre 2 de la thèse) n'auraient sans doute pas été d'une telle qualité.

Je finirais par remercier, mes très chers parents et grands parents pour leur soutien inconditionnel durant ces quatres années...

« il y a plus important que la logique, c'est l'imagination . » Alfred Hitchcock

Table des matières

Introduction Générale **19**

1 Introduction à la Modélisation Électromagnétique **22**
1.1 Notion de partitionnement 23
1.2 Partitionnement - Étude d'un cas canonique 24
1.2.1 Approche dynamique 24
1.2.2 Introduction des cas asymétriques 26
1.2.3 Applications 27
1.2.3.1 Système de trois conducteurs microruban symétriques 27
1.2.3.2 Système de quatre conducteurs microruban symétriques 32
1.2.3.3 Hexapôle modélisé par des octopôles imbriqués 36
1.3 Interprétation de layout 40

2 Systèmes Multi-résonateurs : L'Approche des Résonateurs Composés **44**
2.1 L'analyse de la réponse d'un système de N résonateurs 46
2.1.1 Définition de l'état $|k\rangle$ d'un système 46
2.1.2 Représentation électrique d'un état propre $|k\rangle$ 47
2.1.2.1 Influence de l'excitation 49
2.1.2.2 Position des zéros de transmission 51
2.2 Définition de la nomenclature des états $|k\rangle$ 54
2.2.1 Nomenclature des systèmes à N_{2p} conducteurs 54
2.2.2 Nomenclature des systèmes à N_{2p+1} conducteurs 55
2.3 Ordre d'apparition fréquentielle des états $|k\rangle$ 56
2.4 Classification des résonateurs 57
2.4.1 Généralités sur les résonateurs symétriques 57
2.4.2 Synchronisation des résonateurs 59
2.4.3 Résonateurs composites 59
2.4.4 Résonateurs composés 59
2.4.5 Exemple du méandre 59
2.5 Critères de comparaison des performances d'un filtre 62
2.6 Les états des systèmes à N_{2p} conducteurs 63
2.6.1 Les systèmes de dimension N_{2p}=2^n 63
2.6.1.1 Loi de dégénérescence des états 63
2.6.1.2 Loi d'évolution des représentations électriques des états $|k\rangle$ 65

2.6.2 Les systèmes de dimension $N_{2p} \neq 2^n$ . . . 66
2.7 Les états des systèmes à N_{2p+1} conducteurs . . . 66
2.7.1 Les systèmes 3-RS_{off} . . . 66
2.7.1.1 Lois de dégénérescence des systèmes 3-RS_{off} . . . 66
2.7.1.2 Sensibilités paramétriques des états propres . . . 68
2.7.2 Les systèmes 3-RS_{on} . . . 71
2.7.2.1 Lois de dégénérescence des systèmes 3-RS_{on} . . . 71
2.7.2.2 Conséquence de l'inversion de parité . . . 72
2.7.2.3 Études paramétriques des systèmes 3-RS_{on} . . . 74
2.7.2.4 Introduction d'un élément flottant - Notion d'interrupteur électromagnétique . . . 81
2.7.2.5 Conclusion sur les systèmes 3-RS_{on} . . . 85
2.7.3 Les systèmes 5-RS_{off} . . . 85
2.7.3.1 Lois de dégénérescence des systèmes 5-RS_{off} . . . 85
2.7.3.2 Étude paramétrique des systèmes 5-RS_{off} . . . 87
2.7.3.3 Comparaison des systèmes 5-RS_{off} . . . 88
2.7.4 Les systèmes 5-RS_{on} . . . 90
2.7.4.1 Lois de dégénérescence des systèmes L_4M_1 . . . 90
2.7.4.2 Introduction aux systèmes à double symétrie . . . 92
2.8 Modèle électrique des systèmes . . . 94
2.8.1 Validité de la représentation électrique des états $|k\rangle$ . . . 94
2.8.2 Contribution des éléments Q_{0_k}, R_{0_k} et f_{0_k} sur la réponse . . . 95
2.8.2.1 Cas des structures de type 3-RS . . . 95
2.8.2.2 Cas des structures de type 5-RS . . . 96
2.8.3 Contribution de l'élément X_{e_k} . . . 97
2.9 Comportement hors bande des structures . . . 98

3 Application à une technologie multi-niveaux 107
3.1 Généralités . . . 108
3.1.1 Les pertes des interconnexions . . . 109
3.1.1.1 A partir de la connaissance de la permittivité effective complexe . . . 109
3.1.1.2 A partir de la mesure des paramètres S en transmission . . . 109
3.1.2 La surtension . . . 110
3.1.2.1 Définition générale . . . 110
3.1.2.2 Les estimations de la surtension . . . 111
3.1.2.3 L'énergie réactive emmagasinée S_0 . . . 115
3.1.3 Les niveaux de couplages . . . 117
3.1.3.1 Généralités . . . 117
3.1.3.2 Expression du couplage à partir de f_{0_k} . . . 120
3.1.3.3 Expression du couplage à partir de S_{0_k} . . . 121
3.1.3.4 Bande passante d'un filtre à deux pôles chargé capacitivement . . . 122
3.2 La technologie BCB . . . 124
3.2.1 Présentation . . . 124
3.2.2 Application . . . 126

3.2.3 Les structures de tests sur la technologie BCB 126
3.2.4 Les filtres à charge capacitive : indicateurs des épaisseurs de BCB 128
3.3 Évaluation des performances de la technologie 133
3.3.1 Pertes et niveaux d'impédance des interconnexions 133
3.3.2 Performances des systèmes couplés : Application de la représentation modale 136
3.3.2.1 Sensibilité des états aux topologies de masse 137
3.3.2.2 Mise en évidence de l'indépendance de S_{0_k} et R_{0_k} 141
3.3.2.3 Sensibilité des états aux effets de connexion 143
3.3.3 Influence des appareils de mesure 144

4 Modélisation EM des Interconnexions 3D 151
4.1 Méthodologie de modélisation 152
4.1.1 Les étapes de la modélisation 153
4.1.2 Résultats de la modélisation 157
4.2 Incorporation d'éléments localisés dans la modélisation EM 157
4.2.1 Les structures à modéliser et leur technologie respective 158
4.2.2 les différences notables entre les deux couples de structures 159
4.2.3 L'influence de l'extension des plans de référence 160
4.2.3.1 Analyse du comportement électromagnétique 160
4.2.3.2 Génération du modèle 162
4.2.3.3 Comparaison modélisation - simulation électromagnétique 164
4.2.4 Les limites de l'incorporation d'éléments localisés dans la modélisation EM . . 166
4.2.4.1 Mise en évidence 166
4.2.4.2 Génération du modèle 168
4.2.4.3 Comparaison modélisation - simulation électromagnétique 168
4.2.5 Conclusion 169
4.3 Les limites de la modélisation EM : les éléments flottants 170
4.3.1 Analyse du comportement électromagnétique 170
4.3.1.1 Étude de la résonance hors bande 170
4.3.1.2 Étude des résonances dans la bande 173

Conclusion Générale 178

Liste des Publications 181

Table des figures

1.1 Principe de partionnement. 23
1.2 Schéma paramétré d'un multiconducteur symétrique 24
1.3 Schéma paramétré d'un système à trois conducteurs symétriques et six ports d'excitation 27
1.4 Représentation des états se propageant sur un système à 3 conducteurs en microruban. État EE (a). État OO (b) et État EO (c) 30
1.5 Comparaison Modélisation EM et Simulation EM pour 3 conducteurs couplés sur un substrat d'époxy de largeur W et d'espacement entre conducteurs S identiques. . . . 32
1.6 Schéma paramétré d'un système à quatre conducteurs symétriques et huit ports d'excitation 32
1.7 Représentation des états se propageant sur un système à 4 conducteurs en microruban. État EE (a). État EO (b). État OE (c). État OO (d) 34
1.8 Comparaison Modélisation EM et Simulation EM pour 4 conducteurs couplés sur un substrat d'époxy de largeur W et d'espacement entre conducteurs S identiques. . . . 35
1.9 Représentation du filtre coplanaire à 1 pôle modélisé et conçu. Photographie (a), Représentation schématique et Partionnement pour la modélisation (b). 36
1.10 Génération du dodécapôle de trois lignes couplées par deux modèles à deux lignes couplées. 38
1.11 Comparaison de la modélisation d'un filtre à 1 pôle à partir du modèle d'un dodécapôle par 2 systèmes à deux lignes couplées (Modélisation A) ou par un système à 3 lignes couplées (Modélisation B)- Comparaison des paramètres S (a)- Représentation schématique de la structure modélisée et simulée par le logiciel Sonnet (V.9.52) (b). . 39
1.12 Réponse mesurée du filtre à 1 pôle 39
1.13 Méthode schématisée de fermeture du multipôle de lignes couplées par des quadripôles (Q) de tronçon de lignes. 40
1.14 Partionnement de la structure méandre pour sa modélisation. Modélisation de type A (a). Modélisation de type B (b). 41
1.15 Résultats du paramètre de réflexion S_{11} en fonction du type de modélisation du méandre utilisé (type A ou B - Fig.**??**). Modélisation d'un méandre à 3 tronçons de lignes couplées - Simulation EM élaborée sur Momentum (V.2006C) (a). Modélisation d'un méandre à 4 tronçons de lignes couplées - Simulation EM élaborée sur Sonnet (V.9.52) (b). 42

2.1 Schéma équivalent des états pairs et impairs par la symétrie principale. Chaque représentation parallèle mise en série représente une résonance d'un des m sous-états pairs (indice : e) ou l impairs (indice o) par la symétrie principale. 48

2.2 Mise en évidence du rôle de l'excitation - Résultats expérimentaux - Cercles représentatifs, dans le plan complexe, des impédances d'entrée Z_{in_k} mesurées sur des structures symétriques comprenant respectivement trois (a) et quatre résonateurs $\lambda/4$ (b), excitées par injection directe de courant. Les valeurs 1, 2, 3 et 4 correspondent à l'ordre d'apparition fréquentielle croissante des états $|k\rangle$. 49

2.3 Construction de la nomenclature des états dans le cas de systèmes à N résonateurs pairs. Représentation des conducteurs dans le plan transverse - l'indice X fait référence à E ou O. Cas de quatre conducteurs (a). Cas de six conducteurs (b) 55

2.4 Construction de la nomenclature des états dans le cas de systèmes à N résonateurs impairs. Représentation des conducteurs dans le plan transverse. Cas de trois conducteurs (a). Cas de cinq conducteurs (b) 55

2.5 Étude de la fonction "Profil transverse" dans chacun des états $|k\rangle$ du système à 3 résonateurs. 57

2.6 Vue en 3D de différents types de résonateur symétrique, ainsi que leurs propriétés lorsqu'ils sont scindés dans leur plan de symétrie par des murs électriques ou magnétiques. Hairpin (a), méandre (b), ring (c) et résonateur $\lambda/2$ (d). 58

2.7 Évolution comparée des résonances et valeurs des éléments équivalents de la représentation de Foster d'un méandre de longueur constante L_M=58.6mm - Résultats de simulations effectuées sur le logiciel de simulation EM Momentum (version 2006A) (a). Représentation schématique du méandre et de ses paramètres (b). 60

2.8 Répartition des courants sur un méandre pour ces trois premières résonances. H : mur magnétique, E : Mur électrique. Résultats de Simulation sur le logiciel Momentum (version 2006A) 61

2.9 Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ encadrant un méandre (entouré en pointillés) (RS_{on}) (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de trois résonateurs microruban $\lambda/4$ (RS_{off}) (b). . 63

2.10 Loi de dégénérescence d'un système 2-RS. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 2 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_2) - W_R=2mm et S=1mm (c). 63

2.11 Loi de dégénérescence d'un système 4-RS. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 4 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_4) - W_R=2mm et S=1mm (c). 64

2.12 Comparaison à espacement (S) égal entre résonateurs des structures (L_2) et (L_4) - Parties réelles de chaque état propre $|k\rangle$ (a). Représentation dans le plan complexe des impédances d'entrées des états $|k\rangle$ pour la structure (L_4) (b). 65

2.13 Loi de dégénérescence d'un systèmes 3-RS_{off}. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 3 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_3) - W_R=2mm et S=1mm (c). 67

2.14 Partie réelle de Zin_k en fonction de l'espacement entre résonateurs $\lambda/4$ pour les structures $(L_3)_1$, $(L_3)_3$ et $(L_3)_4$- Résultats expérimentaux - Zin_{ee} (a). Zin_{eo} (b). Zin_o (c). Photos des structures mesurées - W_R=2mm, S_1=0.5mm, S_2=1mm, S_3=1.5mm, S_4=3mm (d). 68

2.15 Évolution des fréquences de résonance de chaque état $|k\rangle$ pour un 3-RS_{off} en fonction de l'espacement S entre les résonateurs - Résultat de simulation (ligne pleine) et de mesures (cercles, carrés et triangles) - f_r fait référence à la fréquence de résonance d'un résonateur $\lambda/4$ identique à ceux utilisés dans les structures 3-RS_{off}. 70

2.16 Loi de dégénérescence d'un système 3-RS_{on}. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse d'un système composé de deux résonateurs microruban $\lambda/4$ et d'un méandre (b). Photo d'un système à 2 résonateurs $\lambda/4$ couplés à un méandre (L_2M_1) - W_R=2mm, S=1mm et W_M=1.4mm (c). 71

2.17 Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 2 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre (L_2M_1) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches et rouges désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux. 72

2.18 Inversion de la parité - Résultats de mesures - Comparaison à espacement (S) identique entre conducteurs d'une structure composée de 3 résonateurs $\lambda/4$ ($(L_3)_1$), et d'une autre de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1)_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S=0.5mm et W_M=1.4mm (c). 72

2.19 Effet de l'espacement sur les structures à méandre - Résultats de mesures - Comparaison de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_2=0.5mm, S_1=1mm et W_M=1.4mm (c). 75

2.20 Effet de l'insertion du méandre entre les deux résonateurs $\lambda/4$ - Résultats de simulations EM (Sonnet V.9.52) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos de la structure étudiée en simulation - W_R=2mm, S_2=1mm et W_M=1.4mm (c). 76

2.21 Effet du recourbement du méandre entre les deux résonateurs $\lambda/4$ - Résultats de simulations EM (Sonnet V.9.52) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos de la structure étudiée en simulation - W_R=2mm, S_2=1mm, W_M=1.4mm et Δ=0.5mm (c). 77

2.22 Effet du compactage sur les structures à méandre - Résultats de mesures - Comparaison à espacement S identique de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1)_1$ et $(L_2{M_1}^C)_1$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S=0.5mm et W_M=1.4mm (c). 78

2.23 Effet de l'impédance du méandre - Résultats de mesures - Comparaison de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre (($L_2M_1{}^C)_1$ et $(L_2M_1{}^C)_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=0.5mm, S_2=1mm, W_{M1}=1.4mm et W_{M2}=2mm (c). 80

2.24 Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 2 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre à impédance faible $(L_2M_1C)_2$ - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux. 81

2.25 Effet de l'inclusion d'un élément flottant - Résultats de mesures - Comparaison à espacements identiques entre conducteurs, de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre (($L_2M_1{}^C)_1$ et $(L_2M_1{}^{CF})$) - Paramètres de réflexion mesurés (en haut) / Comportement de $(L_2M_1{}^{CF})$ ramené sur la fréquence de résonance (en bas) (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états k (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S=1mm, W_M=1.4mm (c). 82

2.26 Répartition des courants pour chaque état k du système à 2 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre $(L_2M_1{}^{CF})$ - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état k, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux. 83

2.27 Photo d'une structure conçue, mais non étudiée, présentant la possibilité d'utiliser les murs sur les plans secondaires pour modifier les états du système. 84

2.28 Loi de dégénérescence d'un système 5-RS_{off}. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 5 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_5) - W_R=2mm et S=1mm (c). 86

2.29 Loi de dégénérescence d'un système 5-RS_{off}. Loi de dégénérescence (a). Photo d'un système à 3 résonateurs $\lambda/4$ couplés à 2 méandres (L_2M_3) - W_R=2mm et S=0.5mm (c). 87

2.30 Etude de l'influence de l'écartement S entre résonateurs sur les états $|k\rangle$ du système L_5 - Résultats de simulation - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). 88

2.31 Inversion de la parité secondaire - Résultats de mesures - Comparaison d'une structure composée de 5 résonateurs $\lambda/4$ (L_5) et d'une autre de 3 résonateurs $\lambda/4$ et de 2 méandres (L_3M_2) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=1mm, S_2=0.5mm et W_M=1.4mm (c). 88

2.32 Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 3 résonateurs $\lambda/4$ et 2 méandres (L_3M_2) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux. 89

2.33 Loi de dégénérescence d'un système 5-RS_{on}. Loi de dégénérescence (a). Photo d'un système à 4 résonateurs $\lambda/4$ couplés à 1 méandre (L_1M_4) - W_R=2mm et S=0.5mm (c). 90

2.34 Inversion de la parité principale - Résultats de mesures - Comparaison d'une structure composée de 5 résonateurs $\lambda/4$ (L_5), et d'une autre de 4 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre (L_4M_1) central à la structure - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états k (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=1mm, S_2=0.5mm et W_M=1.4mm (c). 91

2.35 Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 4 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre (L_4M_1) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$ et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux. 92

2.36 Inversion de la parité secondaire - Résultats de mesures - Comparaison d'une structure composée de 5 résonateurs $\lambda/4$ (L_5) et d'une autre de 2 résonateurs $\lambda/4$, 1 résonateur $\lambda/2$ et de 2 méandres ($L_2L'M_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=1mm, S_2=0.5mm et W_M=1.4mm (c). 93

2.37 Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 3 résonateurs $\lambda/4$ et 2 méandres (L_3M_2) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux. 94

2.38 Comparaison de la modélisation avec la mesure pour les filtres $(L_2M_1^C)_1$ (a) et ($L_3L'M_2$) (b). Photo des structures (c). 94

2.39 Etude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de R sur la réponse en transmission du filtre $(L_2M_1^C)_1$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b). 95

2.40 Étude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de Q sur la réponse en transmission du filtre $(L_2M_1^C)_1$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b). 96

2.41 Etude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de R sur la réponse en transmission d'un filtre de type ($L_3L'M_2$) (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b). 97

2.42 Etude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de Q sur la réponse en transmission du filtre $(L_2M_1^C)_1$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b). 98
2.43 Résultats de mesure - Comportement large bande des structures $(L_2M_1)_1$, $(L_2M_1)_2$ et $(L_2M_1^C)_1$ en comparaison de celui de $(L_3)_1$ (a). Distribution de courant simulé sur le logiciel de simulation EM Sonnet (V.9.52) pour le système $(L_2M_1)_2$, pour chaque fréquence relevée dans le tableau 2.9. 100
2.44 Résultats de mesure - Comportement large bande des structures (L_3M_2) et $(L_2L_1'M_2)$ en comparaison de celui de (L_5). 101

3.1 Représentation de Foster du résonateur parallèle suivant une excitation directe (par injection de courant) (a) ou par proximité (champ électromagnétique) (b). 112
3.2 Représentation de l'impédance d'entrée d'un résonateur et de son excitation dans le plan complexe (a) et en fonction de ω (b) à partir de sa représentation de Foster. . . 113
3.3 Evolution de b ou S_0 en fonction de η - Cas de résonateurs $\lambda/2$ ou $\lambda/4$ (a). Représentation schématique des résonateurs (b). 117
3.4 Représentation schématique d'un filtre à N résonateurs parallèles d'admittance Y_i couplés par $N-1$ inverseurs $J_{i,i+1}$. 118
3.5 Représentation schématique d'un filtre à 2 résonateurs parallèles (a) - Identification par un schéma en Π dans le cas d'une structure symétrique à partir des éléments Y_{ij} de sa matrice d'admittance (b). 119
3.6 Présentation de la coupe transverse de la technologie BCB avant réalisation. 125
3.7 Coupe transverse de la technologie effectivement réalisée. Coupe transverse du premier run (a), Coupe transverse du second run - wafer 1 sans couche de SiO_2 à gauche - wafer 2 avec couche de SiO_2 à droite (b). 125
3.8 Structures sur la technologie BCB développée par le LAAS-CNRS - Photos des filtres à capacités MIM sur BCB avec *Silicium* écranté - Microruban (MST / A) - Coplanaire avec métallisation non flottante en M0 ($BGCPW$ / B) - W_{r_A}=W_{r_B}=W_{r_E}=60μm - W_{c_A}=W_{c_B}=W_{c_E}=140μm - Espacement entre résonateurs S_A=S_B=S_E=80μm (a). Coupe de la technologie utilisée (run 2) (b). 127
3.9 Structures sur la technologie BCB développée par le LAAS-CNRS. Photo des filtres à capacité MIM sur BCB avec Silicium non écranté - Connexion de la capacité parallèlement au résonateur (CPW_1 / D) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur (CPW_2 / C) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur avec métallisation flottante en M0 (CPW_3 / E) - W_{r_C}=W_{r_D}=W_{c_C}=W_{c_D}=140μm, W_{r_E}=60μm et W_{c_E}=140μm - Espacement entre résonateurs S_C=S_D=700μm et S_E=80μm (a). Coupe des technologies utilisées du run 1 et du run 2 avec ou sans couche de SiO_2 (b). 128
3.10 Comparaison des mesures de la structure C sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c). 129
3.11 Comparaison des mesures la structure D sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c). 129

3.12 Comparaison des mesures et des simulations pour la structure D pour chacun des deux runs. Simulations (logiciel Sonnet V-9.52) avec 15 μm de BCB entre M_2 et M_1 comparés aux mesures du run 1 (a). Simulations avec 11 μm de BCB entre M_2 et M_1 comparés aux mesures du run 2 (b). 130
3.13 Comparaison des mesures de la structure E sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c). 131
3.14 Potentialités de la technologie BCB à 20 GHz, lorsque le substrat Si est écranté par un plan de masse sur le niveau de métallisation M_0, avec h égal à la distance entre l'interconnexion sur le niveau M_i et le plan de masse arrière. Dans le cas du niveau M_1, l'interconnexion est recouverte de $15\mu m$ de BCB. Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b). Coupe de la technologie (c). 133
3.15 Potentialités de la technologies BCB à 20 GHz, lorsque le substrat Si n'est pas écranté par un plan de masse sur le niveau de métallisation M_0 - Dans le cas des coplanaires le plan de masse se situe sur le même niveau que l'interconnexion M_i avec W_1=$100\mu m$, W_2=$50\mu m$ et W_3=$20\mu m$ et S représentant l'espacement entre le plan de masse et l'interconnexion. Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b). Coupe de la technologie (c). 134
3.16 Comparaison de la surtension des coplanaires et des microrubans à 20 GHz par l'approximation Q=$\beta/2\alpha$. Cas des microrubans (a). Cas des coplanaires (b). 134
3.17 Extraction à partir de la mesure de l'impédance caractéristique et des pertes d'une ligne coplanaire de largeur W=100μm, d'espacement S=150μm et de longueur L=7.62mm avec ou sans gravure silicium. Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b). 135
3.18 Extraction à partir de la mesure de l'impédance caractéristique et des pertes de ligne microruban de largeur W=80μm ou W=30μm et de longueur L=3.67mm sur les niveaux M_1 (h=10μm) ou M_2 (h=25μm). Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b). 136
3.19 Influence des topologies de masse - Comparaison des mesures des structures A et B - Paramètres S (a) - Partie réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Coupes des structures A et B (c). 137
3.20 Influence de la métallisation flottante - Comparaison des mesures des structures E et B - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}). Coupes des structures E et B(c). 139
3.21 Comparaison des mesures de la structure E avec ou sans présence de SiO_2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}). 142
3.22 Comparaison des mesures de la structure D avec ou sans présence de SiO_2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}). 143
3.23 Influence du chuck - Mesures élaborées avec ou sans plaque de verre (2mm d'épaisseur) entre le chuck et le wafer. Cas du filtre H (a). Cas du filtre D (b) . Cas du filtre C (c).144

4.1 Structure à modéliser. Filtre en $BGCPW$ (a). Filtre en MST (b). Filtre en CPW (c).153

4.2 Représentation schématique d'un résonateur pseudo $\lambda/2$, chargé par une charge quelconque Z_{ch} 154
4.3 Représentation schématique de la modélisation du résonateur. Cas d'un saut d'impédance caractéristique entre la métallisation du résonateur et la métallisation supérieure de la capacité (a). Cas d'une impédance caractéristique continue entre la métallisation du résonateur et la métallisation supérieure de la capacité (b). 156
4.4 Comparaison - Mesure vs Simulation Em vs Modélisation. Filtre en $BGCPW$ (a). Filtre en MST (b). Filtre en CPW (c). 157
4.5 Structures sur la technologie SiO_2 développée par NXP-Semiconductor. photo des filtres à capacités MIM sur SiO_2 avec *Silicium* non écranté - Connexion de la capacité parallèlement au résonateur (CPW_1 / F) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur (CPW_2 / G) (a). Coupe de la technologie utilisée (b). . . 158
4.6 Structures sur la technologie BCB développée par le LAAS-CNRS. photo des filtres à capacités MIM sur BCB avec *Silicium* non écranté - Connexion de la capacité parallèlement au résonateur (CPW_1 / D) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur (CPW_2 / C) (a). Coupe de la technologie utilisée avec ou sans couche de SiO_2 (b). 158
4.7 Grossissement des deux types de connexion - C et G : Connexion perpendiculaire - D et F : Connexion parallèle (c). 159
4.8 Influence de la connexion de la capacité sur les filtres conçus à partir de la technologie PICS - représentation des paramètres de réflexion (a) - Représentation de la réflexion Γ_k (b). Grossissement des deux types de connexion - G : Connexion perpendiculaire - F : Connexion parallèle (c). 160
4.9 Influence de la connexion de la capacité sur les filtres conçus à partir de la technologie BCB - représentation des paramètres de réflexion (a) - Représentation de la réflexion Γ_k (b). Grossissement des deux types de connexion - C : Connexion perpendiculaire - D : Connexion parallèle (c). 160
4.10 Répartition de courant sur les structures F et G dans les états pairs et impairs. Structure G - Connexion perpendiculaire (a). Structure F - Connexion dans le prolongement (b). 161
4.11 Représentation schématique du résonateur dans l'état impair suivant le type de connexion de la capacité au plan de masse coplanaire. Connexion perpendiculaire (a) - Connexion parallèle (b) 162
4.12 Représentation schématique du résonateur dans l'état pair suivant le type de connexion de la capacité au plan de masse coplanaire. Connexion perpendiculaire (a) - Connexion parallèle (b) 163
4.13 Résultat de modélisation des deux type de connexions en utilisant les représentations schématiques des Fig.4.11 et Fig.4.12. Cas de la connexion perpendiculaire (a). Cas de la connexion parallèle (b). 164
4.14 Comparaison des réponses de deux simulateurs électromagnétique HFSS (V.10) et Sonnet (V.9.52) sur la structure G suivant le type de port d'excitation utilisé. Utilisation de port externe (Sonnet : single port. HFSS : wave port) (a). Utilisation de port interne (Sonnet : "internal port". HFSS : "internal port") (a). 165
4.15 Comparaison des réponses de mesure et de modélisation pour la structure G. 165

4.16 Mise en évidence des problèmes liés à la montée en fréquence - Modélisation de la structure C, à partir uniquement des permittivités et impédances caractéristiques de chacun des états pair et impair sur le modèle du résonateur par des éléments distribués chargés par une capacité localisée. 166
4.17 Représentation schématique du résonateur de la structure D, dans les états pairs et impairs. État pair (a) - État impair (b) 167
4.18 Évolution de la réponse fréquentielle de la modélisation de la structure C par implémentation des différents éléments inductifs de la représentation Fig.4.17. Etape 1 : addition de l'inductance L_3 (métallisation de jonction de l'électrode inférieure de la capacité au plan de masse coplanaire) (a). Etape 1 : addition de l'inductance L_2 (extension de la masse entre le court-circuit et la référence des potentiels latérale du résonateur "pseudo"-$\lambda/2$) (b). 168
4.19 Résultats comparés Mesure/Simulation EM (Sonnet (V.9.52)) de la structure E sans métallisation flottante (cas coplanaire) pour deux dimensions de boîte différentes - Simulation effectuée avec des ports internes - structure collée à la boîte sur deux de ses cotés opposés - ou au centre de la boîte - Boîte ouverte au-dessus et en-dessous (a). Coupe de la technologie et photos de la structure simulée (b). 170
4.20 Influence de la métallisation flottante - Comparaison des mesures des structures E pour les deux runs - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}). 172
4.21 Étude de l'influence de la métallisation arrière. Étude de la présence ou de la connexion de la métallisation arrière - Cas 1 : présence de la métallisation flottante - Cas 2 : absence de la métallisation flottante (a). Comparaison Mesure/Simulation EM pour la structure E (b). 174
4.22 Étude de l'influence de la variation d'épaisseur de BCB entre les niveaux M_2-M_1. Paramètres S (a). Parties réelles des états $|k\rangle$(b). Coupe de la technologie (c). 174
4.23 Étude de l'influence de la variation d'épaisseur de BCB entre les niveau M_1-M_0. Paramètres S (a). Parties réelles des états $|k\rangle$(b). Coupe de la technologie (c). 175
4.24 Comparaison des mesures de la structure E sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c). 176

Liste des tableaux

1.1 Paramètres du modèle. Valeurs de constantes secondaires des états k. 32
1.2 Paramètres du modèle. Valeurs de constantes secondaires des états k.. 35

2.1 Eléments équivalents de la représentation de Foster de l'impédance d'entrée - Représentation électrique des états propres des systèmes (L_1), (L_2) and (L_4) - Résultats expérimentaux. 65
2.2 Tableau récapitulatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres en fonction de l'espacement S entre conducteurs - Résultats expérimentaux 69
2.3 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_3)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux. 73
2.4 Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_3)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} (GHz) : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} (GHz) : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} (GHz) : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} (GHz) : Zéro de transmission en sortie calculé. 74
2.5 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux. 75
2.6 Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. . 76
2.7 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2{M_1}^C)_1$ et $(L_2M_1)^1$ - Résultats expérimentaux. 79
2.8 Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2{M_1}^C)_1$ et $(L_2M_1)_1$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. . 79

2.9 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2{M_1}^C)_1$ et $(L_2{M_1}^C)_2$ - Résultats expérimentaux. 80
2.10 Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2{M_1}^C)_1$ et $(L_2{M_1}^C)_2$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. 81
2.11 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2M_1C)_1$ et $(L_2{M_1}^{CF})$ - Résultats expérimentaux 83
2.12 Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2M_1^C)_1$ et $(L_2{M_1}^{CF})$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. 84
2.13 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ces états propres pour les structures (L_5) et (L_3M_2) - Résultats expérimentaux. 89
2.14 Tableau comparatif des paramètres des filtres (L_3M_2) et (L_5) - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. . 89
2.15 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_5)_1$ et (L_4M_1) - Résultats expérimentaux 91
2.16 Tableau comparatif des paramètres des filtres (L_4M_1) et (L_5) - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. . 92
2.17 Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_3L'M_2)$ et (L_3M_2) - Résultats expérimentaux 93
2.18 Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2L'M_2)$ et (L_3M_2) - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé. . 93
2.19 Tableau des variables de la modélisation pour l'étude de l'influence de R_{0_k} pour le cas d'une structure 3-RS 95

2.20 Tableau des variables de la modélisation pour l'étude de l'influence de R_{0_k} pour le cas d'une structure de type 5-RS. 97
2.21 Tableau des variables de la modélisation pour l'étude de l'influence de X_{e_k} sur des structures 3-RS 98
2.22 Fréquence de résonance de chaque résonateur 99

3.1 Comparaison des deux runs - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des états propres des structures D, C et E pour les deux runs. Résultats expérimentaux. 132
3.2 Influence d'un plan de masse arrière - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des états propres des structures A et B. Résultats expérimentaux. 137
3.3 Évaluation du couplage κ_{12} selon différentes méthodes d'évaluation. Comparaison des structures MST et $BGCPW$. Résultats extraits des mesures. 138
3.4 Influence d'une métallisation flottante - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des état propres des structures B et E. Résultats expérimentaux. 139
3.5 Évaluation du couplage κ_{12} selon différentes méthodes d'évaluation. Comparaison des structures MST et $BGCPW$. Résultats extraits des mesures. 140
3.6 Influence de la couche de SiO_2 - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des état propres des structures D, C et E. Résultats expérimentaux. 141
3.7 Influence de la connexion de la capacité - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des état propres des structures D, C. Résultats expérimentaux. 143
3.8 Tableau récapitulatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses modes propres pour l'ensemble des connexions de masse - Technologie SiO_2 (NXP-Semiconductors) - Résultats expérimentaux 144

4.1 Évaluation des constantes secondaires des états pairs et impairs pour les structures A, B et C - Résultats de Simulations (Sonnet (V.9.52)) à partir de l'utilisation de ports spécifiques ("Push Pull" et "Push Push"). 155
4.2 Evaluation des constantes secondaires des états pairs et impairs pour les structures F et G - Résultats de Simulations (Sonnet (V.9.52)) à partir de l'utilisation de ports spécifiques ("Push Pull" et "Push Push"). 163
4.3 Évaluation des constantes secondaires des états pairs et impairs pour les structures C et D - Résultats de Simulations (Sonnet (V.9.52)) à partir de l'utilisation de ports spécifiques ("Push Pull" et "Push Push"). 167
4.4 Comparaison des caractéristiques intrinsèques de la résonance impaire du comportement hors bande de la structure E suivant le run. Résultats expérimentaux. 173

Introduction Générale

Dans des circuits complexes comprenant, un grand nombre de fonctions passives (filtres, couplers,...) ou actives (LNA,....), une des nécessités réside dans la connaissance des interactions qu'ils existent entre les éléments constituants. Ces interactions, liées à la propagation des champs électromagnétiques dans le circuit, dégradent les performances du système globale - par exemple : Courants induits sur les pistes par propagation de champs électromagnétiques issus eux même de pistes adjacentes -. Cette tendance est accentuée par un besoin grandissant de miniaturisation conjuguée à une montée en fréquence des composants.

S'il est possible de s'affranchir d'une partie des interactions par une approche "software" - programmation spécifique des puces - d'autres nécessitent de travailler sur le layout du circuit : plus particulièrement sur la disposition des éléments au sein du circuit ("floor planning") ou sur la topologie de ces éléments constituants.

La réduction des interactions entre composants par des approches topologiques implique une connaissance approfondie des facteurs qui régissent leur(s) fluctuation(s) comportementale(s). La modélisation électromagnétique se positionne dans cet objectif. Elle permet de générer des modèles paramétrés sur les grandeurs physiques régissant les comportements effectifs des structures du circuit.

Pour des raisons de ressources actuellement indisponibles, la simulation EM de circuit complet, reste inaccessible. La complexité et le nombre des éléments constituants le circuit imposeraient des capacités mémoire et des temps de calcul prohibitifs.

La simulation circuit, basé sur l'association ou le chaînage d'éléments de bibliothèque reste une alternative à une analyse partielle ou complète des circuits. Ce type de simulation, fait référence à des "modèles" dont les éléments sont élaborés à partir de mesures ou de simulations électromagnétiques. Dans chaque cas, le composant modélisé est considéré isolément, indépendamment de son environnement. L'association de l'ensemble des éléments indépendants, constituant le circuit, ne peut être représentative du comportement global du circuit. La question est donc de savoir comment introduire l'interaction entre l'élément et son environnement ? Et de façon plus générale, est t'il possible d'inclure l'environnement dans le modèle de l'élément ?

Cette dernière question nous amène à introduire la notion de partitionnement car à une échelle de "maillage" supérieure, l'élément peut être intégrer dans un système comprenant d'autres com-

posants identiques ou différents - Par souci de simplification on les considérera en premier lieu identiques. Ce fractionnement du circuit doit pouvoir distinguer, par ailleurs, les composants de leur connectique. En d'autre terme, le partitionnement doit pouvoir se faire à différentes échelles d'observation - système et connectique.

Chaque fragment de circuit, issue du partitionnement doit pouvoir être représenté électriquement et/ou être modélisable. En revanche, un même circuit électrique peut donner lieu, au stade de la conception dans une technologie donnée à des layout différents. De la même façon, un même circuit électrique, selon les caractéristiques de la technologie disponible peut imposer des contraintes de layout (proximité ou connectique) différentes. Ces différences pourront être significatives au niveau des interactions entre le circuit finalement réalisé et son environnement. Il est donc nécessaire que la représentation électrique puisse contenir l'information de la topologie et des contraintes de connexion, afin de privilégier un design parmi les autres. La question est donc de savoir comment distinguer un layout dans une représentation électrique ?

Le layout définit la distribution des champs électromagnétiques et des courants, dont le circuit électrique doit rendre compte. Représenter électriquement les répartitions de champs signifie donc pouvoir témoigner de l'énergie réactive stockée et dissipée par l'élément. La combinaison de ces deux grandeurs définissant, par ailleurs, la surtension. Pour tenter d'incorporer dans le circuit électrique des informations liées au layout, l'étude doit :

- prendre en compte rigoureusement les caractéristiques technologiques (pertes diélectriques et métalliques).
- permettre de rendre compte des particularités de la topologie ou de la connectique.
- permettre d'introduire les interactions lors de la conception.

Lorsque le composant se trouve imbriqué dans un environnement, sa répartition de champs change. Des lors discerner électromagnétiquement l'élément de son environnement - ou les configurations de champs de l'élément, de celles du système dans lequel il est inclus - devient délicat. On substitue alors à la représentation des éléments, la notion d'état.

De fait, lorsque l'élément est couplés dans un environnement, seul les états du système ainsi constitué par cette association - système : l'élément dans son environnement -, peuvent donner une information précise sur les configurations de champs. La superposition des représentations électriques des états plutôt que celles des constituants individuels permet, en particulier, d'associer selon la fréquence, les niveaux de perte et de surtension appropriés. Dans le but de privilégier l'utilisation des états d'un système, plutôt que les éléments qui le composent, l'étude doit démonter :

- Que les états sont mesurables et contrôlables topologiquement.
- Qu'un état est modifiable indépendamment des autres.
- Qu'ils permettent d'apporter des informations sur le layout.

Afin de répondre à ces attentes de l'étude - les couplages diffus restant difficiles à appréhender -, nous avons étudié des systèmes intrinsèquement couplés : systèmes multiconducteurs et multirésonateurs et recherché les représentations électriques les plus pertinentes tant à l'égard de la largeur de bande considérée que de l'évolution de la surtension associée.

D'un point de vue expérimental, trois technologies ont été utilisées pour appliquer et valider les concepts d'analyse et de modélisation présentés dans cette thèse :

- La première est une technologie bas coût utilisée au sein du laboratoire MOSE-Supaero sur substrat époxy.
- La seconde une technologie d'intégration multicouche - composées de BCB - sur substrat Silicium développée par le LAAS-CNRS.
- La troisième une technologie de report - $PICS$ - crée et étudiée par NXP-Seminconductor.

Le premier chapitre est une introduction à la modélisation EM et aux notions de partitionnement : il présente l'étude des systèmes à multiconducteurs. Ces systèmes sont des cas extrêmes du problème posé par l'influence de l'environnement - le système de ligne - sur le comportement individuel d'un élément qui le compose - ici une ligne de transmission.

Le second chapitre s'intéresse à la modélisation des systèmes à multi-résonateurs, en introduisant la notion d'état du système : ces états offrent une signature idéale des répartitions de champ, et donc des pertes - mais aussi de la surtension - du système. Ce chapitre précise les nomenclatures et les lois de dégénérescences des états de systèmes à N résonateurs ; il introduit également l'idée d'"interrupteurs électromagnétiques" permettant la création de connexion(s) "virtuelle(s)" d'élément(s) flottant(s) présent(s) dans le système. Leur rattachement au système modifie les propriétés des états et, par conséquent, permet de contrôler la réponse fréquentielle du système. Les validations expérimentales des modélisations de la surtension des systèmes résonants, ont été réalisées au laboratoire MOSE / Supaero sur substrat époxy.

Le troisième chapitre, répertorie, en premier lieu, les différentes grandeurs permettant la caractérisation des technologies. Une nouvelle variable topologique est adoptée, et assimilée à l'énergie réactive emmagasinée par le système. Le concept d'état, introduit dans le chapitre 2 est ici utilisé afin d'analyser les rôles et les effets des fluctuations topologiques - effets de substrat et de "grounding" - sur les états de systèmes sélectifs conçus sur une technologie d'intégration développée par le LAAS-CNRS. Ce chapitre doit, en autre, répondre à la possibilité d'intégrer des structures sélectives performantes sur les couches de BCB.

Enfin le dernier chapitre imbrique la notion d'état dans la modélisation électromagnétique large bande. Le but étant d'incorporer des effets de layout et/ou de connexion dans la modélisation. Cette étude est basée sur la mesure de structures élaborées sur les technologies développées respectivement par NXP-Semiconductor et le LAAS-CNRS.

Il examine ensuite, une méthode de caractérisation des éléments de connexion verticaux - les vias holes -.

Afin de s'affranchir de l'utilisation de ces connexions verticales, une étude est finalement entreprise sur l'incidence de la présence d'une métallisation arrière flottante sur un système couplé.

Chapitre 1 Introduction à la Modélisation Électromagnétique

Ce chapitre initie un discours sur la modélisation électromagnétique (EM) de circuit complexe. L'on introduit ici la notion de partitionnement, qui reste conceptuellement totalement indépendante des technologies utilisées. Il s'agit de scinder un circuit en blocs élémentaires où les interactions au sein de chaque sous-système sont prises en compte. L'on tente donc d'enrichir la diversité des éléments de bibliothèques, en s'appuyant dans un premier temps sur les systèmes constitués de multi-conducteurs.

Introduction

Les circuits et systèmes analogiques RF sont habituellement basés sur des représentations schématiques de design et des méthodologies de simulations. Le point critique des représentations électriques est leur incapacité à rendre compte des données de layout et d'architecture relatifs à une topologie spécifique dans les circuits équivalents. Ce fait est partiellement dû aux limites de l'approche nodale des lois de Kirchoff, qui s'appuient sur des concepts de courant et de tension plutôt que sur des notions de puissance, et qui supposent une référence de masse globale et non une masse localisée et/ou distribuée dans le circuit.

La modélisation d'un circuit complexe s'appuie généralement sur une discrétisation du layout, c'est-à-dire sur une représentation électrique élaborée à partir d'éléments infinitésimaux réactifs et éventuellement résistifs.

La modélisation de circuit plus simple peut se faire par association d'éléments de bibliothèques - ou kit de design. Ces derniers considèrent certains composants constitutifs du circuit - blocs élémentaires : segments de lignes couplées, capacité MIM, self-inductance, transformateur, connexion via-hole, pont à air, etc... comme des entités indépendantes. Les techniques de cascade ou de chaînage de ces éléments ne peuvent répondre aux fluctuations de leur comportement lorsqu'ils sont implémentés ou intégrés dans un environnement [1]. Ces éléments de bibliothèque ne tiennent aucun compte des couplages existant entre les différents composants intégrés, qu'ils soient de type passif ou actif.

Pour pouvoir exploiter l'intégralité des potentialités des technologies d'intégration, l'on peut envisager la mise en oeuvre de modélisations électromagnétiques. Cette méthodologie de conception associe les représentations électriques et la simulation électromagnétique (EM), non seulement pour rendre compte du comportement EM des structures, mais aussi pour générer des représentations électriques paramétrées prenant en compte l'environnement.

L'avantage de la modélisation EM sur la simulation est son aptitude à compresser les informations. La modélisation EM génère des blocs distincts qui peuvent être associés entre eux de façon

à générer la réponse de la structure globale.

Pour obtenir une modélisation EM aussi proche que possible de la réponse mesurée, l'on peut faire usage du partitionnement des structures. Le partitionnement est une méthodologie de découpage des composants qui s'appuie sur les répartitions de courants et de champs électromagnétiques générés sur la structure. En d'autres termes, dans la modélisation, l'on ne tient compte que des parties physiques des structures possédant une réelle influence sur leur comportement. A titre d'exemple, la modélisation d'une ligne coudée doit tenir compte du déficit de courant présenté par l'angle extérieur du coude. La répartition du courant sur la structure change les longueurs électriques à prendre en considération dans la modélisation.

Ce premier chapitre est une introduction à la modélisation électromagnétique et aux notions de partitionnement. Ce dernier étant très général, il pourra se faire sur différentes échelles d'observation des circuits : d'abord sur des circuits globaux, donnant lieu à la création de blocs élémentaires, puis au sein même de ces blocs, sur des éléments de connexion. Le premier cas sera illustré par un cas canonique d'interconnexions couplées, et le second par la modélisation électromagnétique de différentes structures, telles les structures à méandre. Le cas particulier des systèmes à multi-conducteurs offre un exemple concret du problème posé par l'influence de l'environnement - le système de ligne - sur le comportement individuel d'un élément qui le compose - ici une ligne de transmission. Généralement, pour simplifier, l'approche des multi-conducteurs se fait par une approche quasi-statique [2]-[5]. Nous avons choisi de l'étudier dans le domaine dynamique ("Full Wave"), afin d'inclure les pertes du systèmes dans la modélisation, mais aussi l'excitation.

1.1 Notion de partitionnement

Le partitionnement est un découpage pertinent des structures complexes, qui permet de cerner au plus près leur comportement électromagnétique. Pour exemple, la structure représentée en Fig.**??** - structure constituée de différents niveaux de métallisation, de lignes de transmission couplées et de connexions verticales - ne peut être étudiée comme une juxtaposition d'éléments passifs localisés ou distribués qui ne tiennent pas compte de l'environnement : elle doit être scindée en sous-blocs contenant l'information environnementale.

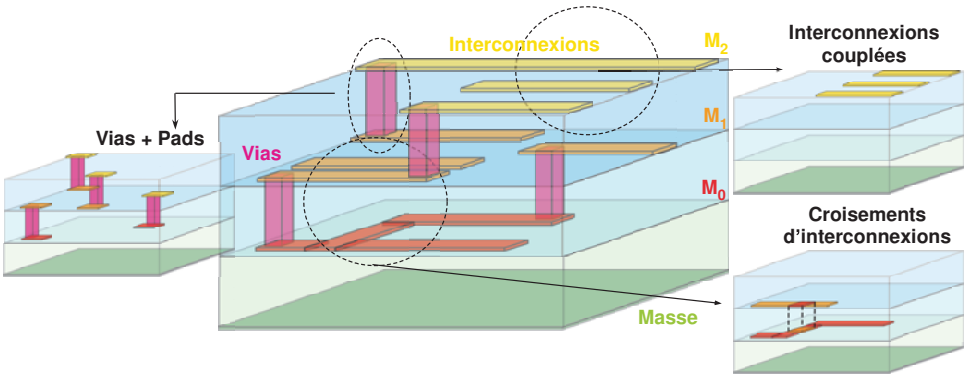


Fig. 1.1: Principe de partionnement.

Dans la Fig.**??**, trois blocs peuvent être créés : le premier est un multipôle de lignes couplées contenant trois lignes de transmission, qui doit pouvoir rendre compte des couplages existant entre

les différentes interconnexions. Le second est un bloc constitué par un via et ses pads, c'est-à-dire les métallisations sur lesquelles il s'appuie : l'influence capacitive qu'ils ont sur le comportement EM du via doit être prise en compte. Le dernier bloc est une superposition de lignes d'interconnexion : dans ce partitionnement, l'on partitionne un circuit complet, mais chaque bloc élémentaire peut, lui aussi, faire l'objet d'un partitionnement à une échelle inférieure.

1.2 Partitionnement - Étude d'un cas canonique

L'étude du partitionnement se fait à partir d'un cas canonique d'interconnexions couplées. Ce cas permet de comprendre les interactions existant entre un élément - une ligne de transmission - et son environnement - les autres lignes. Finalement l'ensemble, environnement et élément, constitue un système. Dans un premier temps, l'approche du système s'appuie sur une approche dynamique, à partir de mesures appropriées ou de résultats de simulation EM. Enfin l'On applique les résultats obtenus à partir de l'étude des systèmes multiconducteurs à la modélisation de différentes structures. Par l'une de ces applications, nous tentons de démontrer qu'un hexapôle ne peut être représenté par l'association de deux octôpoles imbriqués (Partie(1.2.3.3)).

1.2.1 Approche dynamique

Considérons un système symétrique à N conducteurs composé de lignes de transmission identiques (même largeurs W et même longueurs L), agencées parallèlement et de façon uniforme (même espacement S). La matrice d'impédance du système de dimension $2N$x$2N$ est obtenue par simulation électromagnétique - donc dans le cas dynamique, ou par des mesures appropriées d'un système à $2N$ accès. La connaissance de celle-ci permet, par diagonalisation, de trouver les états propres ou état d'excitation des N états se propageant sur la structure. A chaque état propre correspond une impédance caractéristique $Z^*_{c_k}$, ainsi qu'une constante de propagation γ_k.

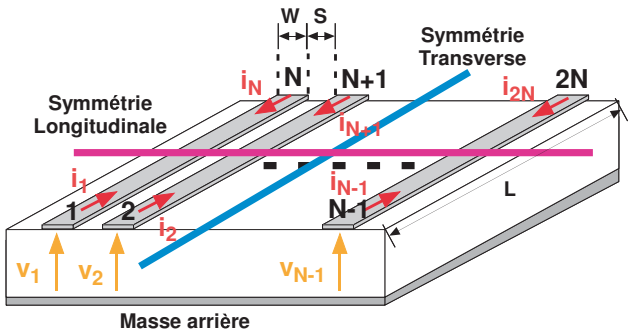


Fig. 1.2: Schéma paramétré d'un multiconducteur symétrique

La diagonalisation introduit une transformation semblable, construite sur les vecteurs propres définis par :

$$\mathbf{Z}\mathbf{x}_n = \xi_n \mathbf{x}_n \tag{1.1}$$

et ayant la structure bloc suivante :

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \mathbf{W}_n & \mathbf{W}_n \\ \mathbf{W}_n & -\mathbf{W}_n \end{bmatrix} \tag{1.2}$$

telle que :

$$\mathbf{P}^{-1}.\mathbf{Z}.\mathbf{P} = \mathbf{\Lambda} \tag{1.3}$$

avec

$$\Lambda = diag(\xi) \tag{1.4}$$

Dans Eq.(1.2), $\mathbf{W}_n$ est la matrice des vecteurs propres du problème quasi-statique associé à la section droite dans le plan transverse. Pour obtenir la matrice des vecteurs propres $\mathbf{P}$ (Eq.(1.2)), il suffit d'utiliser la parité du plan de symétrie longitudinal : côté pair, les sorties présentent les mêmes états d'excitation que l'entrée ; côté impair, ces états sont de signes opposés à ceux de l'entrée.

Cette symétrie du N-pôles suggère d'appliquer la transformation $\mathbf{\Pi}$, telle que :

$$\mathbf{\Pi} = \begin{bmatrix} \mathbf{W}_n & 0 \\ 0 & \mathbf{W}_n \end{bmatrix} \tag{1.5}$$

qui traduit la superposition des ondes incidentes et réfléchies. L'application de $\mathbf{\Pi}$ à $\mathbf{Z}$ produit, dans le cas d'un système symétrique de lignes, une matrice diagonale par blocs de dimensions NxN. Nous introduisons la matrice $\mathbf{\Lambda_b}$ obtenue, en réordonnant la matrice impédance, de façon que :

$$\mathbf{V_L} = \mathbf{\Lambda_b}.\mathbf{I_L} \tag{1.6}$$

où les vecteurs tensions et les courants sont construits non plus en deux blocs consécutifs relatifs aux entrées et aux sorties, mais en N blocs entrée-sortie consécutifs relatifs aux N lignes $\mathbf{X}_L = [\mathbf{x}_I, \mathbf{x}_{II}, ..\mathbf{x}_k, ..\mathbf{x}_n]$, où $\mathbf{x}_k$ représente le vecteur (x_{in_k}, x_{out_k}) à $\mathbf{X_L} = \mathbf{V_L}$ ou $\mathbf{I_L}$. L'application de $\mathbf{P}$, définie par Eq.(1.5), donne à $\mathbf{\Lambda_b}$ la structure diagonale par blocs 2 x 2 :

$$\mathbf{\Lambda_b} = \begin{bmatrix} [\mathbf{Z}_{k=1}] & 0 & . & . & 0 \\ 0 & [\mathbf{Z}_{k=2}] & 0 & . & . \\ . & 0 & . & . & . \\ . & . & . & . & 0 \\ . & . & . & 0 & [\mathbf{Z}_{k=N}] \end{bmatrix} \tag{1.7}$$

Les blocs diagonaux de $\mathbf{\Lambda_b}$, ont la forme de la matrice d'impédance d'une ligne seule dans l'état propre k :

$$\mathbf{Z}_k = Z^*_{c_k} \begin{bmatrix} \coth(\gamma_k L) & \sinh^{-1}(\gamma_k L) \\ \sinh^{-1}(\gamma_k L) & \coth(\gamma_k L) \end{bmatrix} \tag{1.8}$$

où γ_k et $Z^*_{c_k}$ représentent respectivement les constantes de propagation et d'impédance caractéristique complexe de l'état propre k. L'extraction des constantes secondaires γ_k et $Z^*_{c_k}$ associées à

chacun des états propres peut se faire par traitement des matrices de chaîne résultantes des matrices d'impédance définies en (1.8). L'on peut alors écrire :

$$\mathbf{C}_k = \frac{1}{Z_{k_{12}}} \begin{bmatrix} Z_{k_{11}} & Z_{k_{11}} Z_{k_{22}} - Z_{k_{12}} Z_{k_{21}} \\ 1 & Z_{k_{22}} \end{bmatrix} \tag{1.9}$$

c'est-à-dire :

$$\mathbf{C}_k = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_k L) & Z^*_{c_k} \sinh^{-1}(\gamma_k L) \\ \frac{1}{Z^*_{c_k}} \sinh^{-1}(\gamma_k L) & \coth(\gamma_k L) \end{bmatrix} \tag{1.10}$$

Le rapport des termes hors diagonaux permet d'obtenir la valeur de la constante secondaire complexe $Z^*_{c_k}$, et les valeurs propres de la matrice Eq.(1.10) permettent d'obtenir la constante de propagation γ_k, c'est-à-dire les valeurs de α_k et β_k, mais aussi les valeurs de ϵ^*_{eff}.

Discussion sur l'orthogonalité des états k

L'on sait que toute matrice symétrique réelle possède des valeurs propres réelles et des vecteurs propres orthogonaux. La matrice d'admittance ou d'impédance d'un système sans pertes est imaginaire pure : en d'autres termes, la matrice des imaginaires est réelle, et obéit donc à ce théorème. Par conséquent, les états propres d'un système symétrique sans perte sont orthogonaux.

Or, l'orthogonalité des vecteurs propres d'une matrice complexe s'obtient uniquement dans le cas des matrices hermitiennes ($\mathbf{Z_{ij}}$=$\mathbf{Z^*_{ij}}$). La matrice d'un système symétrique à pertes n'étant plus dans ce cas, il est évident que les pertes du système font perdre l'orthogonalité des états propres.

Remarque sur les impédances complexes

Selon sa définition, Z_c doit être vu comme le scalaire qui relie les amplitudes de tensions et de courants des ondes progressives le long de la ligne à pertes. Si ce scalaire Z_c, est complexe, les amplitudes des tensions et courants sont déphasées, et plus elles sont déphasées, moins l'onde véhicule d'énergie active : la puissance est proportionnelle au produit scalaire $V(x,y).I(x,y)$ (propagation selon z), et l'énergie active est :

$$\mathbf{V(x,y).I(x,y)} = |\mathbf{V(x,y)}|.|\mathbf{I(x,y)}| \cos(\varphi) \tag{1.11}$$

où φ est l'angle de Z_c. Les pertes impliquent donc un déphasage entre tension et courant. De fait l'utilisation de la constante de propagation γ dans les termes d'un calcul de modélisation implique nécessairement l'utilisation de ${Z_c}^*$.

1.2.2 Introduction des cas asymétriques

Pour l'ensemble des cas présentés dans la suite de ce travail, et par souci de simplification, l'on s'intéressera à des systèmes symétriques, mais la méthodologie présentée ici s'applique tout aussi bien à des systèmes asymétriques. Rien n'interdit, après diagonalisation, de projeter les vecteurs

propres d'un système asymétrique sur ceux d'un système identique, mais symétrique : en d'autres termes, le cas asymétrique devient un problème symétrique couplé.

1.2.3 Applications

Nous exposerons ici la modélisation de différentes structures symétriques présentant des conducteurs couplés, qu'il s'agisse de structures de type interconnexions couplées ou, plus particulièrement, de filtres composés d'un unique résonateur excité par deux brins en circuit ouvert. Ce dernier cas sera d'autant plus intéressant qu'il comparera les résultats de modélisation selon deux méthodologies de génération de la partition, comprenant les couplages entre excitateurs et résonateur. Les nomenclatures des états utilisées dans cette partie ne seront pas explicitées, puisqu'elles feront l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre 2. A ce stade, nous considérerons que leurs indices portant les voyelles E ou O impliquent des configurations de champ particulières.

1.2.3.1 Système de trois conducteurs microruban symétriques

Analyse du système

Cette partie concerne la modélisation d'un système à trois conducteurs identiques, symétriques et uniformément répartis, en référence à [6] pour le paramètre géométrique μ=1. La Fig.1.3 présente le type de structure étudiée, ainsi que les différentes impédances de couplage entre conducteurs. Il est important de noter que la réflexion et la transmission sur le conducteur central (R_2 et T_2) ne peuvent être identiques à celles concernant les conducteurs extérieurs (R_1 et T_1).

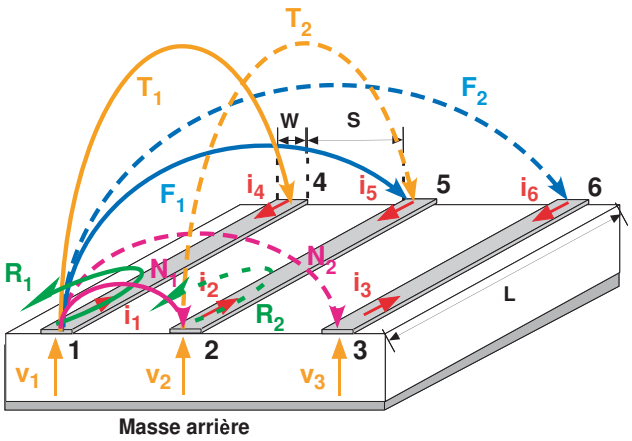


Fig. 1.3: Schéma paramétré d'un système à trois conducteurs symétriques et six ports d'excitation

Quelles que soient les valeurs de W, S et L données à la structure représentée Fig.1.3, la matrice d'impédance s'exprime toujours comme suit :

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} R_1 & N_1 & N_2 & T_1 & F_1 & F_2 \\ N_1 & R_2 & N_1 & F_1 & T_2 & F_1 \\ N_2 & N_1 & R_1 & F_2 & F_1 & T_1 \\ T_1 & F_1 & F_2 & R_1 & N_1 & N_2 \\ F_1 & T_2 & F_1 & N_1 & R_2 & N_1 \\ F_2 & F_1 & T_1 & N_2 & N_1 & R_1 \end{bmatrix} \tag{1.12}$$

[6] et [7] définissent les états propres d'un système symétrique à trois conducteurs, à partir de la diagonalisation des matrices **L** et **C**, définies dans [2] et décrites dans la partie 1.2.

Dans le cas de [7], l'introduction d'un paramètre géométrique μ - paramètre qui tient compte de la proportion dimensionnelle du conducteur central par rapport aux conducteurs périphériques (des conducteurs identiques satisfaisant à la symétrie du système) - permet de définir les états propres du système à 3 conducteurs comme étant, à une constante de normalisation près, $(1, \mu, 1)$ et $(1, -2/\mu, 1)$ pour les états respectivement EE et EO (indicé comme OO dans l'article [7]), et $(1, 0, -1)$ pour l'unique état impair OO (indicé comme OE dans l'article [7]). Sur l'ensemble du travail précédent, les systèmes symétriques ont été considérés comme composés de conducteurs identiques : dans ce cas particulier, μ doit donc être considéré comme égal à 1. Dans ces conditions, la matrice des vecteurs propres w_3 définissant, par colonne, chacun des états propres du système à 3 conducteurs (symétriques, identiques) devrait s'écrire :

$$\mathbf{W}_3 = k \begin{bmatrix} 1 & 1 & -1 \\ 1 & -2 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \tag{1.13}$$

Cette matrice définit clairement une base, puisque l'ensemble de ces vecteurs-colonnes sont orthogonaux entre eux, mais il faut y considérer un problème de normation. Elle montre en outre que l'état impair présente nécessairement un zéro sur le conducteur central, et la condition d'orthogonalité impose que, dans le cas d'un système à N conducteurs impairs, il ne puisse exister que $(N-1)/2$ états comportant une composante nulle. Afin de normer cette matrice, il convient de modifier les valeurs des états propres des états EO et OO, et d'écrire, finalement :

$$\mathbf{W}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{\frac{1}{2}} & -\sqrt{\frac{3}{2}} \\ 1 & -\sqrt{2} & 0 \\ 1 & \sqrt{\frac{1}{2}} & \sqrt{\frac{3}{2}} \end{bmatrix} \tag{1.14}$$

Une diagonalisation brute, numérique, de la matrice d'impédance d'un Tripôle, lorsqu'il est constitué de conducteurs identiques et d'égal espacement (Hexapôle en circuit ouvert sur les sorties) simulé sur le logiciel Sonnet (Version 9.52), et quels que soient la fréquence ou les dimensions des conducteurs, donne :

$$\mathbf{W}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 0.9724 & 0.7446 & -1.2247 \\ 1.0531 & -1.3752 & 0.0000 \\ 0.9724 & 0.7446 & 1.2247 \end{bmatrix} \tag{1.15}$$

Il est intéressant de noter la grande similitude entre les valeurs numériques de la matrice Eq.(1.15) et les valeurs rationnelles de Eq.(1.14). Il faut néanmoins préciser que les valeurs des états pairs (EE et EO) peuvent très légèrement fluctuer selon différents paramètres : la position de la structure dans la boîte (dont les parois sont considérées comme des murs électriques dans le cas du logiciel Sonnet (v.9.52)), ou l'utilisation pour l'excitation de "single port" ou de port "autoground".

A partir de l'équation Eq.(1.2), l'on peut écrire la matrice des vecteurs propres de cette matrice ; après diagonalisation, l'on obtient $\mathbf{\Lambda_b}$, qui après réarrangement Eq.(1.4), peut s'exprimer comme suit :

$$\mathbf{\Lambda_b} = \begin{bmatrix} Z_{EE_{11}} & Z_{EE_{12}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ Z_{EE_{12}} & Z_{EE_{11}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z_{OO_{11}} & Z_{OO_{12}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z_{OO_{12}} & Z_{OO_{11}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{EO_{11}} & Z_{EO_{12}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{EO_{12}} & Z_{EO_{11}} \end{bmatrix} \tag{1.16}$$

avec :

$$Z_{k_{11}} = Z^*_{c_k} \coth(\gamma_k L) \tag{1.17}$$

$$Z_{k_{12}} = Z^*_{c_k} \sinh^{-1}(\gamma_k L) \tag{1.18}$$

En comparant les expressions de Eq.(1.14) et Eq.(1.16), l'on peut faire la relation entre les états générés sur la structure et les composantes de vecteurs propres ou états d'excitation qui les caractérisent.

La comparaison des Eq.(1.16) et Eq.(1.40) montre que, si la première est constituée de 8 paramètres - R_1, R_2, T_1, T_2, N_1, N_2, F_1, F_2 - la seconde n'en présente que 6 - $Z_{EE_{11}}$, $Z_{EE_{12}}$, $Z_{00_{11}}$, $Z_{00_{12}}$, $Z_{E0_{12}}$, $Z_{E0_{12}}$. Il y a donc deux termes dans Eq.(1.40), qui sont des combinaisons linéaires de 6 des 8 termes de cette même matrice. L'on trouve que R_2 et T_2 s'exprime comme suit :

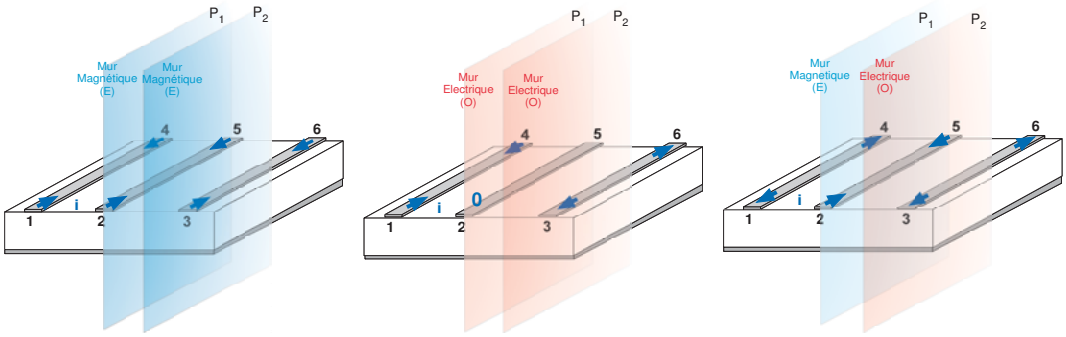
$$R_2 = R_1 + N_2 - N_1 \tag{1.19}$$

$$T_2 = T_1 + F_2 - F_1 \tag{1.20}$$

Ces deux expressions démontrent qu'à partir de la connaissance de la réflexion (respectivement transmission) sur les lignes extérieures, et des couplages proches (respectivement lointains) entre ligne adjacentes ou éloignées, il est possible de connaître la réflexion sur la ligne centrale. Si l'on généralise ce cas à l'ensemble des systèmes à N_{2p+1} conducteurs, les réflexion et transmission sur le conducteur central seront toujours exprimables à partir de la connaissance des autres termes de la matrice d'impédance.

La Fig.1.4 présente les différentes configurations des états générés sur une structure à trois conducteurs, par ordre croissant d'apparition fréquentielle. L'on peut noter l'alternance des états

pairs et impairs dans leur ordre croissant d'apparition fréquentielle, une particularité qui sera réutilisée dans le chapitre 2.



(a) (b) (c)

Fig. 1.4: Représentation des états se propageant sur un système à 3 conducteurs en microruban. État EE (a). État OO (b) et État EO (c)

Génération du modèle

Les représentations des états du système à 3 conducteurs, dans Fig.1.4, sont données pour un mur magnétique dans le plan de symétrie longitudinale. Nous verrons par la suite que l'état OO sera indicé O pour des questions de nomenclature (chapitre 2). A partir de la matrice Eq.(1.16), après réarrangement inverse (voir (Eq.1.4)), mais aussi de la matrice Eq.(1.14) imbriquée dans Eq.(1.5), il est possible de calculer analytiquement les termes de la matrice $\mathbf{Z}$ de l'hexapôle par la transformation :

$$\mathbf{Z} = \mathbf{\Pi}.\mathbf{\Lambda}.\mathbf{\Pi}^{-1} \tag{1.21}$$

et l'on obtient :

$$R_1 = \frac{Z_{EE_{11}}}{3} + \frac{Z_{EO_{11}}}{6} + \frac{Z_{OO_{11}}}{2} \tag{1.22}$$

$$R_2 = \frac{Z_{EE_{11}}}{3} + \frac{2Z_{EO_{11}}}{3} \tag{1.23}$$

$$N_1 = \frac{Z_{EE_{11}}}{3} - \frac{Z_{EO_{11}}}{3} \tag{1.24}$$

$$N_2 = \frac{Z_{EE_{11}}}{3} + \frac{Z_{EO_{11}}}{6} - \frac{Z_{OO_{11}}}{2} \tag{1.25}$$

$$T_1 = \frac{Z_{EE_{12}}}{3} + \frac{Z_{EO_{12}}}{6} + \frac{Z_{OO_{12}}}{2} \tag{1.26}$$

$$T_2 = \frac{Z_{EE_{12}}}{3} + \frac{2Z_{EO_{12}}}{3} \tag{1.27}$$

$$F_1 = \frac{Z_{EE_{12}}}{3} - \frac{Z_{EO_{12}}}{3} \tag{1.28}$$

$$F_2 = \frac{Z_{EE_{12}}}{3} + \frac{Z_{EO_{12}}}{6} - \frac{Z_{OO_{12}}}{2} \tag{1.29}$$

Il est possible de quantifier l'importance de chacun des états pairs dans l'expression de R_1 ou de T_1 ; en effet, la parité du système impose que :

$$R_1 = \frac{Z_{E_{11}}}{2} + \frac{Z_{0_{11}}}{2} \tag{1.30}$$

avec $Z_{E_{11}}$ et $Z_{O_{11}}$ représentant les impédances d'entrée du système dans chacun des états respectivement pair et impair, par le plan de symétrie transverse principal P_1 ; ce plan se situe sur un conducteur. Il est possible de positionner un mur électrique ou magnétique dans l'espace inter-conducteurs, après dissociation des deux sous-systèmes créés par le plan de symétrie P_1, mais uniquement lorsque celui-ci héberge un mur magnétique (dans le cas où il est électrique, le zéro de courant sur le conducteur central impose obligatoirement un mur électrique dans l'espace inter-conducteurs : cette observation sera approfondie dans le chapitre 2). L'impédance d'entrée de l'état pair par le plan principal P_1 peut donc être décomposée en deux impédances, paire et impaire, selon la nature du mur hébergé dans l'espace inter-résonateurs ; par conséquent, l'on peut écrire, à partir de Eq.(1.22) et Eq.(1.30) :

$$R_1 = \frac{1}{2}\left[\frac{2}{3}Z_{EE_{11}} + \frac{1}{3}Z_{EO_{11}}\right] + \frac{1}{2}\left[Z_{OO_{11}}\right] \tag{1.31}$$

On peut procéder d'une façon identique avec T_1 et écrire :

$$T_1 = \frac{1}{2}\left[\frac{2}{3}Z_{EE_{12}} + \frac{1}{3}Z_{EO_{12}}\right] + \frac{1}{2}\left[Z_{OO_{12}}\right] \tag{1.32}$$

Dans le cas très particulier étudié ici, l'on peut constater que l'état à parité uniquement pair a deux fois plus d'importance que l'état mixte dans la valeur de l'état pair de l'impédance d'entrée des conducteurs extérieurs.

Résultat de la modélisation

La Fig.1.5 montre que les résultats de modélisation EM et de simulation EM sont en parfait accord, et ce, sur une bande de 20 GHz (large bande), en tenant compte du fait que les impédances caractéristiques et permittivités effectives complexes de chaque état ont été conservées constantes sur l'ensemble de la bande.

Le Tab.1.1 présente les valeurs de $Z^*_{c_k}$ et $\epsilon^*_{eff_k}$ obtenues par diagonalisation de la matrice d'impédance du système simulé sur le logiciel Sonnet (V.9.52). L'on remarque que chaque état possède ces valeurs d'impédances et de permittivités relatives, mais aussi ces pertes, qui diffèrent d'un état à l'autre : les états peuvent donc être classés selon leur niveau de pertes.

TAB. 1.1: Paramètres du modèle. Valeurs de constantes secondaires des états k.

état	$Z_{c_k}{}^*$	$\epsilon_{eff_k}{}^*$
EE	220.19-j*33.03	2.10-j*0.17
OO	114.35-j*0.79	1.80-j*0.005i
EO	78.75-j*0.47	1.71-j*0.01i

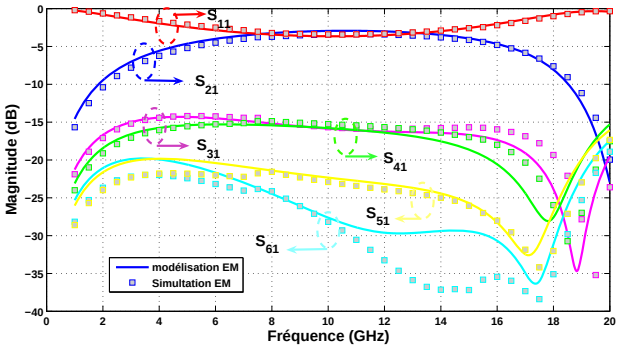


FIG. 1.5: Comparaison Modélisation EM et Simulation EM pour 3 conducteurs couplés sur un substrat d'époxy de largeur W et d'espacement entre conducteurs S identiques.

1.2.3.2 Système de quatre conducteurs microruban symétriques

Analyse du système

Dans cette partie, nous allons modéliser un système à quatre conducteurs identiques, symétriques et uniformément répartis. La Fig.1.6 présente le type de structure étudiée, ainsi que les différentes impédances de couplage entre conducteurs. Contrairement au cas précédent à trois conducteurs, le plan de symétrie principal P_1 se situe dans un espace inter-conducteurs.

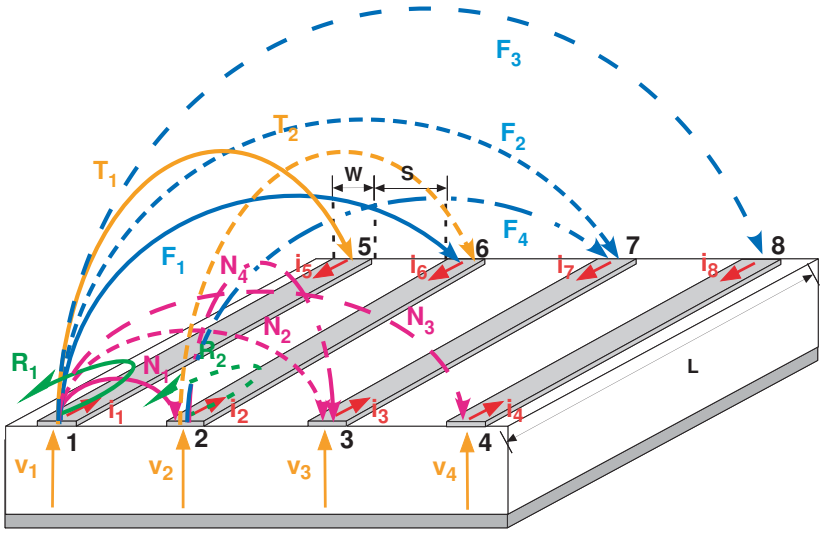


FIG. 1.6: Schéma paramétré d'un système à quatre conducteurs symétriques et huit ports d'excitation

La symétrie de la structure présentée sur la Fig.1.6 impose que les impédances de couplage entre les différents conducteurs soient réciproques ($Z_{i,j}$=$Z_{j,i}$). Quelles que soient les valeurs de W, S et L données à la structure présentée Fig.1.6, la matrice d'impédance s'exprime toujours comme suit :

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} R_1 & N_1 & N_2 & N_3 & T_1 & F_1 & F_2 & F_3 \\ N_1 & R_2 & N_4 & N_2 & F_1 & T_2 & F_4 & F_2 \\ N_2 & N_4 & R_2 & N_1 & F_2 & F_4 & T_2 & F_1 \\ N_3 & N_2 & N_1 & R_1 & F_3 & F_2 & F_1 & T_1 \\ T_1 & F_1 & F_2 & F_3 & R_1 & N_1 & N_2 & N_3 \\ F_1 & T_2 & F_4 & F_2 & N_1 & R_2 & N_4 & N_2 \\ F_2 & F_4 & T_2 & F_1 & N_2 & N_4 & R_2 & N_1 \\ F_3 & F_2 & F_1 & T_1 & N_3 & N_2 & N_1 & R_1 \end{bmatrix} \tag{1.33}$$

Les vecteurs propres $\mathbf{w_n}$ (1.2) et (1.5) obtenus par la diagonalisation de cette matrice s'écrivent, quelle que soit la fréquence :

$$\mathbf{W}_4 = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{bmatrix} A & -B & D & C \\ B & A & C & -D \\ B & A & -C & D \\ A & -B & -D & -C \end{bmatrix} \tag{1.34}$$

Cette matrice, contrairement à w_3, ne comporte pas de zéro : il est donc plus délicat de calculer les valeurs rationnelles des composantes de ses états propres. Une diagonalisation brute d'un quadripôle (octopôle dont 4 accès sont en circuit ouvert) - nous nous intéressons au cas comportant un mur magnétique dans le plan de symétrie longitudinal - donne :

$$\mathbf{W}_4 = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{bmatrix} 1.0238 & -0.9756 & 0.7574 & 1.1943 \\ 0.9756 & 1.0238 & 1.1943 & -0.7574 \\ 0.9756 & 1.0238 & -1.1943 & 0.7574 \\ 1.0238 & -0.9756 & -0.7574 & -1.1943 \end{bmatrix} \tag{1.35}$$

Les valeurs de rationnels déjà utilisées dans le cas de trois conducteurs (Partie 1.2.3.1) donnent les plus proches valeurs des composantes numériques trouvées dans (1.35) A=B=1, D=$\sqrt{1/2} \approx 0.7071$ et C=$\sqrt{3/2} \approx 1.2247$.

Nous pouvons constater que le mur magnétique sur le plan de symétrie principal d'un système à 4 conducteurs impose que les composantes des vecteurs propres du sous-système constitué restent proches de celles du cas à deux conducteurs (1,-1) ou (1,1). Toutefois, il est important de noter que la présence du mur magnétique sur le plan de symétrie principal génère un sous-problème asymétrique - un mur, deux conducteurs, l'espace libre -, contribuant à la fluctuation des valeurs des états propres, qui ne sont plus tout fait égales à 1. Dans le cas des sous-problèmes impairs, cette fluctuation est beaucoup plus importante, puisque les valeurs sont très éloignées de (1,-1) ou (1,1).

Comme dans le cas à trois conducteurs précédemment présenté, l'on peut extraire Λ_b, qui

s'exprime ainsi :

$$\mathbf{\Lambda_b} = \begin{bmatrix} Z_{EE_{11}} & Z_{EE_{12}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ Z_{EE_{12}} & Z_{EE_{11}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z_{EO_{11}} & Z_{EO_{12}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z_{EO_{12}} & Z_{EO_{11}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{OE_{11}} & Z_{OE_{12}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{OE_{12}} & Z_{OE_{11}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{OO_{11}} & Z_{OO_{12}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & Z_{OO_{12}} & Z_{OO_{11}} \end{bmatrix} \tag{1.36}$$

Avec

$$Z_{k_{11}} = Z_{c_k} \coth(\gamma_k L) \tag{1.37}$$

$$Z_{k_{12}} = Z_{c_k} \sinh^{-1}(\gamma_k L) \tag{1.38}$$

En comparant les expressions de Eq.(1.35) et Eq.(1.36), nous pouvons faire la relation entre les états générés sur la structure et les états d'excitation qui les caractérisent. La Fig. (1.7) présente les différentes configurations des états générés sur une structure à quatre conducteurs par ordre croissant d'apparition fréquentielle (l'on note toujours l'alternance des états pair et impair).

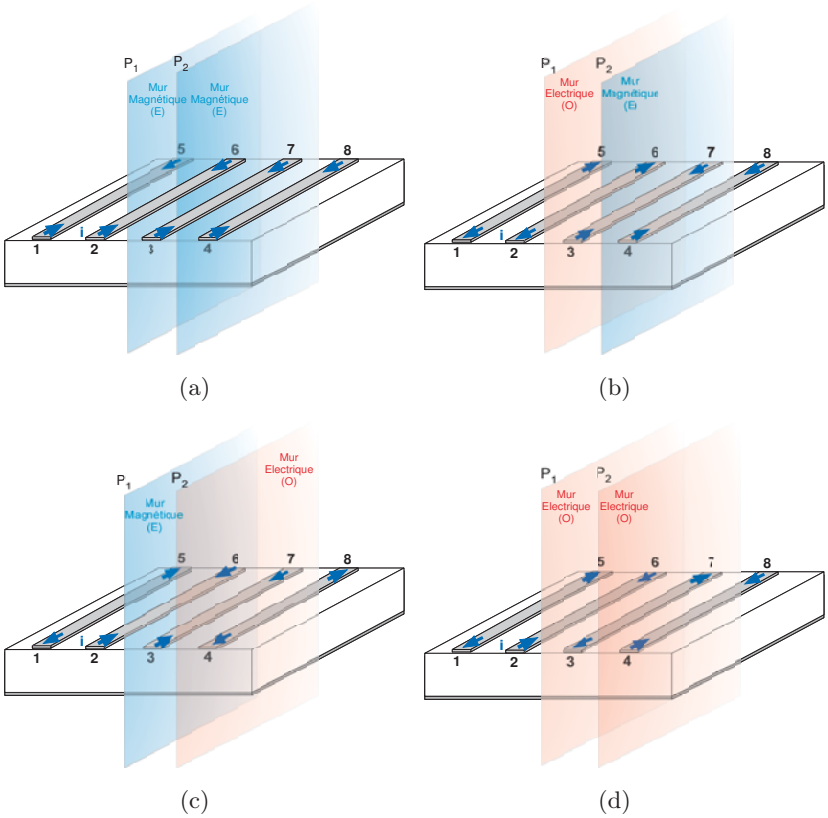


FIG. 1.7: Représentation des états se propageant sur un système à 4 conducteurs en microruban. État EE (a). État EO (b). État OE (c). État OO (d)

Notons que, dans Eq.(1.35) et Eq.(1.33), les états et leurs états d'excitations (vecteurs propres) sont regroupés par parité - d'abord pairs, puis impairs -, mais cet ordre, présenté sur la Fig.1.7, n'est pas celui de leur apparition fréquentielle.

Génération du modèle

Comme dans le cas à trois conducteurs, il est possible de calculer analytiquement les termes de la matrice Z de l'octopôle, à partir de la matrice Eq.(1.33) et après réarrangement inverse (voir Eq.(1.4)), mais aussi de la matrice Eq.(1.35) imbriquée dans Eq.(1.5), par la transformation :

$$\mathbf{Z} = \mathbf{\Pi}.\mathbf{\Lambda}.\mathbf{\Pi}^{-1} \tag{1.39}$$

L'ensemble des expressions de chacun des couplages de la matrice Eq.(1.33) ne sera pas donné ici, mais chacun des termes est composé de la contribution de chacun des états propres pondérés par des combinaisons des composantes des vecteurs propres, comme dans le cas des expressions Eq.(1.22)-Eq.(1.29).

Résultats de la modélisation

La Fig.1.8 montre que les résultats de simulation et de modélisation restent proches pour les paramètres de réflexion observables. Le Tab.1.2 présente les valeurs de $Z^*_{c_k}$ et $\epsilon^*_{eff_k}$ obtenues par diagonalisation de la matrice d'impédance du système simulé sur le logiciel Sonnet (V.9.52).

Tab. 1.2: Paramètres du modèle. Valeurs de constantes secondaires des états k..

état	$\mathbf{Z_{c_k}}^*$	$\epsilon_{\mathbf{eff_k}}{}^*$
EE	242.75-j*6.59	2.25-j*0.13
OE	126.46-j*0.17	1.89-j*5e-3
EO	94.69-j*0.16	1.84-j*6e-3
OO	79.07-j*0.16	1.84-j*7e-3

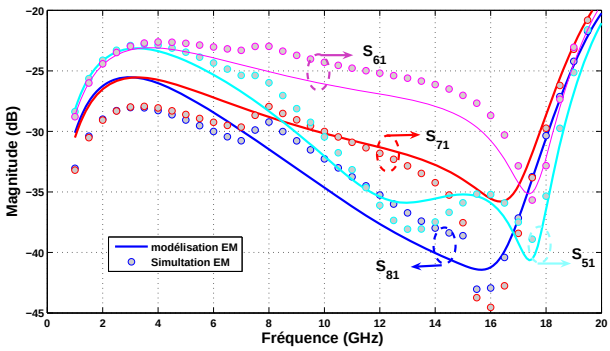


Fig. 1.8: Comparaison Modélisation EM et Simulation EM pour 4 conducteurs couplés sur un substrat d'époxy de largeur W et d'espacement entre conducteurs S identiques.

Dans la suite de ce travail, nous étudierons différents types de structures à conducteurs couplés, à partir de la modélisation des multiconducteurs énoncée dans cette partie du chapitre 1. L'on s'intéressera tout particulièrement à la modélisation de structures à méandres comportant trois ou quatre conducteurs parallèles, ou de filtres comportant un pôle.

1.2.3.3 Hexapôle modélisé par des octopôles imbriqués

L'objectif de cette partie est de comparer la modélisation d'un hexapôle élaboré à partir d'un système à 3 conducteurs avec celle issue de l'association de deux octopôles imbriqués ; puis d'appliquer ces deux types de modélisation au fonctionnement d'un filtre à un pôle conçu et mesuré Fig.1.9, dont l'unique résonateur est excité par couplage électromagnétique. La Fig.1.9(a) montre la photographie du filtre à modéliser selon les règles de partitionnement établies sur la Fig.1.9(b). Ce filtre est conçu sur un substrat de silicium de 525 μm d'épaisseur (ϵ_r=11.7), sur lequel reposent deux couches successives de BCB (Benzo-Cyclo-Butene) d'épaisseur respective 10 μm et 15 μm (Fig.1.11(b)). Cette technologie développée par le LAAS-CNRS fera l'objet d'une étude plus approfondie dans le chapitre 3.

Il faut noter que la Fig.1.9(a) présente un filtre dont les plans de masses sont coplanaires. L'étude présentée ci-après est faite sur une structure identique, mais présentant un plan de masse arrière, dans la mesure où la génération d'un modèle de trois lignes couplées n'est pas accessible lorsque celles-ci présentent un plan de masse coplanaire (le conducteur central n'a aucun plan de masse en regard). D'un point de vue plus général, la notion de modélisation de N conducteurs couplés - N>2 -, à partir de la théorie des lignes, n'a pas de sens en dehors du cas microruban. La modélisation sera comparée aux simulations électromagnétiques Fig.1.11(a).

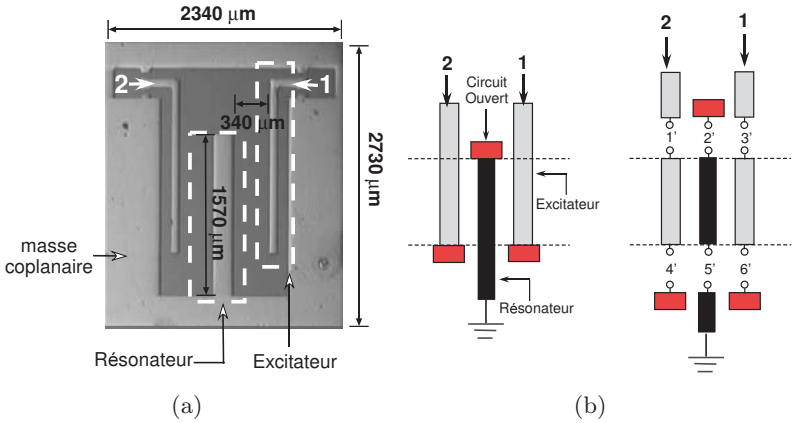


Fig. 1.9: Représentation du filtre coplanaire à 1 pôle modélisé et conçu. Photographie (a), Représentation schématique et Partionnement pour la modélisation (b).

La modélisation d'une telle structure se fait par la théorie des lignes, et suit les points suivants :

1. Construction du dodécapôle représentant le système couplé constitué de tronçons d'excitateur et de résonateur
2. Passage vers un hexapôle, en fermant trois accès (2', 4' et 6') par des circuits ouverts (admittance nulle)

3. La modélisation se termine par l'ajout des longueurs de lignes chargées par les 50 Ω du générateur et par celle en court-circuit

Si les deux dernières étapes restent totalement accessibles, la première nécessite en revanche de construire le dodécapôle avec soin. Deux méthodes au moins permettent de le construire : la première consiste à générer sa matrice d'impédance ou d'admittance sur le modèle de deux lignes couplées, la seconde étant liée à l'utilisation de la matrice d'admittance ou d'impédance de trois lignes couplées (exposé dans la Partie 1.2.3.1).

Elaboration du dodécapôle

Le dodécapôle représenté sur la Fig.1.9(b) est constitué de trois lignes couplées. Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux deux formes de modélisation de ce système à trois conducteurs, afin de comparer et vérifier la pertinence d'une modélisation de plus en plus complexe. La matrice d'admittance de ce dodécapôle symétrique s'exprime (en relation avec Eq.(1.40)) comme suit :

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} R_1 & N_1 & N_2 & T_1 & F_1 & F_2 \\ N_1 & R_2 & N_1 & F_1 & T_2 & F_1 \\ N_2 & N_1 & R_1 & F_2 & F_1 & T_1 \\ T_1 & F_1 & F_2 & R_1 & N_1 & N_2 \\ F_1 & T_2 & F_1 & N_1 & R_2 & N_1 \\ F_2 & F_1 & T_1 & N_2 & N_1 & R_1 \end{bmatrix} \tag{1.40}$$

Modélisation 1 : A partir du modèle de deux lignes couplées

Si l'on admet que la différence de largeur entre les excitateurs et le résonateur a une influence limitée sur les couplages, et que ces couplages influent très peu sur l'impédance d'entrée de chaque élément, l'on peut d'abord poser :

- R_1=R_2
- T_1=T_2

Pour exprimer R_1, T_1, N_1 et F_1, considérons le système global comme la superposition de systèmes à deux conducteurs couplés, autrement dit en prenant en compte uniquement les couplages entre deux conducteurs consécutifs, et en admettant que le troisième conducteur extérieur n'intervient pas dans ces couplages. Les quantités N_2 et F_2 sont exprimées par le même procédé, mais en considérant cette fois les conducteurs les plus éloignés, et en négligeant l'influence du conducteur central (Voir Fig.1.10).

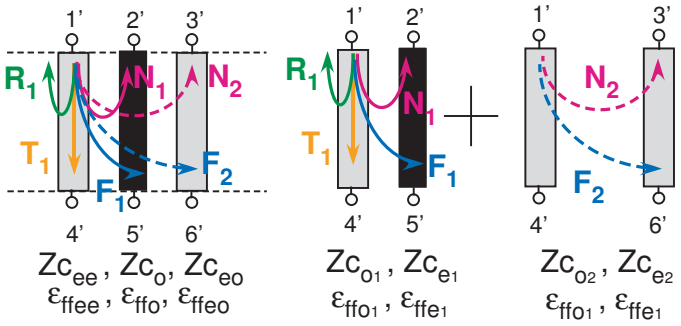


FIG. 1.10: Génération du dodécapôle de trois lignes couplées par deux modèles à deux lignes couplées.

A partir des couples de valeurs d'impédance caractéristique et d'angle électrique, dans chacun des états pair et impair pour les deux couples de structures à deux conducteurs couplés (en référence à la Fig.1.10), l'on peut écrire les quantités de la matrice comme suit :

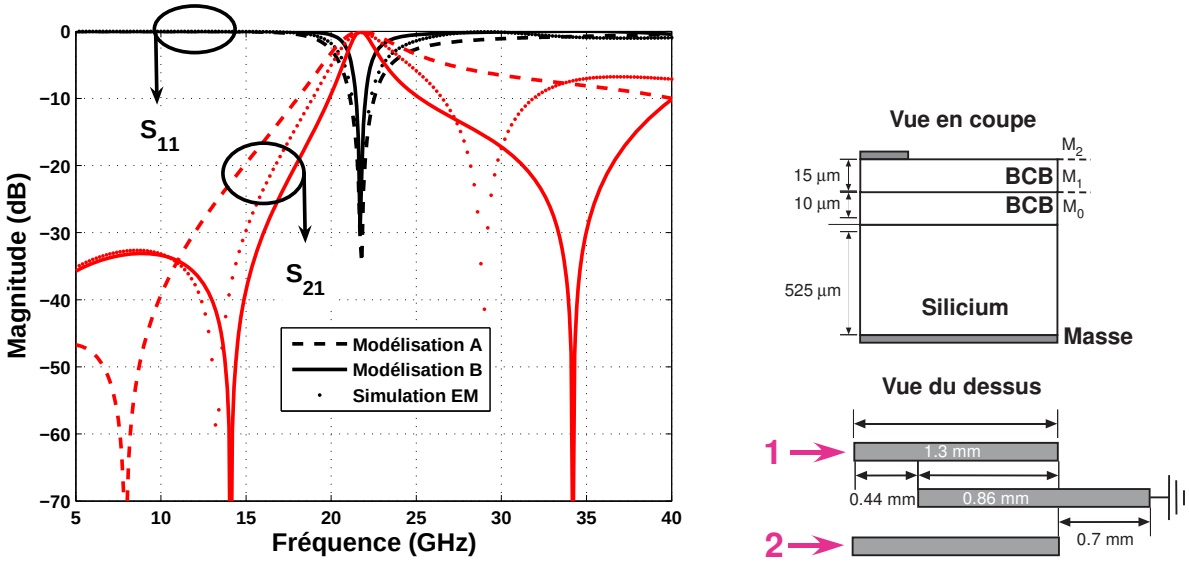
$$
\begin{aligned}
R_1 &= \frac{1}{2}\left(Zc_{e_1}\coth(\theta_{e_1}) + Zc_{o_1}\coth(\theta_{o_1})\right)\\
T_1 &= \frac{1}{2}\left(\frac{Zc_{e_1}}{\sinh(\theta_{e_1})} + \frac{Zc_{o_1}}{\sinh(\theta_{o_1})}\right)\\
N_1 &= \frac{1}{2}\left(Zc_{e_1}\coth(\theta_{e_1}) - Zc_{o_1}\coth(\theta_{o_1})\right)\\
F_1 &= \frac{1}{2}\left(\frac{Zc_{e_1}}{\sinh(\theta_{e_1})} - \frac{Zc_{o_1}}{\sinh(\theta_{o_1})}\right)\\
N_2 &= \frac{1}{2}\left(Zc_{e_2}\coth(\theta_{e_2}) - Zc_{o_2}\coth(\theta_{o_2})\right)\\
F_2 &= \frac{1}{2}\left(\frac{Zc_{e_2}}{\sinh(\theta_{e_2})} - \frac{Zc_{o_2}}{\sinh(\theta_{o_2})}\right)
\end{aligned}
$$

Modélisation 2 : A partir du modèle de trois lignes couplées

La génération du modèle à trois lignes couplées est identique à celle du modèle présenté dans la partie 1.2.3.1. Nous allons donc étudier les valeurs de permittivités effectives ${\epsilon_{eff_k}}^*$ et d'impédances caractéristiques ${Z_{c_k}}^*$ de chaque état k du système couplé, par la diagonalisation de la matrice d'impédance du système à 3 conducteurs couplés, extraite de la simulation EM.

Génération du modèle et résultat de modélisation

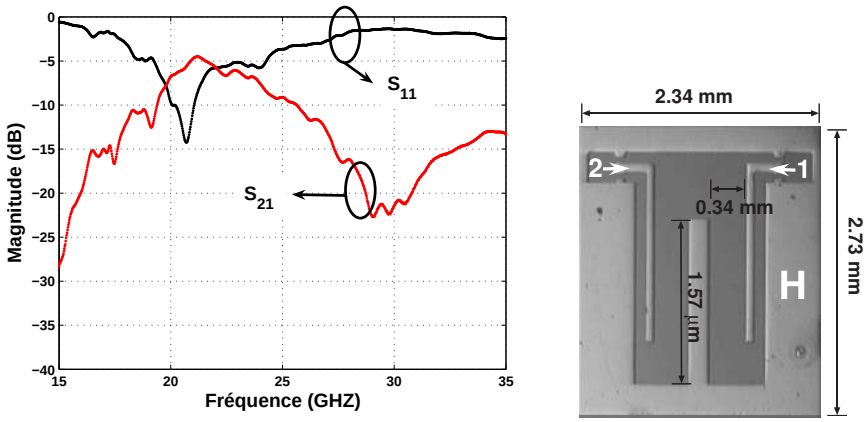
La Fig.1.11 présente les résultats comparés de la modélisation et de la simulation EM des paramètres S de la structure présentée Fig.1.9(a) sur le substrat Fig.1.11(b).



(a) (b)

Fig. 1.11: Comparaison de la modélisation d'un filtre à 1 pôle à partir du modèle d'un dodécapôle par 2 systèmes à deux lignes couplées (Modélisation A) ou par un système à 3 lignes couplées (Modélisation B)- Comparaison des paramètres S (a)- Représentation schématique de la structure modélisée et simulée par le logiciel Sonnet (V.9.52) (b).

Les étapes de la modélisation, après génération du dodécapôle, sont identiques dans les deux cas. Les expressions analytiques des quatre termes du quadripôle équivalant à la structure modélisée - et découlant de cette modélisation - sont relativement lourdes, et nécessitent donc d'être évaluées numériquement.



(a) (b)

Fig. 1.12: Réponse mesurée du filtre à 1 pôle

L'on peut constater que la modélisation conçue à partir d'une génération du dodécapôle par un système à trois conducteurs couplés est plus proche de la simulation EM. En revanche, quel que soit le type de modélisation, la fréquence de résonance du filtre est bien respectée, mais les zéros

de transmission du filtre peuvent être décalés fréquentiellement, ou totalement inexistants, selon le type de modélisation employé.

Cette dernière observation implique qu'une connaissance judicieuse des couplages entre conducteurs est nécessaire à l'élaboration d'un modèle hors bande précis, alors que la résonance du filtre est uniquement liée à la longueur électrique du conducteur central - que n'importe quel type de modélisation est capable de la placer correctement. La Fig.1.12 présente les résultats de la mesure du filtre présenté.

D'un point de vue plus général, l'association imbriquée de deux octopôles ne peut satisfaire l'ensemble des couplages existant au sein d'un hexapôle. Ceci implique que le partitionnement ne peut être établi de façon rigoureuse sur les éléments qui constituent déjà un système.

1.3 Interprétation de layout

La modélisation doit se baser sur l'interconnexion de blocs élémentaires. L'on discute ici des longueurs électriques à prendre en considération dans chacun des blocs constitutifs de la modélisation de structures à méandres. Si l'on conçoit aisément que la modélisation d'une ligne à méandre ne peut être faite à partir d'un tronçon de ligne uniforme, son recourbement implique une utilisation de blocs élémentaires basée sur le modèle de ligne couplée.

Analyse du système

La modélisation des structures à méandres a fait l'objet de différents travaux [8]-[10], mais ces derniers se limitent généralement à des études réalisées à partir d'éléments localisés réactifs et résistifs. Dans cette partie, nous nous intéresserons à la modélisation EM large bande - nécessitant donc l'utilisation d'éléments distribués - de structures à méandres constituées de 3 ou 4 tronçons de lignes parallèles, de largeur et d'espacement identiques. L'on étudiera ces méandres comme des quadripôles, c'est-à-dire, ici, comme des structures comportant une entrée et une sortie.

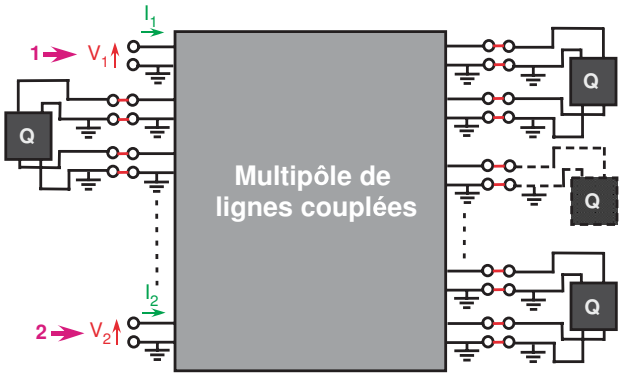


Fig. 1.13: Méthode schématisée de fermeture du multipôle de lignes couplées par des quadripôles (Q) de tronçon de lignes.

La Fig.1.13 présente la modélisation d'une structure à méandres par blocs élémentaires : le bloc correspondant au multipôle de couplage doit être fermé par des quadripôles représentant les tronçons de lignes de transmission qui joignent les interconnexions couplées.

Se pose alors la question de la longueur des tronçons de lignes des quadripôles fermant les accès du multipôle de lignes couplées, soit, en d'autres termes, celle de la longueur des interconnexions couplées à prendre en compte dans la modélisation du multipôle. La Fig.**??** présente deux méthodologies distinctes de partitionnement des structures à méandres.

Génération du Modèle

La modélisation du multipôle se fait comme présenté dans les parties 1.2.3.1 et 1.2.3.2. Afin de connaître les valeurs des impédances caractéristiques et permittivités effectives des états propres du multipôle, l'on étudie, à une fréquence donnée, la matrice d'impédance du système d'interconnexions couplées extraite d'une simulation EM, et l'on considère en première approximation (très grossière) que ces valeurs restent identiques sur l'ensemble de la bande de fréquence où l'on souhaite modéliser le méandre. Ensuite, sur le logiciel de calcul numérique Matlab (V.7 R14), l'on modélise les blocs élémentaires à partir des données du problème (longueur L_1 et L_2, permittivités effectives ϵ_{eff_k} et impédances caractéristiques Z_{c_k} des états k).

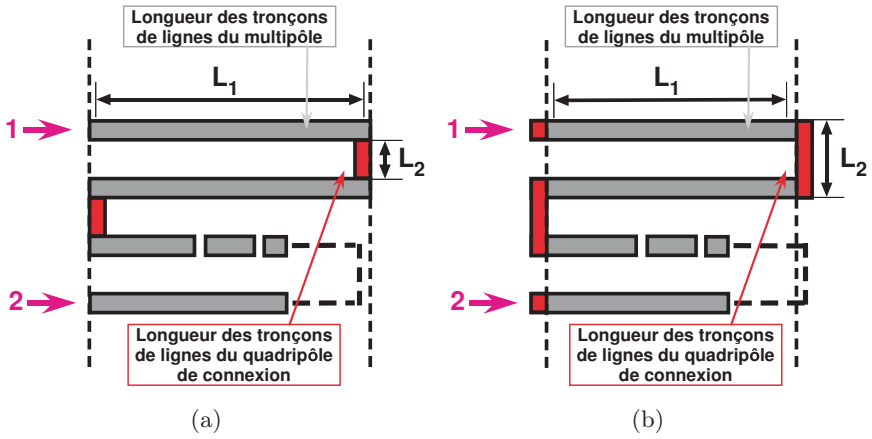
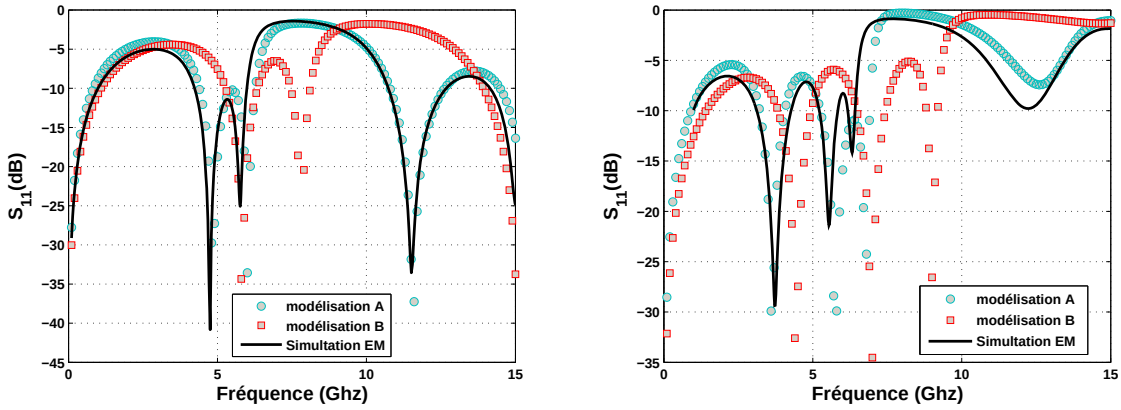


Fig. 1.14: Partionnement de la structure méandre pour sa modélisation. Modélisation de type A (a). Modélisation de type B (b).

Les Fig.1.15(a) et Fig.1.15(b) ci-dessous présentent les résultats comparés des partitionnements de type A et B selon la simulation EM de deux méandres composés, de longueurs de lignes couplées identiques et uniformément réparties, et constitués respectivement de trois et quatre lignes. L'on peut constater que, quelle que soit la composition du méandre, le partitionnement de type A paraît le mieux adapté à la modélisation du comportement électromagnétique des structures.

Cette observation est en parfait accord avec les répartitions des courants dans les angles droits formés par les coudes du méandre : en effet, la densité de courant est très importante sur les bords intérieurs de l'angle, et quasiment inexistante ailleurs. Cette répartition a une incidence particulièrement importante sur les longueurs électriques des différents éléments modélisés.

Résultat de la modélisation



(a) (b)

FIG. 1.15: Résultats du paramètre de réflexion S_{11} en fonction du type de modélisation du méandre utilisé (type A ou B - Fig.**??**). Modélisation d'un méandre à 3 tronçons de lignes couplées - Simulation EM élaborée sur Momentum (V.2006C) (a). Modélisation d'un méandre à 4 tronçons de lignes couplées - Simulation EM élaborée sur Sonnet (V.9.52) (b).

Sur la Fig.1.15, l'on peut constater que les résultats du partitionnement de type B présentent des fréquences de résonance plus élevées que pour celui de type A, ou de la simulation EM. Cette observation implique que la longueur électrique totale du méandre dans le partitionnement de type B est plus courte que dans la simulation électromagnétique. Lorsque les distances entre les tronçons de ligne parallèles sont très petites, les tronçons de ligne de connexion pourraient être modélisés par des éléments localisés de type inductif. L'on note en outre l'importance d'un partitionnement représentatif des comportements des courants sur la précision de la réponse de la modélisation.

Conclusion

Ce chapitre démontre que la diagonalisation des systèmes à N conducteurs permet de connaître avec précision les constantes de propagation et les pertes des états du système. A chaque état sont associées une répartition de champ électromagnétique particulière et une combinaison d'excitation des éléments qui composent le système.

Les pertes du système sont donc une combinaison des pertes des états : par conséquent, il est envisageable de réduire les pertes de certains états - et donc de diminuer les pertes du système - par des topologies spécifiques.

Les résultats obtenus sur la modélisation du méandre montrent que la façon de partitionner une structure a une influence sur la réponse de cette modélisation. Pour la maîtriser, il faut privilégier les répartitions de courant sur la structure.

Des études supplémentaires seraient nécessaires pour conclure sur les systèmes asymétriques. D'un vue conceptuel, l'on peut envisager d'étudier les systèmes asymétriques comme des cas symétriques couplés.

Bibliographie

[1] Daniel G. Swanson Jr., Wolfgang J. R. Hoefer, "Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation", Artech House, 2003.

[2] Dylan F.Williams, Leonard A. Hayden and Roger B.Marks, "A Complete Multimode Equivalent-Circuit Theory For Electrical Design", *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol.102, no.04, pp.405-423, July-August 1997.

[3] C.R. Paul, "Analysis of Multiconductor transmission Lines", John Wiley, 1994.

[4] C.R. Paul, "Decoupling The Multiconductor Transmission Line Equation", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.44, no.8, pp.1429-1440 August 1996.

[5] Guang-Tsai Lei, Guang-Wen (George) Pan, and Barry K. Gilbert, "Examination, Clarification, and Simplification of Modal Decoupling Method for Multiconductor Transmission Lines" emphIEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol.43, no.9, pp.2090-2100 September 1995.

[6] Vijai K. Tripathi, "On the Analysis of symmetrical Three Line Microstrip Circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.25, pp.726-729 Sept 1977.

[7] W.Dimitros Pavlidis and Hans L.Hartagel, "The Design and Performance of Three Line Microstrip Couplers", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 24, pp.631-639 Oct 1976.

[8] J.Weiss, "Dispersion and Field Analysis of Microstrip Meander Line Slow-Wave Structure", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.22, no.12, pp.1194-1201, December 1974.

[9] E.G.Cristal, "Meander Line and Hybrid Meander Line Transfomer", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.21, no.02, pp.1194-1201, February 1973.

[10] A.K.Agrawal, "Dispersion in n Coupled Microstrip Meander", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.28, no.08, pp.927-932, August 1980.

Chapitre 2 Systèmes Multi-résonateurs : L'Approche des Résonateurs Composés

Technique développée au sein du groupe MOSE, de l'ISAE, l'Approche des Résonateurs Composés peut être utilisée parallèlement aux synthèses de filtre classique. Cette méthodologie s'appuie sur la connaissance des états propres d'un système multiconducteur, et sur la possibilité d'introduire la notion de pertes et de facteur de qualité dans des systèmes couplés. Elle n'est, en aucun cas, une nouvelle méthodologie de synthèse, mais elle autorise certain design que les synthèses classiques ne permettaient pas d'obtenir en introduisant, par exemple, la notion "d'interrupteurs électromagnétiques". Illustré par des exemples concrets, ce chapitre va donc présenter le développement complet des lois de dégénérescence, des nomenclatures, des représentations électriques, des états propres $|k\rangle$ d'un système à N résonateurs.

Introduction

Le chapitre 1 présentait la notion de partitionnement et son influence sur les comportements électromagnétiques modélisés : or, les états de résonance sont particulièrement sensibles à la précision du partitionnement. Dans ce chapitre, la notion de partitionnement concernera les systèmes de N résonateurs et sera appliquée à des états, et non plus à des éléments physiques. L'avantage des systèmes à N résonateurs est que leurs résonances successives sont en corrélation avec les résonances de leurs états propres.

Aujourd'hui, il existe un certain nombre de méthodologies de design de filtre, que l'on peut classer en deux grandes catégories. La première - et la plus ancienne - est directement liée à la création de prototype [1] [2], susceptible de répondre aux comportements fréquentiels souhaités du filtre, et approximé par des fonctions polynomiales. Cette technique, très efficace, peut présenter certains désavantages, comme celui lié à la transposition du schéma équivalent - conçu à partir d'éléments localisés réactifs, de type capacitif ou inductif - vers le design final du filtre comprenant interconnexion et topologie de masse. La deuxième s'appuie sur les mêmes approximations de la réponse fréquentielle, mais extrait de ces approximations la matrice dite de "couplage" [3]-[5], qui comprend l'ensemble des couplages existant entre chaque élément constitutif du système filtrant. Cette méthodologie, très robuste, demande en outre un nombre important de simulations électromagnétiques, nécessaires à l'obtention de la matrice de couplage souhaitée par le gabarit du filtre.

Les systèmes sélectifs élaborés à partir de cavités impliquent des pertes très faibles. L'obtention d'une matrice de couplage idéale peut par ailleurs être facilitée par l'utilisation de vis, permettant

un ajustement des paramètres sans modifier la topologie interne de la cavité. Pour ces systèmes, la synthèse par matrice de couplage reste particulièrement fiable [6].

En revanche, dans le cadre des technologies planaires, ces méthodologies se font dans un cadre où les pertes de la technologie employée sont ignorées. Toutefois, elles laissent aux concepteurs le choix des topologies de résonateur à employer et de leur agencement dans le design, afin de reproduire au mieux la réponse fréquentielle souhaitée tout en laissant une certaine liberté sur l'encombrement de la structure. L'utilisation de résonateurs en anneau [2] (ring, open ring,...) ou de méandre [7]-[9] peut, par exemple, permettre de diminuer considérablement l'encombrement de la structure

Dans le cas de technologie planaire bas coût, les pertes peuvent avoir une incidence importante sur la non-réalisabilité du design car, comme il sera montré par la suite, il existe généralement une partie résistive dans les impédances de couplage, et s'en affranchir peut donner lieu à des réponses fréquentielles en total désaccord avec la réponse souhaitée. Depuis un certain nombre d'années, les recherches élaborées sur le design de filtre tendent à introduire la notion de Q-facteur dans ces synthèses [10]-[14], ce qui induit nécessairement les prises en compte des pertes du système. [10] introduit Q dans le développement de la synthèse de filtre en qualité de premier paramètre, permettant ainsi de généraliser la procédure de synthèse indépendamment de la topologie du résonateur, et [12] examine la distribution optimale des surtensions dans un système de résonateurs dans le cas de filtres asynchrones. Dans ces deux cas, l'étude s'appuie sur la surtension du résonateur dans le système couplé. Si se vérifient les hypothèses qui seront posées, dans le chapitre 3, autour du fait que la surtension des résonances d'un système est nécessairement liée à la distribution de champ électromagnétique dans la structure, alors le lien entre surtension d'un résonateur pris isolément et surtension d'un même résonateur imbriqué dans un système couplé n'est pas trivial.

L'une des solutions au problème exposé dans le paragraphe précédent est de définir des configurations de champs électromagnétiques bien précises dans le système couplé à des fréquences définies. [15] démontre qu'à un état de résonance du système couplé s'associe un état propre du système (pair ou impair).

La démarche qui suit va nous conduire à considérer le système à N résonateurs couplés non comme la juxtaposition de N résonateurs indépendants couplés par des inverseurs, mais comme un système composé d'un ensemble de N états de résonance, ou N états propres. [16] applique les notions d'état de résonance dans les matrices de couplage. Il faut noter, par ailleurs, que chacun de ces états propres définit bien une configuration de champ électromagnétique particulière entre chaque résonateur. L'on ne peut donc plus considérer un résonateur parmi les autres dans le système, car ce dernier est composé d'un arrangement d'états. L'on s'intéressera donc, ici, aux propriétés des états possibles du système à N résonateurs. L'avantage de cette méthode réside dans sa capacité a décrire précisément la nature des pertes de chaque état propre, chose impossible avec les méthodes actuelles de synthèse de filtre. Dans l'ensemble de ce travail, tous les systèmes étudiés seront symétriques, et les états propres de ces derniers seront étudiés en relation avec le travail sur les états d'excitation d'un système à multiconducteurs, travail effectué dans le chapitre 1.

En tout premier lieu, ce chapitre présentera la définition des états propres $|k\rangle$ d'un système à N résonateurs symétriques, ainsi que leur représentation électrique. Il définira ensuite les nomenclatures de ces états par leur configuration de champs électriques entre résonateurs, en dissociant les cas de N pair (N_{2p}) ou N impair (N_{2p+1}).

Pour des raisons que nous explorerons plus tard, la suite de l'étude s'appuiera sur les cas de N_{2p+1} résonateurs, pour leur particularité à héberger un résonateur sur leur plan de symétrie. La

topologie des résonateurs ayant une influence notable sur les états propres du système, une partie de ce chapitre sera dédiée à leur classification. Toutes les parties seront illustrées par des mesures de structures conçues, préférées aux simulations électromagnétiques, pour des raisons de pertes inconnues dans la technologie - substrat époxy (ϵ_r=4.1) - à bas coût employée.

2.1 L'analyse de la réponse d'un système de N résonateurs

Les N résonances du *S*ystème de *R*ésonateurs (*N-RS*), nommé Résonateur Composé ("Compound Resonators") dans [17], sont le résultat d'une combinaison particulière d'excitation de chaque résonateur qui compose le système. Pour une résonance observée du système, **chaque résonateur** est dans une **configuration de courant et de tension particulière**, et **l'ensemble des contributions électromagnétiques de chacun des résonateurs** donne lieu à **un état particulier du système**. Dans le chapitre 1, l'on a montré que, par diagonalisation des systèmes à N conducteurs, l'on pouvait trouver chacun des N états de ceux-ci.

Dans ce chapitre 2, nous allons donc considérer un système de N résonateurs, non comme la somme de N éléments physiques couplés, mais comme un ensemble présentant N états de résonance des N états propres du système. Le système sera étudié indépendamment de son excitation, c'est-à-dire comme étant non perturbé physiquement par celle-ci.

De manière à quantifier, comparer mais aussi discerner la combinaison des excitations de chaque résonateur donnant lieu à un état du système, il est nécessaire de définir un élément d'observation ou d'identification. Dans les systèmes multiconducteurs composés de lignes de transmission suivant une approche quasi statique, la distribution de champs électriques des N conducteurs du système fournit une signature idéale de chacun des N états propres. Dans la suite de ce chapitre, l'on considérera la distribution de champs électriques dans le plan transverse des résonateurs comme élément d'identification et de dénomination (nomenclature) d'un état $|k\rangle$ ($|k\rangle$ désigne un état quelconque). Les résultats de ces études pourront donc être joints à ceux du chapitre 1 sur la modélisation des multiconducteurs et l'identification de leur état d'excitation.

En premier lieu, nous allons nous intéresser, d'un point de vue conceptuel, à la définition et à la représentation électrique d'un état propre $|k\rangle$, qui, additionné à la contribution des représentations électriques des autre états propres du système, doit permettre de générer une équation de la transmission du filtre et de positionner les zéros de transmission. Une partie sera dédiée à la notion d'excitation du système.

2.1.1 Définition de l'état $|k\rangle$ d'un système

L'état d'un système est représenté par un ensemble de grandeurs physiques à partir duquel l'on peut déterminer toutes les propriétés du système concerné [18]. Dans le cas de systèmes à multi-résonateurs, un état $|k\rangle$ est défini par un certain nombres d'attributs observables :

- Une fréquence de résonance : f_{0_k}
- Une constante de propagation : γ_k, donc un niveau de perte α_k
- Une répartition de champs électriques et magnétiques (ainsi qu'une distribution de courant) : $|F_{0_k}\rangle$
- Une perturbation liée à l'excitation : $|p_k\rangle$
- Une représentation électrique composée d'éléments réactifs et résistifs : L_{0_k}, C_{0_k} et R_{0_k}

– Une nomenclature

2.1.2 Représentation électrique d'un état propre $|k\rangle$

Pour étudier les états d'un système, il faut d'abord pouvoir les extraire de la mesure ou de la simulation électromagnétique, puis leur donner une représentation électrique. A un résonateur est toujours associé un état de résonance, et de cet état de résonance est tirée une représentation électrique associant en série ou en parallèle des éléments réactifs de type capacitif et inductif.

Un état peut donc être représenté par différents couples de valeurs, (γ_k, $Z^*_{c_k}$) et/ou (L_{0_k}, C_{0_k}, R_{0_k}). γ_k=$\alpha_k + j.\beta_k$ et $Z^*_{c_k}$ représentent, dans un premier temps, les constantes de propagation et l'impédance caractéristique complexe (avec les pertes) de l'état $|k\rangle$, et L_{0_k}, C_{0_k} et R_{0_k} les éléments réactifs et résistifs de la représentation électrique de ce même état.

A partir de l'excitation symétrique d'un système à N résonateurs, il est possible d'extraire les paramètres de réflexion de chacun des états propres pairs et impairs [15] du système par le plan de symétrie principal tel que :

$$\Gamma_e = S_{11} + S_{21} \tag{2.1}$$

et

$$\Gamma_o = S_{11} - S_{21} \tag{2.2}$$

Le comportement fréquentiel de Γ_e (*even* state) et Γ_o (*odd* state) peut comporter autant de pics de résonance qu'il existe de sous-états, par le positionnement de murs électriques ou magnétiques dans les sous-ensembles constitués par la symétrie principale. A partir de ces deux paramètres, il est possible d'extraire l'impédance d'entrée du dipôle dans chacun de ces états propres $|k\rangle$ en effectuant :

$$Z_{in_k} = Z_0 \frac{1+\Gamma_k}{1-\Gamma_k} \tag{2.3}$$

où Z_0 correspond à l'impédance de référence (50 Ω). A partir de l'impédance d'entrée Z_{in_k} du dipôle dans chaque état propre $|k\rangle$, il est possible de calculer la surtension de chacun d'entre eux. La méthode du point critique [19][20] appliquée à chaque résonance d'état donne une méthodologie pour calculer le coefficient de surtension à vide Q_{o_k}, ainsi que les éléments du schéma équivalent de chaque état $|k\rangle$ (Fig.3.1), et de leur excitation à partir de leur représentation de Foster parallèle [21]. L'expression de Z_{in_k} devient :

$$Z_{in_k} = R_{e_k} + jX_{e_k} + \frac{{R_{o_k}}'}{1 + jQ_{o_k}(\frac{\omega}{\omega_{o_k}} - \frac{\omega_{o_k}}{\omega})} \tag{2.4}$$

avec :

$$Q_{0_k} = {R_{o_k}}' \sqrt{\frac{C_{0_k}}{L_{0_k}}} \tag{2.5}$$

R_{e_k}, Xe_k dans un premier temps, et ${R_{o_k}}'$, X_{o_k}, dans un second, font respectivement référence aux parties réelle et imaginaire, d'abord de l'impédance équivalente de l'excitateur, ensuite de l'impédance du résonateur à la fréquence de l'état propre $|k\rangle$, avec ${R_{o_k}}'$=R_{o_k} ou $n^2 R_{o_k}$ selon que le

couplage est direct ou par proximité (voir Fig.3.1 du chapitre 3). A partir du moment où l'excitation se fait orthogonalement au plan de symétrie transverse, l'on peut, en première approximation, considérer qu'elle n'est pas perturbée par la présence des différents murs constituant les différents états.

La quantité R_{o_k} fait référence aux pertes du résonateur dans chacun de ses états $|k\rangle$, et les pertes sont d'autant moins importantes que R_{o_k} est grand. L'on relève la fréquence de résonance d'un état propre $|k\rangle$ sur le maximum de l'évolution de R_{o_k} en fonction de la fréquence. ω_{o_k} fait référence à la pulsation à la résonance de l'état $|k\rangle$ et s'exprime comme suit :

$$\omega_{o_k} = \frac{1}{\sqrt{C_{0_k} L_{0_k}}} \tag{2.6}$$

Les valeurs de C_{0_k} ou L_{0_k} peuvent être extraites à partir de la connaissance de R_{o_k}, Q_{0_k} et ω_{o_k}, relevées à partir de la représentation de Z_{in_k} dans le plan complexe et des expressions Eq.(2.5) et Eq.(2.6). Il faut noter que ces valeurs de C_{0_k} ou L_{0_k} représentent respectivement les valeurs de capacité et d'inductance relatives à une résonance d'un état $|k\rangle$ donné. Cette méthodologie sera aussi appliquée dans le chapitre 3, où la surtension Q_{0_k} fera l'objet d'une analyse plus détaillée. Ici, les valeurs prises pour cette grandeur ne seront utiles qu'aux calculs des éléments réactifs du résonateur "virtuel" dans chacun de ses états.

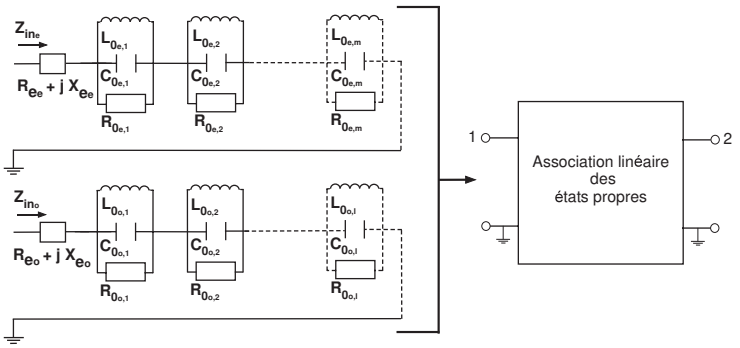


Fig. 2.1: Schéma équivalent des états pairs et impairs par la symétrie principale. Chaque représentation parallèle mise en série représente une résonance d'un des m sous-états pairs (indice : e) ou l impairs (indice o) par la symétrie principale.

Le schéma ci-dessus (Fig.2.1) illustre l'impédance d'entrée de chaque état pair et impair par la symétrie principale. Les valeurs de $L_{0_{e,k}}$, $C_{0_{e,k}}$ et $R_{0_{e,k}}$ (respectivement $L_{0_{o,k}}$, $C_{0_{o,k}}$ et $R_{0_{o,k}}$) représentent les valeurs des éléments équivalents des sous-états par la parité principale paire (ou, respectivement, impaire). La reconstruction du comportement fréquentiel de la structure globale s'effectue par l'intermédiaire d'un schéma en "T" à partir des valeurs des impédances d'entrée Zin_e et Zin_o.

L'excitation relevée dans la Fig.2.1, et exprimée par $R_{e_i} + jX_{e_i}$ (avec i=e ou o), est une combinaison de l'excitation de chaque état propre. Par exemple, dans le cas pair :

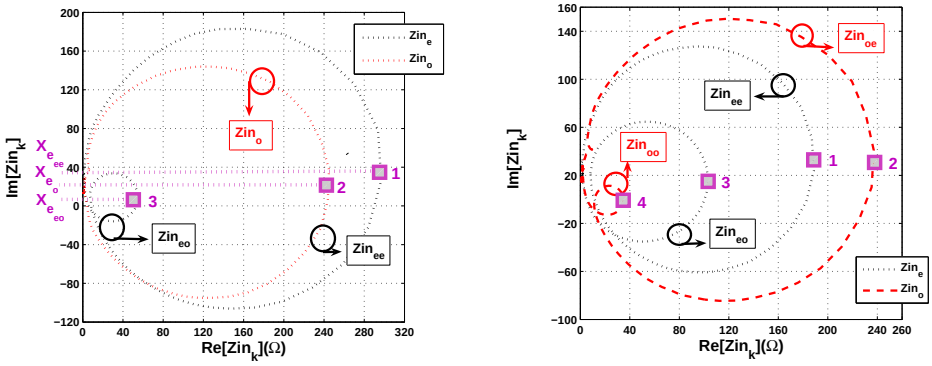
$$R_{e_e} + jX_{e_e} = \sum_{n=1}^{n=m} R_{e_{e,n}} + j.X_{e_{e,n}} \tag{2.7}$$

Dans le cas d'un Système de N Résonateurs pairs (N_{2p}), la partie sur les nomenclatures des états $|k\rangle$ (Partie 2.2) montrera que l=m, et que, dans le cas de Système de N Résonateur impairs

(N_{2p+1}), deux solutions sont possibles, $l{=}m-1$ ou $l{=}m+1$, selon la nature du résonateurs sur le plan de symétrie de la structure.

2.1.2.1 Influence de l'excitation

Par souci de simplification, tout au long de cette étude, l'excitation sera considérée comme produite par couplage électromagnétique ou par diffraction, puisqu'elle présente l'avantage de ne pas dénaturer les résonateurs par la connexion d'élément physique. Mais, dans la pratique, sur des technologies présentant d'importantes pertes, ce postulat n'est pas réaliste, et l'excitation doit être produite par injection directe de courant sur les résonateurs extérieurs. Dans le plan complexe, les cercles représentatifs des impédances d'entrée de chacun des états $|k\rangle$ - (Fig.2.2 et Eq.(2.4)) - montrent bien le problème posé par l'excitation. Dans la Fig.2.2, l'on s'intéressera uniquement aux valeurs de X_{e_k} (en négligeant R_{e_k}), représentées par des rectangles mauves sur la figure ; les autres propriétés de ces cercles et les nomenclatures des états seront explicitées par la suite. Il est également important de constater que l'impédance d'entrée de chaque état propre forme bien un cercle dans le plan complexe : cette remarque permet de justifier l'utilisation de la méthodologie décrite dans la partie 2.1.2.



(a) (b)

Fig. 2.2: Mise en évidence du rôle de l'excitation - Résultats expérimentaux - Cercles représentatifs, dans le plan complexe, des impédances d'entrée Z_{in_k} mesurées sur des structures symétriques comprenant respectivement trois (a) et quatre résonateurs $\lambda/4$ (b), excitées par injection directe de courant. Les valeurs 1, 2, 3 et 4 correspondent à l'ordre d'apparition fréquentielle croissante des états $|k\rangle$.

L'on peut faire deux observations sur les cercles observés :

1. chacun des états présente une valeur de X_{e_k} différente, et son comportement dans les Fig.2.2(a) et Fig.2.2(b) fluctue en fonction de la fréquence : il peut être de type inductif ou capacitif, selon son signe
2. l'on peut noter la décroissance de sa valeur en fonction de la fréquence puisque les états propres apparaissent par ordre fréquentiel, comme $|EE\rangle$, $|O\rangle$ et $|EO\rangle$ dans un système à 3 résonateurs parallèles, et comme $|EE\rangle$, $|OE\rangle$, $|EO\rangle$, $|OO\rangle$ pour un système à 4 résonateurs. Autrement dit, si l'on se réfère à la Fig.2.2(b), l'excitation passe d'un comportement inductif à un comportement capacitif dans le cas de 4 résonateurs

Il est également important de prendre en considération les intersections qui ferment les cercles dans la partie du plan complexe présentant une partie réelle faible. Dans un cas idéal, cette intersection - nommée "detuned crossover point" dans [19], et dont les coordonnées sont uniquement utilisées pour quantifier la surtension des résonateurs présentant un très fort coefficient de qualité "High Q" - devrait se faire au même niveau, en ordonnée, que le maximum de partie réelle R_{o_k}. La position de cette intersection dans nos travaux est liée au fait que les états propres ne sont pas réellement découplés, c'est-à-dire que l'apparition d'un nouvel état propre peut se faire alors que l'état propre précédent n'a pas encore disparu.

Autrement dit, d'un point de vue formel, si l'excitation d'un état $|k\rangle$ peut être représentée par une perturbation $|p_k\rangle$, et sa distribution de champs (électrique et magnétique) à vide à la pulsation ω_{0_k} par le vecteur $|F_{0_k}\rangle$, l'on peut écrire, pour la distribution de champs en charge $|F_k\rangle$:

$$|F_k\rangle = |F_{0_k}\rangle + |p\rangle \tag{2.8}$$

Ceci implique donc que $\forall\, \omega_y \,/\, \omega_{0_k} > \omega_y > \omega_{0_{k+1}}$, $\vec{F}_k(\omega_y) \neq 0$, et $\vec{F}_{k+1}(\omega_y) \neq 0$. C'est-à-dire que en dehors de la pulsation de résonance de l'état $|k\rangle$, la répartition de champs électromagnétiques à la pulsation ω_y est une combinaison linéaire des répartitions de champs $|F_k\rangle$ et $|F_{k+1}\rangle$, soit :

$$|F_y\rangle = a\,|F_k\rangle + b\,|F_{k+1}\rangle \tag{2.9}$$

où a et b sont des réels fonctions de l'excitation. A titre d'exemple observable, l'état $|O\rangle$ d'un système à trois conducteurs doit présenter un zéro de courant sur le conducteur central Eq.(1.15) ou Eq.(1.14) : or, les répartitions de courant extraites des simulations électromagnétiques montrent que, dans le cas d'un système à trois résonateurs excité par injection de courant, aucun état propre ne présente un courant nul sur le conducteur central ; en revanche, lorsque cette excitation se fait idéalement, cet état de courant apparaît.

Ce cas d'excitation quasi "idéale" est réalisable par simulation électromagnétique, en simulant la structure avec des excitateurs de dimension réduite (une infime fraction des longueurs d'onde utiles dans la bande), couplés de façon électromagnétique au système à N résonateurs. L'on démontre [22] que, dans le couplage par proximité, l'impédance d'entrée de l'excitateur est analytiquement calculable, et peut être représentée par l'impédance d'un tronçon de ligne en circuit ouvert. Dans ces conditions, tous les cercles sont presque centrés sur l'axe des abscisses (l'on a $X_{e_k} \approx 0$, car il possède tout de même une longueur électrique, faible, mais existante), et les états sont totalement découplés les uns des autres (intersection fermant les cercles positionnés sur l'axe des abscisses). Dans l'ensemble du travail qui suit, et pour les différentes études, nous nous placerons dans ce cadre bien particulier, tout en gardant conscience du rôle que peut avoir l'excitation sur les états propres du système.

Discussion sur l'orthogonalité des états dans les systèmes symétriques

Dans le chapitre 1, nous avons déjà montré que l'orthogonalité des états des systèmes à N conducteurs était discutable, si le système était considéré à pertes ou si le système n'était plus symétrique (puisque sa matrice d'impédance ne l'était plus). Ici, nous considérerons un système

symétrique sans pertes, en cherchant à savoir si l'excitation influe sur l'orthogonalité des états. Si l'on reprend les notations utilisées précédemment : soit $\mathbf{F_0}$, la matrice des vecteurs propres du système excité par ces excitations propres (pas de couplage avec l'excitateur, conditions aux limites non perturbée), l'on a $\mathbf{F_0}$=[$|F_{0_1}\rangle$,$|F_{0_2}\rangle$,...,$|F_{0_k}\rangle$,...,$|F_{0_n}\rangle$], et $\mathbf{F}$, la matrice des vecteurs propres du système excité par l'excitation E, avec $\mathbf{F}$=[$|F_1\rangle$,$|F_2\rangle$,...,$|F_k\rangle$,...,$|F_n\rangle$]. L'on sait que $|F_k\rangle$=$|F_{0_k}\rangle$ +$|p_k\rangle$. Si on calcule, le produit scalaire :

$$\langle F_k \mid F_p\rangle = \left\langle F_{0_k} \mid F_{0_p}\right\rangle + \langle F_{0_k} \mid p_p\rangle + \left\langle p_k \mid F_{0_p}\right\rangle + \langle p_k \mid p_p\rangle \tag{2.10}$$

Par définition, nous savons que le premier terme est nul (dans un cas sans pertes), puisque les états propres à vide sont par nature orthogonaux entre eux, mais rien ne laisse supposer que les autres termes comprenant la perturbation liée à l'excitation puissent être égaux à zéro. Autrement dit, l'on perd l'orthogonalité des états propres par l'excitation.

2.1.2.2 Position des zéros de transmission

Dans les structures couplées, l'estimation des zéros de transmission est un atout majeur de la conception. Par exemple, l'utilisation de "stubs" sur un résonateur $\lambda/2$, excité par proximité, permet de générer des zéros de transmission aux fréquences d'annulation de la partie imaginaire de leur représentation électrique [23]. [24] montre que, par le changement de signe du rétro-couplage - c'est-à-dire du couplage entre les résonateurs extérieurs du système à 3 résonateurs couplés -, il est possible de changer la position du zéro de transmission de l'entrée de la bande passante vers la sortie. Le terme de rétro-couplage n'a pas de sens dans notre étude, puisque celle-ci s'appuie sur les états propres du système et non sur les résonateurs qui le composent. Pour générer une équation estimant la position des zéros de transmission, il est donc nécessaire, ici, de travailler sur ces états propres.

A partir du schéma équivalent présenté Fig.2.1, il est possible d'estimer la position des zéros de transmission des filtres conçus. Un zéro de transmission s'exprime, dans le cas de structure symétrique, par une annulation en magnitude du paramètre S_{21}. L'on exprime S_{21} en fonction de Z_{21} comme suit :

$$S_{21} = \frac{2Z_0Z_{21}}{(Z_{11}+Z_0)^2 - Z_{21}^2} \tag{2.11}$$

L'annulation de Eq.(2.11) s'exprime donc par le fait que Z_{21}=0. Avec :

$$Z_{21} = \frac{1}{2}(Z_{in_e} - Z_{in_o}) \tag{2.12}$$

et

$$Z_{in_e}(\omega) = R_{e_e} + jX_{e_e} + \frac{R_{0_{e,1}}}{1 + jQ_{0_{e,1}}(\frac{\omega_{0_{e,1}}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{0_{e,1}}})} + \cdots + \frac{R_{0_{e,m}}}{1 + jQ_{0_{e,m}}(\frac{\omega_{0_{e,m}}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{0_{e,m}}})} \tag{2.13}$$

$$Z_{in_o}(\omega) = R_{e_o} + jX_{e_o} + \frac{R_{0_{o,1}}}{1 + jQ_{0_{o,1}}(\frac{\omega_{0_{o,2}}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{0_{o,1}}})} + \cdots + \frac{R_{0_{o,l}}}{1 + jQ_{0_{o,l}}(\frac{\omega_{0_{o,l}}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{0_{o,l}}})} \tag{2.14}$$

c'est-à-dire :

$$\Re(Z_{12}(\omega)) = \frac{1}{2}\Re(Z_{in_e}(\omega) - Z_{in_o}(\omega)) = 0 \tag{2.15}$$

$$\Im(Z_{12}(\omega)) = \frac{1}{2}\Im(Z_{in_e}(\omega) - Z_{in_o}(\omega)) = 0 \tag{2.16}$$

L'annulation de Z_{21} passe par l'annulation de son module. Par souci de simplification, l'on travaille en premier lieu sur les solutions imbriquées de l'annulation de sa partie réelle ($\Re(Z_{12})$) et de sa partie imaginaire ($\Im(Z_{12})$). En admettant que les états sont indépendants les uns des autres (Considération d'orthogonalité), la connaissance de leur distribution fréquentielle permet de chercher les zéros de transmission, en utilisant les deux premiers (respectivement les deux derniers) états consécutifs qui donnent lieu à un ou plusieurs zéros de transmission en début de bande (respectivement en fin de bande) de la structure filtrante. Autrement dit, l'on estime que la position d'un zéro de transmission est liée à la contribution des deux états consécutifs en entrée ou en sortie de la réponse fréquentielle du système. L'équation liée à l'annulation de la partie imaginaire est de degré 6, celle de la partie réelle est de degré 4 : pour simplifier le problème, il est donc nécessaire de travailler sur l'équation comportant le degré le plus bas, ses solutions étant toujours comprises dans celles de degré supérieur. Le fait que les états pairs et impairs sont alternés dans la distribution fréquentielle implique que l'expression Eq.(2.15) est toujours valable, que ce soit en début ou en fin de bande. L'on peut ainsi exprimer l'annulation de ($\Re(Z_{12})$), à partir des expressions Eq.(2.13) et Eq.(2.14) (en faisant abstraction des termes de l'excitation) en début de bande, comme suit :

$$(Q'_{0_{e,1}}\nu_{0_{e,1}} + Q'_{0_{o,1}}\nu_{0_{o,1}})(Q'_{0_{e,1}}\nu_{0_{e,1}} - Q'_{0_{o,1}}\nu_{0_{o,1}}) = \Delta R \tag{2.17}$$

avec :

$$\begin{aligned}
Q'_{0_{e/o,1}} &= \sqrt{G_{0_{e/o,1}}}Q_{0_{e/o,1}} \\
\Delta R &= G_{0_{o,1}} - G_{0_{e,1}} \\
G_{0_{e/o,1}} &= R^{-1}_{0_{e/o,1}} \\
\nu_{0_{e/o,1}} &= \frac{\omega_{0_{e/o,1}}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{0_{e/o,1}}}
\end{aligned}$$

Lors de la recherche des zéros de transmission en sortie de bande, il suffit de changer les indices 1 par les indices l et m . En réinjectant l'expression de $\nu_{0_{e/o,1}}$ dans l'expression Eq.(2.17), l'on obtient :

$$\begin{aligned}
&\left\{\left(\frac{Q'_{0_{e,1}}}{\omega_{0_{e,1}}} + \frac{Q'_{0_{o,1}}}{\omega_{0_{o,1}}}\right)\omega - \left(Q'_{0_{e,1}}\omega_{0_{e,1}} + Q'_{0_{o,1}}\omega_{0_{o,1}}\right)\frac{1}{\omega}\right\} \\
&\left\{\left(\frac{Q'_{0_{e,1}}}{\omega_{0_{e,1}}} - \frac{Q'_{0_{o,1}}}{\omega_{0_{o,1}}}\right)\omega - \left(Q'_{0_{e,1}}\omega_{0_{e,1}} - Q'_{0_{o,1}}\omega_{0_{o,1}}\right)\frac{1}{\omega}\right\} = \Delta R
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Posons :

$$\begin{aligned}
Q^{+}_{0_{e,1}} &= Q'_{0_{e,1}}\left(1+\frac{Q'_{0_{o,1}}}{Q'_{0_{e,1}}}\frac{\omega_{0_{o,1}}}{\omega_{0_{e,1}}}\right)\\
\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}} &= Q'_{0_{e,1}}\left(1+\frac{Q'_{0_{o,1}}}{Q'_{0_{e,1}}}\frac{\omega_{0_{e,1}}}{\omega_{0_{o,1}}}\right)\\
Q^{-}_{0_{e,1}} &= Q'_{0_{e,1}}\left(1-\frac{Q'_{0_{o,1}}}{Q'_{0_{e,1}}}\frac{\omega_{0_{o,1}}}{\omega_{0_{e,1}}}\right)\\
\overline{Q^{-}_{0_{e,1}}} &= Q'_{0_{e,1}}\left(1-\frac{Q'_{0_{o,1}}}{Q'_{0_{e,1}}}\frac{\omega_{0_{e,1}}}{\omega_{0_{o,1}}}\right)
\end{aligned}$$

A partir de ces simplifications, l'expression Eq.(2.19) devient :

$$\left(\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}}\frac{\omega}{\omega_{0_{e,1}}}-Q^{+}_{0_{e,1}}\frac{\omega_{0_{e,1}}}{\omega}\right)\left(\overline{Q^{-}_{0_{e,1}}}\frac{\omega}{\omega_{0_{e,1}}}-Q^{-}_{0_{e,1}}\frac{\omega_{0_{e,1}}}{\omega}\right)=\Delta R \tag{2.19}$$

soit encore, après distribution des termes de chaque membre entre parenthèses et mise au même dénominateur de l'expression Eq.(2.19) :

$$\omega^4-\left(\frac{Q^{+}_{0_{e,1}}\overline{Q^{-}_{0_{e,1}}}+Q^{-}_{0_{e,1}}\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}}+\Delta R}{\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}Q^{-}_{0_{e,1}}}}\right)\omega^2_{0_{e,1}}\omega^2+\frac{Q^{+}_{0_{e,1}}Q^{-}_{0_{e,1}}}{\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}Q^{-}_{0_{e,1}}}}\omega^4_{0_{e,1}}=0 \tag{2.20}$$

l'on écrit l'expression Eq.(2.20) sous la forme :

$$\omega^4-\left(\Delta Q+\Delta G\right)\omega^2_{0_{e,1}}\omega^2+R_Q\omega^4_{0_{e,1}}=0 \tag{2.21}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\Delta G &= \frac{\Delta R}{\overline{Q^{-}_{0_{e,1}}Q^{+}_{0_{e,1}}}}\\
\Delta Q &= \frac{Q^{+}_{0_{e,1}}}{\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}}}+\frac{Q^{-}_{0_{e,1}}}{\overline{Q^{-}_{0_{e,1}}}}\\
R_Q &= \frac{Q^{+}_{0_{e,1}}Q^{-}_{0_{e,1}}}{\overline{Q^{+}_{0_{e,1}}Q^{-}_{0_{e,1}}}}
\end{aligned}$$

Si l'on omet les solutions de ω négatives, les solutions de l'équation du 4me degré Eq.(2.21) s'expriment comme suit :

$$\omega=\sqrt{\frac{1}{2}\omega^2_{0_{e,1}}\left(\Delta Q+\Delta G\right)\left(1\pm\sqrt{1-\frac{4R_Q}{\left(\Delta Q+\Delta G\right)^2}}\right)} \tag{2.22}$$

Remarque sur l'expression Eq.(2.22)

L'expression Eq.(2.22) met en avant deux principes fondamentaux :

1. Il ne peut exister au maximum que deux zéros de transmission, en entrée et/ou en sortie de la réponse fréquentielle de la structure couplée, si l'on considère uniquement les deux états successifs en début ou en fin de bande
2. Si le comportement fréquentiel de la structure présente un seul zéro de transmission en entrée et/ou en sortie, l'une des deux solutions de Eq.(2.22) se trouve confinée entre les deux fréquences des états propres consécutifs utilisés, c'est-à-dire dans la bande passante

Il faut toutefois noter que les deux points cités ci-dessous s'appuient sur l'utilisation de deux états successifs, mais, au premier abord, rien ne laisse supposer qu'il ne soit pas possible d'utiliser les trois derniers états deux à deux, pour générer les zéros de transmission, dans le cas de système à N résonateurs avec $N>3$.

2.2 Définition de la nomenclature des états $|k\rangle$

Dans un système à N résonateurs, la construction des nomenclatures des états propres $|k\rangle$ se fait par des jeux de plans de symétrie sur lesquels peuvent être disposés des murs électriques ou magnétiques. La symétrie transverse principale est ici définie comme la première symétrie applicable au système dans sa section transverse. Deux cas de figures sont envisageables : lorsque le système est composé d'un nombre pair N_{2p} d'éléments conducteurs synchrones (f_0), le plan de symétrie se situe dans un espace inter-conducteurs ; dans le cas où ce nombre est impair N_{2p+1}, le plan de symétrie principal est localisé sur le conducteur central.

L'application du plan de symétrie principal - défini par la position des excitations - donne donc lieu à la création de deux sous-ensembles découplés l'un de l'autre électriquement ou magnétiquement (selon la nature du mur disposé sur le plan de symétrie). La notion de symétrie n'étant plus applicable aux sous-systèmes, l'on disposera des murs au centre des systèmes constitués pour les règles de nomenclatures. Par ailleurs, certaines hypothèses doivent être posées lorsque ce nombre est impair. Quoi qu'il en soit, la nomenclature qui en découle décrit électriquement les états en terme d'indice, dont l'ordre d'apparition - de la gauche vers la droite - est relatif au positionnement des murs, et dont la valeur est liée à leur nature, électrique E (*Even*) ou magnétique O (*Odd*).

2.2.1 Nomenclature des systèmes à N_{2p} conducteurs

Lorsque que le système est composé de N_{2p} conducteurs, le plan de symétrie principal se situe dans un espace inter-conducteurs. Le système présente autant d'états propres ($N_{2p/2}=N_p$) pairs et impairs. Si le sous-système est constitué d'un nombre pair de conducteurs - comme dans le cas du système à quatre conducteurs (Fig.2.3(a)) -, l'on peut appliquer un nouveau mur au centre des N_p conducteurs constituant le sous-système, ici deux conducteurs. Lorsque le sous-système est impair - cas du système à 6 conducteurs (Fig.2.3(b)) -, des règles, précisées dans la partie 2.2.2 suivante, doivent être respectées pour pouvoir décrire les états.

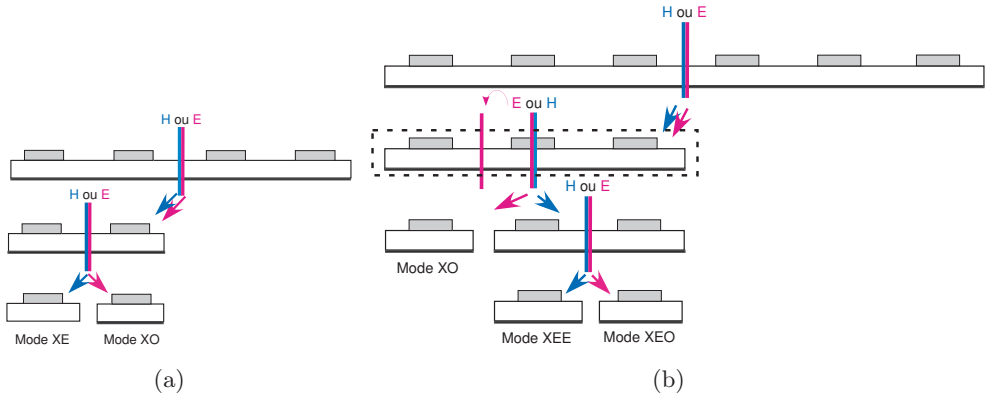


Fig. 2.3: Construction de la nomenclature des états dans le cas de systèmes à N résonateurs pairs. Représentation des conducteurs dans le plan transverse - l'indice X fait référence à E ou O. Cas de quatre conducteurs (a). Cas de six conducteurs (b)

2.2.2 Nomenclature des systèmes à N_{2p+1} conducteurs

Lorsque que le système est composé de N_{2p+1} conducteurs, le plan de symétrie principal se situe sur le conducteur central. En référence au chapitre 1, la condition d'orthogonalité - dans un cas sans pertes et sans excitation - impose que seuls N_p états présentent une composante nulle au centre de leur vecteur propre. En premier lieu, nous considérerons que cette particularité a pour influence de privilégier le nombre d'états propres pairs $(N_{2p+1}+1)/2{=}N_{p+1}$ par rapport au nombre d'états impairs $(N_{2p+1}-1)/2{=}N_p$, mais la suite de ce chapitre montrera que cette tendance peut être inversée selon la topologie du résonateur central. Si la notion de symétrie est applicable sur le système à N_{2p+1} conducteurs, elle n'a plus de sens dans le sous-système constitué (Fig.2.4(a) et Fig.2.4(b)), à moins de poser certaines hypothèses.

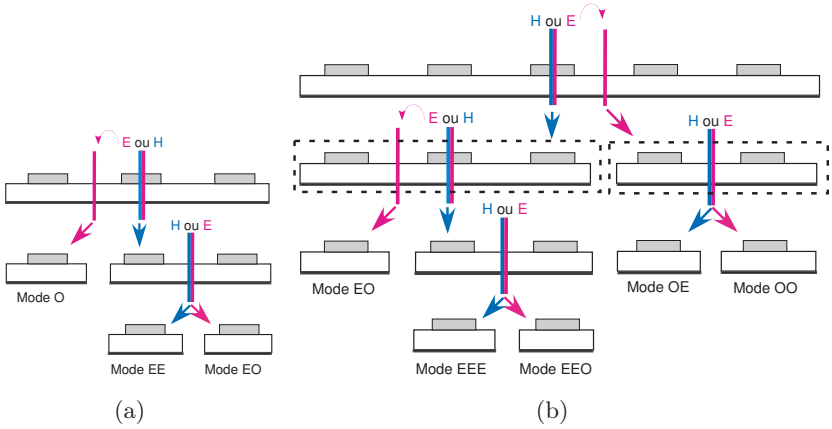


Fig. 2.4: Construction de la nomenclature des états dans le cas de systèmes à N résonateurs impairs. Représentation des conducteurs dans le plan transverse. Cas de trois conducteurs (a). Cas de cinq conducteurs (b)

La nature électrique ou magnétique du mur sur le conducteur central détermine le nombre de conducteurs composant les sous-ensembles, sous-ensembles sur lesquels pourra être appliqué une nouvelle section par le positionnement d'un mur. Lorsque le mur est magnétique, le sous-ensemble est composé de $(N_{2p+1}+1)/2{=}N_{p+1}$ conducteurs (donc (N_{p+1}) sous-sous-ensembles), sa nature

permettant de dupliquer le résonateur central dans le sous-ensemble constitué. Lorsque ce mur est électrique, le sous-ensemble est composé de $(N_{2p+1} - 1)/2{=}N_p$ conducteurs, car la présence des zéros de courant sur le conducteur central impose la nature électrique des murs situés dans l'espace inter-conducteurs positionné de chaque coté de celui-ci : ceci implique que la présence d'un mur magnétique dans cet espace est interdit. Les figures Fig.2.4(a) et Fig.2.4(b) présentent la construction des nomenclatures de chacun des états propres du système constitué de 3 et 5 conducteurs.

L'un des avantages particuliers aux systèmes à N_{2p+1} conducteurs est que leur plan de symétrie est situé sur un résonateur : il est donc possible, par des jeux de topologie de résonateurs particuliers, d'imposer la nature du mur sur ce plan.

2.3 Ordre d'apparition fréquentielle des états $|k\rangle$

Les fréquences de résonance des états $|k\rangle$ sont classées par nombre croissant de murs électriques dans la représentation transverse du système. En effet, considérons la fonction "profil du potentiel" - Fig.2.5 - définie dans les plans transverses des résonateurs : les murs électriques imposent des changements de signe, et donc des minima sur les murs électriques et des maxima sur les murs magnétiques ; les pulsations de résonances sont donc de la forme :

$$\omega_n{}^2 = \frac{\Pi}{W_{eq}/2} n \tag{2.23}$$

$n \in \mathbb{N}$, et W_{eq} est le support des champs dans la direction transverse du système qui vérifie $W_{eq} > nW + (n-1)S$, où W et S représentent respectivement, dans le cas des systèmes de tronçons de lignes, les largeurs de ruban et espacements entre rubans.

Exemples

Deux résonateurs : deux états

Deux états, le nombre de murs électriques peut être égal à 0 ou 1 :
- 0 : état pair ; le profil de potentiel est globalement constant sur la section droite du système de résonateurs (ceci correspond au mode TM_0 transverse de la résonance transverse)
- 1 : état impair ; un mur donc un passage à zéro : un profil localement approximable par une sinusoïde

Trois résonateurs : trois états

Trois états, le nombre de murs électriques peut être égal à 0,1 ou 2 :
- 0 : état pair ; le profil de potentiel est globalement constant sur la section droite du système de résonateurs (ceci correspond au mode TM_0 transverse de la résonance transverse)
- 1 : état impair : un mur donc un passage à zéro : un profil localement approximable par une sinusoïde

– 2 : état pair ; profil approximable par une période et demie de pseudo-sinusoïde (dont la période n'est pas clairement définie car latéralement le support des champs n'est pas franchement borné, ceux-ci étant toutefois latéralement évanescents, c'est-à-dire tendent vers zéro) : l'on entend par pseudo sinusoïde une fonction qui alterne minima et maxima entre passages à zéro.

La Fig.2.5 ci-dessous illustre le principe dans le cas de trois résonateurs.

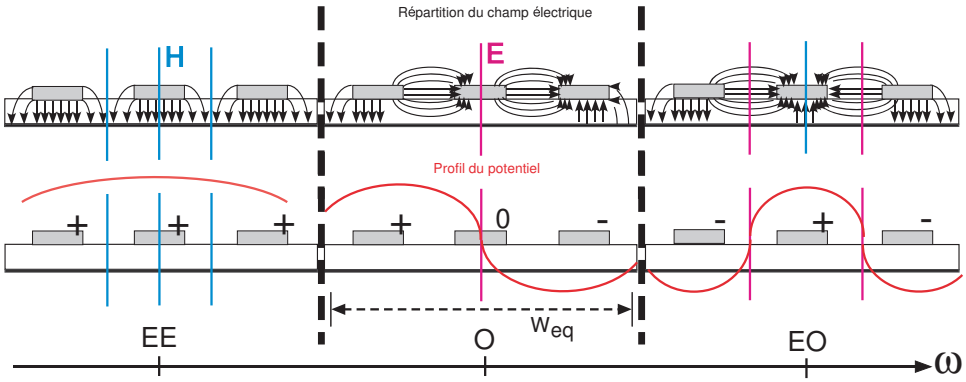


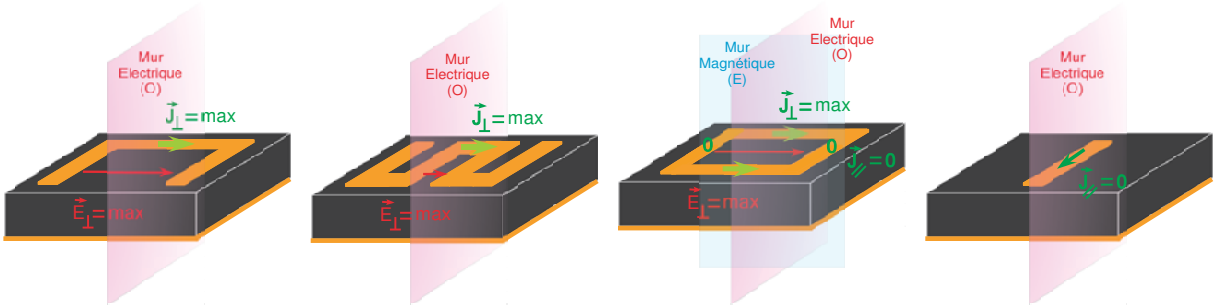
Fig. 2.5: Étude de la fonction "Profil transverse" dans chacun des états $|k\rangle$ du système à 3 résonateurs.

2.4 Classification des résonateurs

2.4.1 Généralités sur les résonateurs symétriques

Il existe un grand nombre de résonateurs utilisés dans la conception de structures filtrantes [25]. Généralement, la conception d'un filtre s'appuie sur l'approximation de sa fonction de transfert par une fonction polynomiale . Lors de la dernière étape de conception, où s'effectue le passage des éléments localisés du schéma équivalent du prototype vers les éléments distribués aboutissant à la réalisation, les topologies des résonateurs sont choisies pour des questions de compacité [2][8], ou pour leur comportement électrique vis-à-vis des composants réactifs formant les schémas équivalents extraits des gabarits. Dans [9], les structures à méandres, les lignes de transmission, mais aussi les spirales ont des comportements de nature plutôt inductive, alors que les capacités MIM ou interdigitées sont naturellement plus proches du comportement capacitif. Dans cette étude, les topologies de résonateurs symétriques sont classifiées par la nature des murs qu'ils hébergent sur leur plan de symétrie lors de leur résonance. De nombreux types de résonateurs présentent un maximum de courant orthogonal au plan de symétrie durant leur première résonance. Les résonateurs en forme de "U", les résonateurs rectangulaires, mais aussi les méandres forment naturellement des murs électriques lors de leur première résonance dans le plan inter-brins parallèle. L'observation des distributions de courant sur l'un de ces résonateurs de type "pseudo" $\lambda/2$,- dans la mesure où les couplages entre brins parallèles influent sur cette résonance et les harmoniques supérieures - justifie cette remarque. Le recourbement de la moitié d'un résonateur $\lambda/2$ d'un angle de Π rad par son centre - pour former un "U" (hairpin), par exemple - implique qu'à la résonance les courants sur chaque brin de résonateur adjacent sont de valeurs identiques, mais en opposition de phase, avec un maximum de courant sur la partie orthogonale connectant les brins parallèles. Par nature des

distributions de courants sur les brins, le plan de symétrie de la structure héberge un mur électrique à la résonance.



(a) (b) (c) (d)

Fig. 2.6: Vue en 3D de différents types de résonateur symétrique, ainsi que leurs propriétés lorsqu'ils sont scindés dans leur plan de symétrie par des murs électriques ou magnétiques. Hairpin (a), méandre (b), ring (c) et résonateur $\lambda/2$ (d).

Tous les résonateurs symétriques présentant, à leur résonance, un maximum de courant orthogonal au plan de symétrie seront dénommés R_{on}, les autres R_{off}. Si l'on positionne un mur électrique sur le plan de symétrie d'un résonateur R_{on}, ou un mur magnétique sur celui d'un R_{off}, l'on ne dénature pas leur résonance. En revanche, appliquer respectivement un mur électrique sur le plan de symétrie d'un R_{off}, ou un mur magnétique sur celui d'un R_{on}, implique une distribution de courant nul sur chacun d'entre eux.

Les dénominations *on* et *off* sont introduites en références aux interrupteurs, et celles-ci s'interprètent comme la connexion ou la déconnexion d'un résonateur au système global représenté par la structure. La création d'un mur de nature électrique ou magnétique influe sur les métallisations scindées par ces parois idéales. Un mur électrique connecte une métallisation à la masse, donc au système global, et le résonateur est nommé *on*. Un mur magnétique rend cette métallisation flottante et la déconnecte de l'ensemble de la structure : le résonateur est dit *off*.

Sur la Fig.2.6, les résonateurs hairpin (Fig.2.6(a)) et méandre (Fig.2.6(b)) sont de type R_{on}, le résonateur $\lambda/2$ (Fig.2.6(d)) est R_{off} dans la symétrie transverse, mais R_{on} dans le plan de symétrie longitudinale. Le cas de l'anneau (Fig.2.6(c)) est particulier puisqu'il s'agit d'un résonateur dit "dual mode", c'est-à-dire qu'il présente deux résonances distinctes, d'autant plus proches fréquentiellement que la structure passe d'une figure géométrique rectangulaire à un carré. Ce type de résonateur, très employé dans les structures filtrantes, est toujours R_{on} sur un de ces plans de symétrie et R_{off} sur l'autre à l'une de ces résonances, et vice versa pour la seconde.

L'étude sur laquelle porte ce chapitre de la thèse s'arrêtera aux structures symétriques selon un axe unique, considéré comme celui porté par le plan transverse. Les symétries ne seront donc étudiées que dans une seule dimension.

En résumé

- Le résonateur R_{on} résonne avec une symétrie transverse électrique
- Le résonateur R_{off} résonne avec une symétrie transverse magnétique

2.4.2 Synchronisation des résonateurs

Il faut noter que, dans la notion de résonateurs composés, intervient le principe de résonateurs synchrones. Si les systèmes de N résonateurs sont étudiés comme l'association d'états de résonance, et non d'éléments physiques, alors n'importe quel type de résonateurs peut composer le système, à partir du moment où il est parfaitement synchrone à la fréquence f_0. Autrement dit, l'on peut imaginer un système symétrique comprenant l'ensemble des résonateurs présentés dans la partie 2.4.1, si chacun d'entre eux présente isolément une fréquence de résonance absolument identique.

Dans la suite de ce travail, les systèmes étudiés seront constitués uniquement de résonateurs $\lambda/4$, ou d'un arrangement de résonateurs $\lambda/4$, $\lambda/2$ et de méandres ; cependant, la notion de synchronisation laisse toute liberté d'imaginer des systèmes constitués de résonateurs du même type, mais de largeurs différentes (Z_c et ϵ_{eff} différents), compensées par des longueurs effectives différentes.

2.4.3 Résonateurs composites

La notion de Résonateurs composites est introduite ici, puisqu'une grande partie des structures étudiées dans ce chapitre présentent des compositions de résonateurs synchrones mais topologiquement différents.

Dans la suite de ce travail, afin de clarifier les notations, toutes les structures conçues, mesurées et analysées seront nommées par des indices correspondant à la nature des résonateurs synchrones qui les composent, de façon similaire à celle employée en chimie organique pour dénommer les molécules. Ainsi, les résonateurs $\lambda/4$ seront indicés L, les résonateurs $\lambda/2$ (L'), et les méandres (M). Les valeurs en indice de ces lettres correspondront au nombre des éléments dans la structure. Les indices en sortie de parenthèses seront attribués aux structures lorsqu'elles ont fait l'objet d'une étude paramétrique. Certains exposants seront utilisés et explicités lors de leur utilisation. Pour exemple, une structure constituée de deux résonateurs $\lambda/4$ et de 4 $\lambda/2$ comprenant une particularité topologique X sera indexée ($L_2{L'_4}^X$).

2.4.4 Résonateurs composés

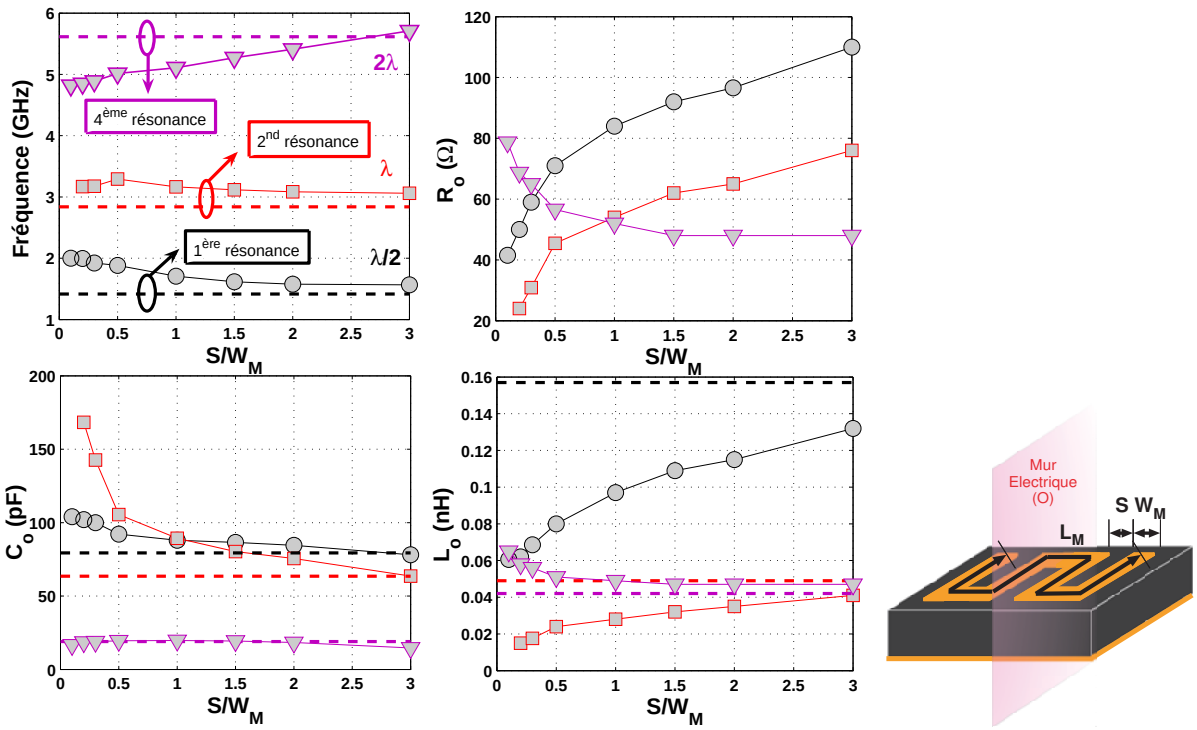
Dans ce qui suit, l'on considérera les états de résonance d'un système de résonateurs. Dans un état donné, l'ensemble des résonateurs participe à la résonance du système avec une distribution d'amplitude d'excitation caractéristique de l'état. En général, les distributions canoniques - par exemple, 00001000 : un seul résonateur est excité - ne sont pas des états propres du système. Pour cette raison, l'on introduira la notion de résonateur composé : il s'agit d'un résonateur "virtuel", qui aurait les caractéristiques de l'état considéré. La représentation électrique d'un état est basée sur la représentation de ce résonateur "virtuel".

2.4.5 Exemple du méandre

L'implémentation de structures à méandres dans des structures filtrantes a déjà fait l'objet de nombreuses recherches, à cause de leur grande compacité [7] [8]. Dans cette étude, leur utilisation est justifiée par la nature électrique du mur qu'ils hébergent à leur résonance sur leur plan de symétrie. Afin de mieux appréhender le comportement électrique du méandre, une étude préliminaire est effectuée sur ce type de structure, en fonction du paramètre dimensionnel S/W_M (S : espacement

entre brin parallèle, et W_M : largeur du méandre). Pour cela, l'on va considérer un résonateur $\lambda/2$ courbé 3 fois, et qui présente donc quatre conducteurs parallèles (premier méandre symétrique).

La Fig.2.7(a) présente l'évolution des premières, seconde et quatrième résonances du méandre, ainsi que les valeurs des éléments de sa représentation de Foster extraites comme décrites dans la partie 2.1.2. L'on travaille ici à longueur (L_M) et largeur (W_M) physiques de résonateurs constantes, et égales respectivement à 58.6 mm et 1.4 mm. Dans cette étude, le couplage entre résonateur et excitateur se fait par champ électromagnétique (couplage par proximité). Les simulations sont effectuées sur un substrat d'époxy de 1.6 mm d'épaisseur, présentant un tanδ non connu mais estimé à approximativement 0.008 @ 1 GHz.



(a) (b)

Fig. 2.7: Évolution comparée des résonances et valeurs des éléments équivalents de la représentation de Foster d'un méandre de longueur constante L_M=58.6mm - Résultats de simulations effectuées sur le logiciel de simulation EM Momentum (version 2006A) (a). Représentation schématique du méandre et de ses paramètres (b).

En tout premier lieu, l'observation du comportement des premières fréquences de résonance du méandre, en fonction du paramètre dimensionnel S/W_M, montre qu'elles ne suivent pas la même évolution. La première résonance diminue pour S/W_M croissant, la seconde croît, puis décroît, et la quatrième ne fait que croître. L'évolution de chaque résonance converge vers la valeur de la résonance du $\lambda/2$ (méandre totalement déplié). La nature des murs entre brins parallèles du méandre à chaque résonance - comme présenté sur la Fig.2.8 - permet d'expliquer leur évolution, si l'on admet d'une part que la présence d'un mur électrique ou magnétique entre deux conducteurs adjacents implique respectivement un couplage capacitif ou inductif, et d'autre part que ces couplages sont intrinsèquement liés aux valeurs des éléments équivalents de la représentation électrique. Par ailleurs, il faut noter que les couplages ne s'additionnent pas de la même façon, selon leur nature, sur les

valeurs C_0 et L_0 du résonateur $\lambda/2$ lors de son recourbement.

Étude de la première résonance

La décroissance de la première fréquence de résonance est liée à une décroissance de la capacité C_0, plus lente que la croissance de l'inductance L_0 en fonction du paramètre S/W_M. Pour cette résonance, les espaces inter-conducteurs hébergent uniquement des murs électriques (et tout particulièrement le plan de symétrie), ce qui implique que tous les couplages sont capacitifs entre ces derniers. De la décroissance des couplages de franges entre conducteurs consécutifs par leur écartement, il résulte une décroissance de la capacité globale de la structure, et une augmentation de son inductance (Fig.2.7(a)).

Étude de la deuxième résonance

La capacité et l'inductance du méandre suivent les mêmes évolutions que dans le cas de la première résonance. En revanche, et contrairement au cas précédent, la décroissance de la capacité est plus rapide que la croissance de l'inductance. Cette tendance peut s'expliquer par la nature des différents murs hébergés par le méandre : un mur magnétique et deux électriques.

Le fait que le méandre est constitué de seulement deux murs électriques induit que, par écartement, la décroissance de la capacité est plus rapide que dans le cas de la première résonance, où il comportait plus de couplage capacitif. En revanche, la présence d'un mur magnétique sur le plan de symétrie induit que la croissance de l'inductance s'effectue plus lentement, pour des raisons de couplage inductif (en parallèle sur la self du résonateur $\lambda/2$).

Etude de la quatrième résonance

L'évolution de la quatrième résonance est relativement atypique, puisqu'elle ne fait que croître jusqu'à la quatrième résonance du résonateur $\lambda/2$. Le couplage entre brins parallèles est ici purement inductif. La décroissance de L_0 est donc liée à la décroissance du couplage inductif. Les valeurs de la capacité croissent légèrement, mais restent globalement proches de la valeur de C_0 du résonateur $\lambda/2$.

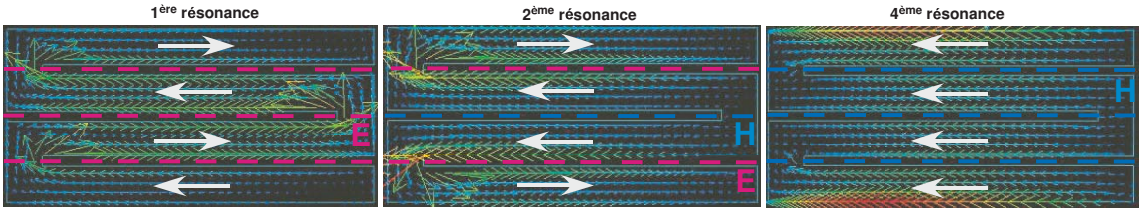


Fig. 2.8: Répartition des courants sur un méandre pour ces trois premières résonances. H : mur magnétique, E : Mur électrique. Résultats de Simulation sur le logiciel Momentum (version 2006A)

Comme précisé dans la partie (2.4.1), seul le plan de symétrie porte un mur électrique franc dans le cas de la première résonance : les autres murs - représentés Fig.2.8 -, adjacents à celui-ci, ne sont que partiels puisque l'amplitude du courant n'est pas identique sur les conducteurs encadrant

les espaces portant ces "pseudo" murs. Dans le cas des deuxième et quatrième résonances, l'ensemble des murs représentés sont francs. A la première résonance, le méandre héberge une demi-période de courant sur l'ensemble des brins parallèle le formant ; à la deuxième résonance, cette demi-période est portée par les deux brins extérieurs, et à la quatrième par un seul brin.

Conclusion

Quatre points sont à retenir ici :

1. La nature des murs hébergés par l'espace inter-brins parallèles donne la nature des couplages
2. La diminution du couplage capacitif diminue la capacité équivalente C_0 du méandre, et fait croître la valeur de son inductance L_0
3. La diminution du couplage inductif diminue l'inductance équivalente L_0 du méandre, et fait croître la valeur de sa capacité C_0
4. Dans le cas où les couplages sont mixtes, la décroissance des couplages capacitifs est plus rapide que celle des couplages inductifs. Un changement de sens de l'évolution de la résonance permet de distinguer les limites des couplages

2.5 Critères de comparaison des performances d'un filtre

De façon à pouvoir comparer l'ensemble des filtres conçus avec la méthode des Résonateurs Composés, il est nécessaire de définir un certain nombre de critères définissant leur comportement fréquentiel. Dans le cas d'une conception liée à une utilisation particulière, ces critères sont définis par le cahier des charges. L'on définit ainsi :

- les pertes d'insertion, comme la valeur maximum de la transmission du filtre
- la bande passante à -3dB, comme la bande de fréquence sur laquelle le filtre transmet au moins la moitié de la puissance maximum qu'il est susceptible de transmettre
- la réjection, comme la variation fréquentielle entre deux valeurs $-X_1$ et $-X_2$ de la transmission
- la dynamique, comme la variation d'amplitude sur laquelle la transmission du filtre passe de zéro à son maximum

Les deux derniers points peuvent être calculés selon le comportement du filtre en entrée et en sortie de la bande de passante du filtre. La Fig.2.9 présente ces différents paramètres :

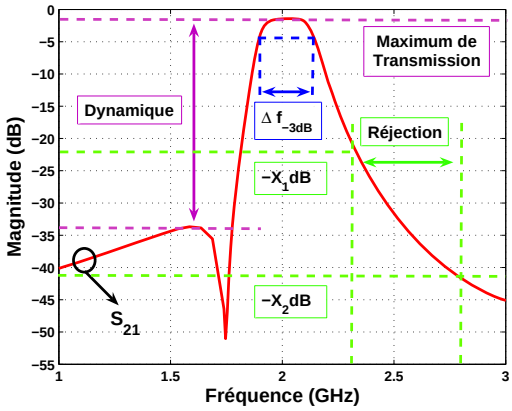


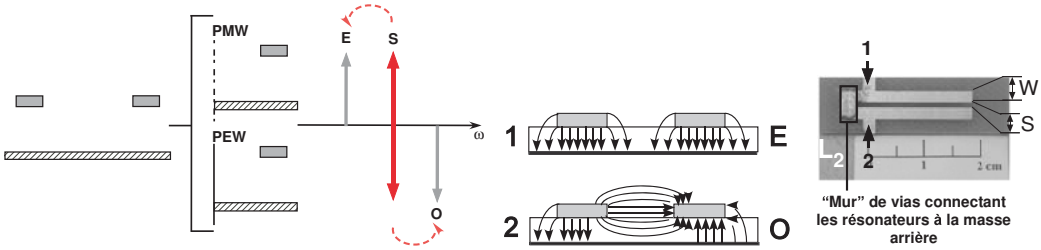
Fig. 2.9: Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ encadrant un méandre (entouré en pointillés) (RS_{on}) (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de trois résonateurs microruban $\lambda/4$ (RS_{off}) (b).

2.6 Les états des systèmes à N_{2p} conducteurs

2.6.1 Les systèmes de dimension N_{2p}=2^n

2.6.1.1 Loi de dégénérescence des états

Dans la théorie des lignes couplées (2 conducteurs), le mode d'une ligne isolée est dégénéré en deux états distincts, pair (e) et impair (o). Comme le montre la Fig.2.10(a), l'état pair présente la pulsation de résonance ω_e la plus basse, et les deux états s'alternent autour de la résonance du mode de la ligne isolée.



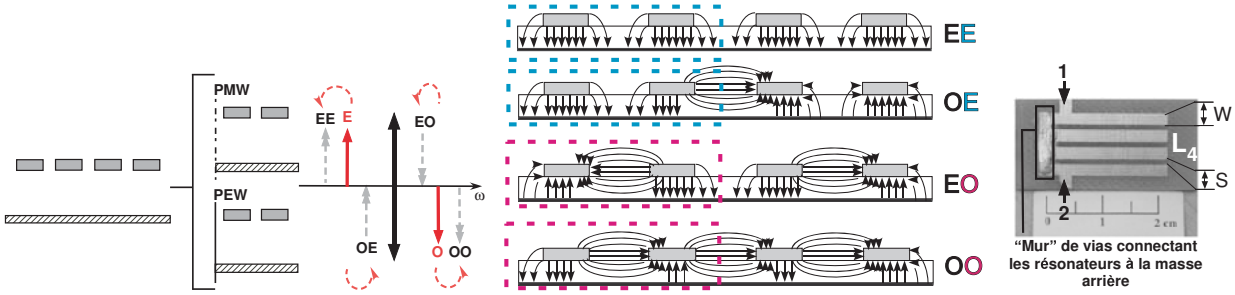
(a) (b) (c)

Fig. 2.10: Loi de dégénérescence d'un système 2-RS. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 2 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_2) - W_R=2mm et S=1mm (c).

La séparation fréquentielle des deux états est contrôlée par l'espacement entre les deux conducteurs, qui régit par ailleurs leur niveau de couplage. Plus les conducteurs sont proches, plus la perturbation des murs dans le plan de symétrie est importante, et plus les deux états sont éloignés fréquentiellement l'un de l'autre. Les deux états ne présentent pas les mêmes répartitions de champ électrique dans le plan transverse Fig.2.10(b). Le champ électrique de l'état pair est particulièrement confiné dans le diélectrique, alors que l'état impair présente en plus un couplage électrique entre les

deux conducteurs.

En appliquant récursivement le même principe, les états propres des *S*ystèmes de N_{2p}=2^n *R*ésonateur (L_{2^n}) résultent de la dégénérescence de chaque état pair et impair du système de dimension N_{2p}=2^{n-1}. Les deux états pair et impair sont de dimension n. Le cas du système L_4 est illustré Fig.2.11(a). Chacun des états pair et impair du système (L_2) a lui-même dégénéré en deux états, pair et impair. Les fréquences de résonance des états propres des systèmes L_2 et L_4 sont reportées dans le Tab.2.1 afin de quantifier la position des résonances illustrées Fig.2.10(a) et Fig.2.11(a). Les nomenclatures données dans les tableaux et figures respectent les règles établies dans la partie 2.2.



(a) (b) (c)

FIG. 2.11: Loi de dégénérescence d'un système 4-*RS*. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 4 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_4) - W_R=2mm et S=1mm (c).

Convention de représentation des diagrammes de dégénérescence des états

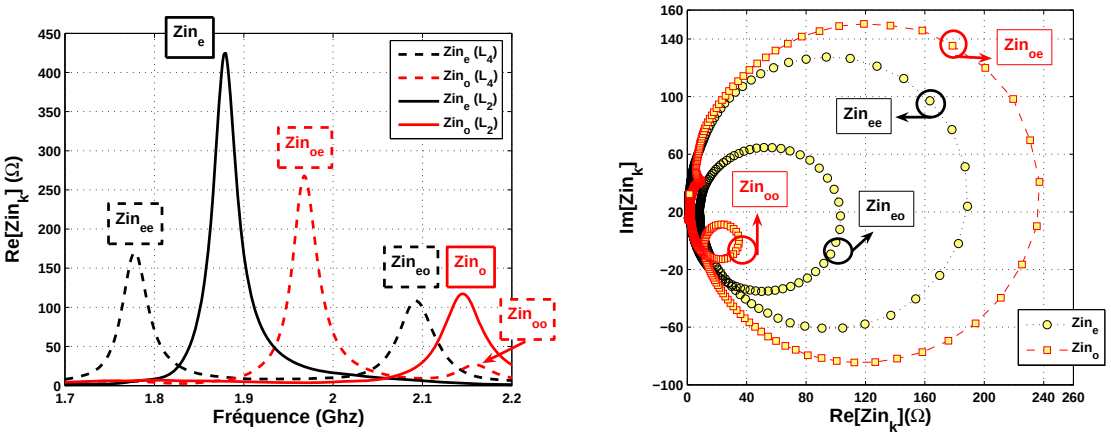
Afin de clarifier la représentation des lois de dégénérescence (représentée par exemple Fig.2.11), quelques points sont à retenir :

- La position des flèches (au dessus ou en dessous de l'axe des pulsations) est liée à la parité de l'état ; un état pair est représenté par une flèche située au dessus de l'axe, les états impairs par des flèches situées en dessous
- Le sens des flèches est lié à la parité de l'état qui a dégénéré ; une flèche orientée vers le haut décrit le fait que l'état provient d'un état pair, et une flèche orientée vers le bas qu'il provient d'un état impair
- Les sigles PEW et PMW signifient respectivement "Perfect Electric Wall" pour un mur électrique, et "Perfect Magnetic Wall" pour un mur magnétique
- Le fond des surfaces représentées dans le plan transverse se distingue de la façon suivante
  - les fonds hachurés représentent des références de masse
  - les fonds gris, des conducteurs pourvus de courant
  - les fonds blancs, des conducteurs dépourvus de courant

Autrement dit, dans le cas de la structure L_4, les états $|OO\rangle$ et $|OE\rangle$ sont situés sous l'axe des pulsations en raison de leur parité impaire, mais l'orientation de leurs flèches est différente dans la mesure ils sont des dégénérescences impaires, respectivement des états impair $|O\rangle$ et pair $|E\rangle$.

2.6.1.2 Loi d'évolution des représentations électriques des états $|k\rangle$

Le Tab.2.1 présente les résultats des extractions faites à partir des mesures des éléments équivalents de la représentation de Foster des états $|k\rangle$ des systèmes L_1, L_2 et L_4 (Fig.2.10(c) et Fig.2.11(c)). La Fig.2.12 présente l'évolution des parties réelles des états $|k\rangle$ en fonction de la fréquence Fig.2.12(a), ou dans le plan complexe Fig.2.12(b). Toutes les structures présentées ont été élaborées sur un substrat époxy (ϵ_r=4.1).



(a) (b)

Fig. 2.12: Comparaison à espacement (S) égal entre résonateurs des structures (L_2) et (L_4) - Parties réelles de chaque état propre $|k\rangle$ (a). Représentation dans le plan complexe des impédances d'entrées des états $|k\rangle$ pour la structure (L_4) (b).

Tab. 2.1: Eléments équivalents de la représentation de Foster de l'impédance d'entrée - Représentation électrique des états propres des systèmes (L_1), (L_2) and (L_4) - Résultats expérimentaux.

Structure	k	Indice	Ordre	f_{0_k} (Ghz)	R_{0_k}	Q_{0_k}	L_{0_k} (nH)	C_{0_k} (pF)
(L_1)	/	/	1	1.935	302	51	0.513	13.18
(L_2)	Even	$\|E\rangle$	1	1.880	425	61	0.591	12.11
	Odd	$\|O\rangle$	2	2.150	117	41	0.210	26.16
(L_4)	Even	$\|EE\rangle$	1	1.773	189	51	0.335	24.06
		$\|EO\rangle$	3	2.085	103	37	0.207	28.10
	Odd	$\|OO\rangle$	4	2.145	35	60	0.044	126.3
		$\|OE\rangle$	2	1.960	237	49	0.392	16.79

A partir du Tab.2.1, quelques points sont à noter :

1. Dans le cas du système L_2, la capacité et l'inductance équivalentes du résonateur isolé (L_1) sont comprises respectivement entre les capacités et inductances équivalentes des états pairs et impairs, c'est-à-dire que $C_{0_e}<C_0<C_{0_o}$ et $L_{0_e}>L_0>L_{0_o}$. Cet encadrement s'applique aussi aux pertes et à la surtension, $R_{0_e}>R_0>R_{0_o}$ et $Q_{0_e}>Q_0>Q_{0_o}$. Ces encadrements sont en parfait accord avec la nature des couplages existant entre les conducteurs du système L_2 dans chaque état $|k\rangle$

2. Dans le cas du système L_4, les valeurs du tableau sont plus difficiles à analyser. En revanche, l'état à parité uniquement impair présente toujours la capacité la plus importante et l'inductance la plus faible
3. L'on notera, en outre, que l'augmentation du nombre de résonateurs a pour influence d'homogénéiser les valeurs des pertes de chaque état (R_{0_k}). En référence au chapitre 3, l'on peut constater que l'état $|OO\rangle$ présente à la fois les pertes et la surtension les plus importantes, ce qui implique qu'il est l'état confinant le mieux le champ électromagnétique S_{0_k}
4. L'on peut constater que, pour les états $|E\rangle$ d'un système L_2 et $|OO\rangle$ d'un système L_4, la surtension est supérieure à celle du résonateur pris isolément

La représentation des cercles de l'impédance d'entrée Z_{in_k} dans le plan complexe - Fig.2.12(b) - est donnée ici à titre d'exemple, afin de mieux appréhender la méthodologie employée pour extraire le schéma équivalent de chaque état propre, en référence à la partie (2.1.2).

2.6.2 Les systèmes de dimension $N_{2p} \neq 2^n$

Pour les systèmes de dimension $N_{2p}\neq 2^n$, les lois de dégénérescence sont particulières, et liées aux dégénérescences des systèmes à N_{2p+1} résonateurs. Ainsi, un système L_6 est bien de dimension paire, mais les sous-systèmes résultant de la première section par le plan de symétrie principal sont de dimension 3 (voir partie 2.2.1). La partie suivante (Partie 2.7) doit permettre de dégager les lois de dégénérescence de ce type de système.

2.7 Les états des systèmes à N_{2p+1} conducteurs

La grande originalité des système à N_{2p+1} conducteurs est que le plan de symétrie principal est situé sur un conducteur. Cette particularité implique que le nombre d'états propres pairs et impairs n'est plus égal, et que le nombre de chacun d'entre eux est en relation directe avec la nature du résonateur sur le plan de symétrie principal. Les N_{2p+1}-RS (Resonator System) vont donc être classés en deux grandes catégories, selon la nature off ou on de ce résonateur central : ils seront nommés respectivement N_{2p+1}-RS_{off} ou N_{2p+1}-RS_{off}. En référence à la partie 2.1.2, les égalités entre les indices m et p des expressions Eq.(2.13) et Eq.(2.14) peuvent être désormais explicitées :

– dans le cas d'un N_{2p+1}-RS_{off}, l=$m-1$; il existe un état pair de plus que d'états impairs
– dans le cas de N_{2p+1}-RS_{on}, l=$m+1$; il existe un état impair de plus que d'états pairs

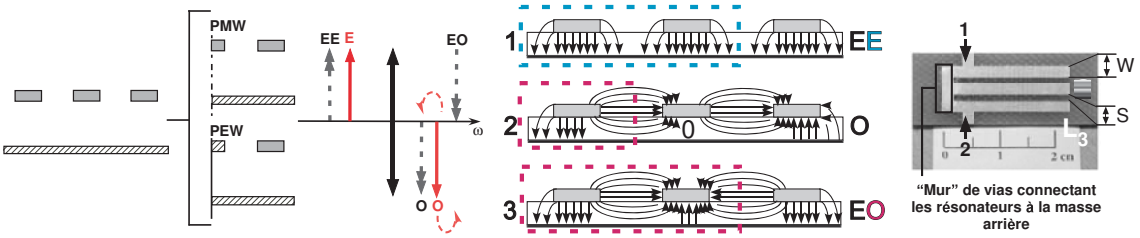
Dans cette partie, nous allons nous intéresser d'abord au cas des 3-RS_{off} et 3-RS_{on}, puis au cas 5-RS_{off} et 5-RS_{on}.

2.7.1 Les systèmes 3-RS_{off}

2.7.1.1 Lois de dégénérescence des systèmes 3-RS_{off}

Les deux demi-sections transverses à considérer pour l'analyse électromagnétique d'un système L_3 sont représentées sur la Fig.2.13(a). Le problème pair consiste en l'analyse d'un sous-système asymétrique, composé de deux conducteurs de largeurs différentes, alors que le problème impair se réfère au comportement d'un conducteur seul (Fig.2.13(b)). Ces constatations sont en parfait accord avec les règles de nomenclatures décrites dans la partie 2.2, et avec les règles de section par

des murs magnétiques et électriques des conducteurs selon leur topologie *on* ou off de la partie 2.4. La section d'un conducteur de type R_{off} par un mur magnétique ne modifie en rien sa résonance, ce qui implique que la section d'un L_3 par un tel mur génère un sous-problème à deux conducteurs. En revanche, si l'on applique un mur électrique sur ce système, la mise à la masse du conducteur central génère un sous-problème à un conducteur.



(a) (b) (c)

Fig. 2.13: Loi de dégénérescence d'un systèmes 3-RS_{off}. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 3 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_3) - W_R=2mm et S=1mm (c).

La particularité des systèmes à N_{2p+1} conducteurs de type off est que seuls les états impairs du problème à N_{2p}=$N_{2p+1}-1$ conducteurs dégénèrent. Ainsi, dans le cas du système L_3, c'est l'état $|O\rangle$ du système L_2 qui a dégénéré en un état pair $|EO\rangle$ et un autre impair $|O\rangle$. Le fait que le conducteur central est à la masse dans ce dernier état signifie qu'il est électriquement très proche de l'état $|O\rangle$ du système L_2.

Il faut noter toutefois que les règles de dégénérescence des systèmes à N_{2p+1} conducteurs ne sont pas triviales, dans la mesure où aucun moyen de mesure ne permet de déterminer avec précision l'influence électromagnétique de l'addition d'un conducteur supplémentaire sur un système à N_{2p}=$N_{2p+1}-1$ conducteurs. De plus, aucun ouvrage de référence n'en fait état. Ces règles s'appuient donc sur les répartitions de champs électriques dans le plan transverse (Fig.2.13(b)), et sur des simulations électromagnétiques où les résonateurs perturbateurs sont insérés progressivement entre les conducteurs extérieurs, de manière à observer quel état de résonance se trouve dissocié par cette perturbation. Dans le cas du 3-RS_{off}, l'addition d'un conducteur $\lambda/2$ synchrone au centre d'un 2-RS composé de $\lambda/4$ montre en simulation (logiciel Momentum V.2006A) que la résonance de l'état impair $|O\rangle$ de ce système se scinde progressivement en deux résonances distinctes, qui sont celles de l'état impair $|O\rangle$ et de l'état pair $|EO\rangle$. Lorsque les résonateurs sont R_{off}, ces différents points impliquent que le passage d'un système N_{2p+1}-RS_{off} vers un système N_{2p}-RS avec N_{2p}=$N_{2p+1}+1$ se fait nécessairement par la dégénérescence d'un l'état pair.

Conclusion

Dans le cas de système composé uniquement de résonateurs R_{off}, deux lois générales de dégénérescence sont à retenir :

1. Le passage de N_{2p+1}-RS vers (N_{2p}=$N_{2p+1}+1$)-RS se fait par la dégénérescence d'un état impair
2. Le passage de N_{2p}-RS vers (N_{2p+1}=$N_{2p}+1$)-RS se fait par la dégénérescence d'un état pair

2.7.1.2 Sensibilités paramétriques des états propres

Cette partie s'intéresse, entre autres, à l'évolution des propriétés électriques des systèmes constitués de trois résonateurs $\lambda/4$ identiques (L_3), en fonction de l'augmentation de l'espacement S entre chacun d'entre eux. Il faut considérer un état $|k\rangle$ comme l'association des contributions de chaque résonateur dans des états de tension et de courant particuliers. A titre d'exemple, les propriétés électriques de l'état $|EE\rangle$ sont conditionnées par l'association de trois résonateurs parcourus par des densités de courant et de tension identiques et en phase. La Fig.2.14 et le Tab.2.2 présentent les résultats des extractions des parties réelles de l'impédance d'entrée de chacun des états $|k\rangle$ pour différentes valeurs de S/W_R.

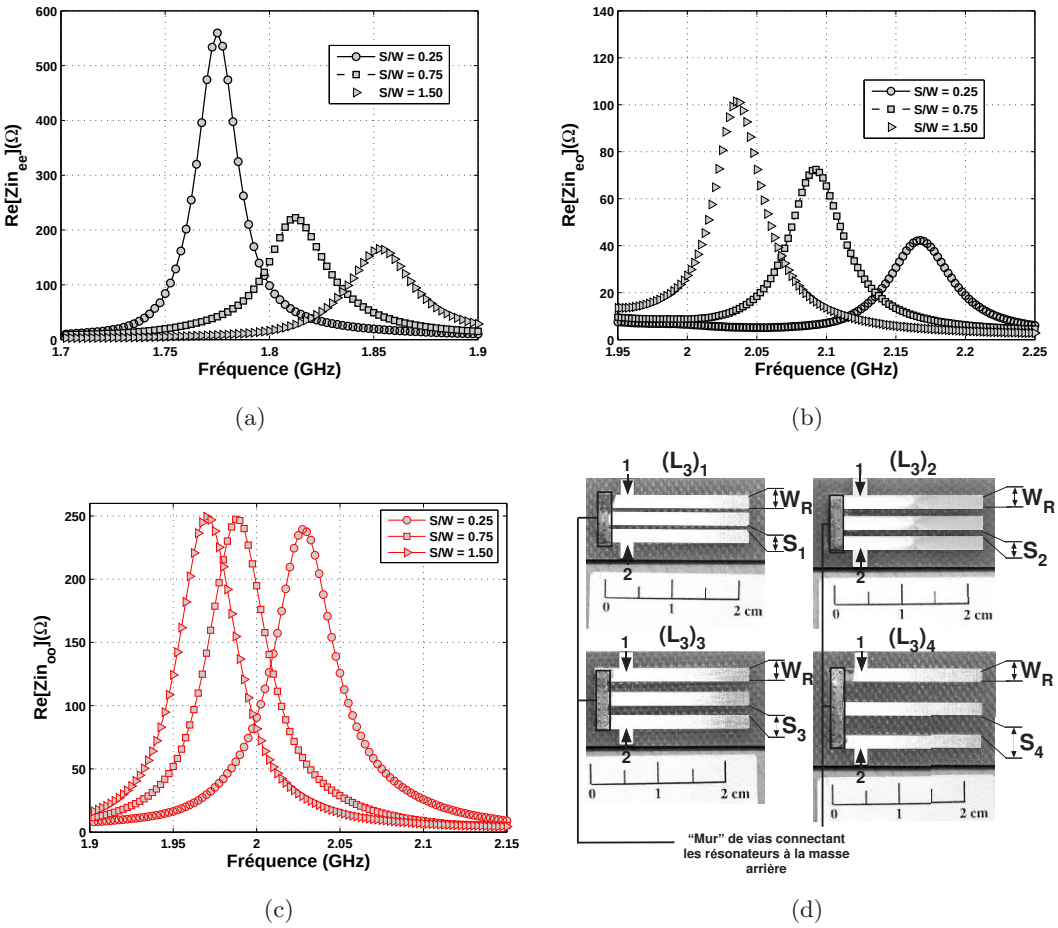


FIG. 2.14: Partie réelle de Zin_k en fonction de l'espacement entre résonateurs $\lambda/4$ pour les structures $(L_3)_1$, $(L_3)_3$ et $(L_3)_4$- Résultats expérimentaux - Zin_{ee} (a). Zin_{eo} (b). Zin_o (c). Photos des structures mesurées - W_R=2mm, S_1=0.5mm, S_2=1mm, S_3=1.5mm, S_4=3mm (d).

Évolution de Zin_{ee}

La Fig.2.14, en relation avec le Tab.2.2, montre tout d'abord que les pertes ($R_{0_{ee}}$) de l'état $|EE\rangle$ croissent avec l'augmentation de l'espacement S entre résonateurs ($R_{0_{ee}}$ diminue). Les répartitions de champs de l'état $|EE\rangle$ sont confinées essentiellement dans le diélectrique : ces pertes

sont donc essentiellement liées aux pertes diélectrique du substrat, et aux pertes conductrices de la métallisation faisant office de masse arrière. L'évolution décroissante de $R_{0_{ee}}$ s'explique donc par la surface d'occupation de la structure en regard de la masse arrière : plus les résonateurs sont écartés, plus la structure occupe une surface importante et, par conséquent, plus le champ voit le substrat.

Le Tab.2.2 montre par ailleurs que les valeurs de $C_{0_{ee}}$ augmentent en fonction de la croissance de S : cette observation s'explique par le même principe que celui exposé précédemment pour les pertes. L'absence de champ électrique entre les résonateurs dans cet état implique que tous les conducteurs sont au même potentiel et que, par conséquent, la capacité de cet état est proportionnelle à la surface d'occupation de l'ensemble de la structure.

Tab. 2.2: Tableau récapitulatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres en fonction de l'espacement S entre conducteurs - Résultats expérimentaux

S/W_R	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
L_1			1	1.935	310	49.6	0.498	13.60
0.25	Even	$\|EE\rangle$	1	1.775	560	71	0.707	11.36
$(L_3)_1$		$\|EO\rangle$	3	2.168	43	41.7	0.076	71.17
	Odd	$\|O\rangle$	2	2.027	250	50	0.387	15.91
0.5	Even	$\|EE\rangle$	1	1.810	285	57	0.443	17.40
$(L_3)_2$		$\|EO\rangle$	3	2.127	57	45.2	0.094	59.41
	Odd	$\|O\rangle$	2	2.020	250	49	0.400	15.52
0.75	Even	$\|EE\rangle$	1	1.813	222	54	0.354	21.17
$(L_3)_3$		$\|EO\rangle$	3	2.093	73	46.5	0.119	48.45
	Odd	$\|O\rangle$	2	1.988	250	47	0.422	15.15
1.5	Even	$\|EE\rangle$	1	1.853	165	51	0.261	25.30
$(L_3)_4$		$\|EO\rangle$	3	2.035	102	50.8	0.157	39
	Odd	$\|O\rangle$	2	1.970	250	45	0.440	14.80

Évolution de Zin_{eo}

Les pertes de l'état $|EO\rangle$ sont liées à l'ensemble des pertes de la structure, aussi bien électriques que diélectriques. Les pertes liées aux couplages entre les deux conducteurs extérieurs et le conducteur central sont plutôt de nature électrique. Lorsque S devient très grand, ces couplages ont tendance à disparaître. Pour ces valeurs limites, seuls les configurations de champs électriques entre résonateurs et masse arrière (configuration de l'état $|EE\rangle$) doivent persister, et, par conséquent, les pertes liées à cet état. Ceci explique le rapprochement, lors de l'écartement des résonateurs, des valeurs de $R_{0_{ee}}$ et de $R_{0_{eo}}$.

Les valeurs décroissantes de capacité de cet état en fonction de l'écartement confirment bien que les couplages capacitifs entre résonateurs diminuent. Le fait que cet état présente à la fois des configurations champs électriques de l'état pair $|EE\rangle$ et de l'état impair $|O\rangle$ explique qu'il possède toujours une valeur de capacité supérieure aux deux autres états. La décroissance de la valeur de sa capacité vers une valeur proche de celle de l'état $|EE\rangle$ s'explique par le même principe que celui exposé pour l'évolution des pertes.

Évolution de Zin_o

Les pertes de l'état $|O\rangle$ restent invariables dans le domaine d'étude. Les valeurs des éléments équivalents de cet état connaissent une variation faible avec l'augmentation de S. Cette évolution s'explique clairement par le fait que, dans cet état, le résonateur central (dans un cas idéal) présente un potentiel proche de zéro, ce qui implique que les deux résonateurs présentant un potentiel non nul sont découplés l'un de l'autre. Si l'on considère une demi-structure (c'est à dire un résonateur et une référence de masse latérale), l'influence du couplage capacitif entre cette masse et le résonateur est limitée. Autrement dit, les valeurs de capacité relevées dans le Tab.2.2 tendent, lorsque S croît, vers la valeur de la capacité du résonateur pris isolément (première ligne du tableau).

Conclusion

En résumé, pour S évoluant vers une valeur très grande, l'on peut faire plusieurs observations :

- La diminution du couplage entre résonateurs par écartement implique que les pertes ($R_{0_{ee}}$ et $R_{0_{eo}}$) ainsi que les capacités ($C_{0_{ee}}$ et $C_{0_{eo}}$) et inductances ($L_{0_{ee}}$ et $L_{0_{eo}}$) équivalentes des deux états pairs $|EE\rangle$ et $|EO\rangle$ ont tendance à s'équilibrer
- L'unique état impair $|O\rangle$ est beaucoup moins perturbé par le paramètre dimensionnel S, en raison de la présence du zéro de tension et de courant du résonateur central. Les capacités et inductances équivalentes de cet état sont très proches de la valeur du résonateur pris isolément (ceci est d'autant plus vrai que l'écartement entre résonateurs est important
- Il existe un lien étroit entre l'évolution des valeurs des pertes R_{0_k} et l'évolution des éléments réactifs des représentations électriques des états $|k\rangle$

Par ailleurs, une observation minutieuse de l'évolution des fréquences de résonance des états en fonction de S (Fig.2.15) montre que la fréquence de l'état $|EE\rangle$ est moins sensible à l'évolution de S que les deux autres états.

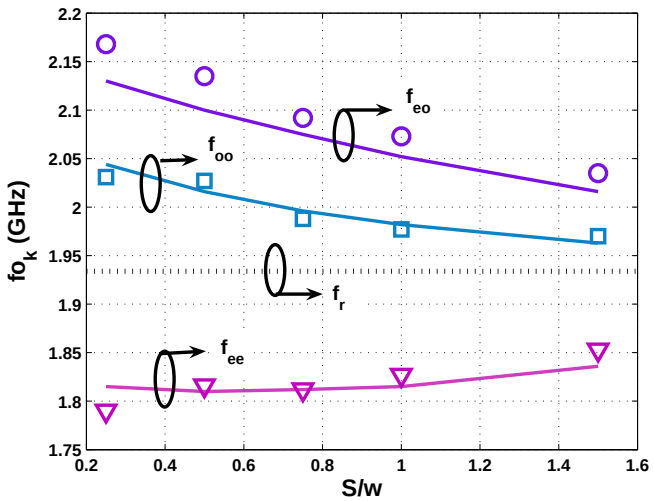


FIG. 2.15: Évolution des fréquences de résonance de chaque état $|k\rangle$ pour un 3-RS_{off} en fonction de l'espacement S entre les résonateurs - Résultat de simulation (ligne pleine) et de mesures (cercles, carrés et triangles) - f_r fait référence à la fréquence de résonance d'un résonateur $\lambda/4$ identique à ceux utilisés dans les structures 3-RS_{off}.

Le couplage inductif entre les conducteurs dans l'état $|EE\rangle$ est spatialement moins sensible à l'éloignement que les couplages capacitifs entre résonateurs des deux autres états. Cette observation implique que cet état est le plus difficile à ramener au centre de la bande, et c'est donc sa contribution dans le système global qui a tendance à dégrader la surtension des systèmes à 3 résonateurs.

2.7.2 Les systèmes 3-RS_{on}

Les systèmes 3-RS_{on} étudiés dans cette partie sont composés d'un résonateur de type méandre placé au centre de deux résonateurs $\lambda/4$. Le méandre est en fait un système L_4 dont les connexions internes (connexion des brins parallèles) ont court-circuité trois des quatre états, en ne gardant que l'état $|OO\rangle$ (état où chaque brin parallèle possède des courants en opposition de phase).

2.7.2.1 Lois de dégénérescence des systèmes 3-RS_{on}

Les deux demi-sections transverses à considérer pour l'analyse électromagnétique d'un système L_2M_1 sont représentées sur la Fig.2.16(a). Le problème impair consiste en l'analyse d'un sous-système asymétrique, composé d'un conducteur $\lambda/4$ et d'un demi-méandre, alors que le problème pair se réfère au comportement d'un conducteur seul. La section d'un conducteur de type R_{on} par un mur électrique ne modifie en rien sa résonance, ce qui implique que la section d'un L_2M_1 par un tel mur génère un sous-problème à deux conducteurs. En revanche, si l'on applique un mur magnétique sur ce système, la mise en circuit ouvert du conducteur central génère un sous-problème à un conducteur.

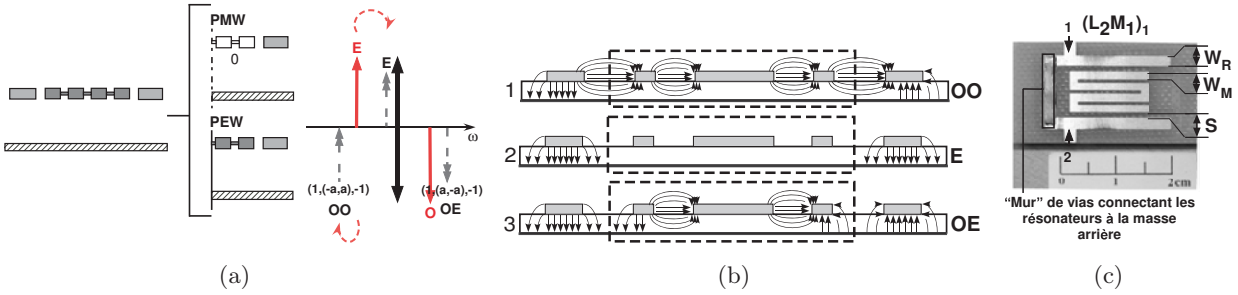


Fig. 2.16: Loi de dégénérescence d'un système 3-RS_{on}. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse d'un système composé de deux résonateurs microruban $\lambda/4$ et d'un méandre (b). Photo d'un système à 2 résonateurs $\lambda/4$ couplés à un méandre (L_2M_1) - W_R=2mm, S=1mm et W_M=1.4mm (c).

La particularité des systèmes à N_i conducteurs de type *on* est que seuls les états pairs du problème à N_p=N_i-1 conducteurs dégénèrent. Ainsi, dans le cas du système L_2M_1, c'est l'état $|E\rangle$ du système L_2 qui a dégénéré en un état impair $|OO\rangle$ et un autre pair $|E\rangle$. Ce fait est vérifié par la simulation électromagnétique (logiciel Momentum V.2006A). L'insertion progressive d'un méandre synchrone au centre d'un 2-RS scinde la résonance de l'état pair de ce système en deux résonances distinctes des états $|OO\rangle$ et $|E\rangle$.

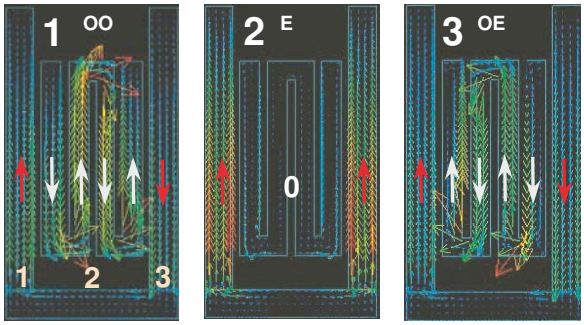
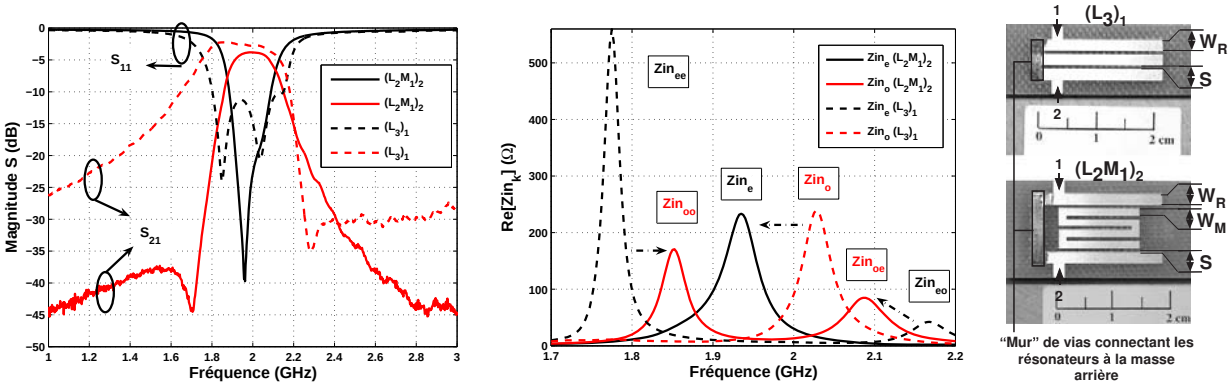


FIG. 2.17: Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 2 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre (L_2M_1) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches et rouges désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux.

A noter, d'autres simulations électromagnétiques montrent que les états $|OO\rangle$ et $|OE\rangle$ peuvent être inversés dans l'ordre d'apparition fréquentielle des états propres $|k\rangle$, selon le sens d'insertion du méandre entre les deux résonateurs $\lambda/2$. Cette particularité est uniquement liée au sens de circulation du courant sur le méandre, et doit être considérée dans la loi de dégénérescence. Dans le cas où le méandre aurait subi une rotation de Π rad par son centre, la dégénérescence de l'état pair donnerait un état impair $|OE\rangle$ et un état pair $|E\rangle$.

2.7.2.2 Conséquence de l'inversion de parité

La Fig.2.18(b) met en évidence l'inversion de parité : la structure (L_3) présente 2 états pairs et un état impair. Le fait de remplacer le résonateur central par un méandre synchrone à la fréquence f_0 (Fig.2.18(c)) a pour effet de créer 2 états impairs et un unique état pair.



(a) (b) (c)

FIG. 2.18: Inversion de la parité - Résultats de mesures - Comparaison à espacement (S) identique entre conducteurs d'une structure composée de 3 résonateurs $\lambda/4$ $((L_3)_1)$, et d'une autre de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre $((L_2M_1)_2)$ - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S=0.5mm et W_M=1.4mm (c).

En observant les valeurs des trois vecteurs propres d'un système à trois conducteurs - dans un cas idéal, où l'on ne tient pas compte de l'excitation (voir la partie 2.1.2.1) -, l'on constate que les

composantes des états pairs présentent des valeurs non nulles sur le conducteur central. Lorsque le méandre est inséré dans un tel système, pour les deux états pairs il est chargé en courant et impose donc, par sa topologie, un mur électrique au centre de la structure : ces deux états deviennent alors impairs. L'unique état impair présente une composante nulle sur le conducteur central ; pour cet état le méandre n'est pas chargé en courant ce qui implique que cet état devient naturellement pair afin de respecter l'alternance des états pairs et impairs. L'un des avantages notables de ce type de structure est de ramener l'état pair - état le plus stable fréquentiellement aux variations d'espacement (Fig.2.15) - au centre de la bande.

Une analyse plus minutieuse de la Fig.2.18(b) montre que, pour un espacement identique entre résonateurs dans les deux types de RS, les états du RS_{on} sont davantage centrés dans la bande. Le Tab.2.3 présente les résultats des extractions des éléments équivalents de chaque état propre pour les deux structures.

Tab. 2.3: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_3)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux.

Structure	**k**	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
$(L_3)_1$	Even	$\|EE\rangle$	1	1.775	560	71	0.707	11.36
		$\|EO\rangle$	3	2.168	43	37	0.076	71.17
	Odd	$\|O\rangle$	2	2.027	250	50	0.387	15.91
$(L_2M_1)_2$	Even	$\|E\rangle$	2	1.935	233	39	0.495	13.66
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.853	171	50	0.293	25.16
		$\|OE\rangle$	3	2.087	85	35	0.186	31.20

Au regard de la Fig.2.18(a), l'inversion de parité a une influence notable sur le comportement fréquentiel des structures, et la comparaison des filtres $(L_2M_1)_2$ et $(L_3)_2$ (Fig.2.18(c)) montre que l'insertion d'un méandre comme conducteur central a notablement augmenté la surtension du filtre Tab.2.4 : celle-ci passe globalement de 5 pour $(L_3)_2$ à 8 pour $(L_2M_1)_2$, tout en ayant légèrement dégradé la transmission, d'à peu près 1.5 dB. Cette dernière observation est en parfait accord avec les valeurs R_{o_k} relevées dans le Tab.2.3, qui ont diminué, parfois considérablement, entre $(L_2M_1)_2$ et $(L_3)_2$. La Fig.2.18(a) montre en outre que l'inclusion d'un méandre comme résonateur central permet de créer un zéro de transmission au début de la bande passante, présent en sortie pour le système RS_{off}.

Par ailleurs, le Tab.2.4 montre que la formule développée des positions des zéros de transmission (partie (2.1.2.2) - Eq.(2.22)) permet une approximation relativement précise de leur localisation, quel que soit le type de structure utilisée. Les décalages plus ou moins importants observés entre valeurs calculées et mesurées (toutes deux en bleu dans le tableau) sont liés à la justesse de l'extraction, des éléments équivalents des états $|k\rangle$ à partir de la mesure. Les valeurs en rouge sont les secondes valeurs calculées par Eq.(2.22), et, comme précisé dans la partie (2.1.2.2), ces valeurs sont comprises, entre les deux fréquences utilisées en sorties ou entrées pour le calcul du zéro de transmission. Par exemple, dans le cas de $(L_3)_1$, le zéro de transmission se situe en sortie : l'on utilise donc les fréquences et valeurs des éléments équivalents des deux derniers états $|O\rangle$ et $|EO\rangle$, et l'on observe bien 2.027<2.116<2.168.

TAB. 2.4: Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_3)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} (GHz) : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} (GHz) : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} (GHz) : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} (GHz) : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_3)_1$	4.83	0.400	-2.2	-11	/	-27.8	/	/	2.288	2.116 / 2.363
$(L_2M_1)_2$	8.06	0.240	-3.8	-40	-33.7	/	1.705	1.697 / 1.885	/	/

En Résumé

Quelques notions sont à retenir :
- la dégénérescence d'un système 2-RS vers un 3-RS se fait par :
  - un état pair, si le résonateur perturbateur est un RS_{on}
  - Un état impair, si le résonateur perturbateur est un RS_{off}
- Quel que soit l'état qui dégénère, il génère toujours deux états de parités différentes

2.7.2.3 Études paramétriques des systèmes 3-RS_{on}

L'ensemble de cette partie présente les différents résultats de mesure obtenus à partir des études paramétriques effectuées sur les systèmes 3-RS_{on}. Ces études paramétriques sont nécessaires puisque l'approche développée ici est inexistante dans la littérature : il est donc impossible de prévoir l'évolution de ces états par des jeux de topologies. En premier lieu, nous décrirons l'effet de l'espacement S entre résonateurs ainsi que l'influence de la position du méandre dans les systèmes 3-RS_{on}. La notion d'interrupteur électromagnétique, introduite dans le résumé de ce chapitre, sera détaillée et illustrée par la suite.

Effet de l'espacement entre résonateurs

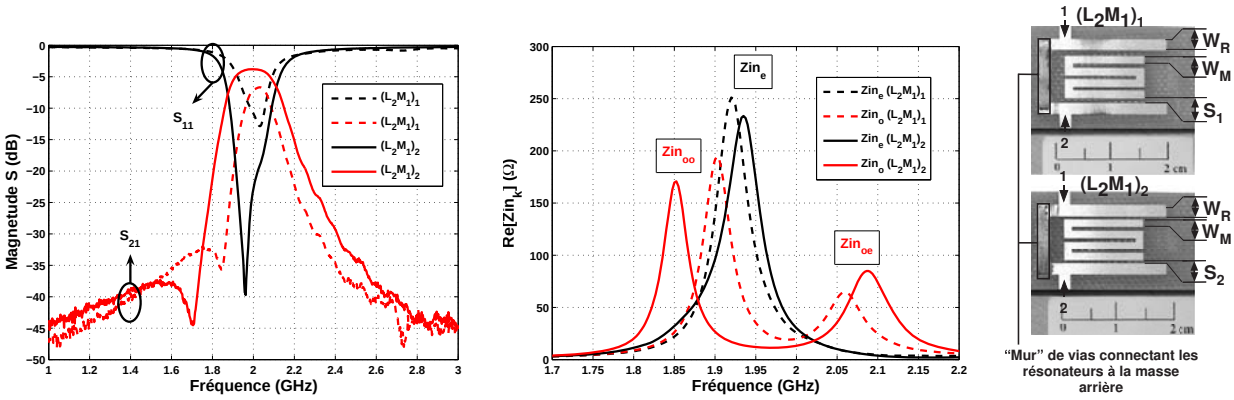
La Fig.2.19(b), en relation avec les fréquences des états relevées dans le Tab.2.5, montre que l'état pair $|E\rangle$ du système RS_{on} est très peu modifié par l'écartement, comparativement aux deux états impairs.

L'état $|E\rangle$ reste donc très stable à l'espacement entre résonateurs, et les valeurs de sa représentation électrique demeurent très proches de celles du résonateur pris isolément (C_0=13.18 pF, L_0=0.513 nH, f_0=1.935 GHz). Par ailleurs, les valeurs des éléments équivalents de cet état restent quasiment inchangées. D'un point vue théorique, si l'excitation du système avait été faite par diffraction, le zéro de courant sur le méandre l'aurait rendu transparent à l'ensemble du système. Or, dans la partie (2.1.2.1), l'on a pu voir que, dans le cas d'une excitation par injection directe de courant sur les résonateurs extérieurs, le résonateur central n'en est pas totalement dépourvu : ceci implique l'existence de faibles couplages électriques entre le méandre et les résonateurs extérieurs et, donc, une légère sensibilité à l'écartement entre conducteurs.

En revanche, pour le premier état impair $|OO\rangle$, la capacité équivalente augmente avec le rapprochement des résonateurs : ceci s'explique simplement par le fait que les couplages capacitifs (puisque l'état est totalement impair) sont accrus par l'espacement décroissant entre les résonateurs,

alors que son inductance varie peu. Cette remarque permet de valider l'hypothèse selon laquelle ce premier état impair porte bien la nomenclature de $|OO\rangle$.

Le deuxième état impair $|OE\rangle$ connaît une décroissance importante de la valeur de son inductance, alors qu'en parallèle la valeur de sa capacité a augmenté pour des raisons liées aux surfaces de métallisation en regard de la masse, raisons décrites dans la partie (2.7.2.2). Il faut noter que ce dernier état est particulièrement proche de l'état $|EE\rangle$ du L_3 d'un point de vue comportemental, pour la simple raison que les couplages de franges liés au mur électrique sur le plan de symétrie sont générés uniquement sur le méandre, et n'entrent donc pas en jeu dans les couplages entre résonateurs, qui sont couplés magnétiquement.



(a) (b) (c)

Fig. 2.19: Effet de l'espacement sur les structures à méandre - Résultats de mesures - Comparaison de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_2=0.5mm, S_1=1mm et W_M=1.4mm (c).

Tab. 2.5: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux.

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
$(L_2M_1)_1$	Even	$\|E\rangle$	2	1.920	251	41	0.509	13.49
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.902	195	49	0.335	20.93
		$\|OE\rangle$	3	2.063	65	44	0.114	52.34
$(L_2M_1)_2$	Even	$\|E\rangle$	2	1.935	233	39	0.495	13.66
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.853	171	50	0.293	25.16
		$\|OE\rangle$	3	2.087	85	35	0.186	31.20

La Fig.2.19(a) montre que l'écartement joue un rôle prépondérant sur la surtension dans les systèmes RS_{on}. L'état pair étant moins sensible que les états impairs aux variations d'espacement, son positionnement au centre de la bande permet de modifier sensiblement la surtension par le rapprochement des fréquences des états impairs. Au regard du Tab.2.6, le filtre $(L_2M_1)_1$ présente une surtension de 20 (8 pour $(L_2M_1)_2$), ainsi qu'une transmission, une adaptation et une dynamique en entrée dégradées respectivement de 3 dB, 27 dB et 12 dB par rapport au cas de $(L_2M_1)_2$. Dans ce dernier exemple, doubler la distance entre résonateurs a pour effet de diviser par deux

la transmission en magnitude : un fait en parfait accord avec les performances accessibles de la technologie employée, qui présente des pertes particulièrement importantes. Ces deux exemples permettent de mieux comprendre que, sur ce type de technologie, l'excitation des systèmes à N résonateurs par couplage électromagnétique ne peut être envisageable, dans la mesure où cette excitation implique nécessairement des pertes additionnelles.

TAB. 2.6: Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

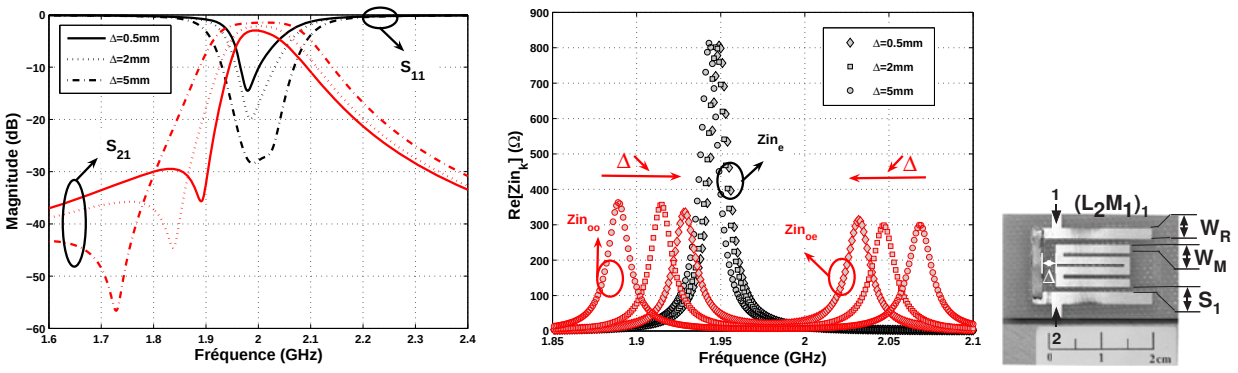
Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_2M_1)_1$	20.40	0.098	-6.7	-13	-25.3	/	1.845	1.852 / 1.909	/	/
$(L_2M_1)_2$	8.06	0.240	-3.8	-40	-33.7	/	1.705	1.697 / 1.885	/	/

En Résumé

- L'unique état pair d'un système 3-RS_{on} est très proche de l'état $|O\rangle$ d'un 3-RS_{off}, et les valeurs de leurs éléments réactifs équivalents sont très proches de celles du résonateur pris isolément
- Par écartement des résonateurs, l'évolution des valeurs des capacités équivalentes des états $|OE\rangle$ (systèmes 3-RS_{on}) et $|EE\rangle$ (systèmes 3-RS_{off}) est similaire, et régie par la surface de la structure en regard de la masse arrière.

Étude de la position du méandre

Au regard de ce qui a été abordé jusqu'ici, il est clair que l'état $|E\rangle$ du système 3-RS_{on} ne peut être modifié par la position du méandre puisque, dans un cas idéal, celui-ci est dépourvu de courant et donc transparent à l'ensemble du système dans cet état.



(a) (b) (c)

FIG. 2.20: Effet de l'insertion du méandre entre les deux résonateurs $\lambda/4$ - Résultats de simulations EM (Sonnet V.9.52) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos de la structure étudiée en simulation - W_R=2mm, S_2=1mm et W_M=1.4mm (c).

Un autre fait est à considérer pour justifier cette remarque : la modification de la position du méandre au sein des résonateurs $\lambda/4$ ne peut en rien changer la surface globale de la structure, et ne peut donc modifier la valeur de sa capacité équivalente. Les simulations EM de la Fig.2.20(b) démontrent clairement ce fait : l'état pair $|E\rangle$ fluctue très peu fréquentiellement (fluctuations liées à la présence de l'excitation par injection directe de courant).

La comparaison des Fig.2.20(a) et Fig.2.20(b) permet de constater que l'insertion du méandre, au plus près de la métallisation faisant office de référence de masse pour les résonateurs $\lambda/4$ (Δ=0.5mm), a pour effet d'augmenter la surtension du filtre tout en dégradant sa transmission, et de rapprocher le zéro de transmission en entrée au plus près de la bande passante. Ce fait s'explique par le rapprochement des deux états impairs vers le centre de la bande passante du filtre (Fig.2.20(b)).

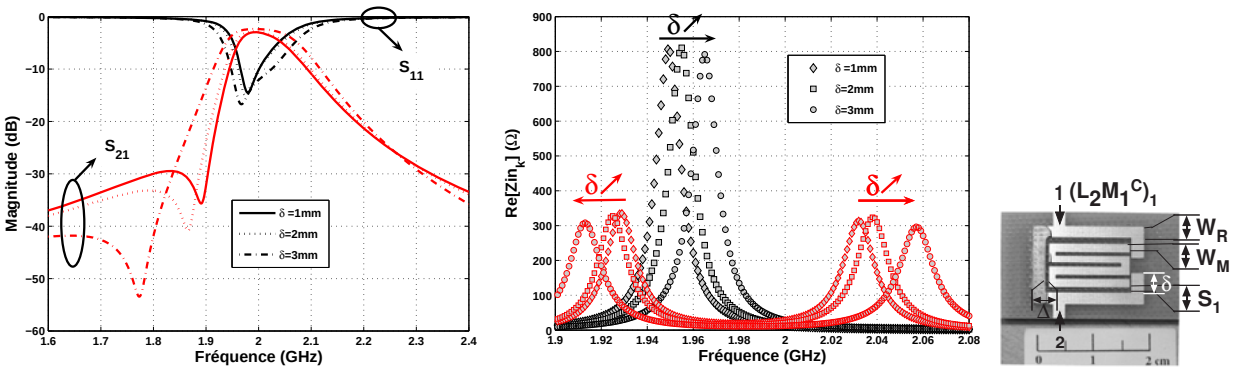
En résumé, lorsque Δ décroît, le déplacement fréquentiel des états :

- $|OO\rangle$ se fait vers les hautes fréquences
- $|E\rangle$ est inexistant
- $|OE\rangle$ se fait vers les basses fréquences

Ces résultats de simulations EM ont aussi l'avantage de justifier l'étude de ces systèmes à partir de la mesure, car si les valeurs de R_{0_k} sont, en simulation, proches de 900Ω dans le cas de l'état pair (état présentant généralement le moins de pertes), elles n'excèdent jamais 300Ω en mesure, même si les données "constructeur" des matériaux utilisés sont respectées lors de l'utilisation du simulateur.

Évolution de la géométrie

L'on utilise ici des résonateurs $\lambda/4$, synchrones au méandre, dont l'extrémité en circuit ouvert est recourbé d'un angle de Π : pour ce faire, il est nécessaire d'augmenter très légèrement leur longueur physique. En simulation EM (Sonnet V.9.52), l'on étudie alors l'influence de cette particularité topologique en déplaçant progressivement la courbure le long du résonateur tout en augmentant la longueur δ (qui fait référence à la longueur du résonateur perpendiculaire au plan transverse).



(a) (b) (c)

Fig. 2.21: Effet du recourbement du méandre entre les deux résonateurs $\lambda/4$ - Résultats de simulations EM (Sonnet V.9.52) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos de la structure étudiée en simulation - W_R=2mm, S_2=1mm, W_M=1.4mm et Δ=0.5mm (c).

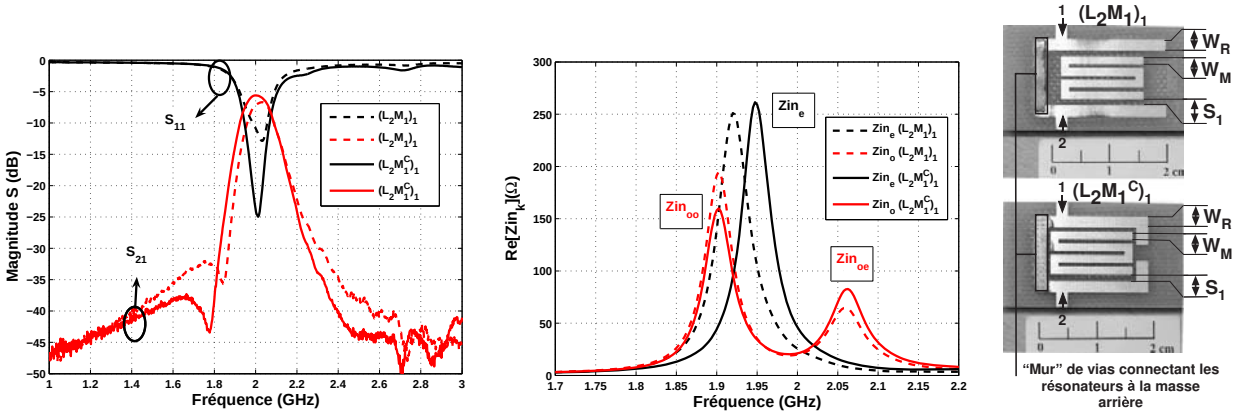
Fig.2.21(b), l'on peut constater que le recourbement des résonateurs génère un déplacement fréquentiel de l'ensemble des états. En résumé, lorsque δ croît, le déplacement fréquentiel des états :

– $|OO\rangle$ se fait vers les basses fréquences
– $|E\rangle$ se fait vers les hautes fréquences
– $|OE\rangle$ se fait vers les hautes fréquences

Le déplacement de l'état pair vers les hautes fréquences est lié à la diminution de la capacité de sa représentation électrique : cette diminution s'explique par la réduction de la surface de la structure en regard de la masse, lors du recourbement des résonateurs extérieurs.

Élaboration d'une structure compacte

A partir des deux études paramétriques précédentes, l'on peut désormais expliciter les résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la structure $(L_2M_1{}^C)_1$ (C pour compactage) : elle est comparée ici à $(L_2M_1)_1$ (Fig.2.22(c)). Lorsque l'on souhaite compacter la structure de type $(L_2M_1)_1$, l'on fait décroître le paramètre Δ , et croître le paramètre δ (Fig.2.20(c) et Fig.2.21(c)). Ces deux paramètres topologiques ont des influences inverses sur les fréquences de résonances des deux états impairs ($|OO\rangle$ et $|OE\rangle$) du système.



(a) (b) (c)

FIG. 2.22: Effet du compactage sur les structures à méandre - Résultats de mesures - Comparaison à espacement S identique de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1{}^C)_1$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S=0.5mm et W_M=1.4mm (c).

La Fig.2.22(b) montre quelques particularités intéressantes du compactage sur les propriétés électriques des états $|k\rangle$ du système RS_{on} :

1. Seule la fréquence de l'état pair $|E\rangle$ est décalée vers les hautes fréquences, alors que les valeurs de ces éléments équivalents sont peu modifiés (Tab.2.7)
2. Les états $|OO\rangle$ et $|OE\rangle$ sont totalement invariant fréquentiellement, mais connaissent des variations des éléments équivalents de leur représentation électrique. En d'autres termes, les états $|OO\rangle$ et $|OE\rangle$ voient leur capacité respective augmenter ou diminuer avec une insertion du méandre plus profonde entre les deux résonateurs $\lambda/4$ et un recourbement de ces derniers.

Les observations de ce dernier point s'expliquent physiquement bien pour chacun des états : cette double influence topologique a pour effet d'augmenter considérablement les couplages de franges entre résonateurs, ce qui implique une augmentation de la capacité équivalente de l'état $|OO\rangle$. En revanche, la surface globale de la structure en regard de la masse arrière a nettement diminué, la capacité de l'état $|OE\rangle$ diminue (Tab.2.7).

Tab. 2.7: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2{M_1}^C)_1$ et $(L_2M_1)^1$ - Résultats expérimentaux.

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
$(L_2{M_1}^C)_1$	Even	$\|E\rangle$	2	1.948	262	45	0.510	13.06
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.902	160	49	0.282	24.87
		$\|OE\rangle$	3	2.063	83	44	0.146	40.80
$(L_2M_1)_1$	Even	$\|E\rangle$	2	1.920	251	41	0.511	13.43
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.902	195	49	0.335	20.93
		$\|OE\rangle$	3	2.063	65	44	0.114	52.34

Tab. 2.8: Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2{M_1}^C)_1$ et $(L_2M_1)_1$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_2M_1)_1$	20.40	0.098	-6.7	-13	-25.3	/	1.845	1.852 / 1.909	/	/
$(L_2{M_1}^C)_1$	14.7	0.136	-5.6	-25	-31.9	/	1.778	1.789 / 1.921	/	/

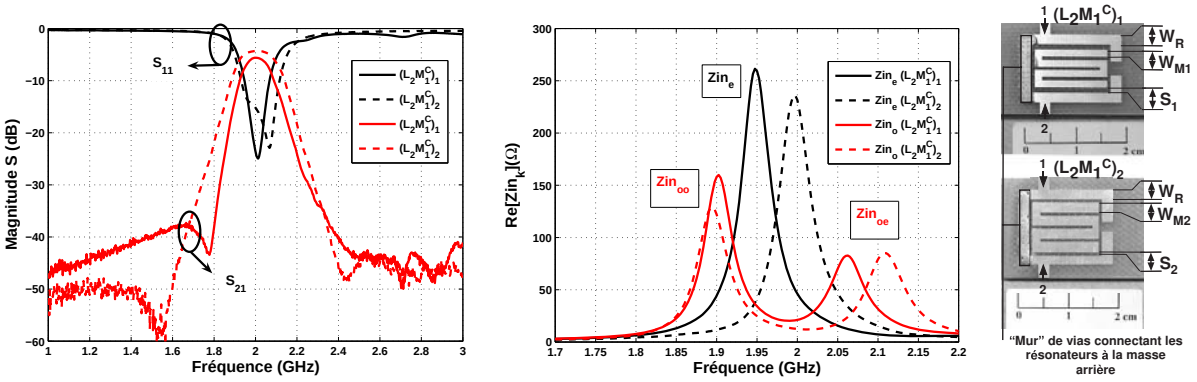
La Fig.2.22(a) en relation avec le Tab.2.8, met en avant le fait que ce procédé de positionnement central de l'état pair $|E\rangle$ entre les deux états impairs permet de mieux contrôler l'adaptation du filtre (augmentée ici d'approximativement 7 dB), et d'augmenter la transmission (1dB) sans dégrader considérablement la surtension du filtre (réduction de 25%).

Remarques

Les observations faites sur les deux parties précédentes (influence de l'espacement et élaboration d'une structure compacte) nous permettent de conclure que, dans le cas des systèmes 3-RS_{on}, le positionnement des fréquences paire et impaire peut se faire indépendamment l'une de l'autre. Le contrôle de la fréquence centrale (état $|E\rangle$) se fait par l'intermédiaire du recourbement des résonateurs $\lambda/4$, alors que le positionnement des deux états impairs périphériques s'établit par l'espacement entre les résonateurs, ou la position du méandre au sein du système. Un positionnement idéal de l'état pair au centre des deux états impairs peut permettre d'améliorer considérablement l'adaptation du filtre.

Effet de l'impédance du méandre

Dans cette partie, l'on change les propriétés du méandre, et l'on diminue notablement son impédance caractéristique en augmentant sa largeur, de façon à diminuer les pertes électriques. Ce changement d'impédance nécessite de redimensionner le méandre en terme de longueur physique, afin de le rendre synchrone au résonateur $\lambda/4$. Le raccourcissement des brins parallèles du méandre permet de diminuer la distance entre les deux extrémités courbées des $\lambda/4$, Fig.2.23(c).



(a) (b) (c)

Fig. 2.23: Effet de l'impédance du méandre - Résultats de mesures - Comparaison de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1{}^C)_1$ et $(L_2M_1{}^C)_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=0.5mm, S_2=1mm, W_{M1}=1.4mm et W_{M2}=2mm (c).

La Fig.2.23(b) souligne un fait particulièrement intéressant : le recentrage de l'état pair $|E\rangle$ au centre des deux états impairs, dans le cas de $(L_2M_1{}^C)_2$, a permis la création d'un zéro de transmission en sortie de la bande de filtre Fig.2.23(a). Donc, en plus d'impliquer une amélioration de l'adaptation, le recentrage de l'état pair permet aussi la génération de deux zéros de transmission, en sortie et entrée de la bande passante.

Tab. 2.9: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2M_1{}^C)_1$ et $(L_2M_1{}^C)_2$ - Résultats expérimentaux.

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
$(L_2M_1{}^C)_1$	Even	$\|E\rangle$	2	1.948	262	45	0.495	13.50
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.902	160	49	0.282	24.87
		$\|OE\rangle$	3	2.063	83	44	0.146	40.80
$(L_2M_1{}^C)_2$	Even	$\|E\rangle$	2	1.998	251	42	0.442	14.35
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.895	129	42	0.257	27.41
		$\|OE\rangle$	3	2.107	85	38	0.167	34.05

Le Tab.2.9 met en évidence que l'état pair $|E\rangle$ est très peu modifié, qu'il s'agisse d'espacement ou d'impédance du méandre. En revanche, les états impairs $|OO\rangle$ et $|OE\rangle$ augmentent ou diminuent respectivement les valeurs de leur capacité (10% pour l'état $|OO\rangle$, 15% pour $|OE\rangle$). Comme dans le paragraphe précédent, ces deux variations s'expliquent par l'augmentation de l'intensité des cou-

plages de franges par lerapprochement des résonateurs pour l'état $|OO\rangle$, et par la diminution de la surface en regard de la masse pour l'état $|OE\rangle$.

Tab. 2.10: Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2M_1{}^C)_1$ et $(L_2M_1{}^C)_2$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_2M_1{}^C)_1$	14.7	0.136	-5.6	-25	-31.9	/	1.778	1.789 / 1.921	/	/
$(L_2M_1{}^C)_2$	9.3	0.213	-4.2	-22	-45.8	-38.8	1.565	1.655 / 1.937	2.430	2.063 / 2.338

La Fig.2.23(a) montre que la surtension a été dégradée de (30%) et la transmission améliorée de (1 dB) $(L_2M_1{}^C)_2$ par rapprochement des résonateurs entre eux (les résonateurs de $(L_2M_1{}^C)_2$ sont plus proches que ceux de $(L_2M_1{}^C)_1$ $(S_1{>}S_2)$) : l'adaptation est quasiment identique. Mais le fait le plus intéressant reste la génération d'un zéro de transmission en fin de bande par centrage de l'état pair $|E\rangle$.

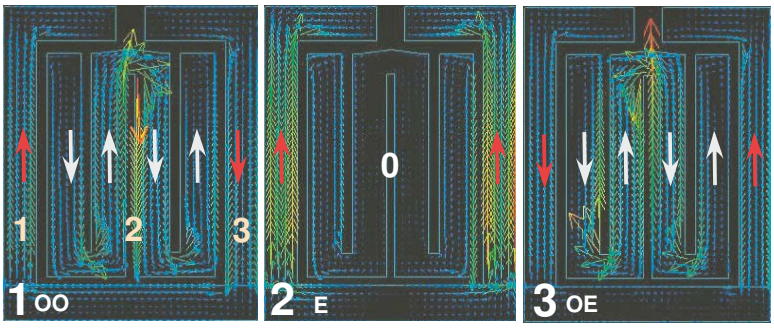


Fig. 2.24: Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 2 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre à impédance faible $(L_2M_1C)_2$ - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux.

2.7.2.4 Introduction d'un élément flottant - Notion d'interrupteur électromagnétique

Cette partie présente l'un des principes les plus avantageux de l'approche des résonateurs composés, dans la mesure où seule cette méthodologie peut décrire et expliciter les phénomènes qui vont être présentés ici. Le principe décrit dans ce paragraphe est lié à l'utilisation des caractéristiques des murs présents sur les plans de symétrie pour modifier les propriétés des états.

[26] démontre que la nature des murs sur un résonateur patch à fentes croisées "Cross-Slotted Patch" (Résonateur "Dual Mode") - dont les fentes sont disposées sur les plans de symétrie - permet de contrôler indépendamment les fréquences des états pair et impair par les dimensions de ces fentes. La fréquence de résonance d'un résonateur $\lambda/2$ à "stub" - Dans le plan transverse, le "stub"(assimilé

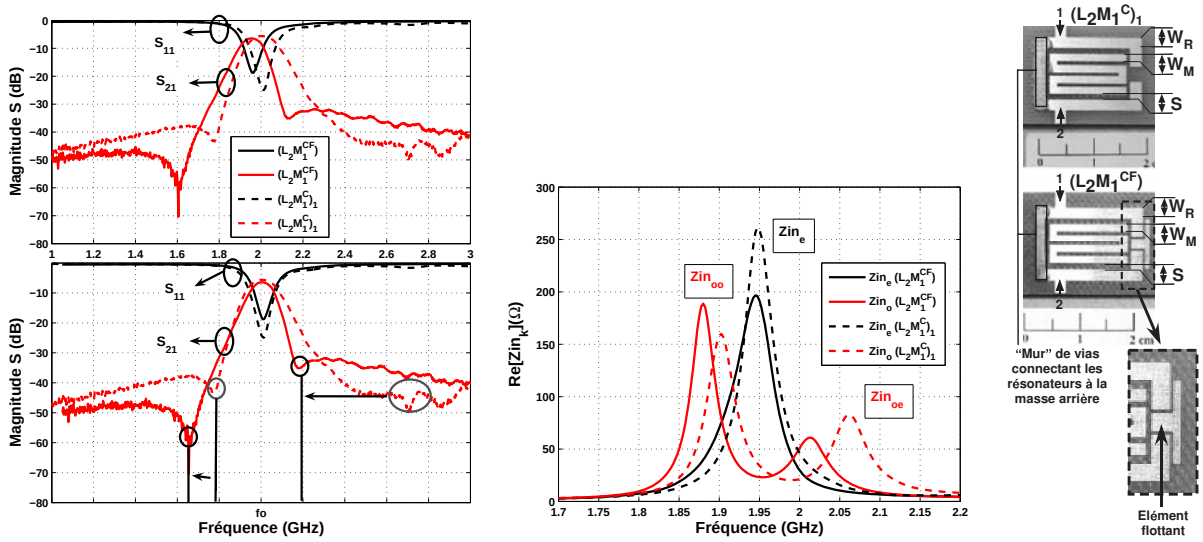
à un R_{off}) est situé sur le plan de symétrie, perpendiculairement au résonateur (R_{on}) - est différente selon la nature du mur situé sur le plan de symétrie [27] [28] :

- Dans l'état impair, la section du "stub" (R_{off}) par un mur électrique le rend invisible au résonateur (R_{on}) ; la fréquence de résonance est proportionnelle à $\lambda/2$ de la longueur du résonateur
- Dans l'état pair, la section du résonateur (R_{on}) et du "stub" (R_{off}) par un mur magnétique scinde le résonateur en deux et rend le "stub" visible au système ; la fréquence de résonance est proportionnelle à $\lambda/2$ de la longueur équivalente à la somme de la demi-longueur du résonateur et de la longueur totale du "stub"

Dans notre étude, la nature des murs impose la connexion ou la déconnexion au système, de toute(s) métallisation(s) flottante(s) qu'ils coupent. Il n'est donc pas inconcevable d'utiliser ces murs comme "interrupteurs électromagnétiques"

- La section d'une métallisation flottante par un mur électrique la rend solidaire au système
- La section d'une métallisation flottante par un mur magnétique la rend invisible au système

Afin de modifier les propriétés des états $|k\rangle$, nous allons donc disposer une métallisation dans l'espace inter-résonateurs courbé de la structure $(L_2M_1^C)_1$ pour aboutir à $(L_2M_1{}^{CF})$, comme le montre la Fig.2.25(c) (indice F pour Flottant).



(a) (b) (c)

Fig. 2.25: Effet de l'inclusion d'un élément flottant - Résultats de mesures - Comparaison à espacements identiques entre conducteurs, de deux structures composées de 2 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre ($(L_2M_1{}^C)_1$ et $(L_2M_1{}^{CF})$) - Paramètres de réflexion mesurés (en haut) / Comportement de $(L_2M_1{}^{CF})$ ramené sur la fréquence de résonance (en bas) (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états k (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S=1mm, W_M=1.4mm (c).

La Fig.2.25(b) montre que seuls les états impairs connaissent une variation de leur fréquence de résonance : l'élément flottant est donc invisible dans l'état pair. Il permet de faire le lien entre les deux résonateurs extérieurs aux fréquences en bas et haut de bande. Le shift des résonances impaires est lié à la modification du couplage capacitif, en bout des résonateurs, par le rattachement de l'élément flottant (qui présente une légère densité de courant pour ces états, voir Fig.2.26) ; la

capacité de couplage augmentant, les résonance varient vers les basses fréquences (principe des filtres à charge capacitive). Cette variation est plus importante dans le cas de l'état $|OE\rangle$ que dans celui de l'état $|OO\rangle$.

Tab. 2.11: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_2M_1C)_1$ et $(L_2{M_1}^{CF})$ - Résultats expérimentaux

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
$(L_2M_1C)_1$	Even	$\|E\rangle$	2	1.948	262	45	0.495	13.50
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.902	160	49	0.282	24.87
		$\|OE\rangle$	3	2.063	83	44	0.146	40.80
$(L_2{M_1}^{CF})$	Even	$\|E\rangle$	2	1.948	197	42	0.497	13.46
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.880	189	59	0.272	26.3
		$\|OE\rangle$	3	2.013	61	45	0.108	58

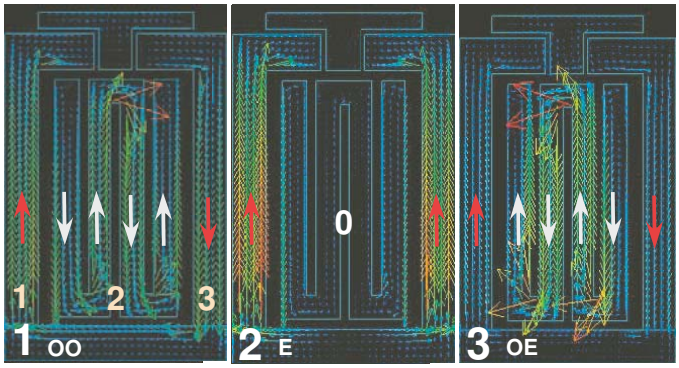


Fig. 2.26: Répartition des courants pour chaque état k du système à 2 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre $(L_2{M_1}^{CF})$ - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état k, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux.

Ces observations sont confirmées par les résultats des éléments équivalents des représentations électriques données dans le Tab.2.11 :

- Les éléments de l'état pair $|E\rangle$ sont totalement inchangés puisque, pour cet état, le mur magnétique scindant l'élément flottant le rend totalement invisible au reste de la structure (cette observation est confirmée par les répartitions de courant données dans la Fig.2.26)
- Le premier état impair $|OO\rangle$ voit les valeurs de ces éléments équivalents varier légèrement, ce qui implique que, pour cet état, l'élément flottant est peu visible. Cette observation s'interprète par le fait que la métallisation connectée à la masse, dans cet état, accroît les couplages de franges entre les extrémités des résonateurs $\lambda/4$ extérieurs
- Finalement, seul l'état $|OE\rangle$ est particulièrement perturbé par la présence de cet élément et, à l'heure actuelle, aucune explication raisonnable ne peut être mise en avant quant à la fluctuation des éléments de sa représentation électrique : en effet, il ne peut être ici question d'augmentation de la surface en regard de la masse arrière, puisque cette métallisation ne présente pas de ligne de champ électrique vers cette dernière (du fait de sa section par un mur électrique)

– La notion d'interrupteur électromagnétique est démontré par le changement fréquentiel des deux états impairs

TAB. 2.12: Tableau comparatif des paramètres des filtres $(L_2M_1^C)_1$ et $(L_2{M_1}^{CF})$ - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_2{M_1}^C)_1$	14.7	0.136	-5.5	-25	-31.9	/	1.778	1.789 / 1.921	/	/
$(L_2{M_1}^{CF})$	20	0.100	-6.5	-19	-39.5	-25.3	1.605	1.690 / 1.909	2.135	2.085 / 1.990

Comme dans le cas présenté dans la partie concernant l'impédance du méandre, le positionnement des états impairs de façon uniforme autour de l'état pair (état $|E\rangle$ centré entre les deux états impairs) permet de générer un zéro de transmission en sortie de bande, ainsi que le montrent les figures comparées Fig.2.25(a) et Fig.2.25(b) en relation avec le Tab.2.12. Les transmissions, adaptations et dynamiques restent très proches d'une structure à l'autre, mais la surtension est améliorée de quasiment 30%.

Conclusion

La notion "d'interrupteur électromagnétique", introduite ici sur le plan de symétrie principal, peut être appliquée sur d'autres plans. La photo de la Fig.2.27 illustre, par exemple, l'utilisation des murs sur des plans secondaires. Ce type de structure sera vu par la suite (système 5-RS_{off}) dans sa forme sans métallisation flottante - pour des questions de temps, cette structure n'a pu faire l'objet d'une étude approfondie.

Autrement dit, il est possible d'utiliser l'influence des murs pour modifier certains états, sans perturber les autres. Dans la Fig.2.27, les métallisations flottantes sont sur les mêmes plans que les résonateurs et ne peuvent être connectées aux systèmes que par la présence d'un mur électrique sur le plan P_2 - si la technologie le permet ces métallisations peuvent être positionnées au dessus ou en dessous du *S*ystème de *R*ésonateurs.

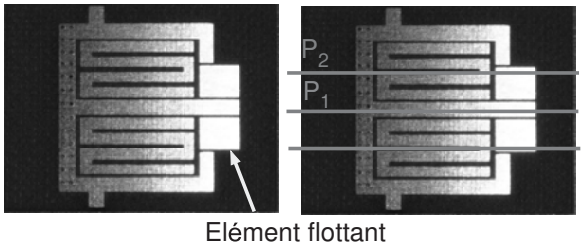


FIG. 2.27: Photo d'une structure conçue, mais non étudiée, présentant la possibilité d'utiliser les murs sur les plans secondaires pour modifier les états du système.

Cette partie démontre les potentialités diverses de l'utilisation de la représentation en état des *S*ystèmes de *R*ésonateurs : l'on peut modifier les caractéristiques d'un état indépendamment

des autres, et **cette modification peut être d'autant plus isolée que l'on s'éloigne de la symétrie principale**.

2.7.2.5 Conclusion sur les systèmes 3-RS_{on}

L'ensemble des études paramétriques présentées ici permettent de faire un certain nombre de conclusions, tout d'abord sur le positionnement des fréquences de résonance des états :

- Les états pairs et impairs des systèmes 3-RS_{on} peuvent être positionnés indépendamment les uns des autres ; l'état pair $|E\rangle$ se positionne dans la bande passante du filtre, par le recourbement des résonateurs $\lambda/4$ extérieurs. Il faut toutefois noter que cet état, par sa nature électromagnétique, reste très difficile à déplacer fréquentiellement. Les valeurs de ses éléments équivalents restent très proches de ceux du résonateurs seul. Il y a, par ailleurs, trois façons distinctes de modifier la position des états impairs :
  1. En jouant sur l'espacement entre résonateurs. Si l'espacement S augmente :
     - $|OO\rangle$ se décale vers les hautes fréquences, car la capacité équivalente $C_{0_{oo}}$ décroît par diminution des couplages de franges entre résonateurs
     - $|OE\rangle$ se décale vers les basses fréquences, car la capacité équivalente $C_{0_{oe}}$ croît par augmentation de la surface de la structure en regard de la masse arrière
  2. Par modification de la position du méandre entre les deux résonateurs $\lambda/4$ extérieurs. Si le méandre est inséré au plus près de la métallisation faisant office de masse :
     - $|OO\rangle$ se décale vers les hautes fréquences
     - $|OE\rangle$ se décale vers les basses fréquences
  3. En incluant un élément flottant entre les deux résonateurs extérieurs, centré sur le méandre ou le résonateur de type *on*. Les dimensions de cette métallisation doivent être très inférieures à λ, de façon à ce que celle-ci ne devienne pas un résonateur $\lambda/2$ dans la bande de fréquence étudiée. Dans ces conditions, les deux états impairs se décalent vers les basses fréquences, par accroissement des capacités équivalentes $C_{0_{oo}}$ et $C_{0_{oe}}$.
- Le centrage de l'état pair $|E\rangle$ entre les deux états impairs permet de générer deux zéros de transmission ; si sa position est trop proche du premier état $|OO\rangle$ ou du dernier état $|OE\rangle$, alors le filtre présentera un seul zéro de transmission respectivement en début ou en fin de bande
- D'un point de vue plus général, l'on démontre qu'il est possible d'utiliser la nature électrique ou magnétique d'un mur porté par le plan de symétrie ou un sous-plan afin de connecter ou déconnecter des éléments métalliques, modifiant ainsi les caractéristiques des états.

2.7.3 Les systèmes 5-RS_{off}

2.7.3.1 Lois de dégénérescence des systèmes 5-RS_{off}

Un 5-RS symétrique peut être off pour différentes configurations, non seulement s'il est composé uniquement de R_{off} , mais encore lorsque s'imbriquent 3 R_{off} et 2 R_{on} de façon symétrique. De manière à comparer les comportements de chaque topologie, un (L_5) ainsi qu'un (L_3M_2) ont été conçus et mesurés.

Dégénérescence des systèmes L_5

Les deux demi-sections transverses à considérer pour l'analyse électromagnétique d'un système L_5 sont représentées sur la Fig.2.28(a). Le problème pair consiste en l'analyse d'un sous-système asymétrique composé de trois conducteurs (L_3), alors que le problème impair se réfère au comportement de deux conducteurs couplés (L_2) (Fig.2.28(b)). Ces constatations sont en parfait accord avec les règles de nomenclature décrites dans la partie 2.2 et avec les règles de section des conducteurs par des murs magnétiques et électriques, selon leur topologie *on* ou off, de la partie 2.4.

En référence aux constatations faites ci-dessus, les lois de dégénérescence des états du 5-RS_{off} se déduisent des deux demi-sections transverses représentées Fig.2.28(a) et Fig.2.28(b) ; les trois états propres pairs sont les résultats pairs de la dégénérescence des états du système (L_3) ($|E(EE)\rangle$, $|E(O)\rangle$, $|E(EO)\rangle$), alors que les états impairs résultent de la transposition en mode impair des dégénérescences d'une paire de conducteurs couplés (L_2) ($|O(E)\rangle$, $|O(O)\rangle$) .

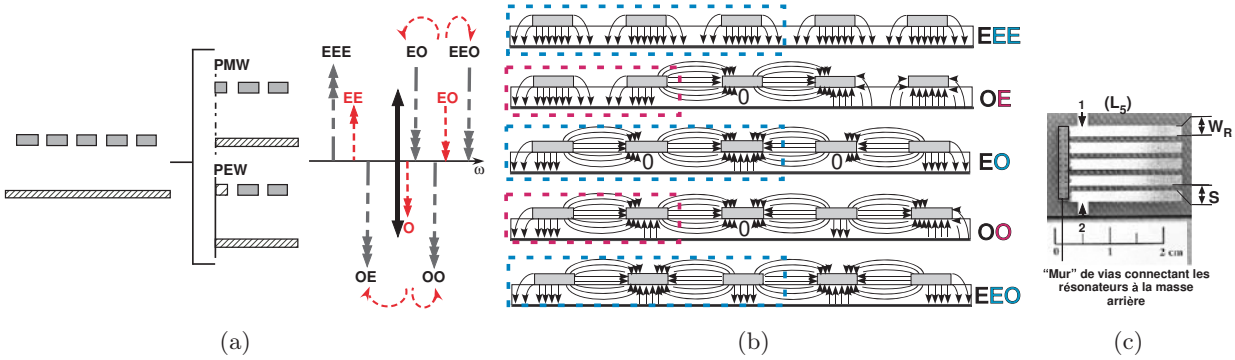
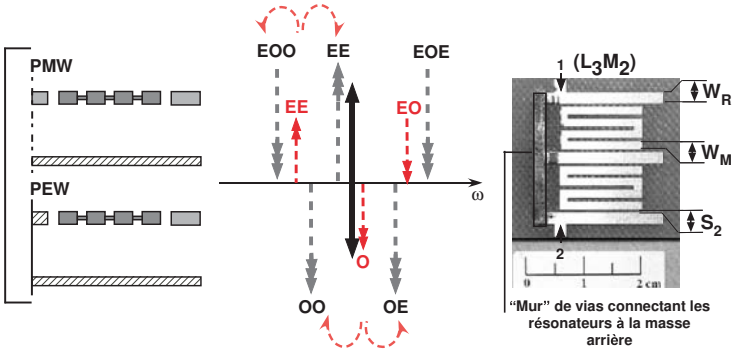


FIG. 2.28: Loi de dégénérescence d'un système 5-RS_{off}. Loi de dégénérescence (a). Répartition du champ électrique dans le plan transverse de résonateurs microruban $\lambda/4$ (b). Photo d'un système à 5 résonateurs $\lambda/4$ couplés (L_5) - W_R=2mm et S=1mm (c).

Comme déjà précisé dans les parties précédentes, les états impairs des systèmes N_p-RS dégénèrent par l'ajout d'un résonateur. Dans le cas de la demi-section transverse de (L_5) dans l'état pair, c'est donc bien l'état $|O\rangle$ de ce sous-système (autrement dit $|EO\rangle$ pour l'ensemble de la structure) qui dégénère en $|O\rangle$ et $|EO\rangle$, donnant ainsi les états $|EO\rangle$ et $|EEO\rangle$. Lorsque le mur porté par la symétrie principale est de nature électrique, le sous-problème est celui d'une ligne couplée à une référence de masse coplanaire : cet état dégénère donc par l'ajout d'un conducteur en $|OE\rangle$ et $|OO\rangle$. Afin de le vérifier, il est possible de considérer, en simulation, un système L_3 dans lequel on insère deux résonateurs perturbateurs $\lambda/2$ (R_{off}) alternativement entre les résonateurs $\lambda/4$. Cette insertion a pour effet de dissocier les deux dernières résonances du système (L_3) en quatre résonances. Ainsi les états $|O\rangle$ et $|EO\rangle$ se scindent respectivement en ($|OE\rangle$, $|OO\rangle$) et ($|EO\rangle$, $|EEO\rangle$).

Dégénérescence des systèmes L_3M_2

Les deux demi-sections transverses à considérer pour l'analyse électromagnétique d'un système L_3M_2 sont représentées sur la Fig.2.29(a).



(a) (b)

Fig. 2.29: Loi de dégénérescence d'un système 5-RS_{off}. Loi de dégénérescence (a). Photo d'un système à 3 résonateurs $\lambda/4$ couplés à 2 méandres (L_2M_3) - W_R=2mm et S=0.5mm (c).

Le problème pair consiste en l'analyse d'un sous-système asymétrique composé de trois conducteurs, deux $\lambda/4$ encadrant un méandre (c'est à dire un L_2M_1), alors que le problème impair se réfère au comportement d'un $\lambda/4$ couplé à un méandre (Fig.2.28(b)). Pour des raisons évidentes de symétrie, la dégénérescence d'un (L_3M_2) doit être établie - comme dans le cas du (L_5) - à partir du (L_3) (Fig.2.29(b)). Autrement dit, lorsque la structure (L_3M_2) est dans un état pair, la loi de dégénérescence suit le principe de la dégénérescence d'un (L_2M_1), ce qui implique que tous les sous-états pairs dégénèrent en états pair et impair.

Le sous-système constitué par le positionnement d'un mur magnétique sur le plan de symétrie de L_3M_2 est composé de deux résonateurs $\lambda/4$, entre lesquels est inséré un méandre. L'état pair du sous-système dégénère donc en un état pair et impair, créant les états $|EE\rangle$ et $|EOO\rangle$. Lorsque le mur, sur le plan de symétrie, est électrique, l'insertion d'un méandre entre le résonateur et la masse coplanaire donne les états $|OE\rangle$ et $|OO\rangle$.

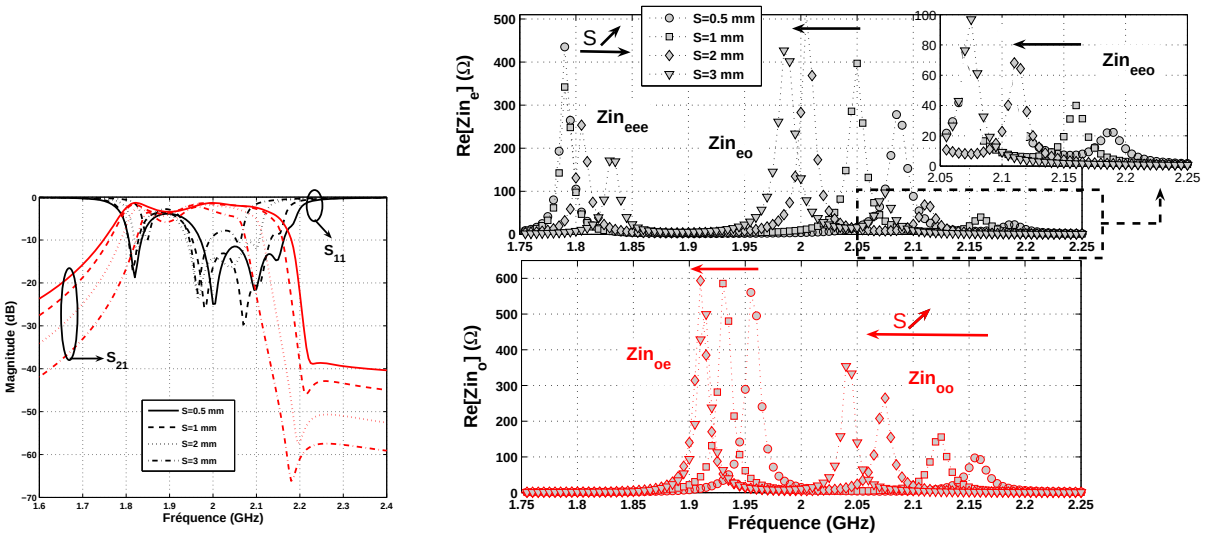
Comme dans le cas des systèmes (L_2M_1), il faut noter que les nomenclatures des états peuvent être modifiées par le sens d'insertion du méandre entre les résonateurs $\lambda/4$. Les états $|EOO\rangle$ et $|EOE\rangle$ peuvent être inversés, tout comme $|OE\rangle$ et $|OO\rangle$, dans leur ordre d'apparition fréquentielle.

2.7.3.2 Étude paramétrique des systèmes 5-RS_{off}

De façon similaire au cas des 3-RS_{off}, la Fig.2.30(b) montre que l'état à parité uniquement pair ($|EEE\rangle$) est très peu sensible à l'écartement : ce fait - comme dans le cas du système L_3 - a pour conséquence de dégrader considérablement la surtension du filtre (Fig.2.30(a)). Seul cet état voit sa fréquence de résonance évoluer vers les hautes fréquences par écartement des résonateurs.

Les évolutions fréquentielles des états $|EEO\rangle$ et $|OO\rangle$ étant quasiment identiques en fonction de S, le zéro de transmission en sortie du filtre L_5 reste quasiment invariant (Fig.2.30(a)).

L'on peut toutefois noter que la représentation des valeurs de pertes R_{0_k} - en référence au cas des 3-RS_{off} - permet d'estimer le comportement des éléments réactifs de la représentation électrique de certains états $|k\rangle$. Ainsi, le fait que $R_{0_{eee}}$ décroît - cas de la structure L_3 - implique que la capacité $C_{0_{eee}}$ croît en fonction de l'espacement (surface de la structure). Les pertes de l'état $|OE\rangle$ restent quasiment inchangées - cas de l'état $|O\rangle$ de L_3 -, et l'on peut donc postuler que la capacité est quasiment invariante.

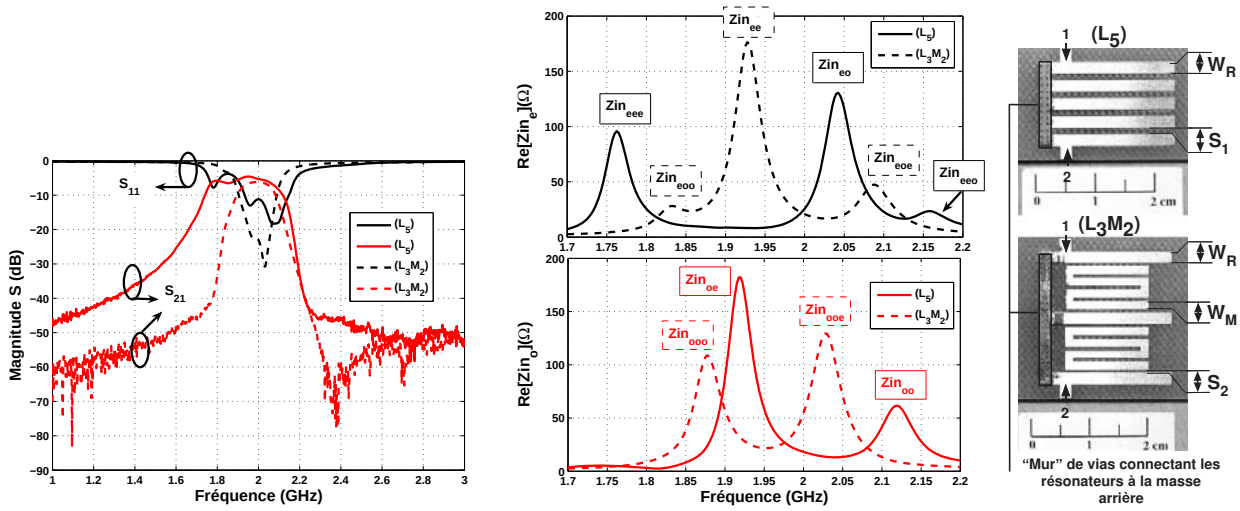


(a) (b)

FIG. 2.30: Etude de l'influence de l'écartement S entre résonateurs sur les états $|k\rangle$ du système L_5 - Résultats de simulation - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b).

2.7.3.3 Comparaison des systèmes 5-RS_{off}

Ici, l'on compare les deux systèmes présentés dans la partie précédente : la Fig.2.31(b) montre qu'il existe un même nombre d'états pairs et d'états impairs pour les deux structures.



(a) (b) (c)

FIG. 2.31: Inversion de la parité secondaire - Résultats de mesures - Comparaison d'une structure composée de 5 résonateurs $\lambda/4$ (L_5) et d'une autre de 3 résonateurs $\lambda/4$ et de 2 méandres (L_3M_2) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=1mm, S_2=0.5mm et W_M=1.4mm (c).

Tab. 2.13: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ces états propres pour les structures (L_5) et (L_3M_2) - Résultats expérimentaux.

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
(L_5)	Even	$\|EEE\rangle$	1	1.763	95	46	0.185	44.09
		$\|EO\rangle$	3	2.043	131	49	0.210	28.92
		$\|EEO\rangle$	5	2.157	24	72	0.025	217.8
	Odd	$\|OE\rangle$	2	1.920	182	51	0.298	23.01
		$\|OO\rangle$	4	2.117	62	47	0.099	57.05
(L_3M_2)	Even	$\|EOO\rangle$	1	1.831	28	70	0.035	218.6
		$\|EE\rangle$	3	1.928	176	51	0.286	23.80
		$\|EOE\rangle$	5	2.087	48	42	0.075	77.11
	Odd	$\|OO\rangle$	2	1.877	109	49	0.187	38.43
		$\|OE\rangle$	4	2.027	129	47	0.214	28.69

Bien que la distance entre résonateurs soit inférieure dans le cas de (L_3M_2), les états de cette structure sont plus proches fréquentiellement que dans le cas de (L_5). Cette observation se vérifie sur la Fig.2.31(a), puisque (L_3M_2) présente une meilleur sélectivité que (L_5).

Le Tab.2.13 présente les extractions, à partir des mesures, des éléments équivalents des états k pour chacune des structures. Ces différentes valeurs sont particulièrement compliquées à analyser.

Le Tab.2.14 montre clairement que les performances du système (L_3M_2) sont bien meilleures que celles de (L_5), car l'état $|EEE\rangle$ - comme dans le cas de (L_3) - reste très stable à l'espacement, et s'avère difficile à déplacer vers le centre de la bande. L'on note toutefois un écart important entre les valeurs du zéro de transmission en sortie mesuré et calculé dans le cas de la structure (L_3M_2).

Tab. 2.14: Tableau comparatif des paramètres des filtres (L_3M_2) et (L_5) - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_5)_1$	6.49	0.308	-4.5	-11	/	-40.5	/	/	/	/
(L_3M_2)	10.87	0.184	-6	-30	/	-44	/	/	2.380	2.213 / 2.062

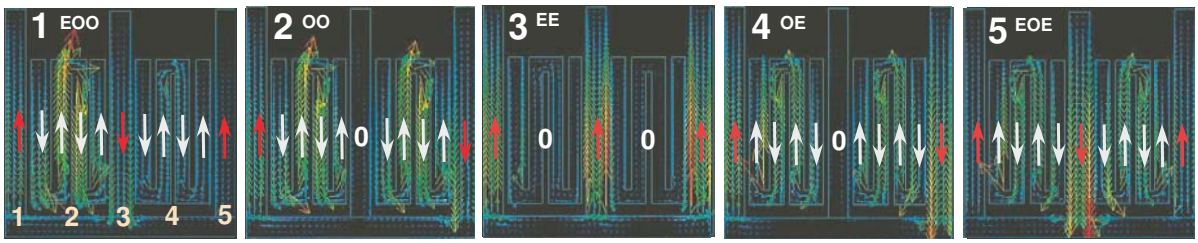


Fig. 2.32: Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 3 résonateurs $\lambda/4$ et 2 méandres (L_3M_2) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux.

2.7.4 Les systèmes 5-RS_{on}

Dans cette partie, nous nous intéresserons à la dégénérescence des états des systèmes 5-RS_{on}. Il existe au moins trois solutions pour concevoir un tel système, la première consistant à positionner un méandre sur le plan de symétrie d'un (L_4) pour qu'il devienne un (L_4M_1). La seconde est liée à l'incorporation de résonateurs $\lambda/2$ couplés par gap (structures [31] - excitation dans le prolongement des résonateurs couplés bout à bout - $\lambda/2$ devient RS_{on}.), et la dernière à l'utilisation d'une symétrie centrale sur un système 5-RS_{off}, symétrie que l'on impose sur le résonateur situé au milieu de la structure. La rotation de Π rad de la moitié de la structure veut que les symétries soient étudiées selon deux dimensions distinctes. L'étude se fera ici sur les premier et dernier cas.

2.7.4.1 Lois de dégénérescence des systèmes L_4M_1

Le problème global revient donc à rajouter deux résonateurs R_{off} dans une structure (L_2M_1). La Fig.2.33(a) présente la loi de dégénérescence d'un système L_4M_1 (Fig.2.33(b)).

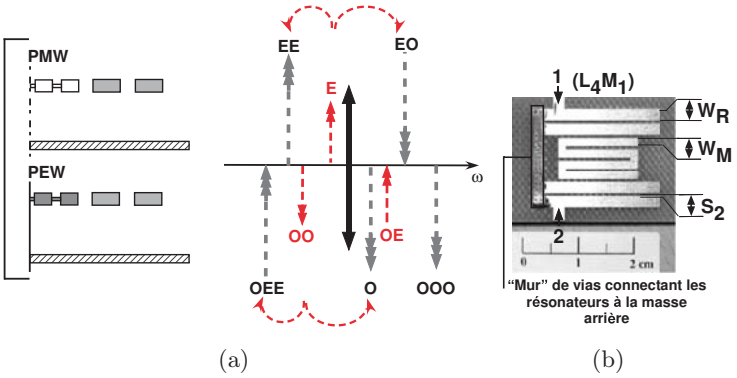
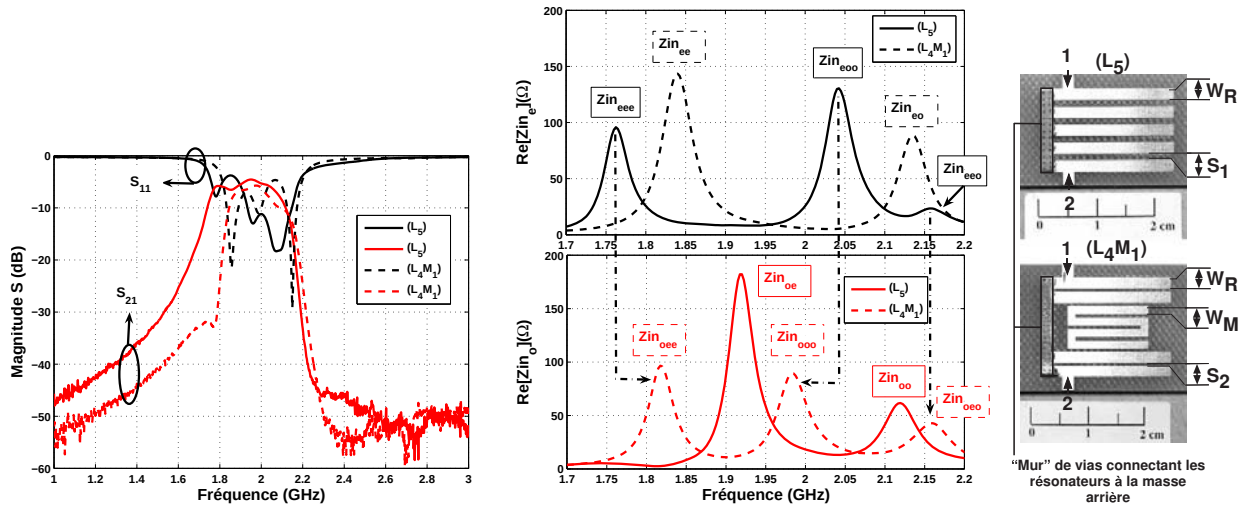


FIG. 2.33: Loi de dégénérescence d'un système 5-RS_{on}. Loi de dégénérescence (a). Photo d'un système à 4 résonateurs $\lambda/4$ couplés à 1 méandre (L_1M_4) - W_R=2mm et S=0.5mm (c).

Fig.2.33(a) : Les sous-systèmes constitués par la symétrie principale sont, quelle que soit la nature du mur qu'elle héberge, totalement asymétriques. Dans le cas d'un mur électrique, le sous-système est composé d'un demi-méandre et d'un résonateur entre lesquels l'on interpose un résonateur $\lambda/4$: la dégénérescence du sous-système est donc celui d'un (L_2) vers un (L_3). Ainsi, l'état impair $|O\rangle$ du (L_2) dégénère en un état pair $|EE\rangle$ et un état impair $|EO\rangle$, donnant respectivement les états $|OEE\rangle$ et $|O\rangle$ du L_4M_1. Lorsqu'un mur magnétique scinde le système en deux, l'insertion d'un résonateur perturbateur au centre du sous-système (L_1) génère un état pair et un autre impair, permettant la création d'un état $|EE\rangle$ et $|EE\rangle$.

Les Fig.2.34(a) et Fig.2.34(b) présentent les résultats comparés des structures (L_4M_1) et (L_5). Les valeurs prises par ces éléments équivalents dans le Tab.2.15 ne sont pas simples à analyser, dans la mesure où aucune étude paramétrique n'a été effectuée pour déterminer l'évolution de ces éléments.



(a) (b) (c)

Fig. 2.34: Inversion de la parité principale - Résultats de mesures - Comparaison d'une structure composée de 5 résonateurs $\lambda/4$ (L_5), et d'une autre de 4 résonateurs $\lambda/4$ et d'un méandre (L_4M_1) central à la structure - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états k (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=1mm, S_2=0.5mm et W_M=1.4mm (c).

Tab. 2.15: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures $(L_5)_1$ et (L_4M_1) - Résultats expérimentaux

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
(L_5)	Even	$\|EEE\rangle$	1	1.763	95	46	0.185	44.09
		$\|EOO\rangle$	3	2.043	131	48.6	0.210	28.92
		$\|EEO\rangle$	5	2.157	24	72	0.025	217.8
	Odd	$\|OE\rangle$	2	1.920	182	50.5	0.298	23.01
		$\|OO\rangle$	4	2.117	62	47	0.099	57.05
(L_4M_1)	Even	$\|EE\rangle$	2	1.840	144	40	0.311	24.03
		$\|EO\rangle$	4	2.135	90	50	0.134	41.58
	Odd	$\|OEE\rangle$	1	1.817	97	51	0.168	45.58
		$\|O\rangle$	3	1.982	89	46	0.157	41.13
		$\|OOO\rangle$	5	2.160	43	39	0.081	67.30

Le Tab.2.16 présente les comportements fréquentiels comparés des structures (L_4M_1) et (L_5). L'on peut constater que l'insertion d'un méandre dans un système (L_4) permet la création d'un zéro de transmission en entrée et en sortie de la bande, mais dégrade légèrement le niveau de transmission maximum. Cependant, du point de vue de la réflexion dans la bande, chacune des deux structures présente un comportement médiocre puisque, pour certaines fréquences, la réflexion devient supérieure à la transmission.

Comme le montre la Fig.2.35, la dénomination des états $|k\rangle$ n'est pas simple pour cette structure. Les répartitions des courants sur la structure sont atypiques. Les règles considérées dans ce cas bien précis s'appuient sur l'indexation des états par groupes différents. Autrement dit, le premier indice correspond à la symétrie principale, et les suivants aux configurations de courants et de champ électrique des deux résonateurs $\lambda/4$ extérieurs. Pour exemple, le cas de l'état nommé $|O\rangle$

est particulièrement difficile, puisque le zéro de courant entre le demi-méandre et le résonateur $\lambda/4$ extérieur n'implique pas de changement de sens des courants entre ces deux éléments.

TAB. 2.16: Tableau comparatif des paramètres des filtres (L_4M_1) et (L_5) - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
$(L_5)_1$	6.49	0.308	-4.5	-11	/	/	/	/	/	/
(L_4M_1)	6.87	0.291	-5.8	-11	-26.2	-40.5	1.770	1.776 / 1.826	2.420	2.365 / 2.148

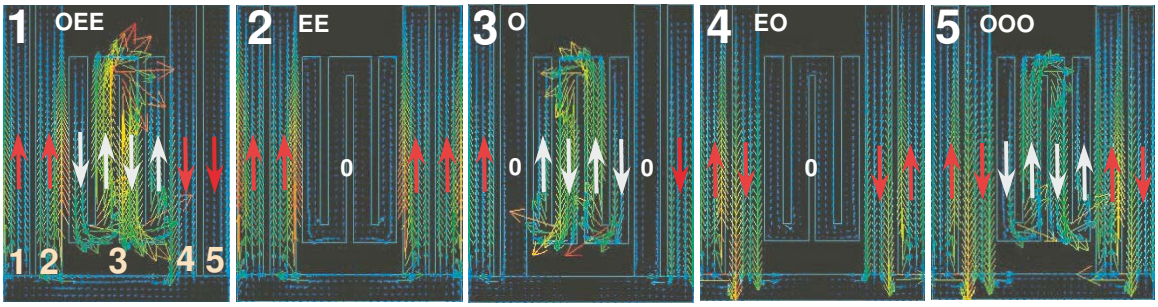


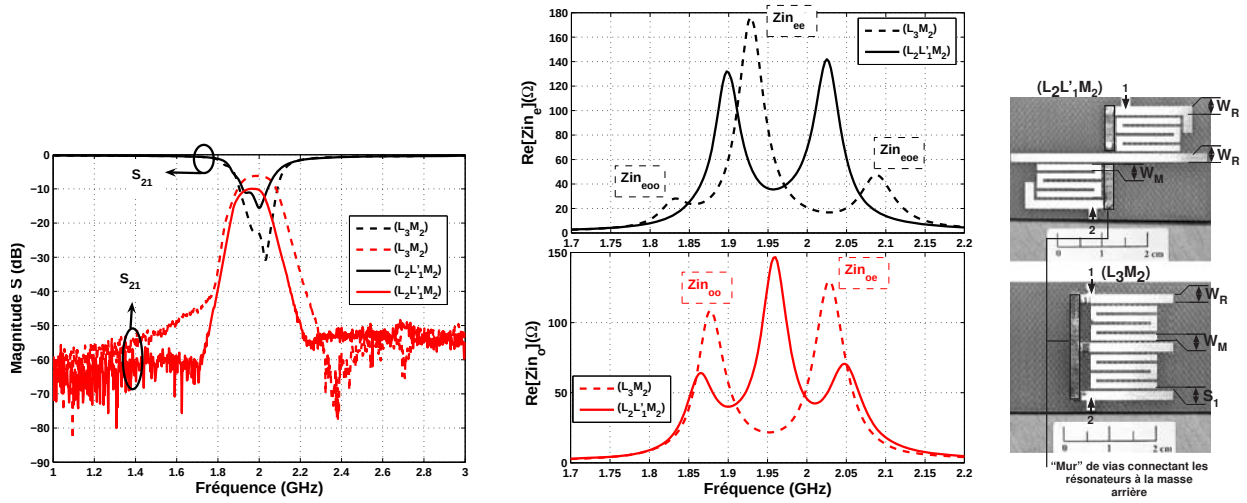
FIG. 2.35: Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 4 résonateurs $\lambda/4$ et 1 méandre (L_4M_1) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$ et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux.

2.7.4.2 Introduction aux systèmes à double symétrie

Cette partie permet l'introduction des cas de symétries selon deux dimensions. Le système $(L_2L'_1M_2)$ présenté Fig.2.36(c) est en fait une structure (L_3M_2) qui a subi une symétrie supplémentaire dans le plan longitudinal. La symétrie globale est donc de nature centrale. Afin de respecter cette notion de symétrie, le résonateur central du (L_3M_2) a été doublé en longueur et non court-circuité, devenant donc $\lambda/2$.

Les Fig.2.36(a) et Fig.2.36(b) présentent les résultats comparés des paramètres S et des extractions des parties réelles des états $|k\rangle$ pour les deux structures. Fig.2.36(b) permet en outre de vérifier que $(L_2L'_1M_2)$ est bien un 5-RS_{on}, puisqu'elle présente trois états impairs. Alors que, pour les deux structures, les distances entre résonateurs sont absolument identiques, l'on constate que les états de $(L_2L'_1M_2)$ sont plus proches les uns des autres que dans le cas de (L_3M_2), ce qui implique une surtension bien meilleure (Tab.2.18).

Comme dans le cas des comparaisons de (L_4M_1) et (L_5), le Tab.2.17 - tableau illustrant les résultats des extractions des éléments équivalents de la représentation électrique des états propres $|k\rangle$ des systèmes $(L_2L'M_2)$ et (L_3M_2) -, est proposé à titre indicatif : en effet, les valeurs données ici sont difficilement analysables, pour des raisons identiques à celles mises en avant dans le cas précédent. Les nomenclatures relevées dans le tableau relatif aux répartitions de courant - voir Fig.2.37 - montre que seul le premier indice de celles-ci se voit modifié entre les deux structures.



(a) (b) (c)

Fig. 2.36: Inversion de la parité secondaire - Résultats de mesures - Comparaison d'une structure composée de 5 résonateurs $\lambda/4$ (L_5) et d'une autre de 2 résonateurs $\lambda/4$, 1 résonateur $\lambda/2$ et de 2 méandres ($L_2L'M_2$) - Paramètres de réflexion (a). Parties réelles des impédances d'entrée des états $|k\rangle$ (b). Photos des structures comparées - W_R=2mm, S_1=1mm, S_2=0.5mm et W_M=1.4mm (c).

Tab. 2.17: Tableau comparatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses états propres pour les structures ($L_3L'M_2$) et (L_3M_2) - Résultats expérimentaux

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	L_{0_k} **(nH)**	C_{0_k} **(pF)**
($L_2L'M_2$)	Even	$\|EOO\rangle$	2	1.898	132	50	0.221	31.73
		$\|EOE\rangle$	4	2.025	142	51	0.220	28.02
	Odd	$\|OOO\rangle$	1	1.865	64	58	0.093	77.71
		$\|OE\rangle$	3	1.960	147	52	0.231	28.49
		$\|OOE\rangle$	5	2.047	71	51	0.108	56.04
(L_3M_2)	Even	$\|EOO\rangle$	1	1.831	28	70	0.035	218.6
		$\|EE\rangle$	3	1.928	176	51	0.286	23.80
		$\|EOE\rangle$	5	2.087	48	49	0.075	77.11
	Odd	$\|OO\rangle$	2	1.877	109	49	0.187	38.43
		$\|OE\rangle$	4	2.027	129	47	0.214	28.69

Tab. 2.18: Tableau comparatif des paramètres des filtres ($L_2L'M_2$) et (L_3M_2) - Résultats expérimentaux - Δf à -3dB (Ghz), I : Insertion (dB), A : Adaptation (dB), R : Réjection (GHz), D_e : Dynamique en entrée (dB), D_s : Dynamique en sortie (dB), Z_{e_m} : Zéro de transmission en entrée mesuré , Z_{e_c} : Zéro de transmission en entrée calculé, Z_{s_m} : Zéro de transmission en sortie mesuré , Z_{s_c} : Zéro de transmission en sortie calculé.

Structure	Q_0	Δf	I	A	D_e	D_s	Z_{e_m}	Z_{e_c}	Z_{s_m}	Z_{s_c}
($L_3L'M_2$)	6.49	0.308	-10	-15	-50	-42	1.720	1.816 / 1.877	2.255	2.101 / 2.038
(L_3M_2)	10.87	0.270	-6	-30	/	-44	/	/	2.380	2.213 / 2.062

Le Tab.2.18 met clairement en avant le fait que la structure ($L_2L'M_2$) possède des performances bien supérieures à celles de la structure (L_3M_2), sauf en terme d'adaptation et de transmis-

sion, cette dernière chutant d'approximativement 40%.

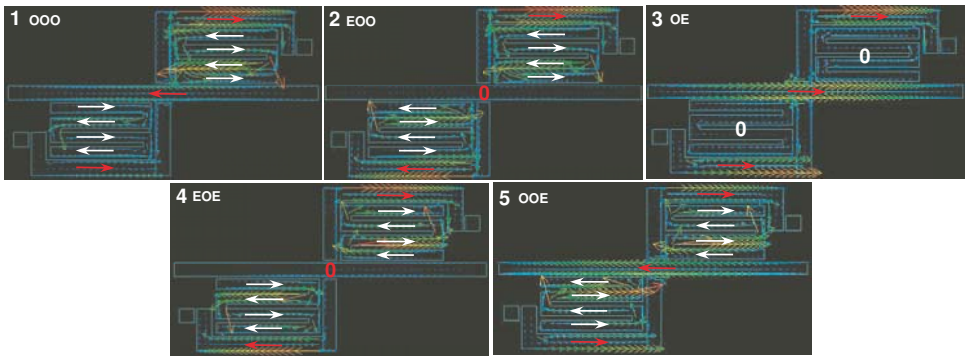


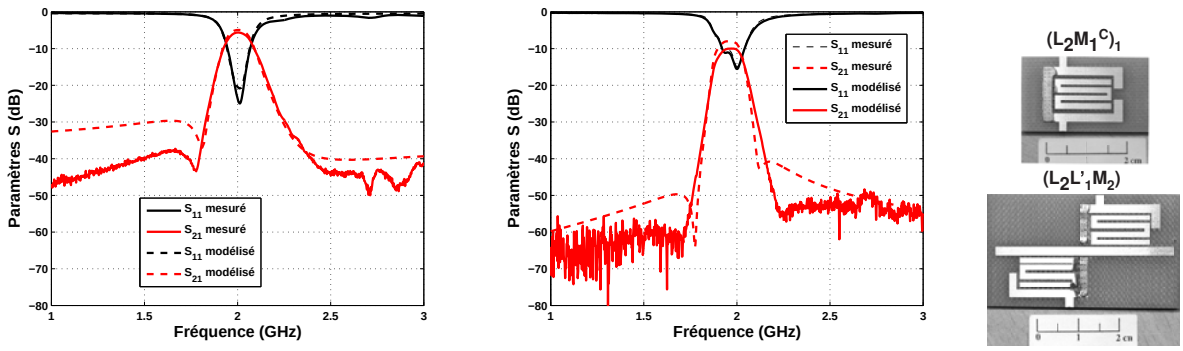
FIG. 2.37: Répartition des courants pour chaque état $|k\rangle$ du système à 3 résonateurs $\lambda/4$ et 2 méandres (L_3M_2) - Résultats de simulation électromagnétique du logiciel Momentum (ADS version 2006A) - Simulation réalisée avec une excitation idéale, par champs électromagnétiques. Les flèches blanches désignent le sens du courant sur chaque résonateur à l'état $|k\rangle$, et les chiffres (en haut à gauche) l'ordre d'apparition fréquentielle de chacun d'entre eux.

2.8 Modèle électrique des systèmes

Dans cette partie, nous allons d'abord nous intéresser à la validité de la représentation électrique présentée dans la partie 2.1.2. L'on va donc comparer, ici, la réponse tirée de la mesure à la réponse de la modélisation, dont les valeurs des éléments équivalents de la représentation électrique sont extraites de la réponse mesurée. Dans un second temps, nous étudierons les conséquences des paramètres Q_{0_k}, R_{0_k} et de f_{0_k} sur la réponse du filtre.

2.8.1 Validité de la représentation électrique des états $|k\rangle$

Pour valider le schéma équivalent, l'on choisit deux structures RS_{on}, l'une composée de 3 résonateurs $(L_2M_1^C)_1$, l'autre de 5 résonateurs $(L_3L'M_2)$. La modélisation suit les étapes décrites dans la partie 2.1.2. Les figures suivantes, Fig.2.38(a) et Fig.2.38(b), présentent les résultats comparés de la mesure et de la modélisation.



(a) (b) (c)

FIG. 2.38: Comparaison de la modélisation avec la mesure pour les filtres $(L_2M_1^C)_1$ (a) et $(L_3L'M_2)$ (b). Photo des structures (c).

La Fig.2.38 montre bien la grande cohérence de la représentation électrique. Les légères différences existant entre les résultats comparés sont liées à la précision des extractions des éléments équivalents des représentations électriques des états $|k\rangle$. A partir de cette figure, l'on peut mener différentes études susceptibles de déterminer la contribution de chacun des paramètres Q_{0_k}, R_{0_k} et f_{0_k} sur la réponse du filtre.

2.8.2 Contribution des éléments Q_{0_k}, R_{0_k} et f_{0_k} sur la réponse

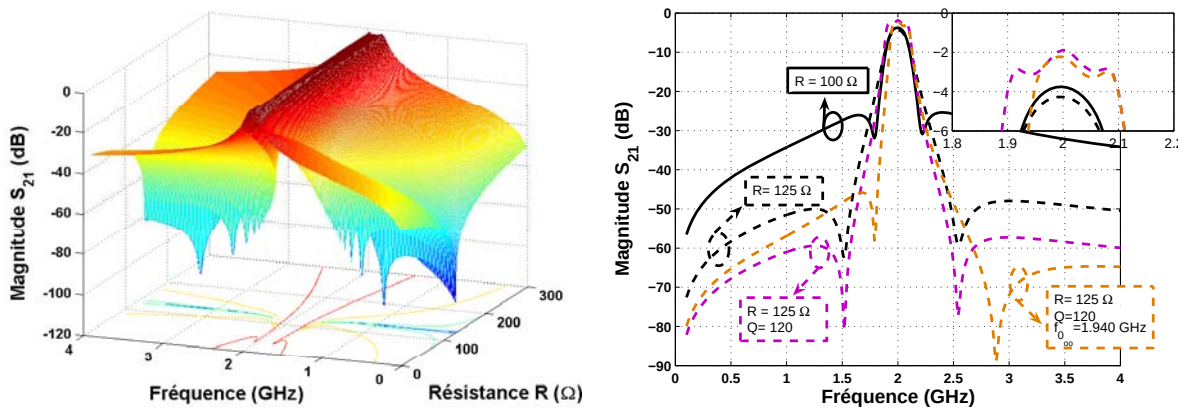
2.8.2.1 Cas des structures de type 3-RS

Par souci de simplification, l'on s'intéressera tout d'abord à l'influence des trois paramètres Q_{0_k}, R_{0_k} et f_{0_k} sur la réponse des filtres de type 3-RS_{on}, en s'appuyant sur leur valeur dans le cas de $(L_2M_1^C)_1$. Considérons l'excitation faite par diffraction, et posons R_{e_k}=X_{e_k}=0 : la distribution de Q_{0_k} pour la structure $(L_2M_1^C)_1$ restant relativement identique sur chaque état, l'on considérera que chacun d'entre eux possède le même coefficient de surtension, et l'on prendra Q=45 en premier lieu. L'on équilibre ensuite la distribution des fréquences, c'est-à-dire que l'on centre parfaitement l'état pair entre les deux états impairs, puis l'on étudie d'abord l'influence de R_{0_k} sur la réponse.

Le Tab.2.19 présente les valeurs considérées comme constantes pour cette étude et les variables du problème : l'on peut y constater que l'on fait évoluer R de façon identique sur les deux états extérieurs.

Tab. 2.19: Tableau des variables de la modélisation pour l'étude de l'influence de R_{0_k} pour le cas d'une structure 3-RS

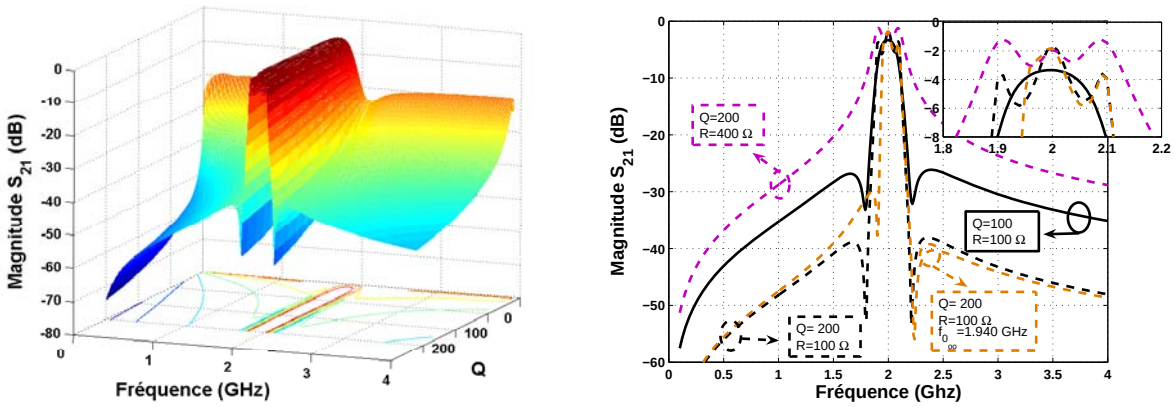
Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}
3-RS_{on}	Even	$\|E\rangle$	2	2	260	Q
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.900	R	Q
		$\|OE\rangle$	3	2.100	R	Q



(a) (b)

Fig. 2.39: Etude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de R sur la réponse en transmission du filtre $(L_2M_1^C)_1$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b).

La Fig.2.39(a) montre clairement l'influence de R sur la réponse de la transmission. R permet de positionner le zéro de transmission, aussi bien fréquentiellement qu'en terme de magnitude. En revanche, Q n'a pas réellement d'influence sur la position fréquentielle du zéro : cette observation se vérifie sur les Fig.2.40(a) et Fig.2.40(b). Le rôle de Q se limite aux valeurs en magnitude de S_{21}. Plus Q est grand, plus la transmission maximum est importante, et plus le zéro de transmission se situe bas, augmentant donc la dynamique du filtre.



(a) (b)

Fig. 2.40: Étude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de Q sur la réponse en transmission du filtre $(L_2M_1^C)_1$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b).

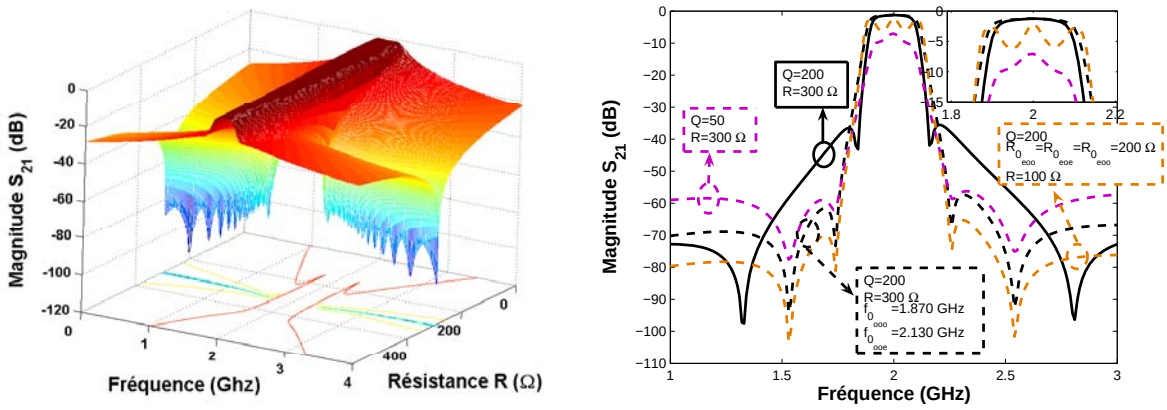
La Fig.2.39(a) montre que, pour les valeurs constantes du Tab.2.19, la dynamique du filtre en entrée et en sortie est optimum - puisque les fréquences des états impairs ont été placées de façon symétrique autour de la résonance de l'état pair - pour une valeur des résistances des états extérieurs proche de la moitié de la valeur de celle de l'état pair (courbe noire en pointillée de la Fig.2.39(b)). Si l'on garde ces valeurs et que l'on augmente la valeur de Q (de 45 à 120), l'on ne change pas la valeur fréquentielle des zéros de transmission, mais l'on peut accroître la dynamique entrée/sortie et la transmission du filtre (courbe mauve en pointillés de la Fig.2.39(b)).

2.8.2.2 Cas des structures de type 5-RS

Dans la même logique que pour l'étude précédente, l'on étudie l'influence des différents paramètres Q_{0_k}, R_{0_k} et f_{0_k} sur la réponse en transmission du filtre. Si les valeurs de R_{0_k} sont équiréparties sur les états au centre de la bande, il est important que les états extérieurs (début et fin de bande) présentent des niveaux de pertes approximativement deux fois supérieurs à ceux du centre pour optimiser la dynamique du filtre.

Tab. 2.20: Tableau des variables de la modélisation pour l'étude de l'influence de R_{0_k} pour le cas d'une structure de type 5-RS.

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}
5-RS_{on}	Even	$\|EOO\rangle$	2	1.900	600	Q
		$\|EOE\rangle$	4	2.100	600	Q
	Odd	$\|OOO\rangle$	1	1.880	R	Q
		$\|OE\rangle$	3	2	600	Q
		$\|OOE\rangle$	5	2.120	R	Q



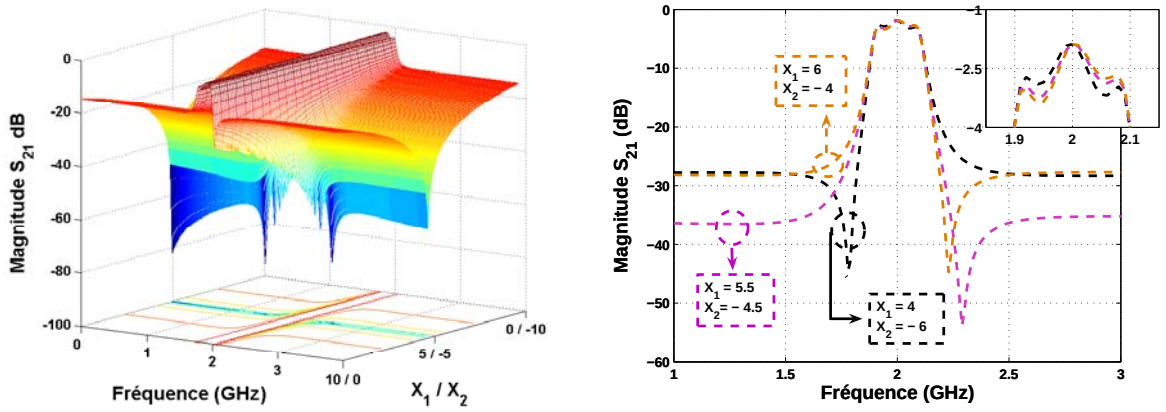
(a) (b)

Fig. 2.41: Etude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de R sur la réponse en transmission d'un filtre de type $(L_3L'M_2)$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b).

Il est particulièrement intéressant de noter que, dans le cas des courbes noires et jaunes en pointillés - Fig.2.41(b) -, le rapport des résistances des états centraux et extérieurs conditionne la position du zéro de transmission. Autrement dit, la réponse du filtre est quasiment identique, que ce soit pour $R_{0_{centraux}}$= 600 Ω et $R_{0_{extrieur}}$ = 300 Ω ou pour $R_{0_{centraux}}$= 200 Ω et $R_{0_{extrieur}}$ = 100 Ω.

2.8.3 Contribution de l'élément X_{e_k}

Le Tab.2.21 présente les valeurs considérées comme constantes pour cette étude, et les variables du problème. L'on peut y constater que l'on fait évoluer X_e de façons différentes sur les états en entrée et en sortie du filtre, en considérant sa valeur nulle sur l'état central. Les valeurs de X_1 sont considérées comme positives, et celles de X_2 comme négatives. Autrement dit, X_1 est de nature inductive et X_2 de nature capacitive. A titre de comparaison, les valeurs constantes de f_{0_k}, R_{0_k} et Q_{0_k} sont celles d'une structure dont la transmission est relevée Fig.2.39(b) (courbe pointillée de couleur violette).



(a) (b)

FIG. 2.42: Etude paramétrique de la représentation électrique. Influence de l'évolution de Q sur la réponse en transmission du filtre $(L_2M_1^C)_1$ (a). Évolution de la transmission du filtre par changement de différents paramètres (b).

En comparaison avec la courbe violette de la Fig.2.39(b), la Fig.2.42 montre que, dans les conditions particulièrement restrictives de l'étude proposée, les zéros de transmissions peuvent totalement disparaître de la réponse fréquentielle. Il serait donc nécessaire, pour optimiser l'équation régissant la position fréquentielle des zéros de transmission (Eq.(2.22)), d'y inclure les termes relatifs à la partie imaginaire de l'excitation des états $|k\rangle$. Il est possible de minimiser l'influence de l'excitation, en construisant celle-ci de manière à ce que :

$$\sum_{k=1}^{k=n} X_{e_k} = \frac{1}{2}\left(\sum_{i=1}^{i=m} X_{e_{e,i}} + \sum_{j=1}^{j=l} X_{e_{o,j}}\right) = 0 \tag{2.24}$$

Où n représente le nombre total d'états $|k\rangle$ $(n = m + l)$. Selon les valeurs prises par l'élément X_{e_k}, la dynamique peut diminuer, alors que la bande passante reste inchangée.

TAB. 2.21: Tableau des variables de la modélisation pour l'étude de l'influence de X_{e_k} sur des structures 3-RS

Structure	$\|k\rangle$	**Indice**	ordre	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	X_{e_k}
3-RS_{on}	Even	$\|E\rangle$	2	2	260	120	0
	Odd	$\|OO\rangle$	1	1.900	125	120	X_1
		$\|OE\rangle$	3	2.100	125	120	X_2

2.9 Comportement hors bande des structures

Il existe un certain nombre de méthodes de suppression des harmoniques d'ordre supérieur à f_0 dans le comportement très large bande des structures filtrantes [29]-[39]. Certaines de ces méthodes sont liées à la reconfiguration des topologies de résonateurs, afin de décaler les fréquences de résonance d'ordre supérieur sur des multiples non entiers de la résonance principale. Pour cela, il est possible d'utiliser des résonateurs à saut d'impédance [33] [34], afin d'utiliser les propriétés des

ondes lentes pour égaliser les vitesses de phase des états pairs et impairs à la seconde résonance. L'incorporation d'éléments flottants dans le système peut engendrer le même type de comportement [36][37]. Les structures à méandres [29][35], les résonateurs "hairpin" [39] ou bien encore les résonateurs fractals [38] sont aussi utilisés pour décaler ou annuler les fréquences de résonance d'ordre supérieur. L'on se propose donc ici de détruire l'ensemble des résonances d'ordre supérieur, en utilisant simplement l'asynchronisme des résonateurs en dehors de leur résonance principale.

Tab. 2.22: Fréquence de résonance de chaque résonateur

Résonateur	f_o (GHz)	$2f_o$ (GHz)	$3f_o$ (GHz)	$4f_o$ (GHz)
$\lambda/2$	1.3	2.6	3.9	5.2
meander	1.935	3.4 (1)	4.55 (2)	5.4 (3)
$\lambda/4$	1.935	/	5.8 (4)	/

L'utilisation de résonateurs synchrones pour la première fréquence de résonance et asynchrones pour les suivantes permet, dans un système à résonateurs couplés, de supprimer partiellement les résonances multiples. La première fréquence de résonance d'un méandre est supérieure à $\lambda/2$ de la longueur totale de ligne qui le constitue. Quant aux harmoniques d'ordre supérieur de ce type de structure, elles sont aussi décalées par rapport au multiple des fréquences de résonance des $\lambda/2$ (voir partie 2.4.5, Fig.2.7(a)). Le méandre utilisé dans l'ensemble des structures présentées dans ce chapitre (sauf cas du $(L_2M_1^C)_2$) a, déplié, une longueur totale de 58.6 mm : sa résonance devrait être d'approximativement 1.3 GHz, alors que, quand il est recourbé, elle est voisine de 1.935 GHz. Dans le Tab.2.9, qui montre l'évolution des fréquences de résonance de chacun des résonateurs constituant le système, l'on peut constater qu'à f_o fréquence de résonance du filtre, les deux $\lambda/4$ et le méandre sont synchronisés (1.935 GHz), et totalement désynchronisés pour les autres harmoniques. La ligne $\lambda/2$ fait référence à la résonance de la longueur de ligne dépliée formant le méandre.

Dans le cas des système 3-RS

Les résultats de mesure présentés dans la Fig.2.43 montrent la réelle influence de la désynchronisation sur la réponse hors bande.

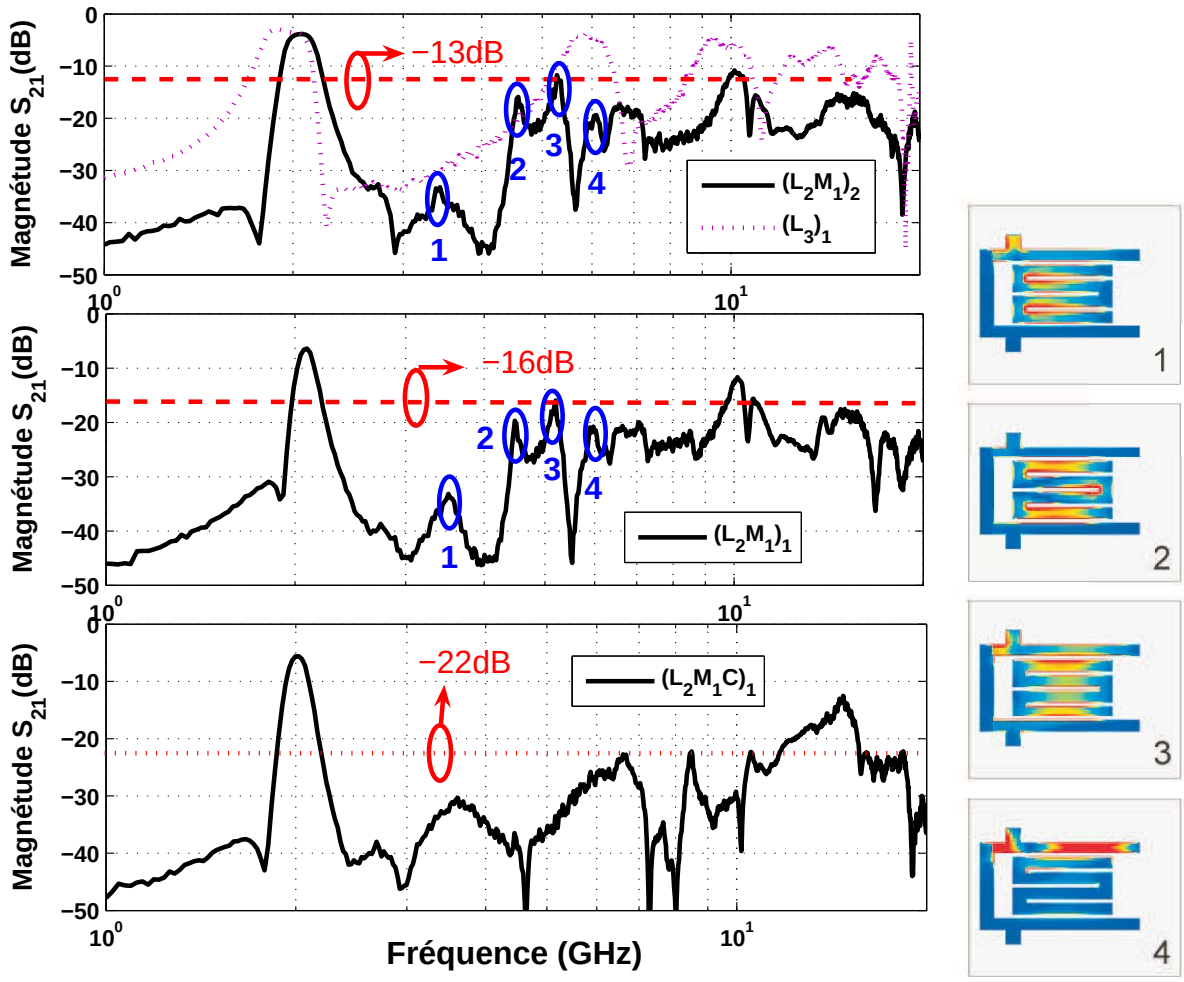
Ici, les mesures étant faites jusqu'à 20 GHz, les filtres de types RS_{off} composés de résonateurs $\lambda/4$ doivent présenter, sur cette bande, une résonance principale à 2 GHz ($\lambda/4$), 5.80 GHz ($3\lambda/4$), 9.68 GHz ($5\lambda/4$), 13.55 GHz ($7\lambda/4$) et enfin 17.4 GHz ($9\lambda/4$) (courbe mauve de la Fig.2.43(a)). L'atténuation de la transmission, pour chaque résonance supérieure, s'explique par l'augmentation importante des pertes en fonction de la fréquence.

La Fig.2.43(b) montre bien l'asynchronisation du méandre, puisqu'elle permet d'observer les résonances du méandre alors que les résonateurs $\lambda/4$ sont dépourvus de courant. La transmission entre entrée et sortie du filtre ne peut avoir lieu dans ces conditions.

Sur la Fig.2.43(a), l'on peut également constater que les résonances supérieures du méandre sont observables dans le comportement hors bande du filtre (cercles bleus numérotés en relation avec la Fig.2.43(b)).

Toutefois, le comportement hors bande d'une structure n'est pas simple à maîtriser ou à

prévoir. Si les différences de niveau de transmission hors bande des filtres $(L_2M_1)_1$ et $(L_2M_1)_2$ (deux premiers graphiques) s'expliquent simplement par leur différence de niveau de transmission dans la bande (3 dB), le résultat obtenu pour $(L_2M_1^C)_1$ n'est pas trivial.



(a) (b)

FIG. 2.43: Résultats de mesure - Comportement large bande des structures $(L_2M_1)_1$, $(L_2M_1)_2$ et $(L_2M_1^C)_1$ en comparaison de celui de $(L_3)_1$ (a). Distribution de courant simulé sur le logiciel de simulation EM Sonnet (V.9.52) pour le système $(L_2M_1)_2$, pour chaque fréquence relevée dans le tableau 2.9.

Les structures $(L_2M_1^C)_1$ et $(L_2M_1)_1$ présentent les mêmes caractéristiques dimensionnelles (W, W_M, S), mais une position du méandre au sein des $\lambda/4$ différente. La seule raison plausible à la différence notable de leur comportement hors bande - disparition, par exemple, des trois résonances supérieures du méandre - s'explique par des différences de couplages. L'insertion du méandre au plus près de la métallisation supérieure rattachée à la masse arrière - qui fait office de référence de masse aux deux résonateurs $\lambda/4$ - empêche tout couplage entre les deux résonateurs extérieurs. Il est intéressant de noter que cette structure présente tout de même une transmission dans son comportement hors bande inférieure à -20 dB, jusqu'à 12 GHZ.

Une dernière observation peut être faite sur les résultats présentés dans le cas de la structure

$(L_3)_1$. Le fait que la transmission et la surtension du filtre sont dégradées pour les résonances supérieures induit deux conclusions :

1. La technologie employée présente des pertes importantes, et ne pourrait être utilisée à des trop hautes fréquences
2. Le fait que la bande du filtre s'élargit avec l'augmentation d'ordre des résonances implique que les couplages entre résonateurs sont de plus en plus importants. Afin de fournir de la sélectivité à ces fréquences, il faudrait écarter les résonateurs, mais ceci aurait pour conséquence de dégrader davantage la transmission.

Dans le cas des système 5-RS

Comme dans le cas des 3-RS présentés précédemment, la Fig.2.44 met en avant l'influence de la désynchronisation sur la réponse hors bande. Dans les cas précis des 5-RS, le système (L_5) présente bien 4 résonances supérieures, alors que (L_3M_2) (5-RS_{off}) et $(L_2L'_1M_2)$ (5-RS_{on}) en sont totalement dépourvus. Le niveau maximum de la transmission dans la zone hors bande reste presque toujours proche de -20dB. Dans le cas particulier de $(L_2L'_1M_2)$, cette transmission est inférieure à -30dB jusqu' à 10 GHz.

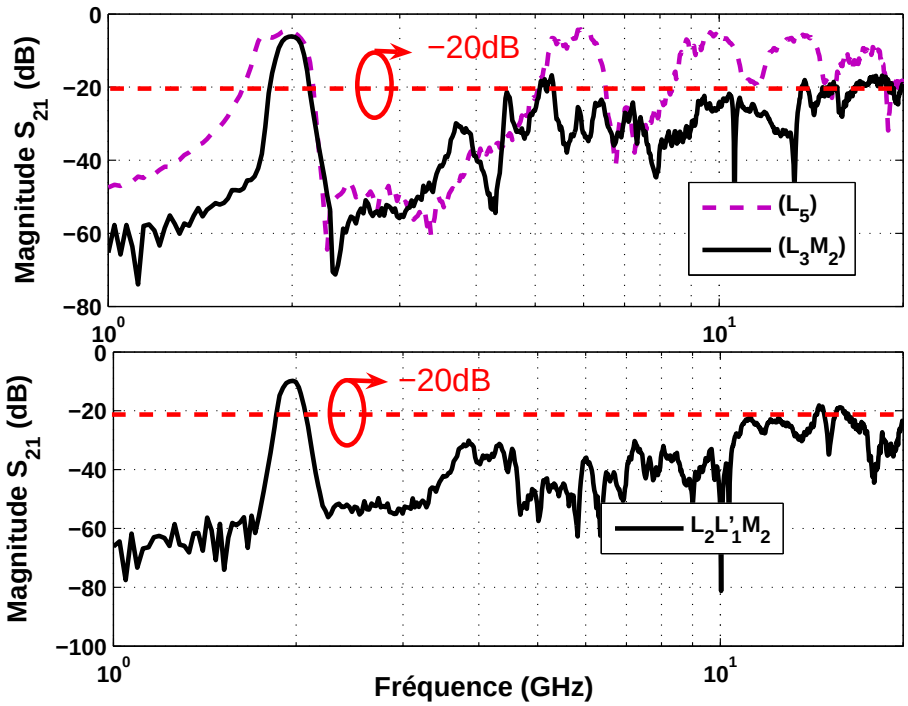


Fig. 2.44: Résultats de mesure - Comportement large bande des structures (L_3M_2) et $(L_2L'_1M_2)$ en comparaison de celui de (L_5).

Conclusion

Même si la méthodologie d'analyse des systèmes à N résonateurs décrite dans ce chapitre présente un certain nombre d'avantages, elle ne peut en aucun cas se substituer aux méthodologies

actuelles de synthèse de filtre. En revanche, rien n'interdit qu'elle puisse être imbriquée dans la synthèse. Pour ce faire, il faudra envisager des travaux supplémentaires : en effet, comme son nom l'indique, la matrice de couplage d'un système contient l'ensemble des couplages entre chaque élément constituant le système, alors que la méthodologie développée ne peut synthétiser ces couplages puisqu'ils n'existent pas, à priori, entre états. L'information des couplages entre éléments physiques est sous-jacente à la notion d'état. Dans ce travail, la notion de couplage est implicitement introduite dans les schémas par la différenciation des éléments représentant les états : il n'y a plus un élément représentant le couplage - les inverseurs -, mais une association linéaire des représentations des états, dont la disparité est une représentation du couplage.

En résumé, l'on peut reconnaître un certain nombre d'avantages à cette méthodologie :

- D'abord, le partitionnement par états permet de tenir compte des pertes et de la surtension de chacun d'entre eux. Ces valeurs étant directement liées à des répartitions de champs électromagnétiques, générées par des contraintes topologiques. La notion de surtension dans la synthèse est accessible et l'on démontre par exemple que :
  - le maximum de dynamique pour un filtre s'obtient lorsque la valeur de $R_{0_{k,extrieurs}}$ est inférieur ou proche $R_{0_{k,centre}}/2$
  - Les zéros de transmission sont, pour une surtension d'état donné, uniquement liés aux valeurs de R_{0_k} et de f_{0_k}
  - L'augmentation des valeurs de Q_{0_k}, pour des valeurs de R_{0_k} constantes, augmente les niveaux de transmission du filtre et sa dynamique
- L'information sur l'excitation du système est accessible, alors que son influence sur les systèmes est généralement tue. Cette excitation joue en fait un rôle prépondérant sur la réponse du système. Dans les conditions de la distribution de R_{0_k} décrite ci-avant, l'on démontre que la répartition fréquentielle des états est une condition suffisante de génération des zéros de transmission, si l'annulation de la partie imaginaire globale de l'excitation - somme des excitations de chaque état - est réalisée.
- La notion d'interrupteur électromagnétique n'est accessible que par cette méthodologie. La modification des caractéristiques d'un état peut se faire indépendamment des autres. La taille des éléments à connecter peut fluctuer en fonction des modifications à apporter à un ou plusieurs états. L'indépendance de la modification des états est directement liée à la position des murs utilisés comme interrupteurs. La notion d'interrupteur du mur n'est pas restreinte à la couche sur laquelle repose le système : l'on peut imaginer, par exemple, leur utilisation pour connecter des éléments présents sous et/ou sur le système couplé.
- La notion d'états implique uniquement que tous les éléments du système soient synchrones : tous les résonateurs composant le système peuvent être de topologies totalement différentes le but étant de faire disparaître l'ensemble des harmoniques d'ordre supérieur.

L'on démontre donc que cette méthodologie permet d'obtenir des modèles paramétrés. A chaque changement topologique peuvent être associées des évolutions fréquentielles, ou de représentation électrique d'un ou plusieurs états $|k\rangle$.

En revanche, la méthodologie développée présente certain nombre de désavantages, difficiles à pallier à ce niveau de l'étude :

- Tout d'abord, l'accès aux éléments équivalents des systèmes à N résonateurs est difficile dans le cas ou le nombre d'états est important : la compréhension de l'influence des paramètres topologiques sur ces derniers nécessiterait des études supplémentaires

– Dans un circuit complexe, la notion de symétrie peut être totalement remise en cause, puisqu'une structure intrinsèquement symétrique peut être imbriquée dans un environnement qui ne l'est généralement pas

Perspectives

Les perspectives de ce travail peuvent être nombreuses :

– Il serait intéressant, par exemple, de pouvoir faire un lien entre surtension des états Q_{0_k} et surtension du filtre $Q=\frac{\omega_0}{\Delta\omega}$.
– D'appliquer ce concept aux systèmes couplés présentant un plan de masse coplanaire.
– A terme, un lien doit être fait entre répartition fréquentielle des états ω_{0_k} et valeurs de leur résistances équivalente R_{0_k} pour déterminer avec précision le niveau de transmission accessible à une structure filtrante.
– Il existe un lien entre les intersections des parties réelles des états propres et les niveaux d'adaptation dans la bande.
– La notion de double symétrie et son influence sur les états propres du système doivent être approfondies.
– D'étudier les systèmes asymétriques intrinsèquement (indépendamment de l'environnement) comme l'imbrication de différents systèmes symétriques.
– Le "groupe delay" peut être étudié en fonction des états par la connaissance de la fonction de transfert de S_{21}.

Bibliographie

[1] G.Matthaei, L.Young and E.M.T.Jones, “Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures”, Nordwood, MA : Artech House, 1980.

[2] I.C.Hunter, and J.D.Rhodes, “Theory and Design of Microwave Filters”, IEE Electromagnetic Waves Series , no.48, 2001, London.

[3] A.E.Atia, A.E.Williams, R.W.Newcomb, “Narrow-Band Multiple-Coupled Cavity Synthesis”, *IEEE Trans. Circuit & Systems*, vol.21, no.5, pp.649-655, September 1974.

[4] A.E.Atia and A.E.Williams, “Narrow-Bandpass Waveguide Filters”, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.20, no.4, pp.258-264, April 1972.

[5] R.J.Cameron, “General Coupling Matrix Synthesis Methods for Chebyschev Filtering Function”, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.47, no.04, pp.433-441, April 1999.

[6] S.Bila, D.Baillargeat, M.Aubourg, S.Verdeyme, P.Guillon, F.Seyfert, J.Grimm, L.Baratchart, C.Zanchi, J.Sombrin, “Direct Electromagnetic Optimization of Microwave Filters” Microwave Magazine, IEEE, vol.2, p.46-51, March 2001.

[7] Jiafeng.Zhou, M.J.Lancaster and F.Huang, “HTS Coplanar Meander-Line Resonator Filters With a Suppressed Slot-Line Mode”, *IEEE Trans. Applied Superconductivity*, vol.14, no.01, pp.28-32, March 2004.

[8] J.S.Hong and M.J.Lancaster, “Compact Microwave Elliptic Function Filter Using Novel Microstrip Meander Open-Loop Resonators”, *Electronics Letters*, vol.32, no.06, pp.563-564, March 1996.

[9] Jia-Sheng Hong and M. J. Lancaster, “Microstrip Filter for RF/Microwave Applications”, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, 2001 John Wiley and Sons, Inc.

[10] J.Michael Drozd and W.T.Joines, “Maximally Flat Quarter-Wavelength-Coupled Transmission-Line Filters Using Q Distribution”, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.45, no.12, pp.2100-2113, December 1997.

[11] I.C.Hunter, Andrew Guyette and Roger D.Pollard, “Passive Microwave Receive Filter Networks Using Low-Q Resonators”, *IEEE Microwave Magazine*, pp.46-53, September 2005.

[12] Chih-Ming Tsai, Hong-Ming Lee, “The Effect of Component Q Distribution on Microwave Filters”, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.54, no.4, pp.1545-1549, April 2006.

[13] Lung-Hwa Hsieh and Kai Chang, “Equivalent Lumped Element G, L, C, and Unloaded Q’s of Closed- and Open-Loop Ring Resonator”, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.50, no.2, pp.453-460, February 2002.

[14] A.C.Guyette, I.C.Hunter and R.D.Pollard, "The Design of Microwave Bandpass Filters Using Resonators With Nonuniform Q", *International Journal of Circuit Theory and Applications*, vol.54, no.11, pp.3914-3922, November 2006.

[15] J.García-García, J.Bonache, I.Gil, F.Martin, M.Del Castillo Velásquez-Ahumada et J.Martel, "Miniaturized Microstrip and CPW Filters Using Coupled Metamaterial Resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.54, no.06, pp.28-32, June 2006.

[16] Maged Beckheit, Smain Amari and Wolfgang Menzel, "Modeling and Optimization of Compact Microwave Bandpass Filters",*IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.56, no.2, pp.420-430, February 2008.

[17] T.Caillet, D.Bajon, S.Wane and R.Plana, "The Coupound Resonator Approach : Parity Control and Selectivity Enhancement in *N-R*esonator Planar Systems", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Atlanta, 2008.

[18] C.Cohen-Tannoudji, "Mecanique Quantique" Hermann 1973, Paris.

[19] Peng Wang, Lye Heng Chua et Dariush Mishekar-Syahkal, "Accurate Characterization of Low-Q Microwave Resonator Using Critical-Points Method", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.1, pp. 349-353, January 2005.

[20] En-Yuan Sun and Shuh-Han Chao, "Unloaded Q Measurement–The Critical-Points Method" Short Paper, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.43, no.8, pp.1983, August 1995.

[21] Peter Russer, "Electromagneticx Microwave Circuit and Antenna Design for Communications Engineering", Artech House antennas and propagation library, 2003 Artech House, Inc.

[22] T.Caillet, J.B.Beaugerie, A.M.Martín-Vivaldi, D.Villa Pascual, S.Yazbeck, E.Perrin, "Etude de l'excitation des résonateurs pour la conception d'antennes RFID", *Onde Herzienne et Diélectrique*, Valence, France, 2007.

[23] Lei Zhu and Wolfgang Menzel, "Compact Microstrip Bandpass Filter With Two Transmission Zeros Using a Stub-Tapped Half-Wavelength Line Resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.13, no.01, pp.16-18, January 2003.

[24] Wael M.Fathelbab and Michael B.Steer, "A Reconfigurable Bandpass Filter for RF/Microwave Multifunctional Systems", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.03, pp.1111-1116, March 2005.

[25] Ralph Levy, Richard V.Snyder and George Matthaei, "Design of Microwave Filters", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.50, no.03, pp.783-793, March 2002.

[26] Lei Zhu, Pierre-Marie Wecowski, and Ke Wu, "New Planar Dual-Mode Filter Using Cross-Slotted Patch Resonator for Simultaneous Size and Loss Reduction" *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 47, no. 5, pp.650-654, May 1999.

[27] X. Y. Zhang, J.-X. Chen, Q. Xue, and S.-M. Li, "Dual-Band Bandpass Filters Using Stub-Loaded Resonators", *IEEE Microw. Wireless Compon.*,Lett., Vol. 17, no.8, pp.583-585, August 2007.

[28] Zhewang Ma, Wenqing He, Chun-Ping Chen, Yoshio Kobayashi, and Tetsuo Anada, "A Novel Compact Ultra-Wideband Bandpass Filter Using Microstrip Stub-Loaded Dual-Mode Resonator Doublets", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Atlanta, 2008.

[29] Shih-Ming Wang, Chun-Hsiang Chi, Ming-Yu Hsieh and Chi-Yang Chang, "Miniaturized Spurious Passband Suppression Microstrip Filter Using Meandered Parallel Coupled Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.2, pp.747-753, February 2005.

[30] Sheng Sun and Lei Zhu, "Periodically Nonuniform Coupled Microstrip-Line Filters With Harmonic Suppression Using Transmission Zero Reallocation", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.05, pp.1817-1822, May 2005.

[31] Fang-Lih Lin, Chien-Wen Chiu, and Ruey-Beei Wu, "Coplanar Waveguide Bandpass Filter - A Ribbon-of-Brick-Wall Design", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.43, no.07, pp.1589-1596, july 1995.

[32] X.D.Huang and C.H.Cheng, "A Novel Microstrip Dual-Mode Bandpass Filter with Harmonic Suppression", *IEEE Microwave and Wireless Components letters.*, vol.16, no.07, pp.404-406, July 2006.

[33] Jen-Tsai Kuo and eric Shih, "Microstrip Stepped Impedance Resonator Bandpass Filter With an Extended Optimal Rejection Bandwidth", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.51, no.05, pp.1554-1559, May 2003.

[34] Wael M.Fathelbab and Michael B.Steer, "Parallel-Coupled Line Filters With Enhanced Stopband Performance", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.12, pp.3774-3781, December 2005.

[35] Perry Vincent, James Culver, Steven Eason, "Meandered Line Microstrip Filter With Suppression of Harmonic Passband Response", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Philadelphia, 2003.

[36] María del Castillo Velázquez-Ahumada, Jesús Martel, and Francisco Medina, "Parallel Coupled Microstrip Filters With Floating Ground-Plane Conductor for Spurious-Band Suppression", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 53, no. 5, pp.1823-1828, May 2005.

[37] Tatsuya Yamaguchi, Takao Fujiit, Tadashi Kawai, and Isao Ohta, "Parallel-Coupled Microstrip Filters with Periodic Floating-Conductors on Coupled-Edges for Spurious Suppression", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Atlanta, 2008.

[38] Il Kwon Kim, Nickolas Kingsley, Matt Morton, John Papapolymerou, Manos M. Tentzeris, and Jong-Gwan Yook, "Fractal-Shape 40 GHz Microstrip Bandpass Filter on High-Resistivity Si for Suppression of the 2nd Harmonic",*Proceedings of IEEE European Microwave Week*, Paris, 2005.

[39] Edward G. Cristal and Sidney Frankel, "HairPin-Line and Hybrid HairPin-Line / Half-Wave Parallel-Coupled-Line Filters", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.20, no.11, pp.719-728, November 1972.

Chapitre 3 Application à une technologie multi-niveaux

Ce chapitre traite d'une méthodologie combinant modélisation EM et analyse des circuits pour l'optimisation des performances des composants RF. En référence au chapitre 2, un formalisme sur les états propres des systèmes à deux conducteurs est considéré, afin de faire le lien entre configurations de champ électromagnétique (états propres), représentation circuit, et caractérisation des performances d'une technologie. Des facteurs de mérite - comme la surtension, ou la capacité d'un système à emmagasiner de l'énergie EM - sont dégagés, et appliqués à une technologie d'intégration sur substrat silicium développée par le LAAS-CNRS.

Introduction

La technologie BCB développée par le LAAS-CNRS s'inscrit dans un idéal de compacité des systèmes, en cherchant à intégrer des éléments actifs au sein du substrat *Silicium*, et à agencer les éléments passifs dans les empilements de couches successives de BCB superposées sur le substrat. D'un point de vue technologique, ce chapitre doit déterminer si les couches superposées de BCB sont suffisamment importantes pour concevoir des éléments passifs performants à des fréquences d'approximativement 15 à 20 GHz.

La caractérisation d'une technologie est généralement liée à des facteurs bien précis, pertes et surtension des interconnexions par exemple. L'on conçoit souvent que la surtension est inversement proportionnelle aux pertes, alors qu'elle est le rapport de deux variables qui, nous le montrerons, peuvent être indépendantes.

Si l'on admet que la surtension d'un système est directement liée à la répartition des champs électromagnétiques, alors un lien peut être établi entre configuration de champ et représentation électrique. L'analyse modale développée dans le chapitre 2 est une alternative aux représentations électriques usuelles des structures passives, où l'on privilégie la modélisation des répartitions de champs électromagnétiques générés par le système plutôt que les éléments physiques qui le composent. Dans le cas d'un résonateur isolé, il n'existe qu'un seul mode de propagation, et la répartition du champ électrique de ce mode diffère selon la topologie de la référence de masse : les deux représentations (éléments physiques/répartition de champs électromagnétiques) restent alors conceptuellement identiques, puisque les éléments équivalents de la représentation électrique (C_0, L_0 et R_0) comportent déjà l'information de la répartition de champ.

Selon la même logique, l'utilisation d'interconnexions - pour caractériser une technologie, par exemple - n'est pas en désaccord avec la représentation des états, puisque la représentation d'une ligne isolée, quelle que soit sa topologie de masse, contient l'information de la répartition du champ

électromagnétique issu de son excitation. Ainsi, les pertes α, la constante de propagation β (contenue dans la permittivité effective ${\epsilon_{eff}}^*$), et l'impédance caractéristique ${Z_c}^*$ contiennent implicitement les informations de répartition de champ [1].

L'analyse modale se justifie donc dès que ce résonateur est couplé symétriquement à un autre résonateur identique : dans ce cas, le système génère deux modes, pair et impair. La représentation électrique usuelle serait donc constituée de deux résonateurs portant les mêmes valeurs de C_0, L_0 et R_0 - donc la même surtension Q_0 - et les mêmes pertes métalliques, couplées par un inverseur. Mais le lien entre configuration de champ - et donc représentation électrique - d'un objet isolé ou inclus dans un système n'est pas trivial.

Les états $|k\rangle$ ($|k\rangle$=$|E\rangle$ (Even - état pair) ou $|k\rangle$=$|O\rangle$ (Odd - état impair)) cités précédemment sont électriquement distincts. A chacun d'entre eux peut être attribuée une pulsation de résonance ω_{0_k} et, donc, une représentation électrique composée d'éléments réactifs (C_{0_k}, L_{0_k}) et résistifs (R_{0_k}), celle-ci étant purement liée à une configuration de champ à laquelle chaque résonateur contribue.

Notre premier objectif est de démontrer que l'analyse modale des systèmes couplés sur une technologie donnée permet de dégager des règles de design robustes, et d'extraire des facteurs de mérite tenant compte des contraintes de layout, mais aussi des pertes de la technologie. Le second objectif est de caractériser la technologie BCB, à la fois en terme de perte, de surtension et de couplage ; d'une façon générale, les modélisations usuelles du dernier point tiennent rarement compte des pertes. En référence au chapitre 2, l'on introduit, dans la notion de couplage, une nouvelle variable conséquente de l'énergie réactive emmagasinée par les états lors de leur résonance [2]. La méthodologie développée s'appuie donc sur des représentations circuit des structures ne prenant plus en compte les éléments physiques qui les composent, mais les attributs, en terme de perte et de confinement, des répartitions de champs électromagnétiques des états du système, ces configurations de champ découlant directement des agencements de métallisation qui constituent les structures.

En premier lieu, ce chapitre présentera les généralités sur les grandeurs permettant de caractériser les technologies, et tentera d'extraire des facteurs de mérite en introduisant, par exemple, la notion d'énergie réactive emmagasinée. Dans un second temps, il détaillera la technologie BCB à caractériser, ainsi que les structures de test choisies à ces fins.

3.1 Généralités

Il existe un certain nombre de grandeurs caractérisant des technologies : chacune d'entre elles apporte une information sur les potentialités de la technologie en termes de pertes électriques ou diélectriques, de surtension ou de vitesse de propagation. Dans cette partie, l'on cherche d'abord à répertorier les différentes grandeurs susceptibles de caractériser les technologies, puis d'en tirer des facteurs de mérite de manière à jauger les performances optimales d'une technologie. Si la surtension des interconnexions ou des résonateurs reste un facteur de mérite incontournable, il peut en exister d'autres, tels les niveaux de couplages entre résonateurs et, éventuellement, les pertes générées dans ces couplages.

3.1.1 Les pertes des interconnexions

3.1.1.1 A partir de la connaissance de la permittivité effective complexe

Cette méthode d'extraction des pertes est particulièrement efficace lorsque l'on peut connaître la permittivité effective complexe d'un système simulé ou mesuré. Pour exemple, le logiciel EM Sonnet (V.9.52) rend, lors de la simulation, les valeurs de la permittivité complexe ${Z_c}^*$.

L'on peut écrire la permittivité effective complexe comme suit :

$$\epsilon_{eff} = {\epsilon_{eff}}^R + \ j\ {\epsilon_{eff}}^I = \frac{\gamma^2}{(j\ k_0)^2} \tag{3.1}$$

Où ${\epsilon_{eff}}^R$ et ${\epsilon_{eff}}^I$ représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de la permittivité effective, γ la constante de propagation complexe guidée, et k_0 la constante de propagation dans le vide. L'on peut dégager de (3.1) que :

$$\epsilon_{eff} = \frac{-(\alpha + \ j\ \beta)^2}{{k_0}^2} = \frac{-\alpha^2 - \ j\ \beta^2}{{k_0}^2} - \ j\ \frac{2\alpha\beta}{{k_0}^2} \tag{3.2}$$

Par résolution du système comparant les parties réelle et imaginaire de (3.1) et (3.2), et en prenant les termes positifs des solutions des équations du second degré générées par chacune des identifications, l'on peut déduire que :

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} k_0 \sqrt{|\epsilon_{eff}| - \epsilon_{eff}^R} \tag{3.3}$$

et

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} k_0 \frac{\epsilon_{eff}^I}{\sqrt{|\epsilon_{eff}| - \epsilon_{eff}^R}} \tag{3.4}$$

Si la connaissances des permittivités complexes des états $|k\rangle$ est accessible - comme par l'utilisation de port d'excitation spécifique dans le logiciel de simulation EM Sonnet (V.9.52), ou diagonalisation des matrices d'impédance simulée du cas de multiconducteurs-, il est possible de connaître les pertes des états $|k\rangle$, et les Eq.(3.3) et Eq.(3.4) deviennent :

$$\alpha_k = \frac{1}{\sqrt{2}} k_0 \sqrt{|\epsilon_{eff_k}| - \epsilon_{eff_k}^R} \tag{3.5}$$

Et

$$\beta_k = \frac{1}{\sqrt{2}} k_0 \frac{\epsilon_{eff_k}^I}{\sqrt{|\epsilon_{eff_k}| - \epsilon_{eff_k}^R}} \tag{3.6}$$

3.1.1.2 A partir de la mesure des paramètres S en transmission

Dans le cas de systèmes mesurés avec 2 accès

L'on cherche à exprimer les coefficients α et β, c'est-à-dire les pertes et la constante de propagation d'une structure mesurée en quadripôle. Par les équations des télégraphistes [3], l'on sait

que l'impédance caractéristique d'une ligne de transmission est donnée par les vecteurs propres de la matrice dite de chaîne (ou ABCD), et que la constante de propagation complexe γ est incorporée dans la fonction exponentielle de la matrice diagonale des valeurs propres. La méthode d'extraction des pertes par la mesure des paramètres S est donc liée à la diagonalisation de la matrice de chaîne, extraite de la matrice des paramètres S du système mesuré ou simulé électromagnétiquement [4]. Les expressions qui suivent résument les différentes étapes de l'extraction.

La matrice des paramètres S s'écrit comme suit :

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \tag{3.7}$$

Dans cette matrice, les termes S_{ij}=$S_{ij}^R + \ j \ S_{ij}^I$. Le fait que le système est passif implique nécessairement que S_{12}=S_{21} ; la matrice de chaîne s'exprime donc comme suit :

$$C = \begin{bmatrix} \frac{1+S_{11}-S_{22}-\Delta S}{2S_{21}} & Z_0 \frac{1+S_{11}+S_{22}+\Delta S}{2S_{21}} \\ \frac{1}{Z_0} \frac{1-S_{11}-S_{22}+\Delta S}{2S_{21}} & \frac{1-S_{11}+S_{22}-\Delta S}{2S_{21}} \end{bmatrix} \tag{3.8}$$

avec ΔS=$S_{11}S_{22}$-$S_{12}S_{21}$. Après diagonalisation de cette matrice, l'on obtient, en considérant une structure symétrique (S_{11}=S_{22}) :

$$\exp^{-\gamma L} = \left[\frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}} \pm \left[\frac{\left(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1\right)^2 - (2S_{11})^2}{(2S_{21})^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right] \tag{3.9}$$

et

$$Z_C = \sqrt{Z_0^2 \left(\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2} \right)} \tag{3.10}$$

Dans le cas de systèmes mesurés avec 2N accès

Dans les conditions de mesure, les pertes des états $|k\rangle$ sont plus difficilement accessibles, et nécessitent l'utilisation d'un analyseur de réseau permettant l'analyse des systèmes à N ports. A partir des mesures des paramètres de réflexion, l'on peut extraire la matrice d'impédance du système global et, par diagonalisation (chapitre 1), obtenir les matrices de chaîne C_k de chacun des états $|k\rangle$, fournissant des informations sur γ_k, dont les parties réelles donnent les pertes des états.

3.1.2 La surtension

3.1.2.1 Définition générale

Il existe plusieurs expressions de la surtension d'un résonateur en hyperfréquence, mais, d'un point de vue global, chacune des définitions données dans les articles et ouvrages de référence sont des approximations de la définition générale suivante [5] :

$$Q_{General} = \frac{2\Pi W_{max}}{P_{dissipee\ par\ periode}} \tag{3.11}$$

En partant du fait que la puissance dissipée par période peut s'écrire :

$$P_{dissipee\ par\ priode} = \frac{P_{diss}}{T} \tag{3.12}$$

il résulte que l'on peut exprimer Q_{Gnral} comme suit :

$$Q_{General} = \frac{\omega_0\ W_{max}}{P_{diss}} \tag{3.13}$$

où ω_0 représente la pulsation à la fréquence de calcul, P_{diss}, la puissance dissipée, et W_{max} la somme des énergies réactives électriques et magnétiques emmagasinées.

L'on peut donc constater que le calcul surtension se fait à une fréquence particulière ω_0. La surtension est un facteur prédominant d'estimation des performances d'un *système passif sur une technologie donnée* : par définition, il quantifie les facultés du système à exploiter l'énergie électromagnétique qui lui est fournie.

A partir de cette définition générale, un certain nombre d'approximations ont été élaborées : elles s'appuient le plus souvent sur les représentations schématiques des éléments dont la surtension est à évaluer, et tentent de rendre compte de la définition générale (Eq.(3.13)) ; elles peuvent être élaborées à partir d'éléments équivalents localisés ou distribués.

Le calcul de la surtension peut se faire respectivement à vide Q_0, ou en charge Q_L : la différence notable entre ces deux valeurs est liée à l'excitation du système. Dans le premier cas, l'estimation est intrinsèque au système, et l'excitation ne peut avoir été faite que par diffraction. A partir du moment où l'élément dont l'on veut évaluer la surtension est connecté à une excitation, la surtension mesurée est en charge Q_L. L'extraction de la surtension à vide Q_0, à partir de la surtension en charge Q_L, s'évalue selon [6] comme suit :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \tag{3.14}$$

ou encore

$$Q_L = \frac{Q_0}{(1+k)} \tag{3.15}$$

avec

$$k = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \tag{3.16}$$

où Q_L et Q_0 représentent respectivement les facteurs de qualité en charge et à vide de l'élément. Q_{ext} fait référence à la surtension du circuit extérieur, c'est-à-dire le circuit excitant le système (comprenant le générateur). k est le coefficient de couplage entre élément et circuit extérieur.

3.1.2.2 Les estimations de la surtension

Définition à partir des pentes des impédances/admittances

Dans un système passif représenté par des éléments électriques localisés, le calcul de la surtension peut être fait lorsqu'elle est en réflexion [7], ou en transmission [8][9] : son estimation "en

transmission" est un cas plus délicat à résoudre que celui de son estimation "en réflexion", puisqu'il est nécessaire de connaître les deux coefficients de couplage (entrée-sortie) de l'élément avec l'excitation ; le problème est minoré de moitié dans le cas de l'estimation "en réflexion".

Selon l'ouvrage [5], de la définition générale (Eq.(3.11)) découle l'évaluation de la surtension pour des résonateurs R,L,C séries ou parallèles, à partir de la représentation schématique du résonateur. Dans ce cas bien précis, la surtension à vide Q est estimée pour la fréquence de résonance du système, et on l'évalue comme suit :

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2G_0}\frac{dB}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0} \tag{3.17}$$

pour un circuit résonant parallèle, où B représente la suceptance du résonateur - c'est-à-dire sa partie imaginaire - et G_0 sa conductance ou partie réelle.

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2R_0}\frac{dX}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0} \tag{3.18}$$

où X représente la réactance du circuit série et R_0 sa résistance. Il faut noter que, dans les expressions Eq.(3.17) et Eq.(3.18), la valeur 2 est introduite au dénominateur pour tenir compte du fait que la surtension dans Eq.(3.13) se fait sur une période entière.

Estimation graphique à partir des représentation des impédances d'entrée de dipôle résonant dans le plan complexe

A partir de la première représentations de Foster du résonateur, [10] [11] ont développé, dans le cas de circuits résonants parallèles, une méthode d'extraction de la surtension à vide dite "du point critique", méthode s'appuyant sur la représentation des impédances d'entrée du résonateur et de son excitation dans le plan complexe (Fig.3.2(a)).

Si [20] s'intéresse particulièrement au couplage par proximité, [11] tente d'approximer le calcul de la surtension dans le cas d'une injection directe de courant dans le résonateur. La Fig.3.1 présente les deux types d'excitation du résonateur parallèle.

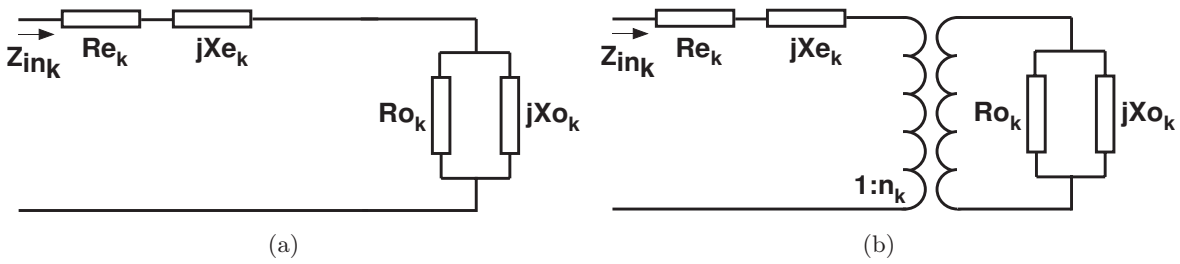


Fig. 3.1: Représentation de Foster du résonateur parallèle suivant une excitation directe (par injection de courant) (a) ou par proximité (champ électromagnétique) (b).

Pour chaque schéma de la Fig.3.1, l'expression de l'impédance d'entrée est donnée Eq.(2.4) dans le chapitre 2 (puisque les états ont été représentés par un résonateur parallèle). Dans le cadre qui nous intéresse ici, l'indice $|k\rangle$ doit être ôté, et l'on exprime Q_0 comme suit :

$$Q_0 = R_o{}' \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} \tag{3.19}$$

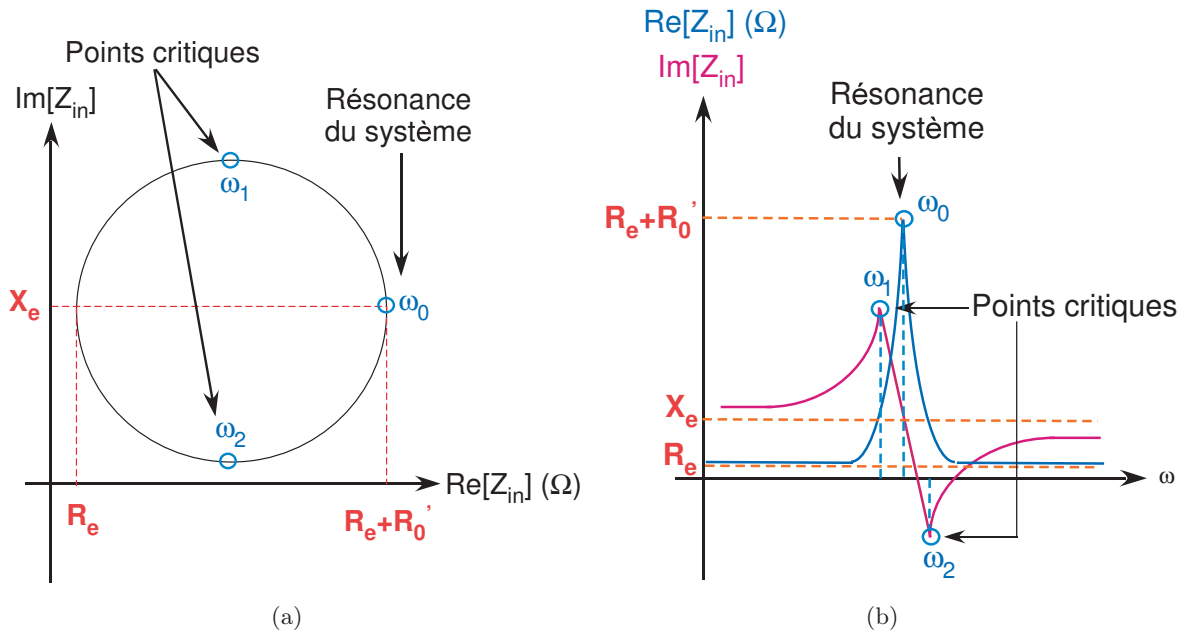


FIG. 3.2: Représentation de l'impédance d'entrée d'un résonateur et de son excitation dans le plan complexe (a) et en fonction de ω (b) à partir de sa représentation de Foster.

Dans cette méthode, la surtension à vide du résonateur est évaluée sur la représentation de l'impédance dans le plan complexe comme suit :

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{|\omega_2 - \omega_1|} \tag{3.20}$$

Cette expression est une amélioration de l'approximation Eq.(3.18), puisque évaluer $dX/d\omega$ autour ω_0 revient à estimer la pente de la partie imaginaire de Z_{in} autour de la résonance, et l'on peut écrire :

$$\frac{dX}{d\omega} \approx \frac{X(\omega_2) - X(\omega_1)}{\omega_2 - \omega_1} \tag{3.21}$$

Or, si la représentation de Z_{in} dans le plan complexe forme bien un cercle de diamètre R_o, il en résulte que Eq.(3.21) peut s'exprimer comme suit :

$$\frac{dX}{d\omega} \approx \frac{R'_o}{\omega_2 - \omega_1} \tag{3.22}$$

En réinjectant cette expression dans Eq.(3.18), l'on retrouve bien Eq.(3.20). La différence notable entre l'évaluation de la surtension d'un résonateur parallèle par l'expression Eq.(3.17) - c'est-à-dire par la pente de son admittance autour de sa résonance (passage en zéro) - et son estimation par son impédance (méthode du point critique) est que la seconde présente l'avantage d'être directe, et de donner avec précision les points fréquentiels permettant son évaluation (dans les deux cas les valeurs de surtension trouvées sont absolument identiques).

A partir de la connaissance de R'_o, ω_0 et Q_o, évalués à l'aide de (3.20), l'on peut calculer les valeurs de C_o et L_o par la combinaison de (3.19) et de la définition de ω_0 :

$$C_0 = \frac{Q_0}{\omega_0 R'_0} \tag{3.23}$$

$$L_0 = \frac{R'_0}{\omega_0 Q_0} \tag{3.24}$$

Dans le cas de système en quadripôle :

Par convention, il est possible de quantifier la surtension [12] comme le rapport entre les parties imaginaire et réelle de l'admittance d'entrée de la structure dont l'on veut évaluer ce facteur. Cette approximation est généralement utilisée dans l'étude de la surtension des inductances à partir de la mesure en réflexion de ce type de structure, et l'on écrit :

$$Q_{conv} = \frac{\Im\left(Y_{11}\right)}{\Re\left(Y_{11}\right)} \tag{3.25}$$

Cette expression est identique dans le cas des impédances, et Y_{11} devient Z_{11} dans l'expression Eq.(3.25).

Estimation de Eq.(3.25) dans le cas des lignes de transmission

La dernière approximation Eq.(3.25) peut être appliquée aux lignes de transmission, en utilisant l'impédance ou l'admittance du premier (1,1) de la matrice d'impédance (respectivement d'admittance) d'un tronçon de ligne. Cette estimation est déduite de la linéarisation du terme en tangente (respectivement cotangente). L'on écrit :

$$Y_{11} = Y_c . \coth \gamma L \tag{3.26}$$

avec $\gamma = \alpha + \mathrm{j}\beta$ et Y_c représentant l'admittance caractéristique de la ligne. Le terme $\coth \gamma L$ peut s'exprimer comme suit :

$$\coth(\alpha L + j\beta L) = Z_c \frac{1 + j\tan(\beta L)\tanh(\alpha L)}{\tanh(\alpha L) + j\tan(\beta L)} \tag{3.27}$$

Admettons tout d'abord que L soit proche de $\lambda_g/2$, et donc ω de ω_0, puis que le terme $\alpha L << 1$ (c'est généralement le cas) ; alors les termes de Eq.(3.27) deviennent :

- $\tan(\beta L) \approx (\beta L) \approx \pi$
- $\tanh(\alpha L) \approx (\alpha L)$

Dans ces conditions, après multiplication du numérateur par le complexe conjugué du dénominateur de Eq.(3.27), l'on peut écrire le numérateur N_u (dépourvu du terme Y_c) de cette même expression comme suit :

$$N_u = \left(1 + j\alpha L \tan\left(\beta L\right)\right)\left(\alpha L - j\tan\left(\beta L\right)\right) \tag{3.28}$$

c'est-à-dire, après développement puis factorisation des parties réelle et imaginaire :

$$N_u = \alpha L \left(1 + \tan^2(\beta L)\right) + j\left(\tan(\beta L)\left(1 - (\alpha L)^2\right)\right) \tag{3.29}$$

Les termes du second ordre peuvent être négligés, et l'on peut écrire :

$$N_u = \alpha L + j\beta L \tag{3.30}$$

Au regard de l'Eq.(3.11), la surtension se calcule sur une période entière : or, dans le cas ci-dessus, elle est calculée sur une demi-période. Si l'on considère que les pertes sont linéaires en fonction de la fréquence, alors, sur une période, le terme αL - qui ne contient pas d'information sur la fréquence, contrairement à β - devient $2\alpha L$, et le rapport de la partie imaginaire sur la partie réelle du terme Z_{11} s'exprime comme suit :

$$Q_{conv} = \frac{\Im(Y_{11})}{\Re(Y_{11})} = \frac{\beta}{2\alpha} \tag{3.31}$$

Conclusion sur les surtensions

L'on constate qu'il existe un grand nombre d'estimations de la surtension. Parallèlement à une observation faite dans le chapitre 2 (partie (2.6.1.2)), l'on peut se demander si la surtension des interconnexions est une limite en soi, ou s'il est possible d'atteindre des niveaux de Q supérieurs par l'utilisation de systèmes couplés.

3.1.2.3 L'énergie réactive emmagasinée S_0

Estimation à partir des éléments de la représentation électrique

Si l'on observe l'expression Eq.(3.13), l'on constate qu'il existe deux méthodes permettant d'améliorer la surtension [2] :

1. Par diminution des pertes qui peuvent être liées à deux facteurs distincts :
   - les pertes diélectriques et électriques intrinsèques à la technologie (conductivité et tan δ du ou des substrats, conductivité σ des métaux employés)
   - les configurations de champ au sein de la structure puisque ce sont elles qui établissent les quantités de pertes électriques et/ou diélectriques vues par le champ électromagnétique
2. Par augmentation de l'énergie EM emmagasinée S_0

En comparant les expressions Eq.(3.13) et Eq.(3.19), il est possible, à partir des éléments du schéma équivalent, de quantifier la faculté du système à emmagasiner de l'énergie électromagnétique, en la variable de S_0=$\omega_0\, W_{max}$ s'exprimant comme suit, dans le cas d'un résonateur parallèle :

$$S_0 = Q_0 G'_0 = \frac{Q_0}{R'_0} = \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} \tag{3.32}$$

Cette variable peut jouer un rôle prépondérant dans l'optimisation de la surtension ou des performances d'une technologie, par une recherche approfondie de topologies susceptibles d'améliorer le confinement des ondes électromagnétiques sans adjonction de pertes. Si, dans les faits, les

pertes sont généralement liées à la technologie, le confinement des ondes électromagnétiques peut être attribué à leur agencement entre elles, des métallisations formant la structure (disposition de l'excitation, topologie de masse...).

Estimation à partir de la dérivée de l'admittance

Par comparaison des expressions Eq.(3.17) et Eq.(3.13), l'on peut exprimer S_0 comme suit :

$$S_0 = \frac{\omega_0}{2}\frac{dB}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0} \tag{3.33}$$

Influence de l'excitation des résonateurs sur la variable S_0

A partir de l'Eq.(4.4) du chapitre 4, l'on cherche ici à montrer les répercussions de l'excitation des résonateurs sur le paramètre S_0. Si, comme nous l'avons montré précédemment, ce terme peut se calculer comme la dérivée d'une fonction continue, il sera possible de l'estimer, par exemple, en fonction de la position η de l'excitateur sur un résonateur $\lambda/4$. L'on sait que :

$$S_0 = \frac{\omega_0}{2}\frac{dB}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0} \tag{3.34}$$

avec :

$$B = Y_c\left(\tan\left(\beta\left(1-\eta\right)L\right) - \cot\left(\beta\eta L\right)\right) = Y_c\left(\tan\left(\xi^{'}\omega\right) - \cot\left(\xi\omega\right)\right) \tag{3.35}$$

Par dérivation de l'Eq.(3.35) en fonction de ω, et en posant $\beta{=}a\omega$, $\xi{=}a\eta L$ et $\xi^{'}{=}a(1-\eta)L{=}aL-\xi$, il est possible d'écrire que, à la résonance :

$$S_0 = Y_c\left(\frac{\xi^{'}}{\cos^2\left(\xi^{'}\omega\right)} + \frac{\xi}{\sin^2\left(\xi\omega\right)}\right) \tag{3.36}$$

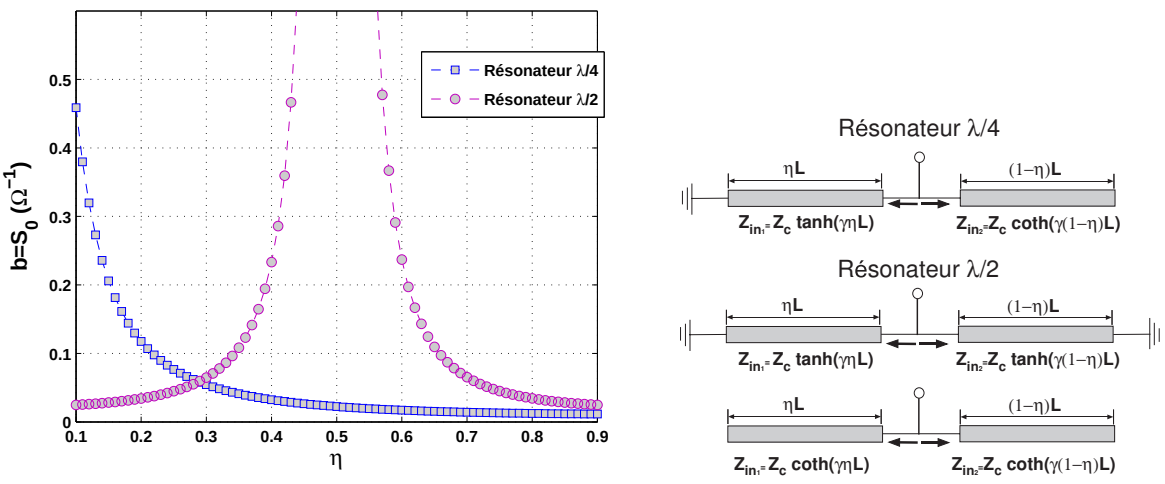
Si l'on se place maintenant à ω_0, l'on peut écrire l'Eq.(3.36) comme suit :

$$S_0 = Y_c\left(\frac{aL-\xi}{\cos^2\left(aL\omega_0-\xi\omega_0\right)} + \frac{\xi}{\sin^2\left(\xi\omega_0\right)}\right) = Y_c\left(\frac{aL-\xi}{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}-\xi\omega_0\right)} + \frac{\xi}{\sin^2\left(\xi\omega_0\right)}\right) \tag{3.37}$$

or $\cos^2\left(\frac{\pi}{2}-\xi\omega_0\right){=}\sin^2\left(\xi\omega_0\right)$, et Eq.(3.36) devient :

$$S_0 = Y_c aL\left(\frac{1+2\eta}{\sin^2\left(\xi\omega_0\right)}\right) \tag{3.38}$$

Dans le cas des résonateurs $\lambda/2$, il suffit de remplacer le terme en cotangente par une tangente dans Eq.(3.35) (si l'on considère un résonateur $\lambda/2$ en court-circuit à chacune de ses extrémités). La Fig.3.3 donne la représentation de b en fonction du paramètre η : l'on peut constater que l'énergie électromagnétique emmagasinée décroît avec la position de l'excitation dans le cas des résonateurs $\lambda/4$, et croît puis décroît dans le cas des résonateurs $\lambda/2$.



(a) (b)

FIG. 3.3: Evolution de b ou S_0 en fonction de η - Cas de résonateurs $\lambda/2$ ou $\lambda/4$ (a). Représentation schématique des résonateurs (b).

Une étude complémentaire - non représentée dans ce travail, mais exposée dans [13] - montre que R_0 (résistance du résonateur à la résonance ; voir Fig.3.1) connaît une évolution inverse en fonction de η. Une recherche supplémentaire, menée à l'aide d'un simulateur électromagnétique, montre que Q_0 reste constante quelle que soit la position de l'excitation. En revanche, si l'excitation ne change pas la surtension du résonateur, elle influe nécessairement sur le coefficient de couplage entre deux résonateurs identiques.

3.1.3 Les niveaux de couplages

Les niveaux de couplage entre résonateurs dans une technologie donnée, peuvent être évalués par la mesure ou la simulation de filtres à deux pôles. L'on étudie préalablement le cas général du couplage entre N pôles, afin d'appliquer, par la suite une analyse modale aux couplages (en référence au chapitre 2) existant entre deux résonateurs parallèles.

3.1.3.1 Généralités

La représentation d'un filtre à N pôles est donnée Fig.3.4 : elle est constituée de N résonateurs parallèles couplés entre eux par $N-1$ inverseurs.

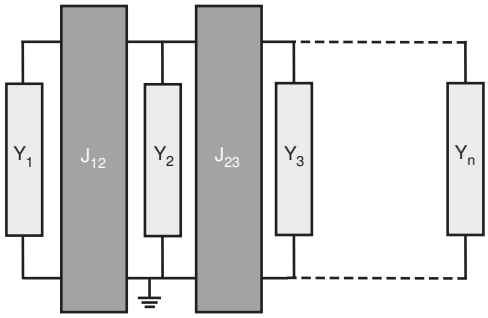


Fig. 3.4: Représentation schématique d'un filtre à N résonateurs parallèles d'admittance Y_i couplés par $N-1$ inverseurs $J_{i,i+1}$.

.

Le coefficient de couplage $|k\rangle$ entre résonateurs peut être approximé de façon analytique, à partir du schéma équivalent Fig.3.4 du filtre [14], comme suit :

$$k_{i,i+1} = \frac{J_{i,i+1}}{\sqrt{b_j\ b_{j+1}}} \tag{3.39}$$

Où $J_{i,i+1}$ correspond à l'inverseur d'admittance, c'est-à-dire à l'admittance de couplage entre les deux résonateurs consécutifs Y_j et Y_{j+1}, et b_j ("slope parameter" en anglais) au paramètre de pente de l'admittance Y_j=G_j+jB_j. Ce terme s'exprime comme suit :

$$b_j = \frac{\omega_0}{2}\frac{dB_j}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0} \tag{3.40}$$

En comparant cette expression avec (3.17), l'on peut constater qu'elles sont significativement proches, à un terme résistif près. En comparant les Eq.(3.40), Eq.(3.18), et il résulte que b_j= S_{0_j}. Cette observation est particulièrement intéressante, puisqu'elle révèle le fait que le couplage entre deux résonateurs consécutifs $k_{i,i+1}$ est inversement proportionnel à l'énergie électromagnétique qu'emmagasine chacun d'entre eux.

Cas particulier de systèmes à deux résonateurs

Le schéma en Π de la Fig.3.5(a) présente une structure à deux résonateurs d'admittances respectives Y_1 et Y_2 , couplées entre elles par une admittance de couplage Y_3. Son identification par le schéma Fig.3.5(b) est possible dans le cas bien précis où la structure est symétrique : Y_1=Y_2 ; chacun des termes du schéma peut alors être exprimé en fonction des deux termes Y_{11} et Y_{12} de la matrice d'admittance de la structure.

Cette représentation électrique s'appuie donc sur le couplage entre deux résonateurs identiques. Chaque résonateur présente une admittance qui lui est propre, et la reconstruction de la réponse du système se fait par l'intermédiaire d'une admittance de couplage entre ces deux résonateurs. Dans cette représentation, en revanche, il n'y a pas de lien direct entre configuration de champ EM dans la structure et éléments équivalents, car la répartition de champ d'un résonateur isolé modélisé par chacun des éléments réactifs - et éventuellement résistifs - de Y_1 ou Y_2 ne peut

être similaire lorsque celui-ci est couplé à un autre résonateur. En d'autres termes, la répartition de champ d'un résonateur isolé n'a plus de représentation lorsqu'il est couplé.

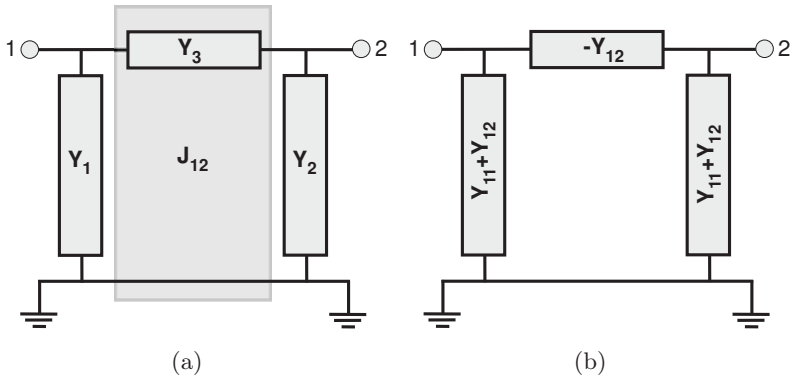


Fig. 3.5: Représentation schématique d'un filtre à 2 résonateurs parallèles (a) - Identification par un schéma en Π dans le cas d'une structure symétrique à partir des éléments Y_{ij} de sa matrice d'admittance (b).

L'avantage des systèmes symétriques à deux résonateurs est leur analyse, qui peut être analytique dans la mesure où la théorie de deux lignes de transmission symétriques couplées est bien connue [3] [15]. Il est possible d'exprimer les deux termes Y_{11} et Y_{12} de sa matrice d'admittance comme suit :

$$Y_{11} = \frac{1}{2}(Y_e + Y_o) \tag{3.41}$$

$$Y_{12} = \frac{1}{2}(Y_e - Y_o) \tag{3.42}$$

Ces expressions sont similaires dans le cas des impédances : elles permettent en outre de faire un lien entre état du système et représentation électrique. Dans des travaux plus récents, [16] donne l'expression analytique du coefficient de couplage entre deux résonateurs couplés chargés capacitivement, à partir de la définition Eq.(3.39) et des schémas équivalents Fig.3.5, en fonction des constantes secondaires de chaque état du système. Dans le cas de deux résonateurs parallèles identiques, le coefficient de couplage entre résonateurs peut donc s'exprimer comme suit :

$$\kappa_{12} = \frac{J_{12}}{b} = \frac{|\Im(-Y_{12})|}{b} = \frac{1}{2}\frac{|\Im(Y_o - Y_e)|}{b} \tag{3.43}$$

la notation κ pour le coefficient de couplage est préférée à k pour éviter toute confusion avec les nomenclatures des états $|k\rangle$. Avec b s'exprimant comme suit :

$$b = \frac{\omega_0}{2}\frac{d|\Im(Y_{11} + Y_{12})|}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_e}{2}\frac{d|\Im(Y_e)|}{d\omega}\bigg|_{\omega=\omega_e} \tag{3.44}$$

Si l'on observe l'Eq.(3.44), l'on constate qu'elle n'a de sens que si on la considère à la fréquence de l'état pair ω_e, puisque les branches parallèles de la représentation électrique sont en fait les états pairs du système.

L'expression Eq.(3.44) exprime le fait que le couplage entre deux résonateurs est d'autant plus important que le résonateur emmagasine peu d'énergie dans son état pair à la fréquence de résonance ω_0 , en admettant que le terme Y_{12} est constant : cette observation permet d'introduire une autre méthodologie de représentation électrique. L'importance des états du système dans la compréhension des phénomènes de couplage nous conduit à considérer une représentation électrique des systèmes couplés s'appuyant sur des configurations de champ plutôt que sur des éléments physiques.

Il est également important de noter que, même si la définition du coefficient de couplage (Eq.(3.43)) n'en fait pas état, rien ne laisse supposer, lors de l'expérimentation, que l'admittance Y_{12} est un imaginaire pur. Cette remarque peut permettre d'identifier un éventuel autre facteur de mérite, en la valeur des valeurs de parties réelles des admittances de couplage (pertes par couplage).

Le couplage est donc lié à une association d'état, dont la disparité fréquentielle est la conséquence du couplage. L'avantage de la représentation en états énoncée dans le chapitre 2 est sa faculté à discerner les pertes, la surtension et l'énergie emmagasinée par chaque état. En d'autres termes, le nombre de variables pouvant caractériser la structure couplée, dans sa topologie et son environnement, est beaucoup plus important que par l'utilisation d'inverseur.

Le couplage entre résonateurs est d'autre part directement lié à la surtension d'une structure filtrante. L'on cherche donc des facteurs de mérite dans le cas des structures couplées.

3.1.3.2 Expression du couplage à partir de f_{0_k}

Dans [17] [18], le couplage κ entre deux résonateurs est exprimé en fonction uniquement des fréquences dites électriques et magnétiques. Ces deux fréquences (f_e et f_m) sont calculées à partir de la représentation électrique du résonateur et de son couplage - dont la représentation évolue -, selon la nature du mur qui scinde le système. κ devient :

$$\kappa = \frac{{f_e}^2 - {f_m}^2}{{f_e}^2 + {f_m}^2} \tag{3.45}$$

[17] exprime trois types de couplage, le couplage électrique donnant le coefficient κ_E (couplage de type capacitif), le couplage magnétique κ_M (couplage de type inductif) et le couplage mixte (électrique et magnétique) κ_B, chacun de ces coefficients étant lié à un agencement des résonateurs entre eux. Dans le cas d'un couplage électrique ou magnétique, les deux résonateurs ont en regard des zones de leur structure présentant respectivement des déficits de courant (mise en regard, par exemple, de circuit ouvert) ou des maximums. La représentation électrique et, donc, les valeurs de f_m et f_e évoluent selon la nature du couplage.

Dans le cas d'un couplage mixte, avec $\kappa_B \approx \kappa_E + \kappa_M$, [19] et [20] associent à chacune des fréquences de résonance, la résonance d'un état $|k\rangle$ (f_m=f_{even}, f_e=f_{odd}), et Eq.(3.45) devient, après multiplication de l'ensemble des termes par le facteur 2Π :

$$\kappa = \frac{{\omega_{odd}}^2 - \omega_{even}^2}{{\omega_{odd}}^2 + \omega_{even}^2} \tag{3.46}$$

Autrement dit, au regard de l'expression de Eq.3.46, il est possible de calculer le couplage entre deux résonateurs par l'unique connaissance des fréquences de résonance des états propres $|k\rangle$.

3.1.3.3 Expression du couplage à partir de S_{0_k}

Considérons un système à deux résonateurs, dont les états $|k\rangle$ peuvent être représentés par une représentation électrique parallèle. D'après Eq.(3.43), il est possible d'exprimer le coefficient de couplage κ_{12} à partir des valeurs de l'énergie emmagasinée par chacun des deux états pair et impair :

$$\kappa_{12} = \left|\frac{\Im(-Y_{12})}{b}\right| = \frac{1}{2}\left|\frac{\Im(Y_o - Y_e)}{b}\right| \tag{3.47}$$

en posant $Y_k{=}G_k + jB_k{=}G_k(1 + jQ_k\nu_k)$ avec $\nu_k{=}\frac{\omega}{\omega_{0_k}} - \frac{\omega_{0_k}}{\omega}$. L'on sait que $S_{0_k}{=}G_kQ_k$: l'on peut donc écrire $Y_k{=}G_k + jS_k\nu_k$ et, si l'on considère $b{=}S_e$ (l'Eq.(3.44)), l'Eq.(3.47) devient :

$$\kappa_{12} = \frac{1}{2}\left|\frac{S_{0_o}\nu_o - S_{0_e}\nu_e}{S_{0_e}}\right| = \frac{1}{2}\left|\nu_e\left(\frac{S_{0_o}}{S_{0_e}}\frac{\nu_o}{\nu_e} - 1\right)\right| \tag{3.48}$$

Or $\omega_{0_o}{=}\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$ et $\omega_{0_e}{=}\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}$, où $\Delta\omega$ décrit la bande de fréquence entre les états pair et impair, et ω_0, la pulsation à la résonance centrale de la structure couplée.

$$\nu_o = \frac{\omega}{\omega_{0_o}} - \frac{\omega_{0_o}}{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} - \frac{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}}{\omega} \tag{3.49}$$

Après mise au même dénominateur, et si l'on considère que $\Delta\omega << \omega_0$ - ce qui permet de négliger les termes du second degré de $\Delta\omega$ -, l'on peut écrire, en se plaçant à $\omega{=}\omega_0$, ν_o et ν_e comme suit :

$$\nu_o = -\frac{2\Delta\omega}{2\omega_0 + \Delta\omega} \tag{3.50}$$

et

$$\nu_e = \frac{2\Delta\omega}{2\omega_0 - \Delta\omega} \tag{3.51}$$

L'Eq.(3.48) devient :

$$\kappa_{12} = \left(\frac{\Delta\omega}{2\omega_0 - \Delta\omega}\right)\left(\frac{S_{0_o}}{S_{0_e}}\left(\frac{2\omega_0 - \Delta\omega}{2\omega_0 + \Delta\omega}\right) + 1\right) \tag{3.52}$$

Si l'on considère la bande de fréquence normalisée $\Delta\omega_N{=}\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}$, l'on peut écrire :

$$\kappa_{12} = \left(\frac{\Delta\omega_N}{1 - \Delta\omega_N}\right)\left(\frac{S_{0_o}}{S_{0_e}}\left(\frac{1 - \Delta\omega_N}{1 + \Delta\omega_N}\right) + 1\right) \tag{3.53}$$

Après extraction des termes de fréquence dans les expressions de S_{0_o} et S_{0_e}, tel que $S_{0_i}{=}\omega_i W_{S_i}$, on obtient Eq.(3.53) comme suit :

$$\kappa_{12} = \left(\frac{\Delta\omega_N}{1-\Delta\omega_N}\right)\left(\frac{W_{S_o}}{W_{S_e}}+1\right) = \left(\frac{\omega_{0_o}-\omega_{0_e}}{\omega_{0_e}}\right)\left(\frac{W_{S_o}}{W_{S_e}}+1\right) \tag{3.54}$$

L'expression Eq.(3.54) montre que le couplage entre deux résonateurs peu être assimilé à une expression contenant l'information des répartitions de fréquences des états et de leur énergie emmagasinée. Ce couplage est d'autant plus important que :

- Les fréquences de résonances des états $|k\rangle$ sont disjointes, à énergie emmagasinée équivalente
- Le contraste d'énergie emmagasinée par les états $|k\rangle$ est important pour des résonances proches. Il est nécessaire que l'état impair présente une énergie emmagasinée plus importante que l'état pair

Cette expression du coefficient de couplage tient compte :

- De l'excitation des résonateurs. Dans le chapitre 2, l'on a pu observer que les états de résonance portaient intrinsèquement l'information relative à leur excitation dans leur représentation électrique, et dans ce chapitre, l'Eq.(3.38) montre que l'influence de l'excitation sur cette variable est analytique
- De la topologie par définition

Par la suite, les expressions Eq.(3.54), Eq.(3.46) et Eq.(3.43) seront évaluées et comparées sur différentes structures sélectives.

3.1.3.4 Bande passante d'un filtre à deux pôles chargé capacitivement

Généralement, la bande passante d'un filtre est, sur la représentation graphique des paramètres S de la structure, déterminée comme la différence des deux fréquences de passage de la transmission, à -3 dB de la transmission maximum. En d'autres termes, elle permet d'encadrer la bande de fréquence sur laquelle le filtre transmet au moins la moitié de la puissance maximum qu'il est susceptible de transmettre.

Pour des filtres à 2 pôles de type combline (c'est-à-dire à charge capacitive), l'une des premières approximations de la bande passante est proposée par Rhodes et Hunter [21], et établie à partir du gabarit du filtre. Cette expression est développée en fonction de la pulsation ω_0, de la longueur électrique θ_0 des 2 résonateurs à la résonance, et d'un coefficient ζ - nommé β dans l'article, et changé ici pour éviter toute confusion avec la constante de propagation - faisant intervenir les éléments du prototype passe bas du filtre :

$$\Delta\omega = \frac{2\omega_0 \tan(\theta_0)}{\zeta\ (\tan(\theta_0) + \theta_0\ \ (1+\tan^2(\theta_0)))} \tag{3.55}$$

Cette expression décrivant l'évolution de la bande passante en fonction de θ_0 donne une valeur optimale de cette dernière pour des longueurs électriques des résonateurs de θ_0=52.885.

L'on souhaite déterminer cette bande passante sans passer par les prototypes, mais uniquement à partir des données topologiques du filtre. Les hypothèses à la construction de la bande passante sont les suivantes :

- L'on détermine la bande passante $\Delta\omega$ comme la différence des pulsations de résonance des états pair et impair
- L'on considère que $\Delta\omega \ll \omega_0$ (ω_0 pulsation de résonance centrale du filtre)

– L'excitation du résonateur chargé capacitivement se fait en un point (pas de longueur physique de l'excitateur) situé entre la charge et le tronçon de ligne en court-circuit
– Le système est sans pertes

Si l'on part de l'hypothèse que la bande passante du filtre peut être estimée par la différence des pulsations entre les états pair et impair $\Delta\omega$=ω_o-ω_e, et en utilisant l'expression de la pulsation de résonance d'un résonateur, chargé par une capacité s'exprimant dans chaque état $|k\rangle$ comme suit :

$$\omega_k = \frac{1}{CZ_{c_k}\tan(\theta_k)} = \frac{1}{CZ_{c_k}\tan(A_k\omega_k)} \tag{3.56}$$

avec C, Z_{c_k} et θ_k représentant respectivement la valeur de la capacité de charge du résonateur de longueur L, son impédance caractéristique et sa longueur électrique dans l'état $|k\rangle$, A_k s'exprime comme suit :

$$A = \frac{\sqrt{\epsilon_{eff_k}}L}{c} \tag{3.57}$$

où c et ϵ_{eff_k} sont la célérité de la lumière et la permittivité effective de l'état $|k\rangle$. En partant de l'hypothèse que la variation ϵ_{eff_k} d'un état à l'autre est très peu différente de ϵ_{eff} du résonateur seul (A_k=A), l'on peut exprimer les termes $\tan(A\omega_k)$ en fonction de ω_0 et de $\Delta\omega$ comme suit :

$$\tan(A\omega_k) = \tan\left(A\omega_0 \pm \frac{A\Delta\omega}{2}\right) = \tan(A\omega_0) \pm \frac{A\Delta\omega}{2}\left(1+\tan^2(A\omega_0)\right) \tag{3.58}$$

En réinjectant ces deux termes dans la différence $\Delta\omega$=ω_e-ω_o, et en supposant que ω_e est représenté par le terme présentant un signe négatif dans la tangente de Eq.(3.58), l'on obtient :

$$\Delta\omega = \frac{1}{CZ_{c_o}\left(\tan(A\omega_0)+\frac{A\Delta\omega}{2}\left(1+\tan^2(A\omega_0)\right)\right)} - \frac{1}{CZ_{c_e}\left(\tan(A\omega_0)-\frac{A\Delta\omega}{2}\left(1+\tan^2(A\omega_0)\right)\right)} \tag{3.59}$$

En mettant cette expression sous le même dénominateur, et en faisant l'hypothèse que les termes en $\Delta\omega^2$ peuvent être négligés dans la mesure où $\Delta\omega << \omega_0$, Eq.3.59 devient :

$$,\Delta\omega = \frac{C(Z_{c_e}-Z_{c_o})\tan(A\omega_0) + C\frac{Z_{c_o}+Z_{c_e}}{2}A\Delta\omega(1+\tan^2(A\omega_0))}{C^2 Z_{c_o}Z_{c_e}\tan^2(A\omega_0)} \tag{3.60}$$

Pour la suite, l'on fera l'hypothèse que l'impédance caractéristique du résonateur seul peut s'exprimer de deux façons à partir des impédances caractéristiques de chacun des deux états, et l'on écrit Z_c=$\sqrt{Z_{c_o}Z_{c_e}}$=$\frac{Z_{c_o}+Z_{c_e}}{2}$, ce qui revient à exprimer Eq.(3.60) comme suit :

$$\Delta\omega = \frac{C(Z_{c_e}-Z_{c_o})\tan(A\omega_0) + CZ_cA\Delta\omega(1+\tan^2(A\omega_0))}{C^2{Z_c}^2\tan^2(A\omega_0)} \tag{3.61}$$

Après factorisation des termes portant la variable $\Delta\omega$, Eq.(3.61) devient :

$$\Delta\omega = \frac{C(Z_{c_e}-Z_{c_o})\tan(A\omega_0)}{C^2{Z_c}^2\tan^2(A\omega_0) - CZ_cA(1+\tan^2(A\omega_0))} \tag{3.62}$$

A partir de Eq.(3.56), le premier terme de la somme du dénominateur de Eq.(3.62) peut, pour le résonateur pris isolément, s'exprimer $C^2 {Z_c}^2 \tan^2(A\omega_0) = \frac{C Z_c \tan(A\omega_0)}{\omega_0}$; Eq.(3.62) peut alors s'exprimer comme suit :

$$\Delta\omega = \frac{(Z_{c_e} - Z_{c_o})\omega_0 \tan(A\omega_0)}{Z_c\left[\tan(A\omega_0) - A\omega_0(1 + \tan^2(A\omega_0))\right]} \tag{3.63}$$

Par comparaison entre Eq.(3.63) et Eq.(3.55), et à partir des impédances caractéristiques dans les états pair et impair et de celle du résonateur pris isolément, il est possible de déterminer le coefficient ζ de Eq.(3.55) comme suit :

$$\zeta = \frac{2Z_c}{Z_{c_e} - Z_{c_o}} \tag{3.64}$$

L'avantage de cette expression est qu'elle est indépendante du gabarit du filtre, et qu'elle permet d'estimer la bande passante uniquement à partir des paramètres géométriques des résonateurs et de leur impédance caractéristique dans chacun des deux états. Ces impédances sont faciles à évaluer, à partir de simulateur EM ou de formules d'approximation [22][23]. [22] donne des formules d'approximation des valeurs de ces constantes en fonction de l'impédance caractéristique Z_c et de la permittivité effective ϵ_{eff} d'une ligne de largeur W, située à une distance h du plan de masse et à une distance S de sa voisine.

Ces formules étaient d'un grand intérêt à une époque où l'avènement des simulateurs électromagnétiques n'avait pas encore eu lieu. Aujourd'hui, ces derniers permettent de connaître les valeurs des constantes secondaires des états avec précision (en utilisant par exemple des ports d'excitation spécifiques dans le logiciel Sonnet (V.9.52)).

Cette expression permet d'affirmer que le dénominateur de ζ, soit Z_{c_o}-Z_{c_e}, peut être un facteur de mérite pour une technologie. Il permet de jauger les potentialités d'un système couplé filtrant à posséder de la surtension, en fonction des gammes d'impédances caractéristiques accessibles aux états dans la technologie étudiée. De plus, il est possible d'imbriquer l'Eq.(3.55) dans Eq.(3.53), afin d'obtenir le coefficient de couplage existant entre deux résonateurs à charge capacitive, en tenant compte du layout - par les valeurs de S_{0_k}.

3.2 La technologie BCB

3.2.1 Présentation

Cette technologie se compose donc d'un substrat silicium de 525 μm d'épaisseur, sur lequel sont déposées deux couches distinctes de BCB (Benzo-Cyclo-Butene), d'épaisseur respective 10 et 15 μm ; trois niveaux de métallisations sont accessibles. Cette technologie pouvait disposer d'une gravure dans le silicium de 10μm - gravure à l'intérieur de laquelle était déposée une couche de BCB de même épaisseur - mais aussi d'un capot optionnel de BCB de 20μm d'épaisseur sur le dernier niveau de métallisation. La Fig.3.6 présente la coupe transverse de cette technologie : les métallisations sont faites d'or, et présentent une épaisseur d'approximativement 2 à 3 μm. Les différents paramètres de cette technologie sont :

– Conductivité de l'or, σ_{or}=3.3e7 S/m

– Résistivité du substrat Si, ρ_{Si}=2 à 3 $k\Omega$/cm
– Permittivité du silicium, $\epsilon_{r_{Si}}$=11.7
– Permittivité du BCB, $\epsilon_{r_{BCB}}$=2.65
– Tangente δ du BCB, tan δ_{BCB} = 0.002 à 1 GHz [24]

Le BCB présente des pertes faibles [24][25]. Les valeurs de tan δ_{BCB}, restent très approximatives, et comprises entre 0.005 et 0.0055 de 10 à 20 GHz pour [26], et de 0.0008 à 20 GHz dans le cadre de [27]. Les contraintes technologiques sont liées à la résolution des largeurs de ruban et de fentes concevables sur les différents niveaux de métallisation, celles-ci ne pouvant pas excéder $20\mu m$. L'étape technologique comportant le capot de BCB n'ayant jamais été réalisée, seule l'étude par simulateur EM en fera état.

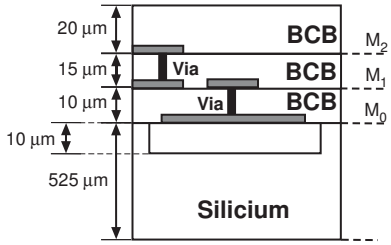


Fig. 3.6: Présentation de la coupe transverse de la technologie BCB avant réalisation.

Les deux couches de BCB peuvent être traversées par des vias holes. Plusieurs configurations de lignes de transmission sont envisageables, microruban, coplanaire, ou encore coplanaire avec plan de masse arrière lorsque le silicium est écranté par une référence de masse sur les niveaux M_0 ou M_1. Dans le cas de configurations purement coplanaires, aucune métallisation n'écrante le substrat Si.

Le développement de cette technologie s'est fait en deux runs distincts. Le premier, lancé en septembre 2005, permettait la conception d'un wafer comprenant toutes les couches de métallisations (M_2, M_1 et M_0) et la gravure de 10 μm dans le silicium, mais uniquement les vias holes entre les couches M_2 et M_1, et n'autorisait donc que l'expérimentation des structures passives à plan de masse coplanaire (Fig.3.7(a)). Le second débouchait sur la fabrication et la mesure de deux wafers en fin d'année 2007. Le premier de ces wafers comportait des épaisseurs de BCB légèrement différentes de celles du premier run (sans la gravure), avec un niveau de via supplémentaire entre les couches M_1 et M_0 (Fig.3.7(b) à gauche), permettant la mesure des structures passives à plan de masse arrière en M_0 ou M_1.

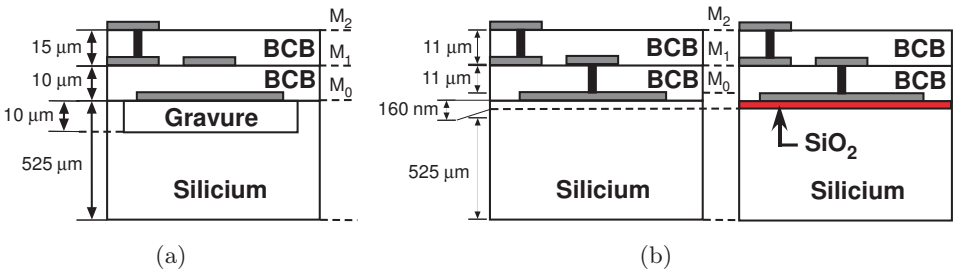


Fig. 3.7: Coupe transverse de la technologie effectivement réalisée. Coupe transverse du premier run (a), Coupe transverse du second run - wafer 1 sans couche de SiO_2 à gauche - wafer 2 avec couche de SiO_2 à droite (b).

Le second wafer du second run fut réalisé dans le but de tester l'incorporation d'une couche supplémentaire d'oxyde de silicium (SiO_2) de 160 nm d'épaisseur entre le substrat silicium et la première couche de métallisation M_0, sur les performances des structures coplanaires (Fig.3.7(b) à droite).

La comparaison des deux runs est possible à partir des mesures des structures passives à plan de masse coplanaire, en utilisant le wafer du run 1 et le premier du run 2 (ne comportant pas de couche de SiO_2). Mais la technologie a d'abord fait l'objet d'une étude paramétrique sur les potentialités en termes d'impédance caractéristique, de pertes et de surtension des interconnexions sur les différents niveaux de métallisation, ainsi que les différentes topologies de masse, en utilisant les méthodes de caractérisation usuelles.

3.2.2 Application

La technologie BCB est une technologie d'intégration. Elle doit donc permettre de superposer les éléments passifs (filtres [28], couplers [29]...) inclus dans les couches de BCB sur les éléments actifs placés dans le substrat silicium. Pour isoler les éléments passifs des éléments actifs, il est possible d'écranter le substrat silicium par une métallisation en M_0. Il est donc nécessaire de savoir :

- si les couches successives de BCB sont d'épaisseur suffisante pour concevoir des structures passives aux performances élevées entre les niveaux M_0 et M_2
- si l'écran est d'épaisseur suffisante (en termes d'effet de peau)
- si l'écran peut être flottant (non rattaché à la masse)
- si le substrat n'est pas écranté, peut-il exister une interaction entre éléments passifs et éléments actifs ?

Afin de répondre à ces différentes questions, un certain nombre de structures de test ont été conçues et réalisées : la plupart d'entre elles sont des structures résonantes (lignes de transmission) et/ou filtrantes (filtres). Ce choix a été considéré pour deux raisons distinctes :

1. Les états de résonances restent des phénomènes facilement observables et discernables
2. Les états de résonances sont particulièrement sensibles à l'environnement extérieur. Par exemple, les résonateurs à charge capacitive ont pour particularité de voir leur résonance évoluer de façon significative en fonction des épaisseurs de diélectrique présentes entre les deux électrodes de leur charge

3.2.3 Les structures de tests sur la technologie BCB

Un certain nombre de structures ont été élaborées, conçues et mesurées sur cette technologie, de façon à faire émerger des facteurs de mérite, mais aussi différentes règles de design, tout en apportant des réponses aux diverses questions posées ; certaines de ces structures feront l'objet d'une modélisation poussée dans le chapitre 4. Les structures filtrantes permettent de rechercher les niveaux de couplages entre résonateurs, ainsi que les répercussions des distributions de champ, d'une part sur les pertes (R_{0_k}), et d'autre part sur le confinement des ondes électromagnétiques (S_{0_k}) au sein de la structure. De plus, l'utilisation de résonateurs chargés capacitivement implique une connaissance exacte des épaisseurs de BCB effectivement réalisées. Les interconnexions permettent d'approximer les niveaux de pertes α selon les configurations de masse microruban ou coplanaire.

Les structures filtrantes

Plusieurs filtres à charge capacitive ont été réalisés, selon un double objectif : vérifier les règles de partitionnement impliquant la modélisation rigoureuse des comportements électromagnétiques de ces structures (Chapitre 4), et générer des règles de design permettant d'optimiser les performances des structures élaborées sur cette technologie. Les points qui suivent énumèrent les différentes structures à charge capacitive, et distribuent les rôles de chacune d'entre elles.

1. Les structures A, B (Fig.3.8(a)) et E (Fig.3.9(a)) présentent les mêmes dimensions de résonateurs et d'espacement, et ne diffèrent que par leur référence de masse. Elles ont donc pour objectifs :
   - De qualifier l'efficacité des topologies de masse sur le confinement des ondes électromagnétiques S_0, mais aussi sur les pertes et les couplages du système associé à ces différentes configurations
   - D'estimer les limites de l'approche des représentations électriques basées sur les inverseurs, par comparaison des structures A et B - dont les résonateurs identiques, pris isolément, présentent la même impédance caractéristique
   - D'estimer l'influence d'un écran du substrat silicium flottant par la comparaison des réponses fréquentielles des structures B et E

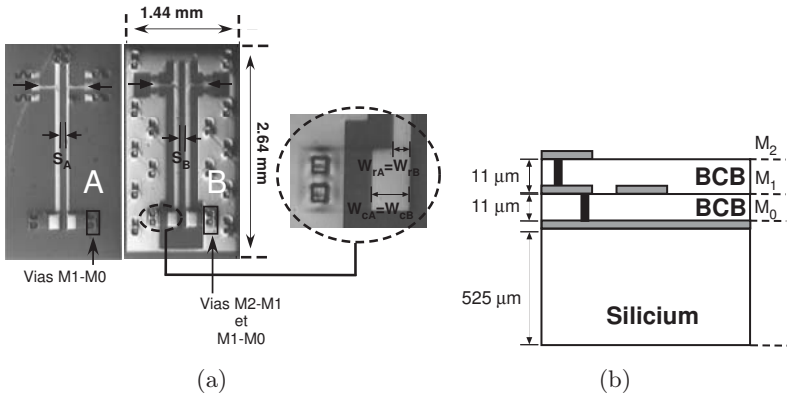


Fig. 3.8: Structures sur la technologie BCB développée par le LAAS-CNRS - Photos des filtres à capacités MIM sur BCB avec $Silicium$ écranté - Microruban (MST / A) - Coplanaire avec métallisation non flottante en M0 ($BGCPW$ / B) - W_{r_A}=W_{r_B}=W_{r_E}=60μm - W_{c_A}=W_{c_B}=W_{c_E}=140μm - Espacement entre résonateurs S_A=S_B=S_E=80μm (a). Coupe de la technologie utilisée (run 2) (b).

2. Les structures C et D (Fig.3.9(a)) présentent des connexions différentes de l'électrode inférieure de leur capacité au plan de masse coplanaire. Elles permettent :
   - D'estimer les perturbations liées aux connexions de masse ; les autres dimensions sont identiques pour les deux structures
   - De savoir si la conception de filtre en coplanaire sur le BCB nécessite l'écrantage du substrat, pour des questions d'interaction

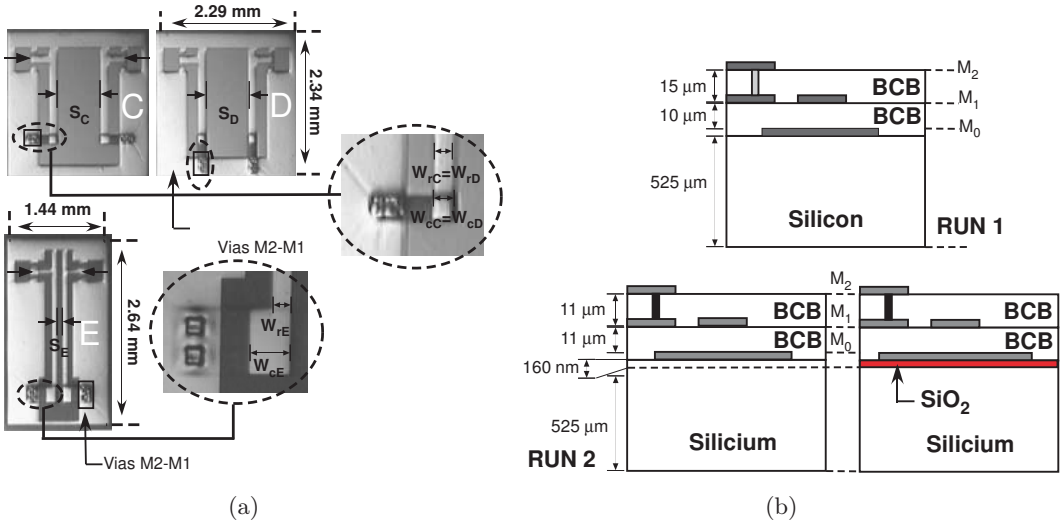


Fig. 3.9: Structures sur la technologie BCB développée par le LAAS-CNRS. Photo des filtres à capacité MIM sur BCB avec Silicium non écranté - Connexion de la capacité parallèlement au résonateur (CPW_1 / D) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur (CPW_2 / C) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur avec métallisation flottante en M0 (CPW_3 / E) - W_{r_C}=W_{r_D}=W_{c_C}=W_{c_D}=140μm, W_{r_E}=60μm et W_{c_E}=140μm - Espacement entre résonateurs S_C=S_D=700μm et S_E=80μm (a). Coupe des technologies utilisées du run 1 et du run 2 avec ou sans couche de SiO_2 (b).

Les interconnexions

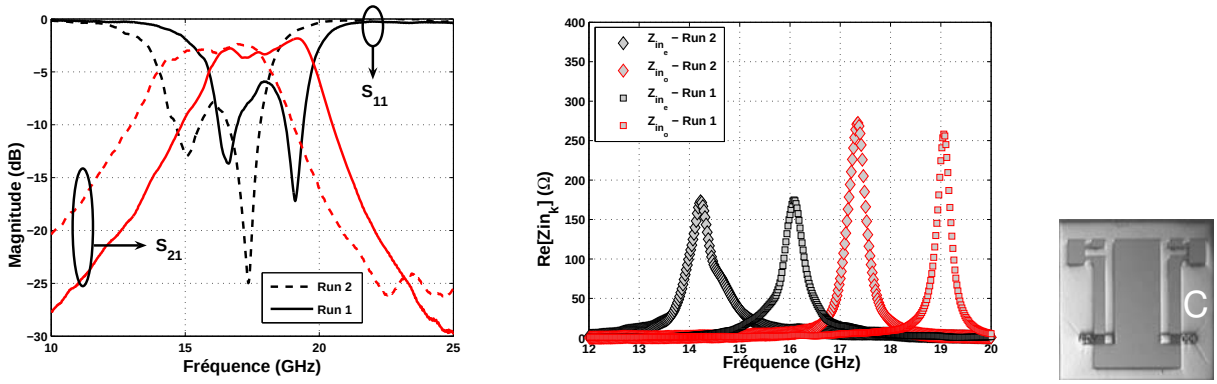
Deux types d'interconnexions ont été élaborées lors de ces deux runs : certaines sont de simples lignes de transmission en microruban ou en coplanaire ; d'autres sont constituées de tronçons de ligne horizontaux sur différents niveaux de métallisation, joints par des vias holes de manière à évaluer l'impact de ces structures sur le comportement électromagnétique des lignes, et à faire émerger, si possible, un modèle de via sur cette technologie.

3.2.4 Les filtres à charge capacitive : indicateurs des épaisseurs de BCB

Nous allons procéder à la comparaison des deux runs conçus au LAAS-CNRS, en comparant uniquement les résultats de mesure de l'ensemble des structures à charge capacitive, puisque ces éléments sont particulièrement sensibles aux variations d'épaisseur du substrat. Seules les structures à topologie de masse coplanaire peuvent être comparées entre les deux runs, et l'on s'intéressera ici aux répercussions du changement d'épaisseur de BCB entre les niveaux M_2 et M_1.

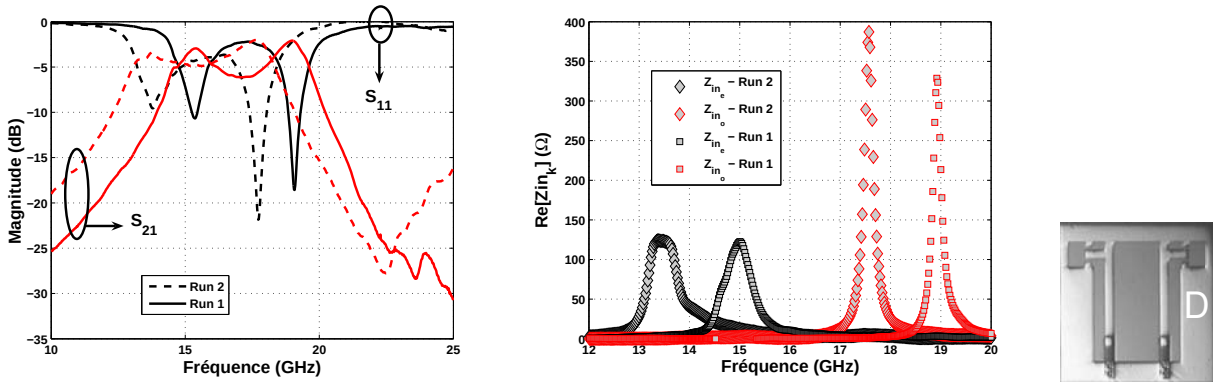
Les Fig.3.10 et Fig.3.11 présentent les résultats comparés des mesures en paramètres S, ainsi que l'extraction des parties réelles des états $|k\rangle$, pour les filtres C et D, dans les deux runs. La Fig.3.13 présente le même type de résultats pour la structure E (coplanaire avec métallisation arrière flottante).

Cas des structures C et D



(a) (b) (c)

FIG. 3.10: Comparaison des mesures de la structure C sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c).



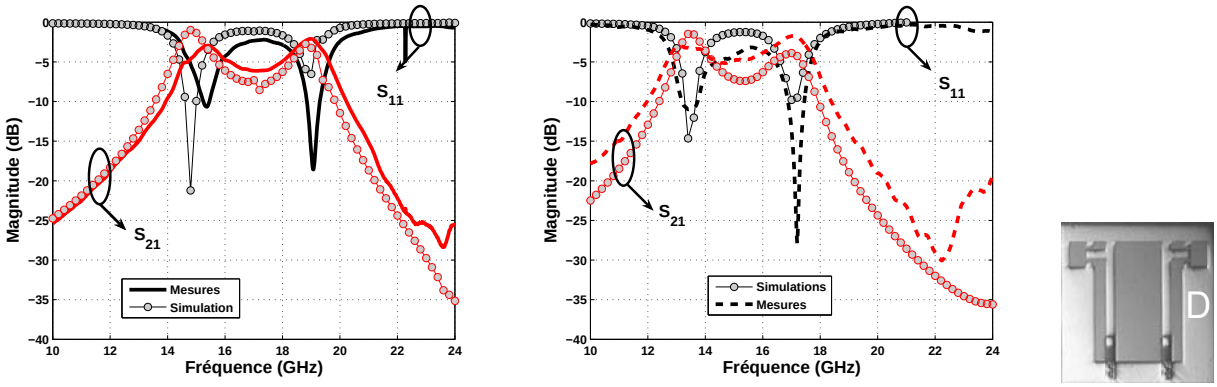
(a) (b) (c)

FIG. 3.11: Comparaison des mesures la structure D sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c).

Les fréquences de résonance des états $|k\rangle$

Les Fig.3.11(b) et Fig.3.10(b) montrent deux faits distincts :

1. Par comparaison des deux runs, le décalage fréquentiel entre les états pair et impair pour la structure C est identique, et d'approximativement 1.7 GHz.
2. Par comparaison des deux runs, le décalage fréquentiel entre les états pair et impair pour la structure D est identique , et d'approximativement 1.5 GHz.



(a) (b) (c)

Fig. 3.12: Comparaison des mesures et des simulations pour la structure D pour chacun des deux runs. Simulations (logiciel Sonnet V-9.52) avec 15 μm de BCB entre M_2 et M_1 comparés aux mesures du run 1 (a). Simulations avec 11 μm de BCB entre M_2 et M_1 comparés aux mesures du run 2 (b).

La diminution de la fréquence de résonance implique une augmentation de la valeur de la capacité MIM, et donc une diminution de l'épaisseur de BCB entre les deux métallisations formant la charge capacitive respectivement sur les niveaux M_2 et M_1 : cette remarque est vérifiée dans les résultats donnés par les simulations EM (Sonnet V.9.52) Fig.3.12.

Pour une structure donnée, le fait que le décalage fréquentiel des états pair et impair est identique implique que les charges des résonateurs sont indifférentes aux états de résonance.

En outre, le fait que le décalage des résonances des états $|k\rangle$ n'est pas identique pour les structures C et D est en relation avec la connexion de la métallisation arrière - connexion joignant l'électrode inférieure de la capacité au plan de masse coplanaire (sur le niveau M_1) - , puisque seul ce facteur diffère d'une structure à l'autre. Cette observation sera approfondie dans le chapitre 4.

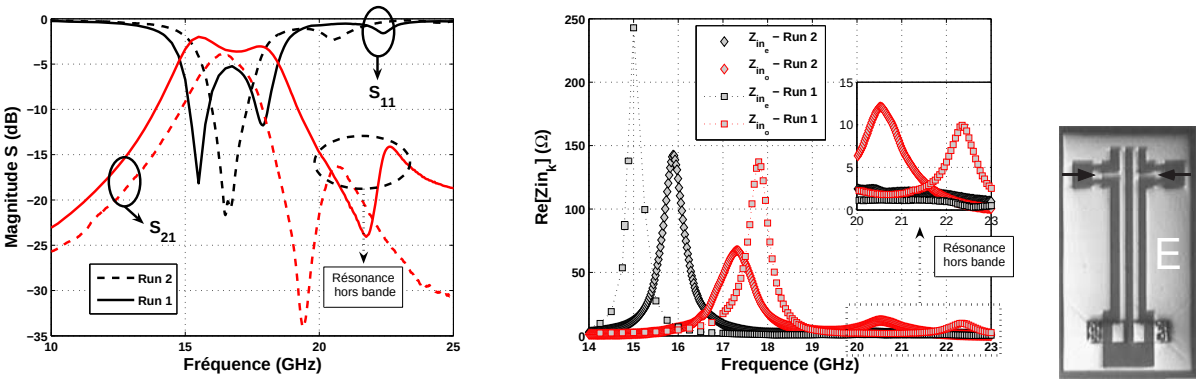
Ces résultats impliquent que les structures résonantes chargées capacitivement présentent l'avantage d'évaluer avec précision les épaisseurs de diélectrique effectivement réalisées, que celles-ci soit isolées ou couplées.

Les valeurs des pertes R_{0_k} des états $|k\rangle$

Les Fig.3.11(b) et Fig.3.10(b) montrent que, pour chacune des structures, les niveaux de pertes d'un même état $|k\rangle$ restent inchangés entre les deux runs. Ceci implique que les matériaux utilisés pour chacun des deux runs sont absolument identiques, et laisse aussi supposer que les pertes dans le BCB sont suffisamment faibles au regard de celles présentées par le substrat silicium - une application de filtre à "stubs" fonctionnant jusqu'à 180 GHz à déjà été démontrée [28] sur ce type de technologie - pour qu'une variation de son épaisseur ne change en rien les niveaux de pertes des états $|k\rangle$. Donc, quel que soit l'état considéré, les lignes de champ électrique pénètrent très largement dans le substrat silicium.

Cette remarque permet de répondre à la question relative aux interactions entre éléments passifs et actifs. Si le substrat n'est pas écranté par une métallisation en M_0, l'on sait par avance que, à des fréquences d'utilisation de cette technologie tournant autour de 20 GHz, le champ électromagnétique pénétrera très largement dans le silicium.

Cas de la structure E



(a) (b) (c)

Fig. 3.13: Comparaison des mesures de la structure E sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c).

Les fréquences de résonance des états $|k\rangle$

La Fig.3.13(b) montre que, pour la structure E, les états pair et impair ont varié dans des sens opposés. L'état pair a été décalé d'approximativement 1 GHz vers les hautes fréquences, et l'état impair de 0.5 GHz vers les basses fréquences. Au regard des résultats obtenus pour les structures C et D, les deux états $|k\rangle$ de la structure E auraient dû se déplacer vers les basses fréquences. Si le déplacement de la fréquence de l'état impair est en corrélation avec la diminution de l'épaisseur de BCB entre M_2 et M_1, l'augmentation de la fréquence de l'état pair est difficilement explicable à ce niveau de l'étude. Une explication sera avancée dans le chapitre 4.

Les valeurs des pertes R_{0_k} des états $|k\rangle$

Pour cette structure, les pertes ont considérablement augmenté pour l'ensemble des états. Par comparaison avec les résultats obtenus dans le cas des structures C et D, il apparaît que seule la présence de la métallisation arrière au plus près des résonateurs, dans le run 2, peut expliquer ces différences notables, et, en particulier dans ce cas, ses propres pertes métalliques.

En résumé, pour les structures à charges capacitives

Le Tab.3.1 suivant résume l'ensemble des valeurs des différents éléments de la représentation électrique des états $|k\rangle$ pour les structures comparables entre les deux runs ; de l'un à l'autre, seule l'épaisseur de BCB entre les niveaux M_1 et M_2 a changé. Les résultats comparés des structures C et D du tableau Tab.3.1 soulignent ici un fait intéressant : la configuration de champ électromagnétique pour les états pair et impair n'a pas été modifiée par ce changement d'épaisseur (même perte R_{0_k} et même énergie emmagasinée S_{0_k}, surtension quasiment identique). L'on peut donc en déduire

que S_{0_k} est directement lié aux topologies de masse et qu'il est invariant, quel que soit le milieu environnant, puisqu'il n'a pas connu d'évolution entre les deux runs.

Tab. 3.1: Comparaison des deux runs - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des états propres des structures D, C et E pour les deux runs. Résultats expérimentaux.

substrat	Topologie	$\|k\rangle$	f_{0_k} **(GHz)**	f_{1_k} **(GHz)**	f_{2_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k} (Ω^{-1})
Run 1	CPW_1	$\|E\rangle$	15.00	14.66	15.34	122	22	1.92	58.7	0.18
	D	$\|O\rangle$	18.93	18.79	19.08	329	65.8	1.67	42.37	0.20
	CPW_2	$\|E\rangle$	16.08	15.80	16.36	175	28.7	1.62	60.32	0.16
	C	$\|O\rangle$	19.09	18.88	19.31	259	44.4	1.42	48.63	0.17
	CPW_3	$\|E\rangle$	15.00	14.82	15.18	243	41.6	1.76	59.5	0.17
	E	$\|O\rangle$	17.80	17.55	18.05	137	35.5	2.32	34.4	0.26
Run 2	CPW_1	$\|E\rangle$	13.48	13.17	13.76	124	22.84	2.17	64.1	0.18
	D	$\|O\rangle$	17.57	17.46	17.68	387	79.86	1.87	43.9	0.20
	CPW_2	$\|E\rangle$	14.22	13.89	14.40	173	27.88	1.80	69.5	0.16
	C	$\|O\rangle$	17.35	17.15	17.53	273	45.65	1.53	54.9	0.17
	CPW_3	$\|E\rangle$	16.08	15.82	16.36	155	29.78	1.90	51.5	0.19
	E	$\|O\rangle$	17.55	17.15	17.98	64	21.14	2.99	27.5	0.33

Dans le cas d'une configuration purement coplanaire (sans métallisation flottante arrière), le fait que les pertes sont identiques donne une indication pertinente sur la répartition du champ électrique à l'intérieur de la structure. Dans le cas des structures C et D, si les épaisseurs de BCB changent les fréquences de résonance en modifiant la valeur de la charge capacitive, elles ne changent en rien les pertes des états, pour la raison que, quel que soit l'état $|k\rangle$, la distribution de champ électrique pénètre très largement dans le silicium. Les pertes sont invariantes puisque majoritairement dues au substrat silicium.

L'on peut aussi noter que les valeurs de capacité C_{0_k} des états $|k\rangle$ ont augmenté entre les deux runs, ce qui est en parfait accord avec le changement d'épaisseur du BCB entre les niveaux M_1 et M_2.

Le cas de la structure E est plus difficile à analyser, car seul S_{0_e} est quasiment invariant d'un run à l'autre, et de valeur très proche à celle des structures C et D pour le même état. Ceci s'explique par le fait que, pour cette fréquence, la métallisation flottante est transparente au système, et donc que, quelles que soient les épaisseurs de BCB, l'énergie emmagasinée est celle de l'état pair d'une topologie de masse coplanaire. En revanche, pour S_{0_o}, la métallisation arrière doit être partiellement connectée au système global : l'énergie emmagasinée est donc plus importante que dans le cas de l'état pair, et d'autant plus importante que cette métallisation est proche de la structure. Le fait le plus marquant est que les pertes entre les deux runs ont augmenté de façon significative : cette observation implique que le champ électromagnétique voit davantage les pertes métalliques de la métallisation arrière lors de son rapprochement.

Il est important de noter que, si l'on utilise l'expression Eq.(3.44) pour le calcul de l'énergie électromagnétique emmagasinée, l'on obtient, à partir des admittances des états du système, des résultats absolument identiques à ceux présentés ici, résultats basés sur la représentation de l'impédance de la représentation parallèle de l'état $|k\rangle$ dans le plan complexe.

Conclusion

L'évolution des changements d'épaisseur de BCB nous permet de dégager plusieurs conclusions dans le cas d'une structure purement coplanaire :

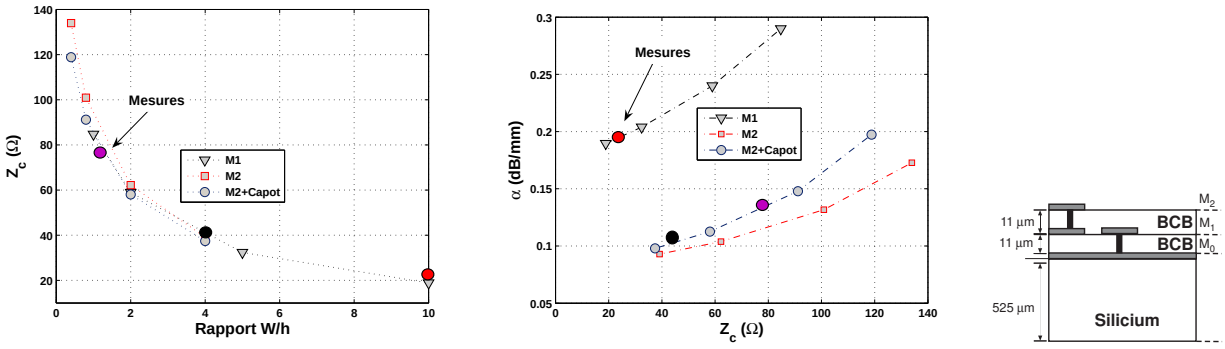
- La charge des résonateurs est indifférente aux états de résonance
- Les états de résonance sont particulièrement sensibles aux éléments de connexion : ils permettent donc de discerner leur influence
- Le champ électromagnétique pénètre très largement dans le silicium

3.3 Évaluation des performances de la technologie

3.3.1 Pertes et niveaux d'impédance des interconnexions

En Simulation Électromagnétique

Dans la mesure où l'on souhaite utiliser le BCB comme support des éléments passifs, l'on évalue ici - à l'aide d'outils de simulation EM (Sonnet, Momentum...) - les gammes d'impédances caractéristiques et de pertes accessibles aux interconnexions sur cette technologie, par l'utilisation des deux types de guide d'ondes que sont les lignes microruban et les lignes coplanaires.

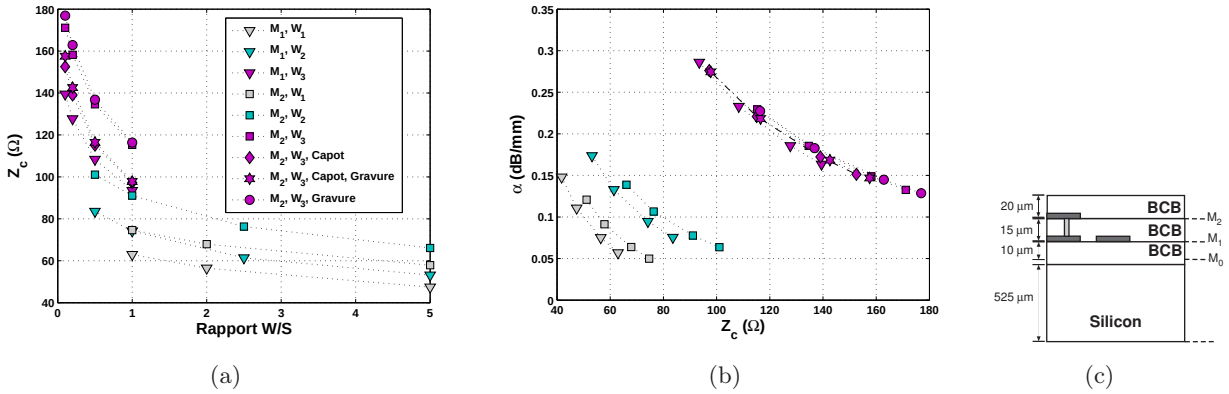


(a) (b) (c)

Fig. 3.14: Potentialités de la technologie BCB à 20 GHz, lorsque le substrat Si est écranté par un plan de masse sur le niveau de métallisation M_0, avec h égal à la distance entre l'interconnexion sur le niveau M_i et le plan de masse arrière. Dans le cas du niveau M_1, l'interconnexion est recouverte de $15\mu m$ de BCB. Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b). Coupe de la technologie (c).

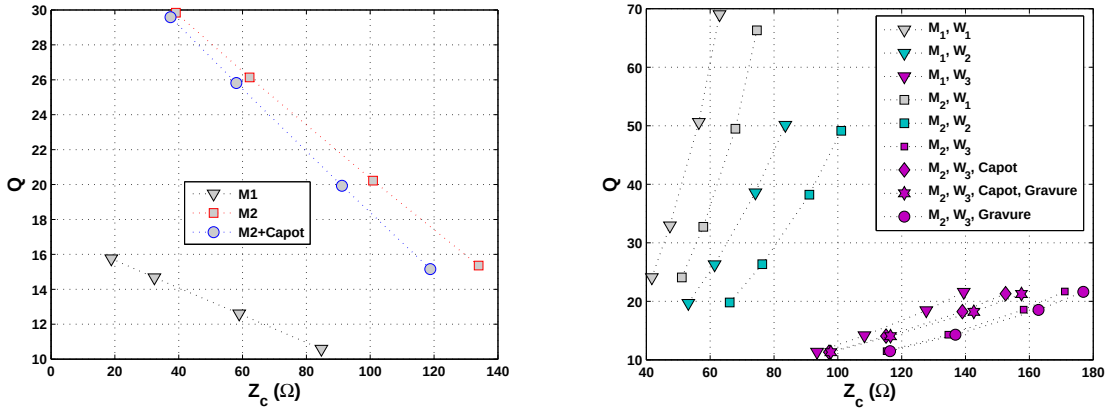
Pour chaque type de structure, les valeurs de ces deux paramètres, extraites des simulations EM, sont relevées dans les courbes Fig.3.14 et Fig.3.15, dans les différentes configurations possibles selon leur topologie de masse.

Les impédances caractéristiques et permittivité effectives sont directement accessibles à l'utilisateur lors de la simulation des interconnexions sur le logiciel Sonnet ; les pertes sont donc évaluées à partir de ces valeurs (voir partie 3.1.1.1).



(a) (b) (c)

Fig. 3.15: Potentialités de la technologies BCB à 20 GHz, lorsque le substrat Si n'est pas écranté par un plan de masse sur le niveau de métallisation M_0 - Dans le cas des coplanaires le plan de masse se situe sur le même niveau que l'interconnexion M_i avec W_1=100μm , W_2=50μm et W_3=20μm et S représentant l'espacement entre le plan de masse et l'interconnexion. Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b). Coupe de la technologie (c).



(a) (b)

Fig. 3.16: Comparaison de la surtension des coplanaires et des microrubans à 20 GHz par l'approximation Q=$\beta/2\alpha$. Cas des microrubans (a). Cas des coplanaires (b).

Dans le cas des structures microruban, la gamme d'impédances caractéristiques donnée par le simulateur se situe entre 20 et 140 Ω. La limite supérieure est définie par l'épaisseur maximum de BCB disponible entre plan de masse (situé sur le niveau M_0) et ligne de transmission, mais aussi par la largeur minimum de métallisation réalisable de 20μm. Dans le cas des structures coplanaires, la gamme d'impédances est légèrement plus grande, puisque qu'elle est comprise entre 50 et 180 Ω. La limite inférieure de l'impédance est due à la dimension minimum des fentes entre métallisations (20μm).

Dans le cas de structures microruban, et à impédance caractéristique semblable, les pertes α ont quasiment doublé, lorsque la ligne se situe sur le niveau M_1, comparativement au cas où elle se situe sur le niveau M_2.

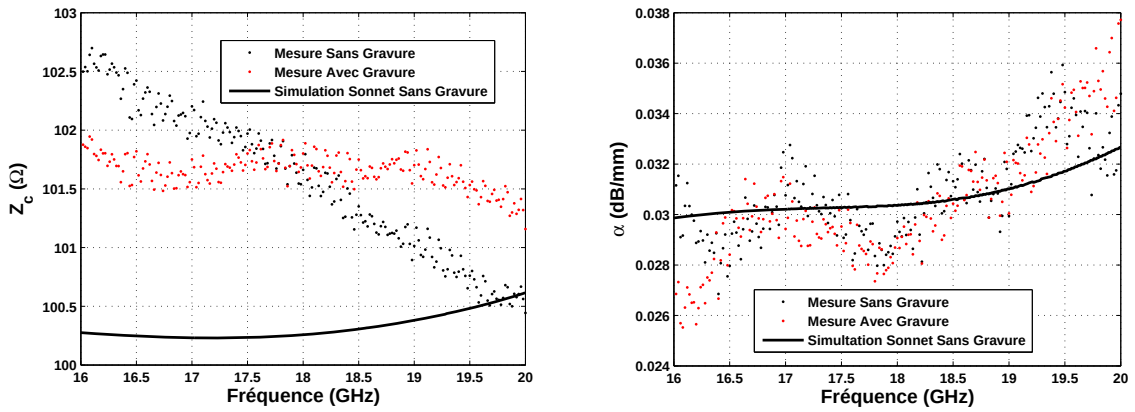
A impédance toujours identique, les lignes coplanaires présentent des pertes plus faibles que

le microruban (Fig.3.15(b) et Fig.3.14(b)), alors que l'onde guidée sur ces structures devrait voir les pertes du substrat silicium. Lorsque les dimensions des lignes coplanaires diminuent, les pertes augmentent, par accroissement des pertes électriques Fig.3.15(b). La présence du capot ou de la gravure silicium - constitués respectivement de 20 μm ou 10 μm de BCB - influe très peu sur les valeurs de pertes, ce qui implique que les pertes dans celui-ci sont relativement faibles.

La Fig.3.16 présente l'évolution de la surtension des lignes en fonction de leurs impédances caractéristiques Z_c : la surtension est ici évaluée par la définition $Q_o = \beta/(2\alpha)$. L'on peut constater que, à impédance caractéristique identique, la surtension des coplanaires est nettement supérieure à celle des lignes microruban.

En Mesure

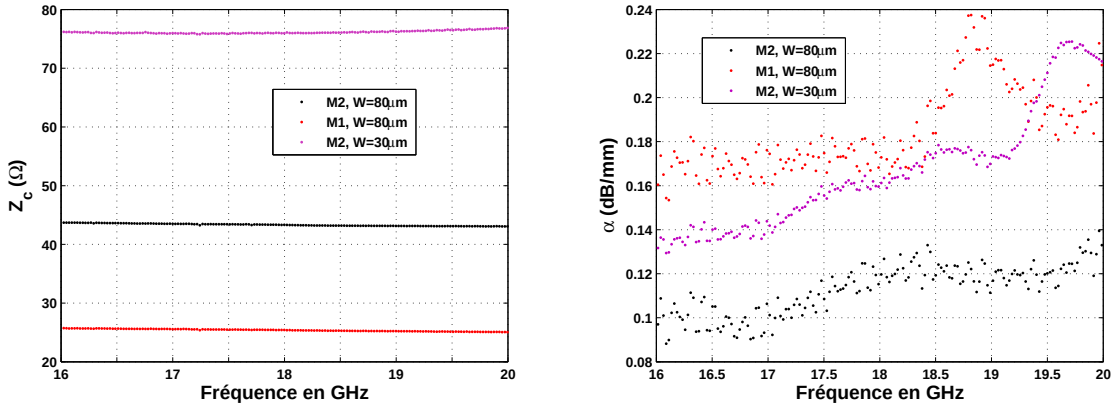
Les résultats de mesure présentés Fig.3.17 et Fig.3.18 sont à mettre en relation avec les résultats de simulation exposés Fig.3.14 et Fig.3.15. Les valeurs présentées ici sont extraites à partir de la méthodologie décrite dans la partie (3.1.1.2).



(a) (b)

Fig. 3.17: Extraction à partir de la mesure de l'impédance caractéristique et des pertes d'une ligne coplanaire de largeur W=100μm, d'espacement S=150μm et de longueur L=7.62mm avec ou sans gravure silicium. Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b).

Un fait est particulièrement intéressant à noter dans ces données extraites de la mesure pour les cas coplanaires : une addition de 10 μm de BCB (ajout de 40% de la hauteur de BCB) par la gravure du silicium ne change en rien les pertes des coplanaires (particulièrement sensibles au changement d'épaisseur des substrats). Cette observation exclut donc que le BCB puisse présenter de fortes pertes.



(a) (b)

Fig. 3.18: Extraction à partir de la mesure de l'impédance caractéristique et des pertes de ligne microruban de largeur W=80μm ou W=30μm et de longueur L=3.67mm sur les niveaux M_1 (h=10μm) ou M_2 (h=25μm). Impédances caractéristiques (a). Pertes α (b).

La comparaison des résultats extraits de la mesure et de la simulation EM sont en accord, qu'il s'agisse des niveaux d'impédance caractéristique ou des niveaux de pertes. Les structures coplanaires présentent des pertes bien moins importantes que les microrubans. A partir de la Fig.3.18(b), il est intéressant de noter que, pour des largeurs de lignes identiques en microruban (donc, à priori, des pertes métalliques sur les rubans identiques), les pertes ont quasiment doublé, selon que le conducteur se situe sur le niveau M_1 ou sur le niveau M_2. Cette observation s'explique par les pertes issues de la métallisation - qui fait office de masse -, pertes d'autant plus importantes que le conducteur est proche de cette dernière.

3.3.2 Performances des systèmes couplés : Application de la représentation modale

Le cas particulier des systèmes à N résonateurs en microruban ayant été traité dans le chapitre 2, l'on s'intéresse ici à d'autres topologies de masse sur l'évolution de la représentation électrique des états $|k\rangle$.

L'on s'intéresse à l'évaluation des surtensions des états de résonance des systèmes couplés, en comparant les différentes structures filtrantes disponibles en mesure. La question est de savoir comment les états propres décèlent les changements de topologie de masse, et ce que ces changements génèrent sur les valeurs de leurs pertes et de leur confinement. L'on étudie donc les structures A (MST), B ($BGCPW$) et E (CPW à métallisation flottante).

L'on extrait des mesures l'impédance d'entrée des modes $|k\rangle$, puis l'on utilise la méthode du point critique afin d'évaluer les différents termes de leur représentation électrique. Cette partie inspecte d'abord l'influence d'un plan de masse coplanaire sur les états propres, en comparant les réponses des filtres A et B, puis l'influence d'une métallisation flottante par comparaison des structures B et E.

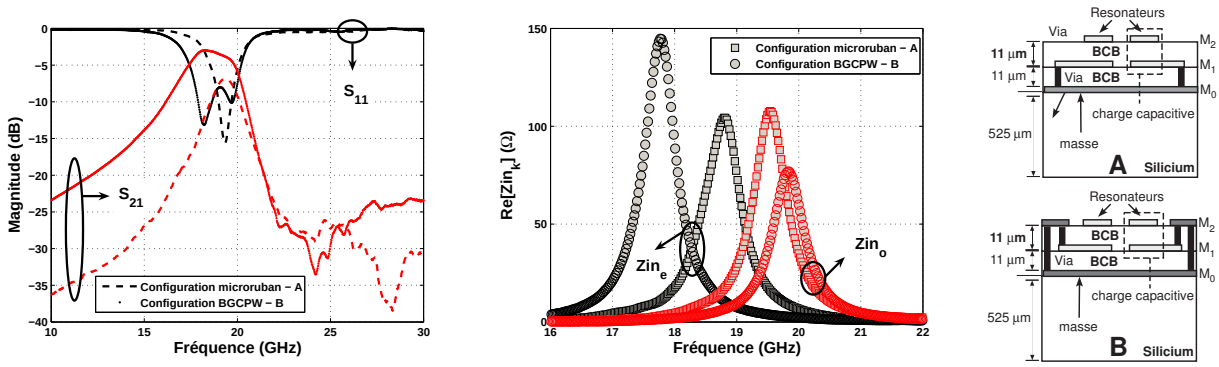
3.3.2.1 Sensibilité des états aux topologies de masse

Mise en évidence de l'influence d'un plan de masse coplanaire

Le Tab.3.2 présente les résultats des extractions des éléments équivalents de la représentation électrique des états pair et impair pour les deux structures A et B. Il est important de noter que les valeurs de C_{o_k} et L_{o_k}, relevées ci-dessous, sont directement liées à des répartitions de champ électromagnétique dans les structures pour chaque état de résonance. Pour les deux structures, les résonateurs présentent la même impédance caractéristique, car les plans de masse coplanaires de la structure B sont très éloignés des résonateurs (80 μm, contre 25 μm entre résonateur et masse arrière) : ils influent donc très peu sur la valeur de Z_c, qui reste globalement proche de 52 Ω (pour le résonateur isolé). Au vu des résultats du Tab.3.2 et de la Fig.3.19(b), la présence de ce plan de masse coplanaire influe grandement sur les états du système.

Tab. 3.2: Influence d'un plan de masse arrière - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des états propres des structures A et B. Résultats expérimentaux.

substrat	Topologie	$\|k\rangle$	f_{0_k} **(GHz)**	f_{1_k} **(GHz)**	f_{2_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k} (Ω^{-1})
BCB	*MST*	$\|E\rangle$	18.81	18.34	19.10	104	24.75	2.01	35.6	0.24
	A	$\|O\rangle$	19.54	19.21	19.86	108	30.06	2.26	29.3	0.28
	BGCPW	$\|E\rangle$	17.78	17.44	18.06	145	28.67	1.76	45.6	0.20
	B	$\|O\rangle$	19.83	19.52	20.14	77	32	3.33	19.3	0.42



(a) (b) (c)

Fig. 3.19: Influence des topologies de masse - Comparaison des mesures des structures A et B - Paramètres S (a) - Partie réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Coupes des structures A et B (c).

Discussion des résultats de C_{0_k}, L_{0_k}

D'un point de vue général, et quelle que soit la structure, les états impairs présentent des valeurs de capacité C_{o_o} supérieures à celles des états pairs C_{o_e}. Cette observation s'explique par l'influence des lignes de champ électrique entre les deux résonateurs dans cet état, influence absente dans l'état pair. L'on peut également noter deux résultats distincts :

1. C_{o_o} de $BGCPW > C_{o_o}$ de MST. Cette inégalité s'explique, dans le cas de la structure B, par la présence des plans de masse latéraux générant des lignes de champ électrique inexistantes dans le cas MST.
2. C_{o_e} de $BGCPW < C_{o_e}$ de MST.

Discussion des résultats de R_{0_k}, S_{0_k} et Q_{0_k}

La structure microruban présente des valeurs de pertes R_{0_k} identiques en état pair et impair : cette caractéristique s'explique par la proximité du plan de masse arrière M_0, qui fait que le champ électrique voit particulièrement les pertes dans la métallisation M_0, quel que soit l'état. En revanche, la structure B voit moins de pertes dans l'état pair, et davantage dans l'impair.

La grande particularité de la structure B est sa grande capacité à confiner le champ électromagnétique dans son état impair, capacité de 30 % supérieure à celle de la structure MST pour le même état. En revanche, pour les états pairs, ce confinement est quasiment identique. Ces remarques permettent de justifier l'importance du paramètre S_{0_k}, puisqu'un état peut présenter à la fois les pertes et le coefficient de surtension les plus importants.

L'on remarque toutefois que les valeurs de surtension, quels que soient la structure et l'état, sont comprises entre 24.7 et 32. Si l'on compare ces valeurs à celles relevées dans la Fig.3.16(a), l'on constate qu'elles sont quasiment identiques à celles du résonateur seul (présentant une impédance caractéristique d'approximativement 50 Ω).

Discussion sur les couplages entre résonateurs

Tab. 3.3: Évaluation du couplage κ_{12} selon différentes méthodes d'évaluation. Comparaison des structures MST et $BGCPW$. Résultats extraits des mesures.

Topologie	$\kappa_{12} = \frac{J_{12}}{b}$ (Eq.(3.47))	$\kappa_{12} = \left(\frac{\omega_{0_o}-\omega_{0_e}}{\omega_{0_e}}\right)\left(\frac{W_{S_o}}{W_{S_e}}+1\right)$ (Eq.(3.53))	$\kappa_{12} = \frac{\omega_{0_o}^2-\omega_{0_e}^2}{\omega_{0_o}^2+\omega_{0_e}^2}$ (Eq.(3.46))
MST	3.8 %	4.1 %	4.2 %
$BGCPW$	15.2 %	16.6 %	10.9 %

Au vu des résultats de la Fig.3.19(a), l'on constate que les topologies de masse ont une influence sur les surtensions des filtres, donc sur le couplage entre résonateurs. A partir de l'Eq.(3.53), l'on trouve k_{12}= 16.6 % pour la structure $BGCPW$, et 4.1 % pour la structure MST - les résultats sont très proches de ceux trouvés par utilisation des représentations graphiques des admittances et de l'Eq.(3.47). La topologie de masse $BGCPW$ a donc pour tendance d'augmenter le couplage entre résonateurs, par rapport au cas microruban à impédance caractéristique de résonateur isolé identique (50 Ω).

L'on note que, dans le cas de la structure MST, l'ensemble des estimations Eq.(3.53) et Eq.(3.46) donne des résultats identiques ; ce fait s'explique par les valeurs de S_{0_k}, très proches entre les états pair et impair pour cette structure. Dans le cas de la structure $BGCPW$, l'Eq.(3.46) sous-estime le couplage en ne tenant pas compte du rapport $\frac{S_{0_o}}{S_{0_e}}$.

Remarque

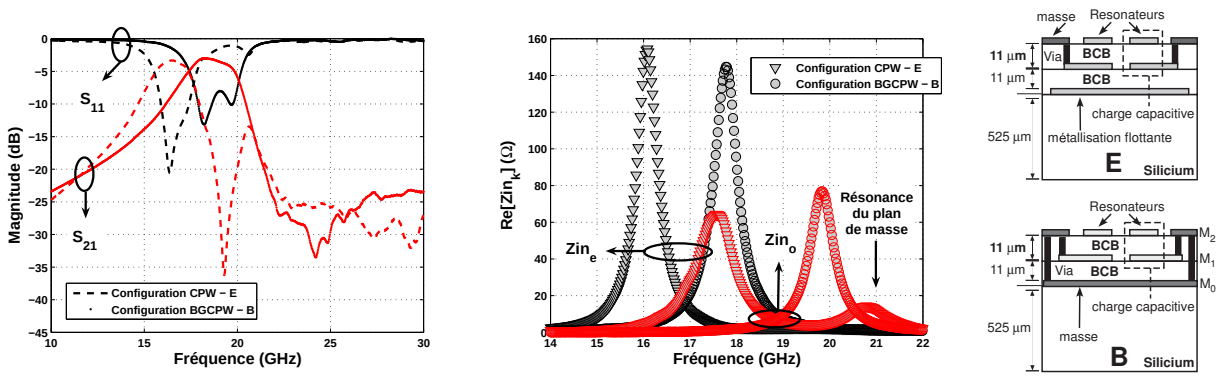
Les structures A et B présentent les mêmes résonateurs, possédant la même impédance caractéristique - largeur de ruban identique et donc, à priori, mêmes pertes métalliques -, mais aussi le même espacement entre résonateurs. Vu leur grande similitude topologique, leur représentation électrique - basée sur des éléments physiques couplés par des inverseurs - est identique. Pourtant, leurs réponses ne sont en rien équivalentes : il peut donc être difficile, pour "les représentations classiques", de prendre en compte les divergences de configuration de masse, sauf si elles génèrent des variations d'impédance caractéristique du résonateur. Cette remarque justifie par conséquent l'utilisation de la représentation électrique par états, énoncée dans le chapitre 2.

Mise en évidence de l'influence d'une métallisation flottante

Le Tab.3.2 présente les résultats des extractions des éléments équivalents de la représentation électrique des états pair et impair pour les structures E et B. Pour ces deux structures, les résonateurs ne présentent pas tout à fait la même impédance caractéristique, car le décalage de la résonance du filtre E - observable sur la Fig.3.20(a) - implique que cette structure voit le substrat silicium.

Tab. 3.4: Influence d'une métallisation flottante - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des état propres des structures B et E. Résultats expérimentaux.

substrat	Topologie	$\|k\rangle$	f_{0_k} **(GHz)**	f_{1_k} **(GHz)**	f_{2_k} **(GHz)**	R_{0_k} **(Ω)**	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k} (Ω^{-1})
BCB	*BGCPW*	$\|E\rangle$	17.78	17.44	18.06	145	28.67	1.76	45.6	0.20
	B	$\|O\rangle$	19.83	19.52	20.14	77	32	3.33	19.3	0.42
Si	CPW_3	$\|E\rangle$	16.08	15.82	16.36	155	29.78	1.90	51.5	0.19
BCB	**E**	$\|O\rangle$	17.55	17.15	17.98	64	21.14	2.99	27.5	0.33



(a) (b) (c)

Fig. 3.20: Influence de la métallisation flottante - Comparaison des mesures des structures E et B - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}). Coupes des structures E et B(c).

Discussion des résultats de C_{0_k}, L_{0_k}

Comme dans le cas précédent, et quelle que soit la structure, les états impairs présentent des valeurs de capacité C_{o_o} supérieures à celle des états pairs C_{o_e}. Cette observation s'explique toujours par l'influence des lignes de champ électrique entre les deux résonateurs dans cet état. L'on peut également noter deux résultats distincts :

1. C_{o_o} de $BGCPW > C_{o_o}$ de CPW_3. Cette inégalité s'explique, dans le cas de la structure B, par la présence du plan de masse arrière, générant des lignes de champ électrique inexistantes dans le cas CPW_3.
2. C_{o_e} de $BGCPW < C_{o_e}$ de CPW_3, mais les valeurs sont néanmoins plus proches entre elles que dans le cas de la comparaison entre $BGCPW$ et MST, ce qui implique des répartitions de champ électrique plus proches dans cet état pour les deux structures.

Discussion des résultats de R_{0_k}, S_{0_k} et Q_{0_k}

La comparaison des valeurs de S_{0_k} entre les structures CPW_3 (E) et $BGCPW$ (B) (voir Fig.4.20 et Tab.3.4) montre, dans le cas des structures CPW_3 , un stockage de l'énergie électromagnétique identique dans l'état pair et légèrement inférieur dans l'impair. Cette différence dans l'état impair est liée à la connexion ou non de la métallisation arrière M_0. Dans le cas de la structure E, le non-rattachement de celle-ci au plan de masse coplanaire génère une certaine "fuite" de l'onde EM dans chacun des états propres. Cette hypothèse peut être validée par le décalage en fréquence de la résonance centrale du filtre E comparativement à B (Fig.3.20(a)). Le décalage de celle-ci vers les basses fréquences implique que la permittivité effective est augmentée et, par conséquent, que l'onde EM peut "voir" le Silicium. Lorsqu'elle est flottante, la métallisation en M_0 n'est donc qu'un écran partiel du substrat.

De façon approximative, la comparaison de S_{0_k} et R_{0_k} pour chaque structure nous conduit a considérer que ces deux structures présentent les mêmes répartitions de champs électromagnétiques dans chacun de leur état, mais que leur constante de propagation est différente. La métallisation flottante offre donc l'opportunité d'accroître la gamme des constantes secondaires, tout en permettant de conserver les répartitions de champs électromagnétiques.

Discussion sur les couplages entre résonateurs

Tab. 3.5: Évaluation du couplage κ_{12} selon différentes méthodes d'évaluation. Comparaison des structures MST et $BGCPW$. Résultats extraits des mesures.

Topologie	$\kappa_{12} = \frac{J_{12}}{b}$ (Eq.(3.47))	$\kappa_{12} = \left(\frac{\omega_{0_o}-\omega_{0_e}}{\omega_{0_e}}\right)\left(\frac{W_{S_o}}{W_{S_e}}+1\right)$ (Eq.(3.53))	$\kappa_{12} = \frac{\omega_{0_o}^2-\omega_{0_e}^2}{\omega_{0_o}^2+\omega_{0_e}^2}$ (Eq.(3.46))
CPW	13 %	14.2 %	8.7 %
$BGCPW$	15.2 %	16.6 %	10.9 %

A partir de l'Eq.(3.53), l'on trouve k_{12}= 16.6 % pour la structure $BGCPW$, et 14.2 % pour la structure CPW. La topologie de masse $BGCPW$ a donc pour tendance d'augmenter le couplage

entre résonateurs, par rapport au cas CPW avec métallisation flottante. Dans tous les cas, la présence de plan de masse coplanaire améliore le couplage entre résonateurs, en augmentant le contraste entre énergie emmagasinée dans les états pair et impair.

Discussion sur les résonances hors bande

Alors que l'ensemble des structures coplanaires étudiées sur les deux technologies ne présentaient pas de résonance, hors bande, la structure E voit une résonance apparaître dans son comportement fréquentiel à la sortie de la bande passante. Tout aussi distincte sur les paramètres de réflexion (Fig.3.20(a)) que sur les parties réelles des impédances d'entrées des état $|k\rangle$, cette résonance est de nature impaire (Fig.3.20(b)). A ce niveau de l'étude, il est difficile de savoir quelle en est la provenance, et quelles peuvent être les répercussions des dimensions de la métallisation flottante sur l'évolution de cette résonance. Une étude approfondie de ce phénomène sera effectuée dans le chapitre 4.

Remarque

Au vu des résultats de mesure donnés Fig.3.19(a), l'on peut concevoir un filtre variable en fréquence, sur deux bandes distinctes, en imaginant par exemple un système composé de MEMS (Micro Electro Mechanical Systems), fonctionnant comme un interrupteur qui connecterait ou déconnecterait la métallisation arrière du système composé des résonateurs et du plan de masse coplanaire.

3.3.2.2 Mise en évidence de l'indépendance de S_{0_k} et R_{0_k}

Dans ce paragraphe, l'on évalue l'influence de la présence d'une couche d'oxyde de Silicium SiO_2 de 160 nm - disposée entre le substrat silicium et la première couche de BCB (voir Fig.3.7(b)) - sur les performances des système passifs étudiés. Le Tab.3.6 relève les valeurs des schémas équivalents des états propres des résonateurs pour les structure susceptibles d'être influencées par cette addition, en d'autres termes les structures coplanaires.

Tab. 3.6: Influence de la couche de SiO_2 - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des état propres des structures D, C et E. Résultats expérimentaux.

substrat	Topologie	$\|k\rangle$	f_{0_k} **(GHz)**	f_{1_k} **(GHz)**	f_{2_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k} (Ω^{-1})
Si	CPW_1	$\|E\rangle$	13.01	12.88	13.21	215	39.42	2.24	66.7	0.18
BCB	**D**	$\|O\rangle$	17.02	16.93	17.11	466	94.55	1.89	46.1	0.20
SiO_2	CPW_2	$\|E\rangle$	13.87	13.71	14.09	228	36.50	1.83	71.7	0.16
	C	$\|O\rangle$	16.83	16.74	16.92	556	93.50	1.59	56.2	0.17
	CPW_3	$\|E\rangle$	15.79	15.56	16.06	174	31.58	1.82	55.5	0.18
	E	$\|O\rangle$	17.41	17.08	17.74	76	26.38	3.17	26.3	0.35
Si	CPW_1	$\|E\rangle$	13.48	13.17	13.76	124	22.84	2.17	64.1	0.18
BCB	**D**	$\|O\rangle$	17.57	17.46	17.68	387	79.86	1.87	43.9	0.20
	CPW_2	$\|E\rangle$	14.22	13.89	14.40	173	27.88	1.80	69.5	0.16
	C	$\|O\rangle$	17.35	17.15	17.53	273	45.65	1.53	54.9	0.17
	CPW_3	$\|E\rangle$	16.08	15.82	16.36	155	29.78	1.90	51.5	0.19
	E	$\|O\rangle$	17.55	17.15	17.98	64	21.14	2.99	27.5	0.33

Discussion des résultats de C_{0_k}, L_{0_k}

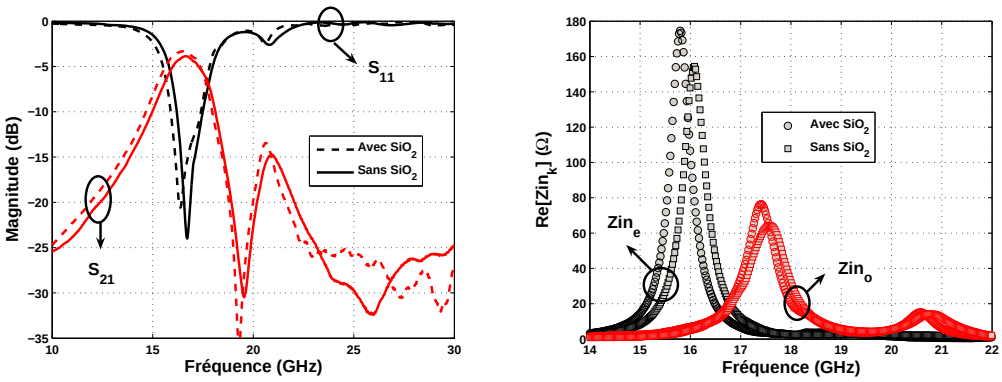
Dans la mesure où l'on évalue ici l'influence de la couche de SiO_2 sur l'évolution des pertes, il est logique que sa présence ou son absence n'aie pas d'influence sur les valeurs des éléments réactifs C_{0_k}, L_{0_k} du schéma équivalent du résonateur dans chacun de ces états propres. En outre, les différences que l'on peut noter sur ces valeurs, en fonction du type de connexion de la capacité, seront discutées dans un paragraphe consacré à cette question.

Discussion des résultats de R_{0_k}, S_{0_k} et Q_{0_k}

Le tableau (Tab.3.6) met en évidence une possibilité particulièrement intéressante, celle de caractériser chacune des grandeurs R_{0_k} et S_{0_k} par des paramètres indépendants. En comparant les valeurs de S_{0_k} entre les cas coplanaires (CPW_1, CPW_2 et CPW_3) sur BCB-Si ou BCB-SiO_2-Si, l'on remarque qu'elles sont approximativement identiques pour des topologies de masse identiques, bien que mesurées dans des environnements différents : ceci implique que, pour une configuration de résonateur donnée, les connexions et positions de masses régissent le confinement des ondes EM et, par conséquent, le stockage de leur énergie. Les structures coplanaires sur $BCB - SiO_2 - Si$ (valeurs de couleur) présentent donc des coefficients de surtension d'états propres supérieurs à ceux des structures coplanaires sur $BCB - Si$, uniquement en raison de pertes moins importantes, liées à la présence de l'écran diélectrique, à conductivité quasi-nulle, que forme la couche de SiO_2.

Finalement, les valeurs relevées dans ce tableau permettent de prendre en considération deux principes d'optimisation de la surtension à vide des états propres du système :

1. Le pertes R_{0_k} sont uniquement liées à la topologie des résonateurs (niveaux d'impédance caractéristiques, pertes des matériaux formant l'environnement...) constituant le système, alors que S_{0_k} n'est sensible qu'au positionnement des références de masse.
2. L'augmentation de la surtension peut donc passer par une amélioration du confinement des ondes électromagnétique, grâce à des jeux de topologie de référence de masse

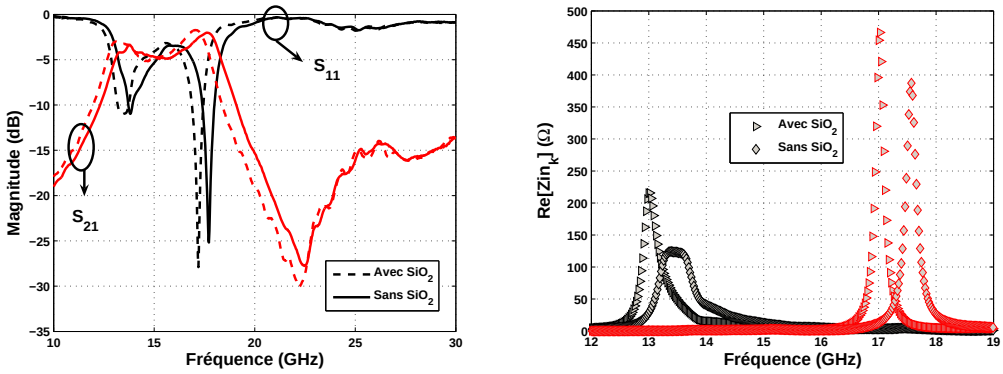


(a) (b)

Fig. 3.21: Comparaison des mesures de la structure E avec ou sans présence de SiO_2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}).

Les courbes Fig.3.21 montrent de la couche de SiO_2 permet d'améliorer légèrement la transmission du filtre dans sa bande passante - d'approximativement 10% ($S_{21_{max}}$=3.9 sans SiO_2 et $S_{21_{max}}$=3.3 avec SiO_2) -, en permettant de diminuer les pertes de chacun des états propres (10% dans le cas pair et 30% dans l'état impair).

Une remarque peut être ajoutée sur l'influence de métallisation flottante utilisée comme écran du substrat : le fait que la structure E est sensible à la présence de SiO_2 prouve une fois de plus que cet écran est inopérant ou partiel.



(a) (b)

FIG. 3.22: Comparaison des mesures de la structure D avec ou sans présence de SiO_2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}).

3.3.2.3 Sensibilité des états aux effets de connexion

Le Tab.3.7 présente les résultats des extractions, respectivement pour les structures C et D. Selon la technologie, l'on compare ici les structures présentant des connexions différentes de la capacité de charge des résonateurs. Dans le cas de C, la connexion de l'électrode inférieure de la capacité de charge au plan de masse coplanaire se fait perpendiculairement au résonateur ; dans le cas de la structure D, elle se fait dans le prolongement.

Alors que les structures C et D ne diffèrent que par la connexion de leur charge capacitive, les valeurs de leur représentation électrique diffèrent elles aussi. L'on peut donc conclure que les états de résonance sont particulièrement sensibles aux effets de connexion : ceux-ci peuvent modifier les valeurs de surtension et d'énergie emmagasinée par les états.

TAB. 3.7: Influence de la connexion de la capacité - Comparaison des caractéristiques intrinsèques des état propres des structures D, C. Résultats expérimentaux.

substrat	Topologie	$\|k\rangle$	f_{0_k} **(GHz)**	f_{1_k} **(GHz)**	f_{2_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k} (Ω^{-1})
Si	CPW_1	$\|E\rangle$	13.01	12.88	13.21	215	39.42	2.24	66.7	0.18
BCB	**D**	$\|O\rangle$	17.02	16.93	17.11	466	94.55	1.89	46.1	0.20
	CPW_2	$\|E\rangle$	13.87	13.71	14.09	228	36.50	1.83	71.7	0.16
	C	$\|O\rangle$	16.83	16.74	16.92	556	93.50	1.59	56.2	0.17

Remarque

Le Tab.3.8 présente l'extraction des éléments de la représentation électrique des états $|k\rangle$ pour deux structures topologiquement identiques à C et D, mais sur une technologie différente, fonctionnant à des fréquences 10 fois inférieures (autour de 1.6 GHz) et ne présentant pas la même impédance caractéristique de résonateur isolé - ces structures seront présentées plus largement dans le chapitre 4. La structure G possède une connexion de sa capacité de charge identique à celle de la structure C, et la structure F est comparable à la structure D.

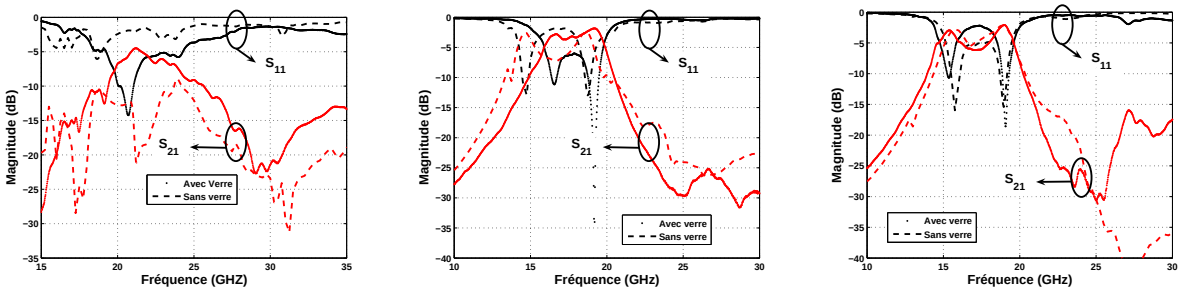
En observant les valeurs prises par S_{0_k} dans le Tab.3.8, l'on constate qu'elles sont pourtant très proches de celle du Tab.3.7. Cette constatation accentue la véracité de l'hypothèse faite sur le lien direct entre stockage de l'énergie EM et topologie de référence de masse.

Tab. 3.8: Tableau récapitulatif des éléments de la représentation de Foster du résonateur dans chacun de ses modes propres pour l'ensemble des connexions de masse - Technologie SiO_2 (NXP-Semiconductors) - Résultats expérimentaux

substrat	Topologie	$\|k\rangle$	f_{0_k} **(GHz)**	f_{1_k} **(GHz)**	f_{2_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k} (Ω^{-1})
Si	CPW_4	$\|E\rangle$	1.32	1.29	1.35	118	22	22.5	646.7	0.19
SIO_2	**F**	$\|O\rangle$	1.65	1.62	1.68	131	27.5	20.3	459.5	0.21
	CPW_5	$\|E\rangle$	1.36	1.33	1.39	132	22.6	20	683.5	0.17
	G	$\|O\rangle$	1.65	1.62	1.68	137	27.5	19.4	480.5	0.20

3.3.3 Influence des appareils de mesure

Dans cette partie, l'on s'intéresse à l'influence des appareils de mesure, et tout particulièrement à celle de la plaque métallique arrière - nommée chuck - de support des structures d'une testeuse sous pointe.



(a) (b) (c)

Fig. 3.23: Influence du chuck - Mesures élaborées avec ou sans plaque de verre (2mm d'épaisseur) entre le chuck et le wafer. Cas du filtre H (a). Cas du filtre D (b) . Cas du filtre C (c).

Dans le cas de la technologie BCB, le substrat silicium n'était pas métallisé à l'arrière : aussi l'ensemble des mesures des structures coplanaires étaient perturbées par la présence de cette métallisation, comme le montre la Fig.3.23. Pour pallier cet effet, toutes les mesures ont été faites après addition d'une plaque de verre de plusieurs millimètres d'épaisseur entre le substrat et le chuck.

A partir des observations faites, il est intéressant de constater qu'elles sont en parfaite corrélation avec les hypothèses émises dans la partie (3.2.4), ce qui implique que les champs pénètrent très largement dans le silicium, et d'autant plus profondément qu'ils sont perturbés par la métallisation de support des substrats de l'appareil de mesure.

Conclusion

Sur la méthodologie employée

En conclusion, ce chapitre montre bien l'intérêt d'utiliser la représentation des systèmes couplés en états puisque, de façon similaire au cas des systèmes passifs isolés dont la représentation électrique est bien connue, la répartition des champs électromagnétiques donne une information particulièrement précise sur les pertes et le confinement accessible à une topologie de masse et de résonateurs. L'on prouve donc qu'il est possible de modifier la surtension de deux façons distinctes et indépendantes :

1. Soit par diminution des pertes liées aux niveaux d'impédance, aux topologies de résonateur, aux matériaux utilisés pour confectionner les substrats
2. Soit par augmentation du confinement électromagnétique par des topologies de référence de masse. L'on a pu constater que, dans ce domaine, les configurations $BGCPW$ offraient le meilleur compromis

   La représentation par états des systèmes couplés donne aussi :
   - des informations sur les effets de connexions et sur les topologies de masse : les états de résonance sont particulièrement sensibles aux effets de layout et de connexion
   - une information pertinente sur le couplage - en tenant compte des pertes ; elle permet aussi de jauger avec précision l'influence des paramètres topologiques des structures dans un environnement donné. A ce titre, l'on a pu constater que les valeurs de S_{0_e} étaient toujours proches de 0.20 Ω^{-1} (0.17 $\Omega^{-1}<S_{0_e}<24$ Ω^{-1}) - ces valeurs sont d'autant plus surprenantes que l'ensemble des structures étudiées, à deux exceptions près ($BGCPW$ et MST), ne présentent absolument rien de commun -, alors que celles de l'état impair S_{0_o} pouvaient varier de 0.17 Ω^{-1} à 0.42 Ω^{-1} - avec $S_{0_o,CPW}<S_{0_o,MST}<S_{0_o,FCPW}<S_{0_o,BGCPW}$. D'autre part, les valeurs présentées ci-dessus nous conduisent à penser que l'énergie réactive emmagasinée par l'état pair est très difficile à modifier. L'amélioration du couplage doit être envisagée sur l'état le plus sensible, l'état impair. En d'autres termes, lorsqu'un choix doit être fait sur une topologie de masse, il faut privilégier celle qui génère la plus grande énergie emmagasinée dans l'état impair du système.

Les variations des valeurs d'impédances caractéristiques et de permittivités effectives des constantes secondaires des états offrent une indication sur les potentialités de la technologie à héberger des structures couplées.

Néanmoins, la méthodologie de caractérisation utilisée - qui reste fiable, précise et en relation directe avec des principes physiques fondamentaux - ne permet pas encore d'analyser certains comportements, lorsque le nombre d'échantillons de mesure est faible.

Le système à métallisation flottante mériterait d'être valorisé davantage, au travers d'études complémentaires (encore difficiles à entreprendre), que ce soit en mesure (puisqu'il nécessiterait

d'autres runs) ou en simulation (puisque, jusqu'à présent, aucune simulation réalisée n'a donné de résultats totalement acceptables sur le comportement de cette structure). Pourtant, tous les logiciels utilisés ont fait l'objet d'une étude préliminaire des configurations de simulation adéquates, que ce soit sur les ports ("internal" ou "single port" pour Sonnet, Wave port ou lumped port pour HFSS), l'agencement de la structure au sein de la boîte (pour Sonnet) ou les configurations de boîte (HFSS).

Sur la Technologie

La technologie d'intégration développée par le LAAS-CNRS devrait permettre à terme d'intégrer les systèmes actifs dans le silicium. Bien entendu, d'autres études doivent être entreprises afin de déterminer les potentialités du substrat à accueillir ces systèmes actifs. En ce qui concerne la possibilité d'incorporer des systèmes passifs dans les couches successives de BCB, ce chapitre de la thèse démontre :

1. Qu'il est possible d'utiliser ces couches pour créer des filtres aux performances élevées.
   - la topologie $BGCPW$ présente un optimum, en permettant d'augmenter considérablement la gamme de couplage accessible et d'améliorer les niveaux de transmission de la structure filtrante
   - la topologie CPW présente elle aussi une gamme de couplage importante, mais pose le problème des couplages électromagnétiques avec les éléments qui pourraient être présents dans le silicium
   - la topologie MST implique des pertes très importantes, dues aux pertes métalliques de la métallisation arrière
2. Que l'utilisation d'une métallisation flottante sur le niveau M_0 permet d'écouter partiellement le substrat, mais que cette métallisation ne peut être utilisée comme référence de masse.
3. Les pertes dans le BCB restent particulièrement faibles au vu de celles que présente le silicium ou les métaux, puisqu'un changement d'épaisseur de BCB ne change en rien les pertes des états des structures coplanaires

La coexistence d'une masse arrière (en M_0) et d'une masse coplanaire, sans changer l'impédance caractéristique des résonateurs - les plans de masse coplanaires doivent être plus éloignés des résonateurs que la métallisation arrière -, a une double influence, particulièrement positive, sur les états du système :

- tout d'abord une grande capacité à confiner de l'énergie réactive de l'état impair
- ensuite, une faculté à minimiser les pertes de l'état pair : la présence de lignes de champ électrique entre résonateurs et masse coplanaire permet de diminuer la densité de champ vers la métallisation arrière présentant des pertes importantes

Pour concevoir des structures filtrantes, cette topologie de masse reste le meilleur compromis sur cette technologie.

Perspectives

Comme nous avons pu le constater dans ce chapitre, les résultats de mesures liés à la structure présentant une métallisation flottante ne sont pas tous explicables. Pourtant, intuitivement, l'on peut imaginer les répercussions de l'utilisation d'une telle structure :

- la possibilité d'obtenir des filtres modulables en fréquence
- si l'on se réfère aux perspectives du chapitre 2, et aux résultats du chapitre 3 - comparaison des cas des structures $BGCPW$ et MST -, il existe un lien étroit entre les couples (répartition fréquentielle des états, valeurs de leur pertes) et (niveau de couplage, niveau de transmission de la structure filtrante) ; des études supplémentaires devraient pouvoir faire le lien entre ces différentes grandeurs
- une utilisation optimale des potentialités d'une technologie d'intégration en écrantant partiellement le substrat : en d'autres termes, les limites des impédances accessibles dans le BCB peuvent être repoussées, en restreignant les perturbations sur les éléments inclus dans le silicium ; cette structure est l'alternative à l'utilisation de structure purement coplanaire

Le reste du travail à effectuer est lié aux répercussions, sur les fréquences des états propres $|k\rangle$, du rapprochement de la métallisation arrière au plus près des résonateurs, mais aussi de l'influence de la dimension de cette métallisation. sur les performances de la structure.

Bibliographie

[1] André Vander Vorst, Danielle Vanhoenacker-Janvier, "Bases de l'ingénierie micro-onde", De Boeck Université, 1996.

[2] T.Caillet, D.Bajon, S.Wane and R.Plana, "Combined Electromagnetic and Circuit Approaches for Accurate RF Circuits Modeling", *Proceedings of IEEE European Microwave Week*, Amsterdam, 2008.

[3] Robert E. Collin,"Fundation for Microwave Engeneering", Second Edition, Mc Graw-Hill series in electrical engineering, 1992.

[4] William R.Eisenstadt and Yungseon Eo, "S-Parameter-Based IC Interconnect Transmission Line Characterization", *IEEE Trans. Components, Hybrids and Manufacturing Technology.*, vol.15, no.4, pp.483-490, August 1992.

[5] Peter Russer, "Electromagneticx Microwave Circuit and Antenna Design for Communications Engineering", Artech House antennas and propagation library, 2003 Artech House, Inc.

[6] Darko Kajfez and Eugene J.Hwan, "Q-factor Measurement with Network Analyser", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.32, no.7, pp. 666-670, July 1984.

[7] Lye Heng Chua and Dariush Mirshekar-Syahkal, "Accurate and Direct Characterization of High-Q Microwave Resonators Using One-Port Measurement", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.51, no.3, pp. 978-985, March 2003.

[8] D.Kajfez, S.Chebolu, M.R.Abdul-Gaffoor and A.A.Kishk, "Uncertainly Analisys of Transmission-Type Measurement of Q-Factor", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.47, no.3, pp. 367-371, March 1999.

[9] K.Leong and J.Mazierska, "Precise Measurements of the Q Factor of Dielectric Resonators in the Transmission Mode Accounting for Noise, Crosstalk, Delay of Uncalibrated Lines,Coupling Loss, and Coupling Reactance", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.50, no.9, pp.2115-2127, September 2002.

[10] En-Yuan Sun and Shuh-Han Chao, "Unloaded Q Measurement-The Critical-Points Method" Short Paper, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.43, no.8, pp.1983, August 1995.

[11] Peng Wang, Lye Heng Chua et Dariush Mishekar-Syahkal, "Accurate Characterization of Low-Q Microwave Resonator Using Critical-Points Method", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.1, pp. 349-353, January 2005.

[12] Kenneth.O, "Estimation Methods for quality Factors of Inductors Fabricated in Silicon Integrated Circuit Proces Technologies", *IEEE Joural of Solid-State Circuits.*, vol.33, pp.1249-1252, August 1998.

[13] T.Caillet, J.B.Beaugerie, A.M.Martín-Vivaldi, D.Villa Pascual, S.Yazbeck, E.Perrin, "Etude de lŠexcitation des résonateurs pour la conception dŠantennes RFID", *Onde Herzienne et Diélectrique*, Valence, France, 2007.

[14] G.Matthaei, L.Young and E.M.T.Jones, "Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures", Nordwood, MA : Artech House, 1980.

[15] I.C.Hunter, and J.D.Rhodes, "Theory and Design of Microwave Filters", IEE Electromagnetic Waves Series , no.48, 2001, London.

[16] Byung-Wook Kim and Sang-Won Yun, "Varactor-Tuned Combline Bandpass Filter Using Step-Impedance Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.52, no.4, pp. 1279-1283, April 2004.

[17] Jia-Sheng Hong and Michael J. Lancaster, "Couplings of Microstrip Square Open-Loop Resonators for Cross-Coupled Planar Microwave Filters", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.44, no.12, pp.2099-2109, december 1996.

[18] Jia-Sheng Hong and M. J. Lancaster, "Microstrip Filter for RF/Microwave Applications", Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, 2001 John Wiley and Sons, Inc.

[19] J.García-García, J.Bonache, I.Gil, F.Martin, M.Del Castillo Velásquez-Ahumada et J.Martel, "Miniaturized Microstrip and CPW Filters Using Coupled Metamaterial Resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.54, no.06, pp.28-32, June 2006.

[20] Qing-Xin Chu and Huan Wang, "A Compact Open-Loop Filter With Mixed Electric and Magnetic Coupling", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.56, no.2, pp.431-439, February 2008.

[21] I.C.Hunter and John David Rhodes, "Electronically Tunable Microwave Bandpass Filters", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.30, no.9, pp. 367-371, Septamber 1982.

[22] Manfred Kirschning and Rolf H.Jansen, "Accurate Wide-Range Design Equations for the Frequency-Dependent Characteristic of Parallel Coupled Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.32, no.01, pp.83-90, January 1984.

[23] Manfred Kirschning and Rolf H.Jansen, Correction to "Accurate Wide-Range Design Equations for the Frequency-Dependent Characteristic of Parallel Coupled Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.33, no.03, pp.288, March 1985.

[24] Fouad Bouchriha, Katia Grenier, David Dubuc, Patrick Pons, Robert Plana and Jacques Graffeuil, "Minimization of Passive Circuits Losses realized on Low Resistivity Silicon Using Micro-Machining Techniques and Thick Polymer Layers", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Philadelphia, June 2003.

[25] Gonzague Six, Gaëtan Prigent, Eric Rius, Gilles Dambrine and Henry Happy, "Fabrication and Characterization of Low-Loss TFMS on Silicon SUbstrate Up to 220 GHz", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.01, pp.301-305, June 2006.

[26] Vikram B. Krishnamurthy, H. S. Cole, and T. Sitnik-Nieters, "Use of BCB in high Frequency MCM Interconnects", *IEEE Trans. Component, Packaging & Manufactoring Tech.*, part B, vol. 19, no. 1, pp.42-47, February 1996.

[27] P. Monfraix, J. Monsarrat, J.L. Muraro, C. Drevon, S. Dareys(2), M. Billot(2), J.L. Cazaux, "Is hermitic encapsulation of GaAs MMIC still required for space applications ?", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Long Beach, June 2005.

[28] Gaëtan Prigent, Eric Rius, Karine Blary, Henri Happy, Sylvie Lepilliet, Gilles Dambrine, Alain Cappy, "Design of Narrow Band-pass Planar Filters for Millimeter-Wave Applications up to 220 GHz", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Long Beach, June 2005.

[29] Minh-Nhut Do, David Dubuc, Katia Grenier, Laurent Bary, Laurent Mazenq and Robert Plana, "3D-BCB Based Branchline Coupler for K-band Integrated Microsystem", Proceedings of the 36th European Microwave Conference, Manchester UK, September 2006.

Chapitre 4 Modélisation EM des Interconnexions 3D

La modélisation électromagnétique s'intéresse à la représentation des comportements électromagnétiques des structures conçues. Dans ce chapitre, nous travaillerons d'abord autour d'une modélisation optimisée de structure filtrante comprenant les effets de layout ou de connexion : le but à terme est d'obtenir des modélisations paramétrées tenant compte de l'ensemble de ces effets, mais aussi de tirer des règles de design. Le formalisme sur les états des systèmes couplés initié dans le chapitre 1 et 2 et appliqué à la caractérisation dans le chapitre 3 est réutilisé ici pour sa capacité à déceler les influences de layout.

Introduction

Dans les circuits intégrés multicouches les principaux facteurs limitatifs des performances - qu'il s'agisse des composants (intégrations de filtres, inductance, capacités, etc) ou des blocs de fonctions (RF/Analogiques, Numériques) - restent liés aux niveaux de couplages induits par les interconnexions passives 3D, et à la nature semi-conductrice des empilements de substrat. Dans les outils de simulations électromagnétiques (EM), la description de détails topologiques d'interconnexions passives incluant les plots de contacts, les via-holes inter-metaux, les via-holes de prise de masse, les lignes de transmission et autres structures passives guidantes, imposent des resserrements de maillage qui conduisent à des efforts de calcul prohibitifs, associés à d'importants besoins de stockage mémoire. Alors que la disparité des épaisseurs de couches incluses dans les empilements de substrat limite l'utilisation des outils EM 3D, les hypothèses qui accompagnent la modélisation des traversées de courant dans les outils 2.5D circonstancient la validité des modèles de via-holes à des connexions courtes, où les effets de couplages et de résistances de contact sont négligés. Pour des éléments de bibliothèques facilement utilisables lors de la phase de conception conduisant à la synthèse de fonctions radio-fréquence, les besoins de modèles précis requièrent le développement de méthodologies spécifiques reposant sur une modélisation électromagnétique optimisée. Le développement de telles méthodologies rend possible, par l'analyse, la formulation de règles de conceptions qui ne sont traditionnellement accessibles que par des voies expérimentales souvent très coûteuses.

Avec l'avènement des simulateurs électromagnétiques - dont les performances connaissent un essor important, par des demandes croissantes en terme de performance et de précision par les utilisateurs -, un grand nombre d'études paramétriques lors de la conception de structure passive sont élaborées sur les résultats de simulation. Les simulateurs électromagnétiques demandent cependant une bonne connaissance de leurs potentialités, selon la nature des méthodes numériques qu'ils utilisent pour la résolution des problèmes électromagnétiques, et les configurations des excitations

exercées sur les structures à simuler : leur utilisation n'est nullement triviale, et les résultats obtenus doivent être analysés avec attention.

Difficile en elle-même, l'expérimentation doit se faire dans les conditions adéquates : mais, même si la mesure exige à la fois dextérité et précision, elle est généralement l'étalon de la simulation électromagnétique. A la fin du chapitre précédent, nous avons vu que les appareils de mesure pouvaient influer sur le comportement électromagnétique des structures conçues, et que cette incidence pouvait complètement dénaturer leur réponse fréquentielle. Dans les exemples qui vont suivre, les mesures ont été réitérées un grand nombre de fois, à différentes périodes et sur différentes zones des wafers : leurs résultats de mesure ont été considérés comme référence, et les simulateurs utilisés comme outils d'analyse et de compréhension des comportements électromagnétiques.

Cette partie présente une modélisation électromagnétique optimisée d'éléments de connexions 3D incluant des traversées de courants verticaux. S'appuyant sur une approche de partitionnement de blocs complexes à analyser en sous-blocs distribués et/ou localisés, la méthodologie proposée reste d'application générale, indépendamment des technologies considérées : largement développées dans le chapitre 1, les bases théoriques de cette méthodologie sont ici appliquées à des exemples plus ou moins complexes.

Les limites de l'approche de partitionnement utilisée sont analysées en référence à des simulations électromagnétiques 2.5D (Momentum, Sonnet) et 3D (HFSS) et à des données de mesures : ce chapitre va donc combiner l'ensemble des méthodologies de synthèse et d'analyse abordées dans les chapitres précédents, aux fins d'extraire des modélisations robustes du comportement électromagnétique de certaines structures. Pour une partie d'entre elles, la simulation électromagnétique brute - c'est-à-dire sans analyse préalable des phénomènes électromagnétiques au sein de la structure - génère des réponses erronées. La méthodologie de modélisation proposée combine un ensemble de principes :

1. une analyse précise des réels facteurs influant sur les réponses fréquentielles des structures à modéliser, en combinant la notion d'état, de mur électrique ou magnétique, mais aussi les répartitions de courants au sein de la structure. Cette analyse est exposée dans les chapitres 2 et 3.
2. Un partitionnement rigoureux de la structure en totale adéquation avec l'analyse préalable. Dans cette partie, l'on utilise un grand nombre d'outils définis dans le chapitre 1.

Notre objectif final est de dégager des règles de design élémentaires, mais aussi de pouvoir incorporer des effets de layout dans la modélisation EM par adjonction d'éléments localisés dans une modélisation basée sur des éléments distribués - par souhait d'obtenir des modélisation large bande -.

4.1 Méthodologie de modélisation

Les concepts de modélisation s'appuient généralement sur des éléments de bibliothèque qui peuvent être localisés (éléments R, L, et C) ou distribués (développement en tangente ou cotangente des tronçons de ligne). A partir de ces différents éléments, l'on se propose de modéliser - si possible sur une bande très large - les structures décrites dans le chapitre 3 et représentées Fig.4.1. L'on définit d'abord les étapes de modélisation, puis on les applique sur ces cas concrets.

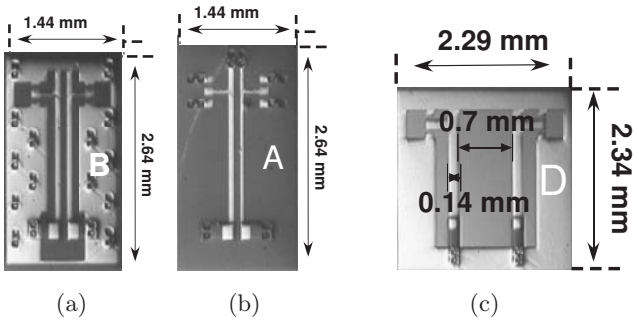


Fig. 4.1: Structure à modéliser. Filtre en $BGCPW$ (a). Filtre en MST (b). Filtre en CPW (c).

Dans ce travail, l'on s'intéresse à la modélisation EM de structures filtrantes pour deux raisons bien distinctes :

1. Les états de résonances restent des phénomènes facilement observables et discernables.
2. Les états de résonances sont particulièrement sensibles à l'environnement extérieur et aux adjonctions d'éléments de connexion. Dans le chapitre 3, par exemple, l'on a démontré, l'influence des changements d'épaisseur de BCB sur le décalage fréquentiel des résonances des filtres C et D.

4.1.1 Les étapes de la modélisation

La modélisation EM attribue des représentations électriques à des comportements électromagnétiques. Dans cette partie, l'on va établir les règles de modélisation suivies pour recomposer le comportement fréquentiel des structures conçues.

Pour des structures symétriques conçues à l'aide de deux résonateurs identiques, les étapes de modélisations proposées sont les suivantes :

1. Génération, à partir de tronçon de ligne, de l'admittance d'entrée d'un résonateur comprenant la position de son excitation.
2. Recherche des valeurs de constantes secondaires $({Z_k}^*,\gamma_k)$ d'un systèmes de 2 résonateurs soit $({Z_{c_o}}^*,{\epsilon_{eff_o}}^*)$ et $({Z_{c_e}}^*,{\epsilon_{eff_e}}^*)$.
3. Calcul de l'admittance d'entrée du résonateur pour chaque état $|k\rangle$.
4. En référence [1]-[3] : reconstruction de l'admittance de transmission entre les deux accès du système.

1 - Calcul de l'admittance d'entrée d'un résonateur

On s'intéresse à l'équation de l'admittance d'entrée du résonateur, en tenant compte de la position de son excitation. La Fig.4.2 présente la représentation schématique de l'élément dont l'admittance est à calculer.

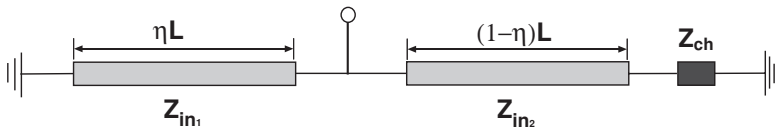


Fig. 4.2: Représentation schématique d'un résonateur pseudo $\lambda/2$, chargé par une charge quelconque Z_{ch}

L'on distingue d'abord chaque tronçon de ligne formant le résonateur et l'on choisit, pour simplifier, une impédance ou une admittance caractéristique réelle. En référence à la Fig.4.2, l'on exprime d'abord l'admittance d'entrée du tronçon de ligne directement court-circuité comme suit :

$$Y_{in_1} = Y_c \coth(\gamma \eta L) \tag{4.1}$$

L'admittance du tronçon de ligne chargé par Z_{ch} s'exprime comme :

$$Y_{in_2} = Z_c \frac{1 + \frac{Z_c}{Z_{ch}} \tanh(\gamma(1-\eta)L)}{\frac{Z_c}{Z_{ch}} + \tanh(\gamma(1-\eta)L)} \tag{4.2}$$

Soit :

$$Y_{in_2} = Y_c \tanh\left(\arctan\left(\frac{Z_c}{\Im(Z_{ch})}\right) + \gamma(1-\eta)L\right) \tag{4.3}$$

A l'aide de (4.1) et (4.3), l'on peut exprimer comme suit l'admittance d'entrée du résonateur ,quelle que soit la position de l'excitateur :

$$Y_{in} = Y_c \left(\tanh\left(\arctan\left(\frac{Z_c}{\Im(Z_{ch})}\right) + \gamma(1-\eta)L\right) + \coth(\gamma \eta L)\right) \tag{4.4}$$

Cette expression présente deux avantages distincts :

- Elle permet de tenir compte de la position de l'excitation sur le résonateur par variation du terme α. Cette variable ne peut avoir comme valeur 0 et 1, et l'on a donc : $0<\eta<1$.
- Elle permet de synthétiser le comportement d'un résonateur sur une bande très large.

2 - La recherche des valeurs de constantes secondaires complexes

Il existe au moins deux méthodes pour connaître les couples ($Z_k{}^*$,γ_k). Relativement ancienne, la première a été développée dans [4][5] - ([5] étant une correction de [4]) - et s'appuie sur des approximations polynomiales de l'étude paramétrique de structure à deux lignes couplées. Ces approximations prennent en compte la permittivité relative et la hauteur des substrats, les largeurs des métallisations couplées ainsi que leur espacement, mais ne peuvent en aucun cas rendre compte des pertes par états. Il devient en outre difficile d'utiliser ces formules lorsque le substrat comporte différentes couches de diélectriques à permittivité différente, pour des questions de connaissance ϵ_r global.

Une autre méthode consiste en l'utilisation dans Sonnet (V.9.52) de ports spécifiques - nommés "pull push" et "push push" - qui permettent de définir des ports d'excitation comportant des

valeurs (+1,-1) dans le cas impair, et (+1,+1) dans le cas pair. Après simulations faites en tenant compte des pertes diélectrique et métalliques, le logiciel donne les valeurs des couples ($Z_{c_e}{}^*$,$\epsilon_{eff_e}{}^*$) et ($Z_{c_o}{}^*$,$\epsilon_{eff_o}{}^*$).

Tab. 4.1: Évaluation des constantes secondaires des états pairs et impairs pour les structures A, B et C - Résultats de Simulations (Sonnet (V.9.52)) à partir de l'utilisation de ports spécifiques ("Push Pull" et "Push Push").

Structure	**État k**	$\epsilon_{eff_k}{}^*$	$Z_{c_k}{}^*$ (Ω)
A	Even	2.34-j*0.1	54-j*0.6
	Odd	2.34-j*0.1	51-j*1.5
B	Even	2.50-j*0.1	53-j*0.2
	Odd	2.20-j*0.1	51-j*0.6
C	Even	4.04-j*0.04	103-j*0.17
	Odd	3.83-j*0.04	82-j*0.62

Il faut noter que ces valeurs restent la base essentielle de la modélisation : sans elles, aucune modélisation large bande de système à deux résonateurs n'est en effet possible.

3 et 4 - Construction de la réponse

Ces deux premières étapes étant achevées, il suffit d'intégrer les valeurs de constantes secondaires dans l'expression de l'admittance d'entrée du résonateur ; ainsi Eq.(4.4) devient respectivement dans les états pair et impair :

$$Y_{in_e} = Y_{c_e}\left(\tanh\left(\arctan\left(\frac{Z_{c_e}}{\Im(Z_{ch})}\right) + \gamma_e\left(1-\eta\right)L\right) + \coth\left(\gamma_e \eta L\right)\right) \tag{4.5}$$

$$Y_{in_o} = Y_{c_o}\left(\tanh\left(\arctan\left(\frac{Z_{c_o}}{\Im(Z_{ch})}\right) + \gamma_o\left(1-\eta\right)L\right) + \coth\left(\gamma_e \eta L\right)\right) \tag{4.6}$$

Dans le cas de structure symétrique, la création de la matrice d'admittance du système entrée-sortie s'effectue comme suit :

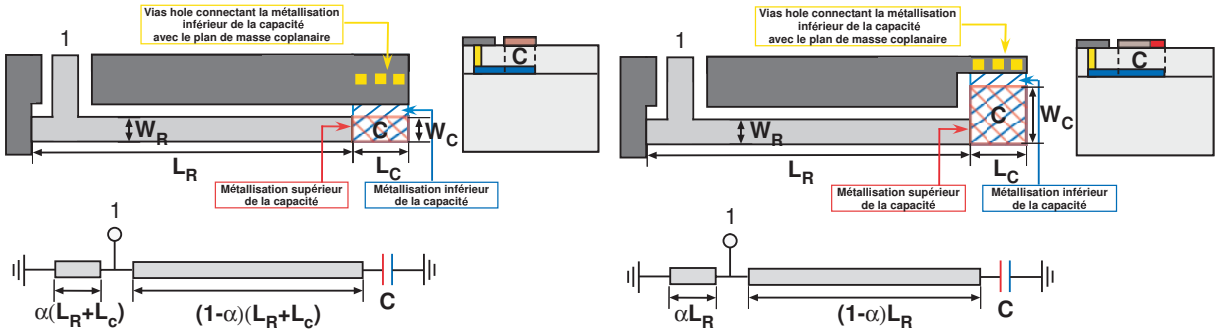
$$Y_{11} = \frac{1}{2}(Y_{in_e} + Y_{in_o}) \tag{4.7}$$

$$Y_{12} = \frac{1}{2}(Y_{in_e} - Y_{in_o}) \tag{4.8}$$

Remarque : Influence et modélisation des charges

Dans le cas de charge (Z_{ch}) de type capacité MIM au bout des résonateurs, des simulations de répartitions de courant, réalisées avec le logiciel Sonnet (V.9.52), montrent que la densité de courant sur l'électrode supérieure de la capacité située dans le prolongement du résonateur n'est pas identique, selon l'existence ou l'absence d'un saut d'impédance entre ces deux métallisations jointes.

Cette observation est en lien direct avec les longueurs électriques à prendre en compte dans la modélisation du résonateur par des éléments distribués. Comme le montre la Fig.4.3, lorsque la métallisation de l'électrode supérieure de la capacité est d'une largeur différente de celle du résonateur, le saut d'impédance implique que la longueur électrique du résonateur ne tient pas compte de la longueur physique de cette métallisation de bout (Fig.4.3(b)). Dans le cas où les deux largeurs sont identiques, la longueur électrique du résonateur doit être calculée en tenant compte de la longueur physique de cette métallisation (Fig.4.3(a)).



(a) (b)

Fig. 4.3: Représentation schématique de la modélisation du résonateur. Cas d'un saut d'impédance caractéristique entre la métallisation du résonateur et la métallisation supérieure de la capacité (a). Cas d'une impédance caractéristique continue entre la métallisation du résonateur et la métallisation supérieure de la capacité (b).

Les résonateurs formant les structures A et B peuvent être modélisés selon le modèle établi Fig.4.3(b), et ceux de la structure C selon celui de la Fig.4.3(b) Dans le cas de résonateurs à charge capacitive, comme présenté Fig.4.3, la fréquence de résonance peut être approximée à partir de la valeur de la charge et s'exprimer comme suit :

$$f_0 = \frac{1}{2\Pi C Z_c tan(\theta)} \tag{4.9}$$

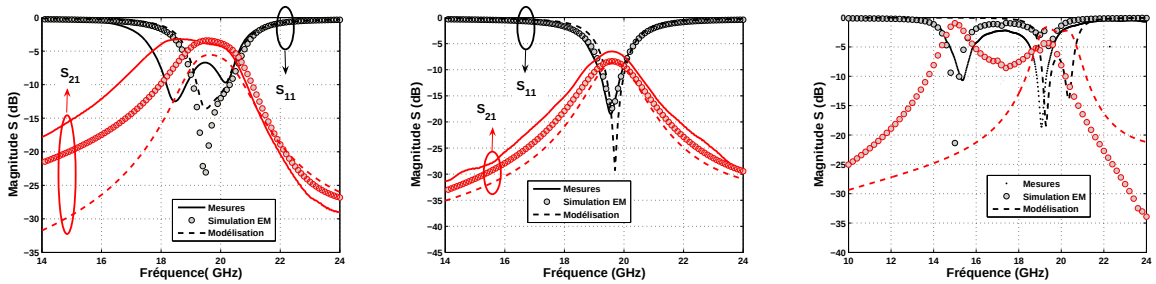
Où Z_c et θ représentent respectivement l'impédance caractéristique et l'angle électrique de la ligne constituant le résonateur, et C sa capacité de charge, qui peut être évaluée en première approximation comme suit :

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{e} \tag{4.10}$$

Avec ϵ_0 et ϵ_r correspondant respectivement aux permittivités relatives du vide et du diélectrique compris entre les deux électrodes de la capacité, S la surface de métallisation en regard et e la distance entre les deux électrodes.

Au vu de l'expression Eq.(4.9), l'évaluation d'une résonance ne peut se faire que par dichotomie, puisque le terme $\tan(\theta)$ contient une information fréquentielle. A longueur physique de résonateur identique, la fréquence de résonance du résonateur est inversement proportionnelle à la valeur de la capacité. L'on peut noter en outre que l'expression Eq.(4.9) est un cas particulier , et qu'elle évalue la résonance comme si l'excitation était faite entre le tronçon de ligne formant le résonateur et la capacité de charge de ce dernier.

4.1.2 Résultats de la modélisation



(a) (b) (c)

FIG. 4.4: Comparaison - Mesure vs Simulation Em vs Modélisation. Filtre en $BGCPW$ (a). Filtre en MST (b). Filtre en CPW (c).

La Fig.4.4 permet d'observer 3 résultats différents :

1. La modélisation, la simulation EM et la mesure sont en accord : cas de la structure microruban A. Dans ces conditions, l'application des constantes secondaires sur l'admittance du résonateur est suffisante pour obtenir une modélisation robuste
2. La modélisation et la simulation EM sont en accord, mais diffèrent de la mesure : cas de la structure $BGCPW$ B. Dans ce cas précis, il est difficile d'obtenir une modélisation juste puisque l'on s'appuie sur les valeurs des constantes secondaires rendues par le simulateur électromagnétique, qui ne sont pas à priori celles mesurées.
3. La mesure et la simulation EM sont en accord, mais la modélisation donne des résultats erronés. Dans ces conditions, l'on peut remettre en cause les éléments de la modélisation, tout en gardant les valeurs des constantes secondaires rendues par le simulateur.

Dans les premier et troisième cas, la modélisation peut être établie : dans le dernier cas, il est nécessaire d'incorporer des éléments localisés dans la modélisation, pour permettre de rendre compte du comportement fréquentiel de la structure. Ces incorporations seront largement abordées dans la partie suivante.

4.2 Incorporation d'éléments localisés dans la modélisation EM

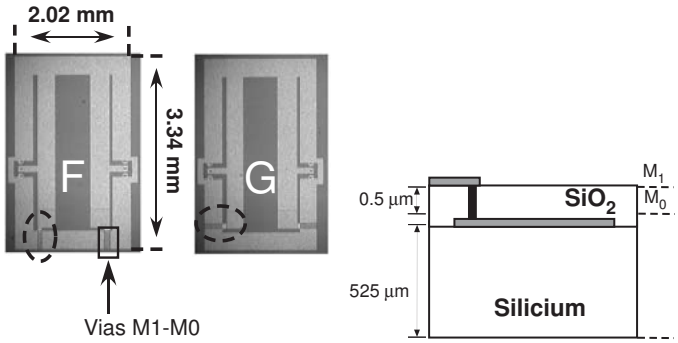
Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux répercussions de l'implémentation des éléments de connexion sur le comportement électromagnétique des structures hyperfréquences. Afin de démontrer l'importance de leur incorporation dans la modélisation, deux couples de structure vont être utilisées et modélisées : les premières sont des structures conçues sur une technologie de report ($PICS$) , développée par NXP-semicondcutor, pour une fréquence d'utilisation tournant autour de 1.6 GHz ; les autres sont les structures C et D, vues dans le chapitre 3 et conçues sur la technologie BCB , une technologie développée par le LAAS-CNRS et caractérisée dans le chapitre 3.

Afin de minimiser les effets de la montée en fréquence sur les longueurs électriques des éléments de connexion, l'on va d'abord s'intéresser à la modélisation des structures coplanaires fonctionnant à plus basse fréquence, et conçues sur une technologie de report, puis tenter d'utiliser les conclusions

dégagées à partir de ces dernières pour modéliser celles fonctionnant à fréquences plus élevées, et conçues sur une technologie d'intégration.

4.2.1 Les structures à modéliser et leur technologie respective

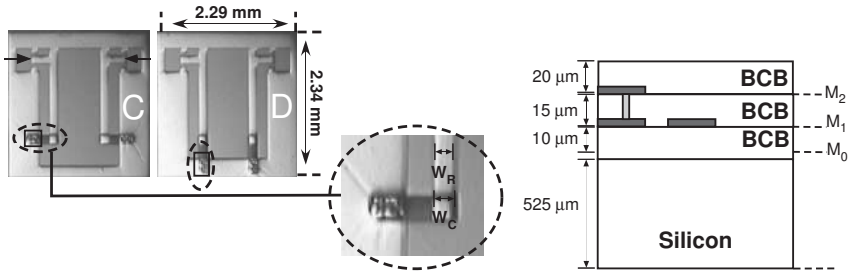
La technologie $PICs$ est une technologie de report, développée par NXP-Semiconductors, elle peut présenter différentes couches successives de différents diélectriques sur substrat silicium. Dans le cadre qui nous intéresse, elle se compose d'un substrat silicium de 525 μm d'épaisseur sur lequel est superposé une couche d'oxyde silicium SiO_2 de 0.5 μm (Fig.4.5(b)) ainsi que de deux niveaux de métallisation relativement proches l'un de l'autre, afin de minimiser les longueurs des éléments de connexion verticaux (vias).



(a) (b)

Fig. 4.5: Structures sur la technologie SiO_2 développée par NXP-Semiconductor. photo des filtres à capacités MIM sur SiO_2 avec *Silicium* non écranté - Connexion de la capacité parallèlement au résonateur (CPW_1 / F) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur (CPW_2 / G) (a). Coupe de la technologie utilisée (b).

La Fig.4.6 présente les deux structures coplanaires fonctionnant autour de 17 Ghz et conçues sur la technologie BCB, une technologie d'intégration où les couches de diélectriques - et donc les longueurs des connexions verticales - sont , entre les niveaux de métallisation, nettement plus importantes que dans le cas d'une technologie de report.



(a) (b)

Fig. 4.6: Structures sur la technologie BCB développée par le LAAS-CNRS. photo des filtres à capacités MIM sur BCB avec *Silicium* non écranté - Connexion de la capacité parallèlement au résonateur (CPW_1 / D) - Connexion de la capacité perpendiculairement au résonateur (CPW_2 / C) (a). Coupe de la technologie utilisée avec ou sans couche de SiO_2 (b).

4.2.2 les différences notables entre les deux couples de structures

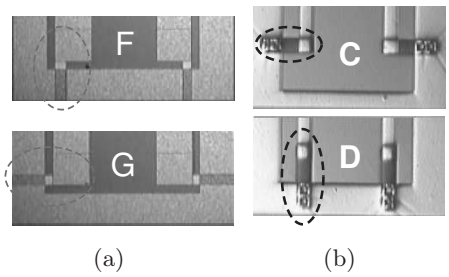


Fig. 4.7: Grossissement des deux types de connexion - C et G : Connexion perpendiculaire - D et F : Connexion parallèle (c).

Différences liées aux technologies

Ces deux technologies ne sont pas utilisées pour les mêmes applications :

- la technologie sur BCB, est une technologie d'intégration. Elle est censée contenir les éléments actifs dans le silicium (gravé) et superposer les éléments passifs sur les deux couches distinctes de BCB. Les épaisseurs de BCB doivent être suffisamment importantes pour que la conception d'éléments passifs soit possible. Au regard des épaisseurs de BCB, les vias holes traversant sont donc de taille importante.
- La technologie $PICs$ est une technologie de report, donc elle ne contient que les éléments passifs et des niveaux de diélectrique très faibles sur le substrat silicium. Les vias hole traversant sont par conséquent de taille réduite, ce qui limite l'influence de leur longueur électrique dans le comportement électromagnétique des structures conçues à partir de cette technologie.

Différences liées aux fréquences d'utilisation

Selon leur fréquence d'utilisation, les deux couples de structures présentent des différences notables. Au vu de la Fig.4.7, l'on peut faire deux constatations :

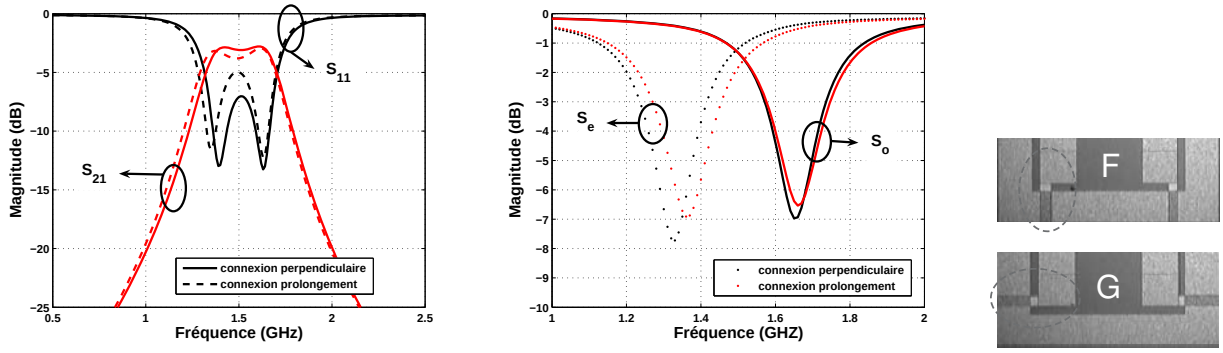
- Tout d'abord, tous les couples de structures présentent des connexions différentes de leur capacité MIM au plan de masse coplanaire : la connexion peut se faire dans le prolongement du résonateur (cas des structures D et F) ou perpendiculairement à celui-ci (cas des structures C et G).
- Ensuite, à cause de la montée en fréquence d'un facteur approximatif de 10 entre les deux couples de structure, les longueurs électriques de l'élément de connexion de l'électrode inférieure de la capacité - électrode permettant sa connexion au plan de masse coplanaire par l'intermédiaire de via hole - diffèrent selon les deux couples de structures :
  - Il ne représente qu'une fraction infime de longueur d'onde dans le cas des structures F et G (80 μm autour de 1.5 GHz, soit 1/1000 de la longueur d'onde guidée dans la technologie $PICs$).
  - Dans le cas des structures C et D, il représente une fraction plus importante de longueur d'onde (280 μm autour de 15 GHz , soit 1/36 de la longueur d'onde guidée).

L'on concevra aisément que ces longueurs électriques puissent avoir une répercussion électromagnétique totalement différente selon les couples de structures : négligeables dans le cas des structures F et G, elles peuvent avoir une influence dans le cas des structure C et D.

Dans un premier temps, cette partie du chapitre 4 étudiera donc les répercussions du type de connexion de l'électrode inférieure par l'examen des structures F et G , avant de s'intéresser au problème posé par la longueur électrique des éléments de connexion en étudiant les structures C et D.

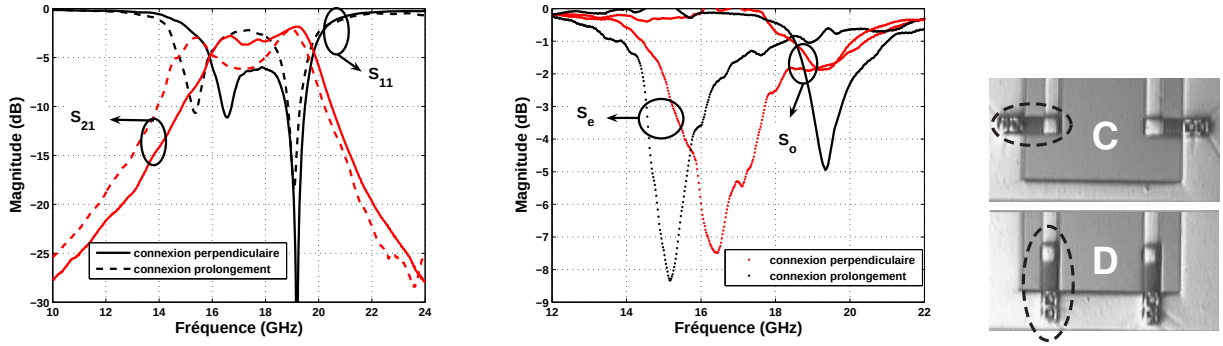
4.2.3 L'influence de l'extension des plans de référence

4.2.3.1 Analyse du comportement électromagnétique



(a) (b) (c)

Fig. 4.8: Influence de la connexion de la capacité sur les filtres conçus à partir de la technologie PICS - représentation des paramètres de réflexion (a) - Représentation de la réflexion Γ_k (b). Grossissement des deux types de connexion - G : Connexion perpendiculaire - F : Connexion parallèle (c).



(a) (b) (c)

Fig. 4.9: Influence de la connexion de la capacité sur les filtres conçus à partir de la technologie *BCB* - représentation des paramètres de réflexion (a) - Représentation de la réflexion Γ_k (b). Grossissement des deux types de connexion - C : Connexion perpendiculaire - D : Connexion parallèle (c).

En comparant les réponses mesurées des structures C et D ou F et G, l'on peut constater

que seul l'état pair de ces systèmes se trouve décalé fréquentiellement par le type de connexion, la fréquence de l'état impair restant identique entre chaque couple de structure (Fig.4.8 et Fig.4.9). Il faut également noter que la longueur des métallisations connectant l'électrode inférieure de la capacité au plan de masse coplanaire reste identique entre chaque couple de structure. Cependant, dans le cas des structures C et D, elle représente une fraction beaucoup plus importante de la longueur d'onde, autour de la résonance du filtre, que dans le cas des structures F et G.

Dans le cas des structures F et G, l'on peut noter que le décalage fréquentiel reste faible, de l'ordre de 45 MHz (soit 3.24% de réduction de la fréquence de l'état pair du cas perpendiculaire au cas parallèle). Dans celui des structures C et D, ce décalage est de l'ordre de 1.1GHz (soit 6.7% de réduction de la fréquence de l'état pair du cas perpendiculaire au cas parallèle). Le problème posé par la représentation en état - problème exposé dans le chapitre 2 , et repris dans le chapitre 3 afin de caractériser la technologie BCB - ne peut être exploré ici : pour cette partie, en effet, l'on désire implémenter des éléments localisés dans une modélisation basée sur des éléments distribués, aux fins d'obtenir, une modélisation précise des structures C, D, F et G.

Il est donc nécessaire d'utiliser la représentation des résonateurs évoquée précédemment (partie (4.1.1)), et d'associer à cette représentation les valeurs de permittivités effectives et d'impédances caractéristiques des états pair et impair. En revanche, si l'on limite la modélisation à cette simple application des valeurs de constantes secondaires des états à l'Eq.(4.4), elle ne pourra en aucun cas tenir compte du type de connexion de la capacité.

Une analyse par un simulateur électromagnétique (Sonnet V.9.52) - qui permet la visualisation des répartitions de courants sur la structure - montre et explique les différences notables observables lors de la mesure. Les Fig.4.10 et Fig.4.10(b) illustrent le problème posé par la connexion de la capacité suivant l'état de résonance.

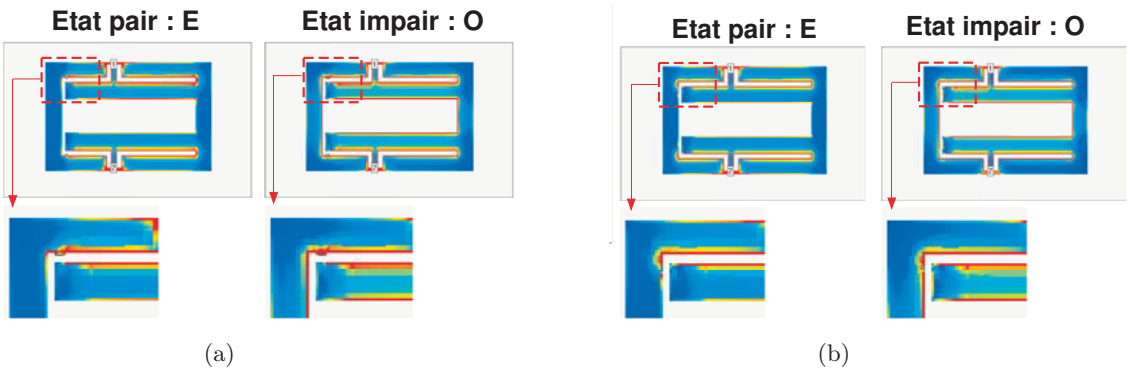


Fig. 4.10: Répartition de courant sur les structures F et G dans les états pairs et impairs. Structure G - Connexion perpendiculaire (a). Structure F - Connexion dans le prolongement (b).

- Lorsque l'état est impair - par convention d'observation faite dans les chapitres 2 et 3 - , la nature électrique du mur présent sur le plan de symétrie impose que l'ensemble du contour de masse coplanaire qu'il scinde en deux segments distincts soit proche - au moins à proximité de ces segments - d'un potentiel nul. L'ensemble du contour de masse est en effet référence de masse : ceci explique que la connexion de la capacité puisse être invisible, quelle que soit sa nature, perpendiculairement ou dans le prolongement du résonateur.
- Lorsque l'état est pair - par convention d'observation faite dans les chapitres 2 et 3 -,

la nature magnétique du mur présent sur le plan de symétrie impose que l'ensemble du contour de masse coplanaire qu'il scinde en deux segments distincts soit au moins proche - au moins à proximité de ces segments - d'un circuit ouvert. Or la référence de masse pour les résonateurs chargés se trouve sur la zone du contour de masse parallèle à ces derniers. Pour cet état :

- si la connexion de l'électrode inférieure de la capacité se fait perpendiculairement, elle se situe dans une zone où le contour de masse est référence de masse pour les résonateurs. Il n'y a pas d'extension du plan de référence des résonateurs.
- si la connexion de l'électrode inférieure de la capacité se fait dans le prolongement du résonateur, elle contraint la référence de masse à être étirée jusque dans la zone de connexion. Il y a, dans ce cas, extension du plan de référence des résonateurs.

En définitive, si la connexion perpendiculaire de la capacité ne contraint pas la référence de masse et peut servir d'étalon, il n'en est rien pour la connexion dans le prolongement. Lors de la modélisation EM, il convient donc de prendre en compte cette divergence topologique. Ces différences notables sont liées à l'extension des plans de références par des contraintes de connexions : ce problème ne pouvait se présenter dans le cas des structures A et B (pour mémoire, respectivement structures microruban et coplanaire à plan de masse arrière). Dans le cas de A, le plan de référence est la métallisation arrière, et donc quel que soit le type de connexion de la capacité et l'état, celle-ci se fait nécessairement sur ce plan. Dans le cas de la structure B, la connexion de l'électrode de la capacité se fait perpendiculairement au résonateur sur les masses latérales, ce qui correspond au cas de la structure C : il n'est donc pas nécessaire d'incorporer d'éléments localisés dans la modélisation.

4.2.3.2 Génération du modèle

Les Fig.4.12 et Fig.4.11, résume graphiquement les représentations en éléments distribués des résonateurs suivant la connexion de la capacité et l'état de résonance. Cette différence de représentation électrique de la structure suivant l'état considéré à déjà fait l'objet d'étude [6].

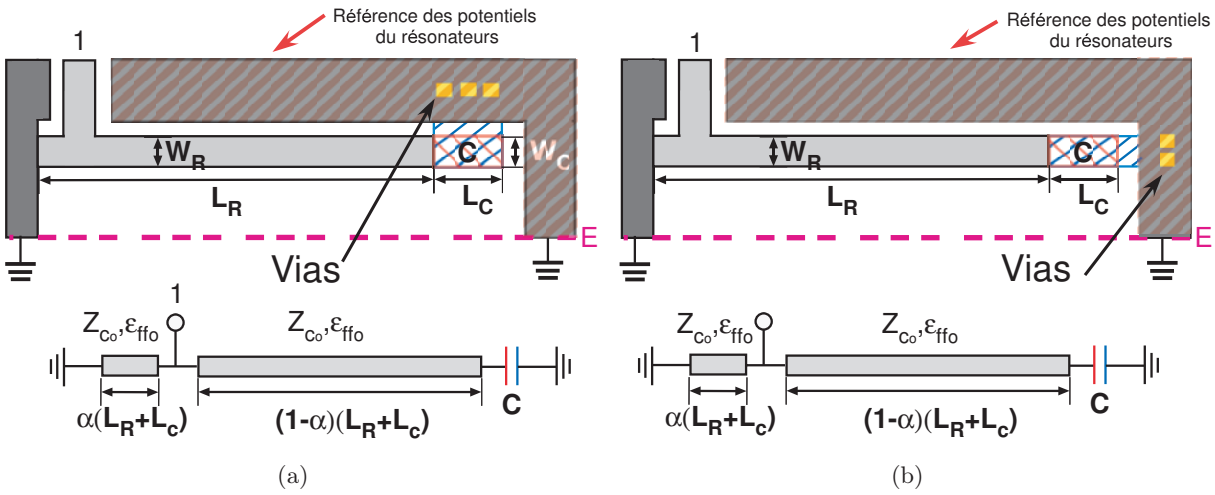


Fig. 4.11: Représentation schématique du résonateur dans l'état impair suivant le type de connexion de la capacité au plan de masse coplanaire. Connexion perpendiculaire (a) - Connexion parallèle (b)

Dans sa globalité, la modélisation se fait comme présenté dans la partie (4.1.1), en tenant compte du fait qu'il n'y a pas de saut d'impédance entre la métallisation supérieure de la capacité et la ligne formant le résonateur. La longueur physique de celui-ci doit donc tenir compte de la longueur de cette métallisation dans la modélisation.

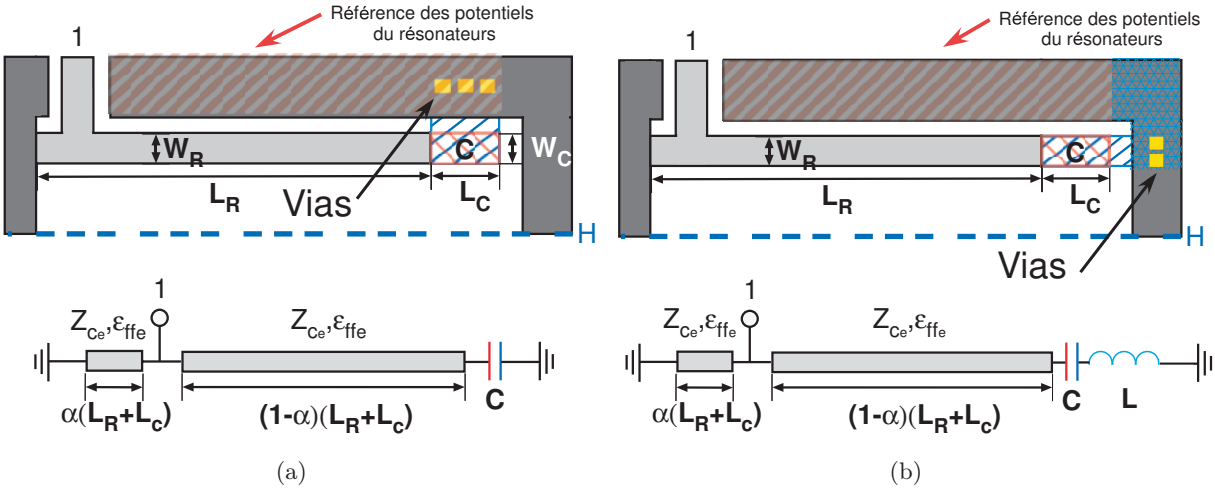


Fig. 4.12: Représentation schématique du résonateur dans l'état pair suivant le type de connexion de la capacité au plan de masse coplanaire. Connexion perpendiculaire (a) - Connexion parallèle (b)

Par l'utilisation d'un simulateur, l'on extrait les valeurs des constantes secondaires de chacun des états de résonance données dans le Tab.4.2 - identiques quel que soit le type de connexion - , valeurs que l'on réinjecte dans la formule développée du résonateur. Puis l'on recompose la matrice d'impédance du système global, par l'utilisation des formules de demi-somme ou demi-différence des admittances des états. L'unique différence des représentations entre les deux types de connexion réside dans la charge du résonateur, selon l'état de résonance et le type de connexion de la capacité.

Tab. 4.2: Evaluation des constantes secondaires des états pairs et impairs pour les structures F et G - Résultats de Simulations (Sonnet (V.9.52)) à partir de l'utilisation de ports spécifiques ("Push Pull" et "Push Push").

État k	ϵ_{eff_k}	Z_{c_k} (Ω)
Even	7.5	56
Odd	6.43	43.5

Dans le cas de l'état impair Fig.4.11,l'on constate que les représentations électriques sont absolument identiques, quel que soit le type de connexion. Pour l'état pair, une inductance doit être ajoutée dans l'état pair afin de tenir compte des configurations de courant liées à l'extension du plan de référence, exercée par le type de connexion de l'électrode inférieure de la capacité.

Il y a deux façons de déterminer la valeur de cette inductance : de façon numérique, par tâtonnement après élaboration du modèle, ou par calcul , à partir des formules d'approximation de Greenhouse [7] ; celles-ci donnent des valeurs approchées d'inductances équivalentes à des métallisations quelconques. Dans le cas d'une métallisation de section transverse rectangulaire, [7] exprime la valeur de l'inductance comme suit :

$$L = 0.002l\left(\ln\left(\frac{2l}{a+b}\right) + 0.50049 + \frac{a+b}{3l}\right) \tag{4.11}$$

Où a et b, correspondent respectivement aux largeur et longueur de la section transverse. l à la longueur de la métallisation.

4.2.3.3 Comparaison modélisation - simulation électromagnétique

La Fig.4.13, donne les résultats de la modélisation des structures F et G en comparaison des mesures. L'utilisation des formules d'approximation de Greenhouse donne une inductance de 140 pH pour la surface de métallisation de la Fig.4.12(b)(en bleu hachuré). La Fig.4.13(b) donne les résultats de modélisation dans le cas de la connexion parallèle (contenant l'inductance) alors que ceux de la connexion perpendiculaire sont relevés Fig.4.13(a). Au vu de ces résultats, l'on peut considérer que la modélisation reste très proche de la mesure.

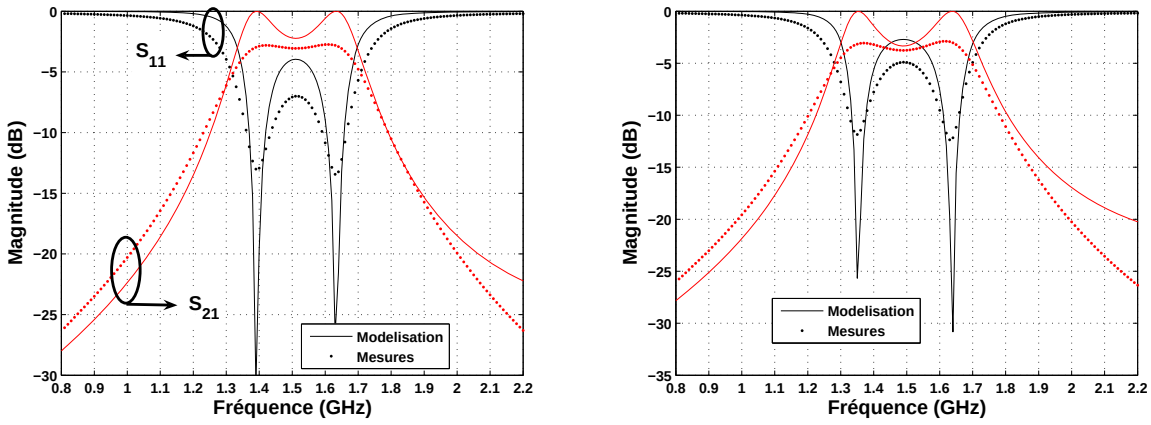
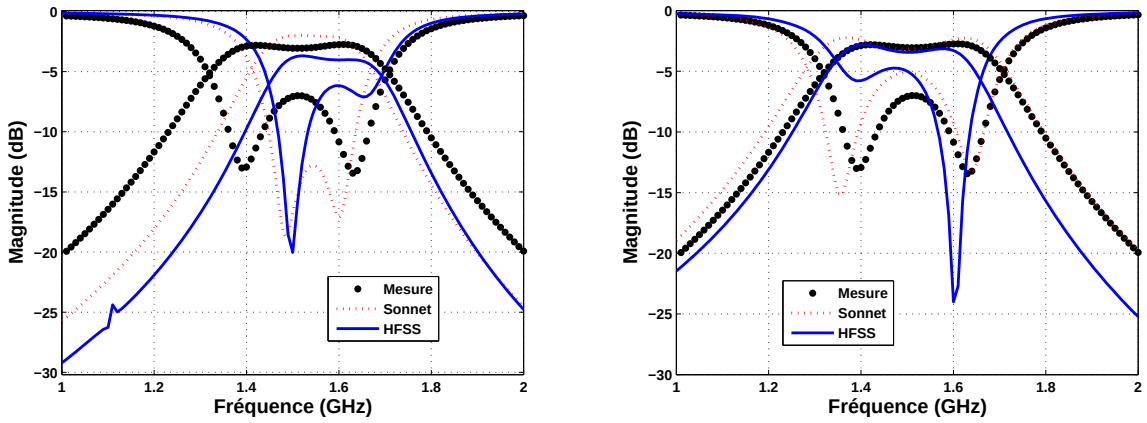


Fig. 4.13: Résultat de modélisation des deux type de connexions en utilisant les représentations schématiques des Fig.4.11 et Fig.4.12. Cas de la connexion perpendiculaire (a). Cas de la connexion parallèle (b).

La Fig.4.14 compare la réponse de la structure G (connexion perpendiculaire), simulée sur deux logiciels de simulation EM différents pour deux types d'excitation de nature différente. La première observation est que la nature des ports d'excitation utilisés a une influence beaucoup plus importante sur la résonance de l'état pair que sur celle de l'état impair , qui globalement, quel que soit le logiciel et la nature des ports, reste proche de la mesure.



(a) (b)

Fig. 4.14: Comparaison des réponses de deux simulateurs électromagnétique HFSS (V.10) et Sonnet (V.9.52) sur la structure G suivant le type de port d'excitation utilisé. Utilisation de port externe (Sonnet : single port. HFSS : wave port) (a). Utilisation de port interne (Sonnet : "internal port". HFSS : "internal port") (a).

La nature des ports influe donc sur la résonance de l'état pair. L'utilisation de ports internes en simulation ("internal port" pour Sonnet, "Lumped port" pour HFSS) permet de se rapprocher du comportement de l'état pair mesuré. Cette observation s'explique par le fait que, pour utiliser des ports externes, il est nécessaire de connecter l'ensemble du périmètre extérieur de la structure au domaine de simulation (boîte pour les deux logiciels) : la nature même de cette connexion (paroi de la boîte = mur électrique) fait que l'état pair est plus difficile à calculer, dans la mesure où il contrarie la nature des parois. Cette contrainte est par centrage de la structure au centre de la boîte et par utilisation de port interne.

L'utilisation d'un élément réactif de type inductif et capacitif dans la modélisation du résonateur à partir d'éléments distribués (vu dans le chapitre 1) ne permet pas d'envisager une représentation large bande du comportement de la structure, comme celle présentée Fig.4.15 pour la structure G (connexion perpendiculaire).

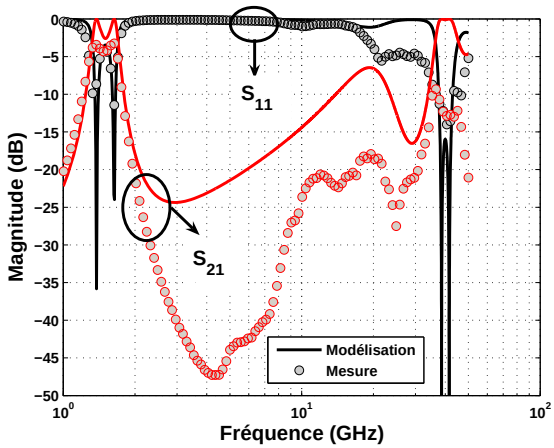


Fig. 4.15: Comparaison des réponses de mesure et de modélisation pour la structure G.

4.2.4 Les limites de l'incorporation d'éléments localisés dans la modélisation EM

4.2.4.1 Mise en évidence

Dans cette partie, nous ne nous intéresserons qu'aux structures C et D, et nous tenterons d'appliquer les règles précédemment dégagées, à un cas de filtre fonctionnant à des fréquences 10 fois supérieures, sur une technologie d'intégration comportant des longueurs physiques de vias 20 fois supérieures ; l'on admettra, ici, que la modélisation est déjà susceptible de reconstituer les effet de layout. Fig.4.4, l'on a pu observer la grande divergence existante entre Mesure/Simulation EM et modélisation pour la structure D. Afin de respecter le cadre de la méthodologie développée, nous allons d'abord nous intéresser au cas de la structure C, qui présente le cas "'idéal"' de connexion (dans une zone de référence de potentiel pour les résonateur - connexion perpendiculaire).

Un fait marquant est à souligner : dans le cas des structures de la technologie $PICs$, la modélisation de la structure G (connexion perpendiculaire) était en parfaite concordance avec la mesure, réalisée uniquement à partir de la représentation électrique du résonateur par des éléments distribués chargés par une capacité localisée dans chacun des états pair et impair (aucun autre élément localisé n'était nécessaire). Si l'on compare les résultats obtenus selon le même type de modélisation sur la structure C (connexion perpendiculaire de la technologie BCB, mais à une fréquence 10 fois supérieure), l'on peut constater Fig.4.16 que les résultats de modélisation sont totalement décalés par rapport aux résultats de mesures. Cette observation est d'autant plus décevante que la structure à connexion perpendiculaire de la capacité se voulait être la référence de la modélisation.

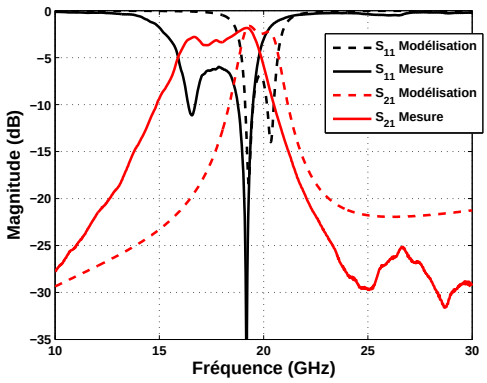


Fig. 4.16: Mise en évidence des problèmes liés à la montée en fréquence - Modélisation de la structure C, à partir uniquement des permittivités et impédances caractéristiques de chacun des états pair et impair sur le modèle du résonateur par des éléments distribués chargés par une capacité localisée.

Certaines discussions peuvent être faites au vue de ces résultats :

- L'on peut d'abord se demander si les permittivités effectives et impédances caractéristiques des états (rendus dans le Tab.4.3) sont bien calculées par le simulateur utilisé (Sonnet V.9.52). Cette hypothèse n'est pas validée puisque les résultats obtenus à partir de la simulation EM, dans le cas de la Fig.4.4(c), sont en parfait accord avec les mesures.
- Si l'on admet que les constantes secondaires ne sont pas discutable, alors le décalage des réponses fréquentielles est lié à un ou plusieurs autres facteurs .

Tab. 4.3: Évaluation des constantes secondaires des états pairs et impairs pour les structures C et D - Résultats de Simulations (Sonnet (V.9.52)) à partir de l'utilisation de ports spécifiques ("Push Pull" et "Push Push").

État k	ϵ_{eff_k}	Z_{c_k} (Ω)
Even	4.3	116
Odd	4	90

Lorsque l'on observe les répartitions de courant (Sonnet (V.9.52)) sur les tronçons de ligne connectant les électrodes inférieures des capacités de charge au plan de masse coplanaire (de longueur identique pour les structures C et D), l'on remarque une forte densité de courant quel que soit l'état : cette observation justifie, dans un premier temps, une étude de son impact dans le comportement fréquentiel des structures, quel que soit le type de connexion ou d'états $|k\rangle$.

Incorporations des effets de layout

La partie précédente a démontré que les extensions des plans de référence des résonateurs avaient, pour l'état pair, un impact non négligeable sur la modélisation de cet état. Selon les termes de l'introduction relative à cette partie du chapitre 4, les longueurs physiques des éléments de connexion sont devenues des fractions non négligeables des longueurs électriques pour les structures C et D. Deux faits distincts sont donc à retenir pour incorporer des éléments localisés dans la modélisation des structures C et D :

1. Tout d'abord, l'extension des plans de référence dans l'état pair, pour le cas d'une connexion perpendiculaire ; mais cette extension s'applique également au court-circuit du résonateur (coté opposé à la charge). Dans le cas des structures F et G, le problème ne se posait pas : la longueur physique entre les références des potentiels latérales et en bout du résonateur présentant une valeur négligeable, la jonction pouvait être considérée comme ponctuelle. La Fig.4.17 schématise le principe évoqué pour la structure D.
2. les longueurs électriques des tronçons de ligne permettant la jonction de l'électrode inférieure de la capacité de charge avec le plan de masse coplanaire.

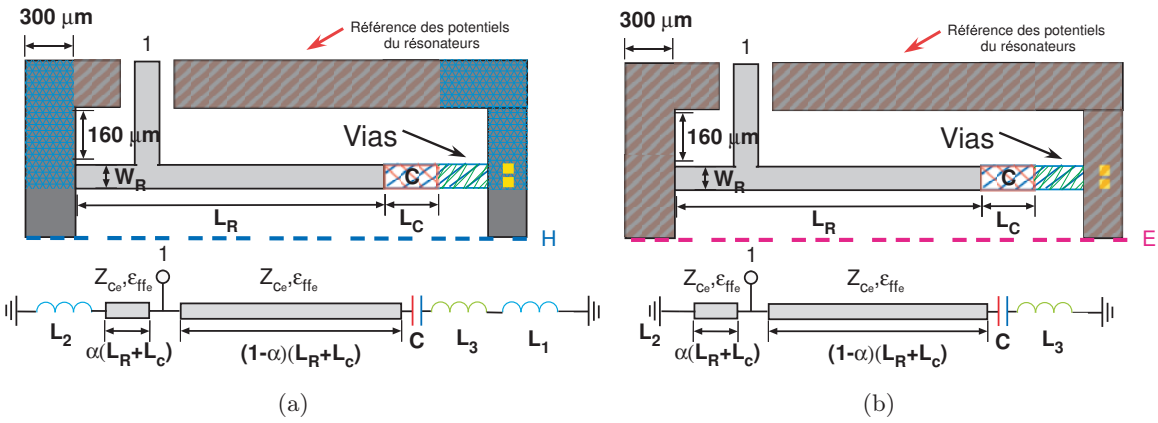


Fig. 4.17: Représentation schématique du résonateur de la structure D, dans les états pairs et impairs. État pair (a) - État impair (b)

A partir de cette figure, il faut noter que :

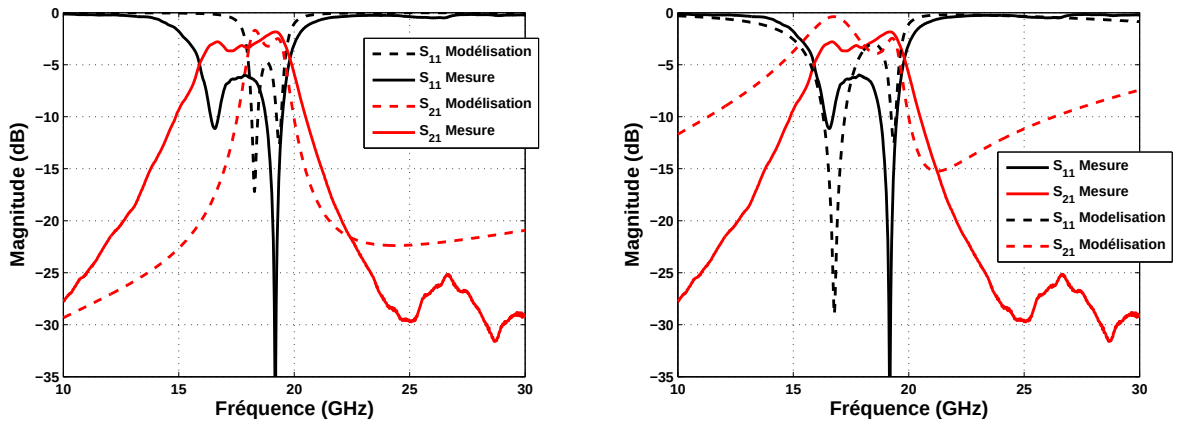
- L'inductance L_3 générale à l'ensemble des structures C et D, quel que soit l'état, modélise la métallisation joignant électrode inférieure de la capacité et la référence de masse coplanaire.
- Les inductances L_1 et L_2, sont insérées uniquement dans la représentation de l'état pair, et sont respectivement liées à l'extension de la référence de masse :
  - crée par la connexion de la capacité (correspondant à L dans la représentation schématique de la Fig.4.12(b)). Cette inductance n'existe donc pas dans la modélisation pour la connexion perpendiculaire.
  - entre court-circuit et référence des potentiels latérale du résonateur.

4.2.4.2 Génération du modèle

La génération du modèle se fait exactement selon les mêmes principes que ceux détaillés pour la modélisation des structures F et G. L'on note toutefois que les valeurs de permittivité effectives et d'impédances caractéristiques des états sont différentes, comme le montre le Tab.4.3. Les valeurs de chaque inductance sont calculées par les formules d'approximation de Greenhouse.

4.2.4.3 Comparaison modélisation - simulation électromagnétique

La Fig.4.18 explique plus précisément la démarche : elle illustre l'évolution des paramètres de réflexion pour chaque implémentation des différentes inductances , calculées selon les approximations de Greehouse et présentes dans les représentations schématiques des résonateurs de la Fig.4.17.



(a) (b)

Fig. 4.18: Évolution de la réponse fréquentielle de la modélisation de la structure C par implémentation des différents éléments inductifs de la représentation Fig.4.17. Etape 1 : addition de l'inductance L_3 (métallisation de jonction de l'électrode inférieure de la capacité au plan de masse coplanaire) (a). Etape 1 : addition de l'inductance L_2 (extension de la masse entre le court-circuit et la référence des potentiels latérale du résonateur "pseudo"-$\lambda/2$) (b).

Au vu des résultats obtenus, l'on ne poussera pas plus avant la modélisation (Cas de structure D) : en effet, si par ces différentes implémentations successives d'inductances l'on retrouve les fréquences des états propres de la structure, l'on perd totalement son comportement dans et en dehors de la bande. La Fig.4.18 présente les réelles limites de la modélisation électromagnétique.

Il est extrêmement compliqué d'imbriquer des effets d'extension de masse dans la représentation électrique à ces fréquences élevées : ceci est d'autant plus avéré que ces extensions ont une longueur physique ne pouvant plus être considérée comme ponctuelle devant les longueurs électriques. Le problème posé peut aussi être abordé dans le sens contraire, les connexions de masse élaborée lors du design n'étant absolument pas adaptées aux fréquences d'utilisation.

En revanche, la cohérence de la modélisation dans la bande (pour les fréquences des états propres) prouve la véracité de la représentation schématique Fig.4.17, et justifie par conséquent les hypothèses émises sur l'importance des extensions des plans de référence dans le comportement électromagnétique des structures hyperfréquences.

4.2.5 Conclusion

La montée en fréquence nécessite une analyse minutieuse des références de masse et : comme nous le verrons par la suite, celle-ci doit être d'autant plus précise que ces référence sont de nature coplanaire ; ce travail initie donc une discussion sur l'inexistence de la bijection entre référence de masse du design et référence de masse de la représentation électrique. Au travers de cette étude, l'on démontre que, dans la pratique, les masses ne peuvent être ponctuelles, et qu'une métallisation servant de référence de potentiel dispose, de charge et de courant , quoi qu'il advienne. Son extension par des contraintes liées à la connexion peut générer des réponses que le concepteur ne pouvait avoir imaginées, et dégrader totalement les performances souhaitées.

D'autre part, si la modélisation proposée ne fournit pas toujours des résultats en parfaite cohérence avec les données de mesure, elle permet néanmoins de rendre accessible à la représentation électrique les comportement liés aux distributions de masse et de connexion.

Des règles simples de design peuvent en outre être avancées à partir des conclusions de cette partie du chapitre sur les topologies coplanaires :

- Il est particulièrement important que les connexions soient des fractions particulièrement faibles de la longueur d'onde.
- Ces connexions doivent être faites, si possible, dans des zones correspondant déjà à une référence des potentiels des résonateurs.
- S'il est connecté à un retour de masse, il faut que le résonateur soit au plus près de la référence de masse coplanaire, de façon à minimiser la longueur physique entre extrémité en court-circuit et début de la référence des potentiels latérale du résonateur.

Cette étude pose également le problème de l'utilisation de technologies mixtes, utilisées à la fois comme technologies de report et d'intégration. Dans les technologies d'intégration, les épaisseurs de diélectrique sur le substrat doivent être suffisamment importantes pour que l'on puisse y placer des fonctions passives (les fonctions actives étant intégrées dans le silicium) ; elles posent alors le problème des longueurs électriques des vias holes traversants et celui des répercussions électromagnétique de leur utilisation à haute fréquence, alors que les technologies de report tentent de minimiser ces longueurs.

La suite de ce chapitre présentera d'autres règles de design, notamment celles concernant les tailles des références de masse coplanaire et leur incorporation dans un circuit.

4.3 Les limites de la modélisation EM : les éléments flottants

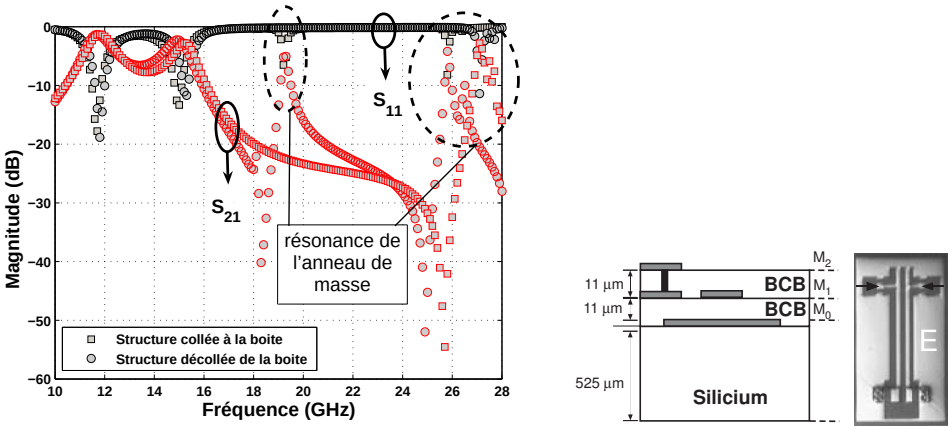
A partir de l'ensemble des idées développées autour des éléments de connexion, nous avons tenter de concevoir une structure capable de nous affranchir des connexions verticales, et de nous apprendre si une métallisation flottante, placée sous une structure filtrante, était susceptible d'isoler la structure de l'environnement, voire de servir de référence des potentielles pour les résonateurs en regard alors qu'elle n'est pas physiquement rattaché au contour de masse coplanaire-. A cette expérience est associée la structure E. La modélisation électromagnétique de ce type de structure, déjà présentée dans le chapitre 3, reste un véritable défi pour plusieurs raisons :

- Tout d'abord parce que la métallisation suspendue sous les résonateurs est flottante : elle ne représente donc rien, à priori, en terme de circuit.
- Ensuite parce que, d'un point de vue électromagnétique, elle influe nécessairement sur le comportement des résonateurs, mais aussi sur celui de la référence de masse coplanaire.
- Enfin parce que, en fonction de la fréquence, ses caractéristiques peuvent évoluer de façon difficilement prévisible.

4.3.1 Analyse du comportement électromagnétique

4.3.1.1 Étude de la résonance hors bande

La topologie de référence composant l'ensemble des structures A, B et E n'a pas été dupliqué lors des conceptions en coplanaire simple. Afin de pallier ce manque, la simulation EM de Sonnet (V.9.52) du cas coplanaire est donnée Fig.4.19(a) dans le cadre de la technologie du run 2 pour deux dimensions de boîte différentes. Le choix de ce logiciel se fait dans la mesure où l'ensemble des structures coplanaires simulées - présentées dans ce chapitre et les précédents - rendent des réponses fréquentielles souvent très proches de la mesure, voire même en parfait accord avec elle.



(a) (b)

Fig. 4.19: Résultats comparés Mesure/Simulation EM (Sonnet (V.9.52)) de la structure E sans métallisation flottante (cas coplanaire) pour deux dimensions de boîte différentes - Simulation effectuée avec des ports internes - structure collée à la boîte sur deux de ses cotés opposés - ou au centre de la boîte - Boîte ouverte au-dessus et en-dessous (a). Coupe de la technologie et photos de la structure simulée (b).

D'après la Fig.4.19(a), il est particulièrement intéressant de constater que Sonnet, pour les

deux dimensions de boîte, donne des résultats identiques que dans la bande. En simulation, la résonance du contour de masse est donc liée à la dimension de la boîte. L'on peut faire deux observations :

- Si la référence de masse coplanaire est collée à la boîte sur deux de ses cotés opposés, la réponse fréquentielle ne présente plus qu'une unique résonance.
- Si la référence de masse coplanaire est disjointe de la boîte, il existe deux résonances hors bandes.

Si l'on compare ces résultats à l'ensemble des résultats mesurés des structures purement coplanaires ne présentant aucune résonance hors bande, il apparaît que, dans le cas coplanaire, cette résonance est liée à la présence des murs électriques de la boîte. Lorsque que deux cotés opposés du plan de masse coplanaire sont collés sur les murs électriques de la boîte, l'on détruit l'une des résonances de l'anneau de masse - pour un anneau de masse rectangulaire, la disparition d'une résonance est fréquentiellement liée à la longueur des cotés collés à la boîte.

Dans le cas de la structure E, la résonance est observable en mesure, et se justifie par la présence de la métallisation arrière. En d'autres termes, la nature inductive du contour de masse est associé à un couplage capacitif entre contour de masse et métallisation flottante, et l'ensemble se met à résonner à une certaine fréquence. La question à se poser est de savoir si l'élément qui résonne est la métallisation flottante, avec pour référence de masse le contour de masse coplanaire, ou l'inverse. Cette indétermination reste difficile à lever, pour plusieurs raisons :

1. Tout d"abord parce que les simulateurs utilisés ont chacun leurs atouts, mais aussi leurs inconvénients. Dans le cas d'une excitation faite avec des ports internes, le logiciel Sonnet semble être d'une grande fiabilité pour la simulation des structures coplanaires, au moins dans la bande passante des filtres, mais la présence des murs électriques de sa boîte sont responsables de la résonance du contour de masse coplanaire (ces murs électriques sont la référence de masse du contour de masse de la structure. Cet anneau est excité par les deux résonateurs qui, à la fréquence de la résonance hors bande, peuvent être considérés comme des excitateurs). Il est donc difficile de s'appuyer sur ce simulateur pour dégager des conclusions sur ces résonances, puisque les murs électriques peuvent être référence de masse aussi bien pour l'anneau que pour la métallisation arrière. L'on peut noter en outre que l'utilisation de port interne, dans le logiciel Sonnet , donne lieu à des impédances de transmission Z_{12}=Z_{21} (pour les structures simulées) opposées à celles obtenues lors de la mesure, ou de celles obtenues avec des ports externes. Cette inversion du signe de l'admittance ou de l'impédance de transmission entre les deux ports a déjà été observée dans [8].
2. Ensuite parce qu'aucune autre structure de type E n'a été conçue avec des métallisations arrières de longueurs différentes, afin de confronter l'impact des dimensions de métallisation arrière sur la résonance observée.

La Fig.4.20(b) montre que la première résonance de la métallisation arrière de la structure E, quel que soit le run, est impair. Dans le cas de la structure du run 2 (en pointillé), les représentations fréquentielles des paramètres de réflexion (Fig.4.20(a)), ou les parties réelles des états de résonance (Fig.4.20(b)), laissent paraître la résonance paire de cette métallisation. Seules ces deux structures présentent une résonance distincte au bruit de mesure. Pour que la métallisation arrière (respectivement l'anneau) résonne, il faut qu'elle (qu'il) possède une référence de masse. Les explications qui suivent s'appliquent aussi bien à l'anneau de masse coplanaire, qu'à la métallisation flottante

arrière. Quoi qu'il advienne, seule leur coexistence permet d'obtenir une résonance hors bande.

D'après le chapitre 2, l'on sait qu'une plaque métallique (respectivement un anneau) peut être assimilée à un résonateur à la fois RS_{off} et RS_{on} , puisque sa double symétrie lui permet de porter simultanément un mur électrique sur l'un de ces plans de symétrie, et un mur magnétique sur l'autre. Quelle que soit la résonance, la métallisation arrière (respectivement l'anneau) est donc partiellement rattachée au système et au contour de masse coplanaire (respectivement à la métallisation arrière). Le fait que les fréquences de résonances ne sont pas identiques entre le run 1 et le run 2 confirme que la métallisation arrière (ou l'anneau) est responsable de ce phénomène, puisque seule la distance entre cette dernière (ce dernier) et le plan de masse coplanaire (la métallisation arrière) a évolué entre les deux runs. Le fait de rapprocher la métallisation arrière du contour de masse coplanaire a donc eu pour effet de modifier les valeurs de sa permittivité effective et de son impédance (Pour l'impédance de la métallisation arrière de la structure E du run 2 Sonnet donne Z_c=3.5Ω et ϵ_{eff}=3.2).

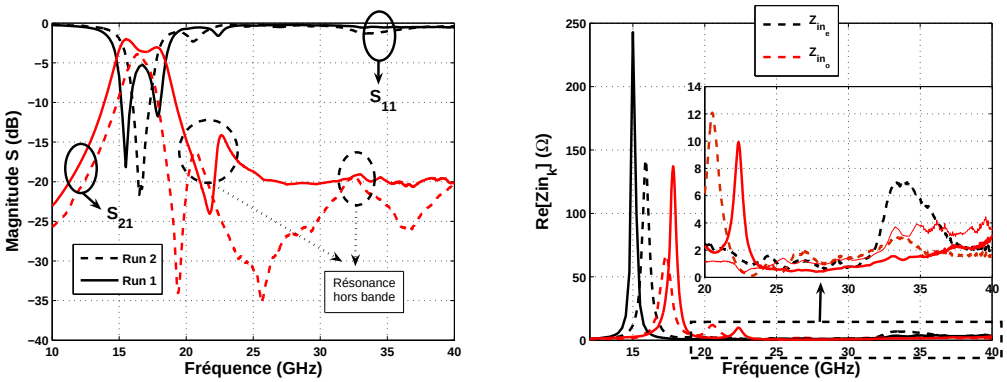
En s'appuyant parallèlement sur des calculs simples, et sur les répartitions de courant sur les structures, l'on se rend compte que la première résonance est purement liée à une résonance en λ du périmètre de la métallisation arrière (ou de l'anneau, puisque que leurs dimensions sont absolument identiques), c'est-à-dire, dans le cas du run 2 :

$$f_1 = \frac{c}{P\sqrt{\epsilon_{eff}}} = \frac{3.10^8}{(2640+1440).10^{-6}.\sqrt{3.2}} = 20.58\,GHz \tag{4.12}$$

Où P correspond au périmètre de la métallisation flottante. Dans le cas du run 2, la mesure donne f_1=20.6 GHz. Si la résonance f_1 est différente pour le premier run, c'est uniquement par changement de la valeur ϵ_{eff}. La seconde résonance est typiquement liée à la résonance de patch de la métallisation arrière. En d'autres termes :

$$f_2 = \frac{c}{2L\sqrt{\epsilon_{eff}}} = \frac{3.10^8}{2.2640.10^{-6}.\sqrt{3.2}} = 31.76\,GHz \tag{4.13}$$

Où L correspond à la longueur de la métallisation. La mesure que l'on peut observer sur les Fig.4.20(a) et Fig.4.20(b) donne une deuxième résonance autour de 32.5 GHz.



(a) (b)

Fig. 4.20: Influence de la métallisation flottante - Comparaison des mesures des structures E pour les deux runs - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans l'état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o}).

Afin de conclure sur cette résonance, il est intéressant de noter deux points :

- Tout d'abord, cette structure montre un fait marquant : quoi qu'il advienne, une structure à topologie de masse coplanaire au sein d'un circuit complexe peut présenter un comportement fréquentiel totalement différent de celui prévu par le designer, par simple présence de métallisation flottante ou de piste de masse adjacente ou superposée à la structure
- Il n'est pas impossible d'utiliser cette résonance pour des applications particulières, que ce soit pour générer un zéro de transmission au filtre, ou l'utiliser comme un pôle supplémentaire dans la bande du filtre

L'on peut aussi étudier cette résonance en lui donnant une représentation de Foster, le Tab.4.4, selon le principe déjà proposé dans le chapitre 2. Les résultats obtenus sont particulièrement surprenants dans la mesure où ce type de résonance génère le meilleur confinent S_{0_o} de l'ensemble des structures étudiées dans l'ensemble de cette thèse. Les valeurs de capacité sont extrêmement importantes, et les pertes restent très élevés.

Tab. 4.4: Comparaison des caractéristiques intrinsèques de la résonance impaire du comportement hors bande de la structure E suivant le run. Résultats expérimentaux.

Run	État k	f_{0_k} **(GHz)**	R_{0_k} (Ω)	Q_{0_k}	C_{o_k} **(pF)**	L_{o_k} **(pH)**	S_{0_k}
$Run1$	Odd	22.35	10	37.25	26.52	1.91	3.72
$Run2$	Odd	20.60	12	26.04	16.79	3.56	2.17

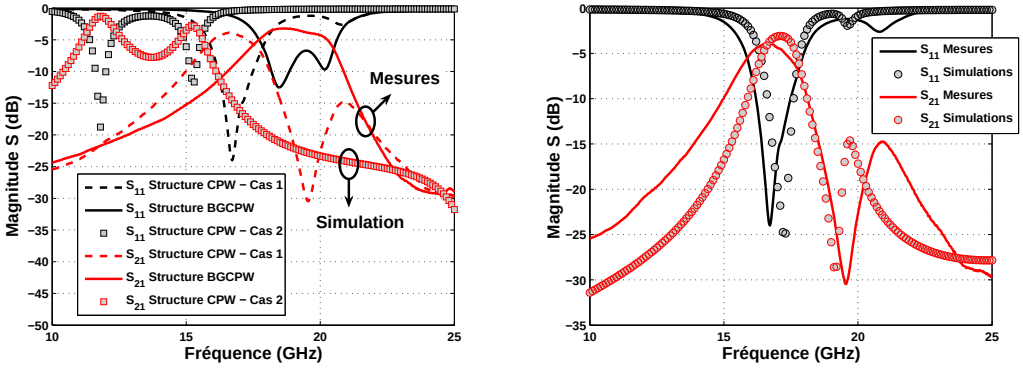
Associés à ceux du Tab.3.4, les résultats du Tab.4.4 nous conduisent à penser que la modélisation de cette structure est possible en utilisant ces propriétés de symétrie et ces états de résonance, comme démontré dans le chapitre 2. Mais la modélisation électromagnétique proposée dans ce chapitre se veut large bande, si c'est possible, dans le cas contraire, entend au moins pouvoir associer des éléments distribués à des éléments localisés.

4.3.1.2 Étude des résonances dans la bande

Dans le cas de métallisations flottantes de dimension réduite ("strip"), situées dans un espace inter-résonateur - sur un niveau inférieur à celui sur lequel repose les résonateurs coplanaires -, [9] démontre que leur présence modifie uniquement les impédances caractéristiques des états impairs. Dans le cas présentée ici, la métallisation est très large et dépasse non seulement des résonateurs mais aussi légèrement du plan de masse coplanaire.

Ne connaissant pas l'influence électromagnétique de cette métallisation sur le comportement des résonateurs, l'on se propose tout d'abord de comparer les réponses de 3 structures aux topologies de résonateurs et de masse coplanaire identiques, mais comprenant différentes configurations de métallisation flottante (Fig.4.21(a)). Dans le premier cas, la métallisation arrière est absente (Cas 1- CPW), dans le second elle est présente, mais non rattachée au plan de masse coplanaire (Cas 2- CPW avec élément flottant), et dans la dernière elle est présente et connectée (Cas BGCPW). Sur la Fig.4.21(a) , l'on peut observer que le comportement de la structure à métallisation flottante est encadré par ceux des structures pour lesquelles elle est absente ou rattachée au plan de masse coplanaire. Si l'on considère que la capacité de charge des résonateurs reste identique pour chaque structure et reste indifférente aux états de résonance, l'on peut donc considérer que seuls les couples

de constante secondaires ont évolué. Cependant, leur estimation reste particulièrement difficile.

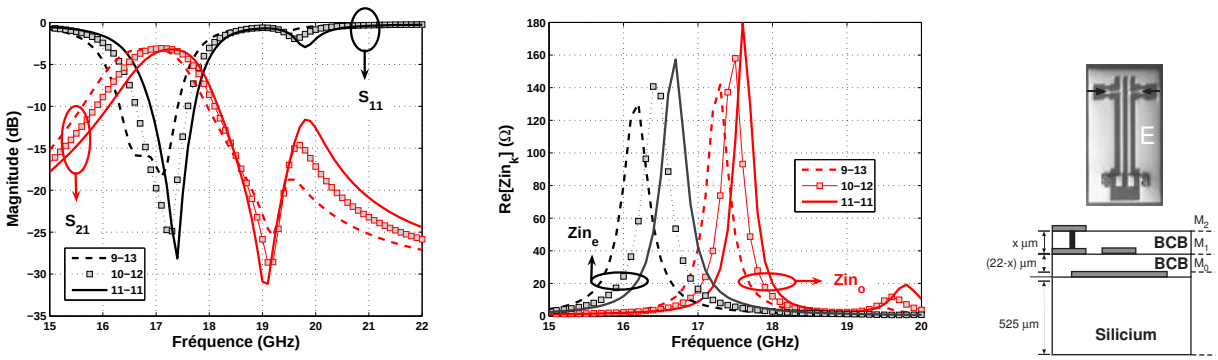


(a) (b)

Fig. 4.21: Étude de l'influence de la métallisation arrière. Étude de la présence ou de la connexion de la métallisation arrière - Cas 1 : présence de la métallisation flottante - Cas 2 : absence de la métallisation flottante (a). Comparaison Mesure/Simulation EM pour la structure E (b).

Au vu des résultats de simulations de la structure obtenue Fig.4.21(b) avec le logiciel Sonnet, l'on se propose d'observer l'évolution du comportement de la structure à métallisation flottante en fonction de deux paramètres distincts :

- Tout d'abord en fonction de l'évolution de l'épaisseur de BCB entre les niveaux M_2 et M_1, en gardant constante l'épaisseur de 22 μm entre les niveaux M_2 et M_0.
- Ensuite en fonction de l'évolution de l'épaisseur de BCB entre les niveaux M_1 et M_0, en gardant constante l'épaisseur de 11 μm entre les niveaux M_2 et M_1.



(a) (b) (c)

Fig. 4.22: Étude de l'influence de la variation d'épaisseur de BCB entre les niveaux M_2-M_1. Paramètres S (a). Parties réelles des états $|k\rangle$(b). Coupe de la technologie (c).

Les résultats de la Fig.4.22 montrent que la croissance de l'épaisseur de BCB entre les deux électrode de charge de la capacité - à distance entre métallisation flottante et résonateurs constante - fait varier les résonances des états pair et impair de façon identique vers les hautes fréquences. Cette observation nous permet de valider l'hypothèse selon laquelle la capacité de charge est invariante

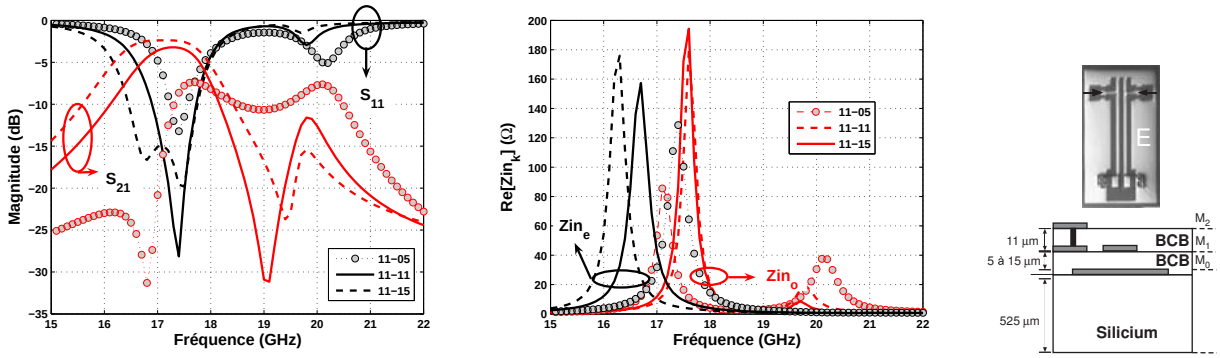
selon l'état. La métallisation flottante n'influe donc pas sur la valeur de la capacité de charge des résonateurs.

Les figures comparées Fig.4.23(a) et Fig.4.23(b) montrent que le rapprochement de métallisation arrière, au plus près des résonateurs, a pour influence de modifier l'état pair , celui-ci se décalant vers les hautes fréquences - l'état impair reste fréquentiellement stable -.

Deux autres observations sont à noter :

- Toutes les résonances hors bande sont de nature impaire (Fig.4.23(a)).
- La Fig.4.23(b) montre que l'apparition d'un état impair peut se faire avant celle d'un état pair, par rapprochement de la métallisation arrière. Cette inversion a pour tendance de créer un zéro de transmission en entrée du filtre. "Vituellement", le système n'est plus composé de deux résonateurs, mais de trois, un état pair venant se placer entre deux états impairs - l'alternance de la parité des états est respectée. Les deux états en entrée sont suffisamment proches fréquentiellement pour générer un zéro de transmission.

Ces résultats nécessiteraient néanmoins d'être confirmés par des résultats expérimentaux.



(a) (b) (c)

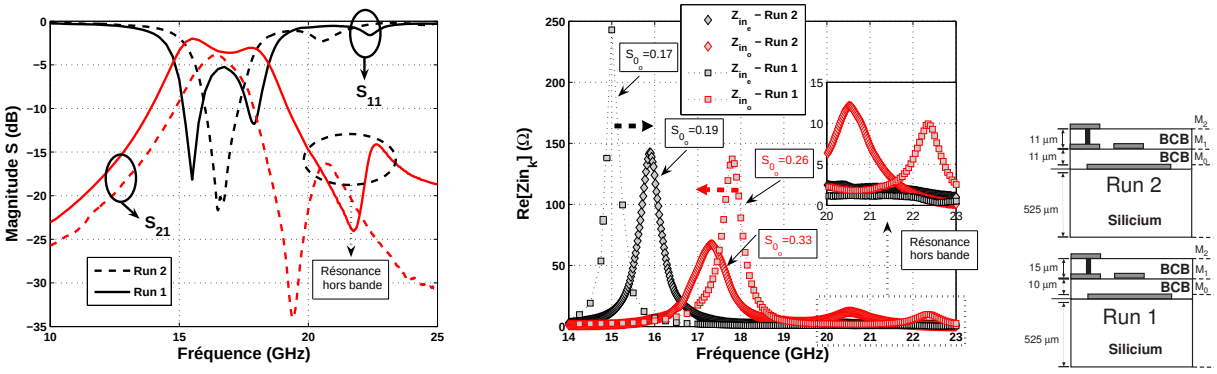
FIG. 4.23: Étude de l'influence de la variation d'épaisseur de BCB entre les niveau M_1-M_0. Paramètres S (a). Parties réelles des états $|k\rangle$(b). Coupe de la technologie (c).

A partir de l'ensemble de ces résultats, des explications peuvent être apportées sur le comportement fréquentiel de la structure E, observée dans le chapitre 3. Pour mémoire ce dernier nous a montré que par rapprochement de la métallisation arrière :

1. La fréquence de l'état pair se décalait vers les hautes fréquences.
2. S_{0_e} était quasiment invariant.
3. La fréquence de l'état impair se décalait vers les basses fréquence.
4. S_{0_o} était croissant.

Par observation de la Fig.4.24 et des points ci-dessus, deux remarques peuvent être faite :

- le rapprochement de la métallisation arrière prés des résonateurs perturbe considérablement l'état pair : la tendance en décroissance de la fréquence de cet état par l'augmentation de la valeur de la charge capacitive, est non seulement compensée, mais aussi inversée par le rapprochement de la métallisation arrière.
- Le couplage entre deux résonateurs coplanaires peut être maîtriser par un troisième élément placé sous les résonateurs.



(a) (b) (c)

Fig. 4.24: Comparaison des mesures de la structure E sur les wafers conçus lors des runs 1 et 2 - Paramètres S (a) - Parties réelles de l'impédance d'entrée du résonateur dans chaque état pair (Z_{in_e}) et impair (Z_{in_o})(b). Photo de la structure mesurée (c).

Conclusion

Dans ce chapitre, l'on démontre que les effets de layout ou de connexion peuvent être incorporés dans la modélisation EM des structures : la résonance de certains états du système est particulièrement sensible à leur présence. Les contraintes liées à ces connexions peuvent générer des extensions de plan de références, et totalement dénaturer le comportement envisagé des structures. L'on constate en outre que la modélisation reste robuste si les longueurs électriques de ces éléments de connexion restent faibles. A terme, cette méthodologie doit permettre d'obtenir des modèles paramétrés des structures.

L'étude de la structure à métallisation flottante applique concrètement les règles dégagées dans le chapitre 2. Une métallisation flottante ne représente rien en termes de circuit : interagissant nécessairement avec son environnement, elle présente une influence électromagnétique visible dans des états de résonances. L'on peut noter deux points particuliers à l'analyse des systèmes dans leurs états :

- Elle permet d'identifier et d'associer les résonances à des "objets", qu'ils soient des systèmes, ou isolé et extérieur au système. Elle apporte une réponse sur la possibilité de modifier les états de résonance par des contraintes topologiques - Inversion des états pairs et impairs -.
- Elle permet d'estimer la sensibilité des états propres aux topologies de masse et à l'environnement - l'état pair est particulièrement sensible à la présence de la métallisation flottante.

Bibliographie

[1] Byung-Wook Kim and Sang-Won Yun, "Varactor-Tuned Combline Bandpass Filter Using Step-Impedance Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.52, no.4, pp. 1279-1283, April 2004.

[2] Hong-Ming Lee and Chih-Ming Tsai, "Improved Coupled-Microstrip Filter Design Using Effective Even-Mode and Odd-Mode Characteristic Impedance", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.53, no.09, pp.2812-2818, September 2005.

[3] Chih-Ming Tsai, Sheng-Yuan Lee and Hong-Ming Lee, "Transmission-Line Filters With Capacitively Loaded Coupled Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.51, no.5, pp.1517-1523, May 2003.

[4] Manfred Kirschning and Rolf H.Jansen, "Accurate Wide-Range Design Equations for the Frequency-Dependent Characteristic of Parallel Coupled Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.32, no.01, pp.83-90, January 1984.

[5] Manfred Kirschning and Rolf H.Jansen, Correction to "Accurate Wide-Range Design Equations for the Frequency-Dependent Characteristic of Parallel Coupled Microstrip Lines", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.33, no.03, pp.288, March 1985.

[6] Rui-Jie Mao, Xiao-Hong Tang and Fei Xiao, "Novel Compact Quarter-Wavelength Resonator Filter Using Lumped Coupling Elements", *IEEE Microwave and Wireless Components letters*, vol.17, no.2 pp.112-114, February 2007.

[7] H.M.Greenhouse, "Design of Planar Rectangular Microelectronic Inductor", *IEEE Trans. on Parts, Hybrids, and packaging*, vol.10, no.2, pp.101-109, June 1974.

[8] S.Wane , D.Bajon, "Partition-Recomposition Methodology for Accurate Electromagnetic Analysis of SiP Passive Circuitry", in Proc of IEEE Eurocon Conference, Varsovie 9-12 Septembre 2007

[9] T.N.Chang and Y.-H.Shiu, "Coplanar waveguide filters with floating strips", *IEE Proceedings of Microwaves, Antennas and Propagation*, vol.147, no.1, pp.58-62, February 2000.

Conclusion Générale

Dans l'ensemble des travaux de cette thèse, on démontre que les états d'un système sont mesurables, contrôlables topologiquement et particulièrement sensible à l'environnement structurel et technologique : Les représentations électriques par état peuvent donc contenir des informations topologiques et environnementales. La notion de modèles paramétrés en termes de pertes, de surtensions et de topologies est accessible par cette approche.

Le chapitre 1 illustre l'importance du partitionnement : Un multipôle ne peut pas être considéré comme l'association de plusieurs multipôle de dimension inférieure. Il doit être étudié comme un système. En revanche les études menées laissent présager que la construction des vecteurs propres d'un système symétrique de dimension N peut être possible à partir de la connaissance des états d'excitation de système de dimension inférieur.

Il n'y a aucun lien entre la configuration de champs ou du courant - ou encore des niveaux de pertes - d'un élément isolé et de ce même élément inclus dans un environnement couplé. Dans des systèmes à pertes, les pertes d'un élément diffèrent suivant l'état dans lequel il est observé.

Dans le chapitre 2, nous avons démontré que l'analyse par état permet l'incorporation de pertes dans les modélisations et dans la synthèse des systèmes sélectifs. D'autre part, la réponse fréquentielle d'un système résulte de la superposition des réponses fréquentielles de chacun de ses états propres et non de la superposition des réponses individuelles des éléments constituant le système.

La décomposition en état permet ainsi d'envisager des synthèses additives des réponses fréquentielles - association linéaire des états dont la distribution des surtensions est étroitement liée à la surtension de la structure globale -.

La connaissance pour chacun des états des positions des minima et maxima de champ, permet, par des variations de la topologie du circuit, de modifier ou d'ajuster leurs caractéristiques électriques indépendamment les uns des autres et de façonner de proche en proche la réponse fréquentielle globale du système.

La décomposition de la représentation électrique du système en représentation électrique de ses états propres permet, en découplant les effets des variations de layout, d'associer topologie et éléments du circuit, ouvrant ainsi une voie à la réduction du nombre de paramètres. Cette étude permet de tenir compte dans la modélisation des excitations du système. On démontre par ailleurs que ces excitations ont une influence particulièrement importante dans la réponse de la structure sélective.

La notion de couplage est implicitement introduite dans les représentations électriques par la

différenciation des éléments représentants les états : il n'y a plus un élément représentant le couplage - les inverseurs - mais une association linéaire des représentations des états dont la disparité est une représentation du couplage.

La composition d'un système à partir de résonateurs asynchrones pour les harmoniques d'ordre supérieur permet de générer une réponse fréquentielle totalement dépourvu de résonance hors bande et ceci sur une bande particulièrement large.

Dans le chapitre 3, on a démontré l'indépendance entre les pertes et le confinement de l'énergie réactive : la surtension dans des technologies à pertes peut donc être améliorer par la topologie.

Dans l'analyse des potentialités - ou des performances potentielles - de la technologie de cette technologie d'intégration BCB, l'analyse par état a permis d'identifier l'effet et le rôle de chacune des fluctuations technologiques. On a pu isoler les effets de "grounding" et les effets des substrats sur le comportement des états des systèmes couplés.

L'énergie réactive emmagasinée par les états apporte une indication forte sur les répartitions de champs dans la structure et permet d'envisager un classement des topologies en fonction de leur aptitude à confiner l'énergie réactive. Ce confinement peut être un des facteurs topologiques prédominants dans les notions de couplage entre résonateurs : on démontre que le couplage entre deux structures présentant les mêmes caractéristiques - en termes de géométrie et d'impédance caractéristique des résonateurs -, peut évoluer par les topologies des plans de référence.

D'un point de vue technologique, l'analyse par état a permis

- de départager, comparer et enfin dégager les avantages respectifs des systèmes coplanaires et microrubans.
- de discerner et de rendre observable la présence d'éléments non rattachés au système : l'influence de ces éléments peut être incorporé dans la représentation électrique des états.
- de déceler les effets des connexions verticales.

Le chapitre 4 démontre que les contraintes de layout et de connexion sont modélisables : les connexions peuvent générer des extensions de plans de référence. Ce chapitre montre également que ces plans de référence ne peuvent être considérés comme des éléments totalement ponctuels dans la représentation électrique.

L'extraction des caractéristiques des connexions verticales reste difficile par la mesure de "daisy chains" : la distinction entre rallongement de la structure par la présence des vias et ralentissement de l'onde qui s'y propage reste difficile.

Ce dernier chapitre montre en outre qu'une métallisation flottante ne peut être considérée ou utilisée comme référence des potentiels : il n'est donc pas possible, dans ce domaine, de s'affranchir de la présence des vias holes.

En Perspectives

Les perspectives de ces travaux sont nombreuses surtout dans l'étude des systèmes sélectifs. En effet, à partir des résultats du chapitre 2, un lien devrait être fait entre éléments équivalents de la représentation électrique des états ($(L_{o_k},\ C_{o_k},\ R_{o_k})$ ou $(Q_{o_k},\ \omega_{o_k},\ R_{o_k})$) et caractéristiques de la fonction de transfert du système (niveaux et zéros de transmission, niveaux d'adaptation,

sutension....), ouvrant ainsi une porte sur une méthodologie de synthèse contenant l'information non négligeable des pertes de l'environnement.

Au regard des résultats du chapitre 1, il est possible d'envisager des études plus approfondies sur les états d'excitation des systèmes multiconducteurs qu'ils soient symétriques ou asymétriques. Ces études devraient permettre de valoriser ou dévaloriser, respectivement des états présentant des pertes faibles ou fortes par des contraintes topologiques, afin d'optimiser les performances de ces systèmes.

Enfin, à partir des résultats du chapitre 4, des études complémentaires devraient être entreprises sur la notion de conducteurs flottants dans les systèmes sélectifs. Bien que généralement ils soient bannis des systèmes intégrés dans des circuits - pour les risques que présentent leur intégration en terme d'interactions avec les autres composants - leur influence permet néanmoins d'accroître le nombre de variables contrôlant le couplage entre éléments résonants.

Liste des Publications

Conférence nationale

- T.Caillet, J.B.Beaugerie, A.M.Martín-Vivaldi, D.Villa Pascual, S.Yazbeck, E.Perrin, "Etude des excitations des résonateurs pour la conception des antennes RFID", *Onde Herzienne et Diélectrique*, Valence, France, 2007.
- T.Caillet, D.Bajon, "Modélisation Electromagnétique des éléments de Connexion 3D pour une analyse et une optimisation de Circuits Multi-couches.", *Onde Herzienne et Diélectrique*, Valence, France, 2007.
- T.Caillet, D.Bajon, "Propriétés des systèmes multiconducteurs pour le design de filtre", *Onde Herzienne et Diélectrique*, Valence, France, 2007.

Conférences internationales

- T.Caillet, D.Bajon, S.Wane and R.Plana, "The Coupound Resonator Approach : Parity Control and Selectivity Enhancement in *N-R*esonator Planar Systems", *Proceedings of IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Atlanta, 2008.
- T.Caillet, D.Bajon, S.Wane and R.Plana, "Systematic Evaluation of Optimal Performances in planar packaging Technologies", *Proceedings of IEEE AP-S International Symposium & USNC*, San Diego, 2008.
- T.Caillet, D.Bajon, S.Wane and R.Plana, "Combined Electromagnetic and Circuit Approaches for Accurate RF Circuits Modeling", *Proceedings of IEEE European Microwave Week*, Amsterdam, 2008.

Article revu (en cours)

- T.Caillet, D.Bajon, S.Wane and R.Plana, "Compound Resonator Approach for Selective System Analysis *in Low Q technology". IEEE-MTT.*

Auteur : CAILLET Thibaut.

Titre : Contribution au Développement de Méthodologies de Modélisation des Couplages Distribués dans les Technologies de Report.

Directeurs de Thèse : Pr. Damienne Bajon (ISAE) / Pr. Robert Plana (LAAS)

Lieu et Date de Soutenance : ISAE – Campus de SUPAERO, le 28 Janvier 2009.

Cette thèse est une contribution au développement de méthodologies d'analyse et de modélisation des couplages distribués dans les technologies d'intégration et de report. Les méthodologies d'analyse proposées, formulées à partir de représentations en états propres des systèmes à modéliser, sont validées par application à des filtres multi-résonateurs. L'analyse de ces filtres multi-résonateurs, conçus avec les technologies BCB du LAAS, PICS de NXP et EPOXY de SUPAERO, montre l'importance d'inclure dans les modélisations électriques les effets de topologies et d'environnement souvent négligés dans les approches de synthèse conventionnelles.

Par la compréhension et la paramétrisation des lois qui régissent la séparation fréquentielle des états propres d'un système, relativement aux topologies considérées, la méthodologie d'analyse proposée dans ces travaux pose des bases pour une systématisation de la synthèse des structures sélectives dans des contextes où l'influence des pertes doit être considérée dès la conception. L'analyse des distributions de champs électromagnétiques associées aux états propres des systèmes à modéliser permet une compréhension physique des réponses fréquentielles à synthétiser.

La conception de structures filtrantes alliant les considérations de symétrie à la formulation en états propres a conduit à des performances de sélectivité et de rejection hors bande qui rendent attractives les technologies bas coût. Les méthodologies développées en aidant à la qualification des performances de technologies émergentes, par l'élaboration de facteurs de mérites indicateurs, conduit à des règles de conception pour des optimisations paramétrées.

Mots clefs: Système de Résonateurs, Résonateurs Composés, Etats propres, Surtension, Sélectivité, Partionnement, Excitation, Modélisation Electromagnétique.

This work is a contribution to development of analysis methodologies and modeling of distributed coupling in integrated technologies. The proposed analysis methodologies, formulated by eigen-state representation of the modeled system, are validated by application to multi-resonator systems. The analysis of these multi-resonator filters, built with the BCB technologies of the LAAS (CNRS), PICS of NXP Semiconductors and Epoxy from ISAE, shows the importance to include, in the electrical modeling, topologies and environmental effects in the conventional synthesis approach.

By understanding and parameterizing of the laws which define the frequency separation of system eigen-states, in accordance with considered topologies, the analysis methodology proposed in this work gives the basis of the systematization of selective structure synthesis, in the context where losses have to be considered as a design constraint. The analysis of the electromagnetic fields associated to the eigen-state of the system, allows a physical comprehension of the frequential behavior of the system to model.

The conception of filtering structures, combining symmetry considerations to eigen-state formulation has led to high selectivity performance and interesting out of band rejections, which makes low-cost technologies attractive for selective systems. The developed approach, by helping to qualify the emerging technologies performance and by elaborating the performance indicators has led to lay out the ground rules for parametric optimizations.

Keywords: Resonator System, Compound Resonators, Eigen-States, Q-factor, Selectivity, Partionning, Excitation, Electromagnetic Modeling.

Adresses des laboratoires :

- Laboratoire MINC, LAAS-CNRS, 7 avenue du Colonel Roche, 31077 Toulouse Cedex 4.
- Laboratoire MOSE, ISAE – Campus de SUPAERO, 10 Avenue Edouard Belin - BP 54032 - 31055 TOULOUSE Cedex 4.