

UNIVERSITE DE LIMOGES

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES TECHNOLOGIE SANTÉ

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année 2007

Thèse n°05-2007

Thèse
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Communications Optiques et Microondes

Bastien ORLANDO

CONCEPTION, RÉALISATION ET ANALYSE DE MICRO-INDUCTANCES
INTÉGRÉES AVEC MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES DOUX.

APPLICATIONS AUX INDUCTANCES POUR LA CONVERSION DE
PUISSANCE CONTINUE-CONTINUE ET AUX INDUCTANCES VARIABLES
MEMS POUR CIRCUITS MICRO-ONDES RECONFIGURABLES.

Soutenue le 5 Février 2007 à Limoges

Thèse dirigée par Dominique CROS et Bernard VIALA

Jury :

Michel Aubourg	Chargé de Recherche CNRS XLIM UMR CNRS 6172 Limoges	<i>Examineur</i>
Dominique Cros	Professeur des Université de Limoges XLIM UMR CNRS 6172 Limoges	<i>Examineur</i>
Jérôme Delamare	Professeur INPG-ENSIEG LEG UMR INPG/UJF CNRS 5529 Saint Martin d'Hères	<i>Rapporteur</i>
Xavier Gagnard	Docteur Ingénieur STMicroelectronics, Crolles	<i>Examineur</i>
Patrick Queffelec	Professeur des Université de Brest LEST UMR CNRS 6165 , Brest	<i>Rapporteur</i>
Bernard Viala	Docteur Ingénieur CEA MINATEC CEA-LETI, Grenoble	<i>Examineur</i>

Remerciements

Je remercie tout d'abord les membres du jury pour leur bienveillance, en commençant par les rapporteurs, **Jérôme Delamare** et **Patrick Queffelec**, qui durent subir la lecture de ce mémoire. Je remercie également **Dominique Cros** qui fut mon directeur de thèse universitaire ainsi que **Michel Aubourg** dont je pus apprécier la gentillesse lors de mon séjour à l'XLIM.

Je remercie **Xavier Gagnard**, qui assura le suivi de mes travaux du côté de STMicroelectronics, et qui bien qu'il dut prendre de nombreux projets en cours de route, fut toujours disponible, et fit preuve d'une grande implication ainsi que d'une bonne humeur à toute épreuve.

Je remercie **Bernard Viala** qui assura mon encadrement quotidien ainsi que mon "coaching" au LETI, et sut me communiquer une partie de sa créativité et sa ténacité. Aux futures générations de thésards qui se profilent, je voudrais témoigner de la véritable chance que fut pour moi de tomber sur un tel encadrant.

Enfin, je souhaite remercier **Pascal Ancey**, responsable de l'équipe de recherche avancée "Above IC and Derivatives" de STMicroelectronics Crolles, qui malgré ses obligations sut toujours apporter un utile soutien lorsque cela fut nécessaire.

Je remercie également, pour m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions matérielles, les responsables des (nombreux) laboratoires dans lesquels j'ai séjourné, avec, par ordre chronologique : **Pierre Gaud** (anciennement LETI/DIHS/LCMI), **Pierre Guillon** (XLIM anciennement IRCOM), **Philippe Robert** (LETI/DIHS/LCMS), **Olivier Redon** (LETI/DIHS/LIMN), et **Bernard Diény** ainsi qu'**Alain Schul** qui co-dirigent SPINTEC. Je remercie en outre **Marc Aïd**, responsable du LETI/DIHS/LCRF, qui géra côté CEA l'essentiel des tâches administratives ainsi qu'une grande partie des projets me concernant. Je remercie bien sûr, en m'excusant de ne pas toutes les nommer, toutes les personnes que je pus côtoyer dans ces laboratoires ou à STMicroelectronics, pour leur accueil, leurs coups de mains et leurs diverses contributions.

Je remercie tout spécialement l'équipe INFOVAL qui eût la lourde tâche d'assurer l'essentiel de la réalisation pratique des composants pour la conversion de puissance : **Robert Cuchet**, **Denis Pellissier-Tanon**, et **Rachid Hida**, dont le mémoire de thèse fut pour moi une grande source de d'enseignements ainsi qu'un exemple à suivre. Je remercie aussi **Marcel Audoin**, pour sa contribution à la caractérisation

de nos composants et à bien d'autres choses. Un grand merci à **Anne-Sophie Royet** qui prit sur son temps afin de nous aider à la caractérisation et à la simulation hyperfréquence de nos dispositifs. Enfin, je remercie les personnes ayant contribué à l'émergence du nouveau concept d'inductance variable : **Sébastien Hentz**, **Emmanuel Defaye**, **Fabrice Casset** et **Pierre-Louis Charvet**.

Je remercie également **Corinne Vedel** et **Véronique Robert**, du BPI pour leur bonne humeur et leur disponibilité qui contribuèrent grandement à la valorisation de mes travaux.

Je termine par ceux avec qui j'ai partagé trois années de ma vie au quotidien, les membres de la "RF Mag Team" : **Sandrine Couderc**, **Jean-Philippe Michel**, et **Yann Lamy**. Et bonne chance à **Kévin Garello** qui vient d'arriver...

Enfin, je voudrai finir par une pensée affectueuse pour **mes parents** sans qui rien n'aurait été possible et pour **Cécile**, ma moitié, qui me supporte, au sens propre comme figuré, depuis dix ans déjà.

Sommaire

Contexte et objectifs.	ix
0.1 Présentation de STMicroelectronics	ix
0.2 Présentation du LETI	x
0.3 Présentation de l'XLIM	x
0.4 Objectifs généraux	xi
1 Introduction.	1
1.1 La fonction inductance en électronique	2
1.2 Les différents modes de fabrication utilisés	4
1.3 État de l'art non exhaustif	6
1.3.1 Composants actifs	6
1.3.2 Lignes	7
1.3.3 Spirales	7
1.3.4 Méandres	8
1.3.5 Solénoïdes	9
1.4 Introduction aux matériaux magnétiques	9
1.4.1 Origine du magnétisme	9
1.4.2 Les différents types de magnétisme	10
1.4.3 Cas d'une couche mince ferromagnétique uniaxiale	11
1.4.4 Notion de perméabilité magnétique	12
1.5 Effets physiques dans une inductance	13
2 Inductances pour la conversion de puissance.	15
2.1 Problématique	16
2.1.1 Principe d'une alimentation à découpage	16
2.1.2 Spécifications	18
2.2 État de l'art des micro-inductances de puissance	20
2.2.1 Composants discrets	20
2.2.2 Composants intégrés	22
2.2.3 Composants hybrides	28
2.3 Analyse des différents types d'inductance	29
2.3.1 Solénoïde	29
2.3.2 Méandre	33
2.3.3 Ligne	34
2.3.4 Spirale	36
2.3.5 Synthèse et choix de la topologie optimale	38

2.4	Procédé de réalisation	42
2.4.1	Réalisation de la partie inférieure du bobinage	43
2.4.2	Réalisation du noyau magnétique	48
2.4.3	Réalisation de la partie supérieure du bobinage	55
3	Analyse des propriétés à basse fréquence.	57
3.1	Présentation des composants analysés	58
3.1.1	Présentation de la filière INFOVAL	58
3.1.2	Présentation des tranches testées	59
3.2	Analyse des propriétés à basse fréquence	60
3.2.1	Procédure de caractérisation basse fréquence	60
3.2.2	Analyse de l'inductance L_{DC}	61
3.2.3	Analyse de la résistance R_{DC}	63
3.2.4	Analyse du rapport Q_{DC}	66
3.3	Amélioration de la compacité des dispositifs	69
3.3.1	Problématique	69
3.3.2	Voies d'amélioration possibles	70
4	Analyse des propriétés dynamiques.	85
4.1	Spectre d'impédance des inductances INFOVAL	86
4.1.1	Procédure de caractérisation	86
4.1.2	Inductance en fonction de la fréquence	86
4.1.3	Résistance en fonction de la fréquence	87
4.1.4	Facteur de qualité en fonction de la fréquence	88
4.1.5	Comparaison avec l'état de l'art	89
4.2	Méthode d'extrapolation semi-analytique	91
4.2.1	Intérêt de l'approche semi-analytique	91
4.2.2	Courants induits dans le noyau magnétique	92
4.2.3	Courants induits dans le bobinage	95
4.2.4	Effets capacitifs	101
4.2.5	Modèle équivalent	101
4.3	Application de la méthode	102
4.3.1	Effets de peau dans le bobinage	102
4.3.2	Courants induits dans le noyau	103
4.3.3	Effets de proximité	105
4.3.4	Capacité parasite	106
4.4	Discussion : amélioration du facteur de qualité	108
5	Résonances Magnétiques.	111
5.1	Contributions à l'énergie magnétique	112
5.1.1	Couplage de Heisenberg	112
5.1.2	Anisotropies magnétocristalline et induite	113
5.1.3	Énergie de Zeeman	114
5.1.4	Énergie démagnétisante	114
5.2	Structure en domaines magnétiques	116
5.2.1	Origine physique	116
5.2.2	Cas d'une couche mince uniaxiale	117

5.2.3	Résonance des domaines de fermeture	119
5.2.4	Configuration en <i>Edge Curling Wall</i>	120
5.3	Résonance gyromagnétique	122
5.3.1	Présentation du modèle LLG	122
5.3.2	Approximation linéaire	123
5.3.3	Cas d'une couche mince uniaxiale	125
5.4	Noyaux magnétiques pour les micro-ondes	128
5.4.1	Utilisation des effets de forme	128
5.4.2	Utilisation de matériaux à couplage d'échange	136
5.4.3	Utilisation du modèle LLG pour la simulation	142
6	Effets de la saturation magnétique.	145
6.1	Problématique	146
6.2	Saturation des inductances INFOVAL	148
6.2.1	Procédure de caractérisation	148
6.2.2	Inductance	149
6.2.3	Résistance	153
6.3	Modélisation de la saturation des inductances	156
6.3.1	Limites du modèle idéal	157
6.3.2	Utilisation du modèle LLG linéarisé	157
6.3.3	Répartition des champs magnétiques	161
6.4	Voies d'amélioration possibles	164
6.4.1	Amélioration de la topologie des composants	164
6.4.2	Utilisation de différents matériaux magnétiques	167
6.5	Utilisation du modèle LLG non linéarisé	172
7	MEMS à inductance variable.	175
7.1	Problématique	176
7.1.1	Objectifs	176
7.1.2	Principes utilisables	178
7.2	État de l'art des inductances variables	182
7.2.1	Tri préliminaire	182
7.2.2	Ajustement du bobinage	183
7.2.3	Variation du couplage bobinage-noyau	191
7.2.4	Variation de la perméabilité du noyau	193
7.3	Un nouveau concept d'inductance variable	197
7.3.1	Présentation	197
7.3.2	Discussion du procédé de fabrication	198
7.4	Simulation du dispositif	200
7.4.1	Dimensionnement de la zone utile	200
7.4.2	Ajustement des épaisseurs	204
7.4.3	Influence de la tension d'actionnement	207
7.4.4	Simulation électromagnétique	208
7.5	Perspectives	210

8 Conclusion.	213
8.1 Synthèse	213
8.2 Perspectives	216
8.2.1 Conception	216
8.2.2 Réalisation	217
8.2.3 Analyse	218
A Propriétés physiques des matériaux.	219
A.1 Matériaux magnétiques	219
A.1.1 Permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$	219
A.1.2 Alliage $FeHfN$	220
A.1.3 Alliage $CoFeHfN$	220
A.1.4 Matériau à couplage d'échange $Fe_{65}Co_{35}/Ir_{80}Mn_{20}$	220
A.2 Matériaux conducteurs	221
A.2.1 Cuivre	221
A.2.2 Platine	221
A.2.3 Molybdène	221
A.3 Matériaux piézoélectriques et diélectriques	221
A.3.1 Nitrure d'Aluminium AlN	221
A.3.2 PZT (Zirconate Titanate de Plomb)	222
A.3.3 Silicium	222
A.3.4 Oxyde de Silicium SiO_2	222
A.3.5 BCB (bisBenzoCycloButène)	222
B Les outils de simulation.	223
B.1 Calculs magnétostatiques et électrocinétiques	223
B.2 Calculs électrodynamiques	224
B.3 Calculs électromécaniques	225
Bibliographie	244
Production scientifique	245
Publications	245
Brevets	245

Contexte et objectifs.

Sommaire

0.1	Présentation de STMicroelectronics	ix
0.2	Présentation du LETI	x
0.3	Présentation de l'XLIM	x
0.4	Objectifs généraux	xi

Ces travaux ont été effectués au sein de l'équipe "Above IC and Derivatives" de STMicroelectronics Crolles, sur les sites du LETI à Grenoble et de l'XLIM à Limoges. Nous allons présenter brièvement ces différents acteurs ainsi que les objectifs généraux que nous nous sommes fixés.

0.1 Présentation de STMicroelectronics

Le groupe ST a été créé en juin 1987 à la suite du regroupement de Thomson Semiconducteurs (France) et de SGS Microelettronica (Italie). En mai 1998, SGS-THOMSON Microelectronics a pris le nom de STMicroelectronics. Depuis sa création, la société a considérablement étendu et enrichi sa gamme de produits et de technologies, et renforcé ses moyens de distribution et de fabrication en Europe, en Amérique du Nord et dans la région Asie-Pacifique. Ce processus d'expansion permanent se poursuit avec l'amélioration des sites existants et la construction de nouvelles usines de fabrication 8 pouces submicroniques dans le monde. ST possède aujourd'hui six usines 8 pouces en activité : Rousset (France), Agrate Brianza (Italie), Crolles (France), Phoenix (Arizona), Catane (Italie), Tours (France) et Singapour. Une nouvelle usine 12 pouces est en cours de construction à Catane et la société est en train d'obtenir ses premières plaquettes de l'unité de production pilote 12 pouces à Crolles, en partenariat avec NXP et Freescale Semiconductor. Cette opération accueille également le programme de développement commun aux trois sociétés, de la technologie CMOS allant jusqu'à 32nm, en collaboration avec TSMC pour l'alignement technologique. STMicroelectronics est un fabricant mondial indépendant de semiconducteurs et un leader pour le développement et la réalisation de solutions sur silicium destinées à un grand nombre d'applications. Son expertise du silicium et des systèmes, sa puissance industrielle, son portefeuille de propriétés intellectuelles et ses alliances stratégiques placent ST à l'avant-garde des technologies de systèmes sur puce, et ses produits contribuent pleinement à la convergence des applications et des marchés.

Dans cet environnement industriel, deux principaux centres de recherche et développement, basés à Agrate et à Crolles, élaborent les futurs produits de ST, avec pour objectifs de proposer des innovations et des performances accrues aux clients. Le module de recherche et développement avancé "Above IC and Derivatives" basé à Crolles compte une trentaine de techniciens, ingénieurs et doctorants, et couvre une gamme extrêmement large de composants visant principalement des applications nomades : switches pour les radiofréquences, composants passifs, résonateurs acoustiques, capteurs, micro-batteries, accéléromètres, matériaux avancés, etc. L'objectif à terme étant de réaliser des systèmes sur puce autonomes offrant un nombre croissant de fonctionnalités.

0.2 Présentation du LETI

Le LETI est le Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information basé sur le site du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) de Grenoble. Il est rattaché à la Direction de la Recherche Technologique (DRT) qui regroupe toutes les recherches civiles en sciences appliquée. C'est un des laboratoires leader dans le domaine de la conception et de la fabrication de circuits électroniques et de systèmes intégrés. Le LETI entretient des rapports étroits avec STMicroelectronics depuis de nombreuses années dans le cadre d'un laboratoire commun. Il est divisé en six départements, dont trois ont contribué à nos travaux :

- le Département Conception et Intégration Système (DCIS), dont les compétences en termes de simulation et de caractérisation radiofréquence ont été un utile soutien,
- le Département Plateforme Technologique Silicium (DPTS), qui assure la réalisation technologique des étapes standards de fabrication.
- le Département Intégration Hétérogène sur Silicium (DIHS). Ce département regroupe toutes les activités liées au packaging, aux techniques de reports de substrats et aux microsystèmes. Nos travaux ont été principalement réalisés dans des laboratoires du DIHS.

Le LETI possède une forte expérience des composants magnétiques intégrés sur silicium, avec notamment une riche histoire dans le domaine de l'enregistrement magnétique, qui a donné naissance à deux startups : SILMAG [1, 2, 3, 4] et ALDI-TECH [5, 6, 7, 8]. Les activités liées aux capteurs, aux actionneurs, aux mémoires magnétiques et à la spintronique sont également présentes.

0.3 Présentation de l'XLIM

XLIM est une Unité Mixte de Recherche (UMR CNRS 6172) de l'Université de Limoges et du CNRS, résultat de la fusion de quatre laboratoires que sont le LACO, le LMSI, l'UMOP et l'IRCOM. Le laboratoire XLIM fédère un ensemble de 350 enseignants-chercheurs, chercheurs CNRS et doctorants dans les domaines de l'informatique, des mathématiques, de l'optique, de l'électromagnétisme et de l'électronique. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec le département MINACOM (Micro et Nano Composants pour les Télécoms), qui regroupe les activités

de recherche d'une dizaine de chercheurs et enseignants chercheurs entourés d'une dizaine de doctorants sur le thème des nouvelles technologies pour les télécommunications. En outre le département MINACOM travaille également sur des projets visant au développement de composants optoélectroniques sur substrats organiques et également d'outils de conception avancés. L'XLIM sert de soutien pour les problématiques liées à la conception de dispositifs micro-ondes, notamment grâce à l'utilisation du logiciel EMXD développé en interne [9].

0.4 Objectifs généraux

L'objectif de ces travaux est de valoriser l'expérience du LETI en matière de conception et de fabrication de têtes inductives d'enregistrement magnétique, qui permettent d'envisager sereinement la réalisation de bobinages solénoïdes et l'utilisation de matériaux magnétiques doux au plus près de l'état de l'art. Nous nous appuyerons également sur des travaux récents en matière de réalisation de composants inductifs [10, 11, 12, 13, 14, 15] et de matériaux ferromagnétiques doux avancés [16, 17, 18, 19, 20, 21].

Nous viserons deux applications liées aux applications nomades telles que la téléphonie mobile. Ce type d'application impose des contraintes spécifiques en termes de consommation énergétique et d'encombrement. Plus précisément nous nous pencherons sur deux problématiques distinctes :

- inductances intégrées à fortes valeurs pour alimentations à découpage,
- inductances variables pour circuits micro-ondes reconfigurables.

Nous verrons tout au long de ce mémoire dans quelle mesure l'utilisation d'un bobinage solénoïde avec noyau magnétique peut nous permettre de répondre à ces objectifs. Cependant, sans perdre de vue les spécifications induites par les applications visées, nous essaierons de rester le plus général possible dans notre démarche.

Chapitre 1

Introduction.

Sommaire

1.1	La fonction inductance en électronique	2
1.2	Les différents modes de fabrication utilisés	4
1.3	État de l'art non exhaustif	6
1.3.1	Composants actifs	6
1.3.2	Lignes	7
1.3.3	Spirales	7
1.3.4	Méandres	8
1.3.5	Solénoïdes	9
1.4	Introduction aux matériaux magnétiques	9
1.4.1	Origine du magnétisme	9
1.4.2	Les différents types de magnétisme	10
1.4.3	Cas d'une couche mince ferromagnétique uniaxiale	11
1.4.4	Notion de perméabilité magnétique	12
1.5	Effets physiques dans une inductance	13

Dans ce chapitre nous essaierons de donner une vue d'ensemble de la conception, de la fabrication et de l'utilisation des inductances en micro-électronique telles qu'elles sont pratiquées dans l'état de l'art. Ce chapitre ne prétend pas être exhaustif mais permet de situer nos travaux, et de saisir la diversité des spécifications et des contraintes dont nous devons tenir compte. Cependant, nous essaierons autant que possible de dégager des caractères communs à toutes les applications.

Nous introduirons donc tout d'abord les propriétés fondamentales des composants inductifs. Les différents procédés de fabrication utilisables seront ensuite exposés avant de présenter un bref état de l'art des différents types d'inductances utilisés en micro-électronique. Enfin, après avoir rappelé quelques notions de magnétisme nous présenterons les différents effets physiques pouvant intervenir dans un composant inductif et nous fixerons les diverses problématiques que nous proposerons de traiter dans la suite de ce mémoire.

1.1 La fonction inductance en électronique

Les inductances sont utilisées dans un grand nombre d'applications impliquant des fréquences et des niveaux de puissance très divers : conversion de puissance, filtrage, adaptation d'impédance, déphasage, etc. Les composants inductifs passifs reposent sur le phénomène d'induction qui conformément à la loi de Lenz tend à s'opposer à une variation de champ magnétique, donc de courant. Dans le cas le plus simple, on peut considérer que le modèle équivalent d'un composant inductif est constitué d'une inductance parfaite L_s en série avec une résistance parfaite R_s (figure 1.1(a)). Son équation constitutive est donc de la forme, en régime transitoire (1.1) ou harmonique (1.2) :

$$u(t) = L_s \cdot \frac{di(t)}{dt} + R_s \cdot i(t), \quad (1.1)$$

$$\text{ou } V(\omega) = (j \cdot L_s \cdot \omega + R_s) \cdot I(\omega). \quad (1.2)$$

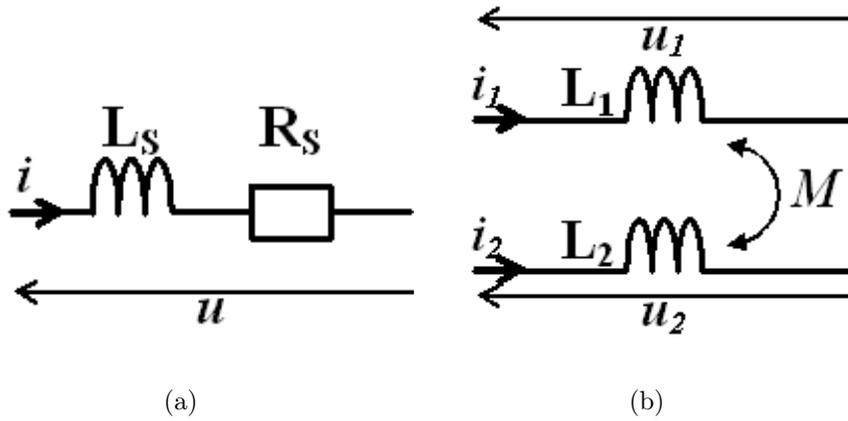


FIG. 1.1 – Schéma équivalent de base d'un composant inductif réel (a) et d'une mutuelle inductance idéale (b).

Les transformateurs sont des composants très proches des inductances. Ils sont constitués d'au moins deux bobinages possédant les inductances propres L_1 et L_2 . Ces bobinages sont couplés du point de vue électromagnétique si bien qu'il existe une mutuelle inductance M - positive ou négative - caractérisant ce couplage (figure 1.1(b)). Si l'on néglige les pertes on peut alors écrire le système d'équations constitutives d'un transformateur à deux bobinages comme ci-dessous.

$$u_1(t) = L_1 \cdot \frac{di_1(t)}{dt} + M \cdot \frac{di_2(t)}{dt} \quad (1.3)$$

$$u_2(t) = L_2 \cdot \frac{di_2(t)}{dt} + M \cdot \frac{di_1(t)}{dt} \quad (1.4)$$

Les transformateurs sont des composants dont les topologies sont très proches de celles des inductances. Cependant, leurs performances sont évaluées de manière différente de celles des inductances et nous ne nous intéresserons aux transformateurs qu'à titre d'exemple.

Pour en revenir aux inductances, on peut également, en régime harmonique, définir leur facteur de qualité Q comme le rapport entre puissance réactive et puissance dissipée à la pulsation ω , soit

$$Q(\omega) = \frac{L_s \cdot \omega}{R_s}. \quad (1.5)$$

Dans le cas le plus général, nous verrons que L_s et R_s dépendent fortement de la fréquence de fonctionnement. De plus, dans le cas de composants utilisant des matériaux magnétiques, L_s et R_s dépendront aussi fortement du courant et de la puissance traversant le composant, et ce à cause des non-linéarités apparaissant dans le matériau magnétique lorsqu'il est soumis à de forts champs magnétiques. Ainsi d'une manière générale nous évaluerons les performances d'un composant inductif à partir des caractéristiques ci-dessous :

- son niveau d'inductance en régime continu L_{DC} ,
- sa résistance en régime continu R_{DC} ,
- sa fréquence de fonctionnement maximale F_{MAX} , c'est-à-dire la fréquence au-delà de laquelle le niveau d'inductance n'est plus stable,
- son facteur de qualité Q , qui caractérise le compromis entre énergie utile et pertes en régime harmonique,
- son courant de saturation I_{SAT} , c'est à dire l'amplitude du courant continu de décalage au-delà duquel le niveau d'inductance est trop fortement dégradé,
- son encombrement surfacique S_L , primordial dans le cas des composant intégrés car directement proportionnel aux coûts.

Afin de caractériser également les compromis entre les propriétés L_{DC} et R_{DC} en régime continu, nous définirons le facteur de qualité en régime continu Q_{DC} comme le rapport entre inductance et résistance en régime continu qui s'exprime en Henrys par Ohms. Nous définirons également l'énergie magnétostatique E_{MAG} , qui s'exprime en Joules et qui caractérisera le compromis entre inductance et courant de saturation en régime continu.

$$Q_{DC} = \frac{L_{DC}}{R_{DC}} \quad (1.6)$$

$$E_{MAG} = \frac{1}{2} \cdot L_{DC} \cdot I_{SAT}^2 \quad (1.7)$$

Bien sûr, selon les applications visées, chacun de ces critères revêtira une importance spécifique, d'où une grande diversité des réalisations que nous pouvons rencontrer dans l'état de l'art. De même, le niveau de dégradation de l'inductance servant à définir F_{MAX} et I_{SAT} dépendra de l'application. Un autre point déterminant est le procédé de fabrication utilisé.

1.2 Les différents modes de fabrication utilisés

On peut globalement distinguer cinq modes de réalisation pour la fabrication de micro-inductances.

- La micromécanique : on utilise des techniques de bobinage mécanique, de collage, de brasure, de micro-usinage, de moulage, etc. Le composant est ensuite brasé à même le circuit imprimé. On parle alors de composants *discrets*. Ces procédés de fabrication et d'assemblage sont largement automatisés mais restent séquentiels et peu flexibles. De plus, le type d'assemblage utilisé peut poser problème à haute fréquence car les connexions entre circuit intégré et composants discrets vont perturber le fonctionnement de ce dernier. Cependant, nous verrons dans le chapitre 2 que si d'importants volumes de matériaux sont requis, ce mode de réalisation reste pour l'instant le plus compétitif.
- Les technologies hybrides : nous appellerons technologies hybrides tous les procédés de réalisation non directement issus des procédés standards de la micro-électronique mais pouvant présenter une certaine compatibilité avec cette dernière ou permettre une réalisation des composants massivement parallèle. Un grand nombre de ces techniques est issu des technologies relatives au packaging des circuits intégrés. Parmi les procédés de fabrication hybrides on trouve la sérigraphie [22, 23], des techniques de report [24], l'utilisation de micromoulage à base de polymères [25], des technologies à base de céramiques telle que la technologie LTCC (Low Temperature Cofired Ceramics) [26, 27, 28] ou la technologie en circuits imprimés [29, 30]. Dans le paragraphe 2.2.3, nous verrons que ce type de technique a fait l'objet de travaux originaux.
- La co-intégration *front-end* : le composant est réalisé au niveau des interconnexions des transistors (figure 1.2). Ce mode de co-intégration est le plus utilisé dans l'industrie car il utilise les procédés standards de la micro-électronique. Cependant, la proximité de composants à base de semi-conducteurs pose le problème de la contamination par des métaux pouvant gravement altérer le fonctionnement de ces dispositifs. Il est également prohibé de soumettre ces dispositifs à des températures supérieures à 400°C afin de limiter l'interdiffusion des espèces chimiques. Par conséquent, la co-intégration front-end impose un choix de matériaux et de procédés assez restreint, ce qui exclu l'intégration de matériaux magnétiques par cette méthode. De plus, les épaisseurs de métaux et d'isolants sont imposées par le standard utilisé et sont très limitées.
- La co-intégration *above IC* : cette fois le composant est réalisé après la passivation du circuit intégré (figure 1.2). Cette technique permet de contourner le problème de la contamination et donc d'intégrer de nouveaux matériaux. De plus, elle offre plus de liberté dans le choix des épaisseurs utilisées. Cependant, la contrainte concernant la température de réalisation subsiste. En outre, le coût de développement et de fabrication peut être important par rapport à la

co-intégration front-end, mais compensé par les gains offerts par cette technologie en termes de compacité, de performances et de nouvelles fonctionnalités.

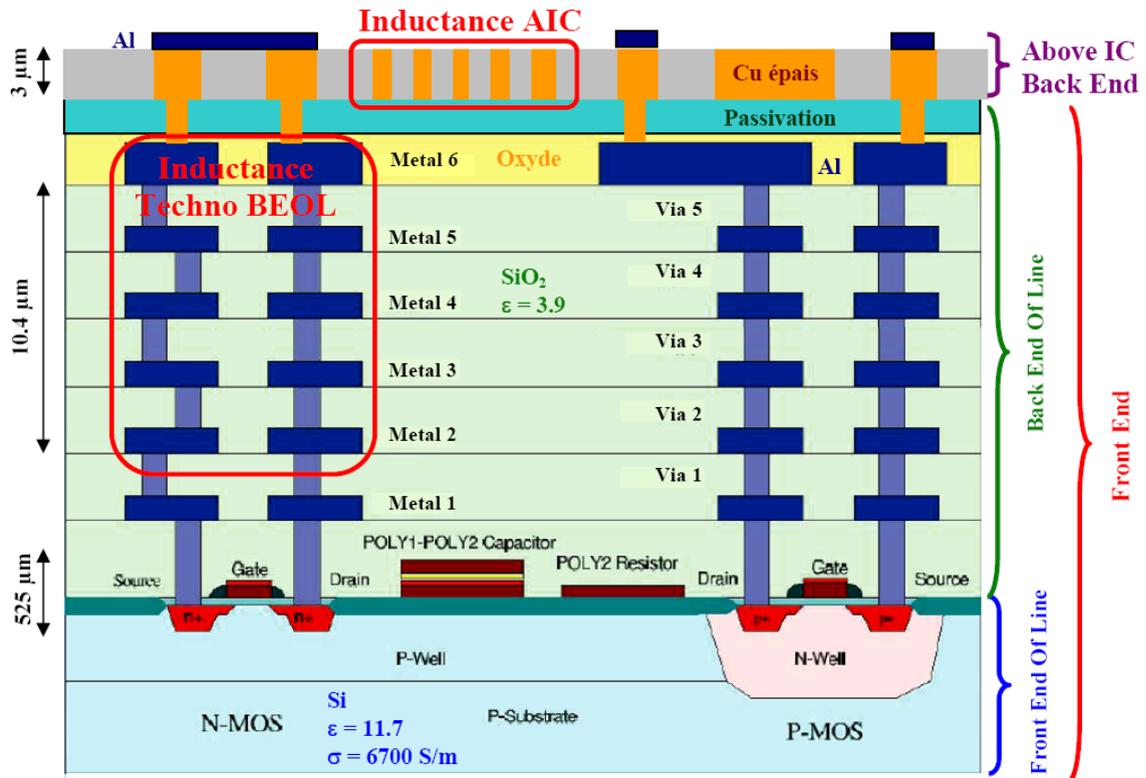


FIG. 1.2 – Exemple d’empilement incluant une inductance co-intégrée front-end au niveau des interconnexions et une inductance above IC.

- La réalisation de composants intégrés *stand-alone* : le composant est réalisé sur un substrat à part. Cette technique offre ainsi une grande souplesse dans le choix des substrats et des procédés de réalisation. De plus, elle permet d’utiliser les techniques de packaging standard de la micro-électronique (figure 1.3). Cependant, les surcoûts peuvent être importants et on ne peut plus vraiment parler de co-intégration puisque le composant n’est pas réalisé sur le même substrat que le reste du circuit. Toutefois, selon la taille des puces considérées et le rendement des procédés de fabrication utilisés, cette option peut être moins onéreuse que la réalisation above IC.

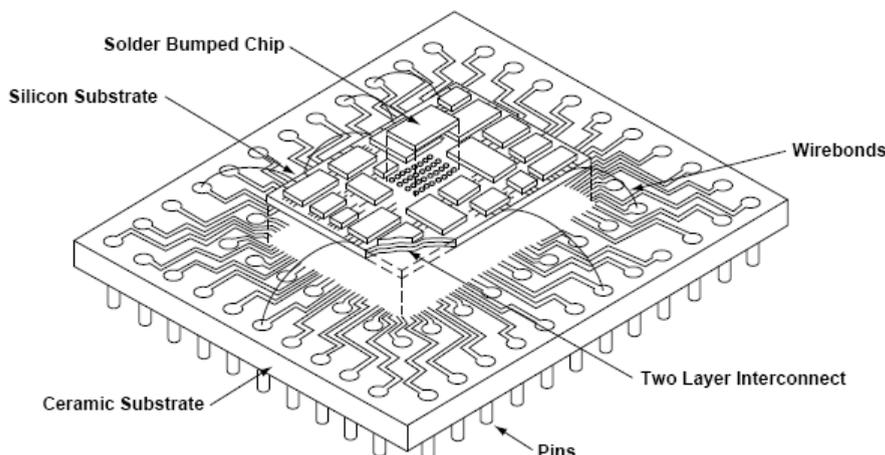


FIG. 1.3 – Exemples de packaging pour MCM (Multi Chip Module) rassemblant plusieurs puces (source : ICE).

Nous allons maintenant, indépendamment du procédé de fabrication utilisé, nous intéresser aux différents types d'inductances présents dans l'état de l'art.

1.3 État de l'art non exhaustif

Ce bref état de l'art a pour but d'exposer les différents types d'inductances utilisés en micro-électronique. Des états de l'art détaillés des inductances pour la conversion de puissance et des inductances variables seront respectivement exposés dans les paragraphes 2.2 et 7.2.

1.3.1 Composants actifs

Il est aisé de réaliser une fonction inductance à partir d'un condensateur et d'un gyrateur (figure 1.4) [31] qui transforme l'impédance du condensateur en inductance. Une fonction inductance de forte valeur est alors tout à fait réalisable par des technologies font-end standards et pour un encombrement réduit. Cependant, le gyrateur comporte des transistors qui en tant que composants actifs consomment une puissance relativement importante, et introduisent des non-linéarités ainsi que du bruit additionnel. Par conséquent, nous ne nous intéresserons pas à ce type de composant et nous nous limiterons par la suite aux composants passifs.

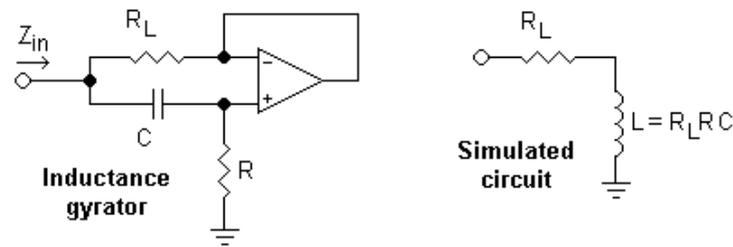


FIG. 1.4 – Inductance synthétisée à partir d'un gyrateur et d'un condensateur (source : wikipedia).

1.3.2 Lignes

C'est le type d'inductance le plus simple. On le retrouve sous la forme de fils d'interconnexions soudés à même la puce, en composants discrets et dans des géométries diverses dans le cas des technologies intégrées ou hybrides : lignes de type coplanaires, microstrip, avec ou sans matériaux magnétiques (figure 1.5).

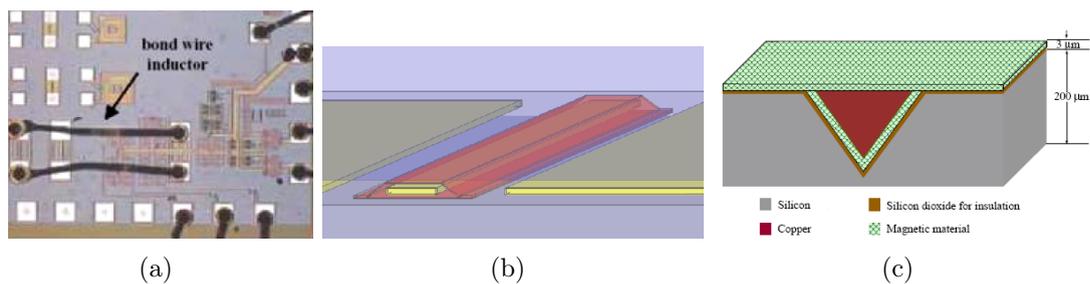


FIG. 1.5 – Exemples d'inductances de type ligne : (a) inductance réalisée par soudure de fils [32], (b) ligne coplanaire encapsulée par un matériau magnétique [11] et (c) coupe transversale d'une ligne en "V" encapsulée par un matériau magnétique [33].

1.3.3 Spirales

C'est le type d'inductance le plus répandu dans l'industrie de la micro-électronique, en technologie front-end ou above IC [34]. Il existe plus généralement de très nombreux exemples de réalisations de composants discrets ou utilisant une technologie intégrée front-end, above IC ou stand-alone, ou bien une technologie hybride, que ce soit pour des applications de puissance à basse fréquence ou pour des applications dans le domaine des micro-ondes (figure 1.6).

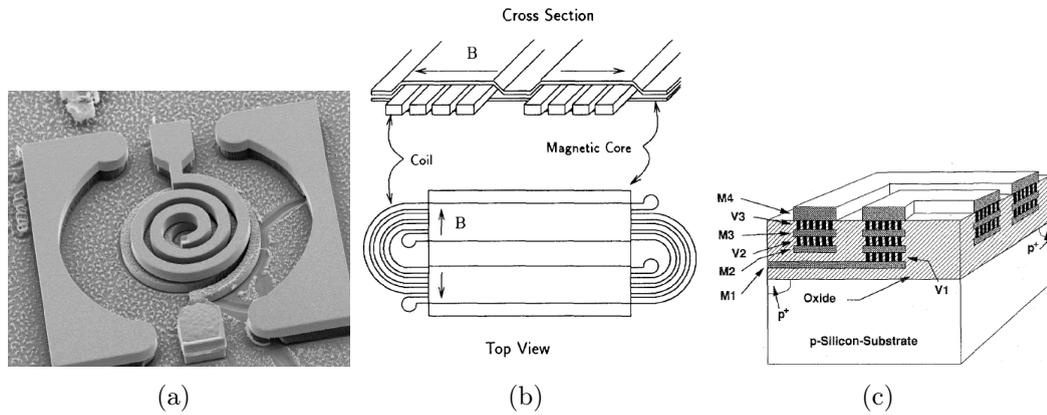


FIG. 1.6 – Exemples de topologies de type spirale : (a) spirale above IC MEMSCAP [35], (b) transformateur avec spirales encapsulées par deux plans magnétiques [36] et (c) coupe transversale de spirale co-intégrée front-end réalisée sur plusieurs niveaux de métaux [37].

1.3.4 Méandres

C'est un type d'inductance original qui consiste à enchevêtrer bobinage et matériaux magnétiques afin d'obtenir une forte densité d'inductance. Une variante utilisant une technique proche du tissage (en anglais *cloth inductor*) a également été utilisée (figure 1.7). À notre connaissance, ce type de composant n'a jamais été employé pour des applications industrielles.

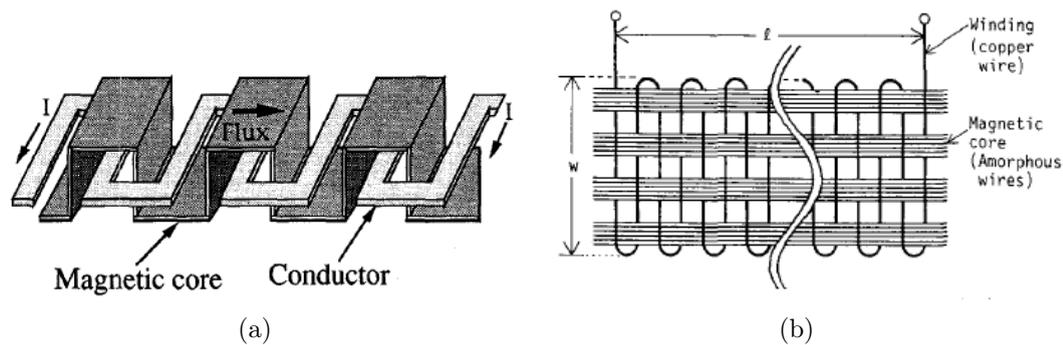


FIG. 1.7 – Exemples d'inductances de type méandre : (a) méandre intégré avec deux niveaux de matériau magnétique [38] et (b) inductance tissée à base de fils de cuivre et de matériau ferromagnétique amorphe [39].

1.3.5 Solénoïdes

C'est le type d'inductance le plus courant en ce qui concerne les composants discrets avec noyaux magnétiques en ferrite. Il existe également dans la littérature de nombreuses variantes de réalisation en technologies hybrides ou intégrées. Cependant, elles ne sont pour l'instant pas utilisées par l'industrie sous cette forme (figure 1.8).

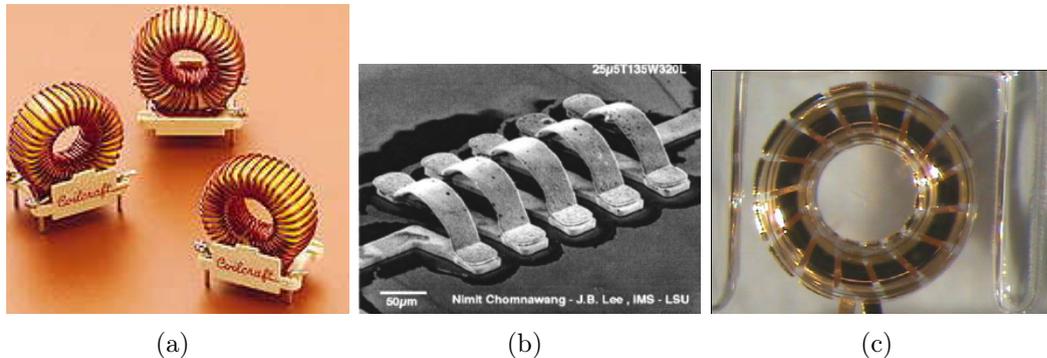


FIG. 1.8 – Exemples d'inductances de type solénoïde : (a) composants discrets commerciaux de la série DMT de Coilcraft comportant un bobinage solénoïde autour d'un noyau toroïdal en ferrite, (b) solénoïde intégré à structure tridimensionnelle [40] et (c) solénoïde toroïdal réalisé par micro-moulage de polymère [25].

1.4 Introduction aux matériaux magnétiques

1.4.1 Origine du magnétisme

Les matériaux ferromagnétiques sont des matériaux présentant spontanément une forte aimantation - c'est à dire une forte densité volumique de moment magnétique - à l'échelle macroscopique. Cette aimantation est essentiellement d'origine électronique [41]. La mécanique quantique nous apprend que les électrons possèdent tous un moment magnétique intrinsèque quantifié lié à leur nombre de spin, et un moment magnétique orbital lié à l'état de l'électron. Dans les matériaux magnétiques, les moments magnétiques des électrons ne se compensent pas complètement, d'où l'apparition d'une aimantation au niveau atomique. Il peut alors également exister un couplage d'origine quantique entre les moments magnétiques atomiques qui va déterminer les propriétés macroscopiques du matériau considéré.

1.4.2 Les différents types de magnétisme

À l'échelle macroscopique on distingue cinq types de comportements lorsqu'un matériau est soumis à un champ magnétique (figure 1.9).

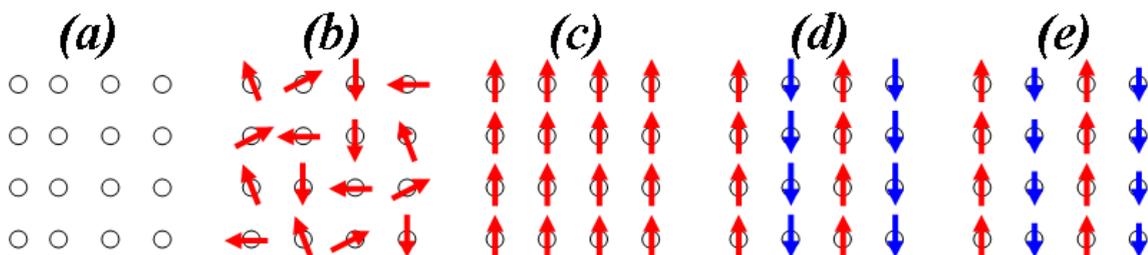


FIG. 1.9 – Les différents comportements magnétiques : (a) matériau non magnétique, (b) paramagnétique, (c) ferromagnétique, (d) antiferromagnétique et (e) ferrimagnétique.

1.4.2.1 Diamagnétisme

Le diamagnétisme est un comportement existant dans tous les matériaux, magnétiques ou non. On peut le voir comme un effet quantique analogue à la loi de Lenz et qui consiste en l'apparition d'un moment magnétique extrêmement faible s'opposant au champ magnétique appliqué.

1.4.2.2 Paramagnétisme

S'il n'existe aucun couplage entre les moments magnétiques, l'agitation thermique empêche l'alignement collectif complet des moments sous l'effet d'un champ magnétique. L'aimantation macroscopique résultante est alignée dans le sens du champ appliqué mais est extrêmement faible. On parlera alors de comportement *paramagnétique*. Tous les matériaux magnétiques peuvent présenter un comportement paramagnétique car au-delà d'une certaine température de transition le couplage entre moments magnétiques atomiques est détruit. Cependant, il est important de noter que le moment magnétique résultant d'un effet paramagnétique ou diamagnétique sera absolument indétectable dans le cas de dispositifs inductifs.

1.4.2.3 Ferromagnétisme

Si le couplage tend à aligner les moments magnétiques de manière parallèle, on dira que le matériau est *ferromagnétique*. Il présentera alors une très forte aimantation macroscopique alignée selon la direction et le sens du champ magnétique appliqué. Les éléments naturellement ferromagnétiques les plus usités appartiennent à la période de transition 3d : ce sont le nickel, le fer et le cobalt. Quelques terres rares de la période 4f sont également naturellement ferromagnétiques. Au-delà d'une température T_c appelée *température de Curie*, le comportement sera paramagnétique.

1.4.2.4 Antiferromagnétisme

Si ce couplage tend à arranger les moments magnétiques de manière antiparallèle, on dira que le matériau est *antiferromagnétique*. Il présente une aimantation macroscopique spontanée nulle. Cependant, nous verrons dans le paragraphe 5.4.2 qu'il peut avoir des propriétés intéressantes pour nos applications. Au-delà d'une température T_N appelée *température de Néel*, le comportement sera paramagnétique.

1.4.2.5 Ferrimagnétisme

Le *ferrimagnétisme* peut être considéré comme un comportement intermédiaire entre le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme. Les moments magnétiques se divisent en deux sous-réseaux antiparallèles ne se compensant pas. Il en résulte une aimantation macroscopique spontanée plus faible que dans le cas de matériaux ferromagnétiques. Les ferrites, qui sont des oxydes de fer ferrimagnétiques, sont utilisées dans la plupart des composants discrets. Elles sont utilisées dans une très large gamme de fréquences allant du Hz jusqu'au-delà de la dizaine de GHz. Ici également, on obtiendra un comportement paramagnétique au-delà de la température de Curie T_C .

1.4.3 Cas d'une couche mince ferromagnétique uniaxiale

Les propriétés d'un matériau magnétique sont en général anisotropes et hystériques [42, 43, 44]. Si le matériau est uniaxial (figure 1.10), ce qui sera la plupart du temps le cas des matériaux déposés sous champ magnétique en couches minces, on distingue alors un *axe facile* qui présente une aimantation à champ nul et un comportement hystérique, caractérisé par son *aimantation à saturation* M_s et son *champ coercitif* H_C . Les phénomènes irréversibles - donc dissipatifs - sont prédominants et il existe une infinité d'états stables à l'intérieur du cycle d'hystérésis. À 90° de l'axe facile se trouve l'*axe difficile* qui idéalement ne présente pas d'hystérésis et se caractérise par son *champ d'anisotropie* H_K en général supérieur au champ coercitif H_C . Les phénomènes de renversement de l'aimantation sont alors majoritairement réversibles car liés à un mouvement de rotation cohérente de l'aimantation. Dans la suite de ce mémoire, nous nous intéresserons aux matériaux présentant un faible champ coercitif garantissant de faibles niveaux de pertes ainsi qu'une bonne tenue en fréquence. Nous qualifierons ces matériaux de *doux* par opposition aux matériaux *durs* présentant un fort champ coercitif. Ces derniers seront utilisés comme aimants permanents pour l'actionnement (moteurs rotatifs, MEMS, switches, etc.) ou bien dans l'enregistrement magnétique où leur caractère multi-stable est utilisé dans les médias d'enregistrement afin de stocker l'information sous format numérique ou analogique.

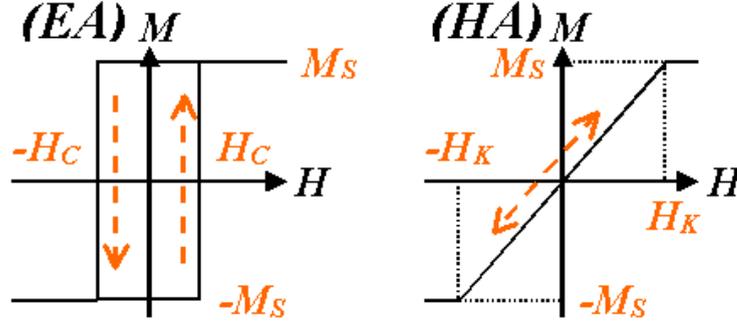


FIG. 1.10 – Courbes d'aimantation d'une couche ferromagnétique uniaxiale idéale : comportements selon l'axe facile (EA) et selon l'axe difficile (HA).

Le cas du cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique uniaxial a été traité de manière théorique par Stoner et Wohlfarth [45] en 1948. Leur modèle, qui considère l'aimantation comme une grandeur homogène, donne une excellente description du comportement selon l'axe difficile mais surestime le champ coercitif de manière systématique. D'autres modèles, tenant compte notamment du caractère hétérogène des matériaux magnétiques [46], permettent d'estimer plus précisément le champ coercitif. Cependant, en régime dynamique, nous verrons qu'il est préférable d'appliquer l'excitation magnétique selon l'axe difficile afin d'obtenir un comportement stable en fonction de la fréquence. Par conséquent, nous nous soucierons peu par la suite du comportement selon l'axe facile et nous pourrions adopter le formalisme de Stoner et Wohlfarth.

1.4.4 Notion de perméabilité magnétique

Nous avons vu que le cycle d'hystérésis selon l'axe difficile présente un comportement linéaire pour un champ magnétique n'excédant pas le champ d'anisotropie H_K . Par conséquent, on pourra définir par la suite, dans le système d'unité internationale, la perméabilité magnétique relative μ_r d'après les relations suivantes :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{M}, \quad (1.8)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H}. \quad (1.9)$$

Il est important de noter que dans le cas d'un matériau uniaxial la perméabilité relative peut être aisément reliée à l'aimantation M_s et au champ d'anisotropie H_K . En outre, lorsque les champs magnétiques appliqués seront importants, la fonction $B(H)$ ne pourra plus être considérée comme linéaire et la perméabilité ne sera plus constante. En observant la figure 1.10, on peut exprimer simplement la perméabilité d'après les relations ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \mu_r = 1 + \frac{M_s}{H_K \cdot \mu_0} & \text{si } -H_K < H < +H_K, \\ \text{et } \mu_r = 1 & \text{si } |H| \geq H_K. \end{array} \right. \quad (1.10)$$

Les relations précédentes définissent une perméabilité statique constante et linéaire. Nous verrons dans quelle mesure cette approximation est justifiée.

Les matériaux ferromagnétiques en couches minces se caractérisent par une forte perméabilité relative (supérieure à 50), ce qui les distingue des ferrites. Nous verrons dans le chapitre 2 que cette propriété peut nous permettre de créer de véritables circuits magnétiques afin de canaliser et d'intensifier le flux d'induction. Les matériaux ferromagnétiques doux seront alors utilisés afin d'augmenter l'inductance de nos composants.

1.5 Effets physiques dans une inductance

De nombreux effets physiques peuvent intervenir dans le fonctionnement d'un composant inductif. Leurs importances relatives dépendront de l'application visée et des contraintes technologiques concernant la réalisation des composants. Cependant on peut dégager cinq effets physiques fondamentaux correspondant à cinq problématiques distinctes :

- les effets magnétostatiques et électrocinétiques à basse fréquence,
- les effets électrodynamiques à plus haute fréquence,
- les résonances d'origine purement magnétique,
- les effets non linéaires de saturation magnétiques,
- les couplages magnétoélastiques.

A ces cinq problématiques liées aux effets physiques s'ajoute une sixième, cruciale dans le cas de composants intégrés : il s'agit de la compacité des composants qui doit être optimisée de manière systématique. Nous nous efforcerons d'identifier les limitations ultimes théoriques liées à chacune de ces problématiques, et de proposer des solutions pratiques dans le but de s'approcher le plus possible de ces limites et ainsi d'exploiter pleinement le potentiel de nos dispositifs. Ces six problématiques guideront notre réflexion et serviront de structure à ce mémoire.

Premièrement viendront les effets magnétostatiques et électrocinétiques qui interviennent sur les propriétés à basse fréquence. A travers l'exemple de la conception d'inductance pour la conversion de puissance continue-continue, nous verrons dans le chapitre 2 que les épaisseurs des couches magnétiques et conductrices jouent un rôle prédominant sur les performances à basse fréquence de nos composants, et que ce compromis dépend également du type de topologie utilisé. Nous exposerons également un procédé de réalisation intégré compatible avec des épaisseurs supérieures à $10\mu m$, ce qui permettra de mettre en évidence l'importance des limitations technologiques dans cette problématique.

Le chapitre 3 exposera les mesures à basse fréquence effectuées sur les inductances pour la conversion de puissance ainsi réalisées. Ces résultats seront comparés à ceux des simulations électrocinétiques et magnétostatiques qui permettront d'analyser la répartition des courants électriques et des champs magnétiques. Ces analyses seront ensuite exploitées afin de proposer des concepts innovants permettant de tirer

le meilleur parti des couches magnétiques et conductrices disponibles.

Le chapitre 4 portera sur l'analyse des effets électrodynamiques dans les composants réalisés : effets capacitifs et courants induits dans le bobinage et le noyau magnétique. Nous verrons notamment le rôle des courants induits par effets de proximité. Pour analyser tous ces phénomènes, nous développerons un modèle d'extrapolation simple s'appuyant sur les travaux existants et sur des simulations électrocinétiques et magnétostatiques. Afin de vérifier la validité de ce modèle, nous l'appliquerons aux inductances pour la conversion de puissance. Enfin, nous verrons que ce modèle, grâce à la compréhension des effets de proximité qu'il apporte, nous permettra de proposer une solution originale pour l'optimisation du facteur de qualité de bobinages solénoïdes.

Dans le chapitre 5, nous aborderons un autre effet aussi important que les courants induits : la résonance magnétique, qui peut avoir diverses origines et peut être un redoutable facteur limitant. Nous développerons, notamment, des considérations sur les effets gyromagnétiques basées sur le modèle Landau-Lifchitz-Gilbert. Enfin, nous proposerons une analyse systématique du compromis entre facteur de qualité et niveau d'inductance de composants inductifs avec bobinage solénoïde munis de noyaux magnétiques ouverts et fermés pour des applications micro-ondes. Dans ce cadre, nous introduirons les propriétés remarquables des matériaux à couplage d'échange.

Le chapitre 6 abordera la problématique complexe des phénomènes non linéaires de saturation magnétique apparaissant à forte densité de puissance. Nous analyserons les résultats obtenus par l'application d'un fort courant continu sur les composants pour la conversion de puissance. Nous développerons, comme pour l'analyse des propriétés dynamiques, un modèle d'extrapolation à partir de simulations linéaires permettant d'évaluer les caractéristiques énergétiques de nos composants. En outre, nous explorerons plusieurs voies possibles pour l'amélioration de la densité de puissance de composants inductifs.

Le chapitre 7 montrera que les effets magnétoélastiques peuvent nous permettre, s'ils sont maîtrisés, d'ajuster les propriétés de matériaux magnétiques, et donc d'adapter l'inductance de composants inductifs. Nous aboutirons ainsi à la proposition d'un concept d'inductance variable intégrée à actionnement piézoélectrique permettant de fortes variations d'inductance continues et réversibles. Nous discuterons ensuite des compromis entre facteur de qualité et tension d'actionnement intervenant dans la conception de ces dispositifs.

Chapitre 2

Conception de micro-inductances pour la conversion de puissance continue-continue. Influence des épaisseurs sur les propriétés à basse fréquence.

Sommaire

2.1	Problématique	16
2.1.1	Principe d'une alimentation à découpage	16
2.1.2	Spécifications	18
2.2	État de l'art des micro-inductances de puissance	20
2.2.1	Composants discrets	20
2.2.2	Composants intégrés	22
2.2.3	Composants hybrides	28
2.3	Analyse des différents types d'inductance	29
2.3.1	Solénoïde	29
2.3.2	Méandre	33
2.3.3	Ligne	34
2.3.4	Spirale	36
2.3.5	Synthèse et choix de la topologie optimale	38
2.4	Procédé de réalisation	42
2.4.1	Réalisation de la partie inférieure du bobinage	43
2.4.2	Réalisation du noyau magnétique	48
2.4.3	Réalisation de la partie supérieure du bobinage	55

Dans ce chapitre nous nous intéresserons à la problématique des inductances pour la conversion de puissance continue-continue, pour lesquelles les propriétés à basse fréquence sont cruciales, afin d'illustrer l'importance des épaisseurs de matériaux magnétiques ou conducteurs.

Nous présenterons tout d'abord le principe de fonctionnement d'une alimentation à découpage, puis nous exposerons un état de l'art détaillé des inductances pouvant convenir à cet usage. Nous analyserons ensuite les propriétés à basse fréquence de différentes topologies d'inductance afin de choisir la plus pertinente. Les résultats de cette analyse permettront de mettre en évidence l'influence des épaisseurs des couches métalliques et magnétiques utilisées. Cette analyse justifiera l'introduction d'un procédé de fabrication pouvant inclure des couches d'épaisseurs supérieures à $10\mu\text{m}$.

2.1 Problématique

Une des applications visées dans le cadre de nos travaux concerne la réalisation de modules compacts d'alimentations à découpage intégrant dans le même boîtier un ASIC et une inductance intégrée stand-alone. Nous allons donc exposer brièvement le principe des alimentations à découpage en insistant sur le rôle des inductances au sein de ces dernières, puis nous exposerons les spécifications que nous devons satisfaire.

2.1.1 Principe d'une alimentation à découpage

Les alimentations à découpage [47] ont pour fonction de fournir en sortie une tension continue stable à partir d'une source de tension continue de valeur différente en entrée. On distingue les alimentations de type "BUCK" qui abaissent la tension d'entrée et les alimentations de type "BOOST" qui l'augmentent. Par exemple, dans le cas d'un terminal nomade -téléphone portable, PDA, etc. - ce type de circuit peut être utile lorsque l'on utilise une batterie fournissant une tension fixe et que l'on veut ajuster cette tension afin de l'adapter aux composants qui doivent être alimentés. Pratiquement, de nombreuses variantes de circuits peuvent être utilisées pour la réalisation d'alimentations à découpage. D'une manière générale, ces dernières peuvent utiliser un ou plusieurs condensateurs, inductances ou transformateurs. Du point de vue physique, il s'agira de stocker l'énergie sous forme électrostatique dans les condensateurs ou magnétostatique dans les inductances (ou les transformateurs), puis de la restituer afin de fournir une puissance instantanée la plus stable possible.

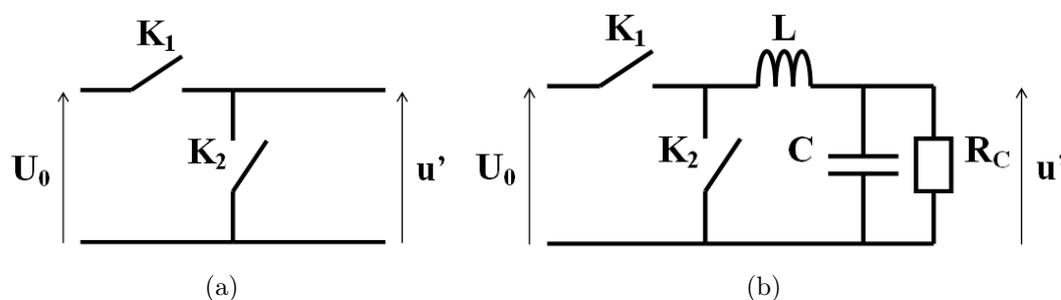


FIG. 2.1 – Schéma de principe d'un hacheur abaisseur de tension (a) et d'une alimentation à découpage de type "BUCK" (b). Tous les composants sont considérés comme idéaux.

Dans notre cas, nous nous en tiendrons aux circuits simples de la figure 2.1 qui permettent de mettre facilement en évidence les problématiques liées à la fonction inductance. On considère tout d'abord le schéma de principe d'un hacheur ne comportant que deux commutateurs parfaits (figure 2.1(a)). Soit T la période du circuit de commande des commutateurs. Pendant chaque période de durée T , les commutateurs K_1 et K_2 s'ouvrent et se ferment de manière complémentaire pendant les temps $\alpha_c \cdot T$ puis $(1 - \alpha_c) \cdot T$ respectivement. La tension de sortie s'exprime alors très simplement :

$$u' = U_0 \text{ si } t \in [0; \alpha_c \cdot T[, \text{ et} \quad (2.1)$$

$$u' = 0 \text{ si } t \in [\alpha_c \cdot T; T[. \quad (2.2)$$

Le rapport entre la moyenne temporelle de la tension de sortie u' et la tension d'entrée U_0 est égal à α_c . On obtient donc bien un montage permettant, en moyenne dans le temps, d'abaisser la tension. Cependant, les fluctuations de la tension de sortie sont très importantes. On utilise donc une inductance en série et une capacité en parallèle afin de stabiliser la tension aux bornes de la charge R_C (figure 2.1(b)). Dans ce cas, les équations différentielles régissant la tension u' aux bornes de la charge sont de la forme

$$U_0 = L \cdot C \cdot \frac{d^2 u'}{dt^2} + \frac{L}{R_C} \cdot \frac{du'}{dt} + u' \text{ si } t \in [0; \alpha_c \cdot T[, \text{ et} \quad (2.3)$$

$$0 = L \cdot C \cdot \frac{d^2 u'}{dt^2} + \frac{L}{R_C} \cdot \frac{du'}{dt} + u' \text{ si } t \in [\alpha_c \cdot T; T[. \quad (2.4)$$

Le discriminant Δ de l'équation caractéristique de ces équations différentielles est de la forme

$$\Delta = \frac{L^2}{R_C^2} - 4 \cdot L \cdot C. \quad (2.5)$$

Δ doit être supérieur à zéro car sinon on se trouve dans le cas d'un système oscillant instable. Afin d'éviter cela, l'inductance L doit donc vérifier

$$L > 4 \cdot C \cdot R_C^2. \quad (2.6)$$

Pour une charge et une capacité données, il existe donc une valeur minimale de l'inductance en dessous de laquelle l'alimentation n'est plus fonctionnelle. Si par la suite on considère que la valeur de l'inductance est très importante, on peut alors écrire :

$$\Delta \approx \frac{L^2}{R_c^2} \quad (2.7)$$

$$\Rightarrow u'(t) = U_0 + A \cdot \exp(r \cdot t) \text{ si } t \in [0; \alpha_c \cdot T[, \quad (2.8)$$

$$\text{et } u'(t) = B \cdot \exp(r \cdot t) \text{ si } t \in [\alpha_c \cdot T; T[, \text{ avec } r \approx \frac{-1}{R_c \cdot C}. \quad (2.9)$$

On ne considère qu'une seule solution r de l'équation caractéristique car l'autre solution est très proche de zéro, ce qui correspond à un terme constant dans le laps de temps considéré. A partir des expressions précédentes, il est alors aisé de déterminer entièrement la tension de sortie u' en fonction du temps. Toutefois, même sans effectuer ce calcul, on peut voir que les fluctuations de tension dépendront du produit $r \cdot T$ qui devra donc être minimisé. Ainsi, si la charge R_c est fixée, on peut augmenter la valeur de la capacité C à cette fin. Cependant, les condensateurs de grandes capacités sont encombrants. Il en sera de même pour les inductances à fortes valeurs nécessaires à la bonne stabilité du montage. Il sera donc préférable, afin de réduire les valeurs de la capacité et de l'inductance, de diminuer le temps de cycle T . D'où la nécessité de réaliser des inductances de puissance compactes, offrant une inductance de valeur modeste par rapport aux standards de l'électrotechnique - mais très importante en comparaison des standards de la micro-électronique -, et stable jusqu'à des fréquences élevées.

Si l'on s'intéresse au courant traversant l'inductance, on peut déduire à partir des considérations précédentes que ce dernier possède une composante continue ainsi qu'une composante variable dépendant des fluctuations de la tension u' . Il sera donc nécessaire que l'inductance possède une faible résistance en régime continu R_{DC} afin de limiter les pertes et les échauffements résultants, mais aussi d'éviter une trop forte baisse de tension lorsque des courants importants traverseront le composant. Ces considérations générales sur les alimentations à découpage nous permettent de comprendre l'origine des spécifications que nous désirons atteindre.

2.1.2 Spécifications

Dans notre cas précis, nous souhaitons à terme incorporer des inductances intégrées stand-alone sur substrat silicium dans une alimentation à découpage pour applications nomades, devant tenir toute entière dans un module compact de type TQFP64. L'ASIC de contrôle de l'alimentation sera simplement collé puis connecté à l'inductance par des fils soudés sur des plots de connexion (figure 2.2). Cet objectif nous impose des contraintes fortes sur les caractéristiques des inductances à développer :

- Les dimensions du composant ne devront pas excéder $5.6mm \times 5.6mm \times 400\mu m$, substrat inclus, afin d'autoriser le packaging dans un module TQFP64. La contrainte la plus forte est donc ici une contrainte en termes d'épaisseur.

- L'inductance devra posséder des plots présentant une surface en or afin de faciliter la soudure. De plus, les dimensions ainsi que la position de ces plots sont imposées afin d'utiliser une longueur de fil minimale tout en conservant une courbure raisonnable de ces derniers.
- La puce devra présenter une surface présentant une planéité suffisante à une bonne adhérence lors du collage de l'ASIC. On aura donc recours à des plots de cuivre postiches au centre et dans les quatre coins des composants. Ces plots pourront également jouer le rôle de radiateurs en facilitant l'évacuation de la chaleur.

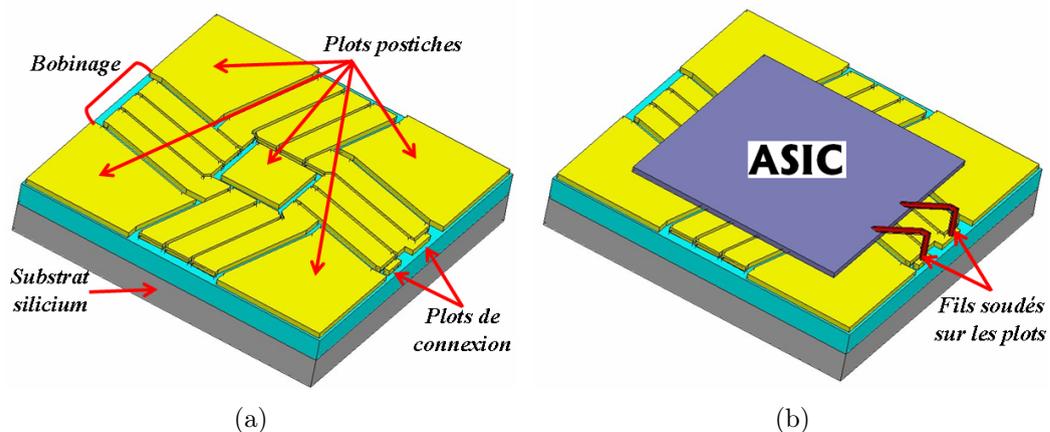


FIG. 2.2 – (a) Schéma de l'inductance intégrée et (b) schéma de principe de la connexion avec l'ASIC par soudure de fils sur les plots de connexions. Les reliefs des schémas (a) et (b) sont exagérés.

A ces contraintes liées aux packaging s'ajoutent des spécifications concernant les propriétés électriques :

- La fréquence de découpage visée de l'alimentation est de l'ordre du mégahertz. Par conséquent, la fréquence de fonctionnement F_{MAX} des composants devra être au moins égale à une dizaine de mégahertz. En effet, la tension aux bornes de l'inductance en fonction du temps pourra s'apparenter à une tension en créneaux. Il sera donc nécessaire d'utiliser une inductance fonctionnant à des fréquences plus élevées que la fréquence de découpage de l'alimentation, ceci afin que cette dernière se comporte de manière satisfaisante pour des harmoniques d'ordres aussi élevés que possible. La fréquence F_{MAX} sera déterminée comme la fréquence au-delà de laquelle la variation relative d'inductance est supérieure à 10%.
- Le niveau d'inductance L_{DC} devra être de l'ordre de plusieurs centaines de nanohenrys jusqu'au microhenry, de préférence au moins égal à $500nH$.

- Le courant de saturation I_{SAT} , qui sera défini comme le courant à partir duquel l'inductance chute de 30%, devra être de plusieurs centaines de milliampères, idéalement supérieur à 500mA.
- La résistance en régime continu R_{DC} devra être impérativement de l'ordre de $100m\Omega$ ou inférieure. La principale difficulté, et également le principal enjeu, sera donc de proposer le niveau d'inductance le plus fort possible tout en conservant une résistance R_{DC} très faible.

En outre, le facteur de qualité devra être élevé afin de préserver le rendement de l'alimentation. Nous verrons par la suite que ces spécifications sont dans une certaine mesure contradictoires entre elles.

Nous allons maintenant décrire dans l'état de l'art suivant les composants dont les propriétés s'approchent de ces spécifications.

2.2 État de l'art des micro-inductances de puissance

Dans ce paragraphe, nous ferons un état de l'art détaillé des inductances dont les propriétés sont proches de nos spécifications. Nous commencerons par une présentation des composants discrets pouvant être considérés comme nos concurrents directs. Nous ferons également un état de l'art aussi complet que possible des composants intégrés dont les caractéristiques peuvent s'approcher de nos spécifications, puis nous nous intéresserons enfin à quelques réalisations originales impliquant des techniques de réalisation hybrides.

2.2.1 Composants discrets

Les composants discrets sont utilisés de manière quasiment exclusive pour la conversion de puissance continue-continue. De par le grand volume (supérieur à la dizaine de mm^3) de ferrite et les fortes épaisseurs (plus de $100 \mu m$) de métaux utilisés, les composants discrets offrent à basse fréquence un excellent compromis entre inductance, résistance et courant de saturation. De plus, l'assemblage de ces composants avec le reste du circuit, bien que séquentiel, peut être automatisé à grande échelle. Parmi les acteurs industriels proposant ce genre de composants dans le commerce, on trouve des sociétés telles que Coilcraft, Murata, Epcos, TDK ou Würth Electronic, pour ne citer que les plus connues. Par la suite nous nous intéresserons aux inductances de puissance de la société Coilcraft pouvant être montées en surface, et plus précisément aux séries DO3314, DO6105T, LPO6013, LPO6610, LPO4812 et LPO4815. Ces composants sont tous formés d'un noyau ouvert en ferrite autour duquel est bobiné un solénoïde en cuivre. Le tout est protégé par un boîtier en céramique et les fils de cuivre sont soudés sur deux larges plots afin de faciliter la connexion avec le reste du circuit (figure 2.3).

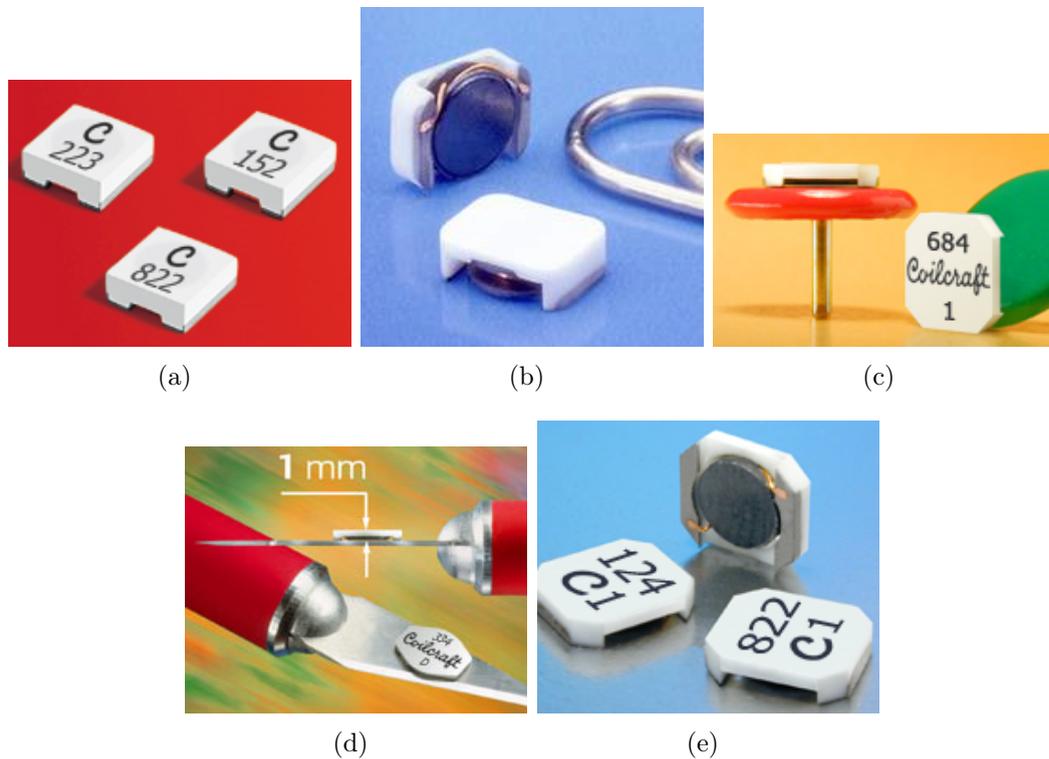


FIG. 2.3 – Photographies d'inductances de puissance montables en surface de la société Coilcraft : (a) DO3314, (b) DO1605T, (c) LPO6013, (d) LPO6610 et (e) LPO4812.

On peut faire plusieurs observations sur les limitations de ces inductances. Premièrement, ces composants possèdent tous des épaisseurs relativement importantes (de l'ordre de 1mm) et ne sont donc pas compatibles avec des modules ultrafins. Deuxièmement, ces composants proposent de moins bonnes propriétés thermiques que des inductances intégrées, qui présentent un rapport surface sur volume beaucoup plus important et pour lesquels le substrat de silicium se comporte comme un excellent radiateur. Troisièmement, les matériaux magnétiques utilisés dans les composants discrets - essentiellement des ferrites - possèdent une aimantation relativement faible - de l'ordre de la centaine de milliteslas -, ce qui limite la densité de puissance possible. Il existe donc une opportunité pour les inductances intégrées utilisant des matériaux ferromagnétiques à plus forte aimantation - de l'ordre de un à deux teslas - de supplanter les composants discrets pour certaines applications nécessitant de fortes densités de puissance.

2.2.2 Composants intégrés

Il existe depuis environ une trentaine d'années [48, 49] de nombreux exemples de composants intégrés offrant de fortes valeurs d'inductance et utilisant des matériaux magnétiques à forte aimantation à base de fer, de cobalt ou de nickel. Nous pouvons recenser les différentes réalisations intéressantes en fonction de leurs origines géographiques qui se situent pour l'essentiel aux États Unis, au Japon et en République d'Irlande.

2.2.2.1 Georgia Institute of Technology, Atlanta, États Unis

Il existe de très nombreux travaux issus directement ou indirectement du Georgiatec, qui peut être considéré comme le laboratoire ayant l'expérience la plus diversifiée en matière de micro-inductances pour l'électronique de puissance. On citera notamment les travaux de Chong. H. Ahn à qui l'on doit les premières réalisations, de Jae Y. Park - basé au LG Corporate Institute of Technology à Seoul, Corée du Sud, qui a collaboré de manière soutenue avec le Georgiatec - et de Mark. G. Allen. Ces derniers ont exploré plusieurs technologies [50, 51, 52, 53] et topologies [54, 55] d'inductances. Dans le paragraphe 2.2.3, nous verrons que des procédés de fabrication hybrides originaux ont également été développés.

Les premières réalisations ont porté sur des topologies de type solénoïde (figure 2.4(a)) utilisant un noyau massif toroïdal de nickel-fer électrolysé [56, 54]. Des transformateurs utilisant une topologie similaire et un procédé de fabrication identique ont également été réalisés [57]. En même temps que les premiers solénoïdes, des inductances de type méandre (figure 2.4(b)) [38] ont également été réalisées par des procédés similaires. En outre, on peut noter que du fait de l'absence de vias de connexions dans le bobinage, la PVD (Physical Vapor Deposition) a également été utilisée pour le dépôt du métal constituant le bobinage [54]. Ce type de topologie a aussi été utilisé pour la réalisation d'actionneurs [58]. Plus récemment, un procédé original de lamination du noyau magnétique utilisant des couches sacrificielles de cuivre a été développé et intégré dans une inductance toroïdale [59, 52]. Cependant, la réalisation du composant nécessite le report du noyau magnétique, si bien que l'on ne peut vraiment considérer le composant obtenu comme véritablement intégré. Il sera donc classé par la suite dans la catégorie des composants hybrides. En outre, divers types d'inductances spirales avec matériaux magnétiques ont été réalisées (figure 2.4(c)) [55, 60].

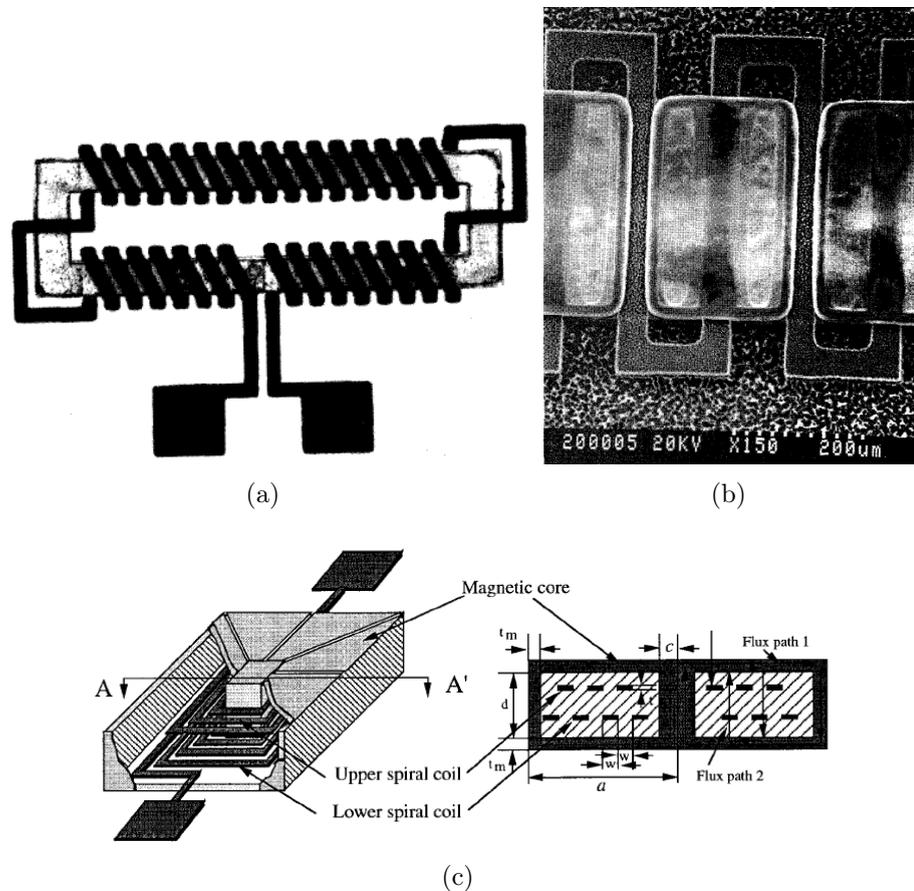


FIG. 2.4 – Topologies des composants issus du Georgiatec : (a) solénoïde avec noyau toroïdal [56], (b) méandre [54] et (c) spirale encapsulée à deux niveaux [55].

2.2.2.2 Tyndall National Institute, Cork, République d'Irlande

Le NMRC, maintenant inclus dans le laboratoire Tyndall situé à Cork en Irlande, est très actif dans le domaine de l'électronique de puissance embarquée, et notamment dans la conception et la fabrication de composants inductifs intégrés [61, 62]. Les inductances et transformateurs intégrés issus de Tyndall sont de type spirale encapsulée par deux plans magnétiques jointifs (figure 2.5) [63, 64]. En outre, un gros travail de développement technologique a été réalisé, notamment en ce qui concerne les travaux de dépôt électrolytique de cuivre épais pour le bobinage ou de matériaux magnétiques doux laminés pour le noyau magnétique [65, 66, 67]. Dans le paragraphe 2.2.3, nous verrons que la technologie circuit imprimé a également été utilisée.

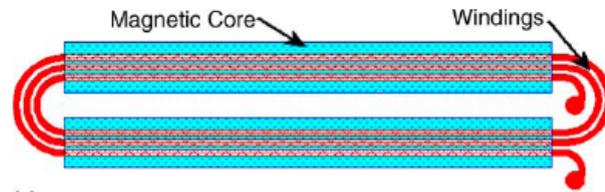


FIG. 2.5 – Spirale encapsulée issue du laboratoire TYNDALL [64].

2.2.2.3 University of California Berkeley et Dartmouth College Hanover, États-Unis

L'université de Berkeley, avec notamment Charles R. Sullivan, a été le siège de nombreux travaux sur la conception et la réalisation d'inductances et de transformateurs de type spirale encapsulée [36, 68, 69, 70] (en anglais "pot-core inductor") très proches des topologies utilisées par le laboratoire TYNDALL. Sullivan a plus récemment collaboré, au sein du Dartmouth College basé à Hanover dans le New Hampshire, à des travaux originaux sur une méthode de fabrication de lignes triangulaires encapsulées par un matériau magnétique granulaire fortement résistif (figure 2.6(a)) [71, 72, 73, 33]. Un modèle original de dispositifs comportant des inductances couplées (figure 2.6(b)) est également à noter [74, 75], ainsi que des travaux sur la bonne utilisation d'entrefer dans les noyaux d'inductances de type "pot-core" [76].

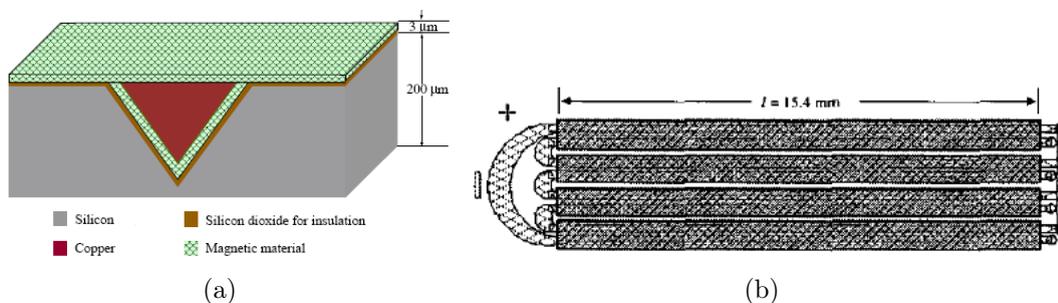


FIG. 2.6 – Inductances issues du Dartmouth College : (a) ligne à section triangulaire encapsulée [33] et (b) inductances couplées utilisant un noyau de type "pot-core" [74].

2.2.2.4 Entreprises et laboratoires japonais

Les entreprises et laboratoires asiatiques, notamment issus du Japon, dominent très largement le secteur de l'enregistrement sur support magnétique, et ce aussi bien pour les supports d'enregistrement que pour les têtes de lecture ou d'écriture. Par conséquent, il existe au Japon une tradition du magnétisme appliqué aux composants intégrés qui s'est traduite par la réalisation de nombreux démonstrateurs de composants inductifs intégrés pouvant s'approcher de nos spécifications. Plusieurs équipes ont travaillé sur ce sujet.

2.2.2.4.1 Tohoku University, Sendai : l'université de Tohoku, en collaboration avec d'autres acteurs japonais ou coréen, a participé au développement de nombreux démonstrateurs. Les premiers travaux intéressants ont porté sur des topologies d'inductances tissées discrètes et intégrées (figure 2.7(a)) [39, 77, 78, 79]. Des inductances constituées par une ligne encapsulée par une gaine magnétique et enroulée sur elle-même ont également été réalisées (figure 2.7(b)) [80]. Cette structure enroulée est proche de celle d'une spirale mais peut être classée dans la catégorie des lignes dans la mesure où la gaine magnétique limite le couplage entre les différentes sections du bobinage. Détail important, il n'y a aucune isolation électrique entre la ligne en cuivre et la gaine en nickel-fer, ce qui simplifie la réalisation mais peut limiter les performances dynamiques du composant. Plus récemment, le coréen Kim Hyeon Kim a développé des inductances très performantes présentant une topologie en double spirale (figure 2.7(c)). Ce dernières ont été incluses dans un démonstrateur fonctionnel d'alimentation à découpage [81, 82].

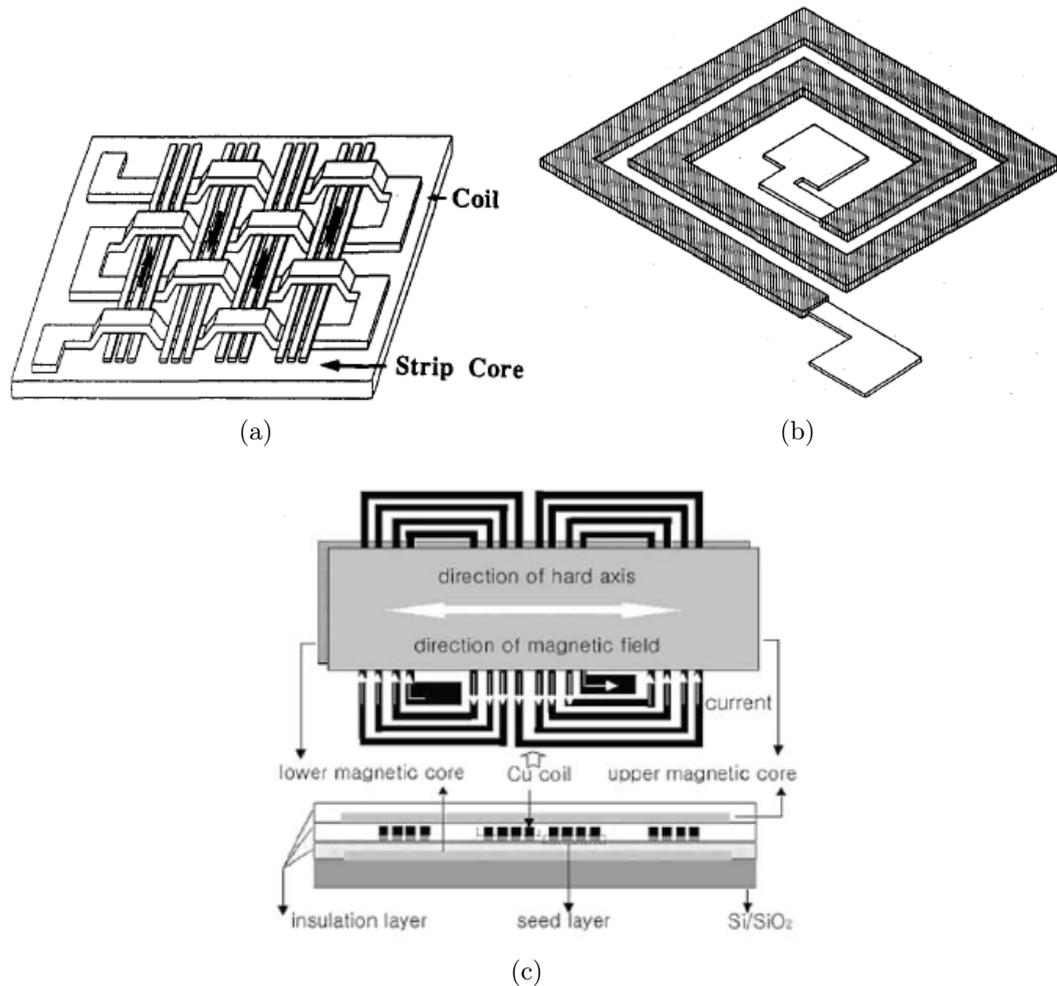


FIG. 2.7 – Inductances issues de collaborations avec l'Université de Tohoku : (a) inductance tissée [79], (b) ligne avec gaine magnétique [80] et (c) double spirale [81].

2.2.2.4.2 Toshiba Corporation : la société Toshiba, avec notamment Toshiro Sato, a également développé des composants intéressants : des inductances de type spirale simple ou double (figure 2.8(a)) incluant divers alliages magnétiques à base de fer ou de cobalt ont été réalisées et utilisées dans des alimentations à découpage [83, 84, 85].

2.2.2.4.3 NTT : avec les travaux de Masato Mino [86, 87], NTT a réalisé un composant original incluant une transformateur solénoïde et deux diodes sur la même puce (figure 2.8(b)).

2.2.2.4.4 Fuji Electric : la société Fuji Electric a également développé des inductances spirales (figure 2.8(c)) et les a intégrées dans des alimentations à découpage [88, 89]. Le circuit de puissance a été réalisé sur le même substrat que l'inductance.

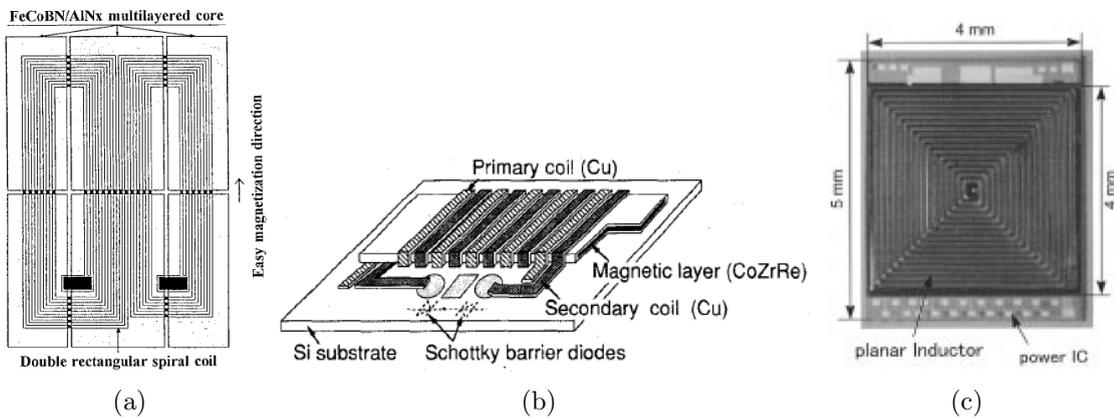


FIG. 2.8 – Composants issus de compagnies japonaises : (a) Toshiba [85], (b) NTT [87] et (c) Fuji Electric [89].

2.2.2.5 ENPIRION

La société américaine ENPIRION, basée dans le New Jersey, et émanation du Bell Laboratory de la société Lucent Technology, tient une place particulière dans cet état de l'art, puisqu'il s'agit à notre connaissance de la seule entreprise ayant à ce jour commercialisé des modules d'alimentation à découpage utilisant des inductances intégrées [90, 91] stand-alone de type spirale avec deux plans magnétiques en cobalt-fer électrolyté (figure 2.9(a)). Les inductances intégrées réalisées par ENPIRION sont ensuite associées au reste du circuit de l'alimentation à découpage lors du packaging dans un module compact (figure 2.9(b)).

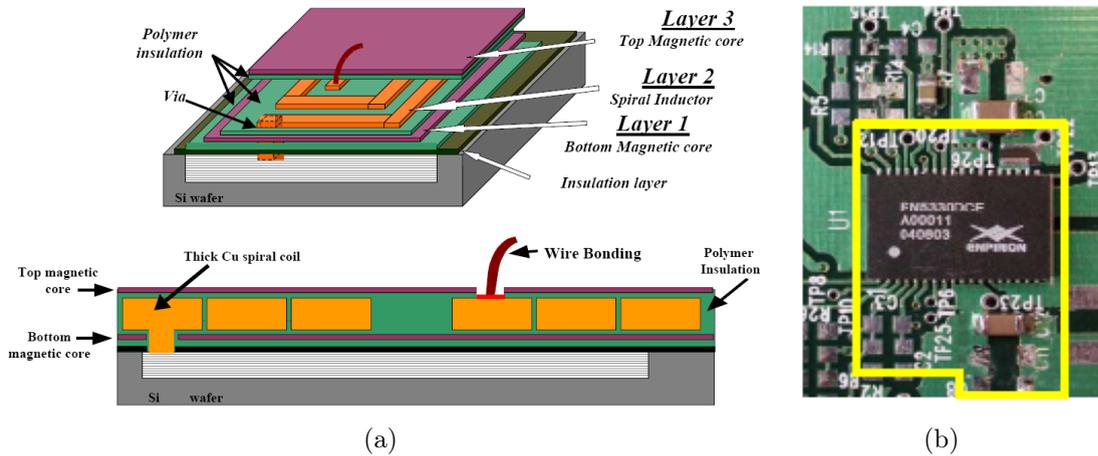


FIG. 2.9 – (a) Schéma de l'inductance réalisée par ENPIRION [90] et (b) alimentation à découpage intégrant cette inductance.

2.2.2.6 Autres origines

Hormis les principaux acteurs précédemment cités, d'autres laboratoires ont également réalisé des démonstrateurs pouvant s'approcher de nos applications :

- Brandon [92] utilise une topologie en spirale avec plans magnétiques morcelés afin de limiter les courants induits.
- Une alimentation à découpage de type BOOST a été réalisée par l'université de Brescia en Italie [93]. Le démonstrateur intègre une spirale sans matériau magnétique réalisée par une technologie front-end STMicroelectronics M8 $0.18\mu\text{m}$.
- Rassel a fabriqué des transformateurs basés sur un noyau toroïdal en alliage $Fe_{64}Ni_{32}$ électrolysé [94].
- Le coréen Yun [95] utilise un bobinage solénoïde mais avec un noyau magnétique ouvert pour la réalisation de transformateurs.
- Le LAAS, basé à Toulouse, en collaboration avec le Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble, a mené quelques développements sur les technologies à mettre en œuvre pour la réalisation d'inductances de type spirale, méandre ou solénoïde [96].
- L'université Jiao Tong de Shanghai en Chine a réalisé des inductances utilisant un bobinage solénoïde à fort facteur de forme [97, 98].

2.2.3 Composants hybrides

Les modes de réalisation hybrides peuvent permettre des compromis intéressants en combinant les avantages des composants discrets et intégrés, à savoir l'utilisation de fortes épaisseurs alliée à un procédé de fabrication massivement parallèle. Les quelques réalisations suivantes semblent prometteuses du point de vue des performances, mais l'industrialisation de tels composants se heurte pour l'instant à un problème de maturité technologique.

- Flynn utilise une méthode originale pour la réalisation d'inductances solénoïdes [24, 99] : la partie inférieure du bobinage, le noyau magnétique et la partie supérieure du bobinage sont réalisés par électrolyse sur trois substrats distincts en verre. Les puces obtenues sont ensuite découpées et le noyau magnétique est libéré de son substrat. Ce dernier est reporté sur la partie inférieure du bobinage, puis la partie supérieure du bobinage est reportée à son tour et soudée sur la partie inférieure afin de finaliser la structure.
- Saidani et Amalou de l'EPFL à Lausanne utilisent des méthodes d'usinage de ferrite par une méthode d'érosion par poudre pour la réalisation du noyau. Ce dernier est ensuite reporté sur un bobinage de type spirale précédemment fabriqué [100, 101].
- Un procédé de sérigraphie basse température pour la réalisation de noyaux magnétiques épais en ferrite est utilisé au Georgiatec sur diverses topologies d'inductances et de transformateurs [102, 103].
- Brandon [104] utilise également un procédé de sérigraphie basse température.
- Encore au Georgiatec, une technique de micro-usinage a été employée afin de réaliser le noyau magnétique laminé d'une inductance toroïdale [105]. Également, le procédé de lamination par électrolyse décrit dans [105] est utilisé pour la réalisation de noyaux magnétiques toroïdaux de $72\mu\text{m}$ d'épaisseur, ce qui constitue un record en la matière. Le noyau est ensuite libéré de son substrat et placé sur une inductance avec bobinage solénoïde électrolysé [106, 52].
- Le laboratoire Tyndall [107, 30, 108, 109] propose une technologie de type circuit imprimé avec plans magnétiques déposés par électrolyse (figure 2.10(a)). Ces inductances ont été intégrées dans une alimentation à découpage, le reste du circuit étant situé sur le dessus de l'inductance de dimension $10 \times 10\text{mm}^2$.
- Toshiba a utilisé un procédé de sérigraphie classique de ferrite à 900°C afin d'encapsuler complètement une spirale en cuivre électrolysée [110].
- Hayashi [111] a opté pour l'utilisation d'un substrat en ferrite gravé dans la masse pour la réalisation d'un solénoïde (figure 2.10(b)). Sasada [112] utilise également un substrat de ferrite qui est gravé par une pointe en diamant.

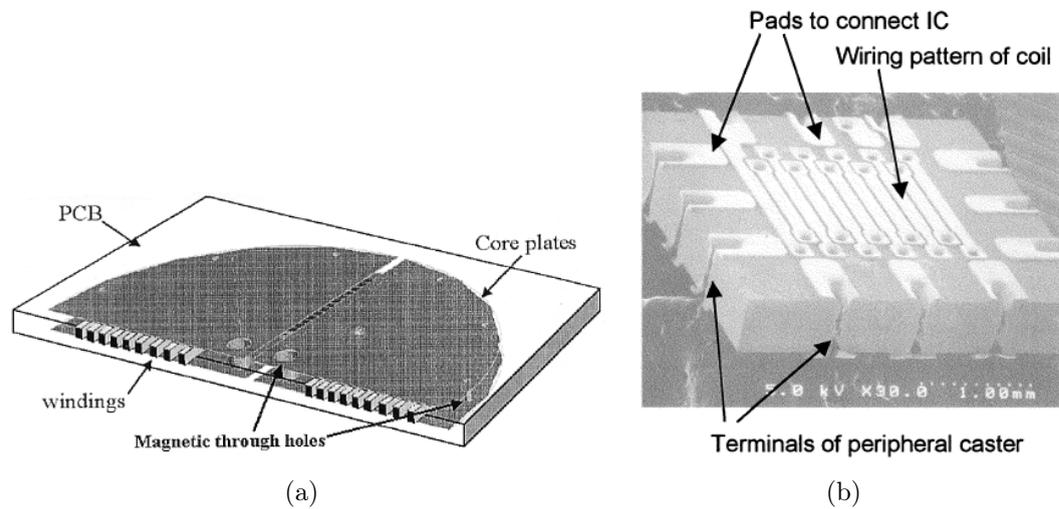


FIG. 2.10 – Composants hybrides : (a) inductance spirale en circuit imprimé avec plans magnétiques électrolysés [108] et (b) solénoïde réalisé dans la masse d'un substrat de ferrite [111].

La présentation des composants de l'état de l'art étant faite, nous nous appuyons sur ce dernier tout au long de ce mémoire afin d'illustrer notre propos et de situer les caractéristiques de nos composants. Nous allons tout d'abord nous intéresser au compromis Q_{DC} entre inductance et résistance à basse fréquence qui constitue le principal objectif pour nos applications.

2.3 Analyse des différents types d'inductance

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que toutes les topologies d'inductance sont représentées dans l'état de l'art. En effet, selon les cas traités, elles peuvent toutes présenter un certain intérêt. Nous allons donc analyser chacune de ces topologies afin de déterminer quelle est la plus pertinente pour nos applications. Nous rechercherons en priorité la topologie permettant d'atteindre le meilleur rapport Q_{DC} . Ce dernier n'est pas un critère absolu. En effet, nous verrons dans les chapitres 4 et 6 respectivement que si l'obtention d'un fort rapport Q_{DC} est privilégiée de manière systématique, le facteur de qualité en régime dynamique ou la tenue en courant peuvent être dégradés. Or, ces deux derniers critères sont également importants pour l'application visée. Cependant, l'obtention d'un fort rapport Q_{DC} émanant d'une demande précise de notre client interne, nous privilégierons cet aspect.

2.3.1 Solénoïde

2.3.1.1 Modèle des réductances

Dans la suite de ce paragraphe et tout au long de ce mémoire, nous utiliserons le modèle des réductances qui propose une analogie entre circulation du courant électrique et circulation du flux magnétique (figure 2.11).

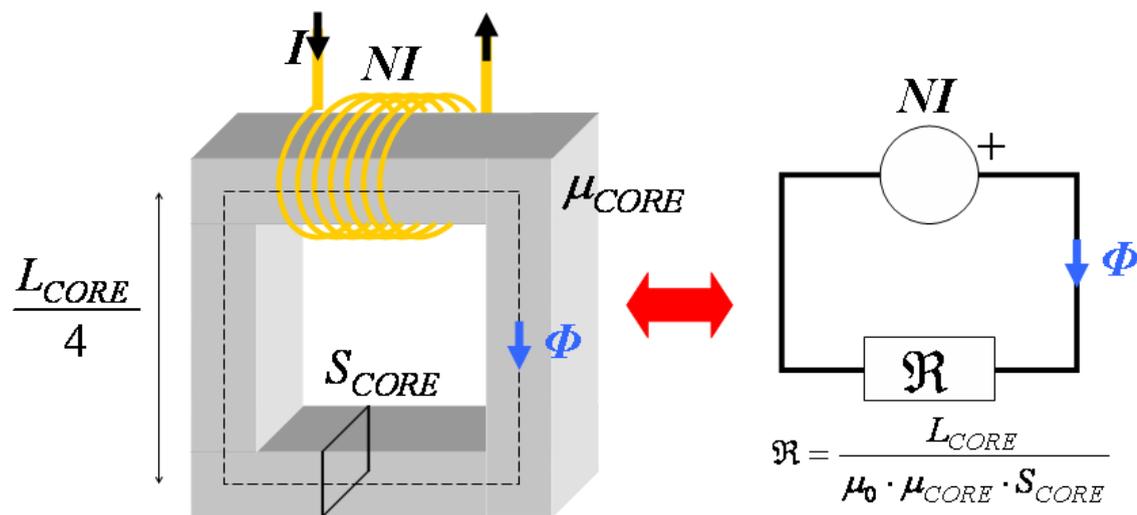


FIG. 2.11 – Exemple de circuit magnétique bobiné (à gauche) et modèle équivalent en termes de réluctance et de force magnétomotrice (à droite).

Ce modèle possède l'avantage d'être extrêmement simple et de mettre en évidence le rôle des matériaux à forte perméabilité au sein des composants inductifs. À partir de l'équation de Maxwell-Ampère, la circulation du champ magnétique \vec{H} le long d'une de ses lignes de champ, c'est-à-dire la force magnétomotrice (par analogie avec la force électromotrice correspondant à la circulation du champ électrique \vec{E}) peut être exprimée en fonction du courant traversant la surface délimitée par la ligne de champ. Par exemple, si N fils parcourus par un courant I sont en intersection avec cette surface, la force magnétomotrice sera égale à $N \cdot I$. Si les fils sont enroulés autour d'un noyau magnétique annulaire de section S_{CORE} et de longueur totale L_{CORE} constitué d'un matériau isotrope à très forte perméabilité relative ($\mu_{CORE} \gg 10$), on peut alors considérer que l'induction magnétique $\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot \vec{H}$ est essentiellement confinée dans le matériau magnétique : on parlera alors de circuit magnétique fermé. Si de plus on pose l'hypothèse que l'induction magnétique est homogène dans le noyau, le flux magnétique Φ peut alors être relié à la force magnétomotrice $N \cdot I$ par la réluctance \mathfrak{R} du circuit magnétique :

$$\Phi = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot N \cdot I \cdot S_{CORE}}{L_{CORE}} = \frac{N \cdot I}{\mathfrak{R}} \quad (2.10)$$

$$\text{avec } \mathfrak{R} = \frac{L_{CORE}}{S_{CORE} \cdot \mu_0 \cdot \mu_{CORE}}. \quad (2.11)$$

On voit que la perméabilité joue le même rôle dans la réluctance que la conductivité dans la résistance. Cependant, les ordres de grandeur ne sont pas les mêmes. Ainsi, le rapport entre la perméabilité des matériaux magnétiques et celle de l'air sera, dans le cas de matériaux ferromagnétiques uniaxiaux, seulement de l'ordre de 10^3 . Par conséquent, il pourra toujours exister un champ d'induction magnétique non négligeable hors du matériau magnétique. Inversement, la présence d'entrefer de faibles dimensions augmentera la réluctance du circuit magnétique mais n'empêchera pas,

jusqu'à un certain point, le bon confinement de l'induction magnétique. Connaissant le flux magnétique, il est alors aisé de calculer l'inductance d'après la loi de Lenz :

$$u = N \cdot \frac{d\Phi}{dt} = L_{DC} \cdot \frac{di}{dt} \quad (2.12)$$

$$\Rightarrow L_{DC} = \frac{N^2}{\mathfrak{R}} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot N^2 \cdot S_{CORE}}{L_{CORE}}. \quad (2.13)$$

On voit que l'on retrouve bien la formule classique d'un solénoïde infini. Cette dernière peut également s'appliquer au cas d'un bobinage solénoïde autour d'un noyau toroïdal.

2.3.1.2 Noyau magnétique toroïdal

La borne inférieure de la résistance R_{DC} d'un bobinage solénoïde planaire comportant N spires tel que décrit dans la figure 2.12 peut facilement être estimée d'après la formule :

$$R_{DC} \approx \frac{2 \cdot N \cdot W_{CORE}}{T_{WIN} \cdot W_{WIN} \cdot \sigma_{WIN}}. \quad (2.14)$$

Dans cette expression la résistance des vias est négligée. L'inductance L_{DC} se calcule facilement d'après le modèle des réluctances détaillé précédemment. Si l'espace S_{WIN} entre les spires est négligeable devant W_{WIN} , on peut alors calculer simplement le facteur de qualité en régime continu Q_{DC} en remarquant que $L_{CORE} \approx N \cdot W_{WIN}$:

$$Q_{DC} \approx \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot \sigma_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot T_{WIN}}{2}. \quad (2.15)$$

On peut faire deux remarques à propos de l'équation ci-dessus :

1. Dans le cas d'une topologie toroïdale, Q_{DC} ne dépend au premier ordre ni de la surface occupée par le composant ni du nombre de tours du bobinage.
2. Les paramètres μ_{CORE} et σ_{WIN} correspondant aux matériaux ne peuvent être beaucoup améliorés car l'état de l'art est déjà très proche des valeurs théoriques ultimes de conductivité et de perméabilité. Par conséquent, le seul moyen d'améliorer notablement Q_{DC} est d'utiliser de fortes épaisseurs de matériau magnétique pour le noyau et de conducteur pour le bobinage.

En outre, il est important de garder à l'esprit que nous utiliserons des matériaux ferromagnétiques uniaxiaux dont seule la perméabilité selon l'axe difficile peut être exploitée pour des applications où les champs magnétiques varient à des fréquences de plusieurs mégahertz. Par conséquent, il sera nécessaire, afin de pouvoir convenablement guider le flux magnétique, de réaliser le noyau magnétique en deux parties (représentées en vert et rouge sur la figure 2.12) dont les axes d'anisotropie seront décalés de 90° l'un par rapport à l'autre. L'épaisseur totale de matériau magnétique déposée sera donc égale à $2 \cdot T_{CORE}$. On peut alors se demander si l'utilisation d'un noyau magnétique parallélépipédique réalisé en une seule partie d'épaisseur T_{CORE} ne serait pas plus judicieuse.

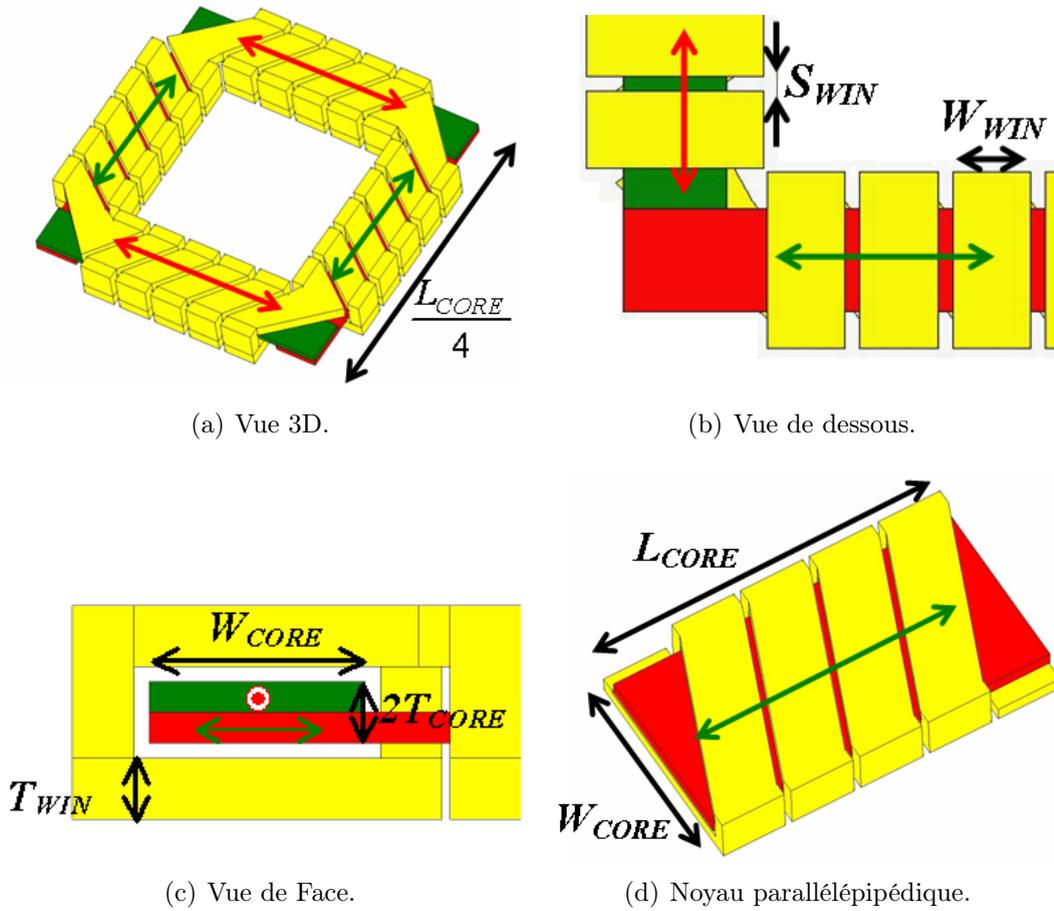


FIG. 2.12 – Dimensions caractéristiques d'inductances avec bobinage solénoïde. Les doubles flèches de couleurs indiquent les directions de difficile aimantation de chacune des parties magnétiques.

2.3.1.3 Noyau magnétique parallélépipédique

Si le circuit magnétique n'est plus fermé, le champ magnétique \vec{H} n'est plus constant selon ses lignes de champ. En effet, du fait de la conservation du flux magnétique, si à l'intérieur du noyau il existe un champ magnétique \vec{H}_{CORE} , à l'extérieur du noyau, le champ peut être estimé grâce au coefficient de démagnétisation N_D qui caractérise les effets de bords dus à la discontinuité de l'aimantation aux interfaces entre air et matériau magnétique. Dans le cas d'un noyau parallélépipédique (figure 2.12(d)), ce coefficient peut être estimé selon les formules d'Aharoni [113]. Dans notre cas, si l'on considère la force magnétomotrice selon une ligne de champ on obtient [79] :

$$N \cdot I = \int_{CORE} H_{CORE} \cdot dl + \int_{AIR} (\mu_{CORE} - 1) \cdot N_D \cdot H_{CORE} \cdot dl \quad (2.16)$$

$$\Rightarrow H_{CORE} \approx \frac{N \cdot I}{L_{CORE} \cdot (1 + (\mu_{CORE} - 1) \cdot N_D)}. \quad (2.17)$$

L'inductance peut alors être calculée :

$$L_{DC} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot N^2 \cdot W_{CORE} \cdot T_{CORE}}{L_{CORE} \cdot (1 + N_D \cdot (\mu_{CORE} - 1))}. \quad (2.18)$$

Cette formule n'est valide que dans le cas où N_D est très faible devant 1. Si les effets de forme sont trop importants, les hypothèses que nous avons posées sur la répartition du champ magnétique ne seront plus valides. Dans le chapitre 5, nous reviendrons en détail sur ces effets de forme et nous verrons également que les propriétés magnétiques du noyau peuvent elles-même fortement dépendre de cet effet. L'expression de la résistance R_{DC} étant identique à celle calculée précédemment, Q_{DC} est alors égal à

$$Q_{DC} \approx \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot \sigma_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot T_{WIN}}{2 \cdot (1 + N_D \cdot (\mu_{CORE} - 1))}. \quad (2.19)$$

A la différence du cas du noyau toroïdal, cette fois-ci les dimensions dans le plan du substrat interviennent à travers le coefficient N_D . Il existe donc un compromis optimal à déterminer pour lequel Q_{DC} est maximal. On peut également remarquer que pour une longueur infinie N_D tend vers zéro et on retrouve bien l'expression 2.15. Dans le cas d'un composant de dimensions finies, le rapport Q_{DC} sera par contre inférieur à celui d'une inductance toroïdale utilisant la même épaisseur T_{CORE} . Cependant, selon les cas cet inconvénient pourra être compensé par la possibilité d'utiliser un noyau magnétique deux fois plus épais. Néanmoins, l'utilisation d'épaisseurs importantes de matériau magnétique tendra à accroître la valeur de N_D et donc à dégrader Q_{DC} .

2.3.2 Méandre

Le cas des inductances de type méandre peut être très rapidement traité. En effet, on peut remarquer que $L_{CORE} \approx 2 \cdot N \cdot W_{WIN}$ (figure 2.13). Par conséquent, dans le meilleur des cas Q_{DC} sera deux fois inférieur à celui d'un solénoïde toroïdal.

$$Q_{DC} \approx \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot \sigma_{CORE} \cdot T_{CORE} \cdot T_{WIN}}{4}. \quad (2.20)$$

L'unique avantage d'une telle topologie réside donc dans l'utilisation d'un seul niveau de matériau conducteur pour la réalisation du bobinage. Cependant, quatre niveaux de matériau magnétique sont nécessaires à la réalisation d'un circuit magnétique fermé. Ce type de topologie ne sera alors pas très intéressant pour nos applications.

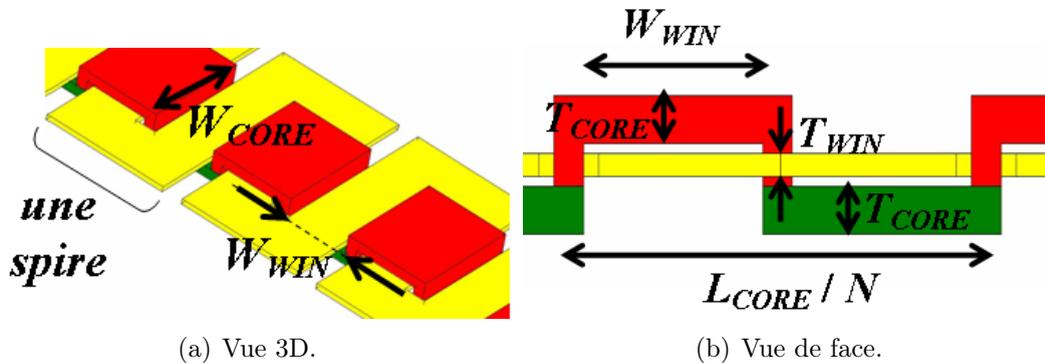


FIG. 2.13 – Dimensions caractéristiques d'une inductance de type méandre.

2.3.3 Ligne

Nous considérerons dans ce chapitre une inductance de type ligne comportant deux plans magnétiques situés en-dessous et au-dessus d'une ligne conductrice (figure 2.14). Idéalement, dans le cas d'une ligne présentant une largeur W_{WIN} importante devant toutes les autres grandeurs, l'expression du rapport Q_{DC} est identique à l'expression 2.15 de l'inductance toroïdale. Cependant, il existe dans le cas réel une fuite non négligeable du flux magnétique dans l'espace entre les deux plans magnétiques qui est au minimum égal à l'épaisseur de métal T_{WIN} utilisée pour la réalisation de la ligne. De plus, des effets de bords aux extrémités de la ligne interviennent. Pour tenir compte de ces deux phénomènes, nous utiliserons les travaux de conception de lignes magnétiques réalisés par Korenivski [114]. Dans le cas d'une ligne de type sandwich (figure 2.14(a)), l'inductance de N lignes de longueur L_{WIN} connectées en série peut s'exprimer sous la forme

$$L_{DC} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot N \cdot L_{WIN} \cdot T_{CORE}}{2 \cdot W_{WIN}} \left(1 - \frac{\tanh(a)}{a} \right) \quad (2.21)$$

$$\text{avec } a = \frac{W_{WIN}}{\sqrt{2 \cdot T_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot \mu_{CORE}}}. \quad (2.22)$$

Si le composant doit tenir sur un carré de côté D , alors $L_{WIN} = D$ et nous pouvons évaluer N et W_{WIN} en fonction du niveau de résistance R_{DC} que l'on souhaite obtenir. En effet, si l'on néglige l'espacement entre les lignes, on peut considérer que $D \approx N \cdot W_{WIN}$, et la résistance R_{DC} s'écrit :

$$R_{DC} = \frac{N \cdot D}{W_{WIN} \cdot T_{WIN} \cdot \sigma_{WIN}}, \text{ d'où } W_{WIN} = \frac{D}{\sqrt{R_{DC} \cdot \sigma_{WIN} \cdot T_{WIN}}}. \quad (2.23)$$

Ce qui donne :

$$Q_{DC} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot T_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot \sigma_{WIN}}{2} \cdot \left(1 - \frac{\tanh(a)}{a} \right) \quad (2.24)$$

$$\text{avec } a = \frac{D}{T_{WIN} \cdot \sqrt{2 \cdot R_{DC} \cdot T_{CORE} \cdot \sigma_{WIN} \cdot \mu_{CORE}}}. \quad (2.25)$$

Dans ce cas également, Q_{DC} dépend des dimensions de la ligne à travers le paramètre a . En outre on retrouve bien l'expression de l'inductance toroïdale à un facteur correctif près.

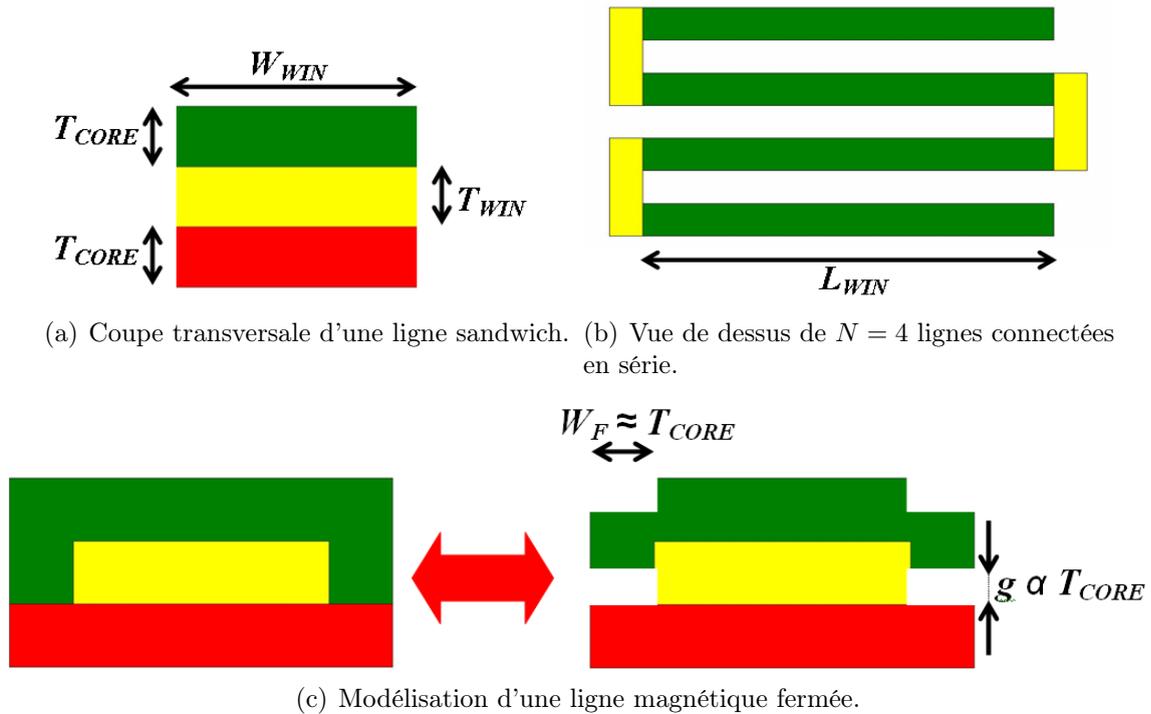


FIG. 2.14 – Conception d'inductances de type ligne avec matériau magnétique.

Il est possible d'améliorer le rapport Q_{DC} d'une inductance de type ligne en encapsulant complètement la ligne avec des couches magnétiques afin de réaliser idéalement un circuit magnétique complètement fermé. Cependant, il est extrêmement difficile en pratique de réaliser un tel circuit, et ce essentiellement pour deux raisons :

1. La réalisation d'un tel dispositif nécessite le dépôt de matériaux magnétiques à forte perméabilité sur des plans verticaux ou inclinés. Or, il est connu que les matériaux ferromagnétiques uniaxiaux voient leurs anisotropie fortement augmenter, et donc leur perméabilité fortement diminuer lorsqu'ils sont déposés sur des plans inclinés [115, 116] sans précautions particulières.
2. Dans le chapitre 4, nous verrons qu'il est nécessaire de laminer le noyau magnétique avec un matériau isolant afin de réduire les courants induits pouvant pénaliser les performances dynamiques des couches magnétiques. Par conséquent, le noyau magnétique ne sera pas homogène et les couches isolantes non magnétiques correspondront à autant d'entrefers augmentant la réluctance totale du circuit magnétique.

On définira par la suite le taux de remplissage ρ_{CORE} du noyau magnétique comme le rapport entre l'épaisseur cumulée des couches magnétiques à forte perméabilité et l'épaisseur totale T_{CORE} du multicouche constituant le noyau magnétique. L'épaisseur

T_I de matériau isolant non magnétique à l'intérieur du noyau pourra s'exprimer d'après

$$T_I = T_{CORE} \cdot (1 - \rho_{CORE}). \quad (2.26)$$

La ligne encapsulée réelle pourra donc être modélisée comme sur la figure 2.14(c), W_F étant la dimension de la fermeture magnétique et g étant l'entrefer effectif au niveau de cette même fermeture. On posera alors

$$W_F = T_{CORE}, \text{ et} \quad (2.27)$$

$$g = 2 \cdot T_I = 2 \cdot T_{CORE} \cdot (1 - \rho_{CORE}), \quad (2.28)$$

On pourra alors, toujours en utilisant les travaux de Korenivski, et en utilisant les mêmes règles de dessin que précédemment, calculer Q_{DC} :

$$Q_{DC} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot T_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot \sigma_{WIN}}{2} \times \left(1 - \frac{1 + b - 2 \cdot \exp(-a) + (1 - b) \cdot \exp(-2 \cdot a)}{a \cdot ((1 + b)^2 - (1 - b)^2 \cdot \exp(-2 \cdot a))} \right) \quad (2.29)$$

$$\text{avec } a = \frac{D}{T_{WIN}} \cdot \sqrt{\frac{2}{\mu_{CORE} \cdot T_{CORE} \cdot R_{DC} \cdot \sigma_{WIN}}} \quad (2.30)$$

$$\text{et } b = \sqrt{\frac{T_{WIN}}{T_{CORE} \cdot (1 - \rho_{CORE})}} \tanh \left(\sqrt{\frac{2}{\mu_{CORE} \cdot (1 - \rho_{CORE})}} \right). \quad (2.31)$$

Si l'on examine les expressions de Q_{DC} des lignes sandwich et encapsulées, on se rend compte qu'il est plus favorable d'utiliser des lignes de largeurs importantes. Cependant, il est nécessaire d'utiliser des lignes étroites afin d'atteindre les niveaux d'inductance requis. L'utilisation de spirales allongées peut permettre, dans une certaine mesure, de remédier à ce problème.

2.3.4 Spirale

Les topologies de type spirale carrée ou ronde habituellement utilisées pour des applications radiofréquences ne se prêtent pas naturellement à l'intégration de matériaux ferromagnétiques. En effet, si l'on n'utilise qu'une seule couche magnétique il a été prouvé que même si cette couche possède une épaisseur T_{CORE} et une perméabilité isotrope μ_{CORE} toutes deux infinies, la valeur de l'inductance ne sera multipliée que par deux par rapport à l'inductance sans matériau magnétique [117]. Il est donc impératif d'utiliser deux plans magnétiques. Cependant, le champ magnétique dans des spirales est orienté de manière radiale. Par conséquent, les plans magnétiques inférieurs et supérieurs doivent chacun être composés de quatre parties [18], ce qui alourdit considérablement le procédé de réalisation car quatre dépôts magnétiques sont nécessaires. Nous avons pu observer au LETI des spirales dont les éléments du plan magnétique supérieur réalisés par un dépôt unique s'orientaient de manière spontanée dans la direction adéquate [14]. Ce phénomène est très intéressant dans la mesure où il permettrait de n'utiliser que deux dépôts magnétiques au lieu de quatre pour la réalisation d'une spirale sandwich. Cependant, ce phénomène n'est

pas bien compris pour l'instant, et n'est donc pas exploitable pour l'instant pour la réalisation de composants fiables. Une approche plus conventionnelle consiste à utiliser une spirale allongée afin de générer un champ uniaxial dans une large zone. Cette solution a été choisie entre autre par Kim (figure 2.7(c) de l'état de l'art) [81]. Dans la zone où se situe le matériau magnétique, on peut se ramener au cas des lignes sandwich couplées qui peut se traiter par le modèle de Korenivski (figure 2.15).

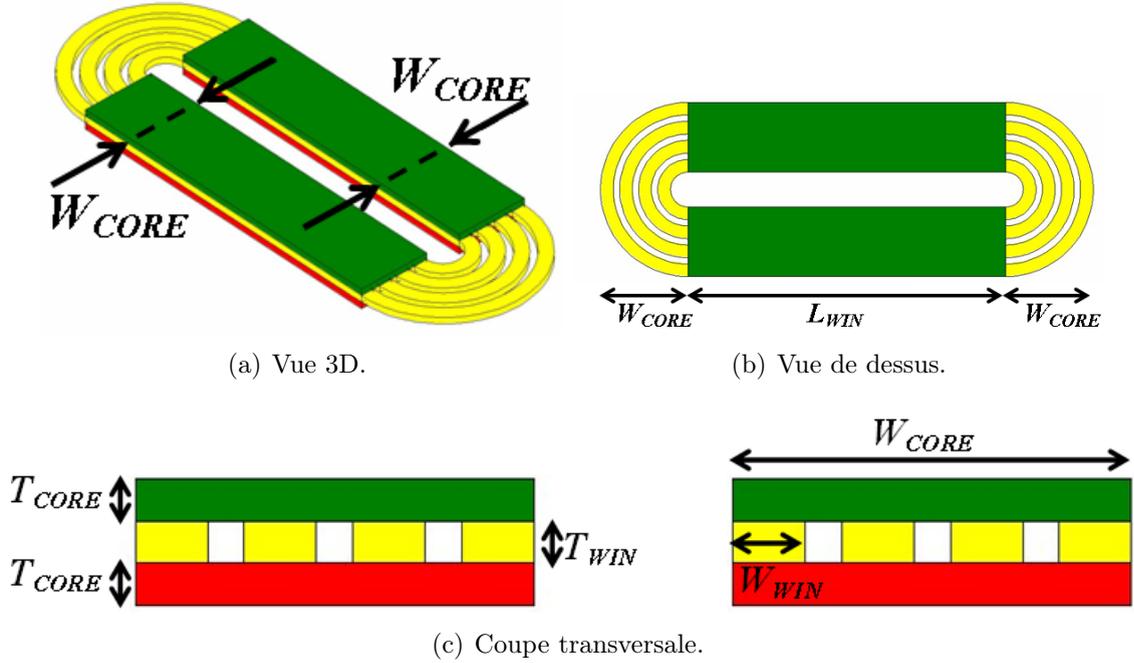


FIG. 2.15 – Dimensions caractéristiques d'une inductance de type spirale allongée avec plans magnétiques en configuration "sandwich".

Il faut néanmoins appliquer des règles de dessin différentes. En effet, il faut tenir compte du ratio c entre la longueur L_{WIN} et la largeur du dispositif qui est de l'ordre de grandeur de $2 \cdot W_{CORE}$. Or, si l'on veut comparer les performances d'un tel dispositif avec une inductance toroïdale occupant la surface D^2 , il faut que

$$D^2 = 2 \cdot W_{CORE} \cdot (L_{WIN} + 2 \cdot W_{CORE}), \quad (2.32)$$

$$\text{ce qui donne } W_{CORE} = \frac{D}{2 \cdot \sqrt{1+c}} \text{ avec } c = \frac{L_{WIN}}{2 \cdot W_{CORE}}. \quad (2.33)$$

On peut donc exprimer la largeur W_{CORE} en fonction de la dimension D et du rapport c , qui peut être considéré comme le seul paramètre libre. En outre, la résistance du bobinage peut être estimée par la formule

$$R_{DC} \approx \frac{N \cdot L_{WIN} + 2 \cdot \pi \cdot N^2 \cdot W_{WIN}}{T_{WIN} \cdot W_{WIN} \cdot \sigma_{WIN}}. \quad (2.34)$$

Or, en remarquant que $N \cdot W_{WIN} \approx W_{CORE}$, et si l'on néglige l'inductance de la zone sans matériau magnétique, on peut alors calculer Q_{DC} dans les cas de la spirale sandwich et de la spirale encapsulée semblable aux composants réalisés par le laboratoire

Tyndall (figure 2.5) [64]. En posant

$$a = \frac{D}{2 \cdot \sqrt{T_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot \mu_{CORE} \cdot (1+c)}}, \quad (2.35)$$

$$\text{et } b = \sqrt{\frac{T_{WIN}}{T_{CORE} \cdot (1-\rho_{CORE})}} \cdot \tanh \left(\sqrt{\frac{2}{\mu_{CORE} \cdot (1-\rho_{CORE})}} \right), \quad (2.36)$$

on obtient pour la spirale sandwich :

$$Q_{DC} = \frac{c}{c + \pi/2} \cdot \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot T_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot \sigma_{WIN}}{2} \cdot \left(1 - \frac{\tanh(a)}{a} \right), \quad (2.37)$$

et pour la spirale encapsulée :

$$Q_{DC} = \frac{c}{c + \pi/2} \cdot \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot T_{WIN} \cdot T_{CORE} \cdot \sigma_{WIN}}{2} \times \left(1 - \frac{1+b-2 \cdot \exp(-a) + (1-b) \cdot \exp(-2 \cdot a)}{a \cdot ((1+b)^2 - (1-b)^2 \cdot \exp(-2 \cdot a))} \right). \quad (2.38)$$

Comme précédemment, on retrouve l'expression correspondant à l'inductance toroïdale à un facteur près. On peut remarquer que le rapport c intervient de manière déterminante dans les performances du composant. En effet, si c est trop faible une large partie du bobinage sera inutile, mais si c est trop grand les effets de bords seront trop importants, d'où une baisse du rapport Q_{DC} . Il faudra déterminer pour chaque cas le rapport c optimal.

2.3.5 Synthèse et choix de la topologie optimale

Nous sommes donc en mesure d'estimer le rapport Q_{DC} pour les différents types de topologies connus dans l'état de l'art en fonction de divers paramètres. Nous avons également vu que selon la topologie utilisée, le nombre de couches nécessaires était différent. Le tableau 2.1 récapitule le nombre de couches nécessaires à la réalisation des diverses topologies étudiées.

Topologie	Couches conductrices	Couches magnétiques
Solénoïde toroïdal	2	2
Solénoïde parallélépipédique	2	1
Méandre	1	4
Ligne (sandwich ou encapsulée)	1	2
Spirale (sandwich ou encapsulée)	1	2

TAB. 2.1 – Récapitulatif du nombre de couches conductrices et magnétiques nécessaires à la réalisation des différentes topologies d'inductance.

Afin de prendre en compte toutes ces données et de pouvoir les comparer, nous allons calculer pour les différentes topologies les isovaleurs de Q_{DC} en fonction des

épaisseurs totales de matériaux magnétiques et métalliques utilisées. Mises à part le cas des topologies de type spirale, nous considérerons un composant de dimensions $D \times D = 25mm^2$. Pour les composants de type spirale, la surface occupée sera la même mais on fixera le rapport c entre 1 et 3 (d'une manière arbitraire, nous considérerons que pour $c > 3$ le composant sera trop allongé) de manière à obtenir le rapport Q_{DC} optimal. Nous utiliserons pour le calcul de la résistance du bobinage une conductivité $\sigma_{WIN} = 5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$, correspondant aux valeurs typiquement observées pour le cuivre électrolysé. Pour le calcul de l'inductance nous utiliserons un noyau magnétique de perméabilité relative $\mu_{CORE} = 1800$, correspondant à la perméabilité typique du permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé sous champ en couches minces. Dans le cas des lignes et des spirales encapsulées, on considérera un taux de remplissage du noyau ρ_{CORE} de l'ordre de 95%.

Les valeurs de Q_{DC} qui nous serviront de référence correspondront à une résistance $R_{DC} = 100m\Omega$ et à des inductances L_{DC} égale $100nH$, $500nH$ et $1\mu H$, respectivement. Les résultats de ces calculs sont résumés dans les figures 2.16, 2.17 et 2.18. Les pointillés en rouge sur ces figures indiquent la zone dans laquelle les épaisseurs employées peuvent être considérées comme *a priori* réalistes. Nous considérons en effet que des épaisseurs cumulées de cuivres de plus de $80\mu m$ ou des épaisseurs cumulées de matériau magnétique fonctionnel de plus de $30\mu m$ sont très difficilement réalisables, voire complètement irréalistes dans le cadre d'un procédé industriel.

La figure 2.16 montre que lorsqu'une inductance de $100nH$ seulement est requise, les inductances de type ligne tendraient à être les plus efficaces, c'est-à-dire à nécessiter les épaisseurs cumulées les plus faibles pour l'obtention de la caractéristique $(R_{DC}; L_{DC})$ désirée. On retrouve bien le même comportement entre lignes sandwich et encapsulées lorsque les épaisseurs de matériau conducteur sont faibles. En effet, afin de respecter la consigne sur la résistance les largeurs des lignes doivent être importantes et les effets de bords négligeables : on s'approche alors du cas du circuit magnétique parfait. Au contraire, lorsque les épaisseurs de matériau conducteur sont importantes, les largeurs des lignes sont réduites et les effets de bord deviennent prépondérants. Les lignes encapsulées sont alors beaucoup plus intéressantes. Les spirales de type sandwich et encapsulées, ainsi que les inductances toroïdales présentent à peu de choses près les mêmes caractéristiques, avec un léger avantage pour les spirales encapsulées. Les inductances en méandre, comme nous l'avons précédemment expliqué, sont les moins favorables. Les solénoïdes avec noyau magnétiques parallélépipédiques ne sont intéressants qu'avec de très fortes épaisseurs de conducteur et de faibles épaisseurs de matériau magnétique. En effet, si les épaisseurs de matériau magnétique sont importantes, le coefficient N_D croît et le rapport Q_{DC} reste faible malgré les épaisseurs employées.

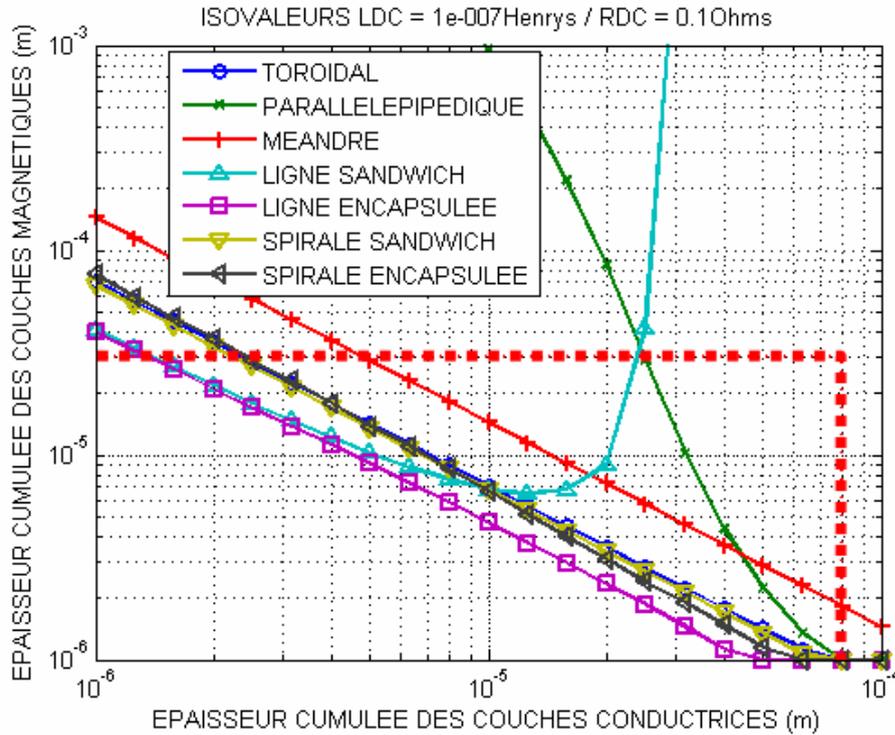


FIG. 2.16 – Isovaleurs de ($L_{DC} = 100nH$; $R_{DC} = 100m\Omega$) en fonction des épaisseurs cumulées des couches métalliques et magnétiques utilisées pour les différentes topologies.

Si l'on désire atteindre une inductance de $500nH$, la figure 2.17 montre que les tendances sont différentes. Les inductances toroïdales sont alors les plus intéressantes dans une large gamme d'épaisseurs, et ne sont concurrencées que par les spirales encapsulées. Les lignes sandwich et encapsulées sont en théorie plus performantes avec de faibles épaisseurs de conducteur mais les épaisseurs de matériaux magnétique nécessaires sont rédhibitoires. Le comportement des caractéristiques des lignes encapsulées peut se décomposer en trois phases. Première phase, lorsque les épaisseurs de conducteur employées sont faibles, la largeur des lignes est importante et les effets de bord sont négligeables : on se rapproche alors du cas idéal. Deuxième phase, lorsque les épaisseurs de conducteur croissent, les effets de bords deviennent plus importants et le dispositif est moins performant. Troisième phase, si les épaisseurs de conducteur employées croissent encore, les épaisseurs de matériau magnétique nécessaires finissent par décroître. La réluctance du circuit magnétique augmente et la contribution de la réluctance due aux effets de bord voit son importance relative décroître. Le dispositif redevient efficace. Nous attirons également l'attention du lecteur sur le comportement paradoxal des spirales de type sandwich et encapsulées. En effet, on observe que pour des épaisseurs de conducteur faibles, la spirale de type sandwich est plus performante. Ceci n'est en fait qu'un artefact dû au modèle employé pour la spirale de type sandwich qui ne prend pas en compte le facteur de remplissage ρ_{CORE} du noyau magnétique. Par conséquent, lorsque le produit $2 \cdot \rho_{CORE} \cdot T_{CORE}$ est du même ordre de grandeur que T_{WIN} , la spirale encapsulée

peut selon le modèle posséder des caractéristiques inférieures à la spirale de type sandwich. En pratique, nous ne nous intéresserons pas à ce phénomène car il correspond à des cas où l'épaisseur de matériau magnétique mise en jeu est irréaliste. De plus, en pratique, il sera plus aisé d'utiliser des épaisseurs de matériau conducteur supérieures à celles de matériau magnétique.

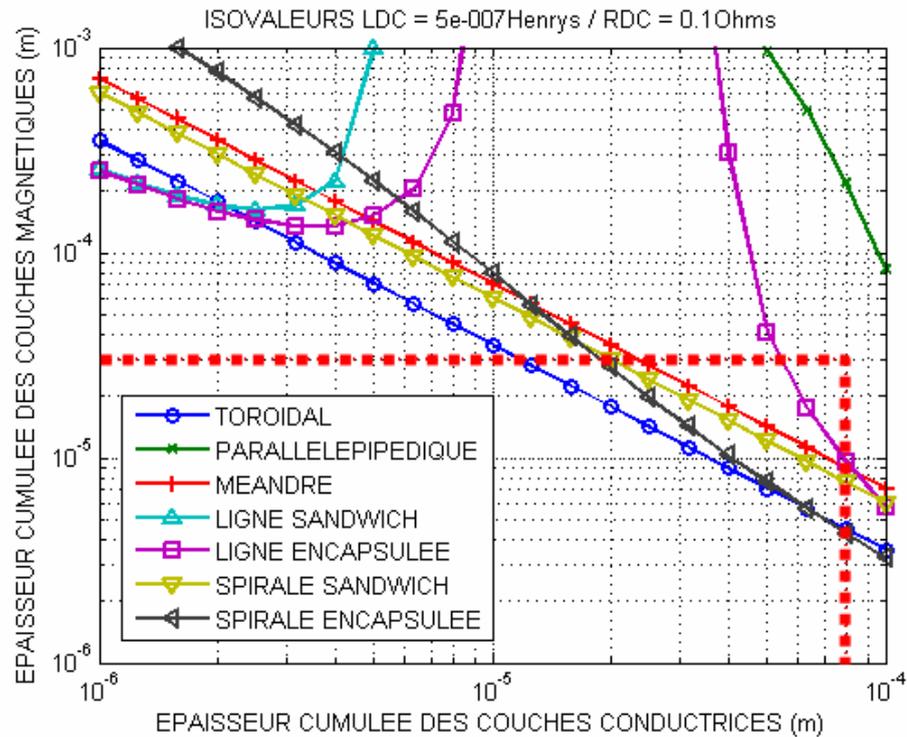


FIG. 2.17 – Isovaleurs de ($L_{DC} = 500nH$; $R_{DC} = 100m\Omega$) en fonction des épaisseurs cumulées des couches métalliques et magnétiques utilisées pour les différentes topologies.

La figure 2.18 confirme et renforce la tendance à l'avantage de la topologie toroïdale déjà observé sur la figure 2.17. Ainsi, on peut voir que si l'on recherche la plus forte inductance possible (typiquement $L_{DC} \geq 500nH$) tout en conservant une résistance R_{DC} autour de $100m\Omega$, la topologie toroïdale est celle qui nécessitera les épaisseurs cumulées les moins importantes, c'est-à-dire celle dont la réalisation sera la moins difficile. Cependant, nous allons voir dans le paragraphe suivant que la réalisation de tels composants reste un problème complexe.

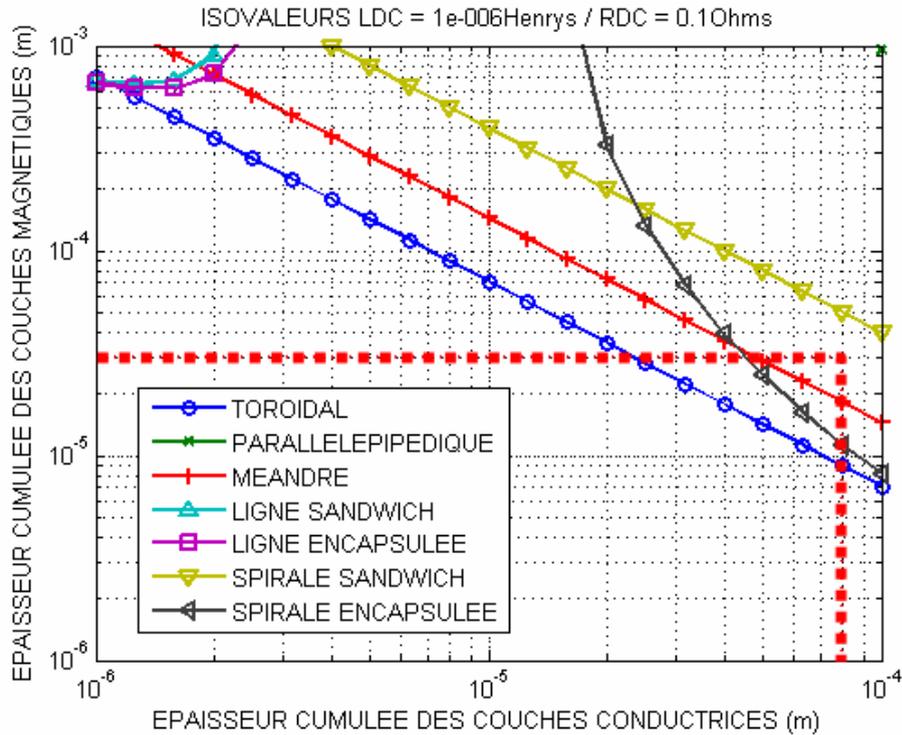


FIG. 2.18 – Isovaleurs de ($L_{DC} = 1\mu H$; $R_{DC} = 100m\Omega$) en fonction des épaisseurs cumulées des couches métalliques et magnétiques utilisées pour les différentes topologies.

2.4 Procédé de réalisation

Nous venons de voir que la topologie toroïdale permettait, pour le cas qui nous intéresse, d'obtenir le plus fort rapport Q_{DC} . Nous avons également vu comment les épaisseurs employées pour la réalisation de ces composants déterminaient les performances à basse fréquence. La réalisation de composants intégrés comportant des couches d'épaisseurs supérieures à la dizaine de microns, et ce *a fortiori* dans le cas d'un composant comportant un bobinage solénoïde, n'est pas chose aisée. Nous allons donc maintenant exposer le procédé de fabrication que nous avons employé pour la réalisation des inductances, et justifier de la pertinence des différentes options que nous avons choisies. Ce procédé s'inspire dans une large mesure de ceux utilisés pour la réalisation de têtes inductives pour l'écriture sur support magnétique, à la différence près que certaines épaisseurs mises en jeu sont cinq à dix fois plus importantes, et que le circuit magnétique ne comporte pas d'entrefer (figure 2.19(a)). Il a été mis en œuvre sur des substrats silicium standards de diamètre 100mm et d'épaisseur $550\mu m$ pour la réalisation d'inductances semblables à celle de la figure 2.19(b).

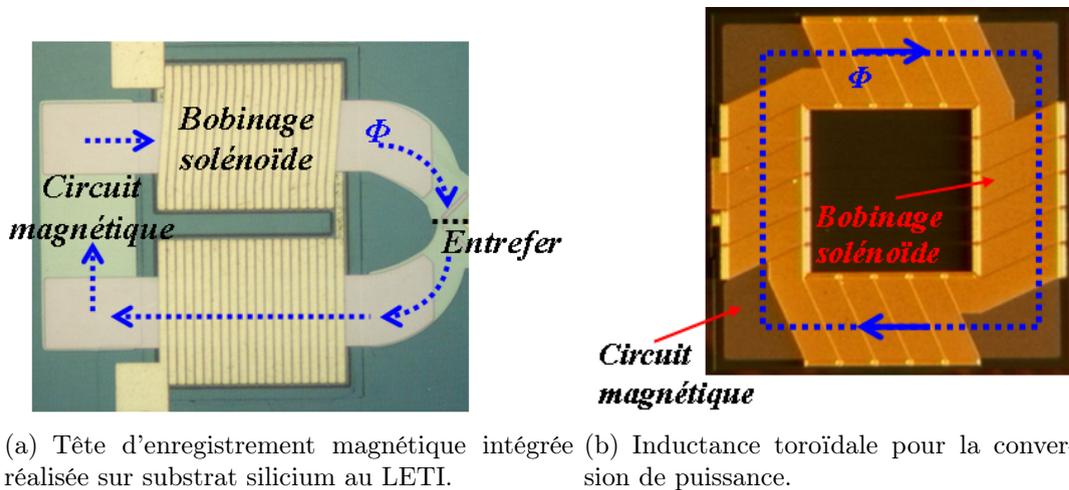


FIG. 2.19 – Similitudes entre une tête d’enregistrement magnétique et une inductance toroïdale, toutes deux réalisées au LETI.

On peut diviser le procédé en trois phases distinctes comprenant la réalisation de la partie inférieure du bobinage, la réalisation du noyau magnétique et celle de la partie supérieure du bobinage. Les étapes composant chacune de ces phases seront décrites en détail, et les options technologiques que nous avons choisies seront discutées.

2.4.1 Réalisation de la partie inférieure du bobinage

2.4.1.1 Description des étapes

Les étapes pour la réalisation de la partie inférieure du bobinage sont les suivantes (figure 2.21) :

1. Tout d’abord, une première photolithographie est réalisée afin de définir les caissons qui devront être gravés par Deep RIE (Reactive Ion Etching) à même le substrat (figure 2.21(b)).
2. Une couche isolante de SiO_2 d’environ $1\mu m$ est ensuite réalisée par oxydation thermique du substrat (figure 2.21(c)). Cette étape, réalisée à une température typique d’environ $1000^\circ C$, est avec l’étape précédente la seule non compatible above IC. Nous reviendrons par la suite sur cette problématique.
3. Une couche d’accroche en titane et une sous-couche en cuivre de $20nm$ et $200nm$ respectivement sont ensuite déposées par PVD (Physical Vapor Deposition) afin d’assurer la bonne conduction du courant durant l’électrolyse. Une deuxième photolithographie est également réalisée afin de réaliser des motifs de détournement qui empêcheront la croissance électrolytique dans les zones inutiles (figure 2.21(d)).

4. Vient ensuite le dépôt électrolytique de cuivre pour la réalisation de la partie inférieure du bobinage solénoïde (figure 2.21(e)). Nous avons réalisé des électrolyses en caissons silicium pour des épaisseurs allant jusqu'à $15\mu m$. Au-delà de cette épaisseur, une étape de mise au point du procédé a montré que du fait des contraintes mécaniques apparaissant sous l'effet des dilatations thermiques lors des étapes restantes, ainsi que des contraintes mécaniques intrinsèques des matériaux magnétiques déposés par la suite, des clivages localisés dans le silicium pouvaient apparaître (figure 2.20), ce qui constitue une défaillance rédhibitoire. Cependant, nous verrons dans le chapitre suivant que $15\mu m$ de cuivre peuvent suffire à l'obtention de résistance inférieures à $100m\Omega$.

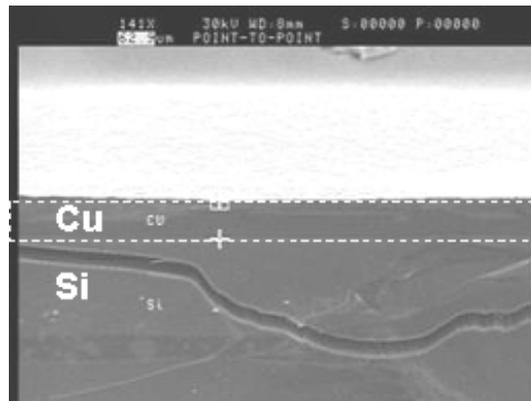


FIG. 2.20 – Exemple de fissures observées dans le silicium au voisinage de couches de cuivre épaisses ($> 15\mu m$) en caissons silicium.

5. Après l'électrolyse et le retrait des motifs de détournage en résine, les surplus de cuivre ainsi que les sous-couches métalliques sont enlevés par CMP (Chemical-Mechanical Polishing) (figure 2.21(f)). Nous avons donc utilisé pour la réalisation de la partie inférieure du bobinage un procédé s'inspirant des procédés damascènes standards, à la différence près que des motifs de détournages en résine ont été utilisés afin de faciliter l'étape de CMP.
6. Une couche de SiO_2 de $2\mu m$ environ est ensuite déposée par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) afin d'assurer l'isolation électrique entre la partie inférieure du bobinage et le noyau magnétique (figure 2.21(g)). La température de dépôt typique est de l'ordre de $180^\circ C$, en-dessous de celle des procédés standards (de l'ordre de $300^\circ C$) afin de limiter les contraintes mécaniques d'origine thermique, et donc le risque de voir des clivages apparaître au niveau des caissons silicium.

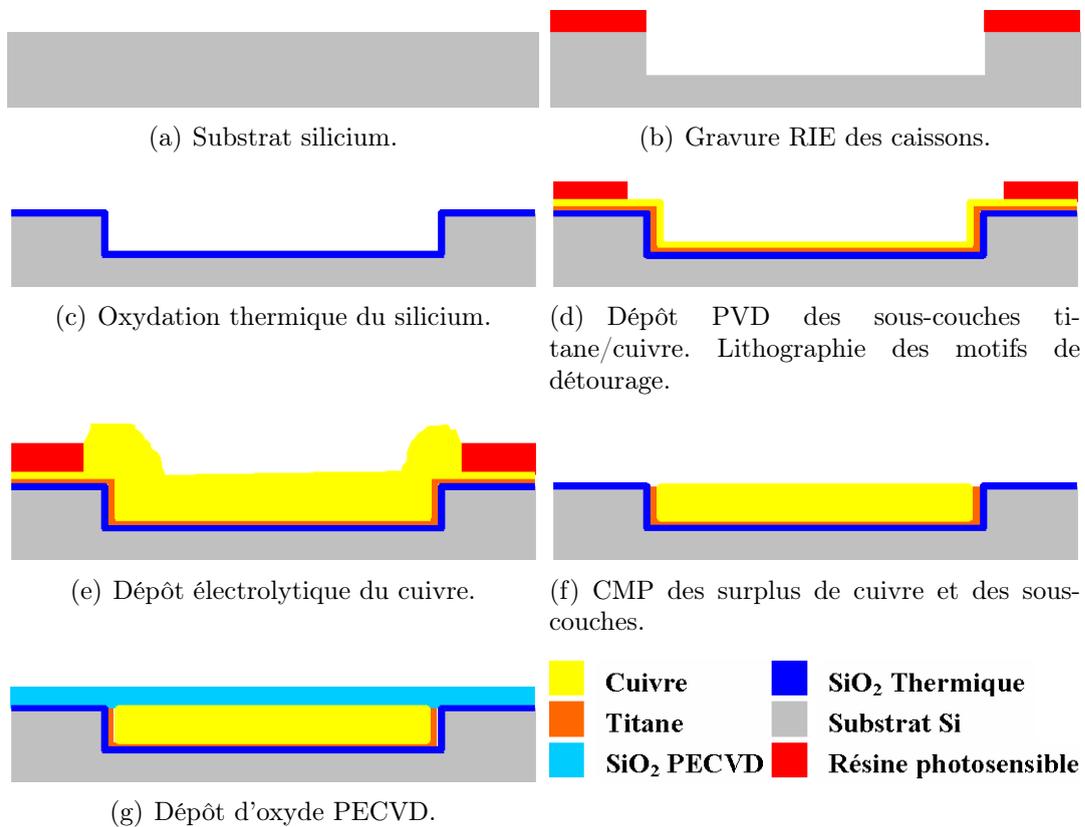


FIG. 2.21 – Procédé de fabrication la partie inférieure du bobinage solénoïde des inductances pour la conversion de puissance.

Après avoir présenté le procédé de réalisation de la partie inférieure du bobinage, nous allons maintenant discuter la pertinence des choix technologiques pour lesquels nous avons opté.

2.4.1.2 Discussion

2.4.1.2.1 Choix du cuivre pour la réalisation du bobinage : le cuivre est le meilleur conducteur existant après l'argent, et est de plus largement admis dans l'industrie de la micro-électronique pour la réalisation des niveaux métalliques et des interconnexions de composants intégrés front-end. En outre, de nombreux travaux de développement technologiques au LETI et dans d'autres laboratoires ont montré la faisabilité, en utilisant des caissons d'électrolyse en résine, de couches de cuivre électrolysé de plus de $50\mu m$ d'épaisseur pouvant présenter des facteurs de forme importants (figure 2.22). Par conséquent, comme dans la quasi-totalité des réalisations présentées dans l'état de l'art du paragraphe 2.2.2, nous utiliserons le cuivre électrolysé pour la réalisation du bobinage.

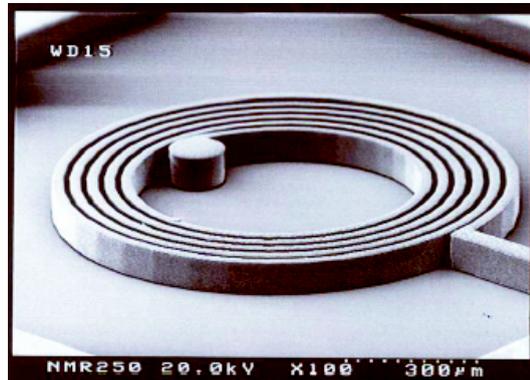


FIG. 2.22 – Exemple de bobinage épais en cuivre électrolysé à fort facteur de forme [65].

De manière connue, le dépôt électrolytique de cuivre peut se faire selon deux méthodes : le dépôt localisé en caissons résine, qui a été utilisé pour la réalisation de la partie supérieure du bobinage, et le dépôt de type damascène dont nous avons utilisé une variante pour la réalisation de la partie inférieure du bobinage comme exposé dans la figure 2.21. Or, nous pouvons remarquer que le procédé que nous avons utilisé, à la différence de toutes les autres réalisations de l'état de l'art, utilise des caissons en silicium.

2.4.1.2.2 Choix de l'utilisation de caissons silicium : nous désirons réaliser des composants stand-alone sur substrat silicium. Par conséquent, nous pouvons nous permettre d'utiliser librement le substrat pour la réalisation de nos composants. Les procédés Deep RIE permettent de graver proprement et rapidement des caissons profonds dans le silicium. De plus, le silicium peut facilement être oxydé thermiquement afin de créer une première couche isolante homogène. En outre, si un procédé à basse température est requis, un dépôt d'oxyde SiO_2 PECVD peut être utilisé. Ce procédé présente donc l'avantage de la facilité de fabrication tout en utilisant des outils standards de la micro-électronique. De plus, l'épaisseur totale du composant sera réduite. Le procédé utilisé incluant une étape de CMP, on retrouve une surface parfaitement plane et très peu rugueuse pour la réalisation du noyau magnétique, ce qui constitue un avantage car la qualité des couches minces magnétiques est sensible à la rugosité de la surface de dépôt.

L'oxyde SiO_2 est également utilisé de manière courante pour la réalisation de caissons d'électrolyse pour dépôts damascène si la profondeur des caissons reste typiquement inférieure à $5\mu m$. Par conséquent, si l'on souhaite réaliser un composant above IC avec un bobinage épais, il sera nécessaire d'utiliser des caissons en résine. Le problème sera alors, après l'électrolyse, de se débarrasser de la sous-couche conductrice, d'encapsuler la partie inférieure du bobinage avec un matériau isolant, puis d'aplanir le relief existant afin de présenter une surface plane (figure 2.23). Une autre solution pourrait consister en l'utilisation de sous-couches préalablement gravées comme dans [56], ou en l'utilisation de techniques de type damascène utilisant des caissons en résine durcissante.

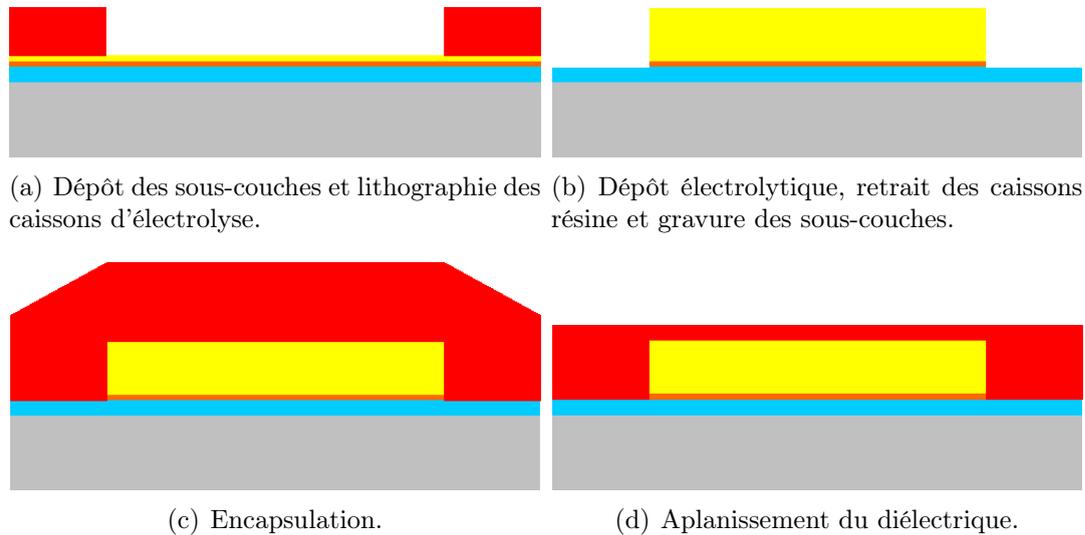


FIG. 2.23 – Réalisation de la partie inférieure du bobinage par dépôt électrolytique localisé en caisson résine.

Tous ces procédés peuvent être très délicats si les épaisseurs mises en jeu sont importantes, et requièrent l'utilisation de résines non plus pour la réalisation de caisson d'électrolyse ou de gravure, mais comme partie intégrante constitutive du composant. On parlera alors de *résines permanentes*. La résine utilisée doit alors avoir des caractéristiques physiques stables afin de permettre le bon fonctionnement de l'inductance, ce qui, nous allons le voir, peut poser problème dans un contexte industriel.

2.4.1.2.3 Isolation en oxyde SiO_2 PECVD : l'oxyde de silicium SiO_2 déposé par PECVD possède une constante diélectrique relative de l'ordre de 4 à 5 selon les conditions de dépôt. Il peut en résulter des effets capacitifs non négligeables. De plus, il peut difficilement être déposé en couches d'épaisseur supérieures à $5\mu m$. Par conséquent, il ne semble pas réaliste d'utiliser cet oxyde afin d'encapsuler complètement un bobinage épais et obtenir une structure sans relief après CMP comme sur la figure 2.23.

Si des couches isolantes plus épaisses sont requises, l'oxyde de silicium peut être remplacé, par exemple, par une résine de type SU-8 commercialisée par la société Microchem - utilisée entre autres par le laboratoire Tyndall -, ou par une résine à base de *BCB* (bisBenzoCycloButène) commercialisée par Dow Chemical, qui présente l'avantage de posséder une faible constante diélectrique relative de l'ordre de 2.7. Cependant, les résines permanentes ne sont pour l'instant pas utilisées dans l'industrie de la micro-électronique car elles posent un problème de fiabilité et de reproductibilité de leurs caractéristiques physiques. De plus, elles ne peuvent pas être facilement aplanies par une étape de CMP. Néanmoins, la CMP de résines *BCB* a déjà été utilisée sur des couches d'épaisseurs réduites pour la réalisation d'inductance de type spirale [13, 14, 18]. De plus, ce type de résine est actuellement en voie d'industrialisation à STMicroelectronics. Par conséquent, les résines *BCB*

pourraient être très intéressantes à terme, mais pour l'instant, l'oxyde SiO_2 déposé par un procédé de PECVD garde l'avantage de la fiabilité, de la facilité d'exécution et de la reproductibilité.

2.4.2 Réalisation du noyau magnétique

2.4.2.1 Description des étapes

Nous avons choisi d'utiliser, pour la réalisation du noyau magnétique des inductances, un noyau magnétique laminé en permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$, déposé par PVD, et utilisant dans la plupart des cas un empilement de type CAM (Crossed ou Composite Anisotropy Multilayer, paragraphe 2.4.2.2). Les étapes de la réalisation d'un tel noyau magnétique sont les suivantes (figure 2.24) :

1. Afin de former le noyau magnétique, un multicouche de type $n \times (Ni_{80}Fe_{20}/SiO_2)$ est déposé. Le permalloy est déposé sous champ par PVD et l'oxyde peut être déposé par PECVD ou PVD (figure 2.24(a)). Dans le cas d'un noyau de type CAM, le champ appliqué durant le dépôt de permalloy subit à chaque nouvelle couche magnétique une rotation relative de 90° (en pratique, le substrat est tourné de 90°) afin de simuler un comportement globalement isotrope dans le plan du substrat. Le noyau magnétique le plus épais réalisé était constitué de $16 \times (1\mu m Ni_{80}Fe_{20} + 70nm SiO_2)$. Les dépôts d'oxyde et de permalloy étaient réalisés sur deux machines distinctes. Cependant, avec une machine de dépôt PVD pourvue de cibles en SiO_2 et en $Ni_{80}Fe_{20}$, ainsi que d'un porte substrat à température régulée afin de limiter les échauffements, il serait aisé de déposer de manière automatique l'ensemble du multicouche dans la même machine. À partir de cette étape, aucun procédé ne doit utiliser une température excédant $230^\circ C$, température au-delà de laquelle les propriétés magnétiques du permalloy sont dégradées.
2. Une troisième photolithographie est réalisée afin de réaliser la gravure du multicouche magnétique qui sera réalisée, selon les épaisseurs mises en jeu, soit par gravure humide (deux bains sont alors nécessaires afin de graver séparément l'oxyde et le permalloy), soit par usinage ionique (figure 2.24(b)). On peut remarquer qu'à partir de ce moment la structure présente un certain relief que nous devons prendre en compte lors des prochaines photolithographies.
3. Une autre couche de $2\mu m$ de SiO_2 déposée par PECVD assure l'isolation entre le noyau magnétique et la partie supérieure du bobinage (figure 2.24(c)).

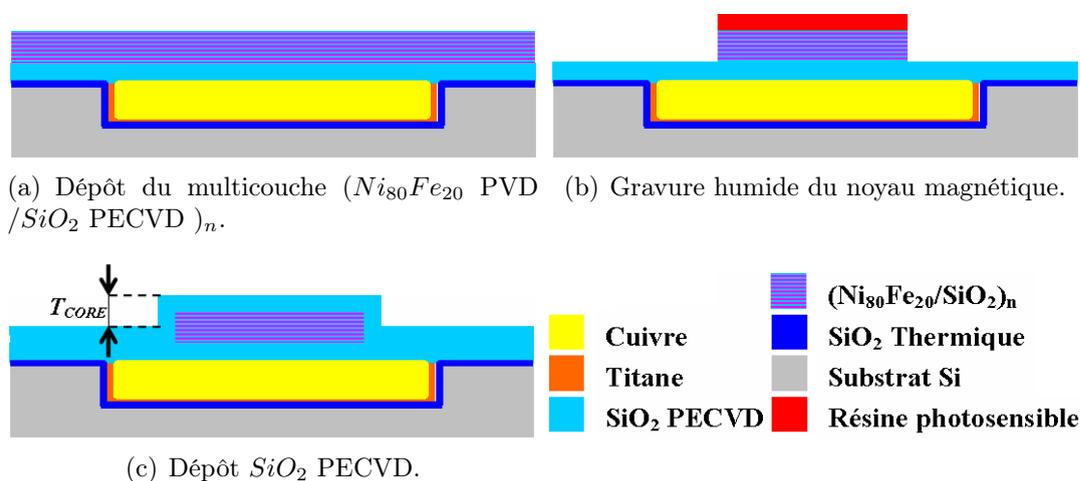


FIG. 2.24 – Procédé de fabrication du noyau magnétique des inductances pour la conversion de puissance.

Comme pour la réalisation de la partie inférieure du bobinage, le procédé de réalisation du noyau magnétique est sans équivalent dans l'état de l'art, notamment par l'utilisation d'un multicouche magnétique déposé par PVD et d'épaisseur supérieure à $10\mu m$, ainsi que par l'utilisation d'un noyau de type CAM pour la réalisation d'inductances de puissance. Nous allons donc, de même, exposer le raisonnement motivant ces choix.

2.4.2.2 Discussion

2.4.2.2.1 Choix du permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$: le permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ présente une forte perméabilité relative de l'ordre de 1800 selon son axe difficile et un très faible champ coercitif (figure 2.25). De plus c'est un matériau très bien maîtrisé en ce qui concerne son dépôt en couches minces. En effet, cet alliage est très peu sensible aux contraintes mécaniques pouvant perturber les propriétés des matériaux magnétiques (nous reviendrons sur les couplages magnétoélastiques dans le chapitre 7). Or, ces dernières peuvent être localement très importantes (de l'ordre de plusieurs centaines de mégapascals) dans des composants intégrés présentant des épaisseurs supérieures à $10\mu m$. De plus, cet alliage présente un caractère anisotrope très faible, ce qui permet d'induire facilement une direction d'anisotropie donnée en appliquant un champ magnétique durant le dépôt du matériau. Par conséquent nous utiliserons ce matériau même s'il ne présente qu'une aimantation modérée ($M_s \approx 1T$) par rapport à d'autres alliages, ce qui, nous le verrons dans le chapitre 6, limite la tenue en courant de nos composants.

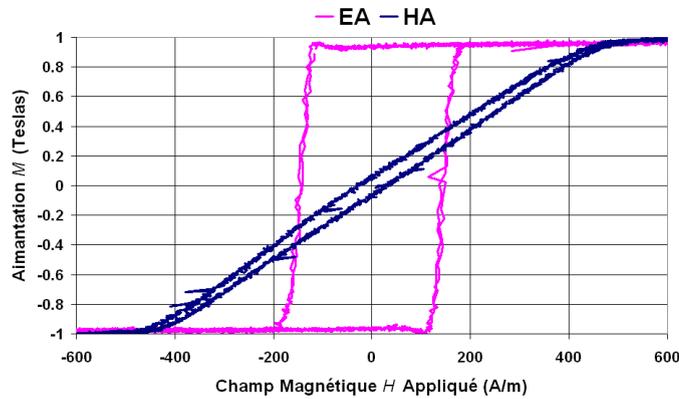


FIG. 2.25 – Cycle d’hystérésis selon l’axe facile (EA) et difficile (HA) d’une couche mince de $Ni_{80}Fe_{20}$ déposée par PVD.

L’alliage $Ni_{80}Fe_{20}$ est de manière courante déposé par électrolyse ou par PVD. Nous allons maintenant justifier le choix de la PVD qui présente pourtant des vitesses de dépôt bien inférieures (de l’ordre de $20nm \cdot mn^{-1}$ pour le $Ni_{80}Fe_{20}$) à celles offertes par le dépôt électrolytique pouvant être dix fois plus rapide.

2.4.2.2 Lamination horizontale par PVD : dans le chapitre 4, nous verrons que les courants induits dans le noyau magnétique peuvent dégrader le comportement dynamique de nos composants, et ce même à des fréquences inférieures au mégahertz. Ainsi, une couche de matériau homogène conducteur à forte perméabilité (ce sera le cas de tous les alliages ferromagnétiques à base de nickel-fer ou de cobalt-fer) d’une dizaine de microns ne pourra pas être utilisée au-delà de quelques centaines de kilohertz. Un matériau isolant doit donc être inclus dans le noyau afin de contrarier la circulation des courants induits. Quatre options sont envisageables.

1. Oxydation et nitruration lors du dépôt : il est possible d’inclure de l’azote et de l’oxygène dans un alliage magnétique à forte aimantation à base de fer ou de fer-cobalt, ou de l’oxygène dans un alliage à base de cobalt. L’adjonction d’autres éléments tels que le tantale ou l’hafnium peut permettre d’augmenter l’affinité avec ces éléments [18]. On obtient alors une structure nanocristalline incluant de l’azote ou de l’oxygène en solution solide principalement dans les joints de grains (figure 2.26(a)). Il est ainsi possible d’obtenir des matériaux présentant une forte aimantation ($M_s > 1.5T$), une forte perméabilité relative ($\mu_r > 500$), un faible champ coercitif et une résistivité supérieure à $100\mu\Omega \cdot cm$. Ceci pourrait en théorie permettre de limiter les courants induits dans le noyau pour des épaisseurs de l’ordre de la dizaine de microns jusqu’à des fréquences de l’ordre de la dizaine de mégahertz. Cependant, il est extrêmement difficile de déposer de tels matériaux en couches de telles épaisseurs, tout en conservant une structure magnétique favorable. Nous reviendrons sur les aspects de cette structure magnétique dans le chapitre 5.

2. Utilisation de microparticules magnétiques noyées dans une matrice isolante (figure 2.26(b)) : il est possible d'envisager la réalisation du noyau magnétique à partir de particules magnétiques (utilisées par exemple en biologies comme marqueurs) préalablement réalisées par voie chimique ou par érosion puis noyées dans une matrice isolante, par exemple à base de résine polymère. Ce type de procédé est potentiellement très intéressant car de grandes épaisseurs peuvent être déposées. Cependant, pour l'instant les niveaux de perméabilité obtenus restent faibles (typiquement inférieurs à 50 pour les composites présentant de bonnes propriétés dynamiques) [118] et les composants réalisés par cette méthode devraient être aussi épais que les composants discrets. De plus, les procédés de réalisations utilisés sont éloignés des standards de la micro-électronique.
3. Lamination verticale avec des couches isolantes : une solution séduisante consiste à utiliser des motifs verticaux à fort facteur de forme servant de support à un dépôt électrolytique. On peut ainsi réaliser des motifs dont le profil est tel que les courants induits sont grandement limités (figure 2.26(c)). Ce type d'approche présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule étape d'électrolyse pour la réalisation du noyau. On notera que cette technique a été utilisée au Georgiatec en se servant de caissons gravés à travers l'épaisseur d'un substrat en silicium [53]. Cependant, l'électrolyse ne permet de déposer que des matériaux très conductifs qui pour des fréquences de l'ordre du mégahertz nécessitent des laminations de l'ordre du micron. Il en résulte un très médiocre facteur de remplissage du noyau magnétique qui serait réalisé par cette technique. De plus, il est difficile de maîtriser les propriétés magnétiques d'un matériau électrolysé dans un caisson à fort facteur de forme. Ce procédé n'est donc pas intéressant dans notre cas mais peut le devenir par lorsqu'il s'agira de limiter les courants induits par la composante du champ magnétique hors du plan du substrat, comme par exemple dans le cas d'une inductance de type spirale [60].
4. Lamination horizontale avec des couches isolantes (figure 2.26(d)) : c'est la solution classique choisie en électrotechnique et ce sera également la notre car ce type d'approche permet d'adapter au mieux les propriétés électromagnétiques du noyau selon la fréquence tout en conservant une très forte compacité du noyau. De plus, nous verrons dans le chapitre 5 que l'inclusion de manière judicieuse de couches isolantes dans un noyau magnétique permet d'éviter les résonances magnétiques parasites qui peuvent survenir lorsque le noyau magnétique possède de petites dimensions [119, 12].

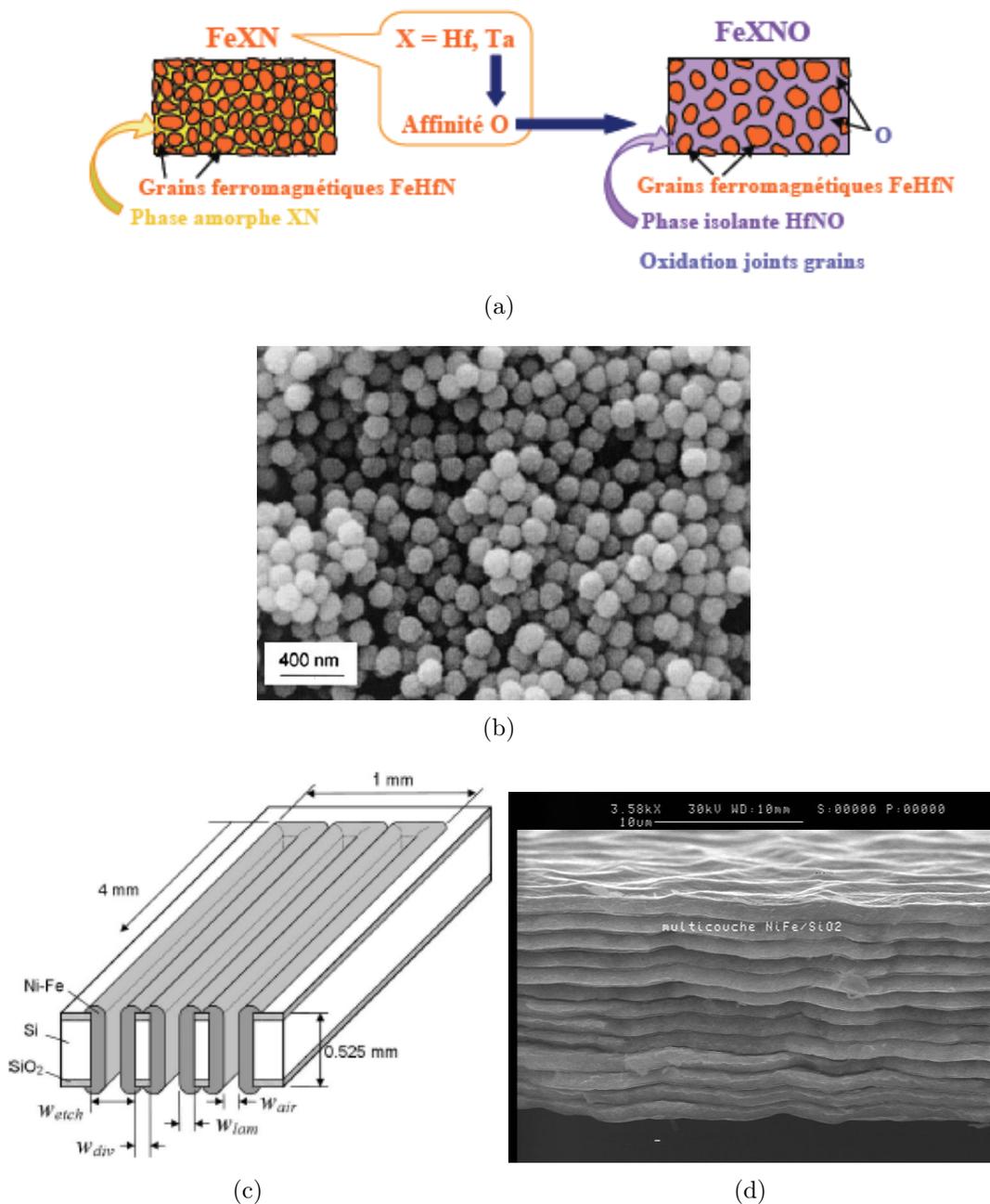


FIG. 2.26 – Exemples de stratégies pour la réalisation de noyaux magnétiques hétérogènes visant à la réduction des courants induits : (a) exemple de matériau polycristallin hétérogène [18] à base de fer, (b) vue MEB de microparticules ferromagnétiques d’après [120], (c) lamination verticale avec un isolant [53] et (d) vue MEB d’un multicouche magnétique ($Ni_{80}Fe_{20}$ PVD $1\mu m/SiO_2$ PECVD $50nm$)₁₃ réalisé au LETI.

Nous avons donc choisi la lamination horizontale du noyau magnétique. La réalisation du multicouche peut être facilement automatisée avec une machine de dépôt PVD adéquate. Cependant, la gravure d’un tel multicouche est autrement plus délicate. En effet, si l’usinage ionique peut être utilisé pour graver indifféremment l’oxyde et le matériau magnétique, ce type de méthode est peu approprié à la gravure

de couches d'épaisseurs très supérieures au micron dans une approche industrielle. La gravure par voie humide est alors plus indiquée, mais deux bains distincts sont nécessaires, d'où une procédure fastidieuse. Sullivan a développé un procédé utilisant un bain unique pour la gravure simultanée du SiO_2 et du permalloy [69]. Néanmoins ce procédé pose le problème de la sélectivité de l'attaque entre les deux matériaux, ce qui rend le procédé délicat lorsque les épaisseurs mises en jeu sont importantes. Ce procédé est donc intéressant mais nécessiterait d'importants travaux de développements. Par conséquent, dans un premier temps nous nous en tiendrons à l'utilisation de deux bains pour la gravure du multicouche. Également, la gravure RIE, avec le poids croissant des contraintes environnementales sur l'utilisation d'espèces chimiques dangereuses lors de la gravure humide, pourrait être un procédé intéressant en environnement industriel. Cependant, cette dernière n'a pas encore été mise au point pour des matériaux complexes.

Des procédés de type lift-off pourraient être utilisés afin de résoudre ce problème dans le cas de noyaux d'épaisseurs réduites (typiquement inférieures à cinq microns) comportant un nombre de couches important. Une autre alternative consiste en l'utilisation de dépôt électrolytique localisé, ce qui élude le problème de la gravure du matériau magnétique. Cependant, la lamination avec un isolant pose problème car avec un procédé classique il est obligatoire, à quelques variantes près, pour chaque bicouche permalloy/oxyde d'enchaîner :

1. un dépôt sous vide de la sous-couche d'électrolyse,
2. une photolithographie pour le caisson,
3. un dépôt électrolytique de la couche magnétique,
4. un retrait du caisson en résine,
5. une gravure de la sous-couche,
6. un dépôt sous vide d'une couche diélectrique,
7. un aplanissement du diélectrique par CMP,

si bien que même si le dépôt électrolytique en lui-même est beaucoup plus rapide que le dépôt sous vide, le grand nombre d'étapes nécessaires à la réalisation du noyau magnétique rend le procédé beaucoup trop long si le nombre de couches requis est important. Quelques tentatives utilisant le dépôt electroless [67] ou l'utilisation de couches sacrificielles [59] remédient dans une certaine mesure à ces inconvénients sans toutefois donner pleine satisfaction.

2.4.2.2.3 Utilisation de multicouches CAM : deux options sont possibles pour la réalisation du noyau magnétique. La première consiste en la réalisation d'un noyau magnétique monobloc (figure 2.27(a)) utilisant un multicouche CAM (Crossed ou Composite Anisotropy Multilayer). À chaque couche magnétique déposée le champ de dépôt est décalé de 90° . Si les interactions entre les couches sont négligeables, ce qui sera le cas dans nos composants, on obtient alors un noyau possédant dans le plan une perméabilité isotrope égale à la moitié de la perméabilité intrinsèque d'une couche ferromagnétique [121, 122]. L'avantage de cette technique est qu'elle ne nécessite qu'un seul niveau de masque pour la réalisation du noyau magnétique. L'autre technique plus classique nécessite deux niveaux de masques pour

la réalisation du circuit magnétique fermé en deux parties ((figure 2.27(b)) orientées à 90° l'une par rapport à l'autre. Les deux étapes précédentes de dépôt et de gravure doivent donc être répétées deux fois.

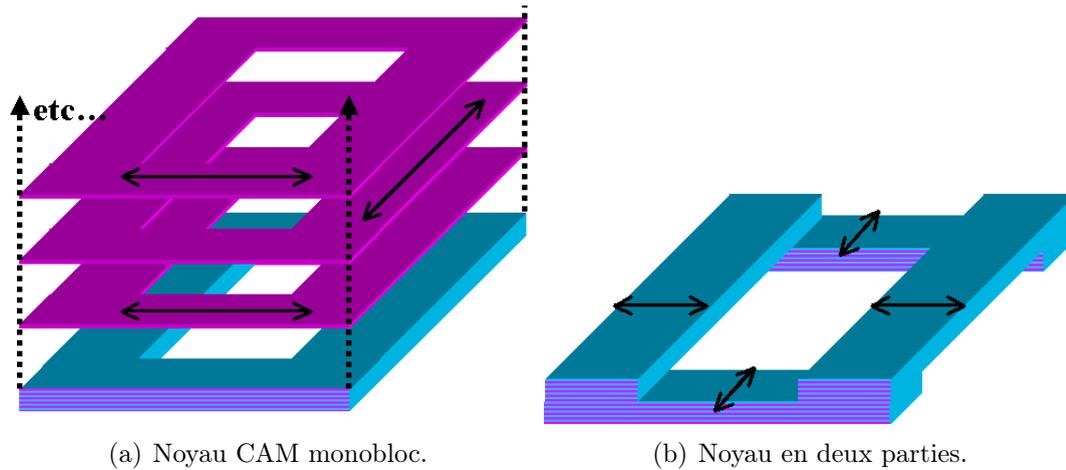


FIG. 2.27 – Réalisation d'un circuit magnétique fermé toroïdal. Les doubles flèches indiquent les directions du champ durant le dépôt et donc celle de l'axe facile.

De plus, on remarque sur la figure 2.27(b) que si le noyau magnétique est réalisé en deux parties, il sera préférable, afin de réaliser la seconde partie sur une surface plane d'utiliser deux étapes supplémentaires d'encapsulation avec un diélectrique et d'aplanissement. Or, ici aussi cette étape sera difficilement réalisable avec des couches d'oxyde SiO_2 PECVD pour des noyaux d'épaisseurs importantes. L'utilisation d'un noyau CAM possède donc également l'avantage de présenter localement une certaine planéité.

2.4.3 Réalisation de la partie supérieure du bobinage

Les étapes pour la réalisation de la partie supérieure du bobinage sont les suivantes (figure 2.28) :

1. Une quatrième photolithographie est réalisée afin de graver la reprise de contact au niveau des vias traversant les couches d'isolation en SiO_2 (figure 2.28(a)). Cette gravure est réalisée par RIE.
2. Un deuxième bicouche de titane/cuivre est déposé par PVD et une cinquième photolithographie est réalisée pour la réalisation de caissons en résine (figure 2.28(b)). Cette photolithographie peut nécessiter deux masques pour une double insolation afin de compenser le relief existant. En effet, lorsqu'un noyau magnétique d'épaisseur supérieure à $10\mu m$ est déposé, il est extrêmement difficile voire impossible d'utiliser un dépôt de SiO_2 PECVD ainsi qu'une étape de CMP afin d'obtenir une surface plane. Il subsistera donc une marche du même ordre de grandeur que l'épaisseur T_{CORE} du noyau magnétique (figure 2.24(c)).
3. Une électrolyse de cuivre permet de réaliser dans la même étape les vias et la partie supérieure du bobinage. En effet, la plus petite dimension des vias est de $80\mu m$, ce qui est relativement important par rapport aux standards de la micro-électronique, et nous permettra de passer outre le relief de la surface de dépôt. Des électrolyses de cuivre jusqu'à des épaisseurs de $40\mu m$ ont été réalisées pour le bobinage supérieur. Une couche de finition en or d'environ $1\mu m$ est également réalisée par électrolyse afin de présenter la surface de contact adéquate (figure 2.28(c)). Les deux dépôts électrolytiques sont ainsi réalisés en utilisant les mêmes sous-couches et le même caisson.
4. La résine est enlevée, puis la sous-couche est supprimée par usinage ionique (figure 2.28(d)). La couche d'or étant plus épaisse que la sous-couche titane/cuivre, la gravure non sélective n'est pas un problème.
5. Finalement, le substrat silicium est enfin aminci en face arrière afin d'atteindre l'épaisseur totale spécifiée inférieure à $400\mu m$. Cette étape a été sous-traitée à l'entreprise WSI basée à Évry.

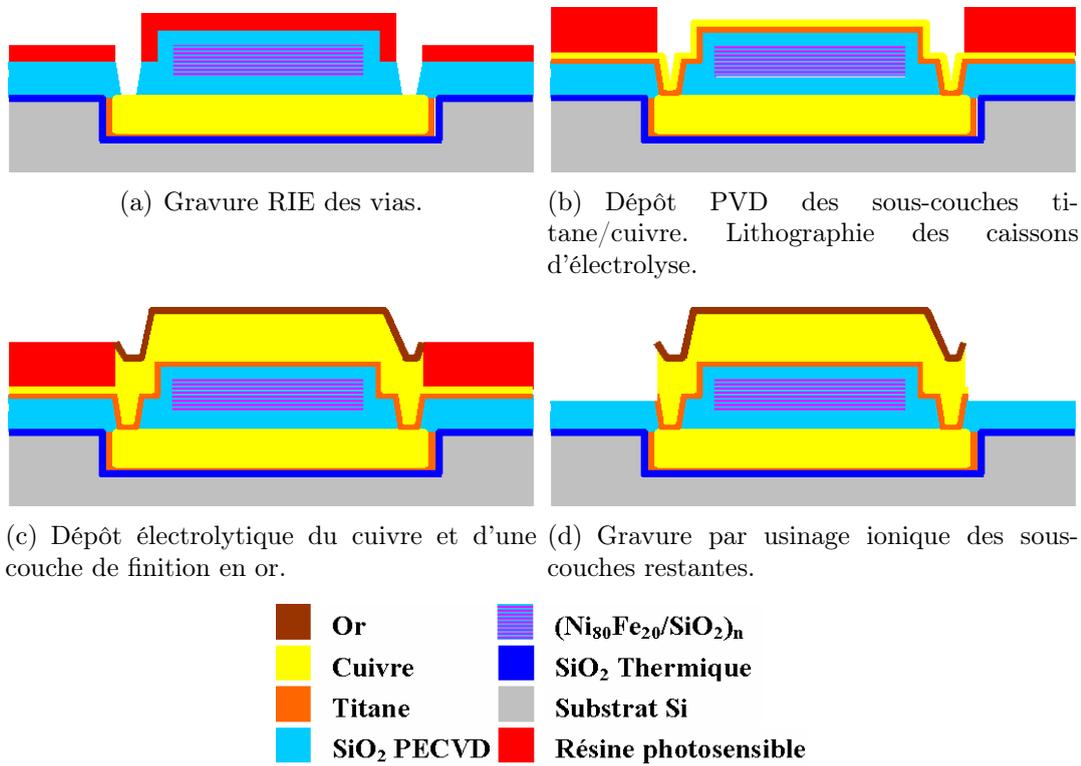


FIG. 2.28 – Procédé de fabrication de la partie supérieure du bobinage des inductances pour la conversion de puissance.

Après avoir présenté et justifié les topologies et le procédé de fabrication des inductances, nous allons maintenant présenter et analyser les résultats obtenus, en commençant par les propriétés à basse fréquence.

Chapitre 3

Analyse des propriétés à basse fréquence des inductances pour la conversion de puissance. Importance de la compacité des composants.

Sommaire

3.1	Présentation des composants analysés	58
3.1.1	Présentation de la filière INFOVAL	58
3.1.2	Présentation des tranches testées	59
3.2	Analyse des propriétés à basse fréquence	60
3.2.1	Procédure de caractérisation basse fréquence	60
3.2.2	Analyse de l'inductance L_{DC}	61
3.2.3	Analyse de la résistance R_{DC}	63
3.2.4	Analyse du rapport Q_{DC}	66
3.3	Amélioration de la compacité des dispositifs	69
3.3.1	Problématique	69
3.3.2	Voies d'amélioration possibles	70

La compacité est un paramètre crucial pour l'évaluation des performances de composants inductifs intégrés. En effet, de l'encombrement surfacique dépend en grande partie le coût de fabrication, et donc la compétitivité de nos composants. De plus, nous avons vu dans le chapitre précédent que le rapport Q_{DC} croît avec les épaisseurs employées. Cependant, ces dernières restent limitées dans le cas de composants intégrés. Il est donc nécessaire d'utiliser au mieux les épaisseurs de matériaux disponibles.

Nous exposerons donc les résultats des mesures des propriétés à basse fréquence effectuées sur les inductances pour la conversion de puissance que nous avons réalisées. Ces mesures seront corrélées avec des simulations numériques afin de valider la méthode de calcul employée ainsi que la conformité des propriétés des matériaux

constituant le bobinage et le noyau magnétique. Une fois validé, l'outil d'investigation que constitue la simulation numérique sera ensuite utilisé pour l'évaluation de concepts visant à l'amélioration de la compacité des inductances réalisées.

3.1 Présentation des composants analysés

3.1.1 Présentation de la filière INFOVAL

Dans le chapitre précédent, nous avons choisi d'utiliser des topologies toroïdales afin d'atteindre le meilleur rapport Q_{DC} possible. Des simulations magnétostatiques et électrocinétiques préliminaires (annexe B.1) ont permis de dimensionner les composants de la filière baptisée par la suite INFOVAL (INDuctances FORTes VAleurs). Nous déterminerons alors les dimensions caractéristiques de chaque type de composant d'après la figure 3.1 :

- L_{CORE} la longueur du noyau magnétique, fixée à $5100\mu m$,
- W_{CORE} sa largeur,
- W_{WIN} la largeur des spires,
- V_{WIN} la largeur des vias entre parties inférieures et supérieures du bobinage, fixée à $80\mu m$,
- S_{WIN} l'espacement entre les spires, fixé à $50\mu m$, et
- G_{WIN} la garde entre bobinage et noyau magnétique, fixées à $20\mu m$.

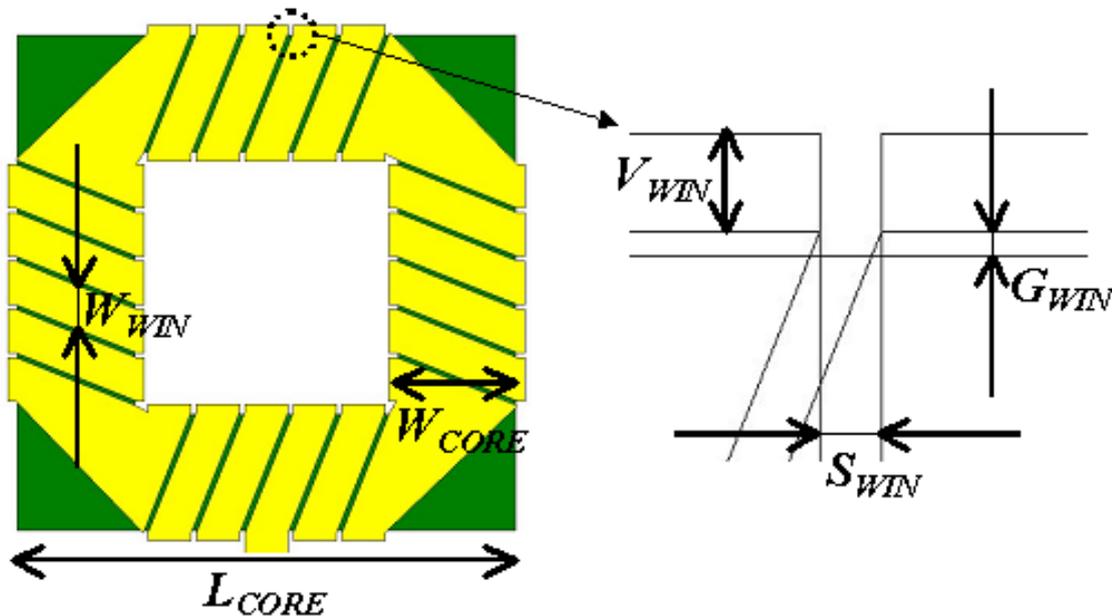


FIG. 3.1 – Dimensions caractéristiques d'une inductance toroïdale de la filière INFOVAL. Les plots postiches ne sont pas représentés.

La topologie exposée dans la figure 3.1 est en fait une version simplifiée du composant effectivement réalisé. Cependant, lorsque nous simulerons le comportement de ces topologies nous verrons que les modèles employés représentent de manière réaliste les composants réels. Chaque composant occupe une surface S_L de $5.6 \times 5.6 \text{mm}^2$, ce qui est relativement encombrant par rapport aux standards de la micro-électronique. Nous avons donc choisi de n'inclure que dix types de composants toroïdaux dans la filière INFOVAL afin de réaliser au moins une dizaine de puces fonctionnelles de chaque type sur chaque tranche. Les caractéristiques de chaque type de composant, récapitulées dans le tableau 3.1, ont été choisies de manière à proposer des propriétés voisines autour d'une moyenne. Ainsi, il suffit de fixer l'épaisseur des couches du bobinage et du noyau magnétique afin de fixer les caractéristiques des inductances toroïdales.

TYPE	$W_{CORE}(\mu m)$	$W_{WIN}(\mu m)$	N
01	1800	377	12
02	1700	443	12
03	1600	510	12
04	1500	577	12
05	1500	420	16
06	1300	520	16
07	1200	570	16
08	1200	446	20
09	1100	486	20
10	1000	526	20

TAB. 3.1 – Dimensions caractéristiques des inductances toroïdales de la filière INFOVAL.

3.1.2 Présentation des tranches testées

Plusieurs tranches de la filière INFOVAL incluant des couches d'épaisseurs diverses pour le bobinage et le noyau magnétique ont été réalisées. Nous avons d'abord validé le procédé de fabrication ainsi que la pertinence de la topologie des composants avec des épaisseurs réduites. Par la suite, nous avons progressivement augmenté les épaisseurs mises en jeu afin de s'approcher des spécifications. Les épaisseurs T_{WIN}^1 et T_{WIN}^2 employées, correspondant respectivement aux parties inférieures et supérieures des bobinages réalisés, ainsi que les épaisseurs T_{CORE} des noyaux magnétiques sont récapitulées dans le tableau 3.2 ci-après.

TRANCHES	$T_{WIN}^1 (\mu m)$	$T_{WIN}^2 (\mu m)$	$T_{CORE} (\mu m)$
L7798P38	5	5	2×0.7 (CAM)
L1813P15	3	3	2×1.25 (2 niveaux)
L6731P04	15	40	2×1 (CAM)
L7013P03	15	40	6×1 (CAM)
L7341P01	15	30	16×1 (CAM)

TAB. 3.2 – Épaisseurs caractéristiques des tranches INFOVAL.

Nous remarquons dans ce tableau que nous avons utilisé des noyaux de type CAM de manière quasiment exclusive. En effet, ces derniers, comme nous l'avons vu précédemment, permettent un mode de réalisation plus avantageux. La seule tranche utilisant des épaisseurs réduites ainsi qu'un noyau magnétique en deux parties n'a servi en fait que de tranche de référence pour la validation du comportement dynamique des noyaux de type CAM. Nous aborderons cet aspect dans le chapitre 4 mais avant cela nous allons dans la suite de ce chapitre analyser en détail les propriétés à basse fréquence de ces composants.

3.2 Analyse des propriétés à basse fréquence

Dans cette partie, nous exposerons une analyse détaillée des propriétés à basse fréquence des composants toroïdaux précédemment présentés. Nous présenterons la procédure utilisée, puis nous nous intéresserons successivement à l'inductance L_{DC} , à la résistance R_{DC} puis enfin au compromis entre ces deux caractéristiques.

3.2.1 Procédure de caractérisation basse fréquence

Nous avons mesuré sur tranche les propriétés à basse fréquence, c'est-à-dire R_{DC} et L_{DC} , des composants réalisés. Pour cela, nous avons utilisé une carte comportant quatre pointes en alliage *CuBe*. La résistance R_{DC} peut donc être précisément mesurée en utilisant quatre points avec un multimètre Keithley, ce qui est indispensable étant donné les faibles niveaux de résistance que nous visons. L'inductance L_{DC} , qui sera toujours relativement faible par rapport aux standards de l'électrotechnique, est difficilement mesurable à très basse fréquence. Elle a donc été mesurée à $100kHz$ avec un analyseur d'impédance Agilent 4294A muni d'un adaptateur pour une sonde 42941A, ce qui nous permet de mesurer précisément L_{DC} . Nous verrons dans le chapitre suivant qu'à cette fréquence l'inductance ne dépend que très peu des effets dynamiques et peut donc être considérée comme égale à L_{DC} .

Sur chaque tranche, grâce à un testeur automatique piloté par logiciel, la résistance R_{DC} et l'inductance L_{DC} de toutes les puces présentes ont été mesurées de manière systématique. Puis, pour chaque type de puce, celle présentant la plus forte inductance à $100kHz$ a été retenue afin d'être comparée aux résultats obtenus par calcul analytique et par simulation numérique magnétostatique et électrocinétique (annexe B.1).

3.2.2 Analyse de l'inductance L_{DC}

Les résultats exposés dans les figures 3.3(a) à 3.3(e) montrent très clairement que les simulations numériques sont en bon accord avec les mesures. La perméabilité relative μ_{CORE} d'un noyau CAM isotrope dans le plan est donc bien de l'ordre de 900, soit deux fois moins que celle d'un noyau en deux parties anisotropes - de l'ordre de 1800 - conformément à nos prédictions. Si l'on s'intéresse aux calculs analytiques utilisant le modèle des réluctances, nous notons que nous obtenons une bonne estimation de la borne supérieure des valeurs réelles lorsque nous négligeons la réluctance des coins du noyau magnétique. En effet, les simulations montrent qu'au niveau des coins du noyau les champs magnétiques sont très faibles (figure 3.2). L'expression de l'inductance est alors

$$L_{DC} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot W_{CORE} \cdot T_{CORE} \cdot N^2}{4 \cdot (L_{CORE} - 2 \cdot W_{CORE})}. \quad (3.1)$$

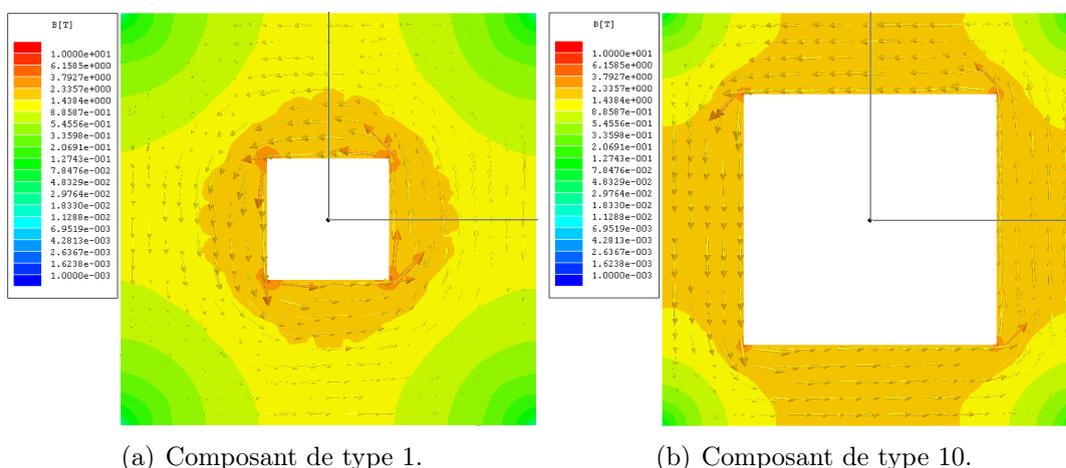
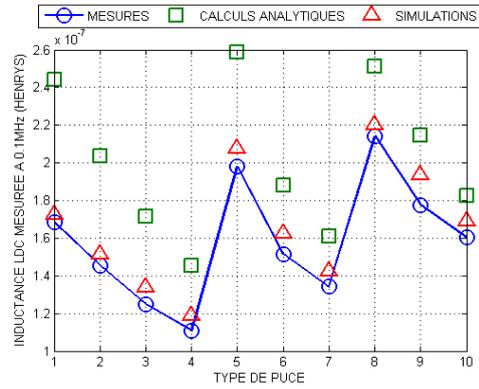
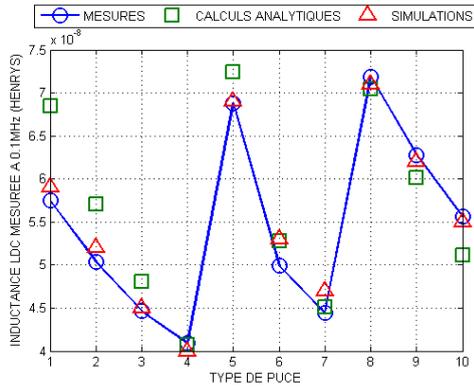
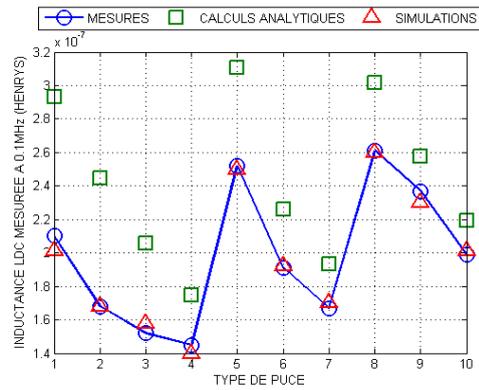
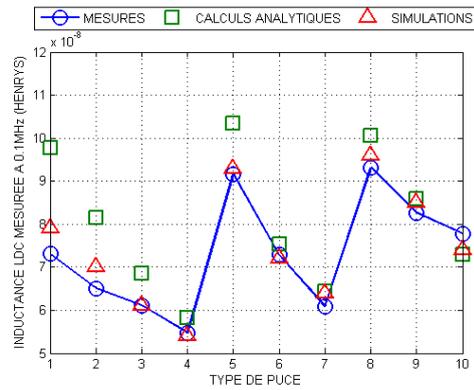


FIG. 3.2 – Isovaleurs et orientation du champ d'induction magnétique dans la section longitudinale du noyau magnétique de composants de type 1 et de type 10 de la tranche L7341P01 pour un courant de 1A traversant le bobinage.

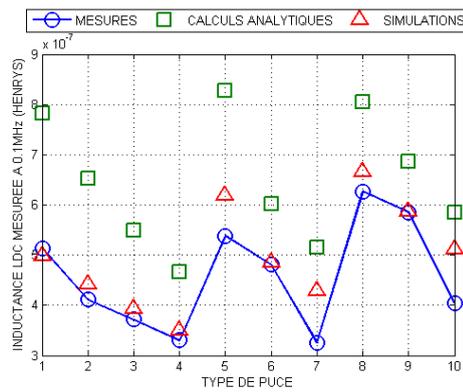
La bonne corrélation entre mesures et simulations numériques nous permettra d'utiliser avec confiance la simulation magnétostatique comme un outil fiable d'investigation sur la répartition des champs magnétiques. Cet outil sera extrêmement précieux par la suite. Également, on retrouve bien, conformément à nos prévisions, un profil en "dents de scie" des courbes d'inductances en fonction du type de composant. En effet, si l'on s'intéresse au tableau 3.1, on se rend compte que l'on a utilisé trois séries de composants utilisant un bobinage de 12, 16 et 20 spires respectivement. À l'intérieur de chaque série, la largeur W_{CORE} va décroissant et l'inductance baisse. Puis, lorsque l'on passe d'une série à l'autre, la largeur reste constante mais le nombre de spires N augmente, d'où une brusque augmentation de l'inductance. Cette technique permet, comme nous l'avons précédemment expliqué, d'obtenir un maximum de composants proposant des caractéristiques voisines.



(a) Tranche L7798P38 (noyau $2 \times 0.7\mu m$ CAM). (b) Tranche L1813P15 (noyau $2 \times 1.25\mu m$ 2 niv.).



(c) Tranche L6731P04 (noyau $2 \times 1\mu m$ CAM). (d) Tranche L7013P03 (noyau $6 \times 1\mu m$ CAM).



(e) Tranche L7341P01 (noyau $16 \times 1\mu m$ CAM).

FIG. 3.3 – Comparaisons entre résultats expérimentaux, calculs analytiques et simulations numériques de l'inductance L_{DC} en fonction du type de composant pour les diverses tranches testées.

En outre, la figure 3.4 montre bien que pour un type de composant donné, l'utilisation d'épaisseurs croissantes de matériaux magnétiques permet d'atteindre des niveaux croissants d'inductance, et que les seize microns de permalloy utilisés sur la tranche L7341P01 permettent d'atteindre, avec des niveaux d'inductances compris entre $450nH$ et $600nH$, les spécifications exposées dans le chapitre 2. On remarque également, sur la figure 3.3(e) que l'accord entre théorie et mesure est moins bon pour certaines puces de la tranche L7341P01. Ceci s'explique par des défauts de réalisations liés à l'utilisation d'un noyau magnétique épais.

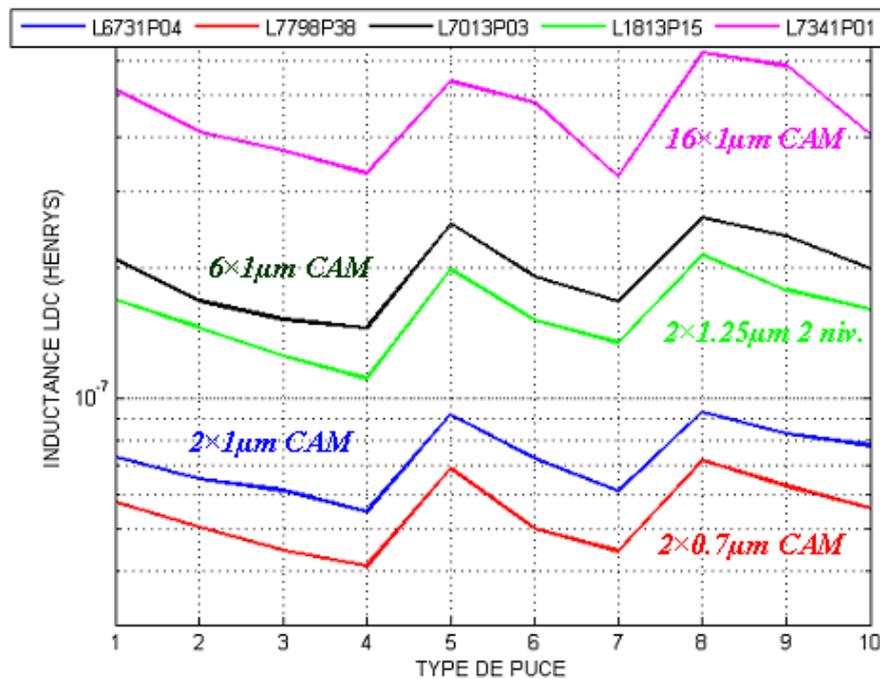
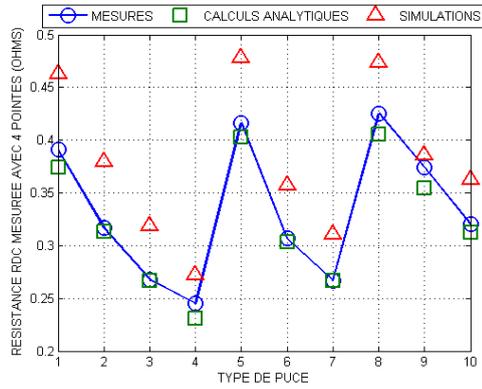


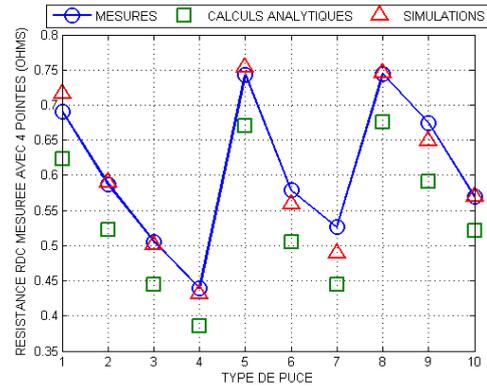
FIG. 3.4 – Comparaison entre les valeurs expérimentales d'inductance L_{DC} obtenues pour les composants toroïdaux des différentes tranches INFOVAL.

3.2.3 Analyse de la résistance R_{DC}

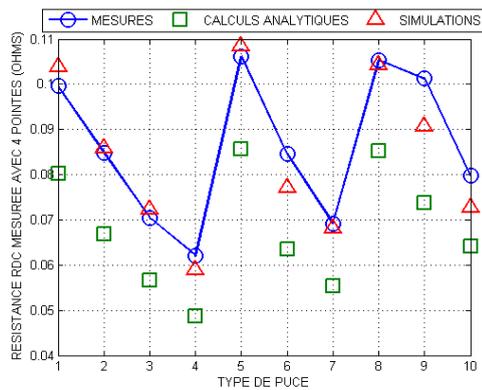
Comme en ce qui concerne l'inductance, les figures 3.5(a) à 3.5(e) montrent le même profil en "dents de scie" pour la résistance ainsi qu'un bon accord entre prédictions théoriques et mesures expérimentales.



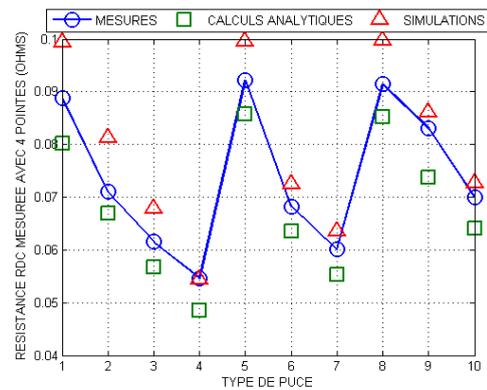
(a) Tranche L7798P38 (5 + 5 μm Cu).



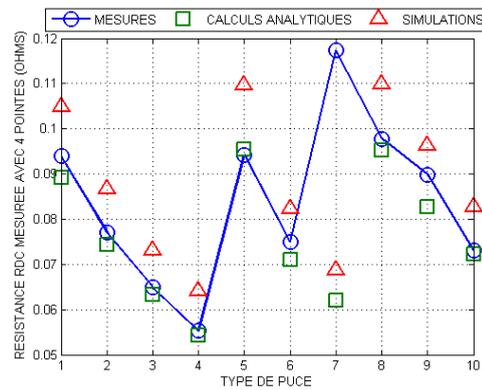
(b) Tranche L1813P15 (3 + 3 μm Cu).



(c) Tranche L6731P04 (15 + 40 μm Cu).



(d) Tranche L7013P03 (15 + 40 μm Cu).



(e) Tranche L7341P01 (15 + 30 μm Cu).

FIG. 3.5 – Comparaisons entre résultats expérimentaux, calculs analytiques et simulations numériques de la résistance R_{DC} en fonction du type de composant pour les diverses tranches testées.

Cependant, les valeurs de la conductivité σ_{WIN} à utiliser pour les calculs analytiques et les simulations numériques sont difficiles à déterminer. En effet, l'électrolyse du cuivre du bobinage se déroule dans des conditions particulières par rapport aux électrolyses couramment pratiquées en micro-électronique, d'où une incertitude au

niveau de la conductivité réelle de telles couches, ceci essentiellement pour deux raisons.

- Premièrement, le cuivre est moins résistif à l'état recuit, et la partie inférieure du bobinage, qui subit les températures dues aux procédés de dépôt d'oxyde et de couches magnétiques, possède une conductivité supérieure à celle de la partie supérieure du bobinage.
- Deuxièmement, la largeur W_{WIN} des spires effectivement réalisées n'est maîtrisée qu'à une vingtaine de microns près environ et les géométries des bobinages simulés sont simplifiées afin de faciliter les calculs.

En outre, il est très ardu de caractériser précisément la conductivité d'une couche de cuivre de plusieurs dizaines de microns. Par conséquent, nous avons choisi d'utiliser deux valeurs de conductivité $\sigma_{WIN}^1 = 5.8 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ et $\sigma_{WIN}^2 = 5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ correspondant respectivement au cuivre des parties inférieures et supérieures du bobinage. La première valeur correspond à la valeur du cuivre massif à l'état recuit d'après le standard I.A.C.S. (International Annealed Copper Standard), et le deuxième correspond à l'ordre de grandeur des valeurs typiquement observées pour le cuivre électrolysé. Il serait possible de pratiquer un recuit des composants (à une température inférieure à 230°C afin de conserver les propriétés magnétiques du permalloy) afin d'augmenter la conductivité de la partie supérieure du bobinage. Cependant, nous pouvons voir qu'un tel recuit n'est pas nécessaire à l'obtention de niveaux de résistance conformes aux spécifications.

Les valeurs théoriques de résistance données dans les figures 3.5(a) à 3.5(e) ne constituent ainsi que des estimations utilisées de manière à valider la cohérence entre simulations et mesures. Cependant, ces estimations permettent de mettre en évidence deux points positifs :

1. La conductivité de l'ordre de $5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ habituellement utilisée constitue la limite inférieure de la conductivité σ_{WIN} effectivement constatée. Le procédé de fabrication utilisé permet donc de préserver la bonne qualité du cuivre électrolysé. Ainsi par la suite, nous utiliserons cette valeur pour toutes les autres simulations.
2. Les résistances additionnelles des vias entre parties inférieures et supérieures du bobinage sont tout à fait négligeables et ne sont pas mesurables.

Il en résulte que des niveaux de résistance inférieurs à la centaine de milliohms conformes à nos spécifications sont tout à fait réalisables avec le procédé de fabrication présenté dans le chapitre précédent, à condition, comme le montre la figure 3.6, que des couches de cuivre d'épaisseurs suffisantes soient utilisées.

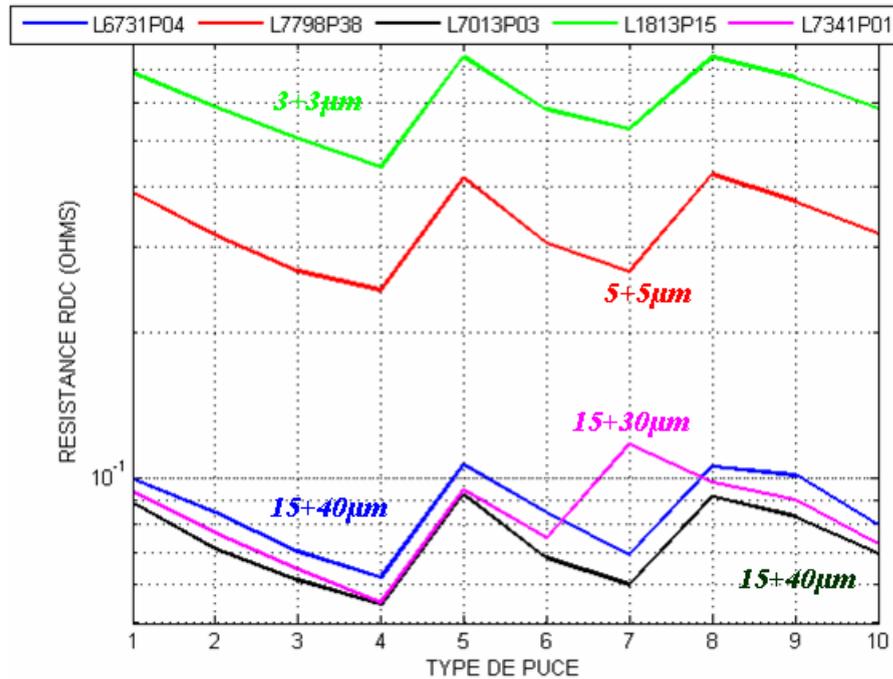


FIG. 3.6 – Comparaison entre les valeurs expérimentales de résistance R_{DC} obtenues pour les inductances toroïdales des différentes tranches INFOVAL.

La figure 3.5(e) montre que comme en ce qui concerne l'inductance L_{DC} , la résistance de certaines puces de la tranche L7341P01 n'est pas fidèle à la théorie, et ce toujours à cause de défauts de réalisation. Néanmoins, nous allons voir dans le paragraphe suivant que quelques puces de cette tranche proposent des performances très compétitives par rapport aux autres composants intégrés de l'état de l'art.

3.2.4 Analyse du rapport Q_{DC}

La figure 3.7 récapitule les rapports Q_{DC} mesurés pour chaque type d'inductance toroïdale des tranches INFOVAL. Comme nous l'avons déjà évoqué, le rapport Q_{DC} est du même ordre de grandeur pour tous les composants d'une même tranche, mais varie fortement d'une tranche à l'autre car les épaisseurs employées sont différentes. Ainsi, nous pouvons voir que la tranche L7341P01, combinant bobinage et noyau magnétique épais ($15 + 30\mu m$ de cuivre et $16 \times 1\mu m$ de permalloy CAM), offre les meilleurs rapports Q_{DC} avec des inductances supérieures à $500nH$ et des résistances inférieures à $100m\Omega$. En outre, il est important de noter que les épaisseurs employées sur la tranche L7341P01 sont importantes par rapport aux standards de la micro-électronique, mais restent réalistes dans l'optique d'un procédé industriel.

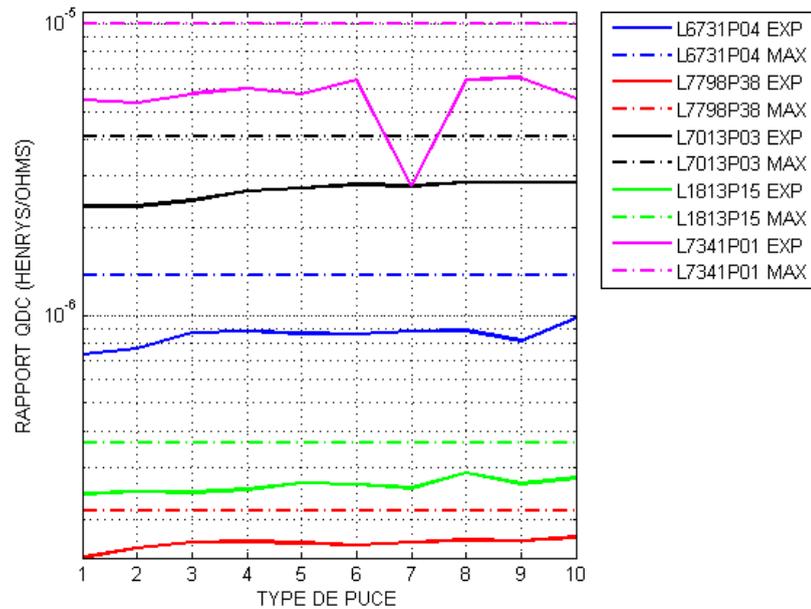


FIG. 3.7 – Comparaison entre les valeurs expérimentales (EXP) du rapport Q_{DC} obtenues pour les inductances toroïdales des différentes tranches INFOVAL et les valeurs théorique ultimes calculées (MAX).

La figure 3.8 offre une comparaison des performances des puces de la tranche 7341P01 avec celle de l'état de l'art du chapitre précédent, comprenant les composants intégrés mais aussi des composants discrets ou hybrides. L'utilisation de couches épaisses combinée à la topologie toroïdale, nous permet de proposer le rapport Q_{DC} constituant, à notre connaissance, le record de l'état de l'art en ce qui concerne les composants intégrés. Ces résultats confortent la validité de l'approche utilisée précédemment dans le paragraphe 2.3.5. En outre, on peut voir que nos composants sont parmi ceux proposant les plus faibles résistances. Néanmoins, des couches plus épaisses seraient nécessaires afin de pouvoir proposer des caractéristiques équivalentes à celles des composants discrets qui utilisent des noyaux en fer-rite de perméabilité moindre que celle du permalloy mais d'épaisseur supérieure à $500\mu m$. On remarque également que certains composants hybrides peuvent proposer des caractéristiques intéressantes.

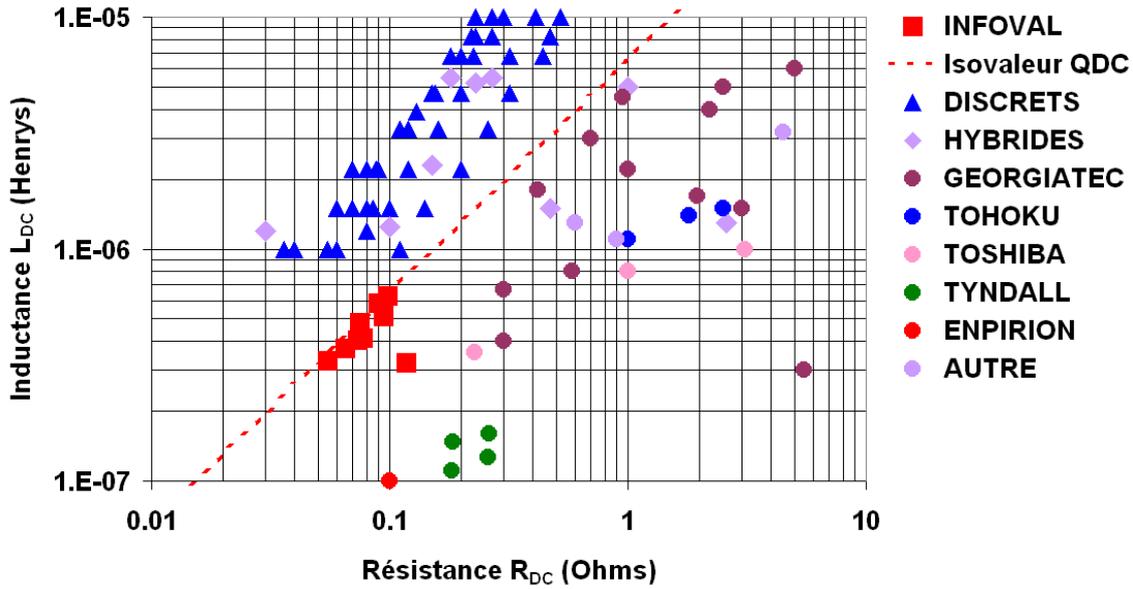


FIG. 3.8 – Comparaison entre les propriétés ($L_{DC}; R_{DC}$) des puces de la tranche L7341P01 et celles des composants discrets (sources : données constructeurs inductances Coilcraft DO3314, DO1605T, LPO4812, LPO4815, LPO6610 et LPO6613), intégrés (sources : Georgiatec [56, 38, 55, 50, 60, 51], Tohoku [82, 80], Toshiba [85, 83, 84], Tyndall [64], ENPIRION [90] et autres [96, 92, 89]) et hybrides (sources : [104, 105, 106, 112, 39, 110, 111, 24]) recensés dans l'état de l'art.

Cependant, nous pouvons constater en observant la figure 3.7 que le rapport Q_{DC} mesuré est inférieur à celui obtenu par la relation 2.15, donnant la limite théorique ultime de ce rapport, et qui, en tenant compte des différences entre les épaisseurs et les conductivités des couches employées pour les parties inférieures et supérieures du bobinage, devient dans notre cas :

$$Q_{DC} \leq \mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot T_{CORE} \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{WIN}^1 \cdot T_{WIN}^1} + \frac{1}{\sigma_{WIN}^2 \cdot T_{WIN}^2} \right)^{-1}. \quad (3.2)$$

Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer que ceci est en partie dû à une utilisation non optimale de l'espace disponible et nous proposerons des solutions permettant, dans une certaine mesure, de corriger ces défauts.

3.3 Amélioration de la compacité des dispositifs

3.3.1 Problématique

Si nous analysons la compacité des dispositifs réalisés, c'est-à-dire le rapport entre la surface de matériau effectivement utilisée et la surface totale disponible (dans notre cas égale à $D^2 = 5.6 \times 5.6 \text{mm}^2$), nous nous apercevons qu'elle est relativement médiocre. Les compacités surfaciques ρ_{WIN} et ρ_{CORE} du bobinage et du noyau magnétique peuvent être calculées d'après les expressions ci-dessous :

$$\rho_{WIN} \approx \frac{N \cdot W_{WIN} \cdot W_{CORE}}{D^2} \quad (3.3)$$

$$\text{et } \rho_{CORE} = \frac{4 \cdot W_{CORE} \cdot (L_{CORE} - W_{CORE})}{D^2}. \quad (3.4)$$

On remarquera en observant l'expression de ρ_{WIN} , qui correspond à la partie inférieure du bobinage, que l'on ne tient compte ni de la surface occupée par les plots postiches, ni de l'espace utilisé par les vias qui ne contribuent que très peu à l'inductance. Le tableau 3.3 récapitule les valeurs des compacités surfaciques calculées pour chaque type de composant toroïdal de la filière INFOVAL.

TYPE	$\rho_{WIN}\%$	$\rho_{CORE}\%$
01	26	76
02	29	74
03	31	71
04	33	69
05	32	69
06	34	63
07	35	60
08	34	60
09	34	56
10	34	52

TAB. 3.3 – Compacité du bobinage et du noyau magnétique de chaque type de topologie toroïdale de la filière INFOVAL.

On peut voir sur ce tableau que la compacité des composants est relativement médiocre. Or, si l'on observe la topologie d'une inductance toroïdale classique sur la figure 3.1, on peut faire quatre remarque :

1. Il existe au centre de chaque composant une importante zone inoccupée qui n'est d'aucune utilité. De même, les zones au niveau des coins du noyau magnétique ne sont pas exploitées par le bobinage.
2. Si l'on augmente la largeur du noyau W_{CORE} afin de limiter la surface de ces zones inoccupées, la largeur W_{WIN} des spires du bobinage doit être réduite. Il en résultera une hausse de la résistance du bobinage.

3. Si, à l'inverse, on augmente la largeur W_{WIN} des spires, le volume de matériau magnétique utilisé décroîtra. Or, nous verrons dans le chapitre 6 que le niveau de puissance pouvant passer à travers nos composants sans affecter leur comportement est proportionnel au volume de matériau magnétique utilisé. Par conséquent, il est nécessaire de conserver un volume maximal de matériau magnétique et cette solution n'est pas satisfaisante.
4. Il existe des contraintes technologiques difficilement réductibles fixant les dimensions des chemins de découpe des puces, de l'espacement S_{WIN} entre les spires, de la largeur V_{WIN} des vias et de la garde G_{WIN} entre bobinage et noyau magnétique. Par conséquent, il n'est pas réaliste de jouer sur ces dimensions afin d'augmenter la compacité de nos composants.

Il peut donc être nécessaire, afin d'exploiter au mieux la surface de la puce, d'utiliser des topologies dérivées de la topologie toroïdale permettant de contourner ces difficultés.

3.3.2 Voies d'amélioration possibles

Nous allons dans ce paragraphe étudier des solutions visant à l'obtention d'un composant à forte compacité. Nous verrons qu'il est possible de jouer sur la topologie du noyau magnétique, mais également sur celle du bobinage.

3.3.2.1 Bobinage à largeur variable

Cette solution consiste en l'utilisation d'un bobinage constitué par une suite de prismes à bases trapézoïdales, le but étant d'exploiter au mieux la surface disponible aux coins du noyau toroïdal. La largeur des spires est donc différente à l'intérieure et à l'extérieure du noyau magnétique. On déterminera d'après la figure 3.9 les largeurs de spire W_{WIN}^{IN} à l'intérieur et W_{WIN}^{EX} à l'extérieure du composant [123].

Les largeurs de spires seront déterminées en fonction des dimensions W_{CORE} et L_{CORE} du noyau magnétique, et des marges de réalisation technologique V_{WIN} , G_{WIN} et S_{WIN} , d'après les règles de dessin ci-dessous :

$$W_{WIN}^{IN} = \frac{4 \cdot L_{CORE} - 8 \cdot (W_{CORE} + G_{WIN} + V_{WIN}) - (N - 4 + 4\sqrt{2}) \cdot S_{WIN}}{N} \quad (3.5)$$

$$W_{WIN}^{EX} = \frac{4 \cdot \left(L_{CORE} - \frac{N - 4}{4} \cdot S_{WIN} \right)}{N}. \quad (3.6)$$

La résistance R_{DC} du composant peut alors être estimée d'après

$$R_{DC} = \frac{N \cdot W_{CORE}}{2} \cdot \frac{T_{WIN}^1 \cdot \sigma_{WIN}^1 + T_{WIN}^2 \cdot \sigma_{WIN}^2}{T_{WIN}^1 \cdot T_{WIN}^2 \cdot \sigma_{WIN}^1 \cdot \sigma_{WIN}^2} \cdot \frac{W_{WIN}^{IN} + W_{WIN}^{EX}}{W_{WIN}^{IN} \cdot W_{WIN}^{EX}}. \quad (3.7)$$

La résistance R_{DC} ainsi calculée est donc inférieure à celle d'un composant toroïdal classique dont les dimensions du noyau seraient les mêmes (figure 3.10(a)). Cependant, les spires étant plus larges sur les bords externes du composant, les densités de courant, et donc les champs magnétiques résultants, y sont plus faibles. Il en

résultera une légère chute de l'inductance qui pourra être compensée par l'utilisation d'un noyau de largeur W_{CORE} plus importante (figure 3.10(b)). Cependant, en observant les règles de dessin ainsi que l'expression de la résistance, on se rend compte que lorsque W_{CORE} croît, la résistance augmente plus rapidement que l'inductance. Ainsi, il faudra donc déterminer la largeur W_{CORE} permettant d'obtenir le meilleur rapport Q_{DC} .

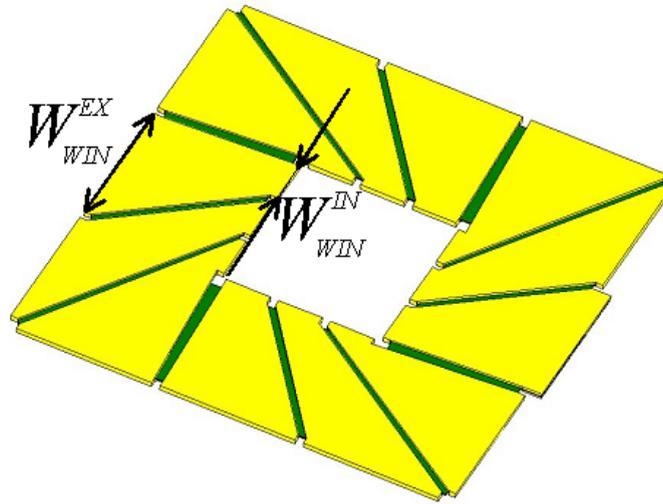


FIG. 3.9 – Schéma de principe d'une inductance toroïdale munie d'un bobinage à section variable.

La figure 3.10 illustre l'optimisation d'une inductance toroïdale comportant $N = 12$ spires. Les composants de référence sont donc les puces de type 01 à 04 de la tranche L7341P01. La largeur du noyau magnétique W_{CORE} est optimisée dans le cas d'un bobinage à largeur variable de manière à maximiser le rapport Q_{DC} . On peut voir sur cette figure qu'il est alors possible d'améliorer fortement le rapport Q_{DC} (de l'ordre de 40%) du composant et ainsi de s'approcher de la limite théorique ultime. En outre, le taux de compacité du bobinage est grandement amélioré (tableau 3.4) et le volume de matériau magnétique peut être plus important tout en préservant un bon rapport Q_{DC} .

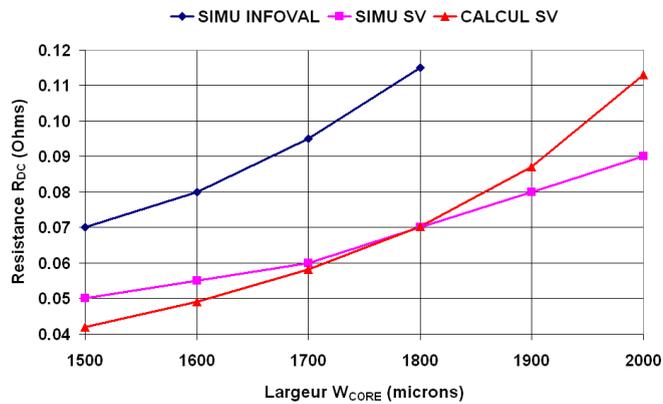
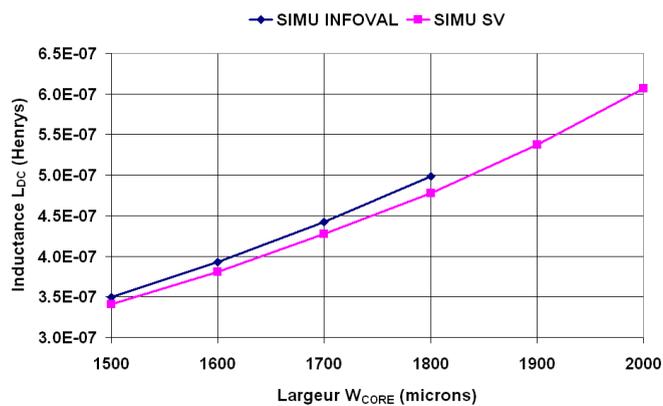
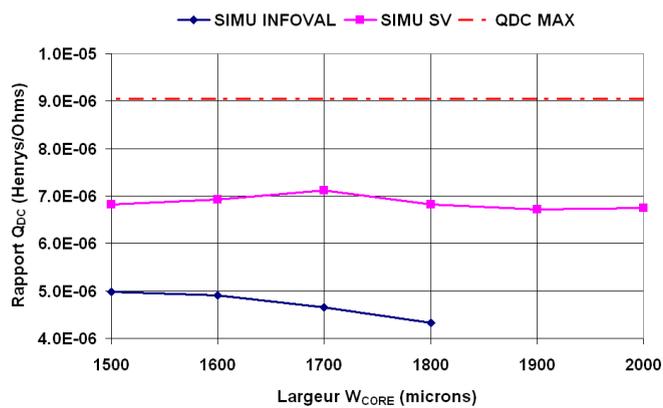
(a) Résistance R_{DC} .(b) Inductance L_{DC} .(c) Rapport Q_{DC} .

FIG. 3.10 – Résistance R_{DC} , inductance L_{DC} et rapport Q_{DC} simulés en fonction de la largeur W_{CORE} des inductances INFOVAL de type 01 à 04 de la tranche L7341P01 (SIMU INFOVAL), et valeurs correspondantes simulées (SIMU SV) et calculées (CALCUL SV) des inductances avec bobinage à section variable dérivées. La valeur de la conductivité est fixée à $\sigma_{WIN} = 5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ et la perméabilité relative μ_{CORE} du noyau CAM isotrope dans le plan du substrat est fixée à 900.

$W_{CORE}(\mu m)$	$W_{WIN}^{IN}(\mu m)$	$W_{WIN}^{EX}(\mu m)$	$\rho_{WIN}\%$	$\rho_{CORE}\%$
1500	577	1667	64	69
1600	510	1667	67	71
1700	443	1667	69	74
1800	377	1667	70	76
1900	310	1667	72	78
2000	243	1667	73	79

TAB. 3.4 – Compacité surfacique du bobinage et du noyau magnétique des inductances avec bobinage à section variable dérivées du type 1 en fonction de la largeur W_{CORE} .

Cependant, on peut voir sur la figure 3.11 que le champ magnétique reste très inhomogène, ce qui, nous le verrons dans le chapitre 6, peut poser problème dans le cas d'applications à forts courants. D'autres solutions devront donc être envisagées.

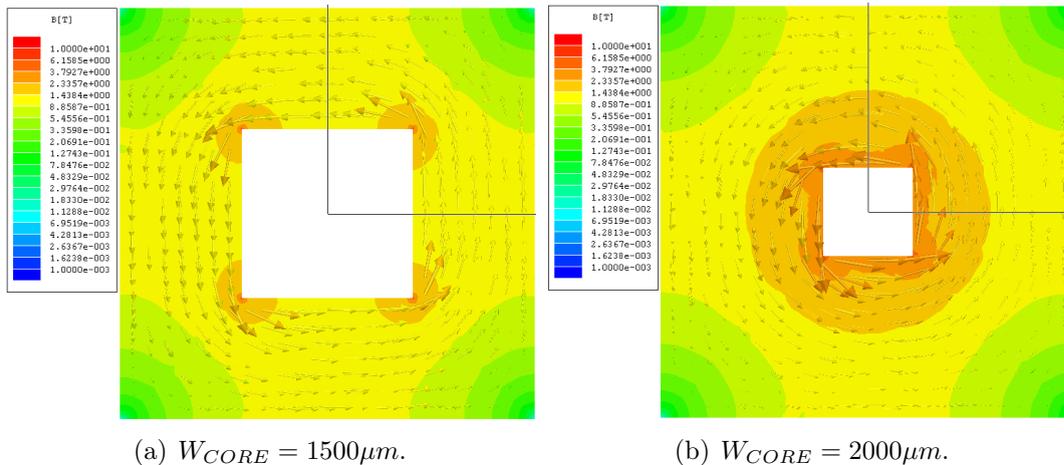


FIG. 3.11 – Isovaleurs et orientation du champ d'induction magnétique dans la section longitudinale du noyau magnétique de composants avec bobinage à section variable dérivés d'une inductance de type 01 de la tranche L7341P01. Le courant parcourant le bobinage est fixé à 1A.

3.3.2.2 Noyaux magnétiques à forte compacité

Si l'on veut minimiser les espaces aux coins du noyau toroïdal non utilisables par le bobinage, une solution consiste à réduire la largeur W_{CORE} . Cependant, nous avons déjà vu que si cette largeur est réduite, le volume total de matériau magnétique sera également réduit. On pourra alors utiliser d'autres formes de noyau magnétique permettant de pallier à ce problème.

3.3.2.2.1 Noyau en méandre : la solution la plus simple consiste en l'utilisation, à l'instar de Park [51], d'un noyau magnétique replié en méandre afin d'augmenter, pour une largeur W_{CORE} donnée la longueur totale et donc le volume du noyau magnétique (figure 3.12).

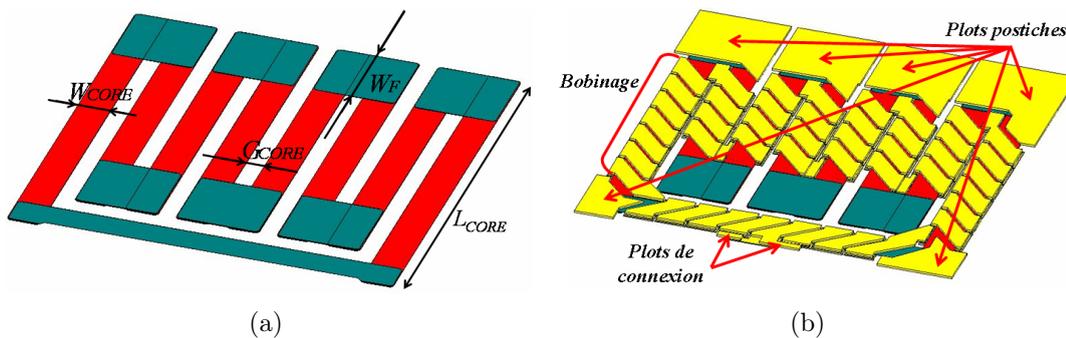


FIG. 3.12 – (a) Noyau magnétique en méandre et (b) inductance solénoïde avec noyau de type méandre.

3.3.2.2.2 Noyau en spirale : une autre solution s'inspire des inductances de type spirale couramment utilisées en micro-électronique, à la différence près qu'ici on réalisera le circuit magnétique, et non le circuit électrique, en forme de spirale. Le bobinage reste un solénoïde bobiné autour de ce noyau [124] (figure 3.13).

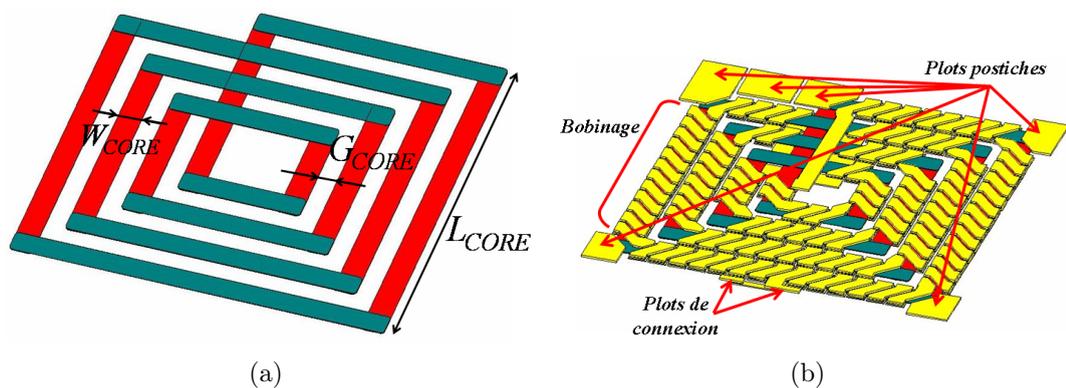


FIG. 3.13 – (a) Noyau magnétique en spirale et (b) inductance solénoïde avec noyau de type spirale.

3.3.2.2.3 Cadre magnétique multi-branches fermé : sur les figures 3.12(b) et 3.13(b) on peut voir que les noyaux de type méandre ou en spirale sont peu commodes à bobiner, et que la compacité du bobinage en souffre. Une solution plus intéressante que les deux précédentes consiste en l'utilisation d'un noyau magnétique inspiré des noyaux de type "E", "E-I" ou "E-E" utilisés en électrotechnique (figure 3.14), et permettant un bobinage plus aisé [125].

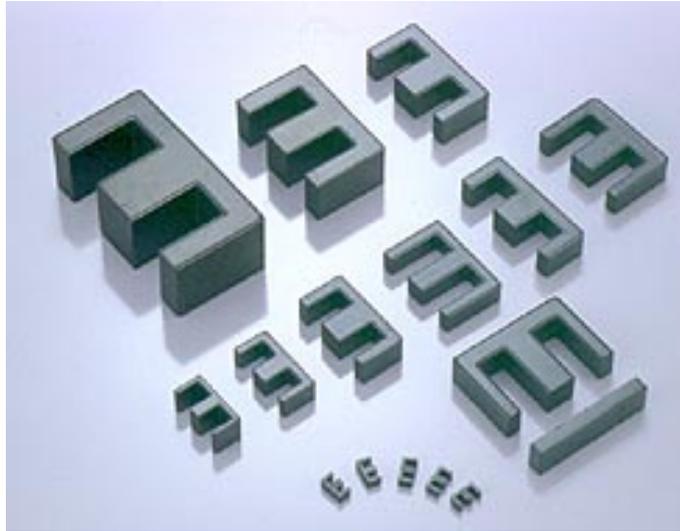


FIG. 3.14 – Noyaux magnétiques de types E en ferrite (source : e-core corporation).

Cependant, dans notre cas il est préférable d'utiliser un nombre pair de branches magnétiques (figure 3.15(a)). En effet, si l'on utilise le modèle des réluctances, le schéma FMM équivalent (figure 3.15(c)) est constitué d'un réseau en échelle de réluctances \mathfrak{R}_1 et \mathfrak{R}_2 telles que

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{L_{CORE} - 2 \cdot W_F}{W_{CORE} \cdot T_{CORE} \cdot \mu_0 \cdot \mu_{CORE}}, \quad (3.8)$$

$$\text{et } \mathfrak{R}_2 = \frac{W_{CORE} + G_{CORE}}{W_F \cdot T_{CORE} \cdot \mu_0 \cdot \mu_{CORE}}. \quad (3.9)$$

On peut alors appliquer les théorèmes de Norton et de Thévenin afin de calculer le flux magnétique dans chaque branche et donc l'inductance totale du dispositif. On trouve que si la réluctance \mathfrak{R}_2 est très faible devant \mathfrak{R}_1 , et que le nombre de branches bobinées est paire, le rapport Q_{DC} est sensiblement équivalent au cas idéal de l'inductance toroïdale.

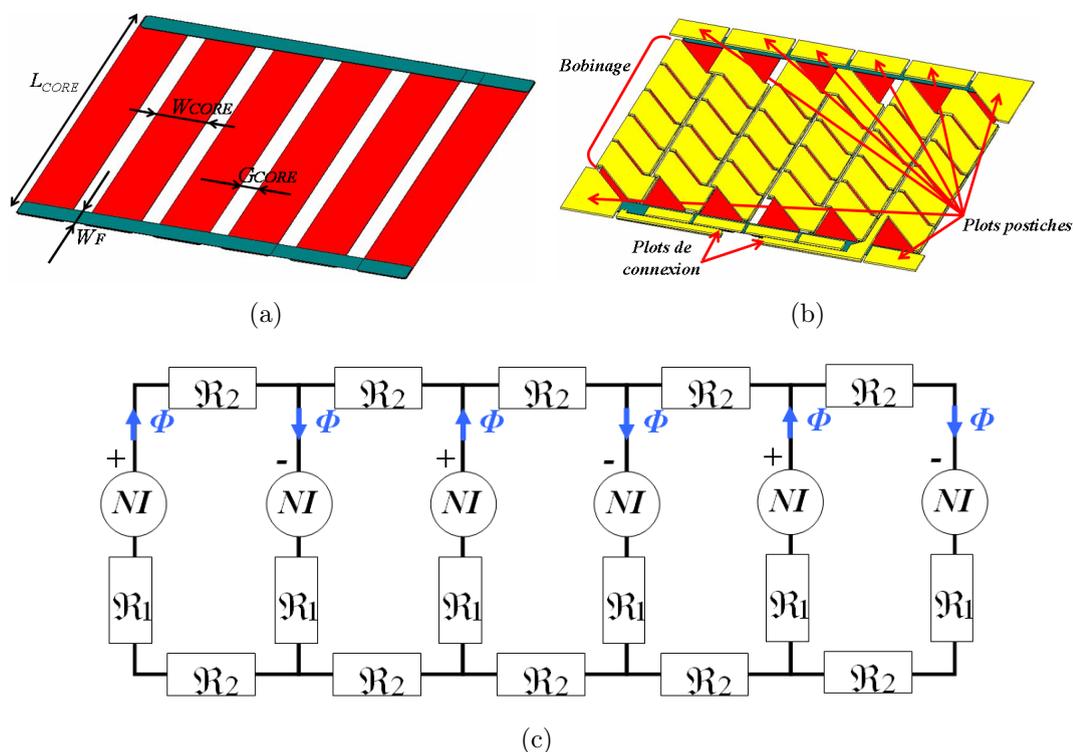


FIG. 3.15 – (a) Cadre magnétique multi-branche fermé, (b) inductance solénoïde avec noyau de type cadre multi-branche et (c) schéma FMM équivalent.

Nous allons maintenant examiner les résultats expérimentaux obtenus pour ces trois types de noyaux magnétiques.

3.3.2.2.4 Résultats expérimentaux préliminaires : en plus des inductances toroïdales, quelques composants utilisant des noyaux en spirale, méandre ou cadre ont été réalisés sur les mêmes tranches que les composants toroïdaux dont nous avons présenté et analysé les caractéristiques électriques à basse fréquence. Cependant, ces composants n'ont pas fait l'objet du même travail de conception que les motifs toroïdaux. Les topologies n'ont donc pas été optimisées et serviront seulement de support pour la validation de notre approche. Les motifs, numérotés de 11 à 20, sont décrits dans le tableau (3.5). N_B correspond au nombre de branches magnétiques bobinées, W_F est la largeur des branches magnétiques non bobinées, et G_{CORE} est l'espacement entre les branches magnétiques bobinées, comme décrit sur les figures 3.12(a), 3.13(a) et 3.15(a). Les marges technologiques ainsi que les contraintes liées à la position des plots de connexion sont identiques à celles des composants toroïdaux.

Type	Noyau	L_{CORE}	W_{CORE}	W_F	G_{CORE}	N_B	W_{WIN}	N
11	Cadre	5100	1000	1000	300	4	460	20
12	Cadre	5100	1000	300	300	4	690	20
13	Cadre	5100	650	650	240	6	570	36
14	Cadre	5100	650	300	240	6	685	36
15	Cadre	5100	430	430	240	8	640	48
16	Cadre	5100	430	300	240	8	680	48
17	Méandre	5100	1000	1000	350	4	405	18
18	Méandre	5100	650	1000	240	6	405	33
19	Méandre	5100	430	1000	240	8	405	43
20	Spirale	5100	300	-	250	16	270	113

TAB. 3.5 – Caractéristiques des composants non toroïdaux de type 11 à 20. Les dimensions L_{CORE} , W_{CORE} , G_{CORE} et W_{WIN} sont exprimées en microns.

Détail important, seules deux puces par tranche de chaque type ont été réalisées. Par conséquent, suite à des défauts de réalisation nous ne disposerons pas toujours d'informations fiables sur les caractéristiques de tous les composants de type 11 à 20 de l'ensemble des tranches présentées. La figure 3.16 récapitule les données disponibles sur les composants utilisant des noyaux de type méandre et cadre, et montre bien qu'il est difficile, avec seulement deux composants par tranche, de se soustraire aux aléas de la réalisation. Par conséquent, si l'on retrouve logiquement la même tendance que pour les tores en fonction des épaisseurs employées, il est difficile de s'appuyer sur les résultats expérimentaux afin de comparer de manière systématique les différents types de composants. Aussi, nous nous appuyerons par la suite sur les simulations afin d'étudier plus en détail ces topologies. Si l'on observe la figure 3.16(c), on remarque que les rapports Q_{DC} des composants utilisant des noyaux de type cadre ou méandre sont similaires, mais dans les deux cas bien inférieurs à ceux proposés par les composants toroïdaux. Néanmoins, nous verrons dans le paragraphe suivant que les composants de type cadre peuvent être optimisés.

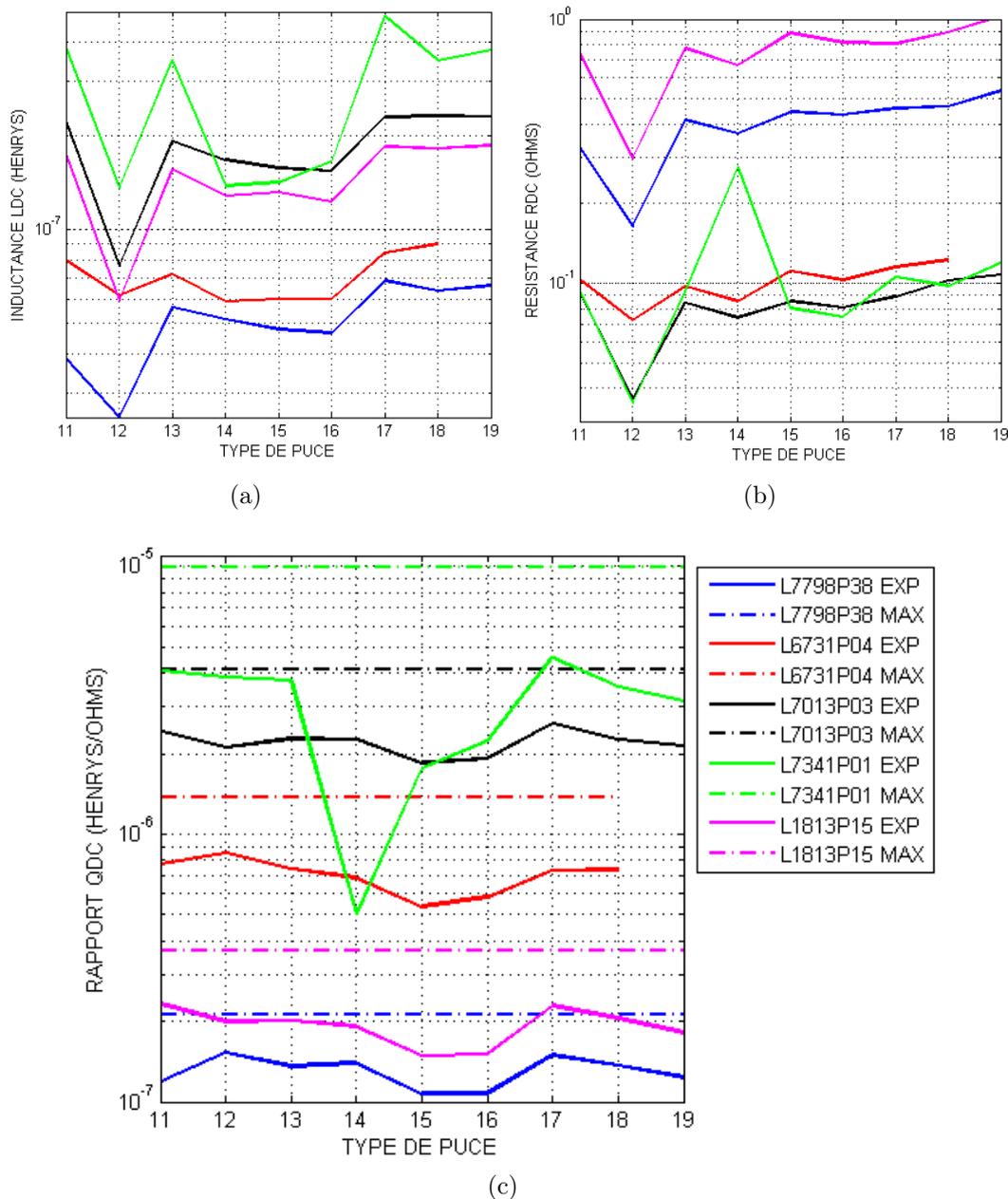


FIG. 3.16 – Inductances L_{DC} , résistances R_{DC} et rapports Q_{DC} mesurés pour les inductances avec noyau de type cadre et méandre.

Le tableau 3.6 récapitule les résultats des mesures effectuées sur les composants de type spirale. De par le grand nombre de spires du bobinage, les inductances et les résistances mesurées sont bien plus élevées que pour les autres composants. Le rapport Q_{DC} est quand à lui beaucoup plus faible que pour les autres composants car les noyaux en spirale sont peu commodes à bobiner et offrent une médiocre compacité. Par conséquent, ce genre de composant n'est pas adapté à nos applications.

Tranche	$L_{DC}(\mu H)$	$R_{DC}(\Omega)$	$Q_{DC}(\mu H \cdot \Omega^{-1})$
L7798P38	0.17	1.47	0.11
L1813P15	0.55	3.12	0.18
L6731P04	∅	∅	∅
L7013P03	0.69	0.338	2.06
L7341P01	1.21	0.36	3.38

TAB. 3.6 – Caractéristiques à basse fréquence des inductances avec noyau de type spirale. Le symbole ∅ indique que les composants réalisés ne sont pas fonctionnels.

3.3.2.3 Optimisation des composants de type cadre

Les composants de type cadre non optimisés de la filière INFOVAL présentent un rapport Q_{DC} inférieur à celui des composants toroïdaux. Cependant, nous allons voir que ce type de composant, moyennant quelques modifications, peut présenter des caractéristiques intéressantes.

3.3.2.3.1 Optimisation du bobinage : pour les composants de type cadre munis d'un bobinage solénoïde classique, l'espacement G_{CORE} minimal entre les branches est déterminé par les marges technologiques utilisées pour le dessin du bobinage d'après la relation ci-dessous :

$$G_{CORE} = 2 \cdot G_{WIN} + 2 \cdot V_{WIN} + S_{WIN}. \quad (3.10)$$

Nous pouvons, afin de réduire cet espace, nous inspirer des bobinages des inductances tissées, et plus précisément perfectionner la technique d'optimisation du bobinage utilisée par Van de Weth [126] et illustrée par la figure 3.17(a). À la différence de ce dernier, nous utiliserons un bobinage formé par une succession de demi-spires inférieures et supérieures alignées et reliées par des vias de largeur inférieure à la moitié de celle des demi-spires. On peut alors reconstituer un bobinage équivalent à un solénoïde, où sont enchevêtrés les vias de manière alternative au niveau de l'espacement entre chaque branche. Nous appellerons par la suite ce type de bobinage "bobinage tressé" en référence aux inductances tissées [123]. Le schéma de la figure 3.17(b) montre que l'espacement G_{CORE} peut alors être réduit à

$$G_{CORE} = 2 \cdot G_{WIN} + V_{WIN}, \quad (3.11)$$

d'où un gain en compacité qui peut être notable si le nombre de branches N_B est important. La résistance ne sera que légèrement supérieure à celle d'un solénoïde classique. De plus, nous verrons dans les chapitres 4 et 6 que ce type de bobinage se prête bien à des optimisations du facteur de qualité ou de la densité de puissance.

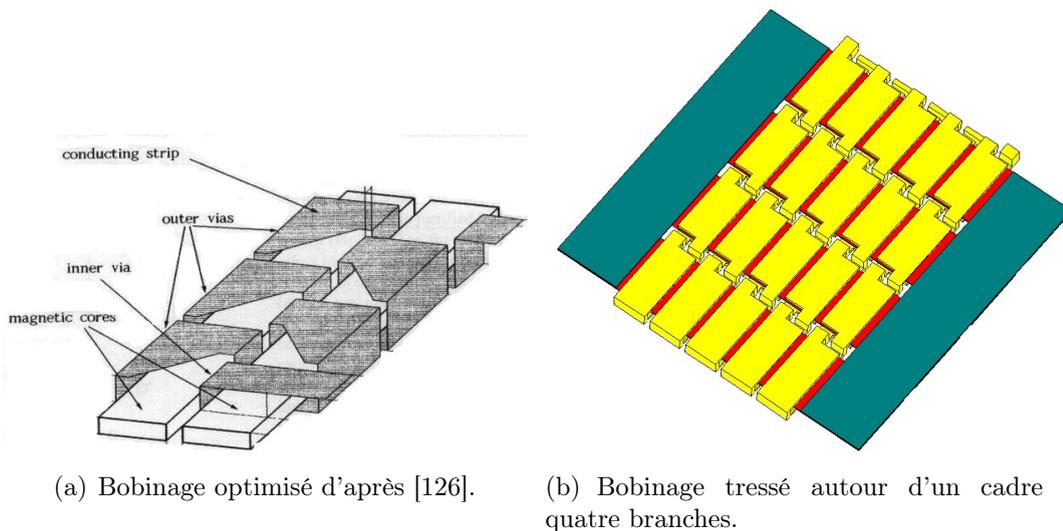


FIG. 3.17 – Optimisation du bobinage s'inspirant des inductances tissées.

3.3.2.3.2 Optimisation du noyau magnétique : contrairement au cas des inductances toroïdales, il existe dans les composants de type cadre des branches magnétiques non bobinées de largeur W_F dont le rôle est d'assurer la bonne circulation du flux magnétique. Il existera alors un compromis à déterminer entre la réluctance \mathfrak{R}_2 qui devra ne pas être trop grande et l'espace utilisable par le bobinage qui devra être suffisamment important. De plus, on peut remarquer en observant le schéma équivalent FMM (figure 3.15(c)) que la force magnétomotrice appliquée par le bobinage est toujours orientée selon la même direction. On peut alors tirer parti de cette caractéristique en utilisant une épaisseur T_{CORE}^1 pour les branches bobinées supérieures à l'épaisseur T_{CORE}^2 des branches non bobinées. Il existe alors un compromis permettant d'atteindre une inductance, et donc un rapport Q_{DC} maximal. Il s'agira alors de diminuer la réluctance \mathfrak{R}_1 sans trop augmenter \mathfrak{R}_2 . De plus, si l'on ne raisonne non plus en termes de compacité surfacique mais en termes de volume, on se rend compte que l'on peut, en plus du rapport Q_{DC} , augmenter le volume total de matériau magnétique utilisé.

3.3.2.3.3 Résultat des simulations : la figure 3.18 présente les résultats des simulations de composants combinant noyau en cadre et bobinage tressé en fonction du rapport W_F/W_{CORE} . Nous avons choisi une marge de $100\mu m$ entre le bord de la puce et les extrémités du composant, ce qui donne une longueur $L_{CORE} = 5.4mm$ et une largeur $W_{CORE} = 1.21mm$ si $N_B = 4$, $W_{CORE} = 766\mu m$ si $N_B = 6$ et $W_{CORE} = 545\mu m$ si $N_B = 8$. L'absence de bobinage sur deux extrémités de la puce permet de gagner encore en compacité par rapport aux composants toroïdaux. Les épaisseurs sont identiques à celles de la tranche L7341P01, à la différence près que le noyau magnétique simulé n'est pas de type CAM, et que l'on a considéré le cas où $T_{CORE}^1 = T_{CORE}^2 = 8\mu m$ et le cas où $T_{CORE}^1 = 12\mu m$ et $T_{CORE}^2 = 4\mu m$. Nous avons utilisé ici une perméabilité anisotrope relative de 1800 selon l'axe difficile ainsi qu'une conductivité de $5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$.

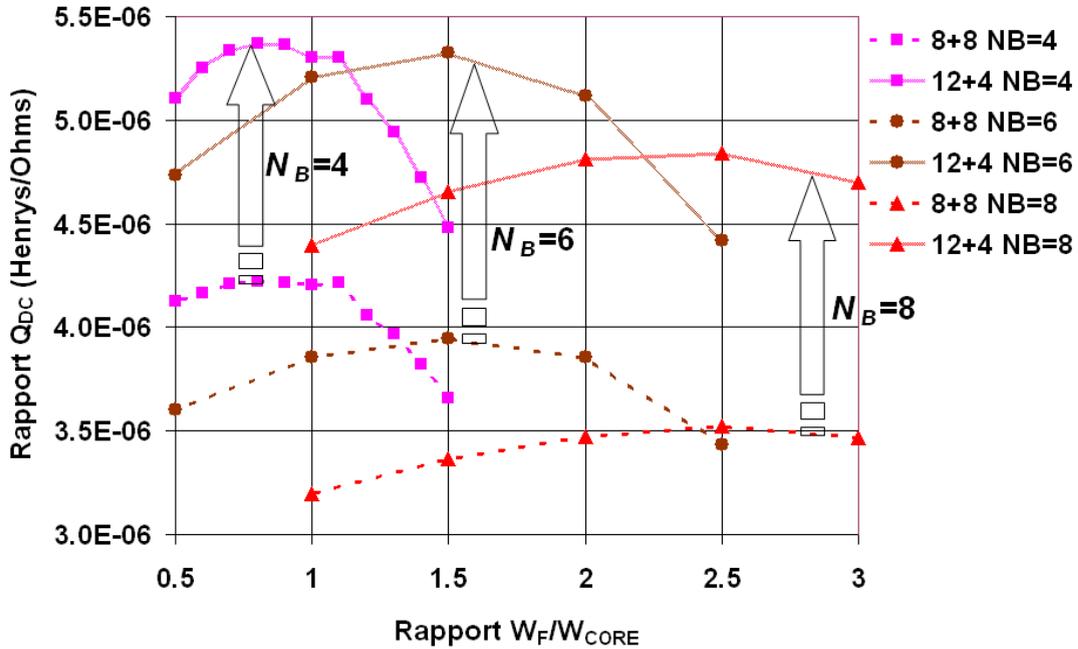


FIG. 3.18 – Optimisation de composants avec noyau de type cadre et bobinage tressé. Rapport Q_{DC} en fonction du rapport W_F/W_{CORE} . Simulations basées sur les épaisseurs de la tranche L7341P01.

On remarquera qu'il existe pour chaque type de composant un rapport W_F/W_{CORE} maximisant le rapport Q_{DC} . En effet, lorsque W_F augmente, la réluctance \mathfrak{R}_2 est plus faible, ce qui est favorable du point de vue de l'efficacité du circuit magnétique. Cependant, l'espace disponible pour le bobinage est réduit et les espaces interspires S_{WIN} irréductibles voient leur encombrement relatif augmenter, d'où une dégradation de la compacité du bobinage. Il faudra donc, pour chaque composant, déterminer la valeur de W_F telle que le compromis entre ces deux tendances antagonistes soit optimal. En outre, dans notre cas le facteur Q_{DC} maximal est une fonction décroissante du nombre de branches N_B . Ceci peut en partie s'expliquer par le fait qu'un nombre de branche accru diminue la compacité du noyau magnétique et nécessite un plus grand nombre de vias. Or, l'utilisation d'un bobinage de type tressé est d'autant plus favorable que le nombre de vias est réduit car la contribution à la résistance de ces derniers est plus importante que dans le cas d'un bobinage classique. Par conséquent, le facteur Q_{DC} sera plus faible lorsque N_B sera grand.

On peut voir également que l'utilisation de pièces magnétiques d'épaisseurs différentes permet d'augmenter de manière significative le rapport Q_{DC} . On obtient alors, comme on peut le voir sur la figure 3.19, des composants possédant des caractéristiques Q_{DC} similaires à celles des composants toroïdaux classiques, mais utilisant un volume de matériau magnétique beaucoup plus important, ce qui, nous le verrons dans le chapitre 6, permet d'améliorer les niveaux de puissance que peuvent supporter nos composants sans voir leurs niveaux d'inductance altérés.

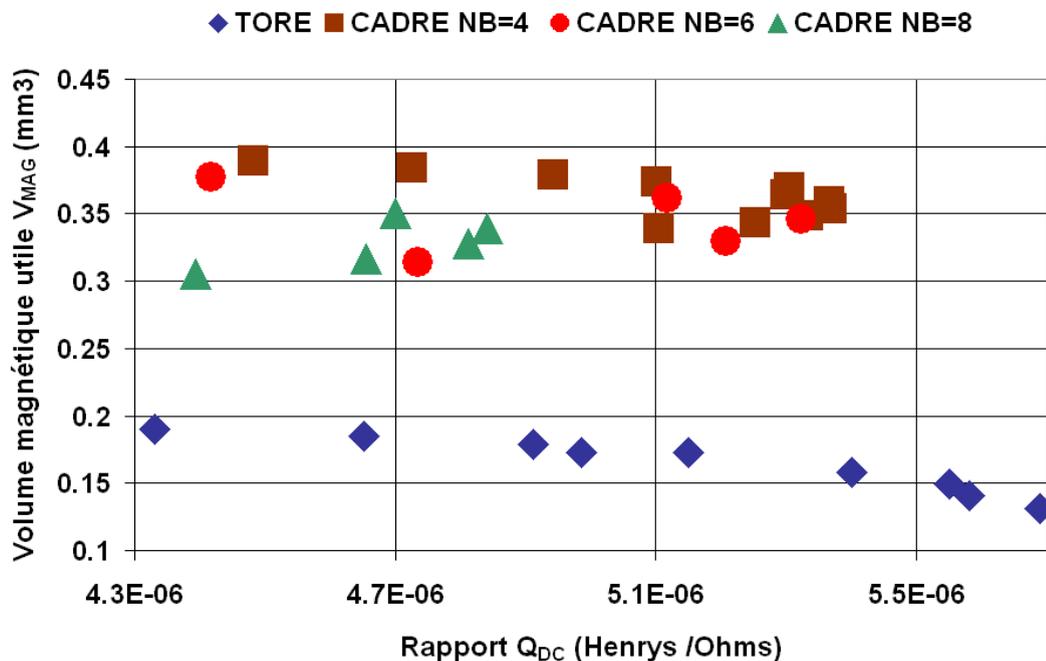


FIG. 3.19 – Comparaison des caractéristiques V_{MAG} et Q_{DC} simulées pour des motifs de type cadres optimisés utilisant les épaisseurs $T_{CORE}^1 = 12\mu m$ et $T_{CORE}^2 = 4\mu m$, et pour les composants toroïdaux de la tranche L7341P01.

En effet, dans le cas d'un noyau toroïdal en deux niveaux, la compacité surfacique est moindre et le volume de matériau magnétique V_{MAG} utile effectivement utilisé s'exprime d'après l'expression ci-dessous :

$$V_{MAG} = 4 \cdot W_{CORE} \cdot (L_{CORE} - W_{CORE}) \cdot \frac{T_{CORE}^1 + T_{CORE}^2}{2}. \quad (3.12)$$

Dans le cas d'un noyau de type CAM, le volume est équivalent car en un point donné seule la moitié de l'épaisseur totale est active. Dans le cas d'un noyau de type cadre, le volume utile est cette fois de la forme

$$V_{MAG} = N_B \cdot W_{CORE} \cdot L_{CORE} \cdot T_{CORE}^1 + 2 \cdot W_F \cdot (N_B \cdot W_{CORE} + (N_B - 1) \cdot G_{CORE}) \cdot T_{CORE}^2. \quad (3.13)$$

Par conséquent, le volume de matériau magnétique peut être beaucoup plus important si $T_{CORE}^1 > T_{CORE}^2$. De plus, les simulations montrent que le champ magnétique est plus homogène dans des noyaux de type cadre multi-branche que dans des noyaux toroïdaux (figure 3.20).

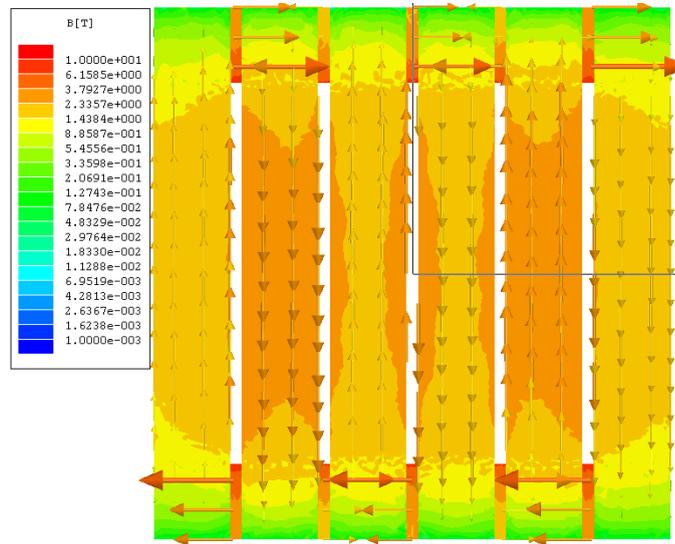


FIG. 3.20 – Isovaleurs et orientation du champ d'induction magnétique dans le noyau magnétique d'un composant formé d'un noyau de type cadre optimisé à 6 branches avec $W_F = W_{CORE}$ et d'un bobinage tressé à 30 spires utilisant les épaisseurs de cuivre $T_{WIN}^1 = 15\mu m$ et $T_{WIN}^2 = 30\mu m$, et les épaisseurs de permalloy $T_{CORE}^1 = 12\mu m$ et $T_{CORE}^2 = 4\mu m$. Le courant parcourant le bobinage est fixé à 1A.

La meilleure compacité du noyau magnétique de ce type de dispositif ainsi que son bon rapport Q_{DC} font de ce type de topologie une alternative intéressante aux composants toroïdaux. Nous reviendrons également par la suite sur d'autres aspects intéressants de ce type de composant.

Après avoir caractérisé et analysé les propriétés à basse fréquence de nos composants, régies par des phénomènes purement électrocinétiques et magnétostatiques, nous allons maintenant nous intéresser à leurs propriétés dynamiques, faisant cette fois intervenir des phénomènes électromagnétiques plus complexes.

Chapitre 4

Analyse des propriétés dynamiques des inductances pour la conversion de puissance. Importance des courants induits.

Sommaire

4.1	Spectre d'impédance des inductances INFOVAL	86
4.1.1	Procédure de caractérisation	86
4.1.2	Inductance en fonction de la fréquence	86
4.1.3	Résistance en fonction de la fréquence	87
4.1.4	Facteur de qualité en fonction de la fréquence	88
4.1.5	Comparaison avec l'état de l'art	89
4.2	Méthode d'extrapolation semi-analytique	91
4.2.1	Intérêt de l'approche semi-analytique	91
4.2.2	Courants induits dans le noyau magnétique	92
4.2.3	Courants induits dans le bobinage	95
4.2.4	Effets capacitifs	101
4.2.5	Modèle équivalent	101
4.3	Application de la méthode	102
4.3.1	Effets de peau dans le bobinage	102
4.3.2	Courants induits dans le noyau	103
4.3.3	Effets de proximité	105
4.3.4	Capacité parasite	106
4.4	Discussion : amélioration du facteur de qualité	108

De par leur nature même (utilisation conjointe de matériaux à forte conductivité et à forte perméabilité, génération de fortes densités de courant et de flux magnétiques), les composants inductifs intégrés sont sujets à de forts courants induits en grande partie responsables des limitations de leurs performances dynamiques. Par conséquent, il est primordial d'étudier en détail ces effets qui peuvent également être

couplés avec des effets capacitifs.

Nous exposerons donc les mesures réalisées jusqu'à 100MHz sur les inductances pour la conversion de puissance précédemment exposées. Nous analyserons ces mesures à l'aide d'un modèle semi-analytique afin d'identifier l'origine des limitations en termes de tenue en fréquence pouvant survenir dans ces composants. Notamment, nous utiliserons une méthode d'extrapolation permettant d'estimer les effets de proximité à partir de simulations magnétostatiques. Cette analyse permettra de mettre en relief le rôle des courants induits en général, et en particulier celui des effets de proximité. Enfin, nous proposerons un procédé d'optimisation de bobinages solénoïdes afin de limiter ces effets.

4.1 Spectre d'impédance des inductances INFOVAL

4.1.1 Procédure de caractérisation

Le spectre d'impédance a été mesuré dans les mêmes conditions expérimentales que l'inductance L_{DC} à la différence près que les mesures ont été effectuées pour des fréquences comprises entre 100kHz et 100MHz. Nous avons ensuite choisi, pour chaque type de composant de chaque tranche testée, celui dont l'inductance était la plus élevée à la fréquence de fonctionnement visée, c'est-à-dire 10MHz dans le cas qui nous intéresse. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons exposer les résultats obtenus en termes d'inductance, de résistance et de facteur de qualité.

Or, dans le chapitre précédent nous avons vu que nombres de puces de la tranche L7341P01 ne sont pas fonctionnelles. En fait, en ce qui concerne les propriétés dynamiques, seules les puces de type 01 présentent un comportement conforme, le comportement dynamique des autres composants étant pénalisé par la présence de courts-circuits. Nous nous focaliserons donc par la suite essentiellement sur les propriétés des composants de type 01, afin de pouvoir comparer leurs propriétés en fonctions des diverses épaisseurs employées.

4.1.2 Inductance en fonction de la fréquence

La figure 4.1 montre que les composants possèdent pour la plupart, en conformité avec nos spécifications, une inductance stable jusqu'à au moins 10MHz, y compris pour ceux de la tranche L7341P01. La tranche L7798P38 possède une inductance très stable jusqu'à 50MHz. En outre, des mesures, non représentées ici, ont été réalisées pour des fréquences inférieures à 100KHz et tendent à prouver que l'on obtient donc pour les composants fonctionnels une inductance constante des régimes continus à des fréquences d'au moins 10MHz. Les inductances de la tranches L7013P03 possèdent une tenue en fréquence moindre dont l'origine pourrait être, nous le verrons, un défaut d'isolation entre les couches magnétiques du noyau laminé.

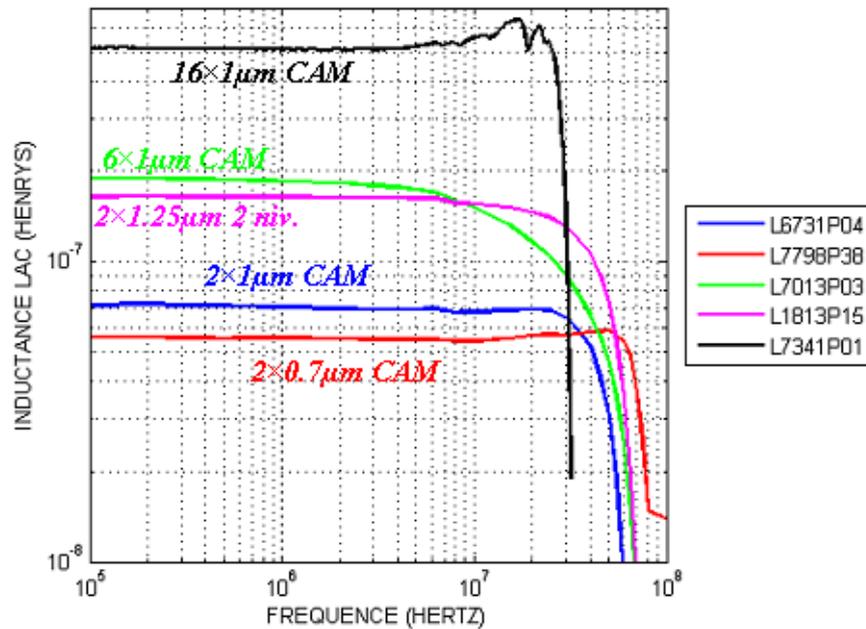


FIG. 4.1 – Spectres $L_s(f)$ de 100kHz à 100MHz mesurés pour des puces de type 01 provenant de diverses tranches.

En outre, on remarque qu'il n'existe pas de différence fondamentale de comportement dynamique entre la tranche L1813P15 utilisant un noyau magnétique en deux niveaux, et les autres tranches utilisant un noyau de type CAM. Le comportement dynamique de tels noyaux est donc validé.

4.1.3 Résistance en fonction de la fréquence

La figure 4.2, qui montre les mesures de résistance en fonction de la fréquence, révèle un comportement complexe. En effet, si à basse fréquence l'utilisation de fortes épaisseurs de cuivre garantit une faible résistance, nous voyons qu'à plus haute fréquence on observe pour les puces utilisant un bobinage épais une très forte hausse de la résistance. En outre, nous pouvons remarquer en observant les spectres des tranches L6731P04, L7013P03 et L7341P01 possédant des bobinages d'épaisseurs semblables, que plus le noyau magnétique est épais, plus la hausse de résistance est importante. On peut voir également, en comparant les figures 4.1 et 4.2, que la fréquence de coupure de l'inductance (c'est-à-dire la fréquence à laquelle l'inductance tend vers une valeur nulle) correspond à un pic de la résistance. On peut donc présumer qu'un phénomène de résonance capacitive est à l'origine de la fréquence de coupure de nos composants.

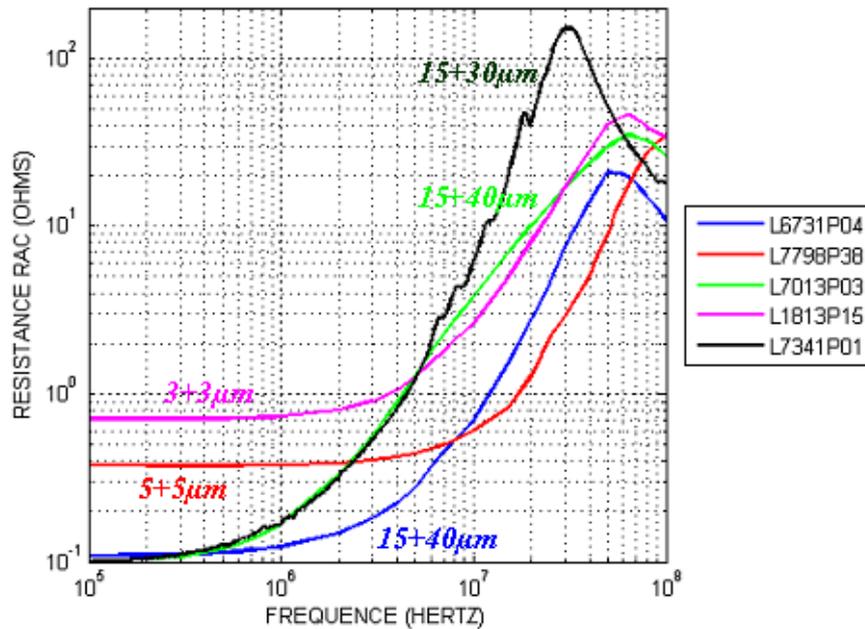


FIG. 4.2 – Spectres $R_s(f)$ de 100kHz à 100MHz mesurés pour des puces de type 01 provenant de diverses tranches.

4.1.4 Facteur de qualité en fonction de la fréquence

La figure 4.3 montre que le facteur de qualité maximal dépend des épaisseurs employées. Un facteur de qualité maximal de plus de 20 est obtenu pour la tranche L7341P01 à 2MHz. Nous pouvons cependant observer que si l'utilisation de couches épaisses procure un meilleur rapport Q_{DC} , ce dernier n'est pas forcément le gage d'un fort facteur de qualité en régime dynamique. En outre, les fréquences auxquelles les facteurs de qualité sont maximaux varient selon les épaisseurs employées. Nous analyserons par la suite en détail l'origine de ces comportements, mais nous allons d'abord comparer les résultats obtenus avec ceux de l'état de l'art.

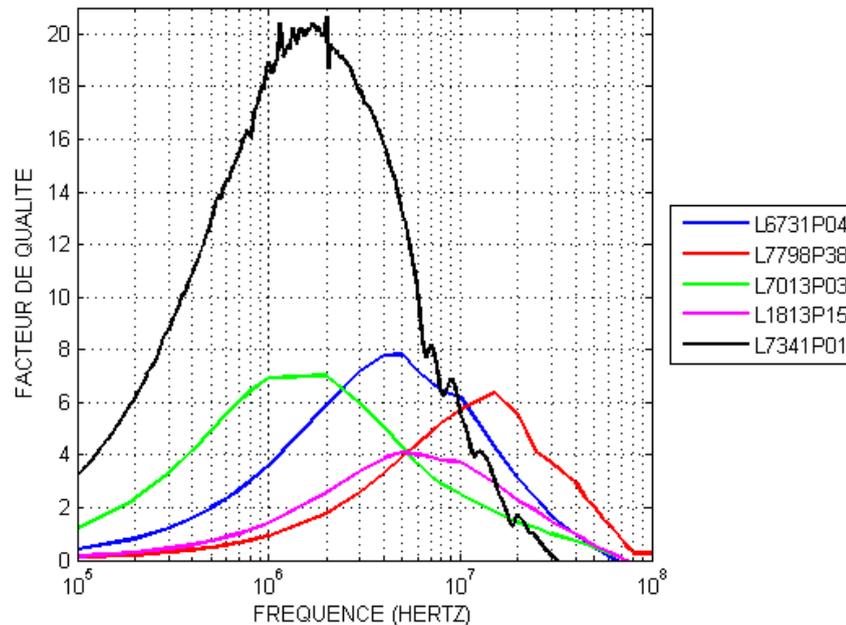


FIG. 4.3 – Facteurs de qualité $Q(f)$ de 100kHz à 100MHz mesurés pour des puces de type 01 provenant de diverses tranches.

4.1.5 Comparaison avec l'état de l'art

Les caractéristiques dynamiques importantes sont la fréquence maximale d'utilisation F_{MAX} qui dans notre cas sera définie comme la fréquence à partir de laquelle le niveau d'inductance a varié de plus de 10% par rapport à L_{DC} . Cette fréquence caractérise la plage d'utilisation possible du composant. La deuxième caractéristique importante sera la valeur maximale du facteur de qualité Q_{MAX} , ainsi que la fréquence $F_{Q_{MAX}}$ à laquelle ce maximum intervient. Ces deux grandeurs caractérisent respectivement le rapport maximal entre puissance réactive utile et puissance dissipée d'une part, et la fréquence d'utilisation optimale du composant d'autre part.

La figure 4.4 compare la tenue en fréquence de l'inductance des composants de type 1 avec les résultats de l'état de l'art. On note que l'utilisation de couches d'épaisseurs différentes permet de couvrir une gamme de compromis entre inductance et fréquence d'utilisation assez large. Néanmoins, si l'on s'intéresse à la réactance de nos composants, c'est-à-dire à la partie utile de leur impédance, on remarque que la tranche L7341P01 procure, grâce à son noyau magnétique épais ($16 \times 1\mu m$ CAM), la réactance la plus importante. Toutefois, quelques composants intégrés de l'état de l'art procurent une réactance encore supérieure. En outre, les points correspondant aux composants discrets ne sont là qu'à titre indicatif car les spécifications fournies par la société Coilcraft couvrent des fréquences inférieures à 10MHz. Ainsi, le compromis entre inductance et tenue en fréquence indiqué n'est basé que sur une extrapolation à partir d'un modèle équivalent sortant de son domaine de validité. Toutefois, nous avons pu effectuer quelques mesures sur des composants discrets nous permettant de considérer ces extrapolations comme réalistes.

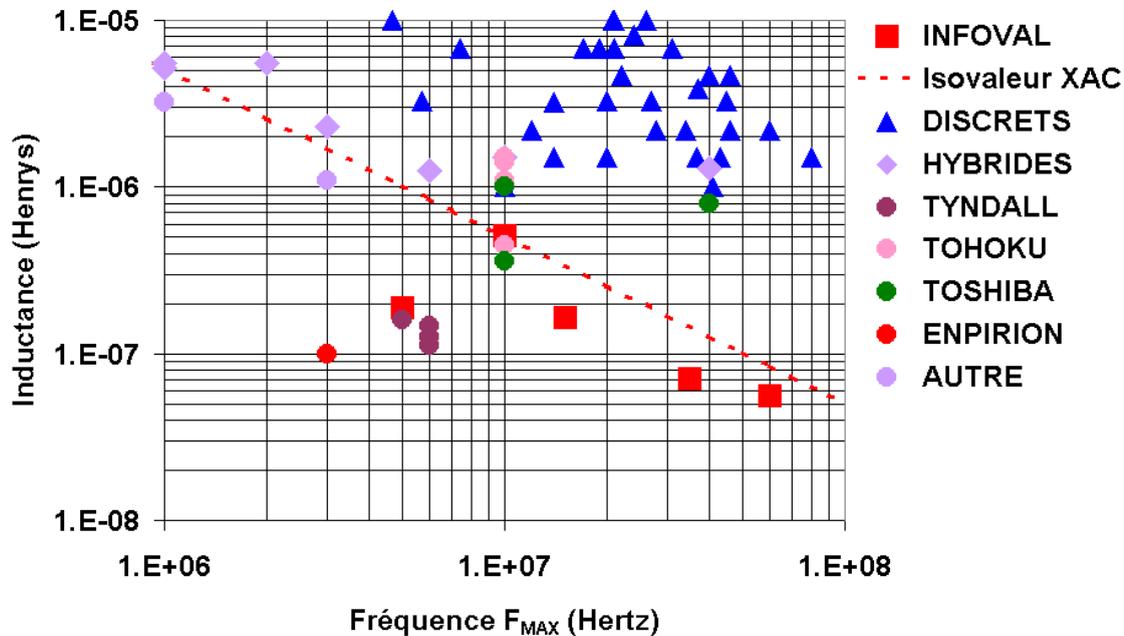


FIG. 4.4 – Comparaison entre les propriétés ($L_{DC}; F_{MAX}$) des puces de type 01 et celles des composants discrets (sources : données constructeurs inductances Coilcraft DO3314, DO1605T, LPO4812, LPO4815, LPO6610 et LPO6613), intégrés (sources : Tohoku [82, 80], Toshiba [85, 83, 84], Tyndall [64], ENPIRION [90] et autre [92, 89]) et hybrides (sources : [104, 106, 112, 110, 24]) recensés dans l'état de l'art.

La figure 4.5 compare les facteurs de qualité en fonction de la fréquence. Ici encore, la tranche L7341P01 fournit des composants très intéressants puisque les facteurs de qualité obtenus sont parmi ceux s'approchant le plus de celui des composants discrets. Ainsi, même si les composants discrets possèdent une tenue en fréquence supérieure à nos composants intégrés, leur fréquence d'utilisation optimale est du même ordre, voire inférieure à celle de nos composants.

Si l'on compare les figures 4.4 et 4.5 à la figure 3.8, on se rend compte que de nombreuses références citées précédemment ne se retrouvent pas dans ces figures. Ceci est dû au fait que de nombreux composants intégrés [56, 38, 55, 50, 51, 96] ou hybrides [105] de l'état de l'art ne possèdent qu'une tenue en fréquence inférieure à 1MHz, vraisemblablement à cause de défauts de réalisation ou de conception du noyau magnétique le rendant non opérationnel à ces fréquences. D'autres démonstrateurs de l'état de l'art n'ont également pas été complètement caractérisés en fonction de la fréquence.

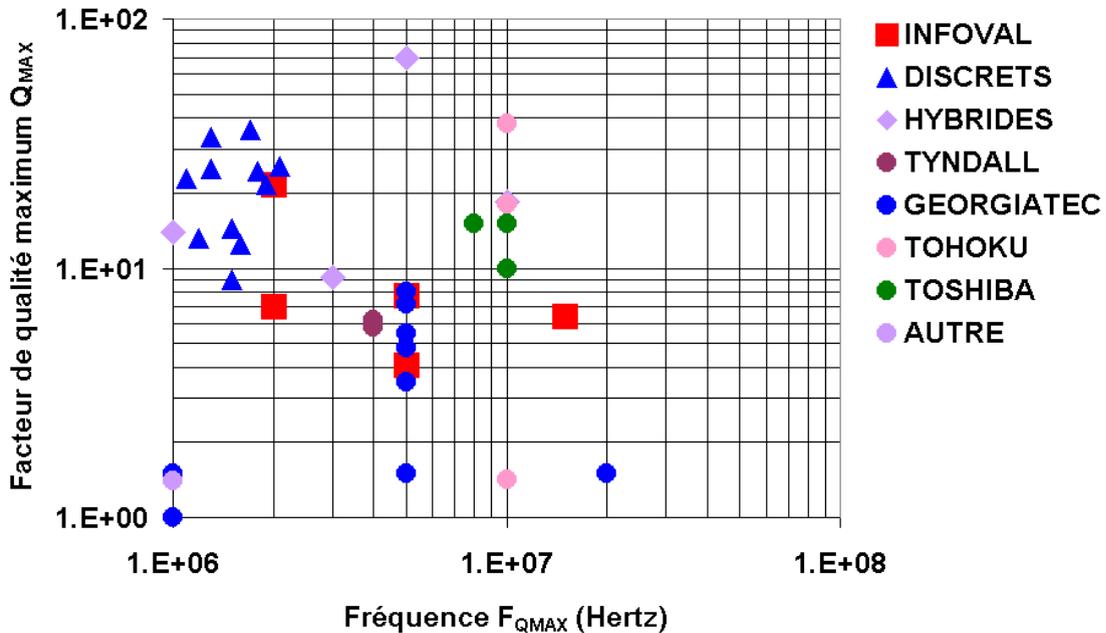


FIG. 4.5 – Comparaison entre les propriétés ($Q_{MAX}; F_{QMAX}$) des puces de type 01 et celles des composants discrets (sources : données constructeurs inductances coilcraft DO3314, DO1605T, LPO4812, LPO4815, LPO6610 et LPO6613), intégrés (sources : Georgiatec [56, 38, 50, 51], Tohoku [82, 80], Toshiba [85, 83, 84], Tyndall [64], et autre [92]) et hybrides (sources : [104, 106, 110, 24]) recensés dans l'état de l'art.

Nous allons maintenant, après avoir présenté les mesures dynamiques, essayer d'identifier les origines des divers comportements observés. Pour cela, nous utiliserons une méthode d'extrapolation semi-analytique.

4.2 Méthode d'extrapolation semi-analytique

4.2.1 Intérêt de l'approche semi-analytique

Il est actuellement extrêmement difficile, avec une station de travail conventionnelle utilisant un ordinateur 32bits ne pouvant adresser que 4Go de mémoire, de simuler précisément par la méthode des éléments finis les propriétés électrodynamiques des inductances de puissance mesurées. En effet, les noyaux magnétiques sont constitués par de nombreuses couches possédant des facteurs de forme extrêmement élevés (de 50 à 100nm d'épaisseur pour les couches d'isolant sur plus de 5mm de longueur dans notre cas, soit des facteurs de formes de l'ordre de 10^5) très difficile à mailler correctement avec un logiciel de simulation par la méthode des éléments finis. De plus, les courants induits rendent les densités de courant et de flux magnétique très inhomogènes. Par conséquent, le nombre d'éléments finis nécessaires à l'obtention d'une bonne précision peut dépasser les capacités de calculateurs 32bits conventionnels.

Nous avons donc utilisé une méthode semi-analytique permettant d'extrapoler le comportement électrodynamique de nos inductances à partir de simulations électrocinétiques et magnétostatiques de mise en œuvre aisée, et comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, donnant des résultats présentant un bon accord avec les données expérimentales. Cette méthode permet d'estimer l'importance relative des contributions de chacun des phénomènes électromagnétiques impliqués dans le comportement dynamique de nos composants.

Nous allons maintenant présenter les différents modèles utilisés. Par la suite, dans tous les calculs nous considérerons que les propriétés des matériaux magnétiques sont linéaires et indépendantes de la fréquence (nous reviendrons par la suite sur les limites de cette approximation). Nous utiliserons dans tout le reste de ce mémoire la notation complexe en utilisant la convention $\exp(j \cdot \omega \cdot t)$ pour décrire la variation des grandeurs électromagnétiques en fonction du temps, et nous négligerons les courants de déplacement dans les parties conductrices. On utilisera donc la notation $\mu = \mu' - j \cdot \mu''$ pour écrire la perméabilité complexe.

En ce qui concerne les courants induits, les détails des calculs des modèles que nous avons utilisés sont dans une très large mesure développés dans les ouvrages de Stoll [127] ou de Lammeraner [128], qui font figures de références en matière de méthodologie pour l'analyse des courants induits.

4.2.2 Courants induits dans le noyau magnétique

Nous avons vu que la perméabilité relative du permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ était de l'ordre de $\mu_{MAG} = 1800$. Sa conductivité est relativement élevée, de l'ordre de $\sigma_{MAG} = 5 \cdot 10^6 S \cdot m^{-1}$. Il en résulte que même lorsque des couches minces d'épaisseur T_{MAG} de l'ordre du micron sont utilisées, les courants induits peuvent être très importants pour des fréquences de l'ordre du mégahertz.

4.2.2.1 Cas du monocouche magnétique

Si l'on considère une couche mince dont les dimensions dans le plan sont très supérieures à son épaisseur, on peut utiliser une approche unidimensionnelle ou la seule coordonnée est selon l'axe perpendiculaire au plan du substrat. Étant donnés les facteurs de forme mis en jeu dans la filière INFOVAL, cette approche est tout à fait valide dans notre cas. On peut alors calculer de manière analytique le champ magnétique à l'intérieur d'une couche de perméabilité relative μ_{MAG} , de conductivité σ_{MAG} et d'épaisseur T_{MAG} soumise à un champ magnétique sinusoïdal. On peut donc calculer la valeur moyenne de la densité de flux magnétique traversant cette couche et ainsi utiliser la notion de perméabilité magnétique complexe effective qui est le rapport entre cette moyenne et le champ appliqué. On trouve alors que la perméa-

bilité effective relative μ_{eff} tenant compte des courants induits est de la forme :

$$\mu_{eff} = \mu_{MAG} \cdot \frac{\tanh\left(\frac{(1+j) \cdot T_{MAG}}{2 \cdot \delta}\right)}{\left(\frac{(1+j) \cdot T_{MAG}}{2 \cdot \delta}\right)}, \quad (4.1)$$

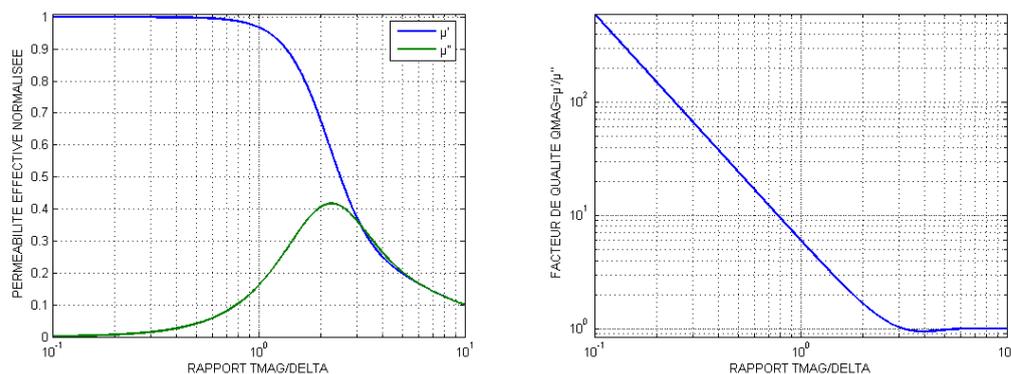
$$\text{avec } \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \cdot \mu_{MAG} \cdot \sigma_{MAG} \cdot \omega}} \quad (4.2)$$

l'épaisseur de peau dans la couche magnétique. La perméabilité effective possède donc une partie réelle caractérisant la capacité à amplifier le flux magnétique, et une partie imaginaire caractérisant les pertes. On définira pour la suite de ce mémoire le facteur de qualité magnétique Q_{MAG} d'une couche de perméabilité complexe $\mu = \mu' - j \cdot \mu''$ comme le rapport

$$Q_{MAG} = \frac{\mu'}{\mu''}. \quad (4.3)$$

On remarque dans l'équation 4.1 que la perméabilité effective est le produit de la perméabilité intrinsèque μ_{MAG} et d'un facteur complexe, et que ce facteur dépend du rapport entre l'épaisseur T_{MAG} et l'épaisseur de peau δ tenant compte de la fréquence ainsi que des caractéristiques physiques de la couche. La figure 4.6 illustre l'impact de ce rapport sur la perméabilité effective et le facteur de qualité d'une couche magnétique. On peut, en observant cette figure, faire plusieurs remarques :

- Tant que l'épaisseur T_{MAG} reste inférieure à l'épaisseur de peau, la chute de la partie réelle de la perméabilité effective sera très faible ($< 10\%$), mais les pertes pourront être importantes et le facteur de qualité déjà limité (< 10).
- Il existe un rapport T_{MAG}/δ pour lequel les pertes sont maximales. On peut donc observer, pour une épaisseur fixée, un pic de résonance dû aux courants induits à une certaine fréquence.
- Le facteur de qualité Q_{MAG} décroît d'abord de manière exponentielle en fonction du rapport T_{MAG}/δ , puis tend vers une asymptote à l'unité lorsque ce rapport est supérieur à trois.



(a) Perméabilité effective normalisée.

(b) Facteur de qualité.

FIG. 4.6 – Perméabilité effective normalisée et facteur de qualité d'une couche mince en fonction du rapport entre épaisseur T_{MAG} de la couche et épaisseur de peau δ .

4.2.2.2 Intérêt de la lamination

Du point de vue physique, la baisse de la perméabilité effective en fonction de la fréquence s'explique par le fait que conformément à la loi de Lenz, les courants induits s'opposent au champ magnétique appliqué \vec{H} (figure 4.7(a)). Ces courants interviennent donc de manière négative sur deux aspects, en augmentant les pertes dans le noyau et en augmentant la réluctance effective du circuit magnétique, ce qui augmente la résistance et diminue l'inductance. Il est donc nécessaire de contrarier la circulation des courants induits. Nous avons vu dans le chapitre 2 que la meilleure option consistait en la lamination du noyau avec un isolant (figure 4.7(b)). Cette lamination contrarie la circulation des courants induits, et permet la bonne propagation du champ magnétique à l'intérieur du noyau d'épaisseur T_{CORE} , si bien que l'on peut considérer que chacune des n couches du noyau se comporte comme une couche simple d'épaisseur T_{CORE}/n .

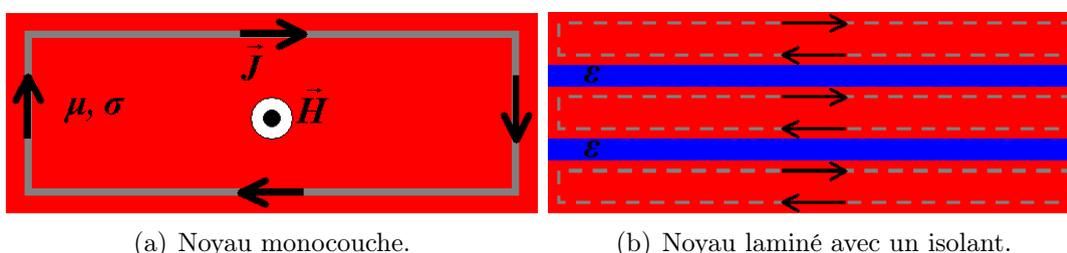


FIG. 4.7 – Circulation des courants induits dans un noyau magnétique (coupe transversale).

Cependant, des effets dimensionnels peuvent survenir si l'on n'y prend pas garde. En effet, il est connu que lorsqu'un noyau magnétique combine des matériaux magnétiques et diélectriques, la longueur d'onde effective à l'intérieur du noyau est réduite et des résonances dimensionnelles peuvent survenir à des fréquences de l'ordre de la dizaine de mégahertz [129] si les couches forment des motifs de taille importante. Or, ce sera le cas dans nos composants où la longueur maximale intervenant dans les dimensions du noyau magnétique est supérieure au millimètre. Il faudra donc prendre garde d'éviter tout phénomène de résonance dimensionnelle. Ce problème a été analysé lors de précédents travaux sur des couches minces laminées de type $(Ni_{80}Fe_{20}/SiO_2)_n$ [12]. Il a été montré que la fréquence de résonance dimensionnelle F_D de type $\lambda/2$ pouvait être estimée de manière très simple, en se basant sur la permittivité et la perméabilité moyenne du multicouche, d'après la formule

$$F_D = \frac{c}{2 \cdot W \cdot \sqrt{\frac{T_{MAG}}{T_{ISO}} \cdot \epsilon_{ISO} \cdot \mu_{MAG}}}. \quad (4.4)$$

Dans le cas qui nous intéresse (largeur de motif $W \approx 2mm$, épaisseur des couches magnétiques $T_{MAG} \approx 1\mu m$ de perméabilité relative $\mu_{MAG} \approx 1800$, épaisseur des couches isolantes $T_{ISO} \approx 70nm$ de permittivité diélectrique relative $\epsilon_{ISO} \approx 5$), cet effet n'est donc pas important car il intervient à des fréquences bien supérieures à la centaine de

mégahertz. Cependant, il faudra toujours lors de la conception des dispositifs garder à l'esprit la possibilité de ce phénomène physique afin de pouvoir s'en affranchir.

4.2.2.3 Application à la simulation des composants

Comme nous l'avons précédemment expliqué, il serait extrêmement difficile de simuler en détail le comportement du noyau laminé de nos composants par la méthode des éléments finis. Il est par contre possible d'injecter les résultats de calcul de perméabilité effective dans une simulation. On peut également utiliser une conductivité effective anisotrope afin de prendre en compte l'effet de la lamination [130]. D'autres approches, plus complexes, permettent d'utiliser conjointement perméabilité et permittivité effectives [131]. On pourrait également utiliser les formules bidimensionnelles développées par Bewley dans son ouvrage pour une couche possédant une conductivité anisotrope [132].

Dans le cas qui nous intéresse, nous préférons utiliser une approche beaucoup plus simple se basant sur les simulations magnétostatiques déjà présentées dans le chapitre 3. Ces dernières permettent de calculer l'énergie magnétostatique à l'intérieur et à l'extérieur du noyau magnétique, ce qui permet de dissocier les contributions respectives L_{AIR} de l'air et L_{MAG} du noyau magnétique à l'inductance du composant $L_S = L_{AIR} + L_{MAG}$. Si l'on considère que la répartition du champ magnétique n'est pas affectée par une modification de la perméabilité du noyau magnétique (ce qui n'est vrai que lorsque la variation de perméabilité reste modeste), alors L_{AIR} ne dépendra pas de la perméabilité et L_{MAG} lui sera proportionnelle. Par conséquent, nous pouvons en première approximation décrire l'influence des courants induits dans le noyau sur l'impédance du composant d'après le modèle électrique ci-dessous :

$$Z_{AC}(\omega) = R_{DC} + j \cdot \omega \cdot \left(L_{AIR} + L_{MAG} \cdot \frac{\mu_{eff}(\omega)}{\mu_{MAG}} \right). \quad (4.5)$$

Nous nous contentons donc de multiplier l'inductance L_{MAG} par un facteur complexe tenant compte des courants induits en fonction de la fréquence, ce qui revient à considérer une inductance complexe dont la partie imaginaire correspond aux pertes par courants induits dans le noyau magnétique. Les courants induits dans le bobinage sont également un foyer de pertes.

4.2.3 Courants induits dans le bobinage

Les courants induits intervenant dans le bobinage peuvent être divisés en deux catégories : les effets de peau et les effets de proximité.

4.2.3.1 Effets de peau

Un conducteur isolé parcouru par un courant alternatif d'amplitude I_0 génère un champ magnétique alternatif qui à son tour, conformément à la loi de Lenz, induit un courant s'opposant au courant appliqué I_0 . Il en résulte une hausse de la résistance en fonction de la fréquence. Press [133] a traité le cas général d'un conducteur de section rectangulaire $W_{WIN} \times T_{WIN}$, de longueur L_{WIN} et de conductivité σ_{WIN} correspondant au cas de nos composants. En postulant que le champ électrique est constant sur

la surface du conducteur (ce qui revient à considérer que le champ magnétique est tangent à la surface du conducteur), et en utilisant une méthode de séparation des variables puis une décomposition en série de Fourier, on peut calculer le champ électrique à l'intérieur du conducteur et donc son impédance. Si $W_{WIN} \gg T_{WIN}$, le modèle de Press tend vers l'expression de l'impédance ci-dessous :

$$Z_{SKIN} = \frac{L_{WIN} \cdot \left(\frac{(1+j)}{2 \cdot \delta} \right)}{\sigma_{WIN} \cdot W_{WIN} \cdot \tanh \left(\frac{(1+j) \cdot T_{WIN}}{2 \cdot \delta} \right)} \quad (4.6)$$

$$\text{avec } \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \cdot \sigma_{WIN} \cdot \omega}} \quad (4.7)$$

l'épaisseur de peau dans le bobinage. On remarque donc qu'il peut exister une contribution des effets de peau dans le bobinage à l'inductance du composant. Cependant, dans la plupart des cas cette composante est tout à fait négligeable et l'on se focalisera sur la contribution aux pertes. La figure 4.8 donne un aperçu des effets de peau dans un conducteur de section rectangulaire en fonction du rapport entre épaisseur T_{WIN} et épaisseur de peau δ pour différents rapports W_{WIN}/T_{WIN} .

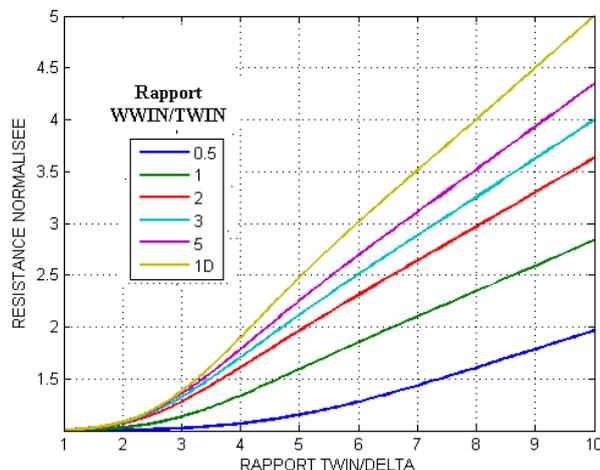


FIG. 4.8 – Influence des effets de peau sur la résistance d'un conducteur de section rectangulaire $W_{WIN} \times T_{WIN}$ d'après le modèle de Press [133] pour différents rapports W_{WIN}/T_{WIN} et pour $W_{WIN} \gg T_{WIN}$ (cas 1D).

En observant cette figure on peut faire plusieurs remarques :

- Lorsque l'épaisseur de peau est grande devant les dimensions de la section du bobinage, la résistance est égale à la résistance R_{DC} .
- Lorsque l'épaisseur de peau est faible devant les dimensions de la section du bobinage (typiquement inférieure à la moitié de ces dimensions), la résistance est inversement proportionnelle à l'épaisseur de peau, c'est-à-dire proportionnelle à la racine carrée de la fréquence.

Des modèles analytiques simples permettent de décrire les effets de peau. Cependant, les effets de proximité sont plus difficiles à modéliser.

4.2.3.2 Effets de proximité

Les conducteurs parcourus par un courant alternatif génèrent un champ magnétique à l'origine de l'effet de peau *via* le phénomène d'auto-induction. Mais si deux conducteurs sont à proximité l'un de l'autre, le champ magnétique généré par un conducteur peut induire un courant dans l'autre conducteur. Les effets de proximité reposent donc sur le phénomène de mutuelle induction (figure 4.9).

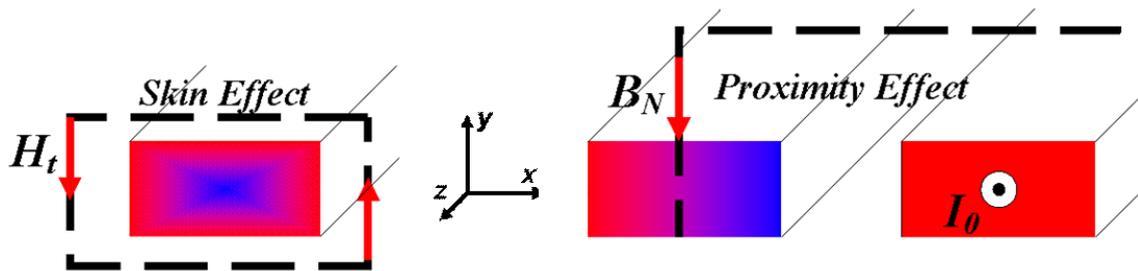


FIG. 4.9 – Principes physiques des effets de peau (à gauche) et des effets de proximité (à droite). Les dégradés de couleur représentent des variations de densité de courant.

Les effets de proximité sont donc des phénomènes complexes. En effet, les pertes interviennent physiquement dans un conducteur, mais sont en fait causées par les courants circulant ailleurs que dans ce conducteur. De plus, le champ magnétique généré par ce dernier, à l'origine des pertes par effet de proximité, peut être amplifié par la présence d'un matériau magnétique à forte perméabilité. La hausse de perméabilité procurée par le matériau magnétique pourra être compensée par une hausse des effets de proximité pouvant aboutir à une dégradation du facteur de qualité [15]. Par conséquent, ces effets seront importants dans les dispositifs magnétiques intégrés, combinant une grande promiscuité entre parties conductrices et matériaux à forte perméabilité.

Il n'existe à notre connaissance pas de modèle analytique général pouvant s'appliquer à notre cas. Néanmoins, on peut citer la méthode de Dowell [134], combinant effets de peau et effets de proximité, datant de 1966 mais encore très utilisée en électrotechnique, et ayant fait l'objet de quelques adaptations à des composants inductifs intégrés [135]. Nous allons pour notre part adapter la méthode utilisée par Kuhn sur des inductances intégrées de type spirale pour applications micro-ondes [136]. La méthode développée utilise, à l'instar de Kuhn, une extrapolation à partir de calculs magnétostatiques. Elle consiste en l'utilisation d'une approximation linéaire du champ d'induction \vec{B}_N normal à la surface des spires qui est à l'origine des effets de proximité dans notre cas. Cette méthode se décompose en quatre étapes.

1. Le bobinage du composant inductif considéré est divisé en sections. Plus le nombre de sections sera important, meilleure sera la précision du calcul.
2. Le champ d'induction magnétique à l'intérieur de chaque section du bobinage est déterminé par un calcul magnétostatique. On peut dans les cas simples utiliser par exemple une méthode d'intégration numérique de la loi de Biot et Savart [137] ou de la relation de Maxwell-Ampère [138], ou dans les cas plus complexes (en pratique, ce sera le cas des composants comportant des matériaux à forte perméabilité) utiliser la simulation magnétostatique. Cette étape constitue la première différence avec l'approche de Kuhn qui repose sur l'utilisation de formules analytiques simplifiées. L'utilisation de la méthode des éléments finis, si elle implique des temps de calculs plus longs, permet alors de généraliser la méthode à n'importe quel type de composants inductifs.
3. À l'intérieur de chaque section du bobinage, les composantes selon x et y (respectivement selon la largeur et l'épaisseur de la section considérée) du champ d'induction \vec{B} dans la section du bobinage sont modélisées en fonction du courant I_0 parcourant l'ensemble du bobinage sous la forme de l'expression linéaire ci-dessous :

$$B_x(y) = \mu_0 \cdot I_0 \cdot (P_1 \cdot y + P_2) \quad (4.8)$$

$$B_y(x) = \mu_0 \cdot I_0 \cdot (P_3 \cdot x + P_4). \quad (4.9)$$

Les coefficients P_2 et P_4 , exprimés en m^{-1} , peuvent être déterminés d'après la moyenne spatiale du champ d'induction calculé dans la section de bobinage considérée. Les coefficients P_1 et P_3 , exprimés en m^{-2} , peuvent être déterminés d'après les moyennes des gradients du champ magnétique. Ces coefficients seront appelés par la suite "coefficients de Kuhn". Ceci constitue la deuxième différence avec la méthode de Kuhn qui considère que le champ à l'intérieur de chaque section est homogène, et néglige la composante du champ d'induction selon x . L'utilisation d'expression linéaire nous procurera une meilleure précision sans pour autant alourdir les calculs de manière excessive.

4. On calcule le champ électrique \vec{E}_{PROX} induit selon l'axe Oz par le champ \vec{B} d'après la relation de Maxwell-Faraday :

$$\frac{\partial E_{PROX}}{\partial y} = -j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot I_0 \cdot (P_1 \cdot y + P_2) \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial E_{PROX}}{\partial x} = j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot I_0 \cdot (P_3 \cdot x + P_4). \quad (4.11)$$

Si l'on considère que les contributions du champ d'induction selon les axes Ox et Oy sont additives, on peut ensuite calculer facilement le champ électrique induit selon Oz en intégrant les relations précédentes, ce qui donne

$$E_{PROX}(x, y) = j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot I_0 \cdot \left(\frac{P_3 \cdot x^2}{2} - \frac{P_1 \cdot y^2}{2} + P_4 \cdot x - P_2 \cdot y \right) + C, \quad (4.12)$$

où C est une constante d'intégration qui se détermine à partir du courant traversant le conducteur. En effet, les courants induits par les effets de proximité

doivent être globalement nuls, ce qui permet de facilement calculer C :

$$\int_{x=-\frac{W_{WIN}}{2}}^{\frac{W_{WIN}}{2}} \int_{y=-\frac{T_{WIN}}{2}}^{\frac{T_{WIN}}{2}} \sigma_{WIN} \cdot E_z(x, y) \cdot dx \cdot dy = 0 \quad (4.13)$$

$$\Rightarrow C = \frac{j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot I_0}{24} \cdot (P_1 \cdot T_{WIN}^2 - P_3 \cdot W_{WIN}^2) \quad (4.14)$$

Le champ électrique $\overrightarrow{E_{PROX}}$ induit par les effets de proximité est donc de la forme

$$E_{PROX}(x, y) = j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot I_0 \times \left(\frac{P_3 \cdot x^2}{2} - \frac{P_1 \cdot y^2}{2} + P_4 \cdot x - P_2 \cdot y + \frac{P_1 \cdot T_{WIN}^2 - P_3 \cdot W_{WIN}^2}{24} \right). \quad (4.15)$$

Nous sommes donc en mesure de calculer les courants induits par effets de proximité. Si l'on néglige les interactions entre effets de peau et effets de proximité, les pertes Joule P_J^n par effets de proximité se calculent donc dans chaque section n de conducteur de dimensions $W_{WIN}^n \times L_{WIN}^n \times T_{WIN}^n$ d'après

$$P_J^n(\omega) = \frac{L_{WIN}^n \cdot \sigma_{WIN}}{2} \cdot \int_{x=-\frac{W_{WIN}^n}{2}}^{\frac{W_{WIN}^n}{2}} \int_{y=-\frac{T_{WIN}^n}{2}}^{\frac{T_{WIN}^n}{2}} |E_{PROX}|^2 \cdot dx \cdot dy \quad (4.16)$$

$$= \frac{1}{2} \cdot R_{PROX}^n \cdot |I_0|^2. \quad (4.17)$$

On en déduit la contribution R_{PROX}^n des effets de proximité dans la section n à la résistance totale du composant :

$$R_{PROX}^n = \omega^2 \cdot \mu_0^2 \cdot \sigma_{WIN} \cdot L_{WIN}^n \times \left(\frac{P_1^{n2} \cdot T_{WIN}^{n2} \cdot W_{WIN}^n + P_3^{n2} \cdot W_{WIN}^{n2} \cdot T_{WIN}^n}{320} + \frac{P_2^{n2} \cdot T_{WIN}^{n3} \cdot W_{WIN}^n + P_4^{n2} \cdot W_{WIN}^{n3} \cdot T_{WIN}^n}{12} - \frac{P_1^{n2} \cdot T_{WIN}^{n5} \cdot W_{WIN}^n + P_3^{n2} \cdot W_{WIN}^{n5} \cdot T_{WIN}^n}{576} - \frac{P_1^n \cdot P_3^n \cdot T_{WIN}^{n3} \cdot W_{WIN}^{n3}}{288} \right) \quad (4.18)$$

On remarque que contrairement aux effets de peau qui sont proportionnels à la racine carrée de la fréquence, les effets de proximité croissent comme le carré de la fréquence; ils seront donc toujours prédominants aux hautes fréquences. On note également que de petites variations des dimensions W_{WIN} et T_{WIN} peuvent avoir une grande influence sur les effets de proximité. D'une manière plus générale, cette expression permet de mettre en évidence qu'une diminution de la résistance R_{DC} par une augmentation de la conductivité ou de la section $W_{WIN} \times T_{WIN}$ du bobinage se fera au prix d'effets de proximité accrus. Le compromis optimal dépendra donc de la fréquence de fonctionnement visée.

La formule 4.18 est simple d'utilisation et peut s'appliquer à tous les bobinages de section rectangulaire. Il est tout de même nécessaire de faire plusieurs remarques sur les approximations utilisées pour le calcul des effets de proximité :

- Notre modèle tient compte pour le calcul des effets de proximité à l'intérieur d'une section donnée du champ magnétique total généré par l'ensemble des sections du bobinage. Or, en toute rigueur le champ généré par la section considérée ne devrait pas être pris en compte afin de véritablement calculer les seuls effets de proximité. Cependant, ceci nécessiterait autant de simulations magnétostatiques que de sections dans le bobinage, ce qui serait trop long. Par conséquent, nous préférons, afin de n'utiliser qu'une seule simulation, considérer le champ d'induction total. De plus, en considérant le champ normal généré par la section considérée, on obtiendra une certaine complémentarité avec le modèle des effets de peau de Press considérant le champ magnétique comme parfaitement tangent à la surface du bobinage.
- Il serait envisageable d'utiliser un polynôme d'ordre supérieur à un pour l'approximation du champ d'induction, mais les expressions perdraient de leur concision. Cependant, cette approche serait séduisante dans des cas où la géométrie est simple comme par exemple pour l'étude de lignes coplanaires.
- L'équation de Maxwell-Ampère, du fait des approximations utilisées pour la description du champ d'induction, n'est plus vérifiée. En effet, considérer que la composante B_x ne dépend pas de x et que B_y ne dépend pas de y revient à considérer que le flux magnétique normal à la surface n'est pas contré par les boucles de courant induites générant des champs opposés conformément à la loi de Lenz.
- L'utilisation de calculs magnétostatiques pour la détermination des courants induits implique l'hypothèse selon laquelle la répartition du champ magnétique n'est pas modifiée par les effets dépendant de la fréquence : effets de propagation, effets capacitifs, courants induits, variation des propriétés magnétiques en fonction de fréquence (chapitre 5), etc.

4.2.3.3 Application à la simulation des composants

Nous avons vu dans le chapitre 3 que les calculs analytiques de résistance R_{DC} étaient moins précis que les simulations électrocinétiques. Par conséquent, nous utiliserons la valeur de résistance R_{DC} simulée pour le calcul de la contribution R_{SKIN} des effets de peau à l'impédance du composant d'après

$$R_{SKIN} = R_{DC}^{SIM} \cdot \frac{\Re(Z_{SKIN})}{R_{DC}^{ANA}}, \quad (4.19)$$

où R_{DC}^{SIM} et R_{DC}^{ANA} sont les valeurs de résistance à basse fréquence calculées respectivement par la simulation et par méthode analytique. R_{SKIN} tend donc vers R_{DC}^{SIM} à basse fréquence. La contribution R_{PROX} des effets de proximité est purement résistive d'après notre modèle. Elle sera tout simplement calculée comme la somme des contributions de chaque section n du bobinage :

$$R_{PROX} = \sum_n R_{PROX}^n. \quad (4.20)$$

Après avoir traité le cas des courants induits dans le bobinage et dans le noyau magnétique, nous allons maintenant aborder le problème des effets capacitifs.

4.2.4 Effets capacitifs

La présence d'un noyau magnétique conducteur à proximité du bobinage augmente les capacités parasites en parallèle dans le cas de nos composants (figure 4.10). Si l'on applique le modèle du condensateur infini et que l'on considère que le noyau se comporte comme un court-circuit idéal, la capacité parasite en parallèle de nos composants peut être estimée d'après la formule

$$C_P = N \cdot \left(2 \cdot C_1 + \frac{C_2}{2} \right) \quad (4.21)$$

$$= N \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{ISO} \cdot W_{CORE} \cdot \left(\frac{2 \cdot T_{WIN}}{S_{WIN}} + \frac{W_{WIN}}{2 \cdot T_{ISO}} \right) \quad (4.22)$$

$$\approx \frac{N \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{ISO} \cdot W_{CORE} \cdot W_{WIN}}{2 \cdot T_{ISO}} \text{ si } \frac{2 \cdot T_{WIN}}{S_{WIN}} \ll \frac{W_{WIN}}{2 \cdot T_{ISO}}, \quad (4.23)$$

où ε_{ISO} est la permittivité diélectrique relative de l'isolant présent entre le bobinage et le noyau magnétique (dans notre cas de l'ordre de 5 pour l'oxyde SiO_2 déposé par PECVD), et T_{ISO} l'épaisseur des deux couches utilisée (de l'ordre de $2\mu m$ dans notre cas). Les autres notations ont été introduites dans le chapitre 3.

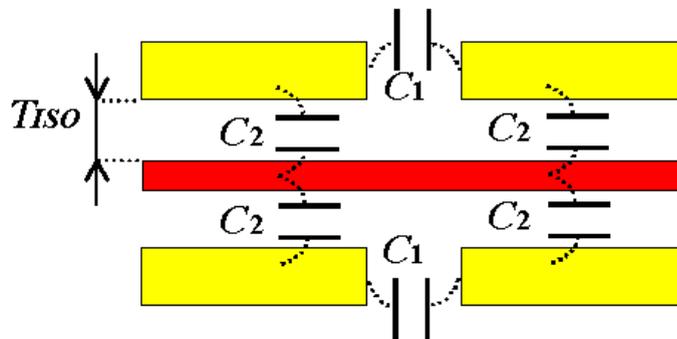


FIG. 4.10 – Capacités parasites dans un bobinage solénoïde à deux spires avec noyau magnétique (coupe longitudinale).

4.2.5 Modèle équivalent

Nous avons développé une méthode d'extrapolation permettant de prendre en compte divers aspects du comportement dynamique de composants inductifs. Nous pouvons alors faire la synthèse de ces diverses contributions dans le modèle équivalent de la figure 4.11.

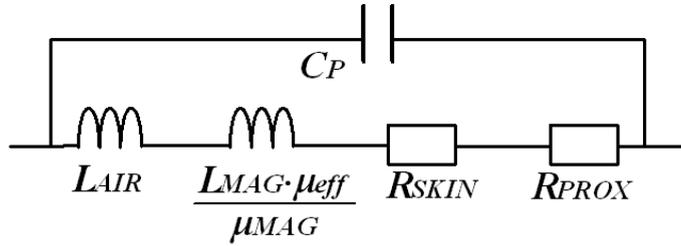


FIG. 4.11 – Modèle équivalent d'extrapolation de l'impédance.

L'impédance Z_{AC} de nos composants peut donc être extrapolée d'après la formule

$$Z_{AC}(\omega) = \frac{j \cdot \omega \cdot \left(L_{AIR} + \frac{L_{MAG} \cdot \mu_{eff}}{\mu_{MAG}} \right) + R_{SKIN} + R_{PROX}}{1 + j \cdot \omega \cdot C_P \cdot (R_{SKIN} + R_{PROX}) - \omega^2 \cdot C_P \cdot \left(L_{AIR} + \frac{L_{MAG} \cdot \mu_{eff}}{\mu_{MAG}} \right)} \quad (4.24)$$

où μ_{eff} , R_{SKIN} et R_{PROX} dépendent de la fréquence. Nous allons maintenant montrer les résultats obtenus grâce à cette méthode.

4.3 Application de la méthode

Nous allons maintenant appliquer la méthode semi-analytique aux composants de type 01 de la filière INFOVAL. Nous analyserons chacune des contributions à l'impédance dynamique afin de mettre en évidence les importances relatives de ces dernières. Nous commencerons par les effets de peau dans le bobinage.

4.3.1 Effets de peau dans le bobinage

Les effets de peau dans le bobinage, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.12, ne fournissent qu'une contribution très marginale à la hausse de résistance de nos composants. En effet, l'épaisseur de peau dans le cuivre reste supérieure à $5\mu m$ pour des fréquences de l'ordre de la centaine de mégahertz. Par conséquent, le rapport entre épaisseur du bobinage et épaisseur de peau reste modeste et l'augmentation de résistance est limitée et intervient à des fréquences supérieures à 10MHz. En outre, si l'on s'intéressait à la variation d'inductance équivalente, on se rendrait également compte que la contribution des effets de peau à cette dernière est tout à fait négligeable.

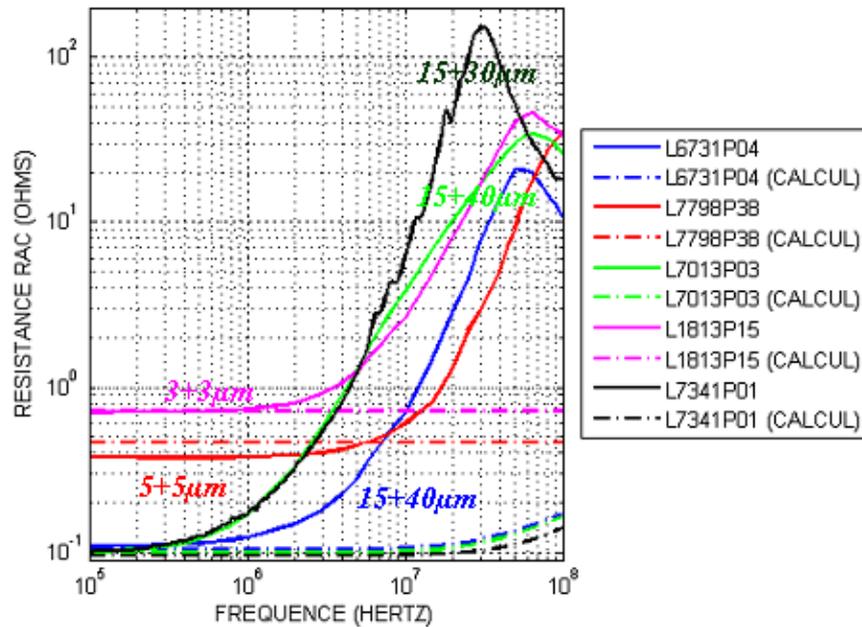


FIG. 4.12 – Contribution des effets de peau dans le bobinage à l’augmentation de la résistance des composants de type 01 de la filière INFOVAL : comparaison entre mesures expérimentales et extrapolations.

Les effets de peau dans le bobinage ne sont donc pas les principaux responsables de la variation d’inductance ni de la hausse de résistance. Les effets de peau intervenant dans le noyau magnétique sont par contre beaucoup plus importants.

4.3.2 Courants induits dans le noyau

Si l’on applique le modèle de perméabilité effective de l’expression 4.1 aux composants de la filière INFOVAL (épaisseur de couche magnétique $T_{MAG} = 1.25\mu m$, $1\mu m$ ou $0.7\mu m$, conductivité $\sigma_{MAG} = 5 \cdot 10^6 S \cdot m^{-1}$ et perméabilité relative $\mu_{MAG} = 1800$), on s’aperçoit qu’à une fréquence de 10MHz, l’épaisseur de peau est d’environ $1.7\mu m$. Le rapport entre épaisseur T_{MAG} et épaisseur de peau est tel que la chute de perméabilité à cette fréquence est inférieure à 5%, mais les pertes ne sont pas négligeables et le facteur de qualité magnétique Q_{MAG} déjà limité (figure 4.6). L’influence des courants induits dans le noyau sur le niveau d’inductance reste donc limitée, mais l’augmentation de la résistance autour de 10MHz est notable (figure 4.13). Cet effet est d’autant plus fort que les épaisseurs des noyaux ainsi que des couches magnétiques les constituant seront importantes.

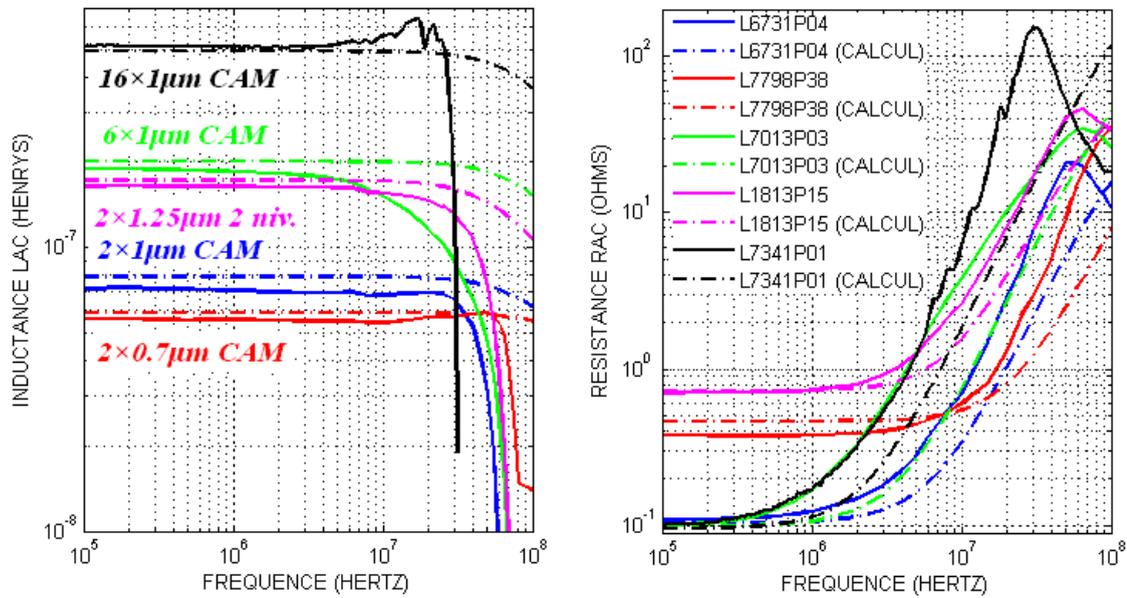


FIG. 4.13 – Contribution des effets de peau dans le noyau magnétique à la variation de l'impédance des composants de type 01 de la filière INFOVAL : comparaison entre mesures expérimentales et extrapolations.

En outre, nous avons déjà remarqué que les composants de la tranche L7013P03 possédaient une moins bonne tenue en fréquence que les autres composants. Nous pouvons émettre l'hypothèse qu'au moment de la gravure du noyau magnétique, des courts-circuits sont apparus entre les couches conductrices aux bords du noyau. Le comportement électromagnétique de ce dernier s'approche alors de celui d'une couche unique non laminée. Or, si l'on considère dans le noyau de type CAM $6 \times 1 \mu m$ seulement les couches bien orientées, on peut admettre que le noyau se comporte comme une couche unique de $3 \mu m$ d'épaisseur. Si l'on utilise cette épaisseur afin d'extrapoler l'impédance, on se rend compte que les valeurs ainsi corrigées décrivent fidèlement le comportement du composant de la tranche L7013P03 (figure 4.14). Notre hypothèse est donc validée et par la suite nous utiliserons cette valeur d'épaisseur pour nos calculs.

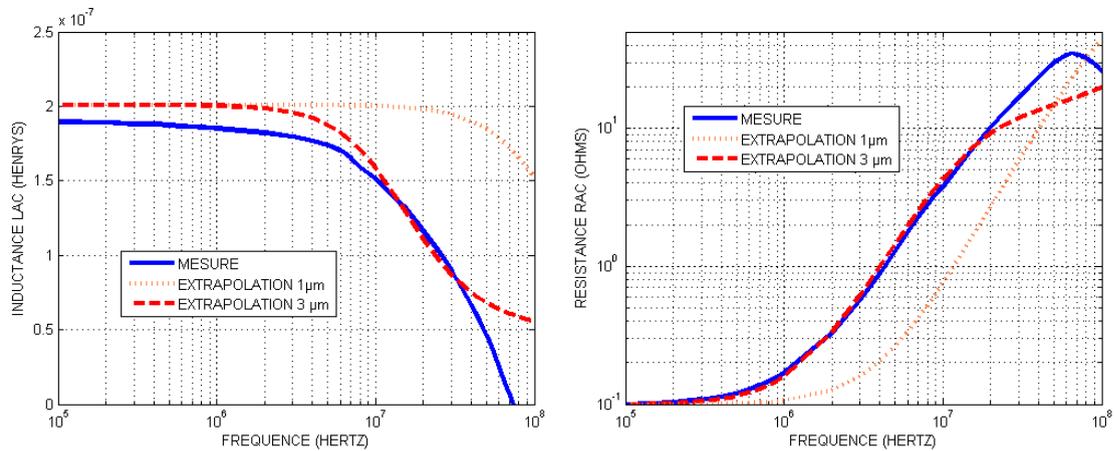


FIG. 4.14 – Prise en compte des court-circuits entre couches magnétiques dans le noyau CAM $6 \times 1 \mu\text{m}$ d'un composant de type 01 de la tranche INFOVAL L7013P03 pour l'extrapolation de l'impédance tenant compte des effets de peau dans le noyau magnétique.

Néanmoins, mis à part le cas de la tranche L7013P03, les courants induits dans le noyau n'expliquent pas à eux seuls le fort accroissement de la résistance. Il est donc nécessaire de tenir compte des effets de proximité.

4.3.3 Effets de proximité

Nous avons choisi pour la modélisation des effets de proximité de diviser le bobinage solénoïde à 12 spires des composants de type 01 en 24 demi-spires inférieures et supérieures pour lesquelles nous avons estimé les coefficients de Kuhn afin de calculer les effets de proximité. La figure 4.15 récapitule les résultats obtenus lorsque les effets de proximité sont combinés à l'effet des courants induits dans le noyau magnétique. On remarque que le modèle d'extrapolation des effets de proximité donne des ordres de grandeur réalistes (nous avons également appliqué avec succès une version simplifiée de ce modèle à des inductances de type spirale avec plans magnétiques [139]). Cependant, ce modèle est dépendant de la représentativité des simulations magnétostatiques réalisées. En effet, si l'inductance est surestimée, les coefficients de Kuhn ainsi que les pertes dues aux courants induits dans le noyau magnétique le sont également et vice-versa.

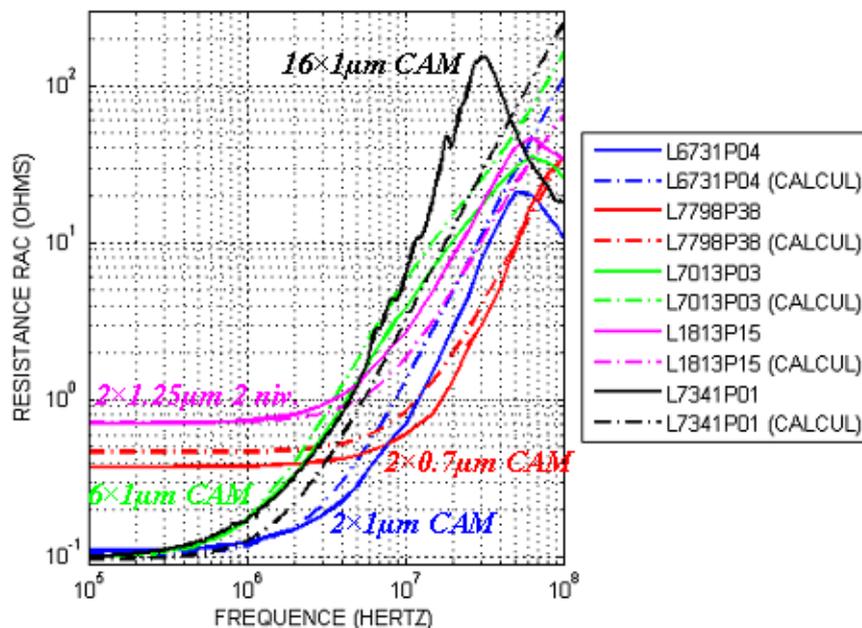


FIG. 4.15 – Contribution des effets de proximité dans le bobinage et des effets de peau dans le noyau magnétique à la variation de la résistance des composants de type 01 de la filière INFOVAL : comparaison entre mesures expérimentales et extrapolations.

Le modèle d'extrapolation que nous proposons donne néanmoins un bon aperçu de la hausse de la résistance. On voit cependant que nous ne modélisons pas encore la résonance du composant qui est d'origine capacitive.

4.3.4 Capacité parasite

L'utilisation d'une capacité parasite globale calculée de manière analytique à partir de la formule du condensateur infini (relation 4.23) ne constitue qu'une modélisation grossière de la réalité. En effet, il faudrait tenir compte de la circulation des courants de fuite dans le noyau magnétique et de l'influence de ces courants de fuite sur la configuration du champ magnétique. Cependant, la figure 4.16 montre que ce modèle simpliste donne une bonne restitution de la résonance de nos composants observée de manière expérimentale.

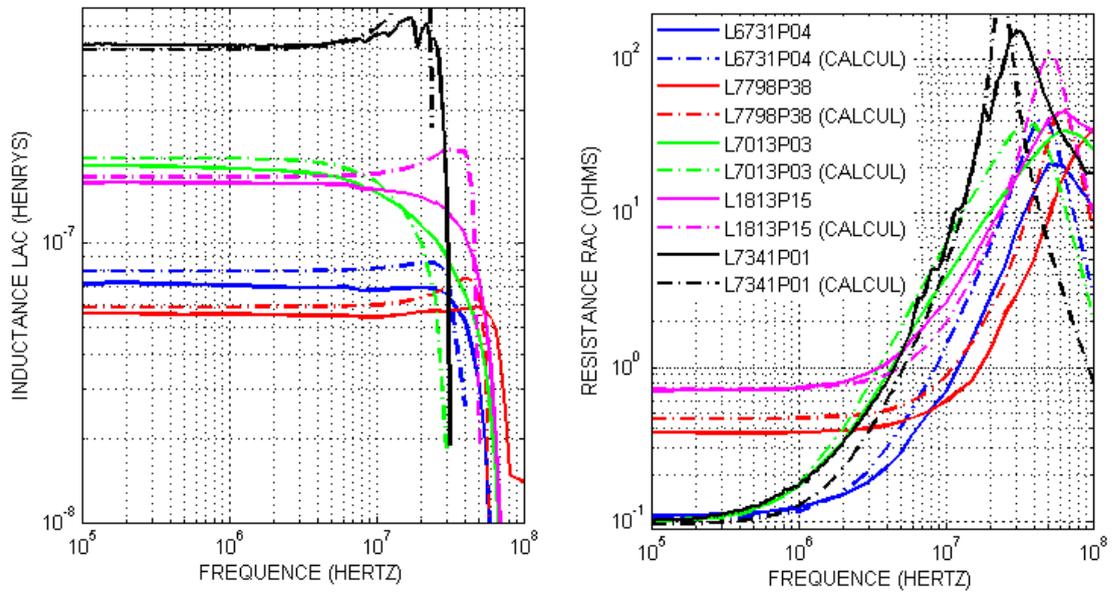


FIG. 4.16 – Contribution de la capacité parasite, des effets de proximité dans le bobinage et des effets de peau dans le noyau magnétique à la variation de la résistance des composants de type 01 de la filière INFOVAL : comparaison entre mesures expérimentales et extrapolations.

Le modèle d'extrapolation que nous avons utilisé permet donc, à partir de simples simulations électrocinétiques et magnétostatiques faciles à mettre en œuvre, d'obtenir un bon aperçu du comportement dynamique. Il permet aussi d'analyser en détail les limitations de nos composants et ainsi de proposer des voies d'amélioration.

4.4 Discussion : amélioration du facteur de qualité

L'amélioration de la tenue en fréquence de l'inductance de nos composants peut se résumer à un problème de réalisation technologique. En effet, il suffira d'utiliser des couches magnétiques plus fines pour la réalisation du noyau et d'employer des couches isolantes plus épaisses entre le noyau et le bobinage afin d'obtenir des composants possédant une inductance stable jusqu'à des fréquences au-delà de la centaine de mégahertz (nous verrons toutefois dans le chapitre 5 que si les fréquences de fonctionnement visées sont trop élevées des matériaux magnétiques autres que le permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ devront être employés). Cependant, le facteur de qualité de tels composants pourra être faible à cause d'effets de proximité trop importants. En effet, ces derniers sont proportionnels au carré de la fréquence et deviendront donc prédominants à haute fréquence. Il peut donc être nécessaire de modifier la topologie du bobinage. Or, une analyse des coefficients de Kuhn montre, si l'on s'intéresse aux trois spires autour d'une des branches du noyau toroïdal, que la spire centrale est moins sujette aux effets de proximité. En effet, il résulte de la structure localement symétrique du bobinage que les champs magnétiques générés par les deux spires adjacentes à la spire centrale se compensent dans une large mesure. Ce sont donc les spires externes qui contribuent le plus aux effets de proximité.

Un problème analogue survient dans les inductances de type spirale. En effet, si l'on s'intéresse à la répartition du champ magnétique dans ces dernières, on se rend compte que les spires internes sont soumises à un plus fort champ, et sont donc le siège de l'essentiel des pertes [136]. Or, nous pouvons voir dans la relation 4.18 que les effets de proximité croissent avec la largeur W_{WIN} des spires. Une solution connue dans l'état de l'art [140] consiste donc à diminuer la largeur des spires internes afin de réduire les effets de proximité, et à augmenter celles des spires externes afin de conserver une résistance basse fréquence raisonnable. Cette solution peut permettre d'augmenter le facteur de qualité de composants inductifs (figure 4.17).

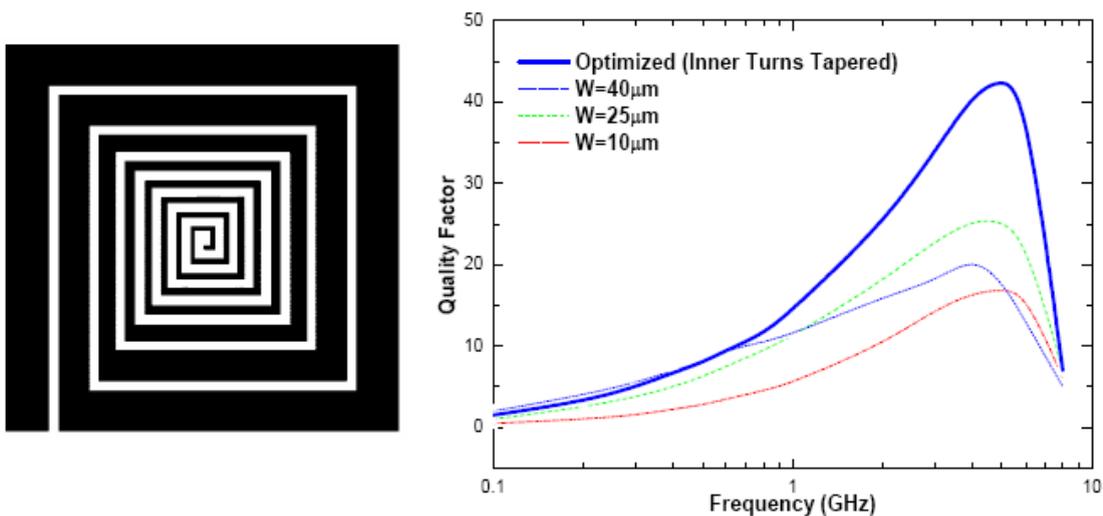


FIG. 4.17 – Bobinage de type spirale à largeur variable et amélioration du facteur de qualité obtenue [140].

Nous proposons pour notre part d'adapter individuellement la largeur W_{WIN} de chaque spire solénoïde afin de limiter les effets de proximité. Cette fois-ci, les spires internes seront plus larges que les spires externes. Des simulations réalisées sur des topologies simplifiées [141] ont permis de démontrer la possibilité d'augmenter le facteur de qualité de composants inductifs, mais aussi d'appliquer sur un noyau magnétique un champ plus homogène (l'impact de l'homogénéité du champ sur la saturation des inductances sera étudié dans le chapitre 6). En pratique, le bobinage de type tressé que nous avons introduit dans le chapitre 3 se prêtera bien à l'utilisation de ce principe car les spires sont rigoureusement parallèles les unes aux autres. La compensation du champ magnétique se fera donc dans des conditions optimales (figure 4.18).

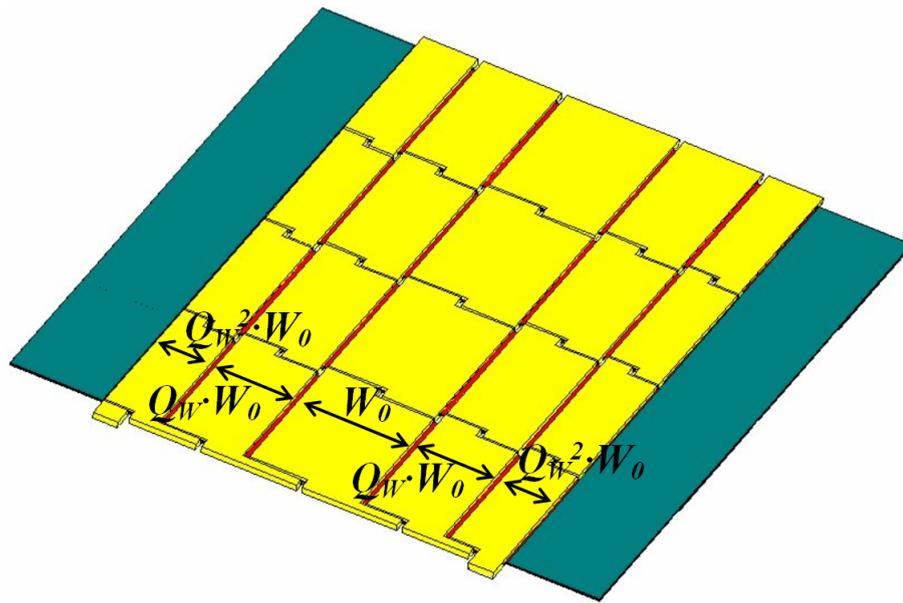


FIG. 4.18 – Composant combinant noyau magnétique de type cadre à 4 branches et bobinage "tressé à largeur variable" comportant 20 spires dont les largeurs suivent une progression géométrique.

La figure 4.19 montre les résultats de simulations obtenus pour composant de type cadre à quatre branche, muni d'un noyau magnétique d'épaisseur $12 + 4\mu m$ et de rapport $W_F/W_{CORE} = 0.7$ optimisé dans le chapitre 3 en terme de rapport Q_{DC} . Ici, nous avons choisi de porter l'épaisseur du bobinage de type tressé à $40\mu m$ et de simuler les pertes dans le bobinage (annexe B.2) à une fréquence de 100MHz. Les largeurs des spires du bobinage suivent une progression géométrique de raison Q_W (figure 4.18). On voit qu'il existe une raison Q_W optimale pour laquelle le facteur de qualité est augmenté d'environ 45% par rapport au cas où toutes les spires sont identiques. Ces résultats très prometteurs démontrent le potentiel de ce type de topologie.

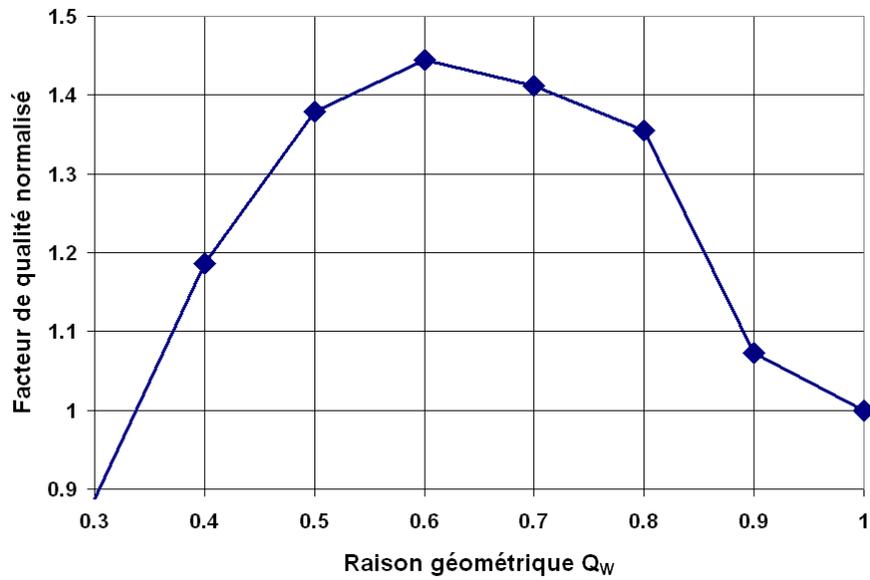


FIG. 4.19 – Simulation du facteur de qualité normalisé d'un composant combinant noyau magnétique de type cadre et bobinage "tressé à largeur variable" en fonction de la raison Q_w fixant la progression géométrique de la largeur des spires. La simulation ne tient compte que des pertes dans le bobinage.

Nous nous sommes contentés dans ce chapitre d'étudier des phénomènes purement électromagnétiques. Or, des phénomènes de résonance magnétique peuvent également intervenir dans le comportement de nos composants. Ces résonances feront l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 5

Considérations sur les résonances magnétiques. Importance de la résonance gyromagnétique pour les applications micro-ondes.

Sommaire

5.1 Contributions à l'énergie magnétique	112
5.1.1 Couplage de Heisenberg	112
5.1.2 Anisotropies magnétocristalline et induite	113
5.1.3 Énergie de Zeeman	114
5.1.4 Énergie démagnétisante	114
5.2 Structure en domaines magnétiques	116
5.2.1 Origine physique	116
5.2.2 Cas d'une couche mince uniaxiale	117
5.2.3 Résonance des domaines de fermeture	119
5.2.4 Configuration en <i>Edge Curling Wall</i>	120
5.3 Résonance gyromagnétique	122
5.3.1 Présentation du modèle LLG	122
5.3.2 Approximation linéaire	123
5.3.3 Cas d'une couche mince uniaxiale	125
5.4 Noyaux magnétiques pour les micro-ondes	128
5.4.1 Utilisation des effets de forme	128
5.4.2 Utilisation de matériaux à couplage d'échange	136
5.4.3 Utilisation du modèle LLG pour la simulation	142

Nous nous sommes bornés, pour l'instant, à utiliser la notion de perméabilité magnétique posant de manière implicite l'hypothèse d'un rapport constant et réel entre champ magnétique appliqué et aimantation. Nous allons voir dans ce chapitre le raisonnement physique permettant d'utiliser un matériau magnétique de manière à pouvoir considérer cette hypothèse comme réaliste. De plus, nous avons pour l'instant éludé la problématique liée à la variation de perméabilité dynamique intrinsèque

en fonction de la fréquence. En effet, cette dernière est régie par des phénomènes oscillatoires sujets à des résonances, dont notamment la résonance gyromagnétique qui fixe la limite dynamique ultime. Nous allons donc aborder toutes ces questions complexes dans ce chapitre. Cependant, notre but ici ne sera pas d'apporter des améliorations aux nombreux modèles existants, mais au contraire d'utiliser des modèles aussi simples que possible en adoptant le point de vue pratique du concepteur de composants inductifs intégrés.

Nous commencerons donc par présenter les différents phénomènes physiques contribuant aux propriétés magnétiques des couches minces. Nous montrerons comment la concurrence entre ces contributions aboutie, du point de vue microscopique, à l'établissement d'une structure en domaines magnétiques. Les origines possibles des résonances magnétiques pouvant survenir dans nos composants seront ensuite détaillées en insistant principalement sur la résonance gyromagnétique. Le modèle Landau-Lifchitz-Gilbert, décrivant les phénomènes gyromagnétiques, sera introduit, puis enfin utilisé pour la conception de noyaux magnétiques fonctionnant à des fréquences au-delà du gigahertz.

5.1 Contributions à l'énergie magnétique

Nous avons jusqu'à présent utilisé la notion de perméabilité magnétique, qui est une grandeur macroscopique, en considérant que la relation entre champ magnétique et aimantation est linéaire et homogène. Nous allons donc maintenant nous intéresser aux différents phénomènes magnétiques à prendre en compte pour une bonne compréhension des propriétés magnétiques réelles. Ces propriétés résultent de l'état de la couche magnétique à l'échelle microscopique, qui elle-même est le fruit d'une minimisation de l'énergie magnétique incluant diverses contributions.

5.1.1 Couplage de Heisenberg

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, il existe dans les matériaux ferromagnétiques des forces de couplage entre les moments magnétiques d'atomes voisins qui tendent à orienter ces moments selon une orientation relative unique. L'interaction la plus connue est le couplage de Heisenberg qui parvient à dominer le désordre provoqué par l'agitation thermique (pour des températures inférieures à la température de Curie) et à aligner localement tous les moments dans la même direction. Heisenberg a proposé de traduire les interactions d'échange entre deux atomes ou ions voisins i et j par une énergie d'échange E_e proportionnelle au produit scalaire de leurs moments magnétiques \vec{m}_i et \vec{m}_j :

$$E_e = \frac{-J_{ij}}{2\mu_B^2} \cdot \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j. \quad (5.1)$$

J_{ij} est l'intégrale d'échange de Heisenberg caractérisant le recouvrement des orbitales électroniques. J_{ij} est positive dans le cas des matériaux ferromagnétiques et négative

dans celui des matériaux antiferromagnétiques. μ_B est appelé le *magnéton de Bohr* et constitue la valeur élémentaire du moment magnétique au niveau quantique. Dans les matériaux ferromagnétiques, le couplage de Heisenberg tendra donc à l'obtention d'une aimantation homogène. Cependant, la direction de cette aimantation sera fixée par d'autres contributions.

5.1.2 Anisotropies magnétocristalline et induite

Un monocristal magnétique s'aimante plus ou moins facilement selon certains de ses axes cristallographiques. Il existe donc dans les cristaux magnétiques une anisotropie résultant de l'influence des propriétés cristallines sur les propriétés magnétiques, et appelée *anisotropie magnétocristalline* (figure 5.1). L'énergie correspondante peut être exprimée par le développement en série des fonctions trigonométriques des angles que fait le vecteur aimantation avec les axes cristallographiques. Ces expressions sont établies en tenant compte des conditions de symétrie. Pour un cristal de structure cubique, la densité volumique d'énergie magnétocristalline E_K peut se développer selon les puissances croissantes des cosinus directeurs de l'aimantation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, et en fonction des constantes d'anisotropie magnétocristalline K_1, K_2, K_3 relatives à chaque axe cristallographique :

$$E_K = K_1 \cdot ((\alpha_1 \cdot \alpha_2)^2 + (\alpha_1 \cdot \alpha_3)^2 + (\alpha_2 \cdot \alpha_3)^2) + K_2 \cdot (\alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \alpha_3)^2 + \dots \quad (5.2)$$

Les constantes d'anisotropie cristalline dépendent principalement de la composition de l'alliage et varient en fonction de la température. Généralement, les constantes d'anisotropie diminuent avec la température et tendent vers des valeurs nulles aux abords de la température de Curie.

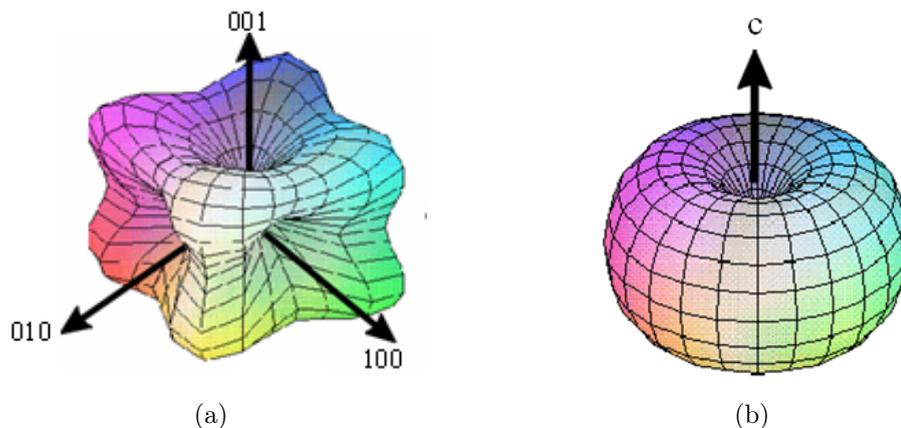


FIG. 5.1 – Visualisation de directions d'aimantation privilégiées d'après l'anisotropie magnétocristalline pour une structure cristalline cubique (a) et hexagonale (b).

Il existe un autre type d'anisotropie, le plus souvent uniaxiale, dite induite car due aux conditions d'élaboration de l'alliage : recuit ou dépôt sous champ, direction de croissance du matériau, trempe rapide, etc. Dans notre cas, nous appliquons un champ magnétique uniaxial pendant le dépôt du matériau, ce qui introduit un ordre

atomique à courte distance selon un axe unique privilégié. Pour un matériau magnétique uniaxial, lorsque l'aimantation fait un angle θ avec l'axe de facile aimantation - qui à de très rares exceptions près [18] est parallèle au champ magnétique appliqué durant le dépôt - la densité d'énergie d'anisotropie induite est de la forme

$$E_I = -K_I \cdot \cos^2 \theta, \quad (5.3)$$

où K_I est la constante d'anisotropie induite. Nous avons considéré de manière implicite que les constantes d'anisotropie (magnétocristalline ou induite) étaient homogènes dans le matériau considéré. Cependant, il peut arriver qu'une fluctuation de l'anisotropie soit observée. Ce cas de figure a été traité de manière analytique par Horst Hoffmann [142, 143] pour la détermination des propriétés magnétostatiques. Le cas plus complexe des propriétés dynamiques n'a jamais été traité par un modèle analytique à notre connaissance.

5.1.3 Énergie de Zeeman

L'énergie de Zeeman correspond à l'interaction entre les moments magnétiques et un champ extérieur appliqué. Elle est minimale lorsque tous les moments sont alignés avec le champ extérieur. La densité d'énergie de Zeeman E_z s'écrit

$$E_z = -\vec{M} \cdot \vec{H}. \quad (5.4)$$

5.1.4 Énergie démagnétisante

Si un corps ferromagnétique de dimensions finies est aimanté de manière homogène, il existe alors à la surface de ce corps une discontinuité de l'aimantation. La divergence de l'aimantation à la surface du conducteur est non nulle, d'où l'apparition d'un champ magnétique \vec{H}_D appelé *champ démagnétisant* permettant de compenser la discontinuité d'aimantation (figure 5.2), et tel que

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \cdot \vec{H}_D + \vec{M}) = 0. \quad (5.5)$$

Si aucun courant ne circule dans le corps magnétique, l'équation de Maxwell-Ampère nous apprend que le rotationnel du champ \vec{H}_D est nul. Par conséquent, on peut utiliser la notion de potentiel magnétique scalaire ϕ , qui est choisi tel que $H_D = -\vec{\nabla}\phi$. On peut alors donner la condition sur le potentiel scalaire ϕ pour la nullité de la divergence de \vec{B} :

$$\Delta \phi = \vec{\nabla} \cdot \vec{M}. \quad (5.6)$$

Par analogie avec la relation de Gauss utilisée en électrostatique, on dit souvent que la discontinuité de l'aimantation à la surface d'un corps ferromagnétique crée une densité surfacique de charges magnétiques $\rho_M = \vec{\nabla} \cdot \vec{M}$ (figure 5.2).

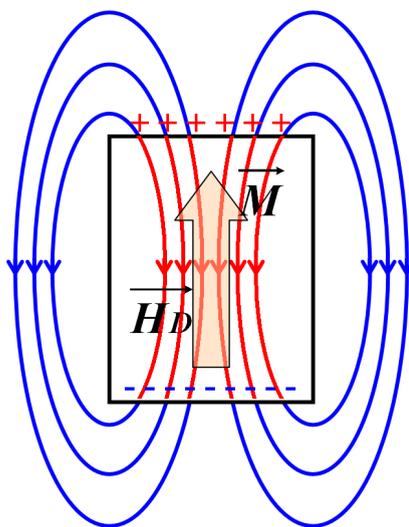


FIG. 5.2 – Représentation des lignes de champs démagnétisants et des charges magnétiques dans un parallélépipède uniformément aimanté.

Une fois le champ \vec{H}_d calculé, on peut déterminer la valeur de la densité d'énergie démagnétisante E_d d'après

$$E_d = -\frac{1}{2} \cdot \vec{H}_d \cdot \vec{M}. \quad (5.7)$$

D'une manière pratique, on utilise la notion de tenseur de coefficient de démagnétisation $[N_d]$, tenseur d'ordre 2 liant champ démagnétisant et aimantation par la relation suivante :

$$\vec{H}_d = -[N_d] \cdot \frac{\vec{M}}{\mu_0}. \quad (5.8)$$

Les coefficients de démagnétisation traduisent de manière macroscopique les effets de forme. En effet, le champ démagnétisant n'est dans le cas général pas homogène. Il n'y a que dans un corps magnétique uniformément aimanté et de forme ellipsoïdale que le champ démagnétisant est homogène. Si l'on choisit un repère dont les axes correspondent aux axes principaux de l'ellipsoïde, alors seules les composantes diagonales du tenseur $[N_d]$ sont non nulles. Ces coefficients ont été calculés par Osborn en 1945 [144]. Plus récemment, Aharoni a calculé les coefficients moyens de démagnétisation selon les axes d'un parallélépipède aimanté [113]. Dans les deux cas, la somme des termes diagonaux est égale à 1. Dans le cas particulier d'une couche mince dont l'épaisseur est négligeable devant ses autres dimensions, seul le coefficient démagnétisant selon l'axe perpendiculaire au plan du substrat sera non nul et donc égal à 1.

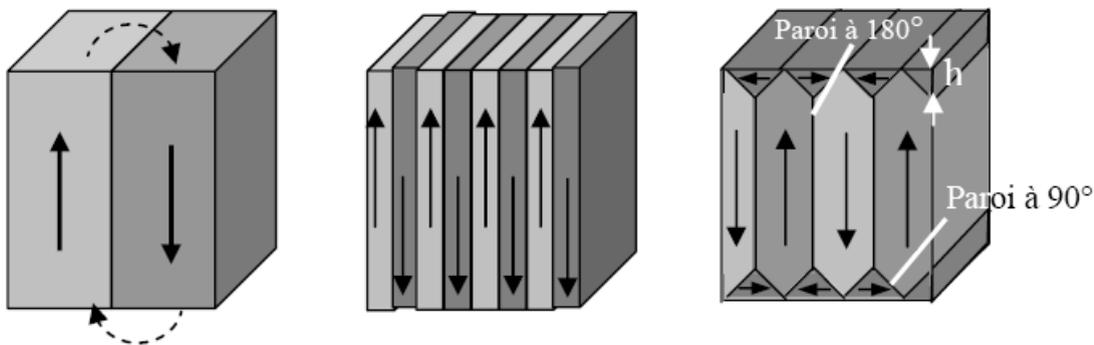
Après avoir présenté les différentes forces en jeu, nous allons maintenant voir comment ces contributions aboutissent à l'obtention d'une structure en domaines magnétiques, et dans quelle mesure cette dernière peut affecter le comportement dynamique de nos composants.

5.2 Structure en domaines magnétiques

Dans cette partie nous essaierons d'exposer de manière concise l'influence que peut avoir la structure en domaines magnétique sur les performances de nos composants. Cette thématique ayant été déjà traitée en détail lors de la thèse de doctorat de Rachid Hida précédemment effectuée au LETI [12], nous n'en rappellerons que les grandes lignes.

5.2.1 Origine physique

Les couches ferromagnétiques sont le siège de divers phénomènes contribuant à l'énergie magnétique. La minimisation de l'énergie magnétique totale amène généralement l'aimantation à se répartir en domaines magnétiques. Les domaines magnétiques sont des zones à l'intérieur desquelles l'aimantation reste globalement homogène. Ainsi, l'énergie de Heisenberg est minimisée. En outre, en passant d'un domaine magnétique à l'autre, l'aimantation subit généralement une rotation à 90° ou à 180° de manière à conserver localement la divergence de l'aimantation nulle, et ainsi minimiser l'énergie démagnétisante. La zone dans laquelle l'aimantation subit une rotation entre deux domaines magnétiques aimantés de manière homogène est appelée paroi magnétique (figure 5.3). On pourra alors parler, par abus de langage, de parois magnétiques à 90° ou à 180° selon la rotation que subit l'aimantation à l'intérieur de la paroi.



(a) Deux domaines orientés à 180° . (b) Huit domaines orientés à 180° . (c) Présences de domaines orientés à 90° et 180° .

FIG. 5.3 – Différentes configurations de structures en domaines magnétiques.

Si, à l'intérieur d'un domaine donné, l'énergie de Heisenberg est minimisée, dans les parois magnétiques la densité d'énergie est importante. On peut modéliser cette densité d'énergie par une densité linéique d'énergie de paroi E_s qui dépendra du matériau magnétique considéré ainsi que de l'angle de rotation et de la nature de la paroi magnétique considérée. En effet, il existe plusieurs modes de rotation de l'aimantation dans les parois magnétiques. On peut, d'une manière générale, distinguer deux types de parois. Dans les parois de Bloch, l'aimantation subit une rotation hors du plan de la couche (figure 5.4(a)). Si l'épaisseur est réduite, la configuration en parois de Néel, dans laquelle l'aimantation subit une rotation dans le plan de la

couche, est plus favorable du point de vue énergétique (figure 5.4(b)). Il peut également exister des parois magnétiques de formes plus complexes pouvant combiner parois de Bloch et de Néel.

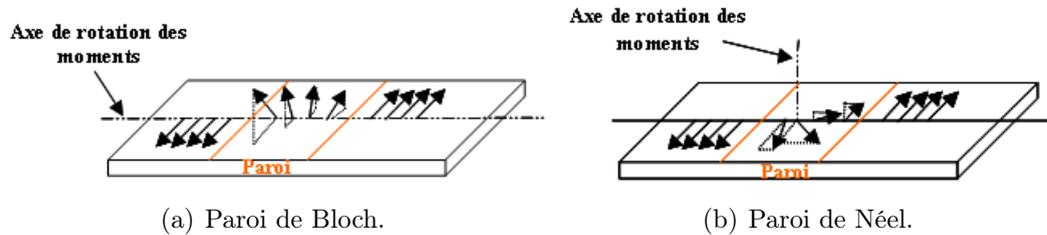


FIG. 5.4 – Différentes configurations de parois magnétiques.

Après ces considérations générales, nous allons aborder le cas pratique d'une couche mince uniaxiale.

5.2.2 Cas d'une couche mince uniaxiale

Dans des motifs créés à partir d'une couche mince ferromagnétique uniaxiale, on observe généralement, une structure comprenant deux types de domaines magnétiques (figure 5.5) :

- Des domaines magnétiques hexagonaux allongés selon la direction fixée par l'axe d'anisotropie induit par le champ magnétique appliqué durant le dépôt de la couche. Si la taille du motif considéré n'est pas trop restreinte selon la direction de facile aimantation, ces domaines occupent la majeure partie du motif. Ces domaines sont séparés entre eux par des parois à 180° .
- Des domaines magnétiques triangulaires aux bords des motifs avec une aimantation perpendiculaire à l'axe de facile aimantation. Ces domaines ont pour fonction de conserver la divergence de l'aimantation nulle afin de minimiser l'énergie démagnétisante. On les appelle *domaines de fermeture*. Ces derniers sont séparés des domaines hexagonaux par des parois à 90° .

Ici encore, il est important de garder à l'esprit qu'une couche mince magnétique n'est jamais véritablement uniaxiale. Ainsi, s'il existe une direction d'aimantation favorable selon un axe perpendiculaire au plan du substrat, une structure en domaines magnétiques en rubans ("stripe domains" en anglais), présentant des propriétés magnétiques très différentes de la structure classique avec domaines de fermetures, peut parfois être observée si l'épaisseur de la couche magnétique dépasse une certaine valeur critique [145, 146, 147]. Néanmoins, même si le modèle de la couche uniaxiale est simplifié par rapport à la réalité, ce dernier permet généralement une bonne description du comportement statique et dynamique des propriétés magnétiques.

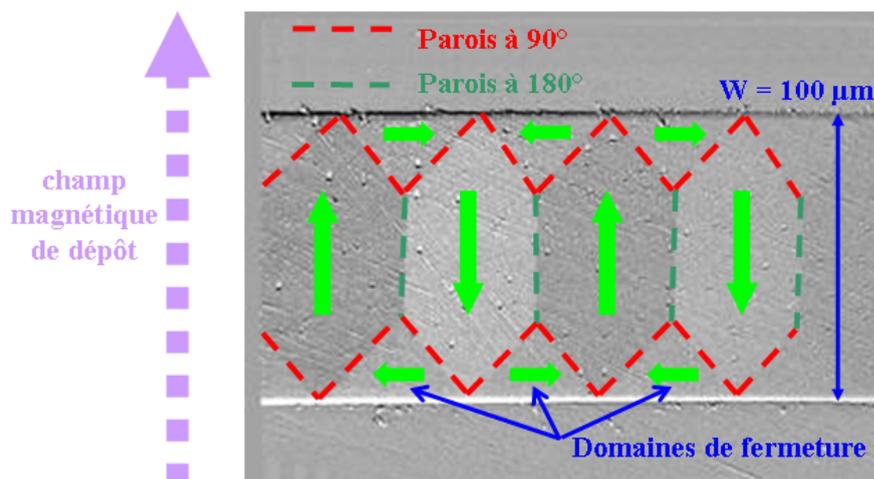
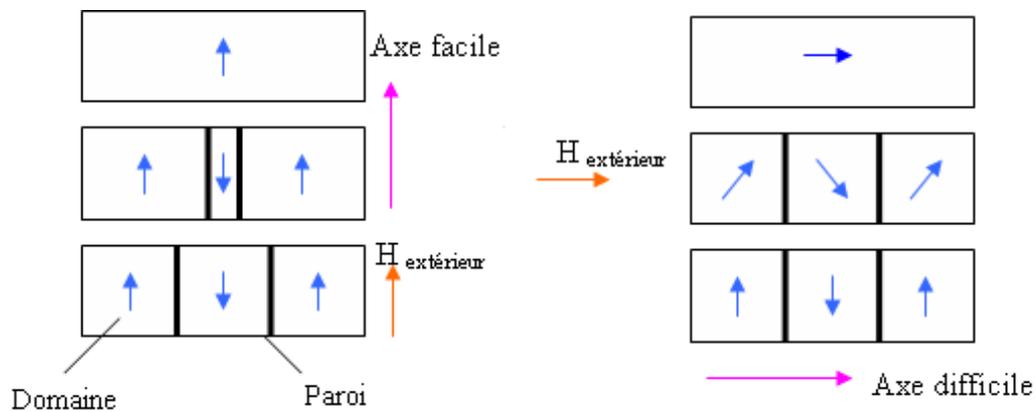


FIG. 5.5 – Observation au microscope à effet Kerr d’un motif de $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé sous champ magnétique par PVD d’épaisseur $1\mu m$ et de largeur $100\mu m$. La structure en domaines magnétiques comprend des domaines de fermeture.

Ainsi, lorsqu’un champ magnétique est appliqué suivant l’axe facile, il y a disparition des domaines dont l’aimantation est opposée au champ au profit des domaines dont l’aimantation est dans la direction du champ (figure 5.6(a)). Le renversement d’aimantation implique donc des déplacements de parois importants. Ce mode d’aimantation est connu comme étant particulièrement dissipatif, car les parois magnétiques doivent alors franchir des barrières de potentiels dues notamment aux défauts magnétiques à l’intérieur de la couche. On obtiendra donc en régime statique un comportement hystérétique, et en régime dynamique une perméabilité qui dépendra fortement de l’amplitude du champ magnétique appliqué et dont la tenue en fréquence sera très limitée. Ce mode de fonctionnement ne sera donc pas utilisable dans des composants dont la fréquence de fonctionnement est fixée au-delà du mégahertz.

On préférera donc appliquer un champ magnétique selon l’axe difficile. Dans ce cas, si l’on ne s’intéresse pas aux domaines de fermeture qui seront examinés dans le paragraphe suivant, on peut considérer que l’on n’induit qu’un mouvement de rotation cohérente de l’aimantation. Chaque moment tourne d’un même angle et aucun domaine n’est privilégié (figure 5.6(b)). Nous obtenons donc un mécanisme de rotation collective et homogène des moments magnétiques indépendamment de la mobilité des parois. Par conséquent, on retrouve un comportement quasi linéaire (nous verrons cependant dans le chapitre 6 que le caractère non-linéaire peut persister dans certains cas), et surtout une tenue en fréquence permettant l’obtention d’une perméabilité magnétique quasiment constante jusqu’à des fréquences pouvant dépasser le gigahertz.



(a) Application selon l'axe facile : déplacement des parois. (b) Application selon l'axe difficile : rotation cohérente de l'aimantation.

FIG. 5.6 – Effet de l'application d'un champ magnétique sur la structure en domaines. Les domaines de fermeture éventuels ne sont pas considérés.

Cependant, les domaines de fermeture pourront, si l'on n'y prend pas garde, limiter les performances dynamiques des dispositifs.

5.2.3 Résonance des domaines de fermeture

Lorsque l'on applique un champ magnétique selon l'axe difficile, l'aimantation subit une rotation cohérente à l'exception des domaines de fermeture dont les parois à 90° entrent en mouvement. Il en résulte un très léger effet hystérétique qui n'est pas gênant en régime statique mais qui peut se révéler pénalisant en régime dynamique. En effet, si l'on applique un champ alternatif, la taille des domaines de fermeture augmente puis diminue autour d'une position d'équilibre (figure 5.7).

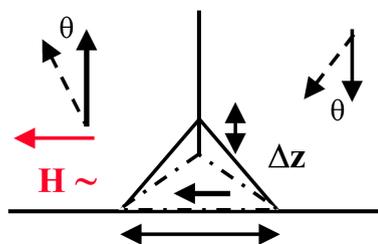


FIG. 5.7 – Déplacement des parois à 90° des domaines de fermeture sous l'effet d'un champ magnétique appliqué selon l'axe difficile.

La dynamique des parois à 90° délimitant les domaines de fermeture peut, dans le cadre d'une approximation au premier ordre, être décrite par un modèle d'oscillateur harmonique entretenu pouvant présenter un pic de résonance [148]. Le cas de couches de permalloy a été étudié en détail dans le cadre de la thèse de Rachid Hida [12]. Il en

ressort que pour des motifs de dimensions inférieures ou égales à la centaine de microns, l'importance relative des domaines de fermeture est telle que leur résonance, qui peut survenir à des fréquences de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, peut être responsable de sérieuses limitations dans le comportement dynamique de composants inductifs. Cependant, l'importance de la résonance des domaines de fermeture décroît avec l'augmentation de la taille des motifs car l'importance relative des domaines de fermeture est amoindrie. Ainsi, dans le cas des composants de la filière INFOVAL utilisant des motifs magnétiques de dimensions millimétriques, ces phénomènes de résonances sont négligeables. Toutefois, nous avons sur certains des composants de la filière INFOVAL observé de telles résonances parasites d'importance secondaire pour des fréquences comprises entre 30MHz et 50MHz, vraisemblablement dues à des résonances des domaines de fermeture (figure 5.8).

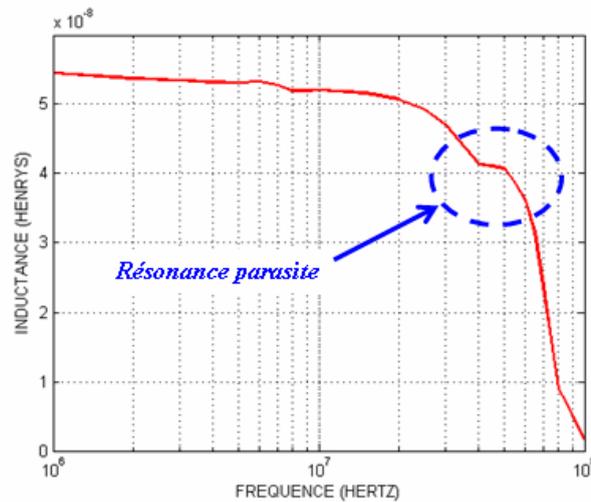


FIG. 5.8 – Résonance parasite observée sur un composant de type 03 de la tranche L6731P04 de la filière INFOVAL.

Ainsi, les domaines de fermeture peuvent être à l'origine de résonances parasites néfastes au fonctionnement de composants inductifs. Néanmoins, ces derniers peuvent être supprimés en laminant le noyau magnétique de manière judicieuse.

5.2.4 Configuration en *Edge Curling Wall*

Si l'on considère un noyau magnétique laminé par des couches isolantes, il existe entre ces couches des interactions magnétostatiques pouvant modifier la structure en domaines magnétiques. Ainsi, si la structure avec domaines de fermeture est toujours possible, selon les cas on pourra également obtenir une structure dite en "Edge Curling Wall" [119]. Cette dernière est caractérisée par l'absence de domaines de fermeture. La conservation de la divergence de l'aimantation n'est plus assurée dans le plan de la couche, mais dans l'épaisseur du noyau avec un rebouclage du flux magnétique s'effectuant à travers les couches isolantes. Ainsi, si l'épaisseur de ces couches isolantes est suffisamment faible, la structure "Edge Curling Wall" est

la plus avantageuse du point de vue de la minimisation de l'énergie. La structure en "Edge Curling Wall" peut présenter deux configurations :

1. Si les champs démagnétisants selon l'axe facile sont prédominants, on observe une configuration dite en "axe difficile" (figure 5.9(a)) : la minimisation de l'énergie aboutit à un basculement de l'aimantation selon l'axe difficile. Cette configuration est défavorable car la réponse dynamique des couches magnétiques selon l'axe difficile dépend de mouvements de parois magnétiques.
2. Si les champs démagnétisants selon l'axe facile restent suffisamment faibles, on conserve une configuration dite en "axe facile" (figure 5.9(b)) : l'aimantation est bien orientée conformément à l'axe facile induit par les conditions de dépôt, et l'absence de domaines de fermeture confère au multicouche magnétique d'excellentes propriétés dynamiques selon l'axe difficile. C'est donc le cas le plus favorable. De plus, il a été prouvé lors de travaux connexes qu'il était possible d'obtenir une telle structure en domaines magnétiques dans un multicouche de type CAM en couplant deux à deux les couches [149].

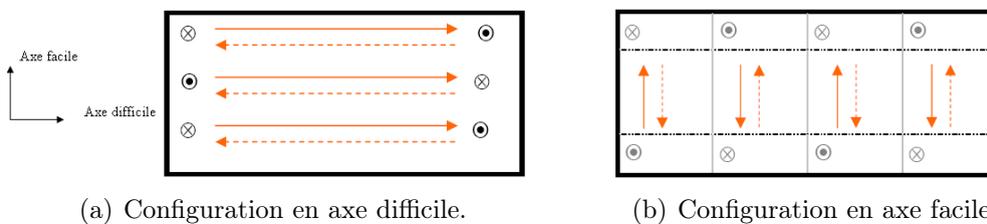


FIG. 5.9 – Configurations de type "Edge Curling Wall".

Ainsi, si les domaines magnétiques sont en configuration "Edge Curling Wall axe facile", la structure en domaines magnétiques n'interviendra plus sur le comportement dynamique selon l'axe difficile. Ne restera alors que la résonance gyromagnétique pour limiter les propriétés dynamiques intrinsèques des couches magnétiques (nous avons vu dans le chapitre 4 que des effets purement électromagnétiques pouvaient également intervenir).

5.3 Résonance gyromagnétique

Dans cette partie, nous allons développer quelques considérations sur la résonance gyromagnétique utiles à la conception de composants inductifs intégrés. Nous présenterons le modèle Landau-Lifchitz-Gilbert ainsi que l'approximation linéaire utilisée pour le calcul de la perméabilité, puis nous appliquerons ce modèle au cas particulier d'une couche mince uniaxiale.

5.3.1 Présentation du modèle LLG

Le modèle Landau-Lifchitz-Gilbert, proposé en 1955 dans un très court article de Gilbert [150], et qui sera dénommé par la suite modèle *LLG*, est le modèle le plus couramment utilisé pour la description du comportement dynamique des matériaux ferromagnétiques. C'est un modèle phénoménologique extrêmement robuste qui permet de décrire le comportement dynamique macroscopique de la plupart des matériaux ferromagnétiques. On peut, pour les détails des calculs relatifs au modèle LLG, se référer par exemple à la thèse de doctorat de Damien Pain [151].

Le modèle LLG postule que la dynamique de l'aimantation \vec{M} d'un matériau magnétique soumis à un champ magnétique \vec{H} est régie par l'équation vectorielle ci-dessous :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \cdot \vec{M} \wedge \left(-\overrightarrow{\nabla_M G} + \vec{H} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \cdot \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (5.9)$$

où G est l'enthalpie libre tenant compte de toutes les contributions magnétiques constantes. Le champ appliqué \vec{H} , considéré comme variable dans le temps, n'est pas inclus dans G . L'expression $-\overrightarrow{\nabla_M G}$ correspond au gradient selon l'aimantation de l'enthalpie libre G , et peut être comprise comme l'expression d'un champ effectif $\overrightarrow{H_{eff}}$ tel que $G = -\overrightarrow{H_{eff}} \cdot \vec{M}$ tenant compte de toutes les contributions magnétiques constantes à l'énergie magnétique. Le premier terme à la droite de la relation 5.9 traduit la relation entre moment cinétique et moment magnétique. En effet, la mécanique quantique nous apprend qu'au niveau atomique le moment cinétique est égal au moment magnétique que divise γ , appelé rapport gyromagnétique (ce dernier est en théorie calculable, mais en pratique nous le considérerons comme un paramètre phénoménologique variant faiblement d'un matériau à l'autre). Par conséquent, la dynamique du moment magnétique est régie par une équation identique, au rapport gyromagnétique près, à celle du moment cinétique. Le premier terme correspond donc à un mouvement de précession non amortie. Les pertes sont modélisées par le deuxième terme, le coefficient phénoménologique d'amortissement α caractérisant leur importance (figure 5.10).

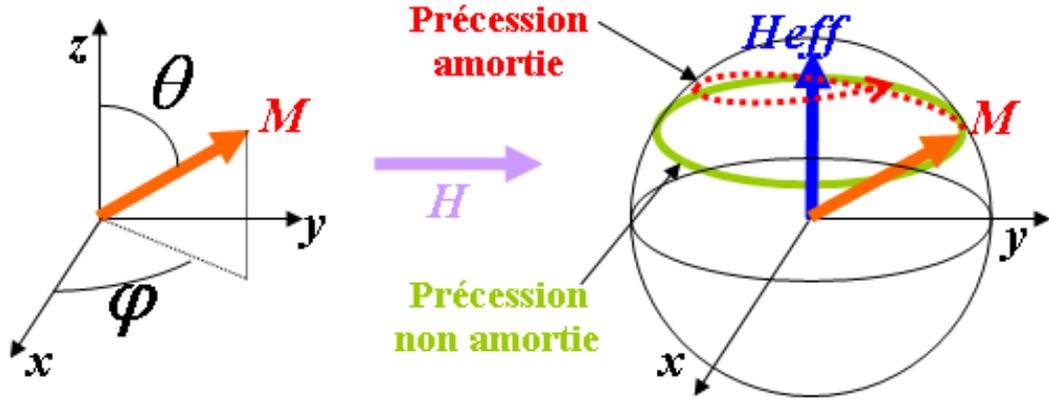


FIG. 5.10 – Mouvement de précession amortie de l'aimantation d'après le modèle LLG.

On peut utiliser les coordonnées sphériques $(\theta; \varphi)$ afin de repérer le vecteur aimantation de manière simple. En effet, localement la norme du vecteur \vec{M} reste constante et égale à M_s . L'expression 5.9 peut alors s'exprimer, sans aucune approximation, comme un système d'équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{dt} = \frac{-\gamma}{M_s \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial G}{\partial \varphi} - \alpha \cdot \sin \theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \gamma \cdot [H_y \cdot \cos \varphi - H_x \cdot \sin \varphi] \\ \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\gamma}{M_s \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial G}{\partial \theta} + \frac{\alpha}{\sin \theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} - \gamma \cdot \left[H_x \cdot \frac{\cos \varphi}{\tan \theta} + H_y \cdot \frac{\sin \varphi}{\tan \theta} - H_z \right]. \end{cases} \quad (5.10)$$

L'équation différentielle du modèle LLG est donc fortement non linéaire (la valeur des dérivées de G dépend de la position de l'aimantation) et ne peut être résolue de manière analytique que dans quelques cas particuliers [152]. Dans les autres cas on devra soit utiliser des méthodes d'analyse numérique, soit utiliser l'approximation linéaire valable seulement si les variations du champ appliqué \vec{H} sont de faible amplitude devant le champ effectif \vec{H}_{eff} .

5.3.2 Approximation linéaire

Dans le cas où le champ appliqué \vec{H} peut se décomposer en une partie constante \vec{H}^{DC} et une partie variable \vec{h} de faible amplitude devant le champ effectif \vec{H}_{eff} , on peut considérer que l'aimantation oscille autour d'une de ses positions d'équilibre notée $(\theta_0; \varphi_0)$. Dans ce cas, les dérivées de l'enthalpie libre G (qui inclue alors le terme correspondant à l'énergie Zeeman due au champ \vec{H}^{DC}) par rapport aux coordonnées angulaires de l'aimantation sont nulles et on peut utiliser le développement

au deuxième ordre de l'enthalpie libre comme ci-dessous :

$$\begin{aligned}
G(\theta_0 + \Delta\theta, \varphi_0 + \Delta\varphi) = & G(\theta_0, \varphi_0) \\
& + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2}(\theta_0, \varphi_0) \cdot \Delta\theta^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi^2}(\theta_0, \varphi_0) \cdot \Delta\varphi^2 \\
& + \frac{\partial^2 G}{\partial \theta \cdot \partial \varphi}(\theta_0, \varphi_0) \cdot \Delta\varphi \cdot \Delta\theta.
\end{aligned} \tag{5.11}$$

On peut donc exprimer les dérivées partielles de G en fonction de $\Delta\theta$ et de $\Delta\varphi$:

$$\frac{\partial G}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} \cdot \Delta\theta + \frac{\partial^2 G}{\partial \theta \cdot \partial \varphi} \cdot \Delta\varphi \tag{5.12}$$

$$\frac{\partial G}{\partial \varphi} = \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi^2} \cdot \Delta\varphi + \frac{\partial^2 G}{\partial \theta \cdot \partial \varphi} \cdot \Delta\theta. \tag{5.13}$$

Ces équations permettent, si l'on considère que le champ magnétique est de la forme $\vec{h}(t) = \vec{h}_0 \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t)$, de linéariser le système d'équation 5.10 qui devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\left(j \cdot \omega + \frac{\gamma}{M_s \cdot \sin \theta_0} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \theta \cdot \partial \varphi} \right) \cdot \Delta\theta = \\
\left(\frac{-\gamma}{M_s \cdot \sin \theta_0} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi^2} - \alpha \cdot \sin \theta_0 \cdot j \cdot \omega \right) \cdot \Delta\varphi + \gamma \cdot [h_y \cdot \cos \varphi_0 - h_x \cdot \sin \varphi_0] \\
\left(j \cdot \omega - \frac{\gamma}{M_s \cdot \sin \theta_0} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \theta \cdot \partial \varphi} \right) \cdot \Delta\varphi = \\
\left(\frac{\gamma}{M_s \cdot \sin \theta_0} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} + \frac{\alpha \cdot j \cdot \omega}{\sin \theta_0} \right) \cdot \Delta\theta - \gamma \cdot \left[h_x \cdot \frac{\cos \varphi_0}{\tan \theta_0} + h_y \cdot \frac{\sin \varphi_0}{\tan \theta_0} - h_z \right].
\end{array} \right. \tag{5.14}$$

Le système 5.14 ainsi linéarisé peut alors être mis sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\varphi \end{bmatrix} = [LLG(\omega)] \cdot \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix} \tag{5.15}$$

L'expression de la matrice $[LLG(\omega)]$, bien que calculable dans sa forme la plus générale, ne sera pas détaillée ici. Cette matrice est utilisable afin d'obtenir l'expression générale de la susceptibilité magnétique dynamique $[\chi]$ définie telle que

$$\left[\frac{d\vec{M}}{dt} \right] = [\chi] \cdot \left[\frac{d\vec{h}}{dt} \right]. \tag{5.16}$$

L'expression de la matrice $[\chi]$ en coordonnées cartésiennes se déduit d'après :

$$[\chi] = M_s \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta_0 \cdot \cos \varphi_0 & -\sin \theta_0 \cdot \sin \varphi_0 \\ \cos \theta_0 \cdot \sin \varphi_0 & \sin \theta_0 \cdot \cos \varphi_0 \\ -\sin \theta_0 & 0 \end{bmatrix} \cdot [LLG(\omega)]. \tag{5.17}$$

Ici encore, même si tous ces développements sont toujours possibles dans le cas général, nous ne les exposerons pas ici car ils sont assez lourds, et nous préférons nous focaliser sur le cas concret qui nous intéresse, c'est-à-dire celui d'une couche mince uniaxiale.

5.3.3 Cas d'une couche mince uniaxiale

Soit une couche mince uniaxiale idéale de constante d'anisotropie K_I selon l'axe Oy , soumise à un champ magnétique constant, et formant un motif de dimensions finies. Si l'on considère que l'aimantation à l'intérieur de ce motif est homogène, l'énergie de Heisenberg est minimisée et son enthalpie libre G s'écrit d'après le modèle de Stoner-Wohlfarth [45], ce qui donne en coordonnées sphériques si l'on considère que les coefficients de démagnétisation N_x , N_y et N_z sont connus :

$$\begin{aligned} G = & -K_I \cdot (\sin \theta \cdot \sin \varphi)^2 \\ & + \frac{M_s^2}{2 \cdot \mu_0} \cdot (N_x \cdot (\sin \theta \cdot \cos \varphi)^2 + N_y \cdot (\sin \theta \cdot \sin \varphi)^2 + N_z \cdot \cos^2 \theta) \\ & - M_s \cdot (H_x^{DC} \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi + H_y^{DC} \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi + H_z^{DC} \cdot \cos \theta). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Si l'on néglige les champs démagnétisants dans le plan du substrat ($N_x = N_y = 0$) et que seule la composant H_x^{DC} du champ selon l'axe difficile est non nulle, il est facile de montrer, par minimisation de l'énergie, que pour un champ supérieur ou égal à

$$H_K = \frac{2 \cdot K_I}{M_s}, \quad (5.19)$$

le basculement de l'aimantation par rotation cohérente selon l'axe difficile est total. On retrouve donc l'expression du champ d'anisotropie H_K mesuré sur le cycle d'hystérésis selon l'axe difficile. Le cas d'une couche soumise à un champ magnétique continu sera traité lors de l'étude de la saturation des matériaux magnétiques dans le chapitre 6. Dans la suite de ce chapitre, nous considérerons une couche seulement soumise à un champ sinusoïdal de faible amplitude. Dans ce cas, si l'on considère que la contribution à l'énergie des champs démagnétisants dans le plan du substrat est moindre que celle de l'anisotropie uniaxiale, ce qui peut se traduire du point de vue énergétique par

$$K_I > \frac{M_s^2}{2 \cdot \mu_0} \cdot (N_y - N_x), \quad (5.20)$$

la position d'équilibre de l'aimantation est parallèle à l'axe facile Oy . On prendra par exemple la position $\theta_0 = \varphi_0 = \pi/2$. Dans ce cas particulier, on peut facilement calculer les dérivées secondes de l'enthalpie libre G :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} = 2 \cdot K_I + \frac{M_s^2}{\mu_0} \cdot (N_z - N_y) \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \varphi^2} = 2 \cdot K_I + \frac{M_s^2}{\mu_0} \cdot (N_x - N_y) \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \theta \cdot \partial \varphi} = 0. \quad (5.23)$$

On vérifie bien que les dérivées secondes sont positives à la position d'équilibre car dans le cas d'une couche mince on a bien $N_z \gg N_y$. Si l'on se place dans le cas idéal de la couche mince infinie (les effets de formes seront traités ultérieurement), alors on peut considérer que $N_x = N_y = 0$ et $N_z = 1$. De plus, en pratique, les champs démagnétisants selon l'axe Oz sont supérieurs de plusieurs ordres de grandeur au

champ d'anisotropie H_K . Par conséquent, la perméabilité selon l'axe difficile peut s'écrire

$$\mu_{xx} \approx \mu_0 + \frac{\gamma \cdot M_s \cdot \left(\gamma \cdot \frac{M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}{-\omega^2 + (\gamma \cdot H_K + j \cdot \alpha \cdot \omega) \cdot \left(\gamma \cdot \frac{M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}, \quad (5.24)$$

et la fréquence de résonance est de la forme

$$F_R \approx \gamma \cdot \sqrt{\frac{M_s}{\mu_0} \cdot H_K}. \quad (5.25)$$

On remarque également qu'à basse fréquence la perméabilité tend vers

$$\mu_{xx}^{DC} = \mu_0 + \frac{M_s}{H_K}. \quad (5.26)$$

Ces expressions montrent que dans ces conditions la perméabilité dynamique dépend essentiellement de l'aimantation à saturation M_s et du champ d'anisotropie H_K . Il est donc possible, en mesurant les propriétés statiques d'une couche mince uniaxiale, d'avoir une idée relativement précise des limites dynamiques de cette même couche.

La rapport gyromagnétique γ sera typiquement de l'ordre de $2.21 \cdot 10^5 \text{ Hz} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1}$. Par conséquent, seul le coefficient d'amortissement α pourra être ajusté afin d'obtenir une bonne description de la perméabilité dynamique. Typiquement, ce coefficient sera de l'ordre de 10^{-2} . À titre d'exemple, on peut montrer la comparaison entre courbes théorique et expérimentale d'une couche de $Ni_{80}Fe_{20}$ de 100 nm d'épaisseur déposée sous champ magnétique par PVD (figure 5.11). On voit que la résonance de ce matériau, située aux alentours de 700 MHz , n'intervient pas sur le comportement des composants de la filière INFOVAL fonctionnant à des fréquences inférieures à la cinquantaine de mégahertz : l'approximation utilisée dans le chapitre 4 selon laquelle la perméabilité dynamique intrinsèque du noyau est constante et réelle est donc justifiée. On remarque également que le facteur de qualité magnétique, c'est-à-dire le rapport entre parties réelle et imaginaire de la perméabilité, décroît rapidement en fonction de la fréquence et devient faible (inférieur à 10) pour des fréquences bien inférieures à la fréquence de résonance gyromagnétique. Cet aspect devra être pris en compte afin de ne pas dégrader le facteur de qualité de nos composants.

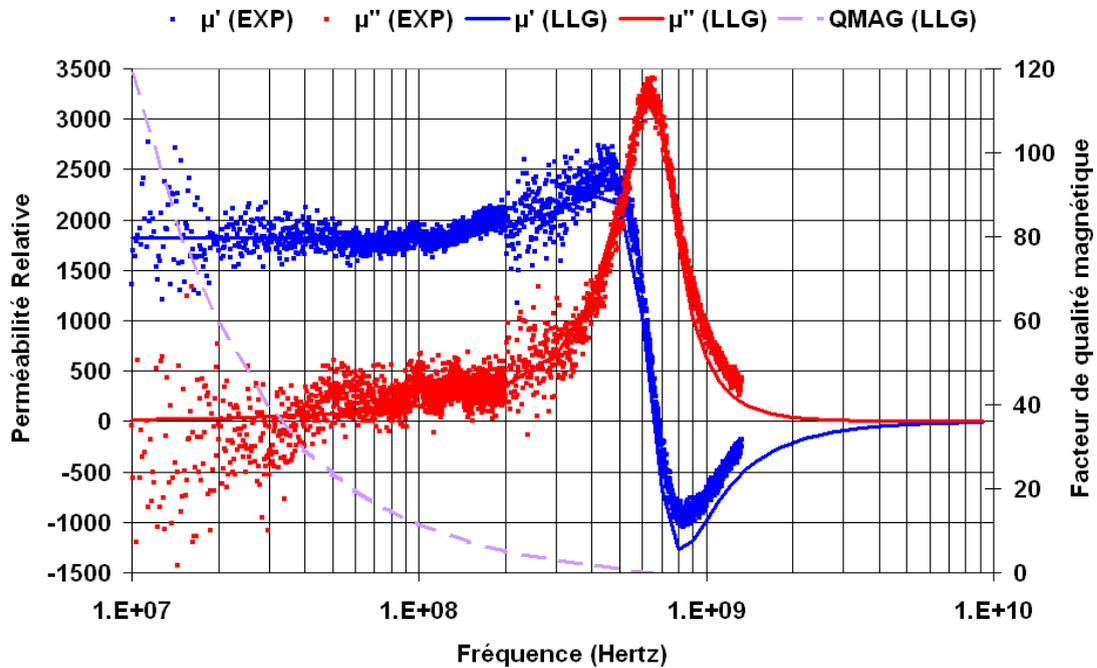


FIG. 5.11 – Comparaison entre perméabilités dynamiques intrinsèques mesurée et calculée d’après le modèle LLG ($M_s = 1T$, $H_K = 440A \cdot m^{-1}$, $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot A^{-1} \cdot m$ et $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-2}$) pour une couche de $Ni_{80}Fe_{20}$ d’épaisseur $100nm$ déposée par PVD sous champ magnétique formant un motif $4mm \times 4mm$ (l’influence des champs démagnétisants dans le plan du substrat est négligeable).

Les deux expressions précédentes montrent également que l’on aura intérêt à utiliser un matériau présentant l’aimantation M_s la plus forte possible qui permettra d’obtenir à la fois une forte perméabilité et une bonne tenue en fréquence. L’influence du champ d’anisotropie H_K est plus complexe, car une augmentation de ce dernier est favorable à une bonne tenue en fréquence mais diminue le niveau de perméabilité initiale. Il existera donc pour chaque cas un compromis à déterminer.

La résonance gyromagnétique fixe donc la limite ultime d’utilisation du matériau magnétique en terme de fréquence. Or, nous pouvons voir sur la figure 5.11 que si la résonance gyromagnétique du $Ni_{80}Fe_{20}$ n’est pas un problème pour des applications visant des fréquences de quelques dizaines de mégahertz, il en va tout autrement d’applications micro-ondes.

5.4 Noyaux magnétiques pour les micro-ondes

La résonance gyromagnétique, survenant généralement à des fréquences inférieures à 2GHz, peut être un handicap pour des applications à la communication sans fils utilisant des fréquences comprises pour la plupart entre 900MHz et 2GHz environ. Nous allons voir, en prenant l'exemple de composants inductifs à bobinage solénoïde devant fonctionner dans cette plage de fréquences, quels moyens nous pouvons utiliser afin de contourner ce problème. Notre but ici n'est pas de simuler précisément le comportement de nos dispositifs, mais de mettre en évidence les limitations ultimes de nos composants ainsi que les différents compromis qui doivent être déterminés pour une conception pertinente du circuit magnétique. Deux approches sont alors possibles. Nous pouvons utiliser la méthode classique consistant à utiliser les effets de forme *via* les champs démagnétisants, ou bien introduire une nouvelle classe de matériaux magnétiques, les *matériaux à couplage d'échange*, qui permettent de synthétiser des propriétés magnétiques remarquables.

5.4.1 Utilisation des effets de forme

Il est connu depuis longtemps dans l'état de l'art que les effets de forme peuvent être utilisés afin d'obtenir une meilleure tenue en fréquence des matériaux magnétiques [153]. Nous allons montrer ici comment intégrer cet aspect dans la démarche de conception puis d'optimisation du facteur de qualité de composants inductifs.

5.4.1.1 Conception préliminaire

Considérons à nouveau une inductance composée d'un bobinage solénoïde comportant N spires autour d'un noyau parallélépipédique de dimensions $W_{CORE} \times L_{CORE} \times T_{CORE}$ (figure 5.12). Si les dimensions du noyau magnétique dans le plan du substrat sont suffisamment restreintes, les champs démagnétisants liés aux effets de forme ne sont plus négligeables. Le modèle LLG nous apprend alors que si les effets de forme ne modifient pas la position d'équilibre de l'aimantation, la perméabilité dynamique μ_{xx} selon l'axe difficile sera en théorie régie par l'équation :

$$\mu_{xx} \approx \mu_0 + \frac{\gamma \cdot M_S \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_S \cdot (N_z - N_y)}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}{-\omega^2 + \left(\gamma \cdot \left(H_K + \frac{M_S \cdot (N_x - N_y)}{\mu_0} \right) + j \cdot \alpha \cdot \omega \right) \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_S \cdot (N_z - N_y)}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}. \quad (5.27)$$

Avec N_x , N_y et N_z les coefficients de démagnétisation selon les axes Ox , Oy et Oz calculés d'après la formule d'Aharoni [113] à partir des dimensions du noyau magnétique. En pratique, si l'on considère un noyau magnétique réalisé à partir de couches minces, nous nous placerons toujours dans le cas où le coefficient de démagnétisation N_z est très proche de 1. De plus, nous avons vu que la structure en domaines magnétiques tendait dans tous les cas à minimiser, voire à éliminer les

champs démagnétisants selon l'axe facile. On considèrera donc que le coefficient N_y est nul. On pourra alors écrire la perméabilité sous la forme simplifiée

$$\mu_{xx} \approx \mu_0 + \frac{\gamma \cdot M_s \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}{-\omega^2 + \left(\gamma \cdot \left(H_K + \frac{N_x \cdot M_s}{\mu_0} \right) + j \cdot \alpha \cdot \omega \right) \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}. \quad (5.28)$$

On remarque alors que dans ce cas, l'expression 5.28 est équivalente à l'expression 5.24 si l'on considère que le matériau se comporte comme s'il possédait une "anisotropie effective" H_K^{eff} telle que

$$H_K^{eff} = H_K + \frac{N_x \cdot M_s}{\mu_0}. \quad (5.29)$$

Les champs démagnétisants permettent donc de décaler la fréquence de résonance gyromagnétique vers les hautes fréquences, mais auront également pour effet d'abaisser le niveau de perméabilité. De plus, nous avons déjà vu dans le chapitre 2 que l'inductance L_s d'un composant utilisant un noyau magnétique ouvert dépend des effets de forme. On peut transposer l'expression 2.18 aux régimes dynamiques en y injectant la perméabilité μ_{xx} calculée d'après la formule 5.24 (on utilise donc la perméabilité intrinsèque et non l'expression 5.28 conformément à ce qui sera expliqué à la fin de ce chapitre), ce qui donne :

$$L_s(\omega) \approx \frac{\mu_{xx}(\omega) \cdot N^2 \cdot W_{CORE} \cdot T_{CORE}}{L_{CORE} \cdot (1 + (\mu_{xx}(\omega) - 1) \cdot N_x)}. \quad (5.30)$$

On obtient donc une inductance complexe dont la partie imaginaire exprime les pertes gyromagnétiques. Nous supposons par la suite que les courants induits dans le noyau magnétique sont limités par une lamination adéquate, et que cette lamination n'intervient pas sur les champs démagnétisants. La perméabilité dynamique est alors entièrement régie par le modèle LLG. Si l'on néglige les courants induits dans le bobinage, la contribution à la résistance R_{WIN} des pertes dans le bobinage peut être estimée d'après la formule

$$R_{WIN} \approx \frac{2 \cdot N^2 \cdot W_{CORE}}{\sigma_{WIN} \cdot T_{WIN} \cdot (L_{CORE} - (N - 1) \cdot S_{WIN})}, \quad (5.31)$$

avec σ_{WIN} la conductivité du matériau constitutifs du bobinage. La capacité parasite en parallèle C_P du composant est de l'ordre de

$$C_P \approx \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_I \cdot \left(\frac{2 \cdot N \cdot W_{CORE} \cdot T_{WIN}}{S_{WIN}} + \frac{N \cdot W_{CORE} \cdot (L_{CORE} - (N - 1) \cdot S_{WIN})}{2 \cdot T_I} \right), \quad (5.32)$$

avec ε_I la constante diélectrique relative de l'isolant utilisé pour la réalisation du composant. L'impédance équivalente ultime Z_{AC} du composant peut donc être estimée d'après l'équation :

$$Z_{AC}(\omega) \approx \frac{j \cdot L_s \cdot \omega + R_{WIN}}{1 - L_s \cdot C_P \cdot \omega^2 + j \cdot R_{WIN} \cdot C_P \cdot \omega}, \quad (5.33)$$

dans laquelle L_s est un paramètre dépendant de la fréquence de manière à tenir compte de la résonance gyromagnétique. Nous sommes donc en mesure d'estimer la limite supérieure du facteur de qualité de nos composants. Cependant nous devons encore, afin de faciliter l'optimisation de ces composants et de tenir compte des contraintes technologiques, imposer des règles de dessin pertinentes.

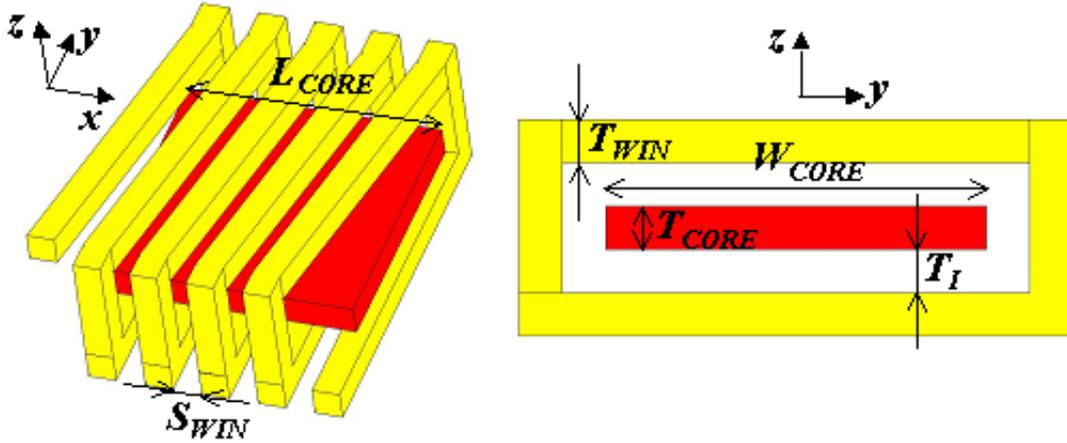


FIG. 5.12 – Exemple de conception d'une inductance avec bobinage solénoïde à $N = 5$ spires et noyau parallélépipédique. Vue d'ensemble (à gauche) et coupe transversale (à droite).

5.4.1.2 Règles de dessin

L'optimisation de composants inductifs pour applications micro-ondes est un problème complexe car de nombreux paramètres géométriques doivent être pris en compte. Cependant, il est possible de réduire le nombre de paramètres nécessaires en imposant des règles de dessin prenant en compte des contraintes physiques ou technologiques.

Ainsi, l'épaisseur T_{WIN} du bobinage ne devra pas être supérieure à deux fois l'épaisseur de peau à la fréquence de fonctionnement F_{OP} visée afin de limiter l'effet des courants induits. Ce qui nous permet d'éliminer ce paramètre. On posera donc

$$T_{WIN} = \frac{2}{\sqrt{\pi \cdot \mu_0 \cdot F_{OP} \cdot \sigma_{WIN}}}. \quad (5.34)$$

On peut ensuite tenir compte des contraintes technologiques liées à la photolithographie. On considèrera que si l'on veut rester dans des conditions standards de photolithographie tout en conservant une bonne compacité du bobinage, l'espacement interspire S_{WIN} sera égal à l'épaisseur T_{WIN} . Aussi, la largeur des spires ne pourra être inférieure à leur épaisseur. Par conséquent, le nombre maximum de spires N_{MAX} est limité à

$$N_{MAX} \leq \frac{L_{CORE}}{2 \cdot T_{WIN}} + \frac{1}{2}. \quad (5.35)$$

En outre, l'épaisseur T_I de matériau isolant entre le noyau magnétique et le bobinage est limitée à l'épaisseur du bobinage T_{WIN} afin de permettre la réalisation des vias dans de bonnes conditions.

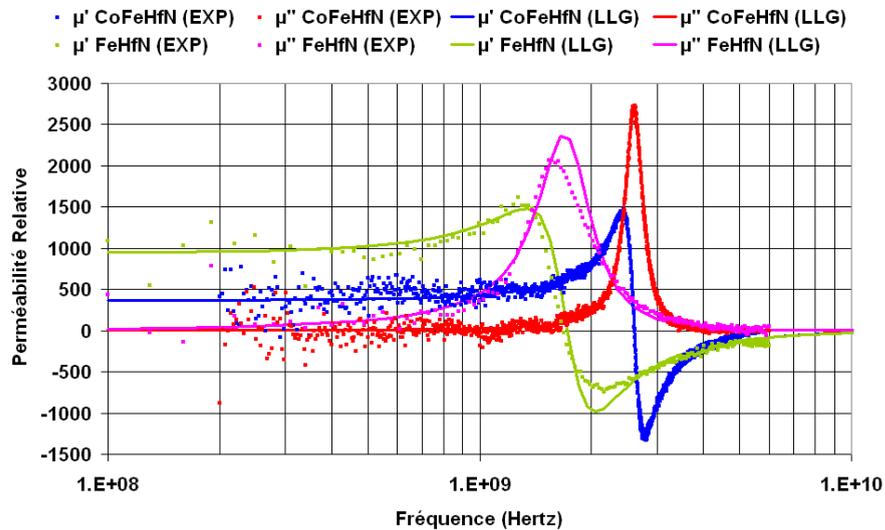
L'optimisation des composants se fera à coût constant afin de pouvoir effectuer des comparaisons pertinentes. Or, ce dernier est fonction de la surface occupée par le dispositif qui dans notre cas est de l'ordre de $W_{CORE} \times L_{CORE}$. Nous fixerons donc, pour chaque optimisation, la surface occupée par le noyau, et seul le rapport W_{CORE}/L_{CORE} pourra varier.

Ainsi, si l'on choisit un matériau de conductivité σ_{WIN} donnée pour la réalisation du bobinage (dans notre cas ce sera du cuivre électrolysé de conductivité $\sigma_{WIN} = 5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$) et un matériau isolant de constante diélectrique relative ε_I (dans notre cas ce sera de l'oxyde SiO_2 déposé par PECVD de constante $\varepsilon_I \approx 5$), une épaisseur T_{CORE} et une surface occupée $S_{CORE} = W_{CORE} \times L_{CORE}$ pour le noyau magnétique ainsi qu'une fréquence de fonctionnement visée F_{OP} , le facteur de qualité du composant ne dépendra que du rapport W_{CORE}/L_{CORE} , du nombre de spire N et des caractéristiques du matériau magnétique employé. Il sera alors aisé d'effectuer une optimisation systématique de la topologie du composant.

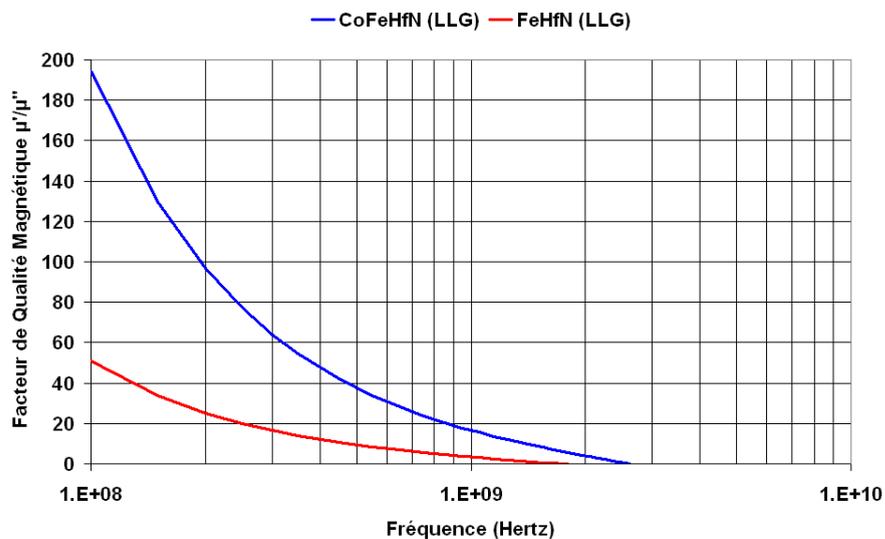
5.4.1.3 Présentation des matériaux magnétiques

Nous allons donc chercher à estimer pour chaque cas le compromis optimal en termes de facteur de qualité et de densité d'inductance pour des fréquences de 900MHz et 2GHz. Le permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$, nous l'avons vu, n'est pas adapté à des applications au-delà de la centaine de mégahertz. Nous évaluerons donc les performances offertes par deux matériaux magnétiques nitrurés développés et optimisés au LETI : le $FeHfN$ [18] et le $CoFeHfN$ [21]. Ces deux alliages proposant une forte aimantation, une résistivité élevée ($> 100\mu\Omega \cdot cm$) ainsi qu'un faible facteur d'amortissement sont d'excellents candidats pour des applications micro-ondes (annexes A.1.2 et A.1.3).

La figure 5.13 expose les spectres de perméabilité dynamique de ces deux matériaux. On remarque que la fréquence de résonance gyromagnétique de ces deux matériaux est inférieure à 2GHz et que le facteur de qualité magnétique intrinsèque est faible aux fréquences qui nous intéressent. L'utilisation des effets de forme est donc obligatoire si l'on veut obtenir un facteur de qualité correct.



(a) Spectres de perméabilité dynamique. Comparaisons des mesures expérimentales avec le modèle LLG.



(b) Facteurs de qualité magnétique $Q_{MAG} = \mu'/\mu''$ calculés d'après le modèle LLG.

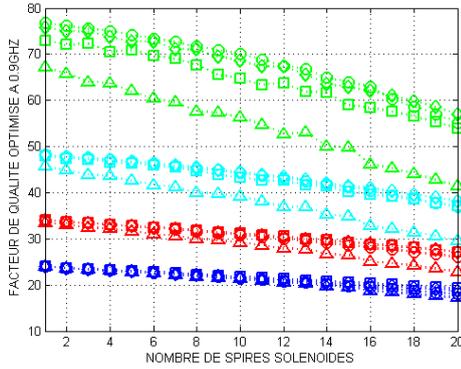
FIG. 5.13 – Propriétés dynamiques des alliages $FeHfN$ [18] et $CoFeHfN$ [21] développés au LETI et caractérisés sur des échantillons de dimensions $4mm \times 4mm$ de $100nm$ d'épaisseur (les effets de forme sont négligeables).

5.4.1.4 Optimisation

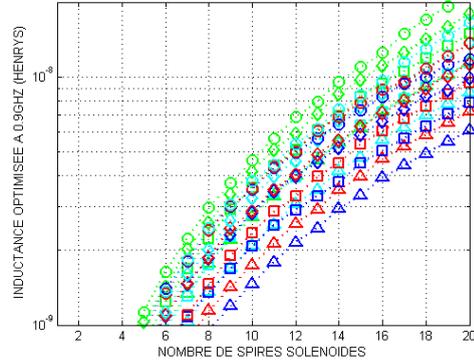
Nous exécuterons l'optimisation pour des épaisseurs de noyau T_{CORE} fixées à $500nm$, $1\mu m$, $2\mu m$ et $5\mu m$. La surface S_{CORE} occupée par le noyau magnétique sera successivement fixée à $10^{-2}mm^2$, $2 \cdot 10^{-2}mm^2$, $3 \cdot 10^{-2}mm^2$ et $4 \cdot 10^{-2}mm^2$. Tous les paramètres de l'optimisation sont donc connus et nous calculerons pour tous les cas de figure qui nous intéressent le facteur de qualité maximal atteignable ainsi que le niveau d'inductance correspondant.

Les figures 5.14 et 5.15 récapitulent tous les résultats obtenus avec les alliages $FeHfN$ et $CoFeHfN$ pour toutes les combinaisons possibles de fréquences F_{OP} , épaisseurs T_{CORE} et surfaces occupées S_{CORE} , et illustrent bien les compromis entrant en jeu dans la conception de composants inductifs utilisant les effets de forme. Le facteur de qualité est toujours une fonction décroissante du nombre de spires du bobinage. En effet, plus ce dernier est important, plus l'importance relative des pertes dans le bobinage est grande. On doit donc, afin de limiter ces pertes, utiliser un noyau magnétique de longueur L_{CORE} accrue. Le coefficient N_x est alors plus faible et les pertes gyromagnétiques augmentent, d'où une dégradation globale du facteur de qualité d'autant plus brutale que la fréquence est élevée. Le nombre de spires du bobinage fixera donc le compromis entre un facteur de qualité acceptable et un niveau d'inductance suffisant.

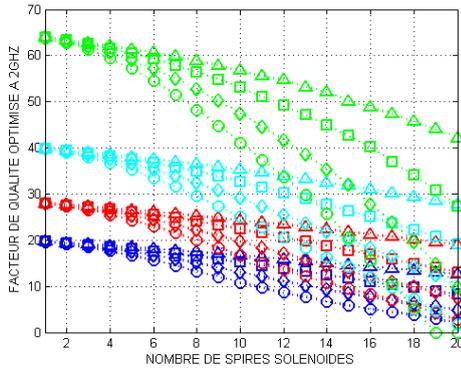
Ainsi, la figure 5.14 montre qu'à 2GHz au moins un microns de $FeHfN$ est nécessaire à l'obtention d'un facteur de qualité supérieur à 20. On remarque également que plus les épaisseurs employées seront importantes, plus le compromis entre inductance et facteur de qualité sera intéressant. En effet, d'après les formules d'Aharoni, le coefficient de démagnétisation N_x sera une fonction croissante de l'épaisseur T_{CORE} . Par conséquent, si les épaisseurs employées sont importantes, la longueur L_{CORE} nécessaire à la limitation des pertes gyromagnétiques sera plus importante. La compacité du bobinage en sera améliorée. Le facteur de qualité optimal à 900MHz ne dépend par contre que peu de la surface occupée S_{CORE} par le noyau magnétique, mais permet d'augmenter le niveau d'inductance. Cependant, si à 2GHz on retrouve globalement les même tendances en fonction de l'épaisseur, on remarque que la surface S_{CORE} joue un rôle plus important. En effet, la capacité parasite en parallèle est au premier ordre proportionnelle à cette surface, et sa contribution à 2GHz est beaucoup plus importante qu'à 900MHz (de plus, d'après les règles de dessin que nous avons imposées, les épaisseurs de diélectriques sont réduites). On trouve donc que le facteur de qualité maximal atteignable est une fonction décroissante de la surface S_{CORE} . Au contraire, à 900MHz l'utilisation de surfaces restreintes diminue la compacité du bobinage, ce qui peut limiter (dans une faible mesure) le facteur de qualité.



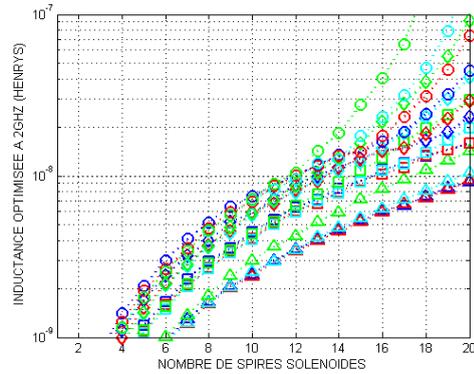
(a) Facteur de qualité à 900MHz.



(b) Inductance à 900MHz.



(c) Facteur de qualité à 2GHz.



(d) Inductance à 2GHz.

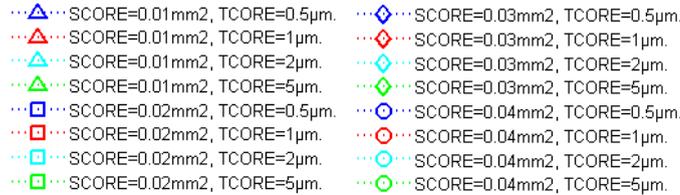


FIG. 5.14 – Optimisation de noyaux magnétiques parallélépipédiques en $FeHfN$ en fonction du nombre de spires.

Sur la figure 5.15 on peut voir que l'alliage $CoFeHfN$ est plus performant. Ainsi, si l'on vise des fréquences de fonctionnement de l'ordre de 2GHz 500nm de matériau suffisent à l'obtention de facteur de qualité supérieurs à 20. Cependant, des couches d'épaisseurs supérieures à 500nm sont nécessaires à l'obtention conjointe d'inductances supérieures à 5nH et de facteur de qualité supérieur à 20. Le compromis entre inductance et facteur de qualité reste tout de même meilleur que celui offert par le $FeHfN$. La différence entre les performances offertes par le $CoFeHfN$ et celles offertes par le $FeHfN$ tient essentiellement à la différence entre les facteurs d'amortissement de ces deux matériaux mais aussi de leur champ d'anisotropie. En effet, l'anisotropie naturelle plus importante du $CoFeHfN$ permet de moins dépendre des effets de forme pour l'obtention d'une forte anisotropie effective. Par

conséquent, il est possible d'utiliser des noyaux magnétiques présentant un rapport W_{CORE}/L_{CORE} plus faible. Or, plus ce rapport sera faible, plus on s'approchera du cas du solénoïde idéal et le rapport Q_{DC} du composant sera donc amélioré, d'où un facteur de qualité potentiellement plus important. De plus, le $CoFeHfN$ présente une résistivité plus élevée. Ce matériau sera donc plus indiqué que le $FeHfN$ pour des fréquences comprises entre 900MHz et 2GHz.

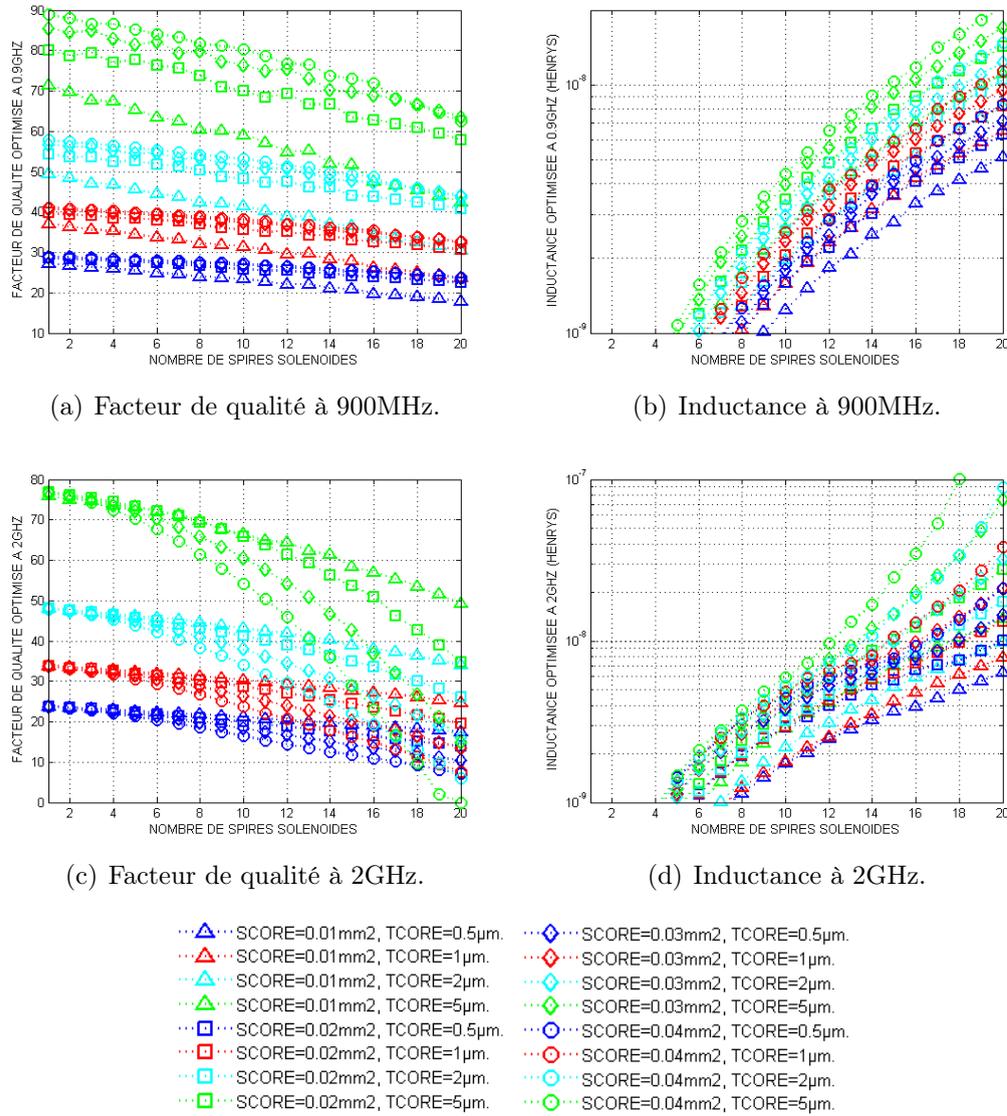


FIG. 5.15 – Optimisation de noyaux magnétiques parallélépipédiques en $CoFeHfN$ en fonction du nombre de spires.

Les effets de forme peuvent donc permettre d'utiliser des matériaux ferromagnétiques classiques à des fréquences de plusieurs gigahertz. Cependant, ces derniers ne permettent pas d'utiliser des circuits magnétiques fermés qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, sont les plus efficaces pour l'obtention d'un bon facteur Q_{DC} . Les

matériaux à couplage d'échange, que nous allons maintenant aborder, permettent cela.

5.4.2 Utilisation de matériaux à couplage d'échange

Nous allons maintenant aborder le thème récent des matériaux à couplage d'échange en insistant sur les implications de leurs propriétés magnétiques sur la conception et l'optimisation de composants inductifs utilisant un circuit magnétique fermé.

5.4.2.1 Propriétés remarquables

Si l'on considère un empilement constitué de couches ferromagnétiques et antiferromagnétiques (figure 5.16(a)), il peut exister entre elles un couplage appelé *couplage d'échange*. L'origine physique de ce couplage est encore mal comprise, et plusieurs modèles permettent de décrire ce phénomène [154, 155]. Cependant, on peut considérer en première approximation que l'effet de ce couplage sur les propriétés des couches ferromagnétiques est équivalent à l'application d'un champ $\overrightarrow{H_{EX}}$ appelé *champ d'échange* et appliqué selon leur axe facile. On observe alors selon l'axe facile, du point de vue macroscopique, un décalage du cycle d'hystérésis pouvant être tel que l'état rémanent soit saturé (figure 5.16(b)). Cette propriété est intéressante car elle nous permet, si le couplage est suffisamment fort, d'éviter complètement tous les problèmes liés à la présence de domaines magnétiques. En effet, l'état rémanent étant complètement saturé, le matériau ferromagnétique se comporte comme un matériau doux selon son axe difficile quelque soit son champ coercitif initial dans l'état non couplé. On pourra donc utiliser en régime dynamique de nombreux matériaux magnétiques ne présentant pas forcément un caractère naturellement doux. C'est le cas de l'alliage $Fe_{65}Co_{35}$ possédant une aimantation record de $M_s = 2.35T$ qui procure d'après le modèle LLG le meilleur compromis possible entre tenue en fréquence et niveau de perméabilité [21].

On utilisera par la suite l'expression *matériau à couplage d'échange* afin de désigner par abus de langage un empilement hétérogène de matériaux ferromagnétiques et antiferromagnétiques couplés.

L'intensité du champ d'échange $\overrightarrow{H_{EX}}$ peut être exprimée en fonction de l'aimantation M_s et de l'épaisseur T_F des couches ferromagnétiques, ainsi que de la densité surfacique d'énergie de couplage d'échange J_{EX} selon la formule suivante :

$$H_{EX} = \frac{J_{EX}}{T_F \cdot M_s}. \quad (5.36)$$

La densité d'énergie de couplage J_{EX} dépend du couple de matériaux ferromagnétique et antiferromagnétique choisi, mais également des conditions d'élaboration de ces matériaux ainsi que de l'épaisseur T_{AF} des couches antiferromagnétiques. En effet, on observe expérimentalement qu'il existe une épaisseur T_{AF} minimale telle que la densité d'énergie de couplage J_{EX} soit maximale [21].

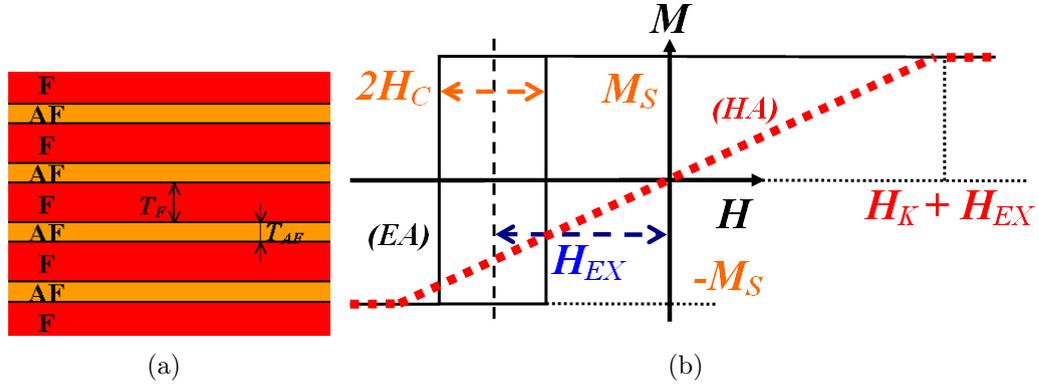


FIG. 5.16 – Principe du couplage d'échange : empilement constitué par des couches ferromagnétique (F) et antiferromagnétiques (AF)(a) et cycles d'hystérésis idéaux selon les axes faciles (EA) et difficiles (HA) d'un matériau à couplage d'échange (b).

Si l'on applique le modèle LLG à des couches minces ferromagnétiques couplées, on trouve que la perméabilité dynamique selon leur axe difficile peut être exprimée comme ci-dessous :

$$\mu_{xx} \approx \mu_0 + \frac{\gamma \cdot M_S \cdot \left(\gamma \cdot \frac{M_S}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}{-\omega^2 + (\gamma \cdot (H_K + H_{EX}) + j \cdot \alpha \cdot \omega) \cdot \left(\gamma \cdot \frac{M_S}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}. \quad (5.37)$$

En comparant les expressions 5.24 et 5.37, on remarque que les couches ferromagnétiques couplées se comportent comme si elles présentaient une anisotropie effective H_K^{eff} telle que (figure 5.16(b)) :

$$H_K^{eff} = H_K + \frac{J_{EX}}{T_F \cdot M_S}. \quad (5.38)$$

Or, si l'on choisit un couple de matériaux ferromagnétique et antiferromagnétique donné, et que l'on fixe l'épaisseur minimale T_{AF} telle que le couplage soit maximal, on peut donc ajuster l'anisotropie effective, et donc la tenue en fréquence des couches ferromagnétiques, en jouant simplement sur l'épaisseur des couches ferromagnétiques T_F indépendamment de tout effet de forme. Il est alors possible de concevoir des circuits magnétiques fermés fonctionnant à des fréquences de plusieurs gigahertz.

5.4.2.2 Règles de dessin

Les règles de dessin à appliquer à un composant utilisant un circuit magnétique fermé sont légèrement différentes de celles utilisées pour l'optimisation de circuits magnétiques ouverts. En effet, afin d'utiliser des formules analytiques simples, nous nous placerons dans le cas idéal du solénoïde infini. Nous introduirons le rapport $s \geq 1$ entre la largeur W_{WIN} et l'épaisseur T_{WIN} des spires du bobinage. On peut alors, en utilisant la règle de dessin $T_{WIN} = S_{WIN} = T_I$ déjà employée exprimer l'inductance complexe L_S (la perméabilité μ_{xx} étant cette fois calculée d'après la

relation 5.37), la résistance R_{WIN} ainsi que la capacité parasite en parallèle C_P en fonction de s , T_{WIN} , T_{CORE} et S_{CORE} et des propriétés des matériaux employés :

$$L_S = \frac{\mu_{xx} \cdot T_{CORE}}{(1+s)^2 \cdot T_{WIN}^2} \cdot S_{CORE} \quad (5.39)$$

$$R_{WIN} = \frac{2}{\sigma_{WIN} \cdot s \cdot (1+s) \cdot T_{WIN}^3} \cdot S_{CORE} \quad (5.40)$$

$$C_P = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_I}{(1+s) \cdot T_{WIN}} \cdot \frac{s+4}{2} \cdot S_{CORE}. \quad (5.41)$$

On remarque que les trois paramètres sont proportionnels à la surface S_{CORE} : les densités surfaciques de perte, d'inductance et de capacité sont donc indépendantes de la surface S_{CORE} . Cependant, si l'on calcul l'impédance équivalente, nous n'obtenons plus une expression proportionnelle à S_{CORE} . Par conséquent, la densité surfacique d'inductance et de résistance équivalente dépendra de la surface occupée, et le facteur de qualité sera donc également fonction de S_{CORE} . De plus, comme dans le cas précédent, l'expression de la contribution à la résistance des pertes dans le noyau magnétique ne tient compte que des pertes gyromagnétiques décrites par le modèle LLG. Cependant, si l'on considère toujours que les courants induits sont limités par l'utilisation d'une lamination avec un isolant, et que cette lamination n'intervient pas sur le niveau de perméabilité du noyau magnétique, on doit maintenant tenir compte de la compacité du multicouche. En effet, la perméabilité μ_{CORE} utilisée dans les formules précédentes est la perméabilité moyenne du multicouche dans son ensemble. Or, cette dernière est égale à

$$\mu_{CORE} \approx \mu_0 + \rho_{CORE} \cdot \frac{\gamma \cdot M_s \cdot \left(\gamma \cdot \frac{M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}{-\omega^2 + (\gamma \cdot (H_K + H_{EX}) + j \cdot \alpha \cdot \omega) \cdot \left(\gamma \cdot \frac{M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}, \quad (5.42)$$

où ρ_{CORE} est le facteur de remplissage du multicouche défini comme

$$\rho_{CORE} = \frac{T_F}{T_{AF} + T_F}. \quad (5.43)$$

Une diminution de l'épaisseur T_F aura donc pour conséquence une amélioration de la tenue en fréquence de la perméabilité μ_{CORE} , mais également une baisse de la valeur initiale de cette dernière *via* l'augmentation de l'anisotropie effective H_K^{eff} et la baisse du facteur de remplissage ρ_{CORE} . On devra alors déterminer la valeur de T_F maximisant le facteur de qualité.

5.4.2.3 Présentation des matériaux magnétiques

La conductivité du bobinage σ_{WIN} et la constante diélectrique relative de l'isolant ε_I seront identiques au cas précédent. En ce qui concerne le matériau à couplage d'échange, nous avons choisi d'optimiser des empilements utilisant l'alliage ferromagnétique $Fe_{65}Co_{35}$ et l'alliage antiferromagnétique $Mn_{80}Ir_{20}$. Le choix du matériau ferromagnétique est naturellement motivé par la recherche de l'aimantation la plus

forte possible. Le choix du matériau antiferromagnétique est le fruit d'un travail préliminaire d'optimisation [156] ayant prouvé que ce matériau présentait le meilleur compromis entre force de couplage ($J_{EX} = 6 \cdot 10^{-4} J \cdot m^{-2}$ avec le $Fe_{65}Co_{35}$) et épaisseur minimale nécessaire à l'obtention de ce couplage ($T_{AF} = 8nm$). Nous utiliserons par la suite un rapport gyromagnétique $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot m \cdot A^{-1}$, une aimantation $M_s = 2.35T$, un coefficient d'amortissement $\alpha = 10^{-2}$ et un champ d'anisotropie intrinsèque $H_K = 4000 A \cdot m^{-1}$. Le champ d'échange \vec{H}_{EX} sera calculé en fonction de M_s , J_{EX} et T_F . Ces paramètres sont basés sur des observations expérimentales [21] mais ne décrivent pas de manière absolue le comportement dynamique du matériau à couplage d'échange. Ainsi, la valeur du coefficient d'amortissement pourra augmenter avec la force du couplage d'échange [157], et l'anisotropie effective calculée d'après 5.38 ne représente pas fidèlement l'augmentation effective de l'anisotropie en régime dynamique [21]. Tous les paramètres utilisés ne doivent donc être vu que comme des grandeurs phénoménologiques utilisées pour des raisons de simplification du problème. Tout en étant conscient des approximations que nous avons faites, nous pouvons maintenant utiliser le modèle LLG afin de décrire le comportement de la perméabilité dynamique moyenne μ_{CORE} des matériaux à couplage d'échange en fonction de la fréquence pour diverses épaisseurs employées (figure 5.18). On remarque bien que plus les épaisseurs des couches ferromagnétiques T_F sont faibles, meilleures sont la tenue en fréquence et le facteur de qualité magnétique, mais plus faible est la perméabilité. Il faudra donc déterminer dans chaque cas l'épaisseur T_F telle que le facteur de qualité du composant soit maximal.

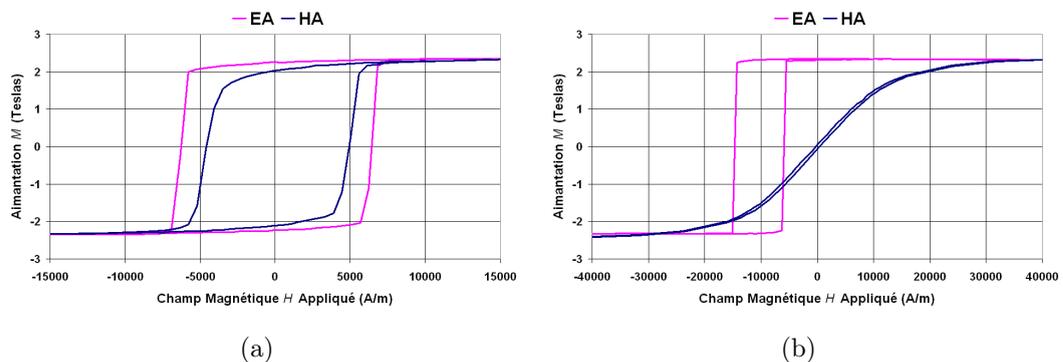
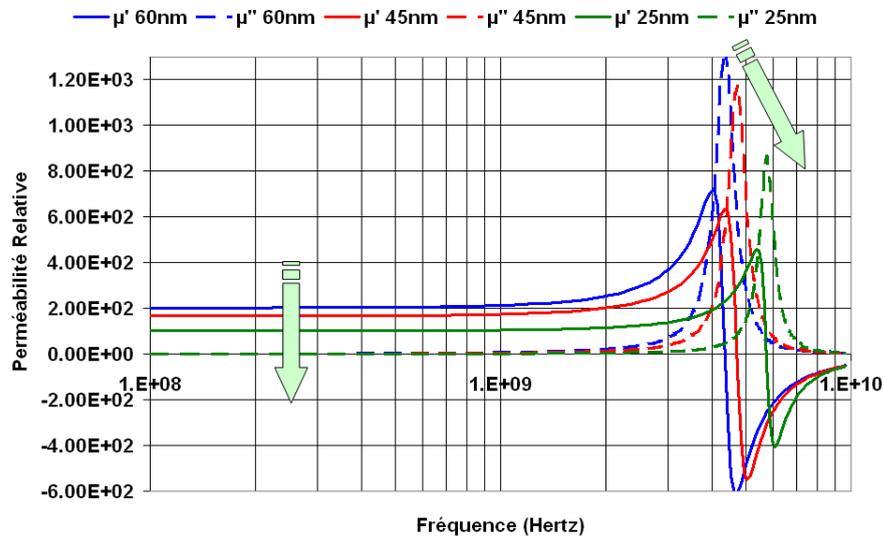
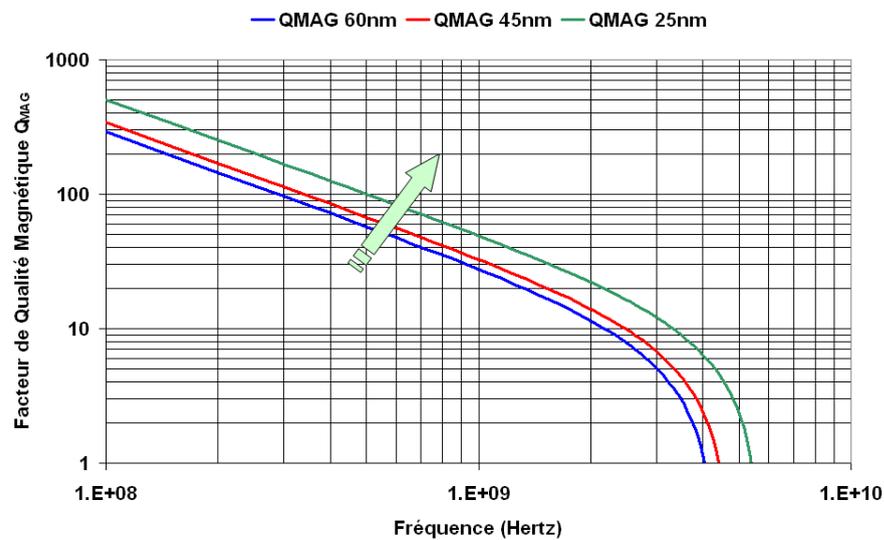


FIG. 5.17 – Cycles d'hystérésis d'une couche de $100nm$ de $Fe_{65}Co_{35}$ non couplée (a) et d'une couche de $25nm$ de $Fe_{65}Co_{35}$ couplée entre deux couches de $Mn_{80}Ir_{20}$ de $8nm$ d'épaisseur (b) selon leurs axes faciles (EA) et difficiles (HA) respectifs [21].



(a) Perméabilité dynamique.



(b) Facteur de qualité magnétique.

FIG. 5.18 – Propriétés de matériaux à couplage d'échange basés sur les alliages $Fe_{65}Co_{35}$ et $Mn_{80}Ir_{20}$ d'après le modèle LLG pour diverses épaisseurs de matériau ferromagnétique T_F : 60nm, 45nm et 25nm.

5.4.2.4 Optimisation

Nous exécuterons l'optimisation dans les mêmes cas que précédemment à la différence près que l'on calculera le facteur de qualité maximal en fonction du rapport s entre la largeur des spires et la distance interspire.

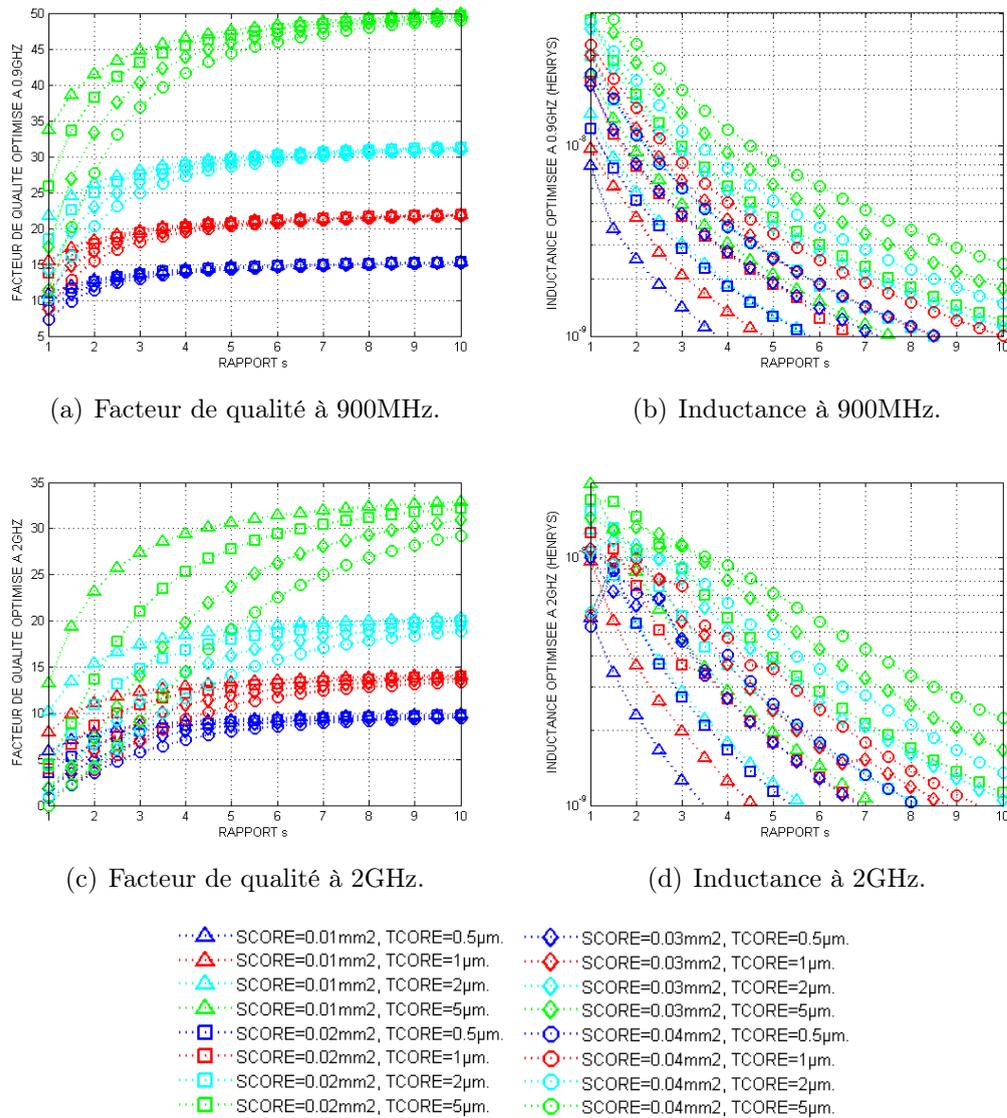


FIG. 5.19 – Optimisation de noyaux magnétiques fermés à couplage d'échange à base d'alliages $Fe_{65}Co_{35}$ et $Mn_{80}Ir_{20}$ en fonction du rapport s entre largeur et épaisseur des spires.

La figure 5.19 récapitule tous les résultats obtenus pour toutes les combinaisons possibles de fréquences F_{OP} , épaisseurs T_{CORE} et surfaces occupées S_{CORE} . Si l'on s'intéresse aux facteurs de qualité optimisés, on remarque que lorsque le rapport s est important, ce dernier ne dépend que de l'épaisseur T_{CORE} . En effet, si s est grand la densité d'inductance est faible et les capacités parasites qui sont proportionnelles à S_{CORE} n'interviennent plus. Si s s'approche de 1 on remarque que logiquement on obtient des facteurs de qualité plus important pour des composants occupant une surface moindre. Cette tendance sera d'autant plus forte que la fréquence sera élevée. On note également, en comparant avec les figures 5.14 et 5.15, que l'utilisation d'un noyau magnétique dont la compacité décroît induit des facteurs de qualité

théoriques moindres que ceux obtenus avec un noyau magnétique ouvert. Il est cependant possible d'obtenir à 900MHz et à 2GHz un facteur de qualité de l'ordre de 20 avec une inductance de 5nH pour des épaisseurs T_{CORE} respectives de l'ordre de $1\mu m$ et $2\mu m$. De plus, on peut présumer que l'utilisation d'un circuit magnétique fermé dans lequel l'essentiel du champ électromagnétique est confiné rendra le composant moins sensible aux propriétés du substrat ou à la proximité d'autres composants, ce qui en pratique pourra mener à l'obtention de facteurs de qualité plus importants qu'avec des noyaux magnétiques ouverts plus sensibles à leur environnement. Néanmoins, il faudra garder à l'esprit qu'il sera pour cela nécessaire d'utiliser des noyaux magnétiques pouvant être composés de plusieurs dizaines de couches ferromagnétiques et antiferromagnétiques de quelques nanomètres d'épaisseur présentant un coefficient d'amortissement modéré de l'ordre de 10^{-2} . Ces travaux d'optimisation complémentaires aux développements du chapitre 2 montrent ainsi qu'à basse ou haute fréquence, la réalisation de composants magnétiques intégrés performants doit passer par le développement de couches magnétiques de plusieurs microns d'épaisseur conservant de bonnes propriétés statiques et dynamiques.

Jusqu'à présent, nous nous sommes appuyés sur une approche volontairement simpliste afin de facilement mettre en évidence les compromis à déterminer. Cependant, seule une simulation électromagnétique complète incluant les phénomènes gyromagnétiques peut permettre de prévoir de manière précise le comportement de nos composants.

5.4.3 Utilisation du modèle LLG pour la simulation

La prise en compte des effets gyromagnétiques en utilisant un logiciel de calcul électromagnétique peut être problématique car ces derniers ne permettent généralement que l'utilisation de la notion de perméabilité. Or, il est nécessaire de déterminer quelle valeur de perméabilité utiliser.

La simulation de circuits magnétiques fermés utilisant des matériaux à couplage d'échange est aisée car les effets de formes sont négligeables, et l'on pourra se contenter d'utiliser la perméabilité selon l'axe difficile données par la formule 5.42, les autres termes diagonaux étant fixés à μ_0 , et les termes non diagonaux étant considérés comme nuls. En effet, ces termes pourraient être inclus dans la simulation mais ne présentent pas d'intérêt étant donnés les applications visées.

La simulation de circuits magnétiques ouverts où les champs démagnétisants jouent un rôle important semble plus délicate. Nous allons montrer que dans le cas qui nous intéresse, il n'en n'est rien. Lors de travaux portant sur la simulation d'inductances de type spirale munies de plans magnétiques en $FeHfN$, il a été montré que les simulations utilisant tout simplement la perméabilité selon l'axe difficile donnée par la formule de la couche mince 5.24 étaient celles offrant le meilleur accord avec les mesures expérimentales, et tenaient compte non seulement de l'abaissement de la perméabilité en fonction des champs démagnétisants, mais également du décalage vers les hautes fréquences de la résonance gyromagnétique [158]. Ce résultat *a priori* surprenant peut facilement s'expliquer. En effet, la formule de la couche mince donnée par le modèle LLG tient compte des champs démagnétisants

selon l'axe normal au plan du substrat. De plus, dans le cadre de l'approximation linéaire, le modèle LLG prévoit un mouvement de précession autour de l'axe facile donnant une susceptibilité magnétique nulle selon cet axe. Or, la simulation électromagnétique tient compte des effets de forme seulement dans le cas où il existe une différence de susceptibilité magnétique entre deux milieux, ce qui n'est le cas ici que selon l'axe difficile. Si l'on applique un champ externe \vec{H}_E homogène aux bornes du noyau magnétique, ce dernier crée à l'intérieur de ce noyau un champ magnétique \vec{H}_I . Or, si l'on considère que les champs démagnétisants \vec{H}_D sont uniformes à l'intérieur du noyau magnétique, on pourra exprimer le champ interne en fonction du champ externe en suivant le raisonnement ci-dessous :

$$\vec{H}_I = \vec{H}_E + \vec{H}_D \quad (5.44)$$

$$\text{avec } \vec{H}_D = -\frac{[N_D]}{\mu_0} \cdot \vec{M} \quad (5.45)$$

$$\text{soit } \vec{H}_D = -\frac{[N_D]}{\mu_0} \cdot [\chi] \cdot (\vec{H}_E + \vec{H}_D). \quad (5.46)$$

En tenant compte de la continuité du champ d'induction à la surface du noyau magnétique, on peut écrire

$$\mu_0 \cdot \vec{H}_E = (\mu_0 + [\chi]) \cdot (\vec{H}_E + \vec{H}_D), \quad (5.47)$$

$$\text{ce qui donne } \vec{H}_I = \left(1 - \left(1 + \frac{[N_D]}{\mu_0} \cdot [\chi]\right)^{-1} \cdot \frac{[N_D]}{\mu_0} \cdot [\chi]\right) \cdot \vec{H}_E \quad (5.48)$$

On remarque sur cette formule que si l'on considère que seul le terme diagonal de la susceptibilité selon l'axe difficile est non nul, seul le champ démagnétisant selon cet axe est pris en compte. La relation 5.24 donne la perméabilité intrinsèque liant le champ interne et l'aimantation. Or, il est possible de définir ce champ en fonction du champ externe appliqué. On peut donc, à condition d'admettre que les champs démagnétisants n'ont pas d'influence sur la position d'équilibre de l'aimantation (ce qui sera vérifié dans la plupart des cas pratiques qui nous intéressent dans lesquels la dimension du selon l'axe facile du matériau magnétique sera supérieure aux autres dimensions), définir la relation entre l'aimantation et le champ externe qui sera par la suite appelée la susceptibilité effective $[\chi^{eff}]$:

$$[\chi^{eff}] = [\chi] \cdot \left(1 - \left(1 + \frac{[N_D]}{\mu_0} \cdot [\chi]\right)^{-1} \cdot \frac{[N_D]}{\mu_0} \cdot [\chi]\right). \quad (5.49)$$

On trouve alors que la susceptibilité magnétique effective selon l'axe difficile Ox est égale à

$$\chi_{xx}^{eff} = \frac{\gamma \cdot M_s \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega\right)}{-\omega^2 + \left(\gamma \cdot \left(H_K + \frac{M_s \cdot N_x}{\mu_0}\right) + j \cdot \alpha \cdot \omega\right) \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega\right)}. \quad (5.50)$$

On retrouve donc bien une expression correspondant au cas de la relation 5.28. On pourra donc utiliser la formule 5.24 pour la simulation de noyaux magnétiques ouverts dans les cas où le coefficient de démagnétisation N_z est proche de 1 et où les

champs démagnétisants selon l'axe facile sont négligeables. Ce sera toujours vrai dans les cas pratiques qui nous intéressent. Cependant, il est nécessaire de garder à l'esprit les limites de cette approximation que nous utiliserons dans le chapitre 7 pour la simulation d'inductances variables.

L'optimisation du noyau magnétique des inductances afin d'obtenir le meilleur facteur de qualité possible est cruciale pour des applications micro-ondes. Cependant, la capacité du noyau magnétique à supporter de forts champs magnétiques sans souffrir de non-linéarités peut également être très importante.

Chapitre 6

Effets des phénomènes de saturation magnétique sur les propriétés des inductances pour la conversion de puissance.

Sommaire

6.1	Problématique	146
6.2	Saturation des inductances INFOVAL	148
6.2.1	Procédure de caractérisation	148
6.2.2	Inductance	149
6.2.3	Résistance	153
6.3	Modélisation de la saturation des inductances	156
6.3.1	Limites du modèle idéal	157
6.3.2	Utilisation du modèle LLG linéarisé	157
6.3.3	Répartition des champs magnétiques	161
6.4	Voies d'amélioration possibles	164
6.4.1	Amélioration de la topologie des composants	164
6.4.2	Utilisation de différents matériaux magnétiques	167
6.5	Utilisation du modèle LLG non linéarisé	172

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le calcul de la perméabilité magnétique dynamique supposait une approximation linéaire au premier ordre postulant une oscillation de faible amplitude autour d'une position d'équilibre dépendant uniquement des propriétés des couches magnétiques considérées. Or, si les champs magnétiques sont intenses, l'approximation linéaire peut ne plus être valide, ou la position d'équilibre peut être modifiée. Par conséquent, les propriétés magnétiques varieront en fonction de l'intensité des champs magnétiques appliqués. Ces variations non linéaires doivent donc être prises en compte lors de la conception des dispositifs intégrés dans lesquels les densités de courants, et donc les champs magnétiques, peuvent être fortes.

Nous commencerons donc par introduire la problématique de la non-linéarité de la relation entre aimantation et champ magnétique appliqué dans les composants inductifs intégrés. Nous présenterons ensuite les résultats des caractérisations des composants de la filière INFOVAL soumis à de forts courants continus. Nous proposerons une interprétation des résultats obtenus ainsi que des possibilités d'amélioration de la densité d'énergie dans nos composants. Enfin, nous utiliserons le modèle LLG non linéarisé afin d'extrapoler le comportement de composants inductifs lorsqu'ils sont soumis à de fortes variations de courant.

6.1 Problématique

Nous avons vu dans le chapitre 2 que les épaisseurs jouaient un rôle crucial dans l'obtention de bonnes caractéristiques à basse fréquence. Nous allons maintenant montrer que l'épaisseur de matériau magnétique influence grandement le niveau de puissance que les composants peuvent supporter. En effet, l'énergie magnétostatique E_{MAG} contenue dans un composant d'inductance L_{DC} traversé par un courant continu I_{DC} est, si l'on considère l'inductance constante, de la forme

$$E_{MAG} = \frac{L_{DC} \cdot I_{DC}^2}{2}. \quad (6.1)$$

Or, nous avons vu que dans le cas de composants utilisant un noyau magnétique toroïdal de perméabilité relative μ_{CORE} , on pouvait considérer que l'essentiel de l'énergie magnétostatique était stockée dans le noyau. Si l'on fait l'hypothèse que le champ magnétique \vec{H}_{CORE} , proportionnel au courant I_{DC} passant dans le bobinage, est homogène dans le noyau (nous avons déjà vu sur la figure 3.2 que cette hypothèse est peu réaliste ; néanmoins elle permet de mettre facilement en évidence la problématique de la saturation des composants inductifs), et que la perméabilité est isotrope (ici aussi, cette hypothèse est contestable mais est choisie pour des raisons de commodité), l'énergie magnétostatique contenue dans le composant inductif est égale à

$$E_{MAG} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_{CORE} \cdot \|\vec{H}_{CORE}\|^2 \cdot V_{MAG}}{2}, \quad (6.2)$$

où V_{MAG} est le volume de matériau magnétique utile dans le noyau du composant considéré. Or, si l'on considère que la perméabilité magnétique suit le comportement idéal d'un matériau ferromagnétique uniaxial selon son axe difficile (figure 1.10), la perméabilité relative μ_{CORE} peut être exprimée en fonction du module du champ $\|\vec{H}_{CORE}\|$, du champ d'anisotropie H_K et de l'aimantation M_s du matériau constituant le noyau magnétique :

$$\begin{cases} \mu_{CORE} = 1 + \frac{M_s}{H_K \cdot \mu_0} & \text{si } \|\vec{H}_{CORE}\| < H_K, \\ \text{et } \mu_{CORE} = 1 & \text{si } \|\vec{H}_{CORE}\| \geq H_K. \end{cases} \quad (6.3)$$

Ainsi, si l'on veut que le niveau d'inductance L_{DC} reste stable, il faudra que le module du champ magnétique $\|\vec{H}_{CORE}\|$ reste inférieur au champ d'anisotropie H_K .

Par conséquent, l'énergie magnétostatique maximale E_{MAG}^{MAX} pouvant être stockée dans le noyau magnétique ne peut excéder

$$E_{MAG}^{MAX} = \frac{\mu_0}{2} \cdot \left(1 + \frac{M_S}{\mu_0 \cdot H_K}\right) \cdot H_K^2 \cdot V_{MAG} \quad (6.4)$$

$$\approx \frac{M_S \cdot H_K \cdot V_{MAG}}{2}. \quad (6.5)$$

On peut tirer deux conclusions de la relation 6.5 :

1. Si l'on considère que les hypothèses utilisées pour le calcul de E_{MAG}^{MAX} restent valables en régime harmonique, la puissance maximale P_{MAX} pouvant traverser le composant à la pulsation ω sans affecter sa valeur d'inductance est proportionnelle à E_{MAG}^{MAX} :

$$P_{MAX} \propto E_{MAG}^{MAX} \cdot \omega. \quad (6.6)$$

Par conséquent, il est nécessaire de travailler à la fréquence la plus élevée possible afin de pouvoir offrir la puissance de fonctionnement maximale la plus élevée possible. Bien évidemment, la relation précédente ne tient pas compte des résonances magnétiques ou des effets liés aux pertes - et donc aux échauffements - en régime dynamique, mais permet de fixer les ordres de grandeur des limitations ultimes de nos composants.

2. Les propriétés du noyau magnétique fixent entièrement le compromis entre le niveau d'inductance L_{DC} et le courant de saturation I_{SAT} , défini ici comme le courant maximal tel que le niveau d'inductance reste constant. En effet, en utilisant l'équivalence entre les différentes expressions de l'énergie magnétostatique E_{MAG} , on peut fixer le courant de saturation théorique ultime pour un niveau d'inductance L_{DC} donné d'après la relation suivante :

$$I_{SAT} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{MAG}^{MAX}}{L_{DC}}} \approx \sqrt{\frac{M_S \cdot H_K \cdot V_{MAG}}{L_{DC}}}. \quad (6.7)$$

Les relations 6.6 et 6.7 nous montrent que le niveau d'énergie E_{MAG}^{MAX} est un critère important dans le cas de composants devant supporter de fortes puissances ou des courants importants. Or, ce niveau d'énergie dépend seulement de M_S , H_K et V_{MAG} . L'aimantation M_S dépend de la nature du matériau. Il est donc difficile de l'ajuster. De plus, l'aimantation ultime disponible dans la nature est celle de l'alliage $Fe_{65}Co_{35}$ de l'ordre de $2.35T$. Par conséquent, il n'est pas possible de gagner plusieurs ordres de grandeur en jouant sur cette valeur. Le champ d'anisotropie H_K dépend lui aussi de la nature du matériau, mais aussi des conditions d'élaboration du matériau. Il n'est donc pas un paramètre indépendant de l'aimantation, même si ce dernier peut être ajusté dans une certaine mesure. Nous avons également vu dans le paragraphe 5.4.2 que le couplage d'échange pouvait être utilisé afin d'ajuster l'anisotropie effective du matériau dans une plus large mesure indépendamment de M_S . Cependant, l'ajustement du niveau de H_K peut se révéler problématique, que ce soit pour des applications à basse ou haute fréquence. En effet, à basse fréquence, nous savons que la perméabilité du noyau magnétique est inversement proportionnelle au champ d'anisotropie H_K . Une augmentation de ce dernier aurait pour effet d'abaisser le niveau

du rapport Q_{DC} calculé d'après la relation 2.15. En ce qui concerne les propriétés dynamiques, nous avons vu dans le chapitre 5 qu'il existait un niveau d'anisotropie intrinsèque ou effective (le couplage d'échange ou l'anisotropie de forme intervenant alors) maximisant le facteur de qualité Q à une fréquence donnée. Une variation de H_K pourra donc avoir pour effet une baisse du facteur de qualité. On préférera donc jouer sur le volume V_{MAG} . Or, la surface occupée par un composant intégré est directement proportionnelle à son coût. Par conséquent, le volume V_{MAG} ne pourra être ajusté qu'en faisant varier l'épaisseur des couches magnétiques déposées.

Ainsi, nous allons voir par la suite que l'épaisseur totale des couches magnétiques déposées mais aussi la manière d'utiliser ces dernières jouent un grand rôle dans le compromis entre inductance et courant de saturation.

6.2 Saturation des inductances INFOVAL

Comme nous l'avons fait pour les propriétés à basse fréquence et les propriétés dynamiques, nous allons maintenant caractériser le comportement des composants de la filière INFOVAL lorsque ces derniers sont soumis à de forts courants continus.

6.2.1 Procédure de caractérisation

Comme pour la caractérisation des propriétés dynamiques, nous avons utilisé un analyseur d'impédance Agilent 4294A, muni cette fois d'un adaptateur 42942A monté sur les ports de l'analyseur, ainsi que d'un adaptateur 16200B connecté sur le premier adaptateur. L'adaptateur 16200B, permettant des mesures à des fréquences comprises entre 1MHz et 100Mhz, est également connecté à une alimentation fournissant un courant continu. Ainsi, le courant continu de décalage I_{BIAS} fourni par l'alimentation est superposé au courant alternatif de faible amplitude (de l'ordre du milliampère) généré par l'analyseur d'impédance, et permet la mesure de l'impédance des composants inductifs en fonction du courant de décalage I_{BIAS} appliqué et de la fréquence. On peut donc mesurer la saturation de ces composants.

Afin de permettre la comparaison systématique de toutes les puces de chaque tranche, nous avons choisi de fixer la mesure de l'impédance à 1MHz pour un courant I_{BIAS} allant de 0 à 500mA. L'ensemble des puces de chaque tranche est ensuite caractérisé de manière automatique, puis, pour chaque type de composant, la puce présentant l'intégrale

$$\int_{I_{BIAS}=0mA}^{500mA} L_S(I_{BIAS}) \cdot dI_{BIAS} \quad (6.8)$$

la plus élevée, c'est à dire le meilleur compromis entre niveau d'inductance initiale et tenue en courant, est choisie. Nous présenterons également ponctuellement des mesures réalisées à des fréquences supérieures à 1MHz et pour des courants I_{BIAS} supérieurs à 500mA.

6.2.2 Inductance

Le niveau d'inductance de nos composants peut fortement varier en fonction du courant de décalage I_{BIAS} . Les composants toroïdaux présentent tous des comportements similaires malgré les différentes épaisseurs employées avec une chute de 30% de l'inductance pour des courants typiquement compris entre 150 et 200mA selon les cas (figure 6.1). On observe également que pour des courants de l'ordre de 500mA, le composant est entièrement saturé et le niveau d'inductance est de l'ordre de 10% de la valeur initiale. En outre, il est flagrant que l'on n'observe pas, contrairement à ce qui est habituellement constaté sur des composants inductifs, un pallier d'inductance constante, mais une décroissance sensible dès de faibles valeurs de courant. Ce comportement inattendu observé sur la totalité des composants toroïdaux testés est également défavorable aux applications à la conversion de puissance.

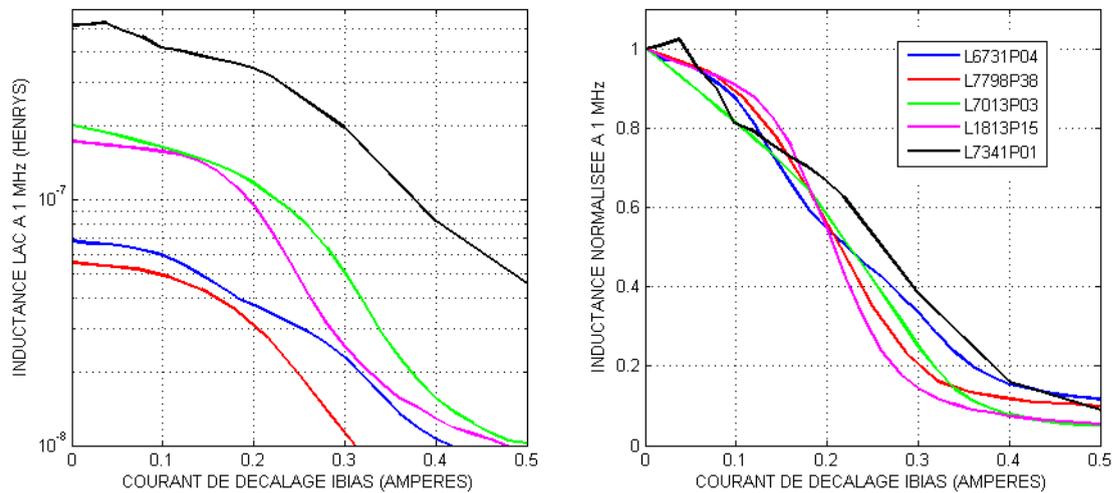


FIG. 6.1 – Variation d'inductance mesurée à 1MHz en fonction d'un courant de décalage I_{BIAS} pour des composants de type 01 de la filière INFOVAL. Inductance réelle $L_S(I_{BIAS})$ (à gauche) et inductance normalisée $L_S(I_{BIAS})/L_S(0mA)$ (à droite).

Ces caractéristiques constituent le principal inconvénient de nos composants par rapport aux composants discrets, utilisant des volumes de matériau magnétique de l'ordre de plusieurs dizaines de mm^3 , et dont les spécifications donnent, à niveau d'inductance similaire, une saturation de 10% pour des courants supérieurs à 1A. En fait, seuls les composants utilisant une technologie hybride permettent de concurrencer les composants discrets sur cet aspect. En outre, on peut remarquer dans la littérature que les composants intégrés de type spirale présentent généralement un compromis plus intéressant entre inductance et courant de saturation [89, 90, 64]. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans ce type de topologie, le matériau magnétique est moins sollicité. Par conséquent, le rapport entre inductance et résistance n'est pas optimal mais le matériau magnétique aura moins tendance à se saturer, d'où une meilleure tenue en courant. Cependant, deux points en faveur de nos composants sont à noter :

1. Nous n'avons pas observé d'effets irréversibles sur les composants soumis à de forts courants (des essais ont été réalisés jusqu'à 2A). Ainsi, si le courant de décalage est coupé, l'inductance retrouve son niveau initial. Cet avantage est dû à l'utilisation de couches minces uniaxiales présentant un comportement linéaire non rémanent selon leur axe difficile. Or, certaines ferrites utilisées dans les composants discrets peuvent présenter un caractère rémanent. Un courant de trop forte amplitude peut donc altérer de manière irréversible le caractère inductif de ce type de composant.
2. Nous n'avons pas observé de problèmes d'échauffements même lorsque les courants appliqués sont de l'ordre de 2A. Aussi, bien que les conditions de test soient assez éloignées de conditions d'utilisation réelles, nous pouvons confirmer que le substrat en silicium joue son rôle de radiateur. En effet, des composants discrets testés dans des conditions identiques ont montré des signes d'échauffement flagrants (bobinage chauffé au rouge). Cet aspect n'a cependant pas encore été quantifié.

Les tests ont été effectués de manière systématique à la fréquence de 1MHz. On peut également se poser la question de l'influence de la fréquence sur la saturation de l'inductance. La figure 6.2 montre que l'application d'un courant de décalage ne modifie pas fondamentalement le comportement dynamique de nos composants. On note toutefois que la résonance est décalée vers les hautes fréquences lorsqu'un courant de décalage est appliqué, ce qui conforte l'hypothèse de la résonance *RLC*. En effet, la baisse du niveau d'inductance, la capacité parasite restant constante, induit une augmentation de la fréquence de résonance *RLC*. On remarque également que lorsque le courant de décalage est important, on n'observe plus un pallier d'inductance constante en fonction de la fréquence mais une légère décroissance.

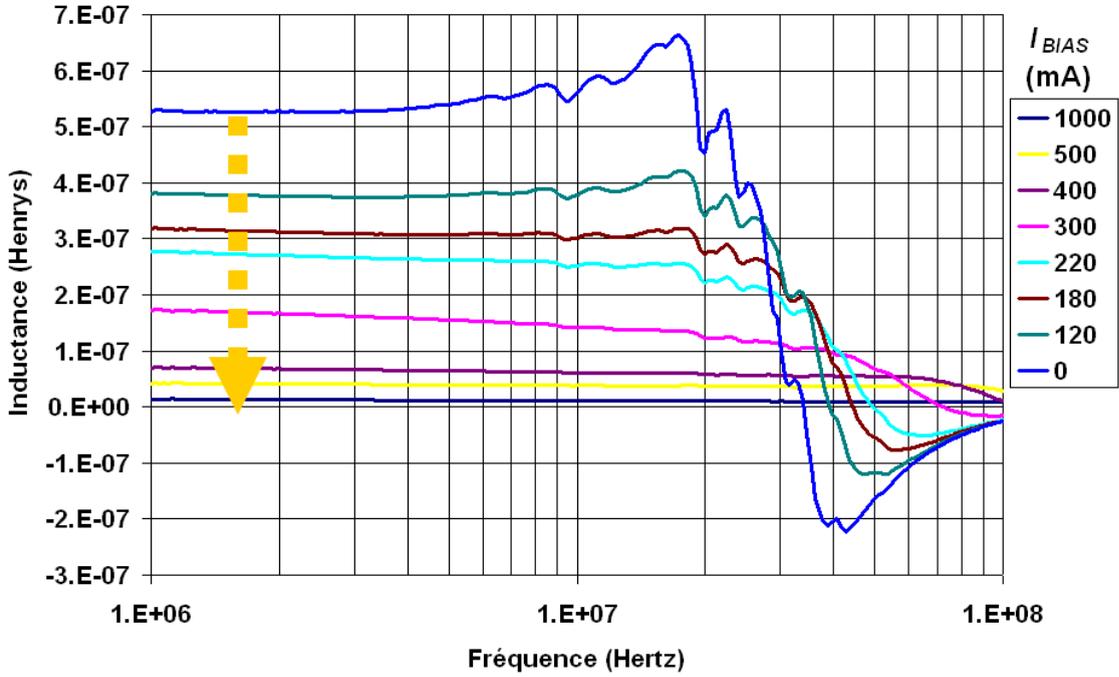


FIG. 6.2 – Inductance d’une puce de type 01 de la tranche L7341P01 mesurée en fonction de la fréquence pour divers niveaux de courant de décalage I_{BIAS} .

Comme nous l’avons déjà vu, le compromis entre niveau d’inductance et tenue en courant peut être caractérisé par l’énergie magnétostatique E_{MAG} , qui dans le cas où l’inductance n’est pas constante en fonction du courant peut être exprimée d’après l’intégrale

$$E_{MAG}(I_{DC}) = \int_0^{I_{DC}} L_S(I_{BIAS}) \cdot I_{BIAS} \cdot dI_{BIAS}. \quad (6.9)$$

Dans notre cas, L_S est mesurée à 1MHz. Par conséquent, l’énergie magnétostatique calculée ne sera pas l’énergie effectivement stockée dans l’inductance mais devra être comprise comme un critère permettant de comparer des composants entre eux. C’est ce que nous pouvons faire sur la figure 6.3 qui montre que conformément à nos prévisions, l’énergie magnétostatique est en première approximation proportionnelle au volume, donc à l’épaisseur totale de matériau magnétique utilisé.

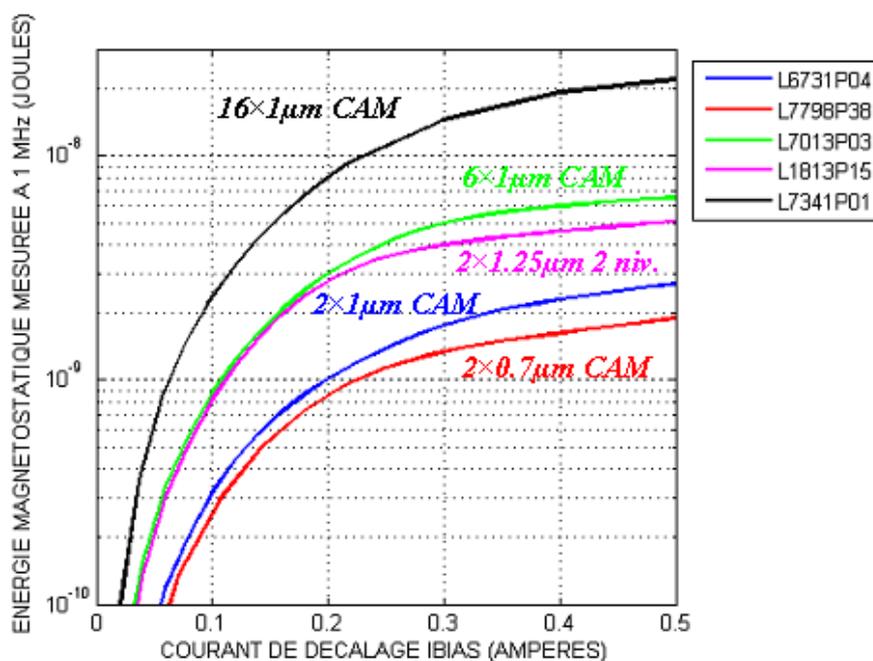


FIG. 6.3 – Énergie magnétostatique extrapolée à partir des mesures d'inductance à 1MHz en fonction d'un courant de décalage I_{BIAS} pour les composants de type 01 de la filière INFOVAL.

On peut également comparer les différents types de composants entre eux afin de déterminer lequel offre l'énergie magnétostatique la plus importante. Nous pouvons voir sur la figure 6.4 que l'énergie magnétostatique mesurées sur les composants toroïdaux suit le même profil en dents de scie que l'inductance L_{DC} de la figure 3.3(d). Le volume total de matériau magnétique utilisé pour la réalisation des composants n'est donc pas parfaitement corrélé à leur énergie magnétostatique. En effet, si c'était le cas, on obtiendrait une décroissance de l'énergie en fonction du type de puce car ces derniers sont classés par volume magnétique décroissant. De plus, l'observation d'un saut d'énergie entre les composants 4 et 5, puis 7 et 8, montre qu'à noyau magnétique identique, un changement au niveau du bobinage peut jouer sur le niveau énergétique du composant. Ainsi, la manière d'appliquer le champ magnétique à l'intérieur du noyau joue également un rôle important dans le compromis entre inductance et tenue en courant.

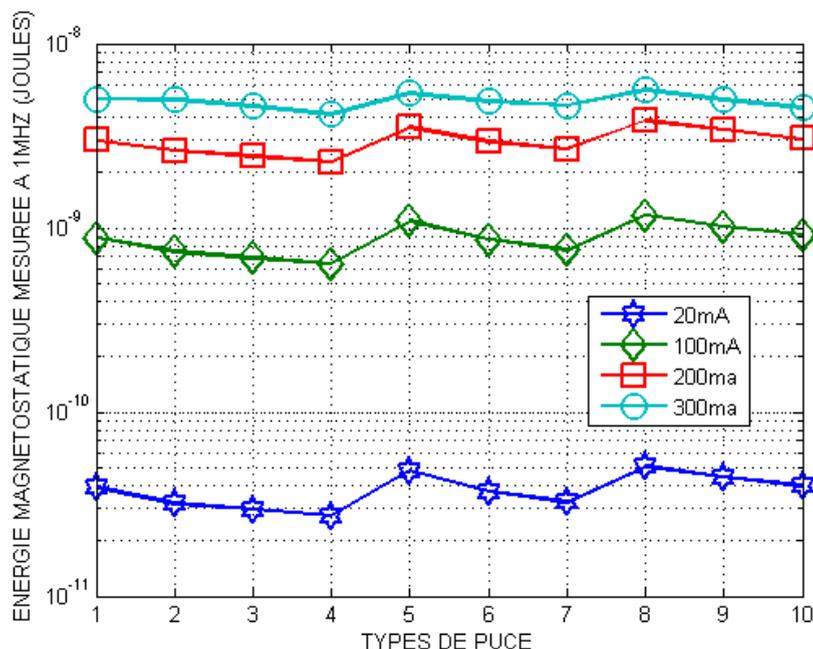


FIG. 6.4 – Énergie magnétostatique extrapolée à partir des mesures d'inductance à 1MHz pour divers courants de décalage I_{BIAS} en fonction du type des composants toroïdaux de la tranche L7013P03 de la filière INFOVAL.

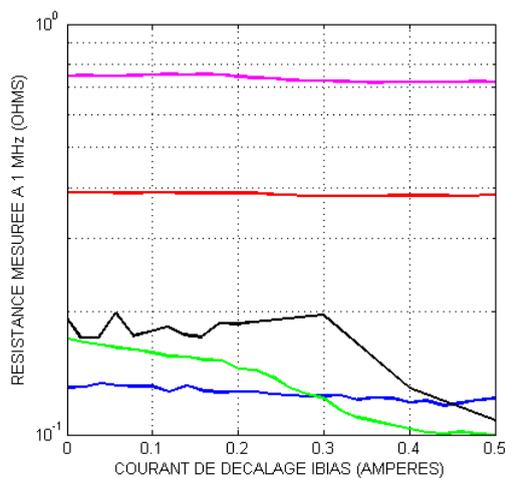
L'application d'un courant de décalage influe donc sur le niveau d'inductance de nos composants. Nous allons voir qu'il pourra en être de même pour la résistance.

6.2.3 Résistance

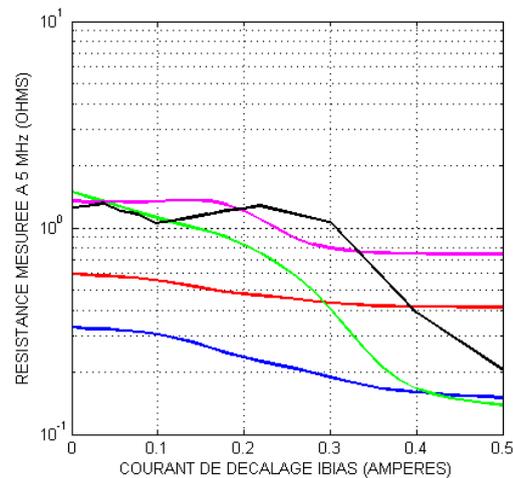
Du point de vue des applications, la variation de résistance en fonction du courant n'est pas un paramètre aussi crucial que la variation d'inductance, et en général ces caractéristiques ne sont même pas spécifiées dans l'état de l'art des composants inductifs. Généralement, la baisse de la conductivité du bobinage due aux échauffements, ou les phénomènes d'électromigration pouvant détruire les composants intégrés, sont les seuls sujets abordés. Cependant, la variation de résistance en fonction d'un courant de décalage apporte un complément d'information permettant de mettre en évidence les phénomènes physiques mis en jeu dans le comportement dynamique de nos composants.

Le comportement de la résistance en fonction d'un courant de décalage, comme on peut le voir sur la figure 6.5, dépend fortement de la fréquence de mesure ainsi que des épaisseurs des couches magnétiques et conductrices utilisées pour la réalisation des composants. À 1MHz, les variations de résistance ne sont pas significatives, ce qui montre que la contribution du noyau magnétique aux pertes est minimale à cette fréquence (figure 6.5(a)). À 5MHz et à 10MHz, les variations de résistance sont d'autant plus importantes que la fréquence est élevée. De plus, on remarque que pour des courants importants, la résistance de chacun des composants tend vers une valeur spécifique ne dépendant que des propriétés du bobinage. On remarque notamment

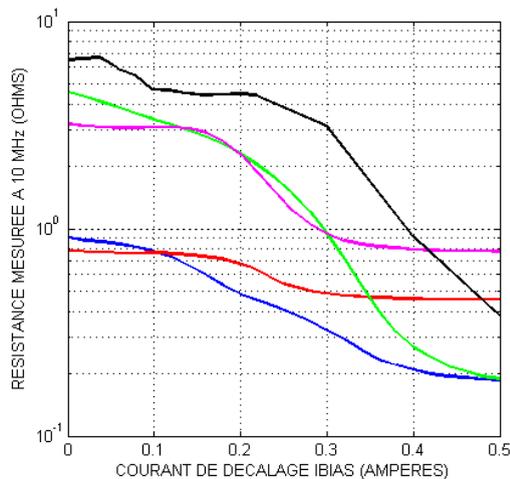
sur les figure 6.5(b) et 6.5(c) que les composants des tranches L6731P04 et L7013P03 tendent vers une valeur unique proche de la résistance en régime continu R_{DC} . Ceci confirme le raisonnement exposé dans le chapitre 4 selon lequel les effets de peau dans le bobinage sont négligeables pour des fréquences inférieures à 10MHz, car lorsqu'un fort courant est appliqué, on peut considérer que le noyau magnétique ne contribue plus aux pertes. Or, les variations de résistance mesurées montrent que c'est ce dernier qui est la principale source de pertes, que ce soit directement avec les effets de peau ou indirectement avec les effets de proximité.



(a) Mesure à 1MHz.



(b) Mesure à 5MHz.



(c) Mesure à 10MHz.

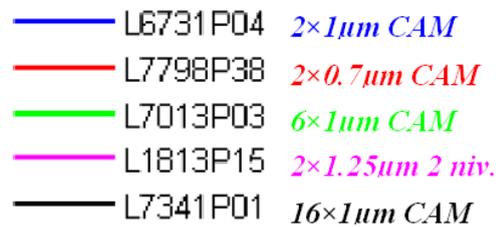


FIG. 6.5 – Résistances mesurées à 1, 5 et 10MHz en fonction d'un courant de décalage I_{BIAS} pour les composants de type 01 de la filière INFOVAL.

L'examen de l'influence du courant de décalage sur le spectre dynamique de résistance confirme que pour des fréquences au-delà de la dizaine de mégahertz, les variations de résistance peuvent être considérables (figure 6.6). On retrouve également un décalage du pic de résistance, correspondant à une résonance RLC, vers les hautes fréquences.

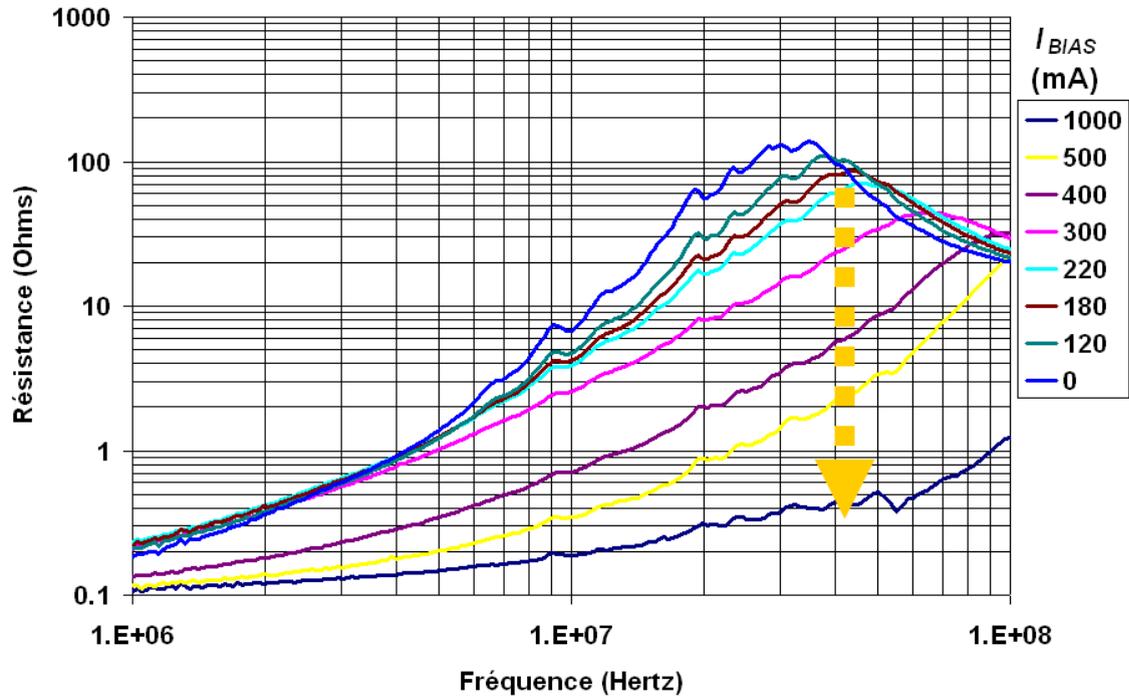


FIG. 6.6 – Résistance d'une puce de type 01 de la tranche L7341P01 mesurée en fonction de la fréquence pour divers niveaux de courant de décalage I_{BIAS} .

Par ailleurs, la figure 6.7 montre que la baisse d'inductance n'est pas compensée par la baisse de résistance, et que le facteur de qualité de nos composants en pâtit. On peut également remarquer que pour de fortes valeurs de courant de décalage, la fréquence de résonance est décalée au-delà de la centaine de mégahertz, et on retrouve le comportement d'un composant sans noyau magnétique.

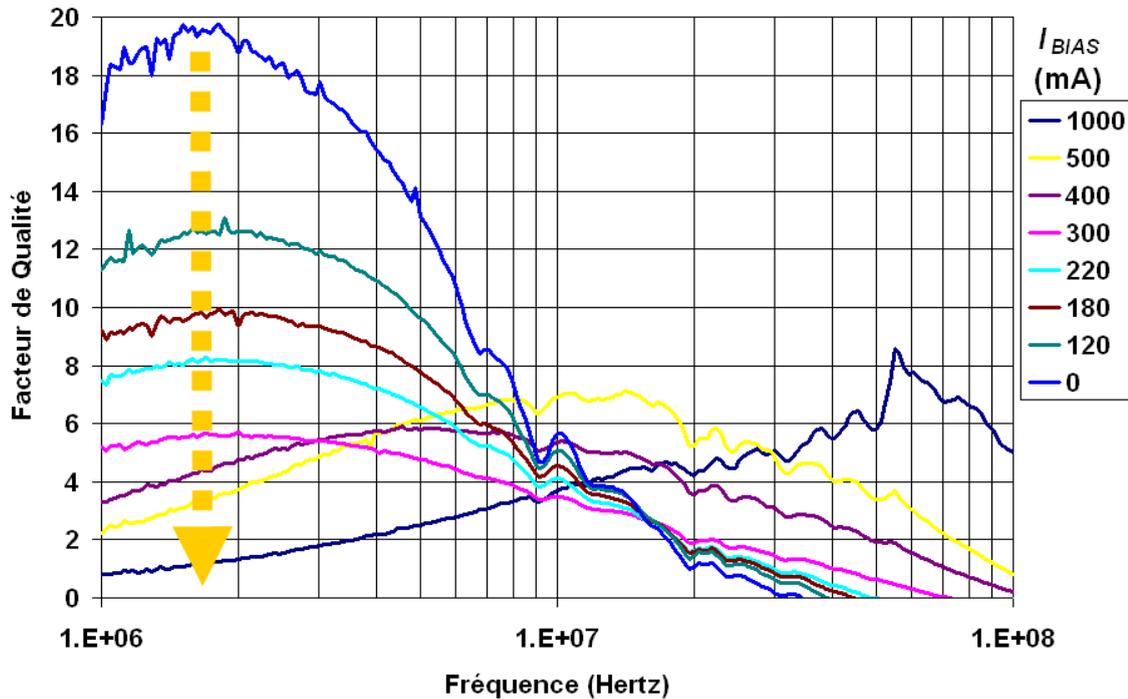


FIG. 6.7 – Facteur de qualité d’une puce de type 01 de la tranche L7341P01 mesurée en fonction de la fréquence pour divers niveaux de courant de décalage I_{BIAS} .

Nous venons donc de voir que le comportement du niveau d’inductance de nos composants présentait un aspect inattendu. Nous allons voir dans quelle mesure nous pouvons interpréter ces observations.

6.3 Modélisation de la saturation des inductances

Nous traiterons ici de la modélisation du niveau d’inductance en fonction du courant de décalage I_{BIAS} appliqué. Nous pointerons les limites du modèle idéal utilisé au début de ce chapitre, puis nous emploierons le modèle LLG linéarisé déjà utilisé dans le chapitre 5 afin d’extrapoler les courbes de saturation en fonction des simulations magnétostatiques présentées dans le chapitre 3. Ces simulations permettront notamment d’étudier la répartition des champs magnétiques à l’intérieur du noyau ainsi que leur influence sur les caractéristiques énergétiques de nos composants.

6.3.1 Limites du modèle idéal

On peut utiliser la relation 6.7 afin de calculer le courant de saturation théorique en fonction du volume de matériau magnétique utilisé. Nous pouvons donc établir que le courant de saturation théorique I_{SAT}^{th} peut s'écrire, en fonction des dimensions L_{CORE} , W_{CORE} , T_{CORE} du noyau et de la valeur de l'inductance L_{DC} obtenue par simulation :

$$I_{SAT}^{th} \approx \sqrt{\frac{M_S \cdot H_K \cdot T_{CORE} \cdot (L_{CORE}^2 - (L_{CORE} - 2 \cdot W_{CORE})^2)}{L_{DC}}}. \quad (6.10)$$

Dans le cas d'un noyau de type CAM, l'aimantation doit être divisée par deux car on considère ici encore que seule une couche magnétique sur deux est active selon une direction donnée. Les résultats obtenus avec la relation 6.10 pour les composants de type 01 ($L_{CORE} = 5100\mu m$ et $W_{CORE} = 1800\mu m$) sont récapitulés dans le tableau 6.1. La comparaison avec la figure 6.1 montre que cette approche ne donne qu'un ordre de grandeur du courant de saturation. De plus, le modèle idéal prévoit l'existence d'un pallier d'inductance constante jusqu'à un courant I_{SAT} , alors que nous observons une baisse d'inductance progressive pour des valeurs très inférieures aux valeurs calculées avec ce modèle.

Tranche	$T_{CORE}(\mu m)$	$I_{SAT}(mA)$
L7798P38	1.4 (CAM)	350
L1813P15	2.5 (2 niv.)	400
L6731P04	2 (CAM)	360
L7013P03	6 (CAM)	395
L7341P01	16 (CAM)	420

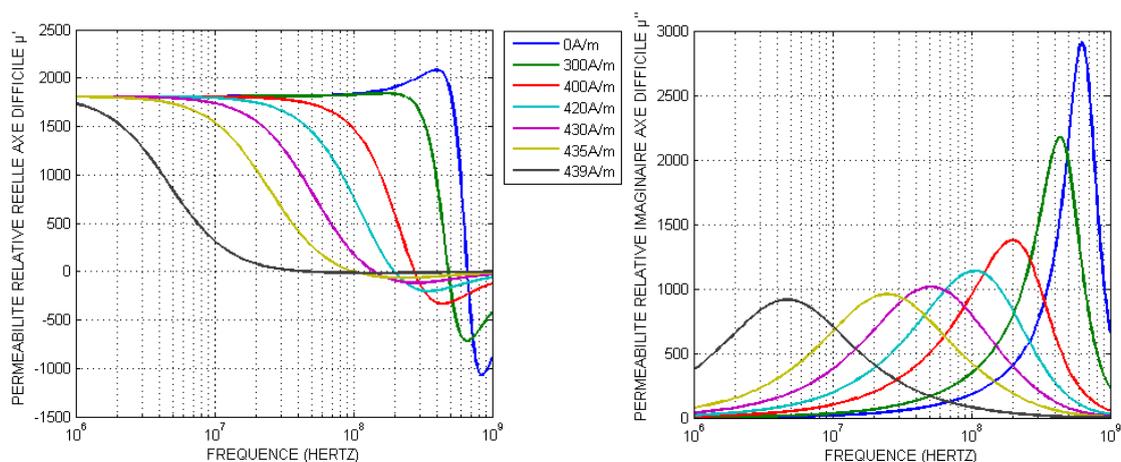
TAB. 6.1 – Valeur théorique du courant de saturation I_{SAT} calculé avec la relation 6.10 pour les composants de type 01 de la filière INFOVAL.

La comparaison entre les valeurs du tableau 6.1 et la figure 6.2 met en donc évidence les limitations du modèle idéal, et nous pousse à développer des approches plus fines basées sur le modèle LLG.

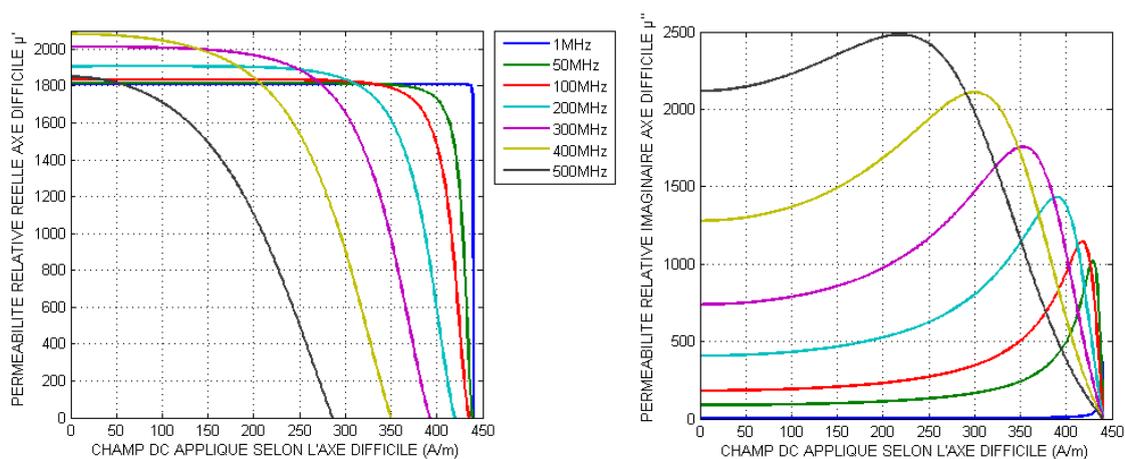
6.3.2 Utilisation du modèle LLG linéarisé

On peut utiliser le modèle LLG linéarisé afin de modéliser la courbe de l'inductance en fonction d'un courant de décalage I_{BIAS} appliqué pour n'importe quelle fréquence. En effet, si l'on considère que le champ appliqué dans le noyau magnétique par le bobinage l'est essentiellement selon l'axe difficile des matériaux utilisés, et que l'on néglige l'influence des domaines de fermeture, on pourra considérer que les parois magnétiques n'interviennent pas dans le processus de rotation de l'aimantation. On pourra alors, pour chaque valeur de courant appliqué correspondant à une valeur de champ magnétique pouvant être calculée par une simulation magnétostatique, calculer la position d'équilibre de l'aimantation d'après le modèle de

Stoner-Wohlfarth. On sera donc en mesure de calculer dans chaque cas le spectre de perméabilité magnétique.



(a) Spectres dynamiques pour diverses valeurs de champ appliqué.



(b) Perméabilités relatives dynamiques en fonction du champ appliqué pour diverses fréquences.

FIG. 6.8 – Perméabilités dynamiques relatives selon l'axe difficile calculées en fonction de la fréquence et d'un champ continu appliqué selon l'axe difficile avec le modèle LLG linéarisé pour le permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD ($M_s = 1T$, $H_K = 440A \cdot m^{-1}$, $\alpha = 0.015$ et $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot m \cdot A^{-1}$).

La figure 6.8 nous montre les prédictions du modèle LLG en ce qui concerne la perméabilité dynamique selon l'axe difficile d'une couche mince de permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD en fonction de la valeur d'un champ magnétique statique appliqué selon ce même axe. Les résultats obtenus ne constituent qu'une grossière modélisation des phénomènes réels, mais permettent une interprétation physique des phénomènes mis en jeu. En effet, la figure 6.8(a) montre qu'à basse fréquence on n'observe que de très faibles variations de perméabilité à moins que l'intensité du champ appliqué soit très proche du champ d'anisotropie H_K . Ceci s'explique par

le fait que la rotation de l'aimantation sous l'effet d'un champ magnétostatique, tendant à abaisser le niveau de perméabilité, est compensée par une diminution de l'anisotropie effective. Par conséquent, le niveau de perméabilité reste sensiblement constant à basse fréquence, mais la résonance gyromagnétique est décalée vers les basses fréquences du fait de la baisse de l'anisotropie effective. Ce phénomène pourrait ainsi expliquer le profil en pente de l'inductance en fonction de la fréquence lorsque de forts courants sont appliqués (figure 6.2).

Cependant, la figure 6.8(b) montre que pour des fréquences inférieures à 100MHz, la baisse de la perméabilité en fonction du champ appliqué est très proche du comportement idéal de l'axe difficile de la figure 1.10. L'écart entre les résultats du modèle et les mesures ne s'explique donc pas directement par des effets de résonances gyromagnétiques. On remarque également que la partie imaginaire de la perméabilité reste modérée pour des fréquences inférieures à 50MHz et un champ appliqué inférieur aux deux tiers du champ d'anisotropie.

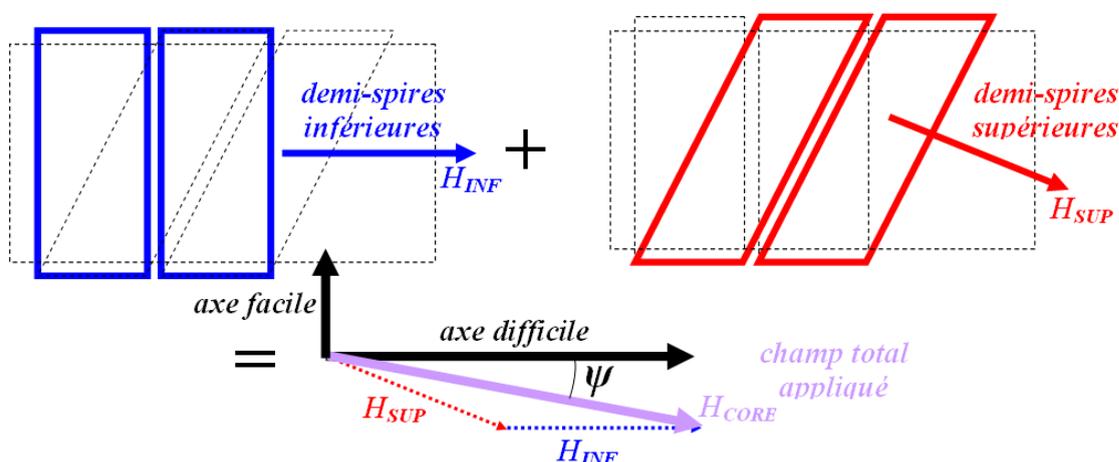


FIG. 6.9 – Contributions des demi-spires inférieures et supérieures au champ appliqué dans le noyau magnétique.

Une observation du bobinage de nos composants (figure 3.1) permet d'ajouter un élément d'analyse. En effet, nous avons jusqu'alors postulé que le champ magnétique était exclusivement orienté selon l'axe difficile du noyau magnétique. Cette hypothèse est largement justifiée du point de vue du calcul de l'énergie magnétostatique - et donc de celui de l'inductance L_{DC} - à faible courant. En effet, le matériau magnétique étant anisotrope, seul le champ magnétique selon l'axe difficile offrant une forte perméabilité dynamique contribue véritablement à l'énergie magnétique (ce raisonnement est également valable dans un noyau magnétique de type CAM car on peut considérer que seul le champ magnétique dans les couches bien orientées est utile). Cependant, si l'on observe une spire du solénoïde constituant le bobinage de nos composants, on remarque que la partie supérieure du bobinage n'est pas rigoureusement parallèle à l'axe facile du matériau magnétique. Par conséquent, le matériau magnétique est soumis à un champ décalé d'un angle ψ par rapport à son axe difficile (figure 6.9). Si l'on considère que le champ magnétique généré

par chaque demi-spire est perpendiculaire à cette dernière, on peut, si l'on néglige les dimensions G_{WIN} et S_{WIN} , estimer simplement l'angle ψ d'après les dimensions L_{CORE} , W_{CORE} et le nombre de spires N :

$$\psi \approx \arctan \left(\frac{\cos \left(\arctan \left(\frac{N \cdot W_{CORE}}{4 \cdot (L_{CORE} - 2 \cdot W_{CORE})} \right) \right)}{1 + \sin \left(\arctan \left(\frac{N \cdot W_{CORE}}{4 \cdot (L_{CORE} - 2 \cdot W_{CORE})} \right) \right)} \right) \quad (6.11)$$

Or, l'angle ψ , même s'il est faible et n'a pas un fort impact sur la perméabilité sous champ nul, peut avoir une grande importance lorsque des courants importants traversent le bobinage, car la composante du champ magnétique parallèle à l'axe facile accroît l'anisotropie effective du matériau, d'où une baisse sensible de perméabilité pour des valeurs bien inférieures au champ d'anisotropie H_K . Dans le cas des composants toroïdaux de la filière INFOVAL, l'angle ψ est estimé entre 8° et 16° . Si l'on s'intéresse à la perméabilité selon l'axe difficile en fonction de l'intensité d'un champ de décalage appliqué selon cet angle ψ , le modèle LLG prédit une décroissance inversement proportionnelle à l'intensité du champ et non plus un pallier de perméabilité magnétique constante (figure 6.10). De plus, le modèle prévoit que plus l'angle ψ sera grand, plus la décroissance de la perméabilité sera importante.

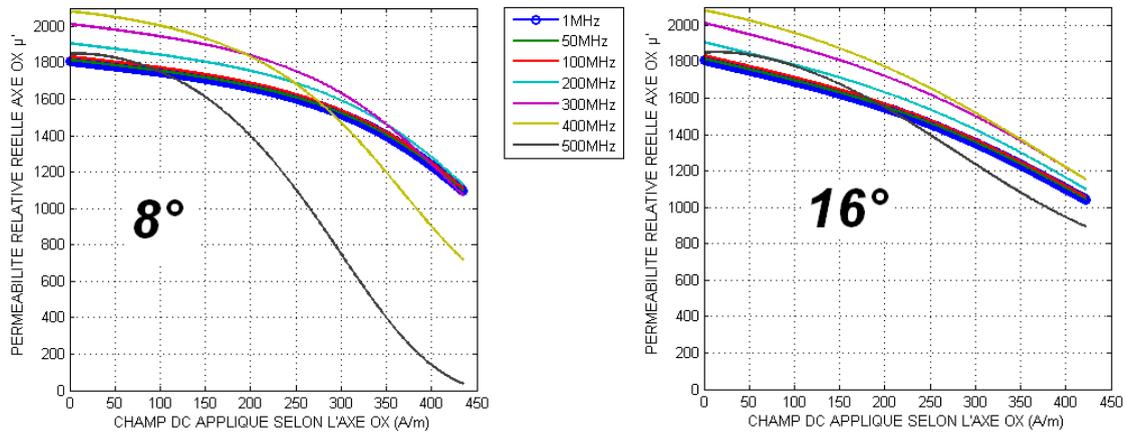


FIG. 6.10 – Perméabilités dynamiques relatives selon l'axe difficile calculées à 1MHz en fonction d'un champ continu appliqué selon les angles $\psi = 8^\circ$ (à gauche) et $\psi = 16^\circ$ (à droite) avec le modèle LLG linéarisé pour le permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD ($M_s = 1T$, $H_K = 440A \cdot m^{-1}$, $\alpha = 0.015$ et $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot m \cdot A^{-1}$).

Le modèle LLG prévoit également dans ce cas une perméabilité selon l'axe facile pouvant être non nulle. Cependant, nous avons vu dans le chapitre 5 que l'aimantation selon l'axe facile était régie par la dynamique des parois des domaines magnétiques. Par conséquent, nous ne tiendrons pas compte de la perméabilité selon l'axe facile et nous considérerons par la suite que seule la composante μ_{CORE} selon l'axe difficile est différente de 1.

Les variations de perméabilité ainsi calculées, même si elles sont plus conformes à nos observations, ne permettent pas encore de prédire de manière quantitative le

niveau d'inductance. En effet, pour cela nous devons tenir compte du caractère non homogène du champ magnétique dans le noyau de nos composants.

6.3.3 Répartition des champs magnétiques

Nous avons déjà vu dans le chapitre 3 que le champ magnétique à l'intérieur des noyaux toroïdaux était très inhomogène, aussi bien en ce qui concerne son intensité que son orientation (figure 3.2). Or, si certaines parties du noyau magnétique sont soumises à des champs magnétiques beaucoup plus intenses que les autres, ces dernières seront saturées bien avant les autres, c'est-à-dire pour de faibles valeurs de courant passant dans le bobinage. La baisse d'inductance résultante dès de faibles valeurs de courant sera d'autant plus forte que les parties soumises à de forts champs magnétiques contribuent plus fortement à l'énergie magnétostatique totale du composant que les autres parties. Il est donc nécessaire de quantifier l'impact de ces inhomogénéités sur la tenue en courant de nos composants.

Pour cela, nous utiliserons une méthode d'extrapolation de l'inductance à partir du modèle LLG et des simulations magnétostatiques linéaires déjà utilisées dans le chapitre 3. La plupart des logiciels commerciaux de calcul magnétostatique proposent des fonctions de calcul à partir de courbes de perméabilité non linéaires. Cependant, nous n'utiliserons pas ces fonctions essentiellement pour deux raisons :

1. D'une manière courante, les logiciels de calcul magnétostatique utilisent un solveur non linéaire basé sur la méthode de Newton-Raphson. Cette méthode est la plus rapide dans de nombreux cas usuels, mais si l'on veut calculer des phénomènes fortement non-linéaires tels que la saturation magnétique, on s'expose à des problèmes de divergence de cette méthode. Il est possible d'adapter cette méthode afin de forcer sa convergence ou d'utiliser un autre algorithme [159], mais la résolution de problèmes fortement non linéaires peut impliquer la résolution de plusieurs dizaines de problèmes linéaires. Les temps de calculs seront alors prohibitifs.
2. Les propriétés non linéaires offertes par les logiciels commerciaux pour la modélisation de la perméabilité sont généralement isotropes et ne tiennent pas compte des effets précédemment exposés. Par conséquent, elles sont mal adaptées à la modélisation de couches minces ferromagnétiques uniaxiales. Quelques essais de simulations non linéaires ont néanmoins été réalisées, mais ces dernières surestiment largement le courant de saturation de nos composants, et n'offrent donc pas un compromis satisfaisant entre précision et temps de calcul.

Par conséquent, comme pour le calcul des caractéristiques dynamiques de nos composants (chapitre 4), nous utiliserons une méthode d'extrapolation à partir des simulations magnétostatiques linéaires utilisées dans le chapitre 3. Cette méthode consiste à utiliser ces simulations afin de calculer le champ magnétique présent dans le noyau magnétique lorsque ce dernier possède un comportement linéaire. On peut connaître alors précisément le champ de vecteurs \vec{H}_{CORE} présents dans le noyau. On

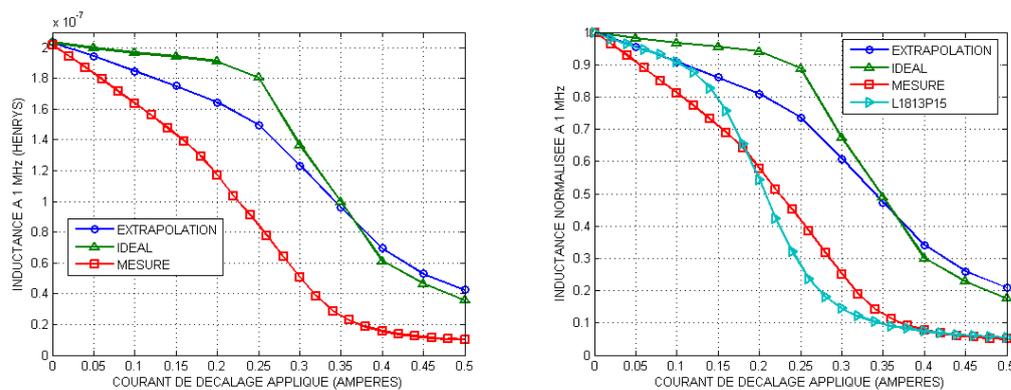
exprime le champ magnétique en m^{-1} , grandeur normalisée de manière à ce que l'on n'ait qu'à multiplier ces valeurs par l'intensité du courant de décalage I_{BIAS} traversant le bobinage afin de connaître la valeur réelle du champ exprimée en $A \cdot m^{-1}$. Si l'on postule que les non-linéarités dans le noyau magnétique ne modifient pas le champ de vecteurs, on peut alors extrapoler l'expression de l'inductance en fonction du courant I_{BIAS} , en notant E_{MAG}^{ext} l'énergie magnétostatique normalisée contenue hors du noyau et exprimée en $J \cdot A^{-2}$ (c'est-à-dire en Henrys), et \vec{e}_{HA} un vecteur unitaire orienté selon l'axe difficile, puis en intégrant l'énergie magnétique dans le volume du noyau :

$$L_S(I_{BIAS}) = 2 \cdot \left(\mu_0 \cdot \iiint_{NOYAU} \left(\mu_{CORE}^{HA} \left(\vec{H}_{CORE} \cdot I_{BIAS} \right) \cdot \left(\vec{H}_{CORE} \cdot \vec{e}_{HA} \right)^2 + \left\| \vec{H}_{CORE} - \left(\vec{H}_{CORE} \cdot \vec{e}_{HA} \right) \cdot \vec{e}_{HA} \right\|^2 \right) \cdot d\Omega + E_{MAG}^{ext} \right). \quad (6.12)$$

On remarque dans l'expression 6.12 que l'on considère que seule la perméabilité selon l'axe difficile est différente de μ_0 . La figure 6.11(a) expose les résultats obtenus avec cette expression pour un composant de type 01 de la tranche L7013P03. Si l'on compare les prédictions obtenues avec le modèle LLG et avec le modèle idéal dans lequel on ne tient compte que du champ appliqué selon l'axe difficile pour le calcul de la perméabilité selon l'expression 6.3, on remarque que la pente initiale de l'inductance en fonction du courant est beaucoup plus forte avec le modèle LLG. En effet, l'extrapolation à partir du modèle idéal prévoit un pallier d'inductance constante à 10% près jusqu'à 250mA alors que l'on prévoit avec le modèle LLG une décroissance d'inductance sensible dès de faibles valeurs de courant. Cependant, si l'on compare les prédictions de ce modèle aux mesures expérimentales, on constate que l'on sous-estime la chute d'inductance. Nous pouvons expliquer cet écart d'après les limites du modèle utilisé :

1. Ce modèle d'extrapolation postule que la répartition du champ magnétique à l'intérieur du noyau magnétique n'est pas modifiée par la saturation de ce dernier. Or, dans le cas réel on sait que lorsque des parties du noyau magnétique sont saturées, le flux magnétique a tendance à se concentrer sur les zones non saturées qui seront d'autant plus facilement saturées à leurs tours que le flux magnétique est concentré. Or, seule une simulation non-linéaire peut tenir compte de cet effet.
2. L'énergie de Heisenberg n'est pas prise en compte dans le modèle LLG. Or, cette dernière favorise un mouvement uniforme de l'ensemble de l'aimantation à l'intérieur d'un domaine magnétique donné. Cependant, nous considérons dans notre modèle que sous l'effet d'un champ magnétique appliqué, l'aimantation de chacune des parties du noyau magnétique considéré peut subir une rotation indépendamment de l'état des autres parties du noyau.
3. Dans les composants de la filière INFOVAL, il existe des domaines magnétiques de fermeture à l'état résiduel. Cependant, si un champ de forte amplitude est

appliqué selon l'axe difficile, la surface occupée par les domaines de fermeture augmente. Or, ces derniers présentent localement une perméabilité dynamique nulle selon l'axe difficile, d'où une augmentation de la réluctance du noyau magnétique et donc une diminution de l'inductance.



(a) Comparaison entre inductance mesurée, extrapolée d'après le modèle LLG et d'après le modèle idéal. (b) Comparaison entre inductance normalisée mesurée, extrapolée d'après le modèle LLG et d'après le modèle idéal, et l'inductance normalisée mesurée pour la tranche L1813P15.

FIG. 6.11 – Inductance en fonction d'un courant de décalage à 1MHz pour un composant de type 01 de la tranche L7013P03. Comparaison entre mesures expérimentales et calculs théoriques.

Nous pouvons argumenter sur ce dernier aspect en comparant les inductances normalisées mesurées sur la figure 6.1. Nous pouvons remarquer que la tranche L1813P15 présente la pente initiale la plus faible. Or, les composants de cette tranche sont les seuls à posséder un noyau magnétique en deux niveaux dont la structure en domaines magnétiques est en configuration "Edge Curling Wall" ne présentant donc pas de domaines de fermeture. La pente initiale des autres tranches peut être classée par épaisseur croissante : à topologie identique, plus les épaisseurs sont importantes, plus la contribution des champs démagnétisants à la structure en domaines magnétiques est grande, plus la surface occupée par les domaines de fermeture est importante, et plus la pente initiale de l'inductance est grande. Si maintenant l'on compare les mesures effectuées sur la tranche L1813P15 (présentant des épaisseurs de matériau magnétique similaires à celles de la tranche L7013P03) aux prédictions du modèle LLG, on constate une excellente prévision de la décroissance de l'inductance jusqu'à des courants de l'ordre de 150mA (figure 6.11(b)).

La prise en compte du caractère non homogène du champ magnétique à l'intérieur du noyau peut également permettre d'expliquer en partie la variation des caractéristiques énergétiques constatées sur la figure 6.4 entre deux composants possédant un noyau magnétique identique mais un nombre de spires différentes. Ainsi, si l'on compare les prédictions énergétiques du modèle aux mesures effectuées sur des composants de type 04 et 05 de la tranche L7013P03 pour lesquels on passe d'un

bobinage de 12 à 16 spires, on retrouve bien une augmentation de l'énergie pour un nombre de spires croissant (figure 6.11(a)).

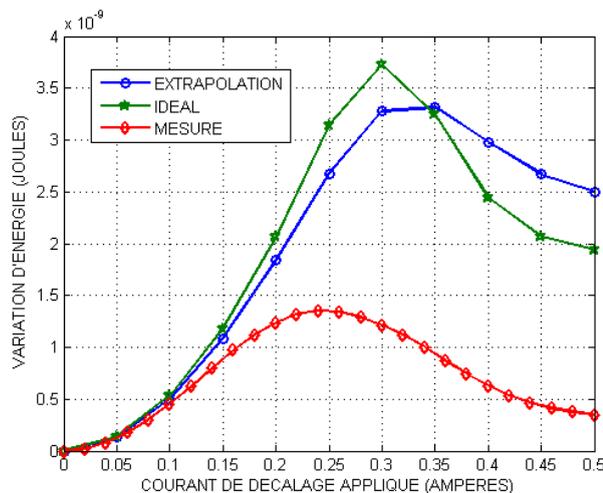


FIG. 6.12 – Variation d'énergie magnétostatique mesurée à 1MHz en fonction du courant de décalage appliqué et comparaisons avec les calculs d'extrapolation obtenue à partir du modèle LLG et du modèle idéal pour des composants de types 04 et 05 de la tranche L7013P03.

Nous avons donc pu identifier les différentes causes des limitations de la tenue en courant de nos composants. Nous allons maintenant proposer des moyens d'en améliorer les performances énergétiques.

6.4 Voies d'amélioration possibles

Nous pouvons jouer sur deux aspects afin d'améliorer les performances énergétiques des composants inductifs : la topologie des composants peut être améliorée, et la nature du matériau magnétique peut également avoir une influence.

6.4.1 Amélioration de la topologie des composants

La solution la plus communément utilisée afin d'augmenter le courant de saturation d'un composant inductif utilisant un noyau magnétique fermé consiste à inclure un ou plusieurs entrefers à l'intérieur de ce dernier. En effet, la présence d'un entrefer augmente la réluctance totale du circuit magnétique. Le flux magnétique à l'intérieur de ce dernier est donc moindre, d'où un courant de saturation plus fort de l'inductance. Cependant, cette augmentation de réluctance aura pour effet une dégradation du rapport Q_{DC} , et de plus, selon les dimensions de l'entrefer, sa réalisation technologique pourra être problématique. Nous rechercherons donc une autre solution.

Nous avons vu précédemment que trois facteurs limitaient principalement la tenue en courant de nos composants :

1. Le volume de matériau magnétique est limité.
2. Le champ à l'intérieur du noyau magnétique est très inhomogène.
3. Le champ à l'intérieur du noyau magnétique n'est pas parfaitement appliqué selon l'axe difficile de nos matériaux.

L'utilisation de composants utilisant des noyaux magnétiques de type cadre multi-branché combiné avec un bobinage tressé permet de gagner sur ces trois aspects. En effet, nous avons déjà vu dans le chapitre 3 que ce type de composant pouvait présenter un rapport Q_{DC} analogue à celui d'un composant toroïdal tout en utilisant un volume de matériau magnétique significativement plus important. De plus, le champ magnétique à l'intérieur d'un noyau de type cadre multi-branché est plus homogène et mieux orienté. La figure 6.13 montre que d'après les simulations magnétostatiques, le champ magnétique est répartie de manière plus homogène dans les composants de type cadre.

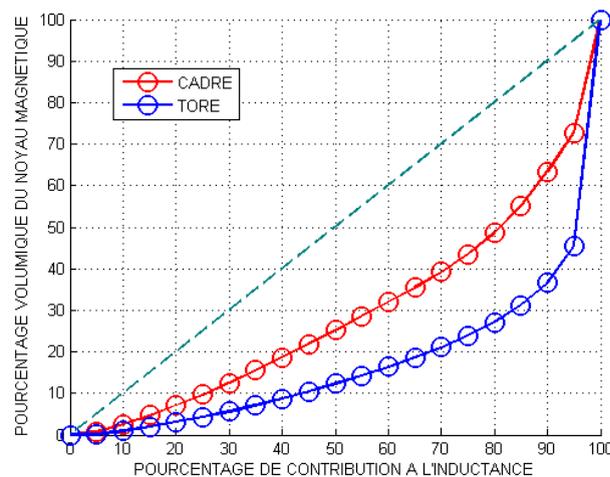


FIG. 6.13 – Analyse statistique de la contribution du volume de matériau magnétique à l'inductance totale. Comparaison entre un composant toroïdal de type 01 de la tranche L7341P01 ($16\mu m$ de permalloy CAM) et un composant optimisé de type cadre à 4 branches comportant deux couches magnétiques de $12\mu m$ et $4\mu m$ et un rapport $W_F/W_{CORE} = 0.7$ avec bobinage de type tressé à 20 spires.

Si maintenant l'on s'intéresse à l'orientation du champ magnétique, on peut observer qu'il existe une certaine symétrie entre les demi-spires inférieures et supérieures du bobinage tressé. Par conséquent, le champ magnétique à l'intérieur des branches est mieux orienté que dans un composant toroïdal classique. En effet, la figure 6.14 montre que le champ magnétique y est majoritairement orienté selon l'axe difficile alors que dans un composant toroïdal le champ magnétique est majoritairement orienté selon un axe oblique.

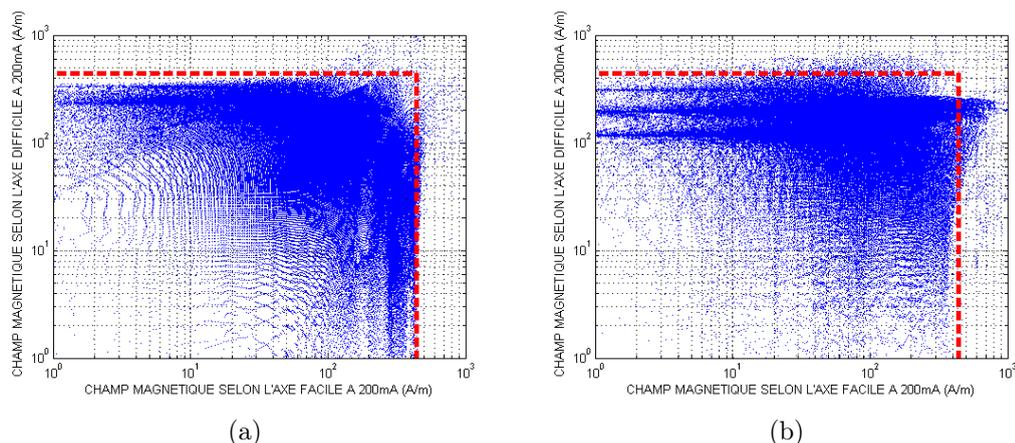


FIG. 6.14 – Analyse statistique de l'orientation du champ dans le noyau magnétique. Comparaison entre un composant toroïdal de type 01 de la tranche L7341P01 (a) et un composant optimisé de type cadre à 4 branches comportant deux couches magnétiques de $12\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$ et un rapport $W_F/W_{CORE} = 0.7$ avec bobinage de type tressé à 20 spires (b).

Nous disposons donc d'une certaine marge d'optimisation de la topologie de nos composants. La largeur W_F , le nombre de branches N_B ainsi que les épaisseurs des couches magnétiques devront être fixés en fonction du rapport Q_{DC} recherché mais également de manière à améliorer la tenue en courant du composant. De plus, on pourra également utiliser un bobinage de type tressé à largeur variable déjà présenté dans le chapitre 4 de manière à homogénéiser plus encore le champ magnétique. L'optimisation fine de ce type de composant est donc un problème complexe nécessitant de nombreuses heures de calcul, et que nous n'aborderons pas dans le cadre de ce mémoire. Nous pouvons néanmoins présenter les résultats obtenus pour les composants de type 11 à 16 de la tranche L1813P15. Ces composants, déjà présentés dans le chapitre 3, utilisent des noyaux de type cadre multi-branche, mais présentent des bobinages solénoïdes non optimisés appliquant, d'après la formule 6.11, un champ décalé par rapport à l'axe difficile des matériaux d'un angle ψ important. La tenue en courant n'est donc pas optimale, néanmoins on remarque sur la figure 6.15 que la meilleure configuration du champ magnétique appliqué dans le noyau limite la chute d'inductance à faible courant jusqu'à présenter un pallier d'inductance constante dans certains cas, ce que l'on ne retrouve dans aucun des autres types de composants caractérisés.

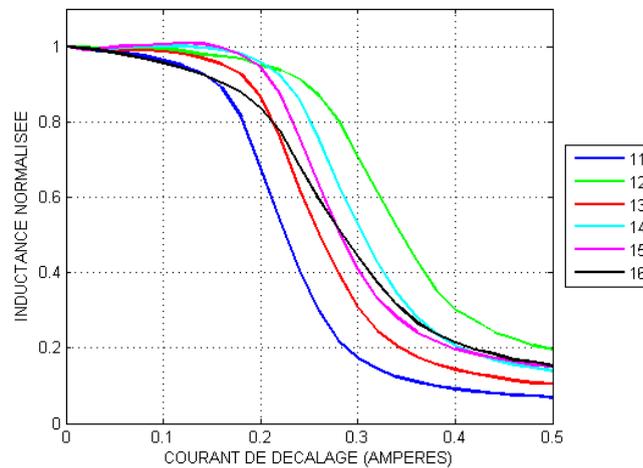


FIG. 6.15 – Mesures en fonction d'un courant de décalage à 1MHz de l'inductance normalisée des composants de type 11 à 16 de la tranche L1813P15 de la filière INFOVAL.

Nous avons donc vu comment des modifications de la topologie de nos composants peuvent potentiellement améliorer les densités d'énergie maximales atteignables. Le matériau magnétique utilisé pour la réalisation du noyau possède également une influence sur les caractéristiques énergétiques des composants.

6.4.2 Utilisation de différents matériaux magnétiques

Le permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ est un matériau bien maîtrisé présentant des avantages pratiques pour la réalisation technologique de démonstrateurs, mais n'est pas idéal pour l'obtention de composants présentant un bon compromis entre inductance et courant de saturation. En effet, son aimantation de l'ordre de $1T$ est modérée, et l'on pourra utiliser d'autres matériaux magnétiques à plus forte aimantation. D'une manière classique, on trouve typiquement dans l'état de l'art des composants intégrés pour la conversion de puissance utilisant l'alliage $Fe_{55}Ni_{45}$ [64], des alliages plus complexes à base de fer ($FeBN$ [81], $FeHfN$ [82], $FeHfO$ [84]) et des alliages à base de $Co-Fe$ [85, 90], tous possédant des aimantations supérieures à celle du $Ni_{80}Fe_{20}$. Les champs d'anisotropie H_K de tous ces matériaux sont variables et les niveaux de perméabilité correspondant le sont donc également. Cependant, on peut en première approximation affirmer qu'à perméabilité constante, le courant de saturation est proportionnel à l'aimantation. Idéalement, on pourra donc augmenter le courant de saturation de plus de 100% en jouant sur la matériau magnétique. Un matériau très utilisé en électrotechnique pour les application de puissance est l'alliage $Fe-Si$ à 6.5% de silicium qui pourrait se révéler très intéressant pour nos applications. Cependant, ce matériau nécessite encore des développements technologiques pour son utilisation en couches minces car ses propriétés dynamiques sont très sensibles aux conditions d'élaborations. En outre, ce matériau a également été couplé avec

succès à un matériau antiferromagnétique afin d'améliorer ses propriétés dynamiques *via* le couplage d'échange [160, 161].

Or, les matériaux à couplage d'échange peuvent également présenter des caractéristiques intéressantes pour nos applications. Un de leurs avantages est qu'ils peuvent permettre d'utiliser des matériaux ferromagnétiques à très forte aimantation sans se soucier de leur caractère dur ou doux. Ainsi, il est possible d'utiliser l'alliage $Fe_{65}Co_{35}$ possédant l'aimantation record $M_s = 2.35T$. Ce matériau est donc le plus favorable du point de vu du compromis entre densité d'énergie magnéto-statique maximal E_{MAG}^{MAX} (relation 6.5) et rapport Q_{DC} (relation 2.15) car ces deux grandeurs sont proportionnelles à l'aimantation. Cependant, le principal avantage des matériaux à couplage d'échange en ce qui concerne la tenue en courant est la nature même de leur anisotropie qui est fondamentalement différente de celle des matériaux uniaxiaux conventionnels. Nous considérerons dans la suite de ce paragraphe un matériau à couplage d'échange idéal tel que son anisotropie intrinsèque soit nulle, et son champ d'échange soit égal au champ d'anisotropie de notre permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$, les autres paramètres du modèle LLG étant identiques.

Si l'on néglige l'anisotropie intrinsèque H_K du matériau considéré, le couplage d'échange n'impose pas seulement une direction d'aimantation privilégiée - c'est le cas d'un matériau uniaxial classique - mais permet également d'imposer le sens privilégié de l'aimantation. Par conséquent, lorsque l'on impose un champ magnétique de décalage \vec{H}_{BIAS} , le matériau se comporte comme si son anisotropie effective \vec{H}_K^{EFF} résultait d'une addition vectorielle du champ de décalage et du champ d'échange \vec{H}_{EX} orienté selon l'axe facile (figure 6.16).

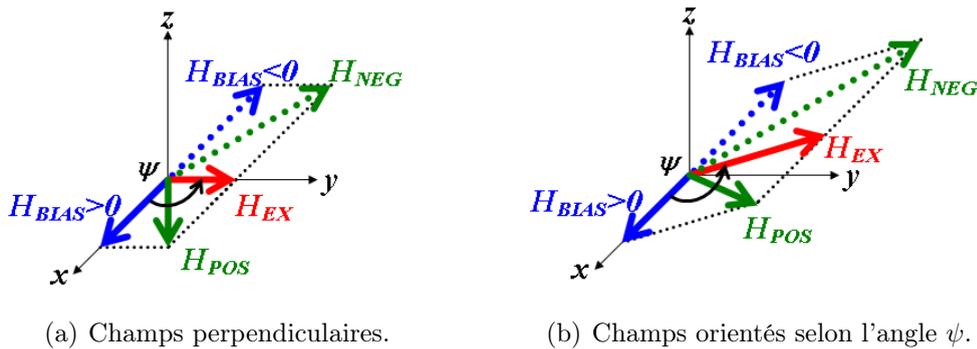
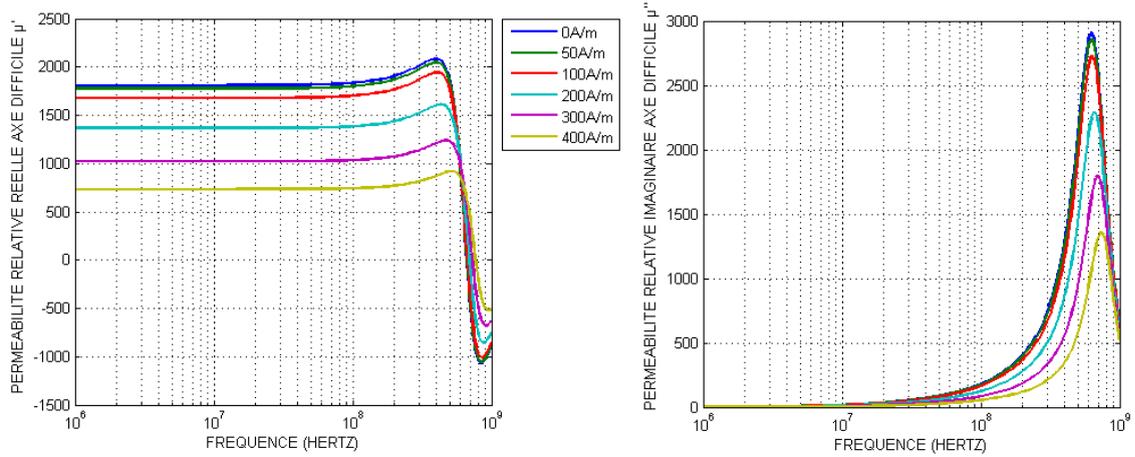


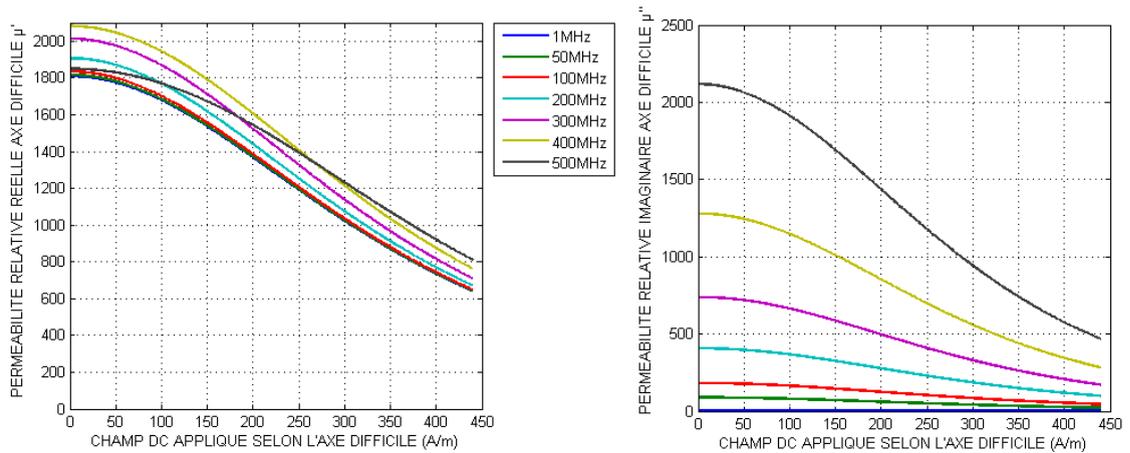
FIG. 6.16 – Changement d'anisotropie d'un matériau à couplage d'échange idéal sous l'effet de l'application d'un champ de décalage.

Ainsi, si l'on applique un champ magnétique perpendiculaire à l'axe d'anisotropie (figure 6.16(a)), le vecteur d'anisotropie effective verra son module augmenter et son orientation se décaler de manière continue vers l'orientation du champ de décalage. Il en résulte donc une baisse sensible du niveau de perméabilité pour des valeurs de champ appliqué bien inférieures à l'anisotropie d'échange. Cependant, l'augmentation de l'anisotropie permet de garder de bonnes caractéristiques dynamiques, et même en théorie d'augmenter la fréquence de résonance gyromagnétique (figure 6.17(a)). De plus, on peut voir sur la figure 6.17(b) que contrairement au

cas d'un matériau uniaxial conventionnel, la perméabilité n'est pas nulle pour une valeur de champ supérieure au champ d'échange H_{EX} .



(a) Spectres dynamiques pour diverses valeurs de champ appliqué.



(b) Perméabilités relatives dynamiques en fonction du champ appliqué pour diverses fréquences.

FIG. 6.17 – Perméabilités dynamiques relatives selon l'axe difficile calculées en fonction de la fréquence et d'un champ continu appliqué selon l'axe difficile avec le modèle LLG linéarisé pour un matériau à couplage d'échange idéal de propriétés analogues à celle du permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD ($M_S = 1T$, $H_K = 0A \cdot m^{-1}$, $H_{EX} = 440A \cdot m^{-1}$, $\alpha = 0.015$ et $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot m \cdot A^{-1}$).

Ce type de comportement, fondamentalement différent de celui d'un matériau uniaxial classique peut être intéressant si l'on cherche à garder un niveau de perméabilité - donc d'inductance - minimal quelque soit la situation, ou bien s'il est important que la fréquence de résonance gyromagnétique soit peu influencée par l'application d'un champ magnétique (cette caractéristique peut être importante pour une application de type filtrage stop-bande par exemple [11]). Si maintenant l'on s'intéresse aux inductances pour alimentations à découpage, on se rend compte que le courant traversant l'inductance aura toujours le même sens. On peut donc tirer

partie du caractère asymétrique de l'anisotropie d'échange afin d'améliorer la tenue en courant de nos composants dans un sens donné. Il suffit de concevoir le composant inductif de manière à ce qu'il existe un angle obtus entre le champ d'échange et le champ de décalage (figure 6.16(b)). La perméabilité à champ nul selon l'axe du champ appliqué est alors inférieure à la perméabilité selon l'axe difficile. Cependant, l'application d'un champ de décalage tend dans un premier temps à ramener l'aimantation perpendiculaire au champ appliqué et à abaisser le niveau de l'anisotropie. Il en résulte une augmentation de la perméabilité, puis une baisse lorsque le champ appliqué continue de croître (figure 6.18). Si le signe du champ est inversé, l'angle devient aigu et la chute de perméabilité est rapide. On peut donc obtenir, en utilisant l'asymétrie du couplage d'échange, un noyau magnétique dont le comportement est favorable ou défavorable selon le signe du courant appliqué.

Les calculs utilisés dans ce paragraphe ne constituent évidemment qu'une approximation car de tels matériaux à couplage d'échange idéaux n'existent pas, et nous observerons en pratique un comportement intermédiaire entre matériau à couplage d'échange idéal et matériau uniaxial conventionnel. Néanmoins, dans la plupart des cas pratiques le champ d'échange est très supérieur à l'anisotropie intrinsèque du matériau ferromagnétique, et l'on s'approchera fortement du cas idéal précédemment étudié. De plus, la nature même du couplage d'échange est encore mal comprise et la modélisation simple du couplage d'échange par le champ \vec{H}_{ex} n'est ici encore qu'une approximation. Néanmoins, les modèles utilisés ont déjà été validés dans de nombreux cas de figure [21], et l'utilisation de champs d'échange supérieurs aux champs coercitifs des matériaux ferromagnétiques utilisés permet d'évacuer les problématiques liées aux mouvements des parois de domaines. Les comportements réels seront donc de mêmes natures que les comportements théoriques prévus, à moins le modèle LLG linéarisé sorte de son domaine de validité.

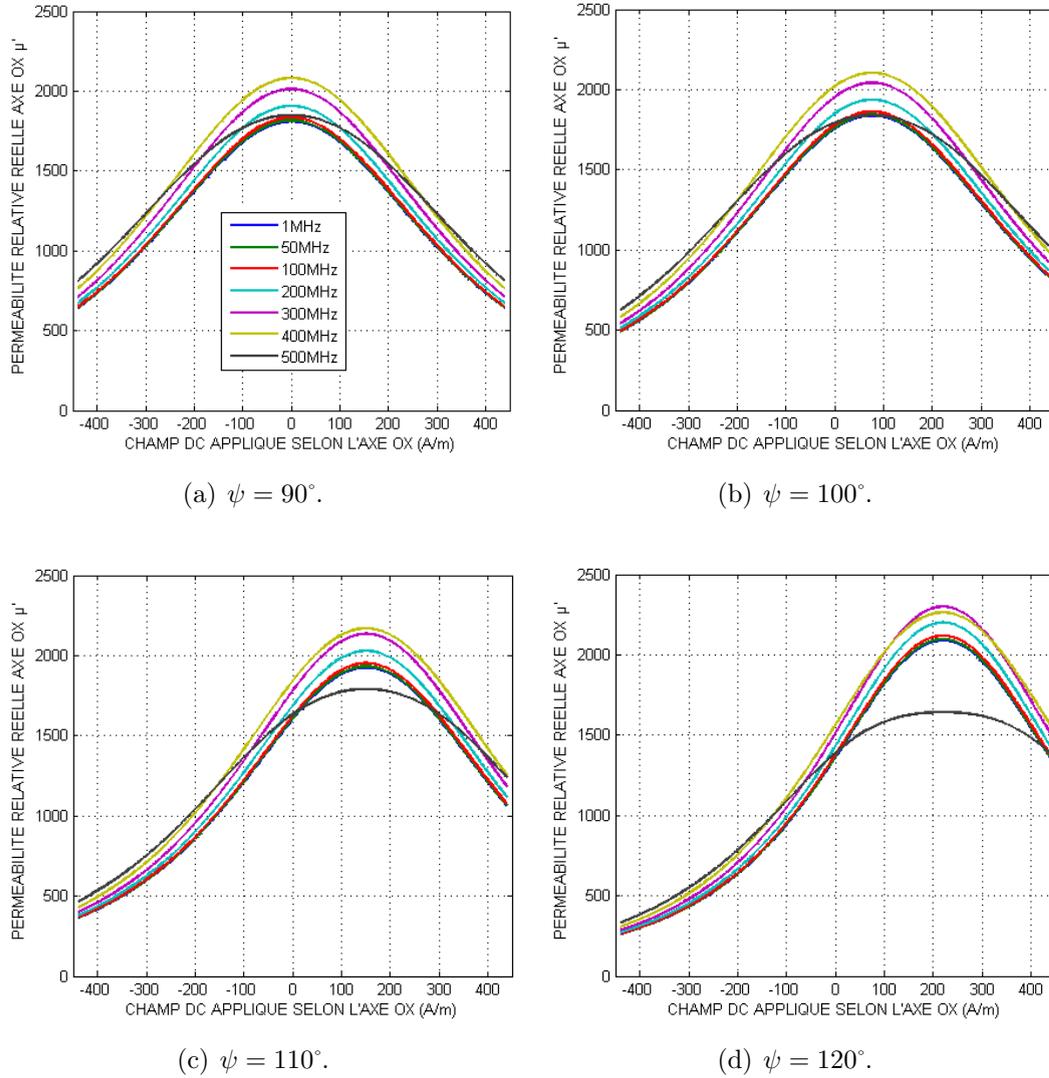


FIG. 6.18 – Perméabilités dynamiques relatives selon l'axe difficile calculées en fonction de la fréquence et d'un champ continu appliqué selon divers angles ψ avec le modèle LLG linéarisé pour un matériau à couplage d'échange idéal de propriétés analogues à celle du permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD ($M_s = 1T$, $H_K = 0A \cdot m^{-1}$, $H_{EX} = 440A \cdot m^{-1}$, $\alpha = 0.015$ et $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot m \cdot A^{-1}$).

6.5 Utilisation du modèle LLG non linéarisé

Nous avons jusqu'à présent utilisé le modèle LLG linéarisé permettant une bonne estimation du comportement de composants soumis à un courant pouvant se décomposer en une composante continue de forte intensité et une composante variable de faible amplitude. Or, ce modèle n'est pas indiqué pour la modélisation de composants soumis à des variations de courant à la fois rapide et de fortes amplitudes, comme ce peut être le cas par exemple dans la chaîne d'émission d'un téléphone portable, ou bien dans une alimentation à découpage lorsque les fluctuations de courant sont importantes. Dans ce cas, il sera nécessaire d'utiliser des méthodes numériques (pour notre part nous utiliserons des fonctions Matlab pré-implémentées) afin de résoudre le système d'équations différentielles non linéaires 5.10 dans les cas qui nous intéressent. On peut, à titre d'exemple, utiliser le modèle LLG afin de déterminer le profil de la tension aux bornes d'un composant inductif quand ce dernier est soumis à un courant en dents de scie. En effet, si l'on considère que le composant possède un comportement purement inductif, le champ appliqué sur le matériau magnétique est proportionnel au courant appliqué dans le bobinage et la tension à ses bornes est proportionnelle à la dérivée du flux magnétique d'après la loi de Lenz.

On peut donc dans chaque cas évaluer de manière qualitative l'impact de la résonance gyromagnétique en comparant les profils de la dérivée du flux magnétique et de la dérivée du champ appliqué qui dans notre cas donne idéalement un profil en créneaux (figure 6.19). A basse fréquence (figures 6.19(a) à 6.19(c)), on retrouve un comportement analogue à celui de l'approximation linéaire utilisée sur la figure 6.8, c'est-à-dire un profil de tension très proche du créneau avec une légère surtension lorsque la tension change de signe. Cette surtension est d'autant plus importante que l'amplitude du champ appliquée est grande. Pour des fréquences plus élevées (figure 6.19(d) à 6.19(i)), la résonance gyromagnétique intervient plus largement. En effet, l'application d'un signal non sinusoïdal sollicite des harmoniques d'ordres élevés, si bien que l'on peut alors observer des phénomènes de résonance pour des fréquences bien inférieures à la fréquence de résonance gyromagnétique en régime sinusoïdal. Ces résonances occasionnent des oscillations de l'aimantation qui sont d'autant plus importantes que l'amplitude du champ appliqué est grande, si bien que pour une amplitude proche du champ d'anisotropie de la couche magnétique, l'amplitude des oscillations de tension est plus importante que la valeur moyenne du pallier de tension qui aura tendance à s'estomper. Le composant ne présente alors plus un comportement inductif et n'est plus fonctionnel.

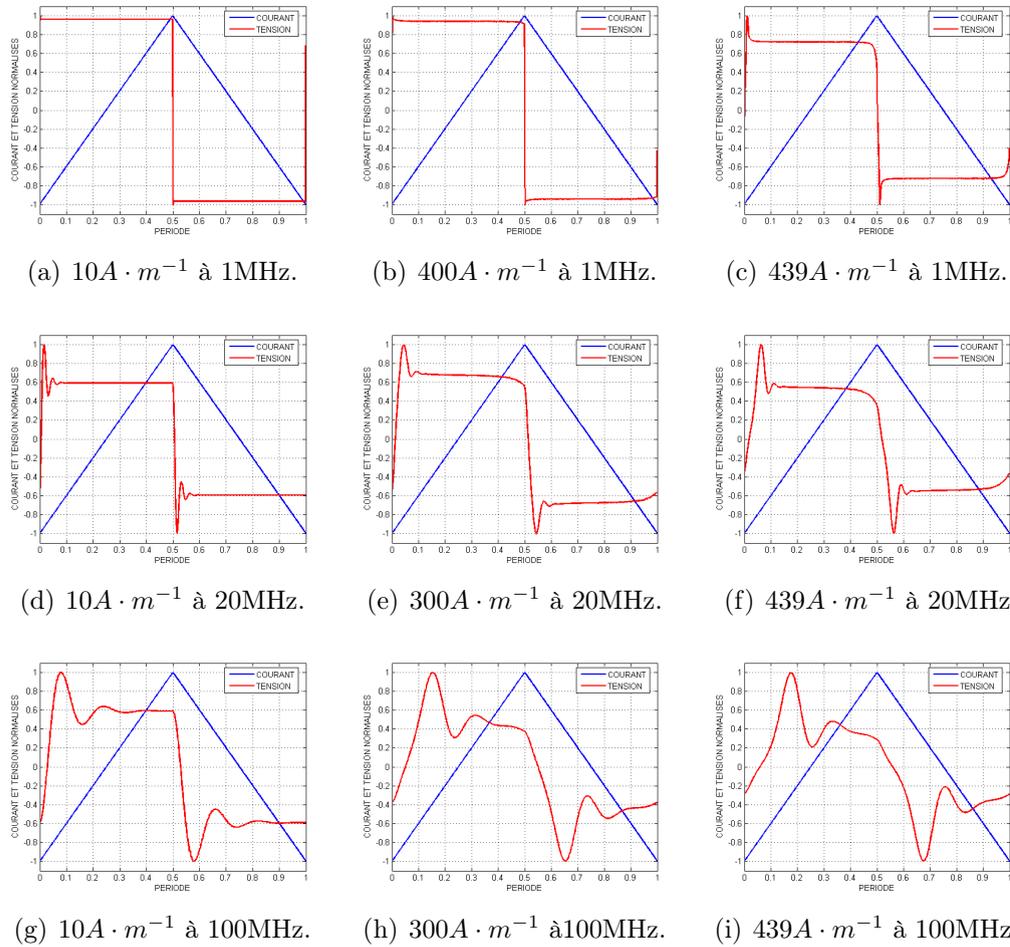


FIG. 6.19 – Profils de tension en fonction de courants appliqué en dents de scie de différentes fréquences correspondant à des champs appliqués de diverses amplitudes d’après le modèle LLG non linéaire pour le $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD ($M_s = 1T$, $H_K = 440A \cdot m^{-1}$, $\alpha = 0.015$ et $\gamma = 2.21 \cdot 10^5 Hz \cdot m \cdot A^{-1}$).

Nous avons vu dans ce chapitre que l’application d’un champ magnétique de forte amplitude pouvait modifier l’anisotropie effective d’un matériau uniaxial classique ou à couplage d’échange. Nous allons maintenant nous intéresser aux couplages magnétoélastiques qui eux aussi peuvent induire une variation de perméabilité, et peuvent donc être utilisés pour la réalisation d’inductances variables.

Chapitre 7

Vers un nouveau type de MEMS à inductance variable. Utilisation du couplage magnétoélastique.

Sommaire

7.1	Problématique	176
7.1.1	Objectifs	176
7.1.2	Principes utilisables	178
7.2	État de l'art des inductances variables	182
7.2.1	Tri préliminaire	182
7.2.2	Ajustement du bobinage	183
7.2.3	Variation du couplage bobinage-noyau	191
7.2.4	Variation de la perméabilité du noyau	193
7.3	Un nouveau concept d'inductance variable	197
7.3.1	Présentation	197
7.3.2	Discussion du procédé de fabrication	198
7.4	Simulation du dispositif	200
7.4.1	Dimensionnement de la zone utile	200
7.4.2	Ajustement des épaisseurs	204
7.4.3	Influence de la tension d'actionnement	207
7.4.4	Simulation électromagnétique	208
7.5	Perspectives	210

Les effets magnétoélastiques revêtent une importance particulière dans la physique des couches minces magnétiques. En effet, selon les procédés de fabrication utilisés, les contraintes internes, essentiellement d'origine thermique, peuvent être extrêmement importantes (de l'ordre de plusieurs centaines de mégapascals) et altérer les caractéristiques magnétiques des matériaux utilisés. Les effets magnétoélastiques sont donc dans la plupart des cas des effets néfastes à éliminer. Cependant, si ces derniers sont maîtrisés et utilisés à bon escient, ils peuvent permettre d'ajuster les

propriétés de nos matériaux magnétiques et ainsi permettre la réalisation de composants à inductance variable.

Dans ce chapitre, nous exposerons le cheminement qui nous a amené à proposer un nouveau type de MEMS (Micro-Electro-Mechanical System) à inductance variable pour des circuits micro-ondes reconfigurables dédiés à la téléphonie mobile. Tout d'abord, nous exposerons les objectifs de cette étude ainsi que les différentes options qui s'offrent à nous. Un état de l'art des inductances variables proposées dans la littérature permettra de mettre en évidence les qualités et les carences des différents concepts existants. Nous introduirons ensuite un nouveau type de MEMS à inductance variable basé sur l'utilisation des effets magnétoélastiques et utilisant un actionnement piézoélectrique. Nous aborderons enfin la problématique de la conception électromécanique et électromagnétique de tels composants.

7.1 Problématique

7.1.1 Objectifs

Les composants passifs variables, incluant inductances et capacités variables, peuvent être utiles à de nombreuses applications radiofréquences telles que l'instrumentation, les télécommunications entre terminaux nomades, les télécommunications par satellite ou les radars, chacune de ces applications couvrant des gammes de fréquences très diverses et impliquant des contraintes spécifiques [162]. Les composants variables peuvent être utiles afin de remplir plusieurs fonctions : adaptation d'impédance, réalisation de filtres ajustables, déphaseur variable, amplificateur multibande ou ajustable, etc. Les composants variables ou reconfigurables sont potentiellement intéressants à deux titres :

1. La présence de fonctions variables peut permettre de compenser une dérive en température, en fréquence, ou bien un vieillissement des composants, afin de préserver les performances du circuit.
2. La présence de fonctions reconfigurables peut permettre, en remplaçant plusieurs composants par un seul, de raccourcir les temps de conception, de limiter l'empatement des circuits, et finalement d'abaisser les coûts de revient de la puce.

Le terme *multibande* ou *reconfigurable* évoquera alors des variations discrètes des propriétés des composants, alors que l'on préférera les termes *variable* ou *ajustable* lorsque les variations sont continues. On peut remarquer qu'une fonction variable dotée d'une plage de variation suffisamment importante peut remplacer une fonction reconfigurable mais pas l'inverse.

Notre étude se situe dans la problématique des circuits micro-ondes reconfigurables pour la téléphonie mobile. En effet, les concepteurs de circuits s'orientent de plus en plus vers des circuits permettant de traiter plusieurs bandes de fréquences. Le but est de concevoir des téléphones portables ainsi que d'autres objets communicants compatibles avec plusieurs normes et capables de s'ajuster automatiquement sur le meilleur réglage à l'intérieur d'une bande donnée. Actuellement, les concepteurs doivent prévoir sur leurs circuits un jeu de composants passifs - capacités et inductances - par bande de fréquences à traiter, d'où des problèmes d'encombrement. On cherchera donc à introduire des fonctions inductance et capacité variables afin de remplacer plusieurs composants par un seul capable de s'adapter à toutes les bandes de fréquences, et offrant une possibilité d'ajustage fin à l'intérieur de chaque bande. De plus, l'application visée induit de nombreuses spécifications qui peuvent varier selon la norme de télécommunication utilisée. Cependant, on peut en dégager quelques points essentiels sur les propriétés que doivent posséder les inductances variables pour circuits micro-ondes reconfigurables.

- Une inductance initiale de l'ordre de quelques nanohenrys, et plus largement dans une gamme allant de 1nH à 20nH.
- Une variation d'inductance significative, continue et réversible de manière à pouvoir ajuster précisément la valeur de l'inductance.
- Un facteur de qualité du même ordre de grandeur que les inductances de type spirale habituellement utilisées.
- Les fréquences de fonctionnement visées sont celles de la téléphonie mobile, c'est à dire typiquement de l'ordre de 900MHz à 2GHz. Le composant devra donc être capable de fonctionner dans une large gamme de fréquences.
- Un actionnement très basse puissance du MEMS et une tension d'actionnement maximale de 3.6 volts idéalement, correspond à la tension nominale délivrée par les batteries au lithium. On évitera donc tous les modes d'actionnement basés sur de fortes tensions ou courants.
- Un encombrement raisonnable inférieur à l'espace total occupé par les composants devant être remplacés par le MEMS à inductance variable. On recherchera donc le concept offrant la meilleure densité d'inductance possible.

Ces spécifications sont relativement larges, mais permettront d'éliminer d'office bon nombres de concepts de variation d'inductance ou d'actionnement.

7.1.2 Principes utilisables

7.1.2.1 Variation d'inductance

D'une manière très générale, un composant inductif est constitué d'au moins une pièce conductrice qui sera appelée par abus de langage bobinage, et éventuellement d'une ou plusieurs pièces à proximité du bobinage possédant une forte perméabilité magnétique, qui seront appelées noyaux magnétiques également par abus de langage. Il existe, entre tous ces éléments, ainsi qu'à l'intérieur de ces éléments, des couplages électromagnétiques divers. Dans le cas de composants inductifs, nous nous intéresserons principalement aux couplages magnétostatiques qui fixent le niveau d'inductance L_{DC} , les couplages d'autres natures pouvant être considérés comme des effets parasites intervenant sur le comportement dynamique du composant. On pourra donc, afin de faire varier le niveau d'inductance L_{DC} , utiliser trois principes (figure 7.1) :

1. On peut jouer sur la géométrie du bobinage afin de faire varier les mutuelles inductances au sein de ce dernier (figure 7.1(a)).
2. On peut jouer sur le couplage entre le bobinage et le noyau magnétique en faisant varier leurs positions relatives (figure 7.1(b)).
3. On peut jouer sur la perméabilité du noyau magnétique (figure 7.1(c)).

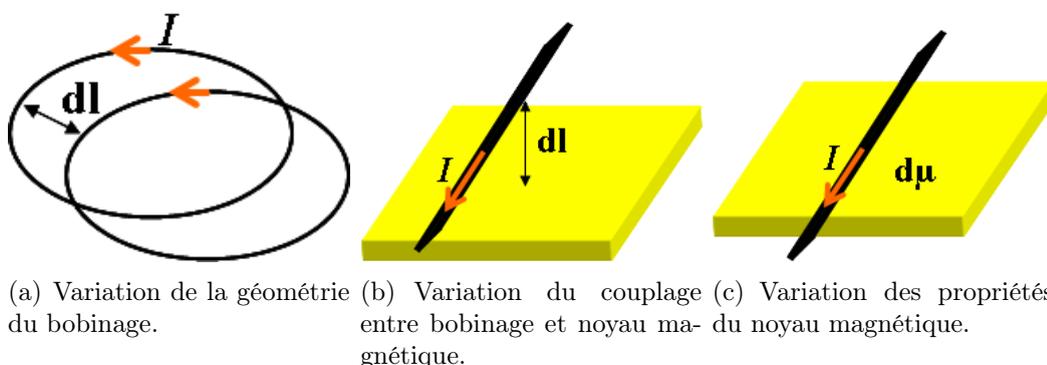


FIG. 7.1 – Principes utilisables pour la variation d'inductance.

Ces trois principes, dans leur mise en œuvre, peuvent nécessiter l'utilisation d'un ou plusieurs moyens d'actionnement.

7.1.2.2 Moyens d'actionnement

De nombreux principes sont utilisables pour la réalisation de micro-actionneurs intégrés [163, 164, 165, 166]. Cependant, la plupart de ces principes ne sont pas envisageables pour la réalisation d'un composant intégré n'utilisant qu'une très faible puissance pour son actionnement.

Ainsi, les actionneurs utilisant la dilatation thermique, par exemple sous la forme de bilames, nécessitent l'utilisation de courants continus consommateurs d'énergie. Il en sera de même des actionneurs électromagnétiques utilisant les mêmes principes

physiques que les moteurs ou actionneurs habituellement rencontrés en électrotechnique. En effet, ces derniers nécessitent la génération de forts champs magnétiques, ce qui implique l'utilisation de courants électriques importants.

Un actionnement nécessitant ponctuellement une puissance d'actionnement importante mais possédant plusieurs états stables pourrait être intéressant car en moyenne dans le temps la puissance consommée pourrait n'être que très faible [167, 168]. Cependant, il n'existe à notre connaissance aucun mode d'actionnement permettant d'atteindre un grand nombre d'états stables adaptable de manière continue. Ce genre d'actionneur pourra donc être intéressant pour un composant reconfigurable ne nécessitant qu'un nombre restreint de commutations par unité de temps, mais ne sera pas utilisable dans le cas d'un composant variable.

On peut également citer des dispositifs utilisant des matériaux fluides. Ce genre de structure permet des déplacements continus de grande amplitude dans le plan du substrat tout en ne nécessitant qu'une quantité raisonnable d'énergie. Une capacité variable a déjà été réalisée en utilisant deux fluides immiscibles possédant des constantes diélectriques différentes [169]. Cependant, il n'existe à notre connaissance pas de fluides magnétiques possédant une forte perméabilité à des fréquences de l'ordre du gigahertz. De plus, l'utilisation de fluides pose le problème de l'étanchéité et du remplissage de micro-canaux, ainsi que de la réalisation d'un système de pompage intégré. Cette option n'est donc pas intéressante dans notre cas.

Les seuls modes d'actionnement effectivement utilisables dans notre cas sont donc l'actionnement électrostatique et l'actionnement piézoélectrique, qui en théorie ne nécessitent aucuns courants et donc ne consomment que très peu d'énergie.

L'actionnement électrostatique consiste à appliquer une différence de potentiel entre deux pièces afin de créer des accumulations de charges qui, en interagissant entre elles, créent une force tendant à rapprocher les pièces. Il existe de nombreuses manières d'utiliser l'actionnement électrostatique. Si l'on désire obtenir un mouvement hors du plan du substrat, on peut par exemple utiliser une membrane suspendue encastrée en un seul ou plusieurs points (figure 7.2(a)), ou utiliser l'actionnement électrostatique en mode "zipping" (figure 7.2(b)). Si l'on souhaite obtenir un mouvement dans le plan du substrat, on peut utiliser une structure en peignes interdigités (figure 7.2(c)) ou bien un actionneur de type "scratch-drive" permettant des mouvements pas-à-pas (figure 7.2(d)). Des rotors intégrés à actionnement électrostatique ont également été réalisés.

En théorie, l'amplitude du mouvement n'est pas limitée à condition d'utiliser une tension d'actionnement suffisamment importante. On notera également que la force électrostatique utilisée ne peut être qu'attractive. Il sera donc nécessaire, si l'on veut obtenir un mouvement réversible, de jouer par exemple sur les contraintes mécaniques résiduelles de la structure, ou d'utiliser un double système d'actionnement permettant le mouvement dans les deux sens.

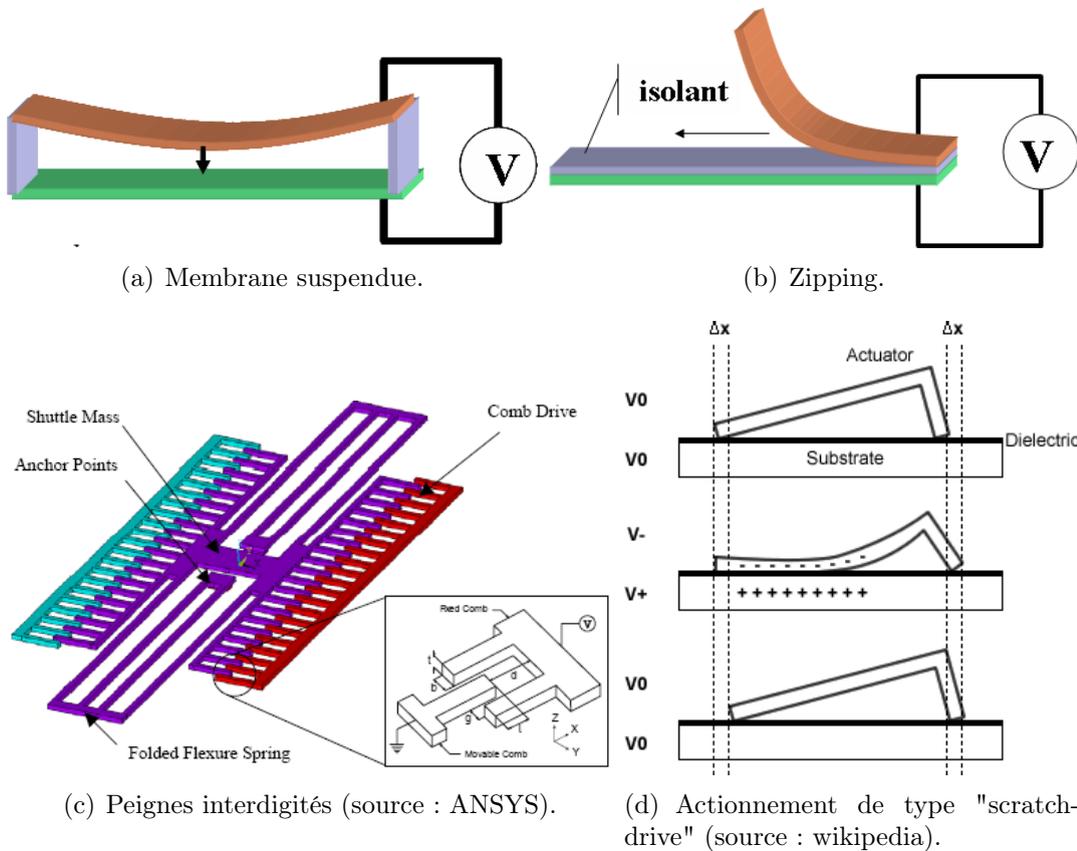
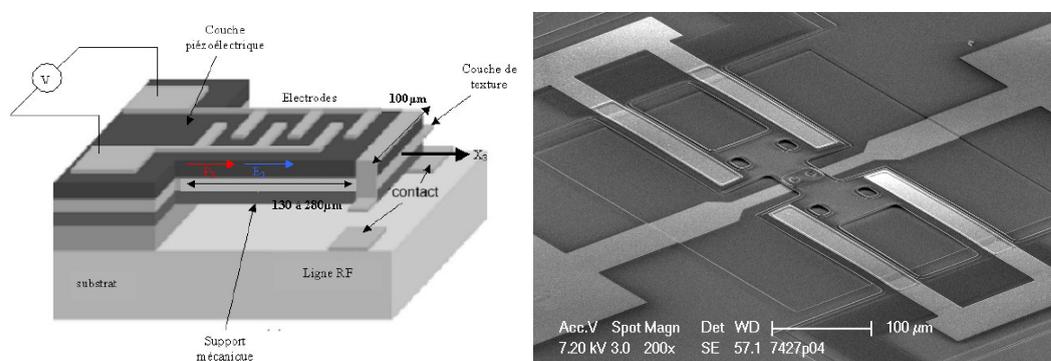


FIG. 7.2 – Exemples d'utilisations de l'actionnement électrostatique.

Les matériaux piézoélectriques sont des matériaux possédant une structure cristalline non centrosymétrique qui leur donne la faculté de se déformer de manière linéaire (en première approximation) lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique, le sens de la déformation dépendant de la polarisation du champ électrique appliqué. Il est donc possible d'obtenir simplement un mouvement réversible dans les deux sens. De plus, les matériaux piézoélectriques sont aussi généralement de bons diélectriques. Ainsi, lorsque l'on appliquera une tension aux bornes du matériau piézoélectrique, les courants de fuite et donc la puissance consommée seront très faibles. En outre, il est possible de les déposer en couches minces par des techniques variées et de les utiliser pour la réalisation de microsystèmes intégrés, capteurs, résonateurs ou actionneurs [170]. Les matériaux piézoélectriques sont donc adaptés à nos applications. Les matériaux électrostrictifs, de structures cristallines centrosymétriques, possèdent des propriétés similaires aux matériaux piézoélectriques, à la différence près que les déformations de ces derniers sont une fonction quadratique du champ électrique appliqué.

Lorsqu'un champ électrique est créé à l'intérieur d'un matériau piézoélectrique, ce dernier peut se déformer selon plusieurs modes d'élongation ou de cisaillement selon la nature du matériau piézoélectrique mis en jeu. Deux modes sont utilisés pour la réalisation d'actionneurs intégrés :

1. Avec des électrodes de type peignes interdigités, on peut créer un champ électrique dans le plan de la couche mince et se servir de la déformation dans le plan induite par effet piézoélectrique afin de jouer, par exemple, sur la flexion d'un bilame (figure 7.3(a)). Cet effet est très utilisé pour la réalisation de résonateurs acoustiques à ondes de surface (en anglais SAW pour Surface Acoustic Waves).
2. Avec des électrodes situées au-dessus et en-dessous de la couche piézoélectrique, on peut créer un champ électrique perpendiculaire au plan du substrat afin de créer une déformation dans ce même plan, c'est à dire perpendiculaire au champ électrique appliqué (figure 7.3(b)). Cet effet, utilisé pour la réalisation de résonateurs acoustiques à ondes de volumes (en anglais BAW pour Bulk Acoustic Waves), est généralement plus faible que l'effet précédent. Cependant, dans le cas d'une couche mince, il est possible d'appliquer de très forts champs électriques en utilisant des tensions modérées, ce qui compense la faiblesse de cet effet car la véritable limite n'est alors que le champ de claquage du matériau piézoélectrique utilisé.



(a) Commutateur de type poutre bilame mono-encastree utilisant un actionnement piézoélectrique [171]. (b) Commutateur de type poutre bilame bi-encastree utilisant un actionnement piézoélectrique [172].

FIG. 7.3 – Exemples d'utilisation de l'actionnement piézoélectrique.

Nous retrouverons quelques uns des types d'actionnement abordés dans ce paragraphe tout au long de l'étude de l'état de l'art des inductances variables intégrées ci-après.

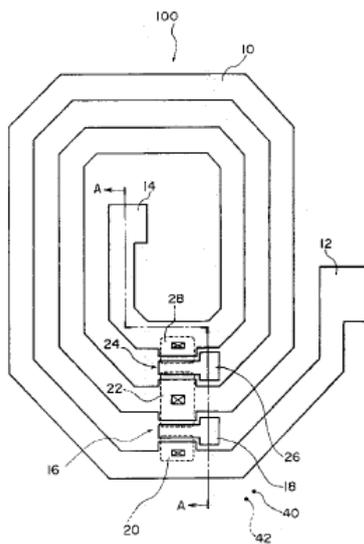
7.2 État de l'art des inductances variables

Dans ce paragraphe, nous chercherons à faire un état de l'art aussi complet que possible des inductances variables dont les caractéristiques sont intéressantes pour nos applications. Nous éliminerons tout d'abord les composants non compatibles avec nos objectifs, puis nous aborderons les différentes réalisations de l'état de l'art en fonction du principe de variation d'inductance qu'elles utilisent.

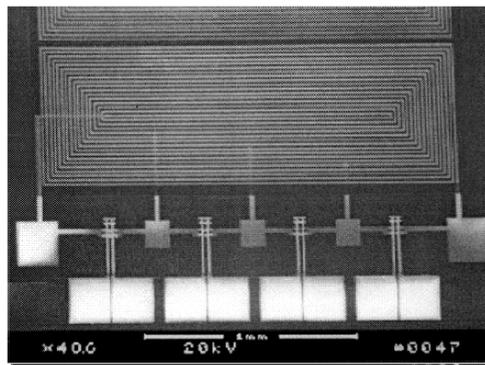
7.2.1 Tri préliminaire

Nous cherchons à développer une inductance variable passive intégrée permettant une variation continue et réversible d'inductance. Par conséquent, nous éliminerons *a priori* tous les composants intégrés utilisant des réseaux d'inductances ou de spires reconfigurables grâce à l'utilisation de commutateurs (figure 7.4) ayant fait l'objet de plusieurs publications [173, 174, 175, 176, 177] et dépôts de brevets [178, 179, 180, 181, 182, 183], mais ne permettant que des variations discrètes d'inductance.

Nous éliminerons également les composants à base de gyrateurs utilisant des composants actifs [184, 185, 186], ainsi que les composants discrets qui utilisent pour la plupart un actionnement manuel ou externe [187, 188, 189, 190, 191] (figure 7.5(a)). Le principe consistant à jouer sur les non-linéarités des matériaux magnétiques est également exploité dans certains composants discrets afin d'obtenir une inductance variable contrôlée par le courant [192, 193, 194, 195, 196, 197] (figure 7.5(b)). À notre connaissance, il n'existe que très peu de travaux portant sur des inductances variables discrètes munies d'un système d'actionnement électromécanique interne [198].



(a) D'après [178].

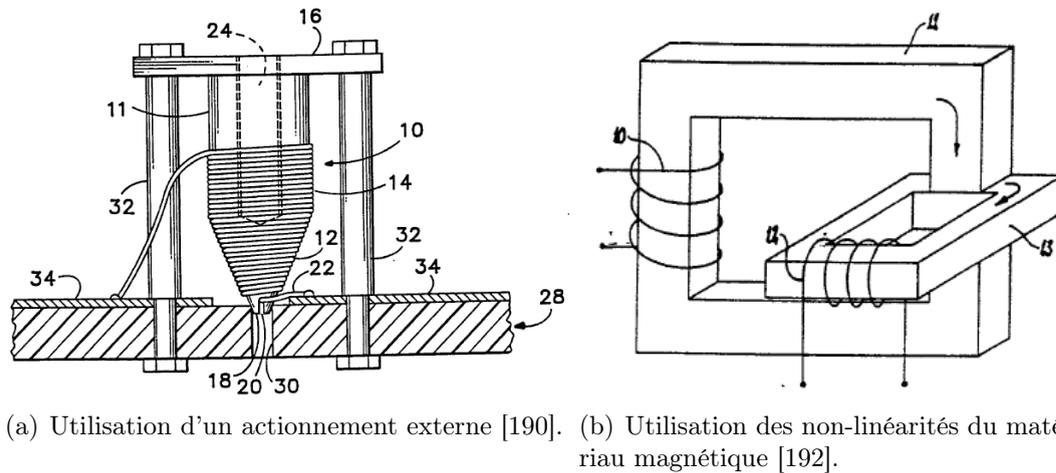


(b) D'après [174].

FIG. 7.4 – Exemples d'inductances variables utilisant un réseau d'inductances ou de spires reconfigurables par des commutateurs.

Nous éliminerons aussi les composants ne permettant qu'un seul ajustement irréversible d'inductance grâce à des procédés d'ablation, de gravure ou de soudure [199, 200, 201, 202, 203].

Or, tous ces travaux constituent une grande partie des développements portant sur la fonction inductance variable, et nous allons voir qu'une fois ces derniers éliminés, il ne reste que peu d'exemples de réalisation dans l'état de l'art. Néanmoins, les trois principes illustrés par la figure 7.1 sont représentés.



(a) Utilisation d'un actionnement externe [190]. (b) Utilisation des non-linéarités du matériau magnétique [192].

FIG. 7.5 – Exemple d'inductances variables discrètes.

7.2.2 Ajustement du bobinage

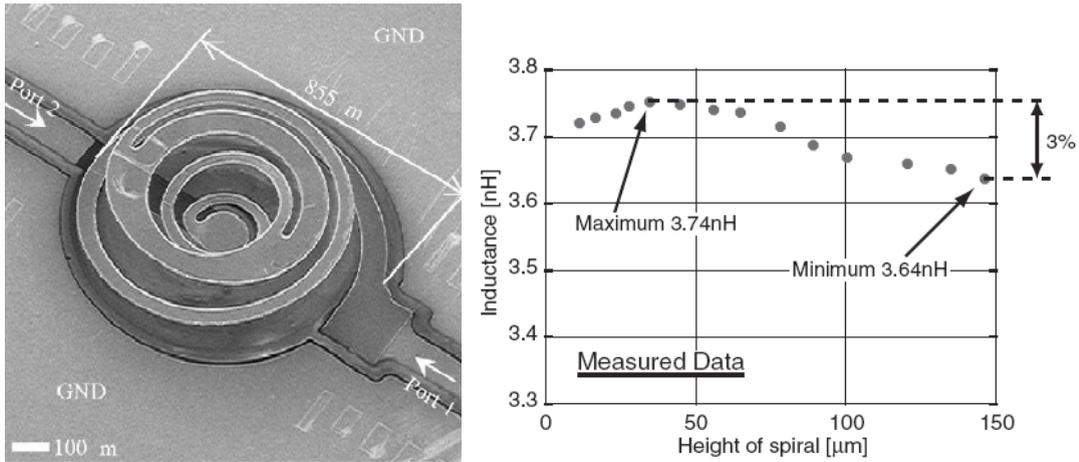
La solution consistant à ajuster la forme du bobinage en fonction de l'inductance souhaitée est la plus répandue dans l'état de l'art car la plus simple. En effet, ce type de composant ne nécessite pas l'utilisation de matériaux magnétiques, et mis à part une indispensable étape de libération de certaine partie du composant afin de permettre leur mouvement, on peut utiliser un procédé de réalisation standard. À notre connaissance, trois types de variantes peuvent être recensés dans l'état de l'art.

7.2.2.1 Utilisation d'une spirale déformable

La plupart des composants inductifs intégrés sont de type spirale. C'est donc tout naturellement que des développements ont été menés afin d'obtenir une inductance variable dérivant de ce type de topologie.

Le Tokyo Institute of Technology, en partenariat avec la société Fujitsu, a mené quelques développements sur la réalisation d'inductances variables à base de bobinage de type spirale réalisé en métal amorphe (dit aussi *verre métallique*) supportant de fortes déformations [204, 205, 206] (figure 7.6(a)). Le facteur de qualité à 2GHz est très faible (de l'ordre de 2) à cause de la grande résistivité du verre métallique. Cet inconvénient peut être limité par l'utilisation d'un dépôt d'or. Cependant, le

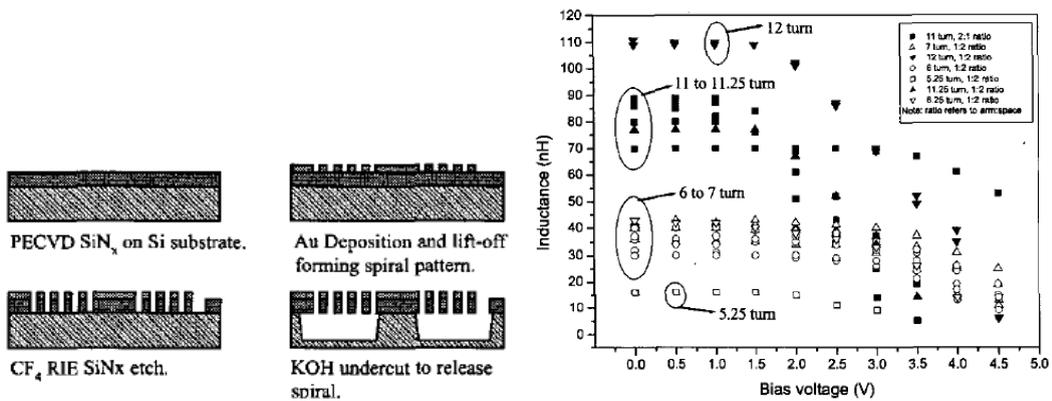
principal défaut de cette structure reste la très faible variation d'inductance possible malgré des déformations importantes imposées par l'intermédiaire d'une plaque en téflon à laquelle est collée la partie supérieure de la spirale (figure 7.6(b)).



(a) Spirale en verre métallique[204] . (b) Inductance mesurée à 2GHz en fonction de la hauteur de la spirale [205].

FIG. 7.6 – Inductance variable du Tokyo Institute of Technology.

J. M. Dell, de l'University of Western Australia, utilise une approche similaire, mais utilise une membrane en nitrure de silicium déposé par PECVD [207] (figure 7.7(a)). Une tension continue d'actionnement est appliquée entre le bobinage et le substrat afin de déformer la structure du bobinage de type spirale et ainsi obtenir une variation d'inductance (figure 7.7(b)).



(a) Procédé de fabrication. (b) Inductance mesurée à 1MHz à température ambiante en fonction de la tension d'actionnement.

FIG. 7.7 – Inductance variable à partir d'une membrane en nitrure de silicium à l'University of Western Australia [207].

L. Fan, de l'UCLA (University of California, Los Angeles), propose d'utiliser la technique MESA (Micro-Elevator by Self Assembly) pour la réalisation de capacités et d'inductances variables utilisant le même procédé de fabrication [208] (figure 7.8).

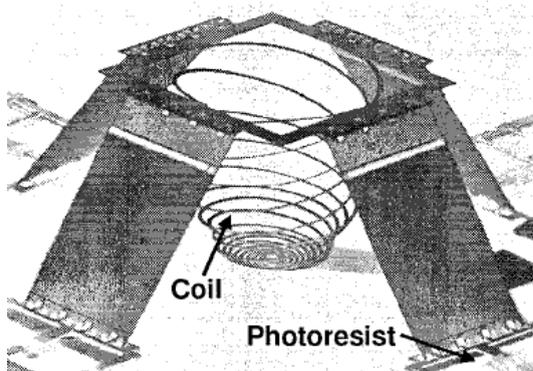


FIG. 7.8 – Utilisation de la technique MESA pour la réalisation d'une inductance variable à l'UCLA [208].

Les réalisations précédentes utilisent des bobinages de type spirale ; il est également possible d'utiliser d'autres types de bobinage.

7.2.2.2 Utilisation d'un bobinage à deux spires parallèles

Il est possible, afin d'obtenir une variation d'inductance, d'utiliser un bobinage comportant deux spires connectées en parallèle et de jouer sur la distance entre ces dernières.

Au Bell Laboratory de la société Lucent Technologies ont été réalisés plusieurs démonstrateurs d'inductances variables utilisant une technique d'auto-assemblage exploitant les contraintes mécaniques résiduelles présentes dans le bobinage [209, 210, 211, 212] (figure 7.9(a)). La structure est ensuite portée à diverses températures afin de modifier la topologie du bobinage *via* la dilatation thermique. À 4GHz, le facteur de qualité mesuré est aux alentours de 5 et la variation relative d'inductance est de 18% (figure 7.9(b)).

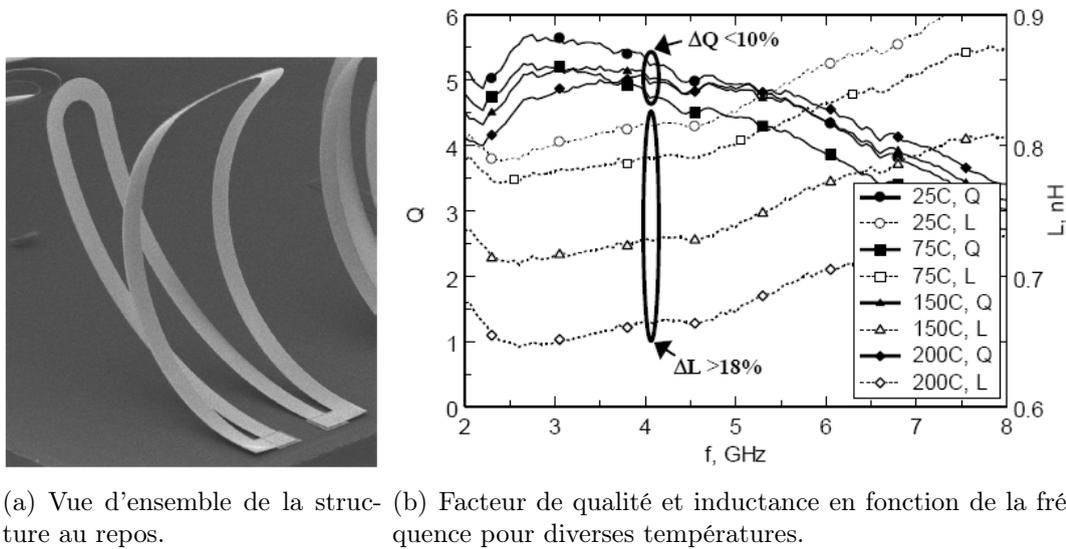


FIG. 7.9 – Inductance variable réalisée au Bell Laboratory [209].

Imed Zine-El-Abidine, de l'University of Calgary, est à l'origine de plusieurs types de démonstrateurs d'inductances variables [213, 214, 215, 216, 217]. Un démonstrateur très simple n'utilisant qu'une seule couche métallique et un actionnement thermique avec peignes interdigités (figure 7.10(a)) a permis l'obtention d'une variation relative d'inductance de 13% en jouant sur les mutuelles inductances entre la spire inférieure, commandée par l'actionneur, et la spire supérieure qui doit sa position aux relâchement des contraintes internes lors de la libération du bobinage [213] (figure 7.10(b)).

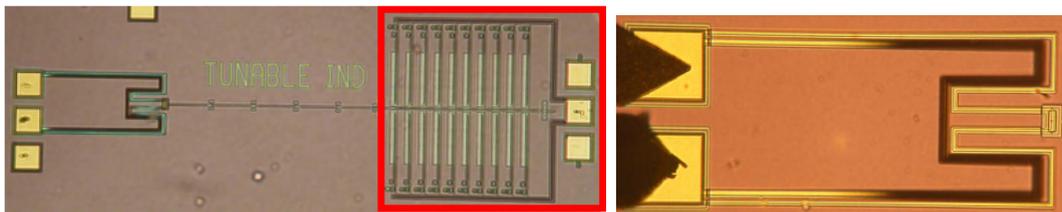
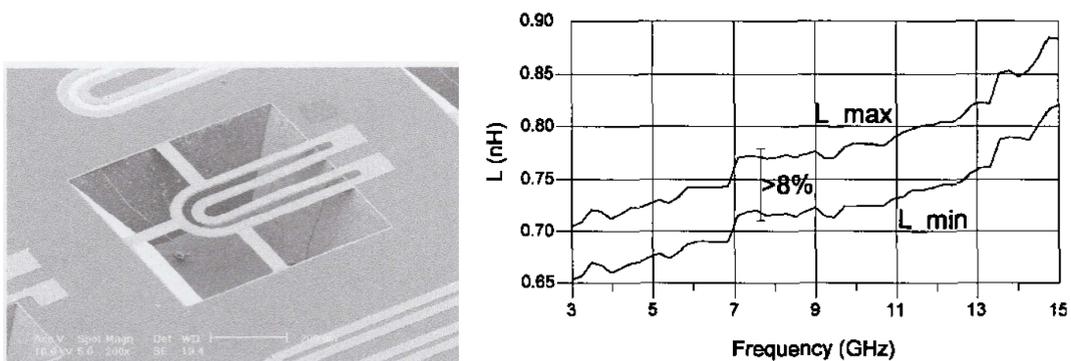


FIG. 7.10 – Inductances variables avec actionnement thermique de l'University of Calgary d'après [213].

Un autre démonstrateur basé sur un actionnement thermique de type bilame (l'actionnement électrostatique pourrait également être utilisé) a également été réalisé [214, 215] (figure 7.11(a)). La différence essentielle avec le précédent démonstrateur tient au fait que le mouvement de la spire se fait vers le bas et non plus vers le haut, ce qui peut faciliter le packaging du composant. Afin de permettre ce mouvement vers le bas, le silicium en dessous du composant est enlevé par gravure humide. Le facteur de qualité maximal est de l'ordre de 9 à 6GHz et la variation relative d'inductance de l'ordre de 8% (figure 7.11(b)), la dilatation thermique du bobinage étant induite par les échauffements dûs aux courants continus superposés au signal traversant ce dernier.



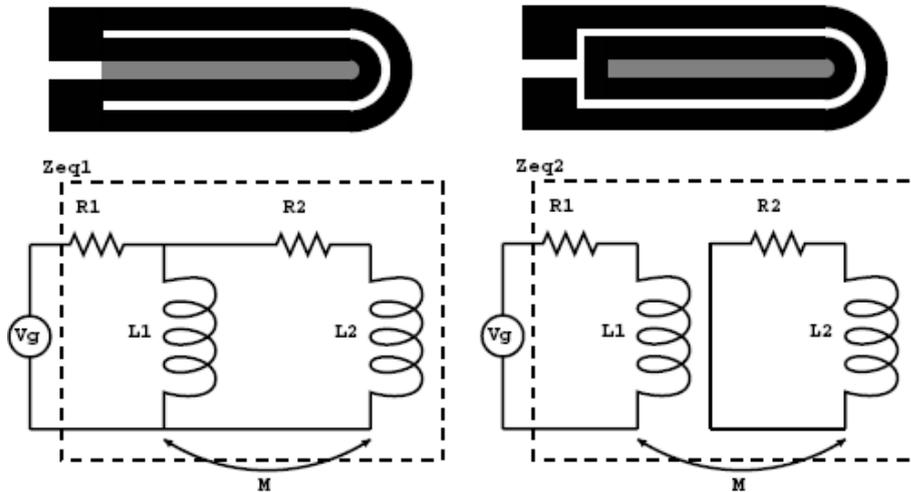
(a) Vue d'ensemble du composant. On remarque la cavité creusée dans le substrat. (b) Variation d'inductance en fonction de la fréquence.

FIG. 7.11 – Inductances variables avec actionnement thermique de l'University of Calgary d'après [214, 215].

Des composants dérivant de ces démonstrateurs, utilisant non plus une deuxième spire connectée en parallèle mais une deuxième boucle fermée disjointe du reste du bobinage ont également été réalisés.

7.2.2.3 Utilisation de deux bobinages disjoints

Comme nous l'avons écrit précédemment, Imed Zine-El-Abidine a réalisé des composants dans lesquels une spire est couplée à une deuxième spire refermée sur elle-même [216, 217]. Il argumente en comparant les variations relatives d'inductances atteignables par cette méthode à celles obtenues en utilisant une deuxième spire connectée en parallèle (figure 7.12).



(a) Utilisation de deux spires connectées en parallèle. (b) Utilisation de deux spires disjointes.

FIG. 7.12 – Comparaison des variations d'inductance obtenues avec un bobinage à deux spires [217].

Si l'on pose k le coefficient de couplage inductif, compris entre les valeurs k_{min} et k_{max} selon la position relative des spires, et tel que

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}, \quad (7.1)$$

alors si les deux spires sont connectées en parallèle, la variation relative d'inductance est égale à [217] :

$$\frac{\Delta L}{L} \approx \frac{1 + k_{max}}{1 + k_{min}}, \quad (7.2)$$

$$\text{et } \frac{\Delta L}{L} \approx \frac{1 - k_{min}^2}{1 - k_{max}^2} \quad (7.3)$$

si les deux spires sont disjointes. On peut alors voir sur les deux expressions précédentes que si l'on peut obtenir un fort k_{max} et un faible k_{min} , la variation relative d'inductance est plus forte dans le cas des deux spires disjointes. Cependant, ces équations négligent l'influence des pertes et des capacités parasites. En pratique, la variation d'inductance, de l'ordre de 30% dans ce cas, pourra dépendre assez fortement de la fréquence (figure 7.13).

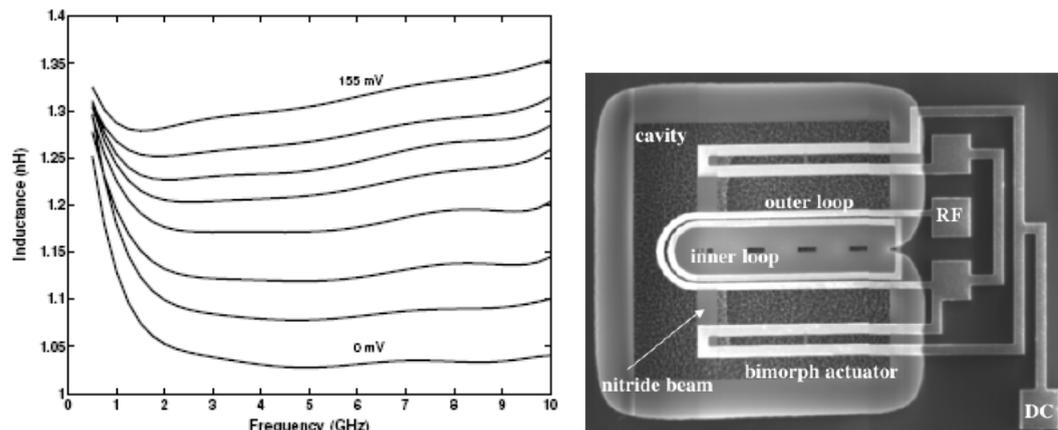
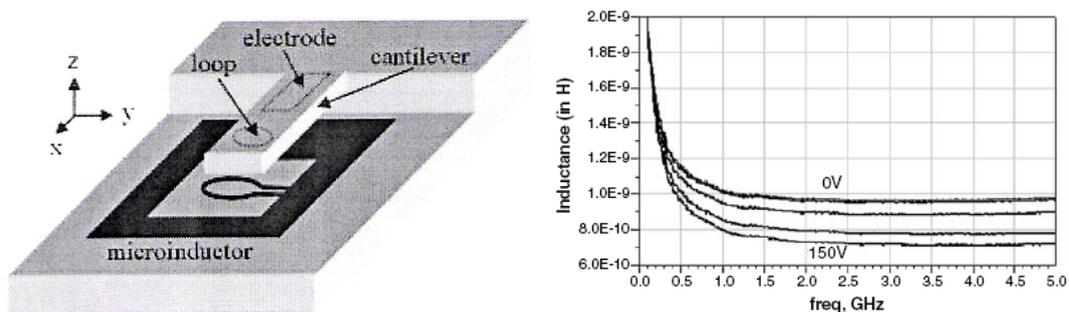


FIG. 7.13 – Variations d'inductance mesurées pour différentes tensions d'actionnement (à gauche) pour un dispositif utilisant deux spires disjointes (à droite) réalisé à l'University of Calgary [216].

Charles-Marie Tassetti, de l'ESIEE à Noisy le Grand, propose également d'utiliser ce principe de variation d'inductance. La différence essentielle avec le démonstrateur précédent réside dans le système d'actionnement électrostatique, le bobinage étant constitué de deux spires disjointes en regard [218, 219, 220, 221, 222] (figure 7.14(a)). Des variations d'inductance de l'ordre de 50% pour des tensions de 150V ont été mesurées pour des fréquences comprises entre 1.5 et 5GHz.

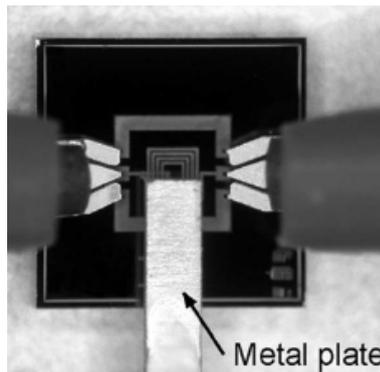


(a) Système d'actionnement électrostatique [222]. (b) Variation d'inductance pour des tensions d'actionnement entre 0 et 150V [220].

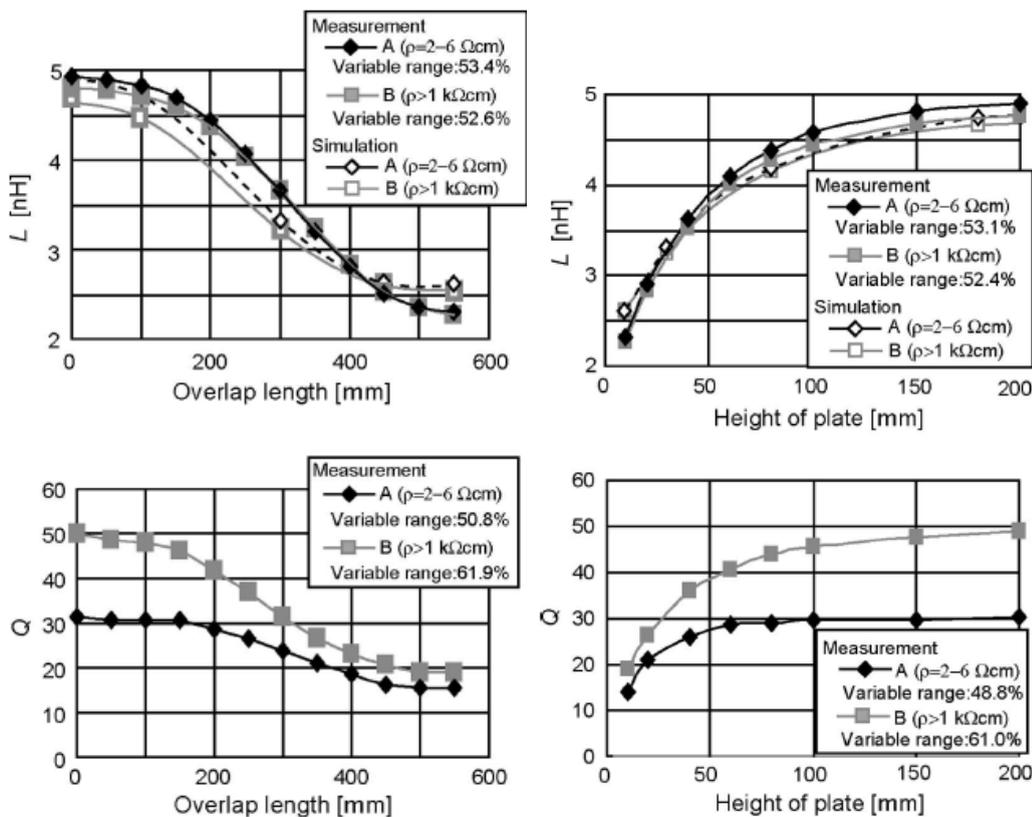
FIG. 7.14 – Inductance variable réalisée à l'ESIEE.

Encore au Tokyo Institute of Technology, des démonstrateurs utilisant un plan métallique de hauteur variable en interaction avec un bobinage de type spirale ont été réalisés [223, 224, 225] (figure 7.15(a)). On joue alors sur la loi de Lenz selon laquelle les courants induits dans le plan métallique s'opposent au champ magnétique généré par la spirale, d'où une baisse de l'inductance lorsque l'on approche le plan métallique. Le démonstrateur réalisé n'utilise pas un actionneur intégré mais une vis de précision à actionnement manuelle afin d'ajuster la hauteur du plan métallique. Des mouvements de grande amplitude - plus de $500\mu m$ - dans des directions dans le

plan du substrat (figure 7.15(b)) et hors du plan du substrat (figure 7.15(c)) peuvent alors être réalisés. Il est donc possible d'obtenir une variation relative d'inductance de plus de 50%, mais le facteur de qualité est fortement dégradé par la proximité du plan conducteur source de pertes.



(a) Bobinage de type spirale à proximité d'un plan métallique.



(b) Variation d'inductance et facteur de qualité à 2GHz en fonction du recouvrement du lit à 2GHz en fonction de la hauteur du plan métallique, sa hauteur étant de $10\mu\text{m}$. (c) Variation d'inductance et facteur de qualité à 2GHz en fonction de la hauteur du plan métallique, son recouvrement étant de $550\mu\text{m}$.

FIG. 7.15 – Inductances variables du Tokyo Institute of Technology utilisant des plans métalliques A et B de conductivités différentes [225].

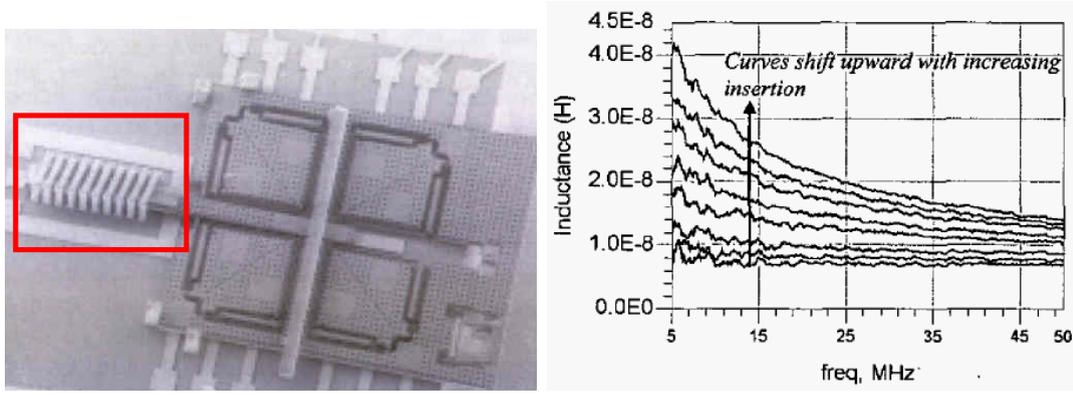
D.R. Pehlke propose également de jouer sur le couplage entre bobinages primaire et secondaire en faisant varier le décalage de phase entre les courants traversant ces deux bobinages [226, 227]. Cependant, ce concept, même s'il est intéressant, ne fait que reporter le problème vers celui de l'ajustement du déphasage.

Les trois variantes utilisant une variation du bobinage présentent l'avantage de la simplicité de réalisation, et peuvent être utilisables jusqu'à des fréquences supérieures au gigahertz. Cependant, elles ne permettent que de modestes variations d'inductance malgré des déplacements de grandes amplitudes (jusqu'à plusieurs centaines de microns dans certains cas). Il peut alors être intéressant d'utiliser un matériau à forte perméabilité magnétique qui en amplifiant les flux magnétiques permet non seulement d'atteindre de plus forts niveaux d'inductance, mais également de plus fortes variations d'inductance.

7.2.3 Variation du couplage bobinage-noyau

La manière la plus simple de faire varier le couplage entre matériau magnétique et bobinage est de faire varier la distance entre ces derniers. On pourrait imaginer utiliser un bobinage de type spirale avec un plan magnétique dont la hauteur varie. Cependant, la variation d'inductance théorique ultime serait seulement de 100% entre l'état sans matériau magnétique et celui avec un plan magnétique d'épaisseur et de perméabilité infinies [117]. Les bobinages de type solénoïde, plus sensibles à la présence d'un matériau magnétique, semblent donc plus indiqués pour l'obtention de fortes variations.

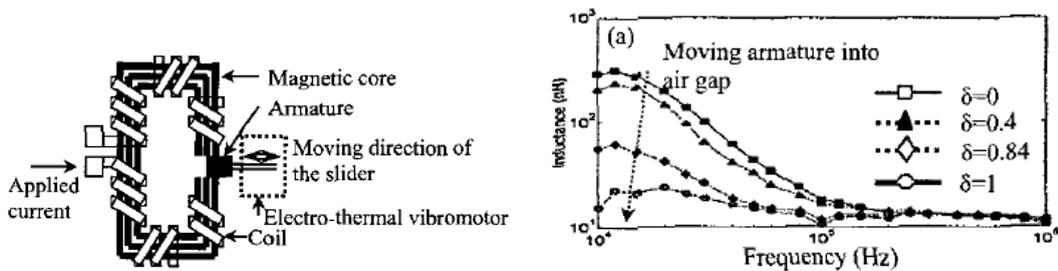
Ainsi, N. Sarkar, de l'University of Waterloo Ontario, utilise une technique de micro-assemblage pour la réalisation d'une inductance variable exploitant un mouvement de translation d'un noyau magnétique à l'intérieur d'un bobinage solénoïde [228] (figure 7.16(a)). Un actionneur électrostatique hybride fonctionnant en mode pas-à-pas est utilisé pour positionner un noyau en permalloy. À basse fréquence, une variation relative d'inductance de plus de 300% est mesurée (figure 7.16(b)). À plus haute fréquence, les pertes dans le permalloy deviennent prédominantes.



(a) Translation du noyau magnétique à l'intérieur d'un bobinage solénoïde (en encadré) grâce à un actionneur électrostatique pas-à-pas. (b) Variation d'inductance en fonction de la fréquence pour différentes positions du noyau magnétique.

FIG. 7.16 – Inductance variable réalisée à l'University of Waterloo [228].

W.-P Shih, de Cornell University Ithaca, utilise un actionnement thermique à vibration afin de modifier la position d'une armature magnétique à proximité de l'entrefer d'un noyau magnétique toroïdal [229, 230] (figure 7.17(a)). Selon la position de la pièce magnétique dont l'amplitude du mouvement est de l'ordre de $300\mu m$, la réluctance du noyau est fortement modifiée, d'où une variation d'inductance importante. En effet, des variations d'inductance dans un rapport de 18 à 1 ont été mesurées à des fréquences de l'ordre de 100kHz (figure 7.17(b)). La fréquence de fonctionnement relativement basse de ce composant est due à l'utilisation de couches épaisses de permalloy ($6\mu m$) non laminées. Les pertes à l'intérieur des couches magnétiques sont peut-être également à l'origine du comportement de la variation d'inductance, pour laquelle une baisse d'inductance est constatée lorsque l'armature s'approche de l'entrefer.



(a) Noyau magnétique à réluctance variable et à actionnement thermique. (b) Variation d'inductance en fonction de la fréquence et de la position normalisée de l'actionneur.

FIG. 7.17 – Inductance variable réalisée à Cornell University Ithaca [229].

Comme on peut le voir, il est nécessaire, afin d'obtenir de grandes variations d'inductance, d'utiliser des mouvements de grandes amplitudes, ce qui peut poser problème dans le choix du système d'actionnement. Il peut ainsi être plus judicieux de jouer directement sur les propriétés du noyau magnétique afin d'obtenir une variation d'inductance sans utiliser de tels mouvements.

7.2.4 Variation de la perméabilité du noyau

Si l'on considère un bobinage solénoïde infini avec noyau magnétique, l'inductance est proportionnelle à la perméabilité du matériau magnétique utilisé. Ainsi, si la perméabilité relative du noyau magnétique est supérieure à 100, on pourra, si l'on arrive à annuler le caractère perméable de ce dernier, obtenir potentiellement une division de l'inductance par 100. Dans le cas de composants réels, les variations d'inductance seront moindres mais resteront potentiellement très importantes.

La manière la plus simple d'obtenir une variation contrôlée de perméabilité d'un matériau magnétique consiste à superposer au signal traversant le bobinage du composant un courant de décalage continu (figure 7.18(a)).

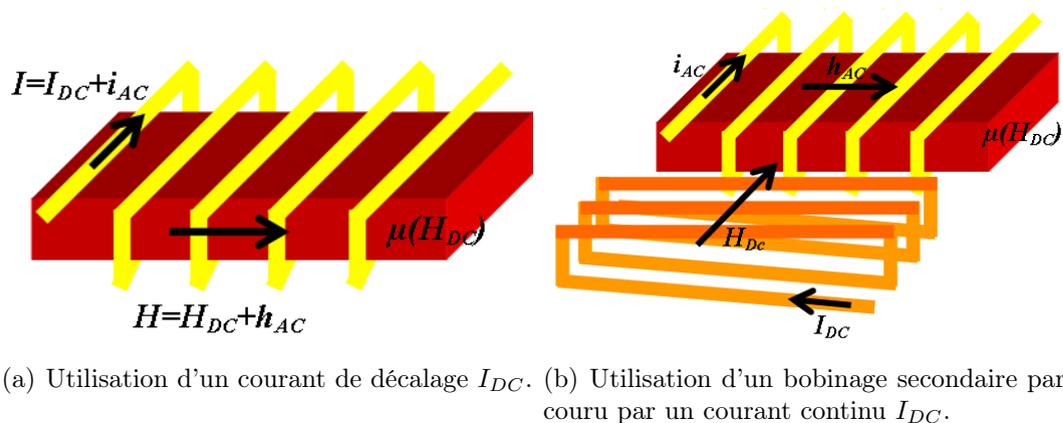


FIG. 7.18 – Utilisation des non-linéarités des matériaux magnétiques pour l'obtention d'une inductance variable.

Ceci revient à utiliser le phénomène de saturation abordé dans le chapitre 6 non plus comme une limitation des composants inductifs avec matériaux magnétiques, mais comme un avantage. Si le courant de décalage appliqué est assez fort, on peut obtenir une forte baisse d'inductance avec un composant inductif ordinaire [231, 232]. Cette approche est donc extrêmement simple mais possède trois défauts rédhibitoires pour nos applications :

1. L'utilisation d'un courant de décalage implique de fortes dépenses énergétiques dans le cas où l'on veut abaisser le niveau d'inductance, car il est alors nécessaire de s'approcher du courant de saturation I_{SAT} du composant considéré.
2. Le matériau magnétique partiellement saturé possèdera une tenue en fréquence moindre que celle du matériau au repos (figure 6.8(a)). Or, en général on

travaille à impédance constante et l'on cherchera à utiliser les inductances de valeurs moindres à plus hautes fréquences, ce qui est défavorable dans ce cas-là.

3. Si l'on sature partiellement le matériau magnétique, ce dernier sera plus sensible aux variations de courant dues au signal traversant le bobinage, si bien que le courant de saturation du composant sera moindre qu'à l'état au repos.

Ces deux derniers défauts peuvent être corrigés en utilisant un bobinage secondaire afin d'appliquer un champ magnétique perpendiculaire au champ magnétique généré par le signal traversant le bobinage primaire, c'est-à-dire parallèle à l'axe facile du noyau (figure 7.18(b)). On se retrouve alors dans un cas similaire à celui des matériaux à couplage d'échange, à la différence près que le champ \vec{H}_{ex} (chapitre 5) est ici créé par le bobinage secondaire. Cependant, le problème de la consommation énergétique persiste et nous oblige à choisir une autre option.

Nous devons donc déterminer s'il existe un moyen plus pertinent de faire varier les propriétés des matériaux magnétiques. Nous pourrions jouer sur la température, mais il est difficile de faire varier la température de manière rapide et fiable, tout en tenant compte de l'inévitable dégradation des propriétés magnétiques et de la consommation énergétique importante qu'un tel procédé implique. Une autre alternative élégante pourrait être l'utilisation de matériaux dits multiferroïques qui sous l'effet d'un champ électrique appliqué voient leurs propriétés magnétiques varier [233]. Cependant, si ce genre de matériaux pourrait être extrêmement intéressant dans un futur proche, ces derniers sont pour l'instant réalisés par épitaxie en couches extrêmement minces ($< 10nm$), non compatibles avec nos applications et limités à de faibles températures de fonctionnement.

La seule autre manière de jouer sur les propriétés magnétiques consiste à appliquer des contraintes mécaniques sur le matériau. En effet, il existe dans la plupart des matériaux magnétiques une possibilité de couplage magnétoélastique [234]. On appelle *magnétostriction* le phénomène d'élongation d'un matériau magnétique sous l'effet de son aimantation. Ce phénomène, utilisée en électrotechnique pour la réalisation d'actionneurs, de résonateurs et de transducteurs [164], est un effet physique complexe et anisotrope. Cependant, les couches magnétiques déposées par PVD sont le plus souvent polycristallines et peuvent donc être considérées comme isotropes (du point de vue cristallin, et donc de celui de la magnétostriction, l'anisotropie purement magnétique induite lors du dépôt subsistant) dans le plan du substrat. La magnétostriction peut alors être caractérisée de manière macroscopique par le coefficient de magnétostriction λ_s défini comme le rapport entre la variation relative de longueur d'une pièce magnétique lorsqu'elle passe d'un état désaimanté à un état de saturation magnétique :

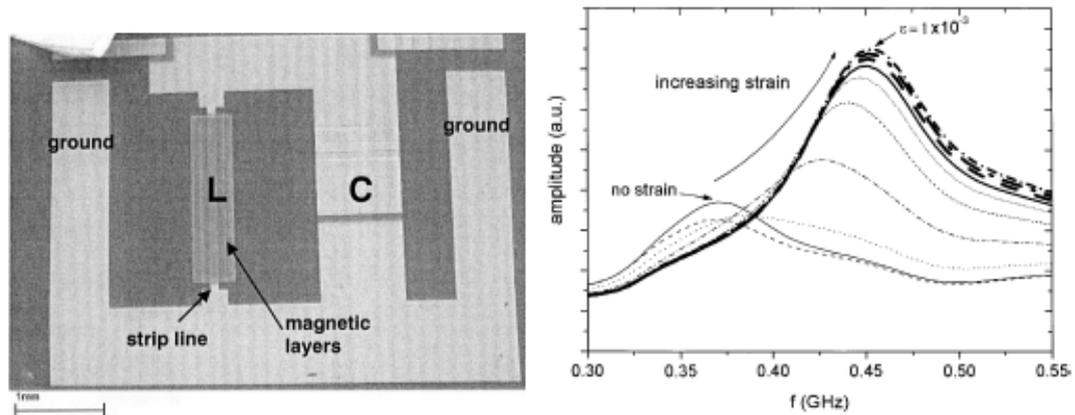
$$\lambda_s = \frac{\Delta l}{l}. \quad (7.4)$$

Le coefficient de magnétostriction λ_s peut être positif ou négatif selon le matériau magnétique considéré. Il existe un effet inverse à la magnétostriction dit *magnétostriction inverse* ou *effet Villari* qui donne une variation des propriétés magnétiques sous l'effet d'une contrainte mécanique appliquée. Si l'on considère un matériau magnétique isotrope soumis à une contrainte mécanique uniaxiale d'intensité S , en choisissant $S < 0$ pour une contrainte en compression et $S > 0$ pour une contrainte

en traction, la densité d'énergie magnétique associée à la magnétostriction inverse est de la forme

$$E_s = -\frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot S \cdot \cos^2 \theta. \quad (7.5)$$

Le terme $\cos^2 \theta$, où θ est l'angle que fait l'axe de la contrainte avec l'aimantation, traduit le fait que la magnétostriction inverse tend, selon le signe du produit $\lambda_s \cdot S$, à aligner l'aimantation dans une direction parallèle ou perpendiculaire à la contrainte appliquée. On peut alors, en jouant sur la contrainte S , ajouter à l'énergie un terme équivalent à l'apparition d'un ou de plusieurs axes d'anisotropie magnétocristalline. Selon le signe de la contrainte, on pourra rendre le matériau plus anisotrope, ce qui tendra à abaisser sa perméabilité magnétique, ou bien au contraire diminuer son caractère anisotrope afin d'augmenter sa perméabilité. En outre, si l'anisotropie de la couche magnétique est augmentée, la résonance gyromagnétique sera décalée vers les hautes fréquences : le composant dans un état de plus faible inductance sera opérationnel à de plus hautes fréquences, ce qui est conforme à nos objectifs. Cet effet a déjà été utilisé pour la réalisation de capteurs de contraintes ou de déformations [235, 236] (figure 7.19).



(a) Vue d'ensemble de l'inductance de type ligne sandwich dans le circuit LC. (b) Variation de la fréquence de résonance du circuit LC en fonction de la déformation.

FIG. 7.19 – Utilisation d'inductances avec matériaux magnétostrictifs pour la détection de déformations [236].

La magnétostriction permet donc d'ajuster de manière réversible et bidirectionnelle le niveau de perméabilité d'un matériau magnétique ainsi que sa fréquence de résonance sans avoir recours à des mouvements de grandes amplitudes. Cependant, aucun démonstrateur d'inductance variable basé sur la magnétostriction avec actionnement intégré n'a été réalisé. Le principe de l'utilisation de couches piézoélectriques pour l'application de la contrainte mécanique contrôlant les propriétés du noyau magnétique a été proposé [237] (figure 7.20), mais aucune utilisation pratique n'a encore été démontrée. En effet, l'utilisation de ce principe se heurte à deux problèmes d'ordre pratique :

1. Il est nécessaire, afin d'obtenir une variation d'inductance suffisante, d'appliquer une contrainte mécanique importante. En effet, les matériaux doux utilisables en couches minces pour des applications radiofréquences possèdent des coefficients de magnétostriction relativement faibles généralement de l'ordre de 10^{-6} .
2. Il est important, afin de conserver un bon contrôle des propriétés magnétiques, et en particulier de ne pas obtenir une structure en domaines magnétiques défavorable, d'appliquer une contrainte la plus uniaxiale et la plus homogène possible.

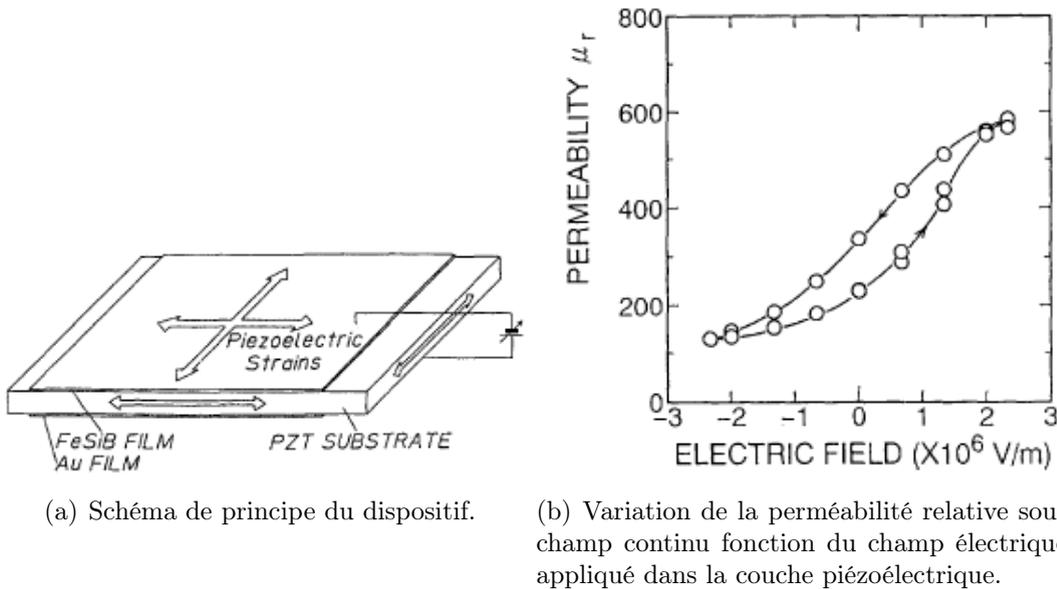


FIG. 7.20 – Utilisation d'un matériau piézoélectrique (*PZT*) pour l'application de contraintes mécaniques sur un matériau magnétique (*FeSiB*) afin de faire varier ses propriétés magnétiques. On remarque ici le caractère non uniaxial de ces contraintes [237].

Nous allons donc par la suite nous attacher à proposer un concept de MEMS à inductance variable utilisant la magnétostriction inverse ainsi qu'un actionnement piézoélectrique résolvant ces deux problèmes.

7.3 Un nouveau concept d'inductance variable

7.3.1 Présentation

Nous proposons d'utiliser une poutre piézoélectrique bi-encastrée profilée sur laquelle est déposé un noyau magnétique [238] (figure 7.21(a)). Des électrodes de part et d'autre de la poutre piézoélectrique créent un champ électrique dans la poutre. Ce champ génère des contraintes qui se transmettent au noyau magnétique autour duquel est bobiné un solénoïde. D'autres topologies de bobinage sont également possibles mais nous avons montré dans le chapitre 2 que ce type de bobinage était le plus sensible à la perméabilité d'un noyau magnétique. Il permet donc à la fois la plus forte densité et une forte variation d'inductance.

La poutre piézoélectrique est bi-encastrée à ses extrémités mais doit être libre du point de vue mécanique de manière à faciliter l'application de contraintes. Le profil de cette poutre s'inspire de celui d'un échantillon de traction [239] et peut être divisé en quatre parties (figure 7.21(b)) :

1. Deux zones d'ancrage de part et d'autre de la poutre piézoélectrique assurant la solidarité entre la poutre et le substrat.
2. Deux zones motrices qui sous l'effet d'une tension appliquée par les électrodes génèrent des contraintes mécaniques.
3. Deux zones de transition dont le profil permet de transmettre une contrainte homogène et uniaxiale à la zone utile.
4. Une zone utile sur laquelle est déposé le noyau magnétique, qui sous l'effet des contraintes générées par les zones motrices voit ses propriétés magnétiques changer.

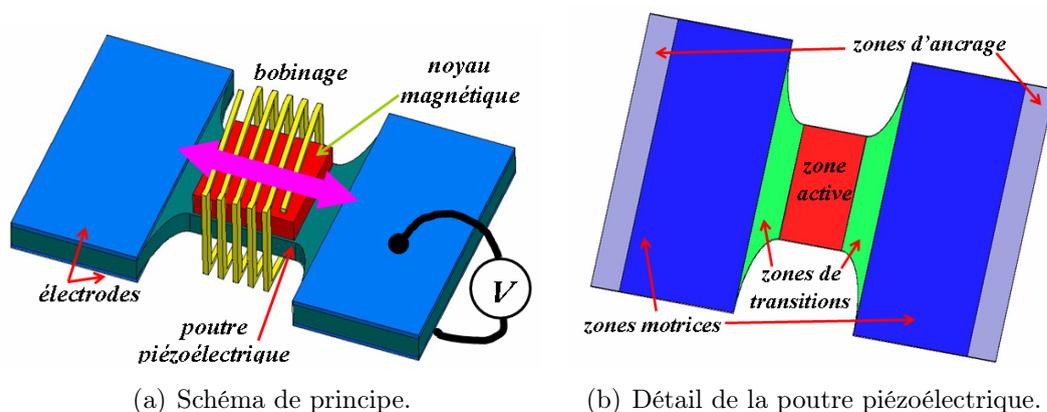


FIG. 7.21 – Inductance variable avec poutre piézoélectrique profilée [238].

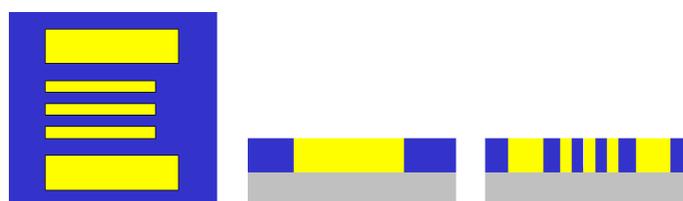
Ainsi, si l'on place à proximité du noyau magnétique un bobinage, nous obtenons une variation d'inductance en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes. Ce type de composant présente plusieurs avantages : l'actionnement piézoélectrique ne nécessite que peu d'énergie, l'inductance est stable en fonction de la

fréquence, de grandes densités d'inductance sont atteignables, et les variations d'inductance sont potentiellement très importantes. Cependant, la réalisation du MEMS peut être délicate.

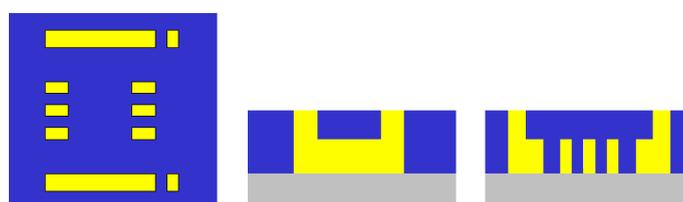
7.3.2 Discussion du procédé de fabrication

L'inductance variable peut être réalisée grâce à un empilement s'inspirant de la figure 7.22. Cette figure ne représente pas un procédé de fabrication à proprement parler mais permet de visualiser les problèmes technologiques qui pourront survenir. Ainsi, Nous pouvons voir sur cette figure que le type de composant que nous proposons possède quatre spécificités ayant un impact important sur le procédé de fabrication à utiliser :

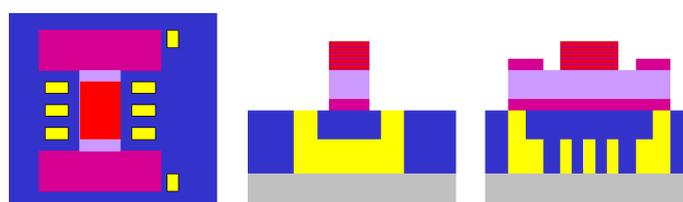
- Au cœur de notre dispositif se trouve la poutre piézoélectrique devant permettre d'obtenir une contrainte mécanique - c'est-à-dire une variation d'inductance - maximale pour une tension minimale. Il est donc nécessaire d'utiliser des matériaux présentant un fort caractère piézoélectrique. Or, deux alliages piézoélectriques peuvent actuellement être déposés au LETI par des techniques classiques de PVD [170] : l' AlN se déposant sur sous-couche de molybdène, et les alliages de type PZT (zirconate-titanate de plomb) nécessitant une sous-couche de platine (dans les deux cas les sous-couches peuvent être également utilisées comme électrodes). Le PZT possède de meilleures propriétés piézoélectriques que l' AlN , mais nécessite un recuit de recristallisation à une température typique de $650^{\circ}C$ non compatible avec IC. Le choix du matériau piézoélectrique conditionnera donc en grande partie le reste du procédé de fabrication, notamment au niveau de la nature des couches sacrificielles.
- En effet, la libération de la poutre piézoélectrique et du bobinage est un point délicat de la réalisation du composant. La libération des structures se fait par l'utilisation de couches sacrificielles dont la nature (organique ou minérale) est ici déterminée par le choix du matériau piézoélectrique. Si l'on souhaite utiliser l' AlN , on exploitera des couches sacrificielles à base de résines [240, 241] dont l'élimination se fait par des procédés peu agressifs. Cependant, si l'on choisit d'utiliser le PZT , le recuit à $650^{\circ}C$ risque de détruire prématurément les couches sacrificielles en résine. Il est donc nécessaire d'utiliser des couches sacrificielles minérales, par exemple en oxyde SiO_2 [242, 243], dont l'élimination nécessite des procédés chimiques beaucoup plus agressifs, typiquement à base d'acide fluorhydrique. Il est donc nécessaire de protéger toutes les parties du composant sensibles à cet acide. Notamment, la poutre en PZT ainsi que le noyau magnétique devront être protégés par exemple par des couches d'or, de platine ou de nitrure Si_3N_4 résistant à l'acide fluorhydrique.
- La mise en œuvre du bobinage solénoïde, qui utilisera de préférence le dépôt électrolytique, devra également tenir compte de cet aspect. En effet, si l'on souhaite utiliser une poutre en AlN , on pourra utiliser un bobinage classique en cuivre. Cependant, si l'on souhaite utiliser une poutre en PZT , les sous-



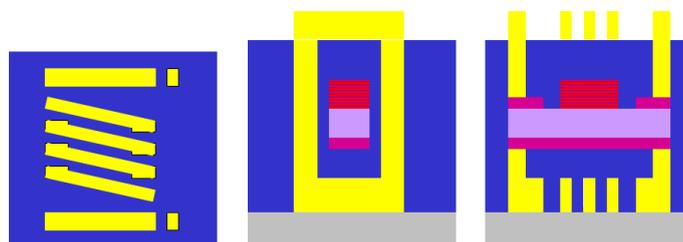
(a) Partie inférieure du bobinage.



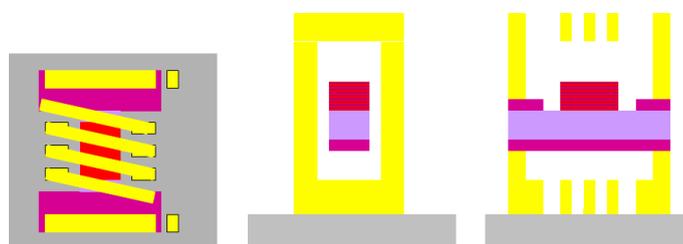
(b) Vias et zones d'ancrage.



(c) Poutre piézoélectrique, électrodes et noyau magnétique.



(d) Partie supérieure du bobinage.



(e) Libération de la structure.

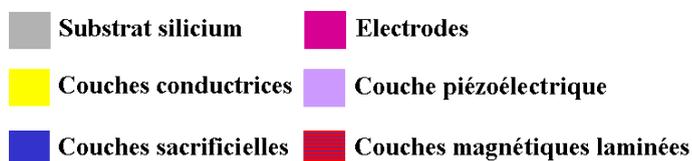


FIG. 7.22 – Type d'empilement possible pour la réalisation d'une inductance variable : vue de dessus (à gauche), coupe transversale (au centre) et coupe longitudinale (à droite). Le profil de la poutre n'est pas représenté ainsi que les sous-couches d'électrolyse et les éventuelles couches de protection.

couches Ti/Cu habituellement utilisées pour la réalisation des composants de la filière INFOVAL seront remplacées par des sous-couches W/Au plus résistantes à l'acide fluorhydrique. De plus, le recuit à $650^{\circ}C$ pourra poser des problèmes de diffusion des espèces chimie dans les sous-couches (on pourra utiliser des barrières de diffusion en nitrure de tungstène WN), et l'on peut également s'interroger sur l'importance des contraintes thermiques induites par ce recuit qui pourront être problématiques lors de la libération de la structure.

- Nous avons vu dans le chapitre 5 que l'obtention d'un fort facteur de qualité nécessitait l'utilisation de noyaux magnétiques épais ($\geq 1\mu m$). Or, il est nécessaire de laminer ce noyau avec des couches isolantes afin de limiter les courants induits, et éventuellement d'y inclure des couches antiferromagnétiques si l'on désire utiliser le couplage d'échange. La gravure de toutes ces couches de différentes natures peut être problématique si l'on désire préserver la couche piézoélectrique sous-jacente ; on préférera donc utiliser un procédé de lift-off permettant d'utiliser un procédé unique pour la réalisation des noyaux magnétiques, et ce quelque soit le nombre de couches ou la nature de ces dernières. Des essais préliminaires à épaisseurs restreintes avec la résine LOR (Lift-Off Resist) commercialisée par la société Microchem et permettant le dépôt de couches jusqu'à $5\mu m$ d'épaisseurs cumulées ont été réalisés et se sont révélés concluants.

La réalisation de tels dispositifs est donc un problème complexe pour lequel des solutions existent. Cependant, ces dernières nécessitent des ressources dépassant le cadre de nos travaux. Nous nous focaliserons donc par la suite sur la conception de ces dispositifs en faisant appel à la simulation numérique.

7.4 Simulation du dispositif

Nous allons aborder ici le problème complexe que constitue la conception du dispositif précédemment proposé. Nous ne chercherons pas à atteindre des spécifications précises, mais plutôt à présenter une approche aussi générale que possible afin de mettre en évidence les différents compromis intervenant.

7.4.1 Dimensionnement de la zone utile

Comme nous l'avons déjà dit, la poutre piézoélectrique bi-encastree se trouve au cœur de notre dispositif et doit permettre de générer des contraintes aussi intenses, homogènes et uniaxiales que possible. Or, le dimensionnement de cette poutre doit répondre à plusieurs critères (figure 7.23) :

- La surface minimale de la zone utile $W_{UT} \times L_{UT}$ est conditionnée par les dimensions du noyau magnétique qui dépendent des propriétés dynamiques recherchées (chapitre 5). Le dimensionnement électromécanique de la poutre devra donc se faire de manière conjointe avec le dimensionnement électrodynamique de l'inductance. Nous prendrons pour notre exemple une surface de zone utile

de $2 \cdot 10^{-2} mm^2$ afin d'obtenir un compromis acceptable entre niveau d'inductance et facteur de qualité.

- La longueur L_{TRAN} de la zone de transition doit permettre de transmettre les contraintes générées par la zone motrice dans de bonnes conditions sans toutefois occuper une place trop importante. Nous la fixerons arbitrairement à $70 \mu m$.
- L'encombrement de la poutre ne doit pas être trop important. Dans notre cas, nous choisirons par exemple un encombrement total de $500 \mu m \times 500 \mu m$. On en déduit donc la largeur de la zone motrice $W_{MOT} = 500 \mu m$ et sa longueur $L_{MOT} = 250 \mu m - L_{TRAN} - L_{UT}/2$. On remarque que la zone d'ancrage n'est pas prise en compte ici car elle n'entre pas en jeu dans la simulation des composants.

Ainsi, les deux seuls paramètres libres restant seront l'épaisseur de la poutre piézoélectrique T_{PIEZ} ainsi que le rapport W_{UT}/L_{UT} . L'ajustement de ces derniers dépendra fortement des caractéristiques du noyau magnétique que l'on souhaitera utiliser.

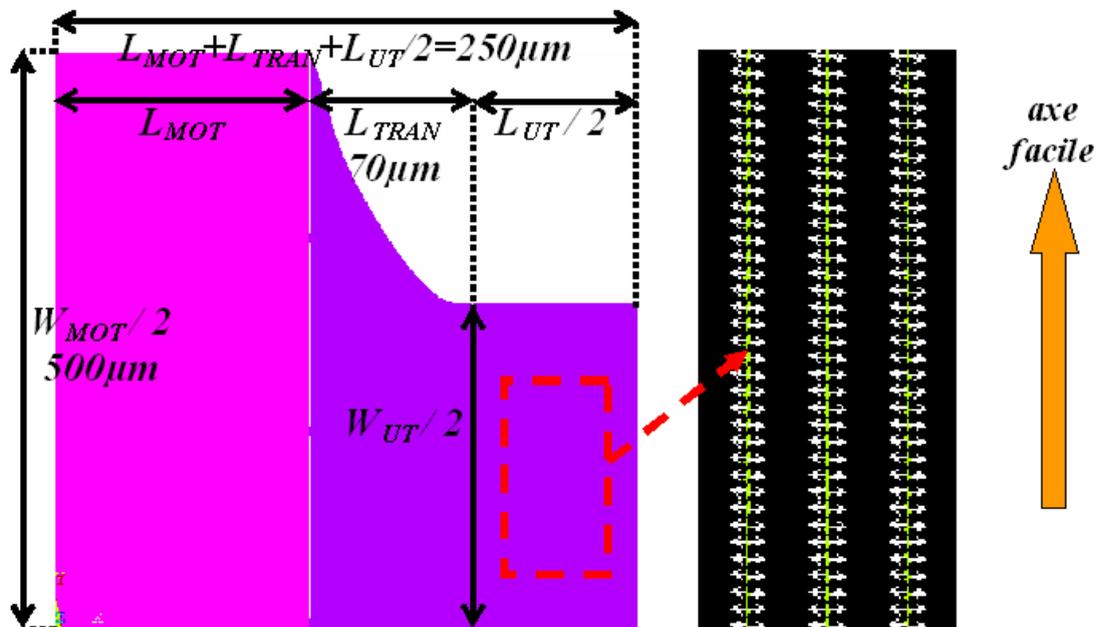
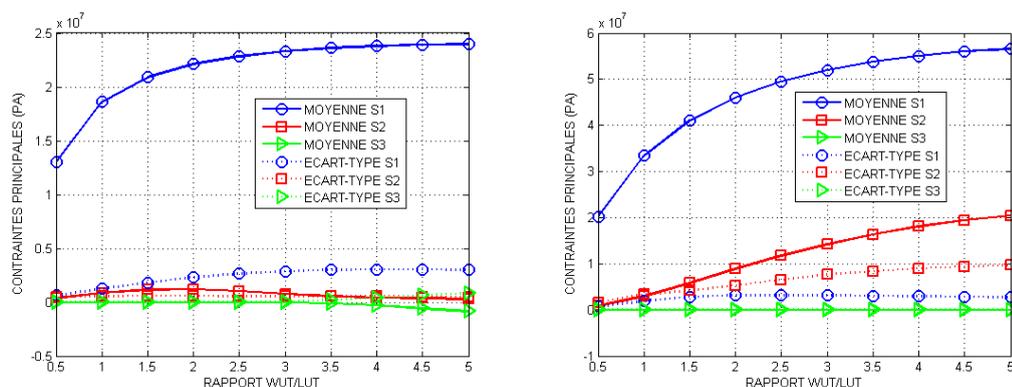


FIG. 7.23 – Dimensions caractéristiques de la poutre piézoélectrique (à gauche, un quart de la géométrie est représentée) et simulation numérique des contraintes principales dans la zone utile (à droite).

On peut utiliser la simulation (annexe B.3) afin d'analyser les contraintes mécaniques (ces dernières sont majoritairement tensiles dans les cas simulés) dans la zone utile d'une poutre en fonction du rapport W_{UT}/L_{UT} pour une tension appliquée donnée (figure 7.24). Si l'on compare un dispositif utilisant une poutre en *AlN* (annexe A.3.1 et figure 7.24(a)) à un dispositif utilisant une poutre en *PZT* (annexe A.3.2 et figure 7.24(b)), on se rend compte que pour des topologies identiques, une tension de 20V génère avec la poutre en *AlN* des contraintes moindres que celles obtenues avec la poutre en *PZT* soumise à une tension de 3.6V. L'intérêt du *PZT*, même

si sa mise en œuvre lors de la réalisation du dispositif peut être délicate, est donc évident et par la suite nous nous focaliserons sur des dispositifs utilisant ce matériau. Si maintenant l'on s'intéresse dans le détail aux contraintes principales dans la zone utile, on remarque sur la figure 7.23 que ces dernières sont essentiellement orientées selon l'axe difficile du noyau magnétique. Une analyse statistique systématique permet de confirmer cette observation visuelle car la contrainte principale S_1 , qui est en moyenne beaucoup plus importante que les deux autres composantes S_2 (orientée majoritairement selon l'axe facile) et S_3 (orientée majoritairement perpendiculairement au substrat), est en chaque point analysé orientée à plus de 90% selon l'axe difficile. De plus, on peut voir sur les figures 7.24(a) et 7.24(b) que quelque soit le matériau piézoélectrique utilisé, il est possible d'obtenir une contrainte présentant un écart-type faible devant l'intensité moyenne des contraintes uniaxiales. Le profil de la poutre piézoélectrique permet donc bien de générer des contraintes sensiblement uniaxiales et homogènes. On remarque toutefois que le rapport W_{UT}/L_{UT} possède une influence non négligeable sur le compromis entre l'intensité des contraintes et leurs caractères uniaxial et homogène. En effet, plus ce rapport sera faible, meilleure sera la qualité des contraintes appliquées. Cependant, le volume de la zone motrice étant plus faible, l'intensité des contraintes appliquées sera moindre. De plus, nous avons vu dans le chapitre 5 que ce rapport aura une influence sur les propriétés électrique du composant inductif. Il est donc nécessaire de prendre en compte les propriétés du noyau magnétique correspondant afin de déterminer le rapport W_{UT}/L_{UT} optimal.



(a) Poutre en *AlN* avec électrodes en molybdène. (b) Poutre en *PZT* avec électrodes en platine.

FIG. 7.24 – Analyse des contraintes principales simulées dans la zone utile de poutres piézoélectriques de 400nm d'épaisseur munies d'électrodes de 100nm d'épaisseur pour une surface de zone utile $W_{UT} \times L_{UT} = 2 \cdot 10^{-2}\text{mm}^2$ en fonction du rapport W_{UT}/L_{UT} . La tension d'actionnement est fixée à 3.6V .

Nous pouvons considérer, en première approximation, que la variation d'inductance d'un bobinage solénoïde est proportionnelle à la perméabilité du noyau magnétique. Or, cette dernière est grandement influencée par les effets de forme. Nous calculerons donc la perméabilité d'un noyau de *FeHfN* dont le coefficient de magnétostriction a été mesuré égal à $\lambda_s = 2 \cdot 10^{-5}$ [18], et présente donc la double

particularité d'être performant à des fréquences supérieures au gigahertz tout en présentant un coefficient de magnétostriction modéré permettant un bon contrôle des propriétés magnétiques. Pour cela, nous utiliserons le modèle LLG exposé dans le chapitre 5. L'enthalpie libre de Gibbs sera calculée en tenant compte des effets des champs démagnétisants selon l'axe difficile Ox et l'axe hors du plan du substrat Oz , et de la contribution des contraintes à l'énergie magnétique :

$$\begin{aligned}
 G = & -K_I \cdot (\sin \theta \cdot \sin \varphi)^2 \\
 & + \frac{M_s^2}{2 \cdot \mu_0} \cdot (N_x \cdot (\sin \theta \cdot \cos \varphi)^2 + N_z \cdot \cos^2 \theta) \\
 & - \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot (\langle S_{xx} \rangle \cdot (\sin \theta \cdot \cos \varphi)^2 + \langle S_{yy} \rangle \cdot (\sin \theta \cdot \sin \varphi)^2 + \langle S_{zz} \rangle \cdot \cos^2 \theta).
 \end{aligned} \tag{7.6}$$

$\langle S_{xx} \rangle$, $\langle S_{yy} \rangle$ et $\langle S_{zz} \rangle$ sont les valeurs moyennes des termes diagonaux du tenseur des contraintes (les termes non diagonaux de cisaillement sont négligés). On remarque que l'on considère que la magnétostriction est isotrope y compris hors du plan du substrat (la composante S_{zz} n'a de toute façon que peu d'importance). On peut alors calculer la perméabilité dynamique relative μ_+ à tension d'actionnement positive correspondant à des contraintes globalement tensiles. La perméabilité à tension négative μ_- est simplement obtenue en inversant le signe de la valeur moyenne des contraintes. Nous sommes donc en mesure de calculer la variation relative $\Delta\mu'$ de la partie réelle de la perméabilité d'après la formule

$$\Delta\mu' = \frac{|\mu'_- - \mu'_+|}{\min(|\mu'_-|, |\mu'_+|)}, \tag{7.7}$$

où $\min(A, B)$ est une fonction donnant la valeur minimale entre A et B . L'autre information pertinente est le facteur de qualité magnétique qui doit, pour que le dispositif soit fonctionnel, toujours posséder la valeur la plus haute possible. Nous nous intéresserons aux fréquences entre 900MHz et 2GHz, pour des noyaux magnétiques d'épaisseurs comprises entre 100nm et 1 μ m. Nous considèrerons dans un premier temps que la présence du noyau magnétique n'a pas d'influence sur la nature des contraintes dans la zone utile. On utilisera donc les calculs de contraintes exposés dans la figure 7.24(b) pour le calcul des perméabilités.

La figure 7.25 récapitule les résultats de ces calculs et illustre le compromis entre variation d'inductance et performances dynamiques. En effet, l'utilisation d'un rapport W_{UT}/L_{UT} trop faible ne permet pas d'obtenir avec le *FeHfN* une anisotropie effective suffisante à l'obtention d'un fort facteur de qualité dans la gamme de fréquence visée. De plus les contraintes mécaniques appliquées ne sont pas suffisamment intenses pour obtenir une variation de perméabilité optimale. Si, au contraire, le rapport W_{UT}/L_{UT} est important, le facteur de qualité sera meilleur. Cependant, l'anisotropie de forme deviendra prédominante devant la contribution de la magnétostriction inverse, et l'on n'obtiendra qu'une faible variation de perméabilité. Il existe donc un rapport maximisant la variation relative de perméabilité, mais ce ne sera généralement pas celui permettant d'obtenir le facteur de qualité optimal. Ainsi, il existe une contradiction entre ces deux aspects, et plus l'on cherchera à travailler à des fréquences élevées, moins la variation d'inductance atteignable sera

importante. De même, si l'utilisation de noyaux magnétiques épais permet l'obtention de meilleures caractéristiques dynamiques, elle ne permettra potentiellement que de faibles variations d'inductance.

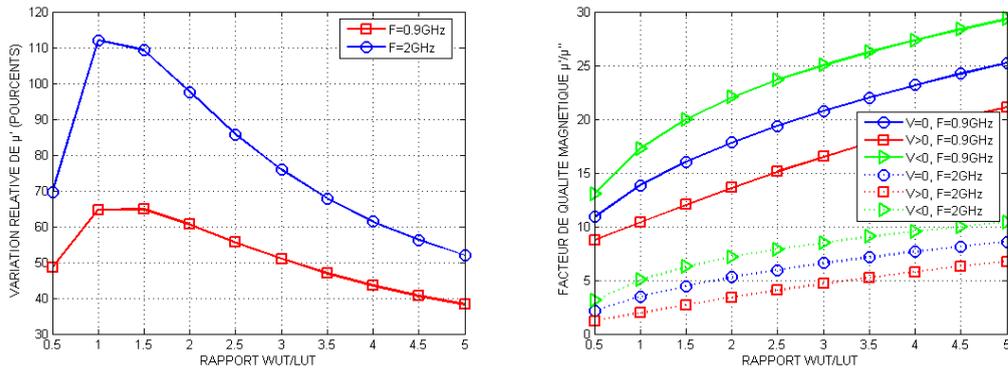
L'approche que nous venons d'utiliser possède l'avantage de la simplicité. Cependant nous pouvons relever au moins trois aspects du comportement de notre composant qui ne sont pas pris en compte :

1. Lorsque des contraintes en compression sont appliquées sur la poutre, il est possible que l'on assiste à un phénomène de flambage. Or, nous nous contentons de considérer que les contraintes appliquées sont une fonction impaire de la tension d'actionnement, ce qui est faux en cas de flambage car ce phénomène est non linéaire. Cependant, cette hypothèse peut être justifiée par la possibilité de déposer le matériau piézoélectrique (PZT ou AlN) de manière à ce que ce dernier possède des contraintes intrinsèques tensiles [244, 245, 246]. On raisonnera alors sur une variation de contrainte, ce qui rendra valides les calculs en compression. Cependant, la présence de contraintes intrinsèques importantes pourra être problématique lors de la phase de libération de la structure.
2. Les calculs de perméabilité supposent un matériau magnétique parfaitement uniaxial. Or, il peut exister une composante d'anisotropie magnétocristalline perpendiculaire au plan du substrat. Par conséquent, l'application de contraintes pouvant diminuer l'anisotropie dans le plan du substrat (ce sera le cas, si le coefficient de magnétostriction λ_s est positif, lorsque les contraintes appliquées seront majoritairement compressives) peut changer la structure en domaines magnétiques jusqu'à obtenir une structure dite de type "stripe domains" pouvant fortement altérer les propriétés magnétiques du noyau [145, 146, 147].
3. Les fluctuations des contraintes dans la masse du noyau magnétique pourraient avoir les mêmes effets que ceux de fluctuations d'anisotropie, pouvant aboutir à l'échelle micrométrique à une dispersion angulaire de l'orientation de l'aimantation. Il n'existe à notre connaissance aucune étude spécifique théorique ou expérimentale de l'influence d'une telle fluctuation de contrainte. Néanmoins, on peut présumer que si les gradients de contraintes sont importants (ce qui n'est pas le cas dans les structures étudiées ici), l'anisotropie effective sera très différente de celle calculée à partir de la moyenne des contraintes.

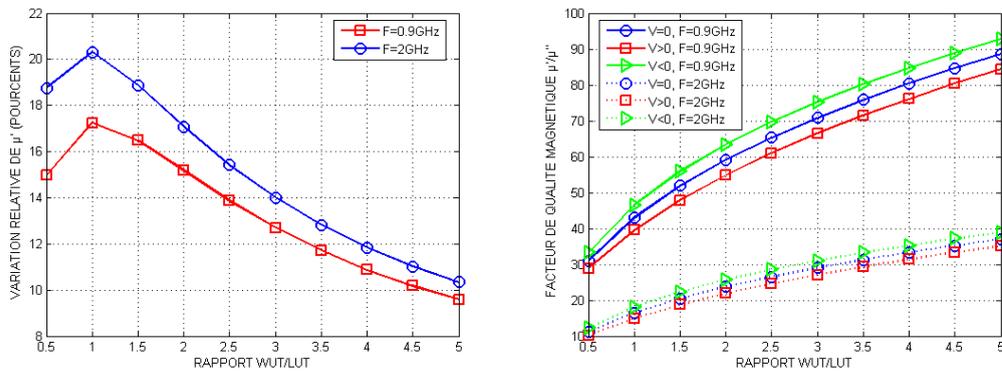
De plus, nous n'avons pour l'instant simulé que des poutres piézoélectriques isolées sans prendre en compte l'influence du noyau magnétique sur les propriétés mécaniques du dispositif.

7.4.2 Ajustement des épaisseurs

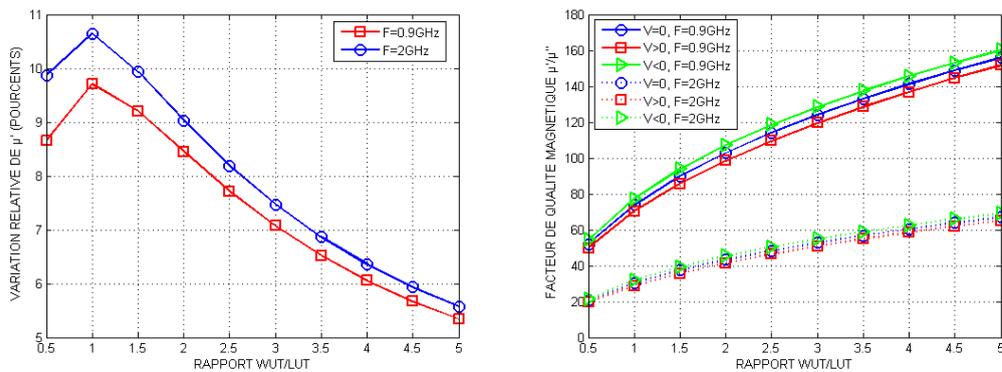
D'après les calculs précédents, nous considérerons par la suite une zone utile de dimensions $W_{UT} \times L_{UT} = 200\mu m \times 100\mu m$, qui constituent un compromis acceptable entre variation d'inductance et facteur de qualité. Nous pouvons maintenant simuler l'influence de l'épaisseur d'un noyau magnétique en $FeHfN$ sur la nature des contraintes à l'intérieur de ce dernier. La figure 7.26 expose les résultats de ces simulations. On remarque sur la figure 7.26(a) que pour un noyau de $100nm$ d'épaisseur, on observe globalement les mêmes caractéristiques que sur la figure 7.24(b) à



(a) $T_{CORE} = 100\text{nm}$.



(b) $T_{CORE} = 0.5\mu\text{m}$.



(c) $T_{CORE} = 1\mu\text{m}$.

FIG. 7.25 – Extrapolation des caractéristiques magnétiques à 900MHz et 2GHz pour diverses épaisseurs T_{CORE} d'un noyau magnétique de $FeHfN$ à partir des simulations d'une poutre de PZT d'épaisseur 400nm soumise à une tension d'actionnement de 3.6V .

la différence près que les contraintes S_{yy} selon l'axe facile sont non négligeables et sont de sens opposé à celui des contraintes S_{xx} selon l'axe difficile. Cet effet, au demeurant favorable dans notre cas en ce qui concerne la variation d'inductance, peut s'expliquer par un effet de bilame entre le matériau magnétique et la poutre piézoélectrique. Si l'épaisseur du noyau est plus importante, la contrainte à l'intérieur du noyau devient globalement moins intense et plus hétérogène. En effet, si le noyau magnétique est trop épais, la poutre piézoélectrique ne possède pas la rigidité suffisante à une bonne transmission des contraintes. On peut tout de même noter sur la figure 7.26(b) que l'on peut potentiellement obtenir des variations d'inductances significatives de l'ordre de 100% pour des épaisseurs de $100nm$ avec une tension d'actionnement de seulement $3.6V$ et une consommation d'énergie potentiellement extrêmement faible.

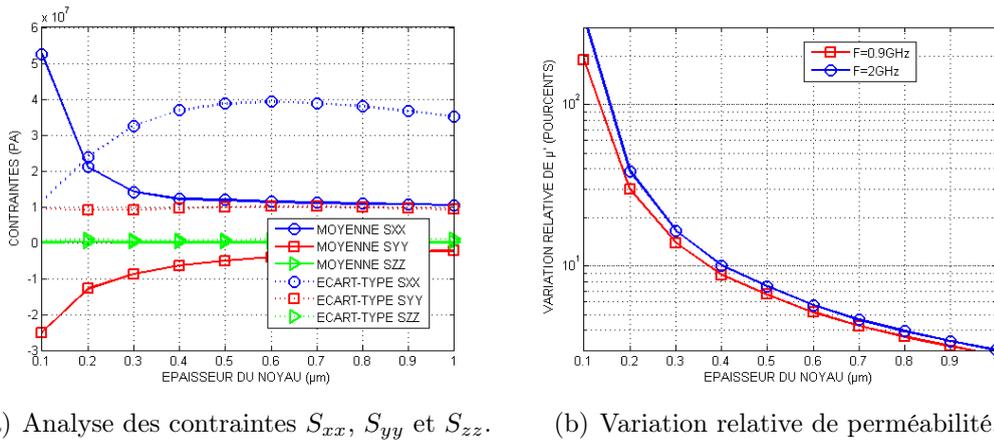


FIG. 7.26 – Simulation d'une inductance variable en fonction de l'épaisseur d'un noyau magnétique en $FeHfN$ de dimensions $W_{CORE} \times L_{CORE} = 200\mu m \times 100\mu m$ sur une poutre piézoélectrique en PZT de $400nm$ d'épaisseur soumise à une tension d'actionnement de $3.6V$.

Cependant, les performances dynamiques avec des couches magnétiques d'épaisseurs supérieures à $100nm$ ne sont pas suffisantes aux fréquences visées. On pourra donc chercher à utiliser des épaisseurs de matériau piézoélectrique plus importantes afin d'augmenter la rigidité de la poutre. Cependant, la contrainte générée par un matériau piézoélectrique est proportionnelle au champ électrique auquel ce dernier est soumis. Par conséquent, plus la poutre piézoélectrique sera épaisse, moins les contraintes générées par une tension d'actionnement donnée seront importantes. Il est donc nécessaire de déterminer l'épaisseur de matériau piézoélectrique optimale pour une épaisseur de noyau magnétique donnée. À titre d'exemple, nous avons effectué cette optimisation pour des noyaux de $500nm$ et $1\mu m$ d'épaisseur (figure 7.27). On observe dans deux cas un maximum de variation de la perméabilité pour des épaisseurs respectives de poutre de $2\mu m$ et $3\mu m$ (on élimine le premier maximum de variation de la figure 7.27(b) car on peut voir sur la figure que les contraintes sont trop hétérogènes). On remarque toutefois que les variations de perméabilité atteignables avec $3.6V$ sont relativement faibles. Ainsi, pour une poutre piézoélec-

trique de $3\mu m$ et un noyau de $1\mu m$ d'épaisseur, la variation maximale est de 2.5% seulement. On cherchera donc à étudier l'effet d'une augmentation de tension sur les propriétés du dispositif.

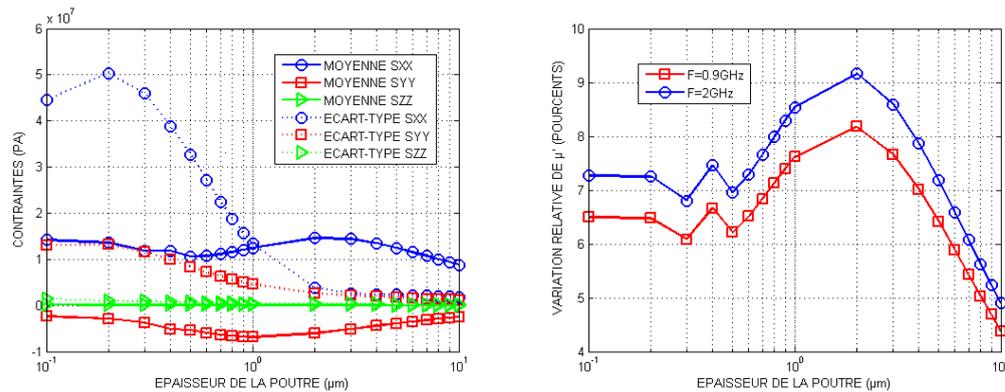
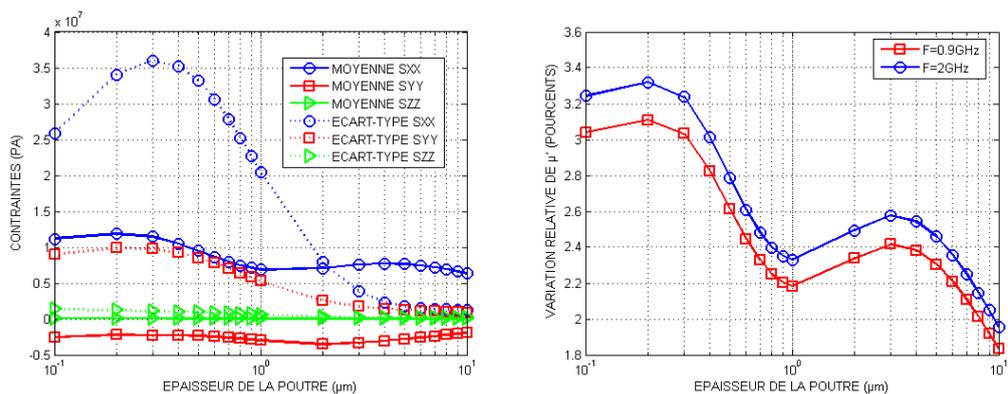
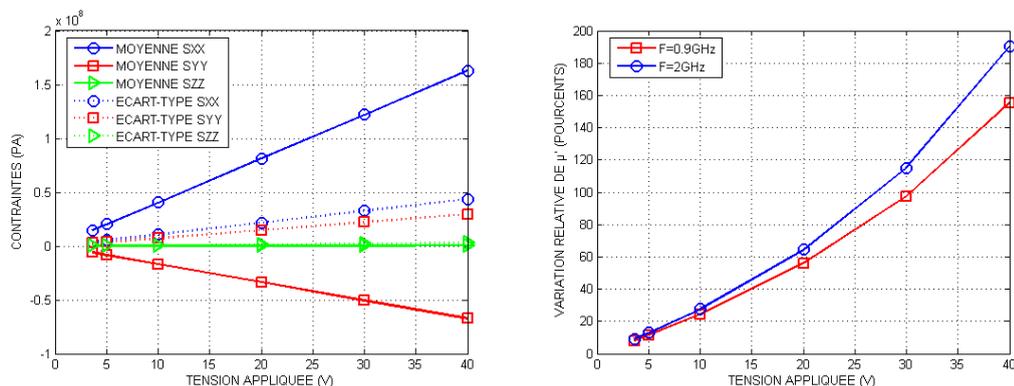
(a) $T_{CORE} = 500nm$.(b) $T_{CORE} = 1\mu m$.

FIG. 7.27 – Simulation d'une inductance variable en fonction de l'épaisseur d'une poutre piézoélectrique en PZT soumise à une tension d'actionnement de 3.6V pour différentes épaisseurs T_{CORE} d'un noyau magnétiques en $FeHfN$ de dimensions $W_{CORE} \times L_{CORE} = 200\mu m \times 100\mu m$.

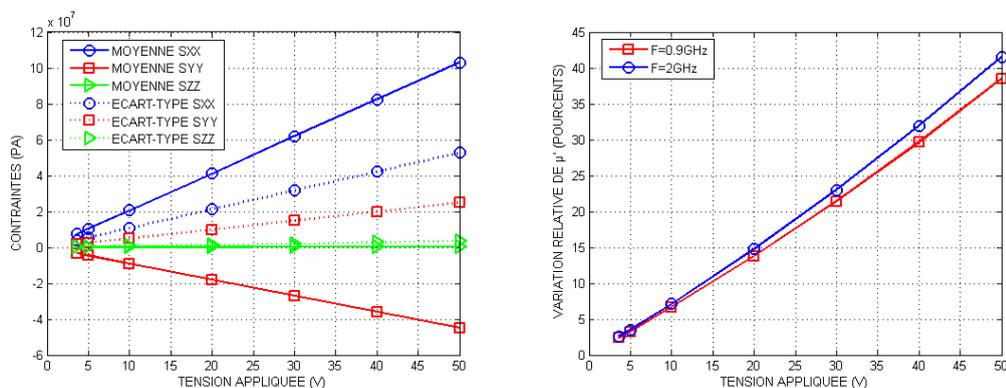
7.4.3 Influence de la tension d'actionnement

Nous nous intéresserons par la suite aux structures déterminées par les calculs exposés sur la figure 7.27. La figure 7.28 montre l'influence de la tension d'actionnement sur les contraintes dans le noyau magnétique ainsi que sur la variation de perméabilité correspondante. L'augmentation de la tension permet d'appliquer des contraintes plus intenses : la véritable limite du dispositif est alors le champ de claquage du matériau piézoélectrique. On remarque également que s'il n'existe pas de phénomène de flexion ou de flambage de la poutre piézoélectrique, l'intensité des contraintes, et donc la variation de perméabilité, sont en première approximation une fonction linéaire de la tension appliquée. Cet aspect est important afin de faci-

litér une bonne maîtrise des propriétés du dispositif sans avoir recours à un circuit d'asservissement trop complexe.



(a) $T_{PIEZ} = 2\mu m$ et $T_{CORE} = 500nm$.



(b) $T_{PIEZ} = 3\mu m$ et $T_{CORE} = 1\mu m$.

FIG. 7.28 – Simulation d'une inductance variable en fonction de la tension appliquée pour différentes épaisseurs de poutre piézoélectrique en PZT et de noyau magnétiques en $FeHfN$ de dimensions $W_{CORE} \times L_{CORE} = 200\mu m \times 100\mu m$.

Nous avons donc vu les aspects importants de la conception électromécanique de l'inductance variable. Nous avons pour cela effectué des calculs de perméabilité mais nous n'avons pas encore simulé le comportement électromagnétique de l'inductance variable.

7.4.4 Simulation électromagnétique

Nous avons utilisé la simulation pour la validation des caractéristiques dynamiques des composants (annexe B.2). Nous avons simulé des structures de type solénoïde (figure 7.29) comportant cinq spires en cuivre de section $W_{WIN} \times T_{WIN} = 9\mu m \times 3\mu m$ espacées de $S_{WIN} = 9\mu m$, deux accès coplanaires, un noyau magnétique en $FeHfN$ de dimensions $L_{CORE} \times W_{CORE} \times T_{CORE} = 110\mu m \times 200\mu m \times 1\mu m$, et une isolation bobinage-noyau en BCB d'épaisseur $T_{ISO} = 3\mu m$. Nous considérons un composant réalisé sur un substrat silicium haute résistivité (annexe A.3.3) avec

une isolation bobinage-substrat en oxyde thermique SiO_2 de $1\mu m$ d'épaisseur. Les variations d'inductance ainsi que le facteur de qualité en fonction de la fréquence ont été extraits.

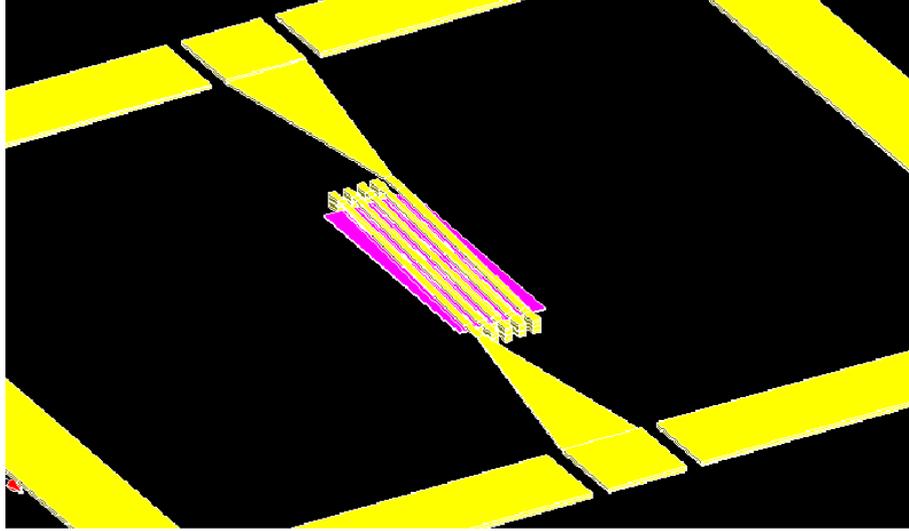


FIG. 7.29 – Inductance de type solénoïde coplanaire avec noyau magnétique.

On remarque sur la figure 7.29 que la poutre piézoélectrique n'est pas simulée. En effet, des simulations complémentaires ont pu montrer que la présence de la poutre piézoélectrique ainsi que des électrodes n'avait que peu d'influence sur les caractéristiques dynamiques du MEMS à inductance variable. Nous avons simulé l'effet de l'application d'une contrainte parfaitement homogène et uniaxiale S_{xx} orientée selon l'axe difficile du noyau magnétique. La perméabilité intrinsèque (c'est-à-dire ne tenant pas compte des champs démagnétisants dans le plan du substrat) selon l'axe difficile utilisée pour la simulation du noyau magnétique est calculée d'après le modèle LLG :

$$\mu_{xx} \approx \mu_0 + \frac{\gamma \cdot M_s \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}{-\omega^2 + \left(\gamma \cdot \left(H_\kappa - \frac{3 \cdot \lambda_s \cdot S_{xx}}{M P_s} \right) + j \cdot \alpha \cdot \omega \right) \cdot \left(\frac{\gamma \cdot M_s}{\mu_0} + j \cdot \alpha \cdot \omega \right)}. \quad (7.8)$$

On peut alors noter une subtilité par rapport aux développements du paragraphe 5.4.3. En effet, on remarque que si

$$H_\kappa - \frac{3 \cdot \lambda_s \cdot S_{xx}}{M_s} < 0, \quad (7.9)$$

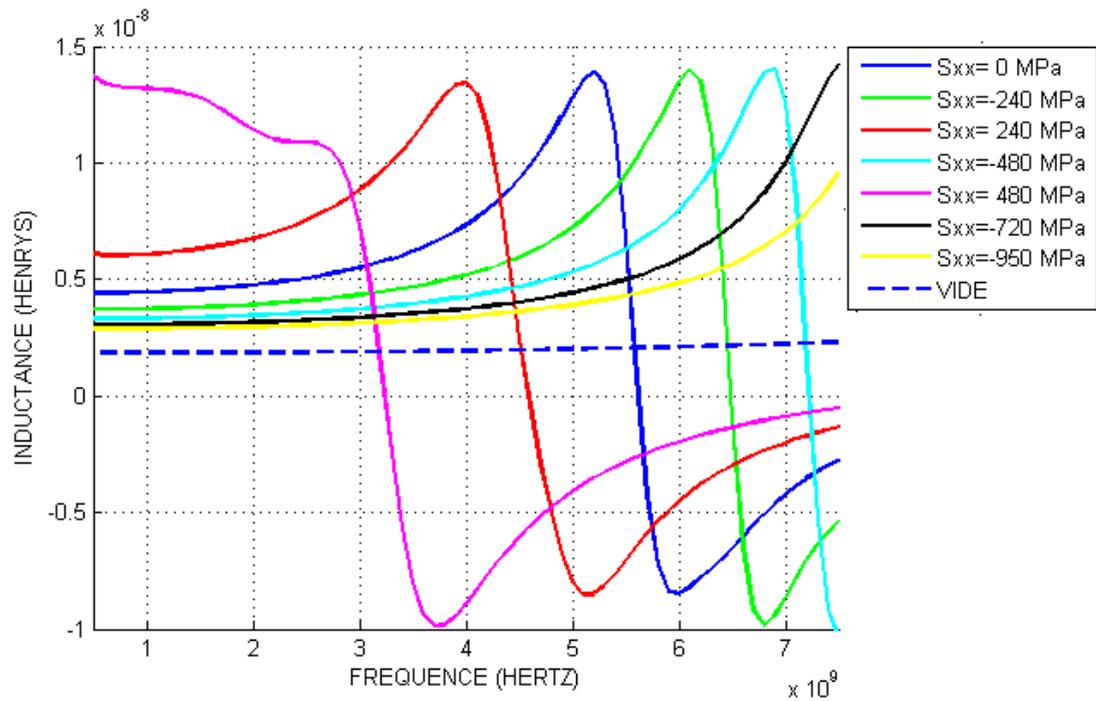
la position d'équilibre de l'aimantation devient perpendiculaire à l'axe facile. On devrait donc trouver une perméabilité égale à μ_0 selon l'axe difficile. Cependant, la position d'équilibre de l'aimantation doit être calculée en tenant compte des champs démagnétisants dans le plan du substrat. On utilisera donc l'expression 7.6 pour calculer la position d'équilibre, et tant que cette position restera parallèle à l'axe facile,

la formule 7.8 restera valide. La figure 7.30 expose les résultats de ces simulations. Les simulations montrent qu'il est bien possible d'obtenir un pallier d'inductance constante (figure 7.30(a)). La résonance du dispositif est fixée par la résonance gyromagnétique du noyau, elle-même dépendant de l'anisotropie effective de ce dernier, et donc des contraintes appliquées. Il est donc possible d'adapter non seulement le niveau d'inductance mais aussi le pic de résonance du dispositif, ce qui pourrait être intéressant pour des applications au filtrage radiofréquence. Si maintenant l'on s'intéresse au facteur de qualité (figure 7.30(b)), on remarque que la fréquence telle que le facteur de qualité est maximal est décalée vers de plus grandes valeurs lorsque l'inductance est plus faible, et tend vers le facteur de qualité correspondant à un dispositif sans noyau magnétique. Les règles de dessin du dispositif n'ont pas été optimisées et les facteurs de qualité simulés peuvent être améliorés. Cependant, on remarque que l'on peut déjà obtenir des facteurs de qualité similaires voire supérieurs à ceux d'inductances de type spirale avec des plans magnétiques de même nature [13, 18].

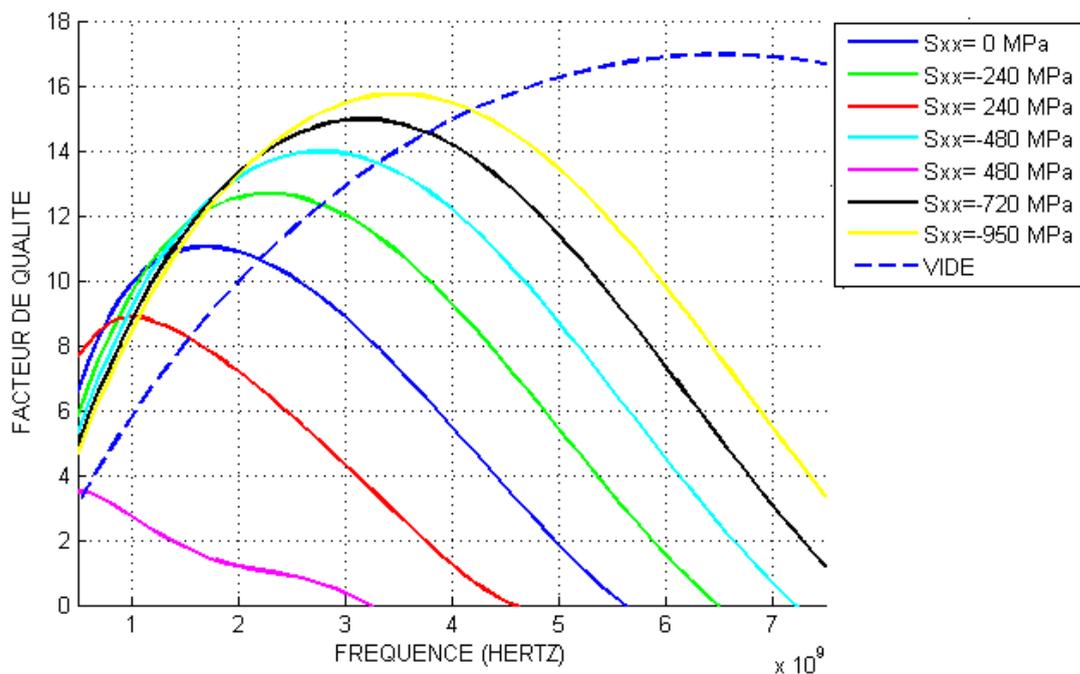
Les simulations électromécaniques et électromagnétiques nous ont donc permis de valider la faisabilité du principe d'un nouveau concept de MEMS à inductance variable, ainsi que de mettre en évidence les compromis à arbitrer pour la conception de ces dispositifs. Cependant, il reste encore de nombreuses perspectives à explorer.

7.5 Perspectives

Dans le paragraphe précédent, nous nous sommes restreints à un seul mode d'utilisation du dispositif à inductance variable correspondant à des variations continues. Cependant, il pourrait être intéressant d'utiliser les contraintes intrinsèques du matériau piézoélectrique afin de faciliter le flambage de la poutre à basse tension. Il serait alors possible d'obtenir deux états très éloignés moyennant de très faibles tensions, ce qui peut être intéressant lorsque l'on souhaite obtenir une variation discrète d'inductance. De même, des études sur la structure en domaines magnétiques d'un noyau magnétique soumis à des contraintes mécaniques pourraient permettre de maîtriser le passage entre un état avec aimantation dans le plan du substrat (idéalement un état "edge curling wall") et un état "stripe domains". On pourrait donc utiliser le changement de structure en domaines magnétiques afin d'obtenir une grande variation d'inductance pour des tensions restreintes.



(a) Inductance.



(b) Facteur de qualité.

FIG. 7.30 – Simulation des caractéristiques électriques de l'inductance variable pour différentes contraintes virtuelles S_{xx} appliquées selon l'axe difficile et pour un composant sans noyau magnétique (VIDE).

Nous nous sommes également limités à l'étude de noyau en $FeHfN$ dans un souci de réalisme car ce matériau nous semble le plus mature, et ses propriétés magnétoélastiques ont été caractérisées de manière précise. Cependant, le $CoFeHfN$ pourrait constituer une alternative très intéressante. En effet, nous avons déjà vu dans le paragraphe 5.4.1 que ce dernier pouvait fournir de meilleurs facteurs de qualité pour des fréquences comprises entre $900MHz$ et $2GHz$. De plus, ce dernier possède vraisemblablement un coefficient de magnétostriction de l'ordre de $\lambda_s = 5 \cdot 10^{-5}$ (magnétostriction du $Fe_{65}Co_{35}$ dont le $CoFeHfN$ est dérivé [247]) permettant à contraintes égales des variations de perméabilité bien plus fortes. En effet, si l'on simule la variation de perméabilité pour un noyau en $CoFeHfN$ soumis aux mêmes contraintes que celles exposées dans la figure 7.28, on remarque que des tensions d'actionnement bien inférieures sont nécessaires à l'obtention de fortes variations de perméabilité (figure 7.31).

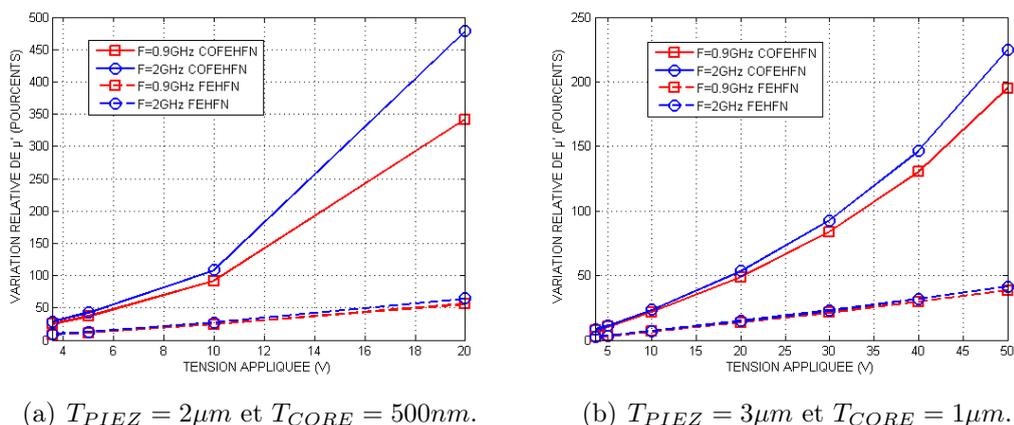


FIG. 7.31 – Simulation des variations de perméabilité d'un noyau magnétique en $CoFeHfN$ de dimensions $W_{CORE} \times L_{CORE} = 200\mu m \times 100\mu m$ soumis aux mêmes contraintes mécaniques que celles de la figure 7.28.

Le concept d'inductance variable que nous proposons pourrait également être adapté à l'utilisation de circuits magnétiques fermés intégrant, aux fréquences qui nous intéressent, des matériaux à couplage d'échange. L'avantage est, dans notre cas également, l'utilisation du caractère magnétostrictif approprié de l'alliage $Fe_{65}Co_{35}$. De plus, l'existence de couplages magnétoélastiques dans les matériaux antiferromagnétiques [248] pourrait être utilisée afin de modifier le couplage d'échange et ainsi accroître encore les variations potentielles de perméabilité. Cependant, il n'existe encore à notre connaissance que très peu d'études réalisées à ce propos [249].

Chapitre 8

Conclusion.

Sommaire

8.1 Synthèse	213
8.2 Perspectives	216
8.2.1 Conception	216
8.2.2 Réalisation	217
8.2.3 Analyse	218

8.1 Synthèse

L'objectif de cette thèse était d'exploiter au mieux les acquis du LETI en termes de développement de matériaux ferromagnétiques doux et de réalisation de composants inductifs. Deux applications étaient visées : les inductances pour la conversion de puissance continue-continue, et les MEMS à inductance variable pour circuits micro-ondes reconfigurables. Par ailleurs, nous avons essayé de généraliser notre propos chaque fois que cela était possible.

Le premier chapitre présente un bref état de l'art des inductances et de leurs procédés de fabrication. Il fait également l'objet de quelques rappels sur des notions de magnétisme et introduit les différents effets physiques jouant sur les performances des composants inductifs.

Le deuxième chapitre présente le rôle des inductances au sein d'une alimentation à découpage et présente les spécifications requises dans le cadre de nos travaux. Un état de l'art détaillé des composants inductifs pour la conversion de puissance y est présenté. L'intérêt des différentes topologies pour l'obtention du plus fort rapport entre inductance et résistance est ensuite discuté, ce qui permet de mettre en évidence la supériorité des topologies toroïdales dans le cas qui nous intéresse. Un procédé de fabrication d'inductances toroïdales utilisant des couches épaisses de cuivre déposé par électrolyse et de permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ déposé par PVD est finalement présenté et discuté. Notamment, un noyau magnétique laminé de type CAM (Crossed Anisotropy Multilayer) est introduit afin de permettre une réalisation plus

aisée d'un noyau magnétique épais.

Le troisième chapitre présente les composants toroïdaux ainsi réalisés et détaille les valeurs d'inductance et de résistance mesurées à basse fréquence. Notamment, des composants réalisés avec $16 \times 1\mu m$ de permalloy laminé ($Ni_{80}Fe_{20}/SiO_2$)_n en configuration CAM pour le noyau magnétique et $15 + 30\mu m$ de cuivre électrolysé pour le bobinage présentent des niveaux d'inductances supérieurs à $500nH$ et des résistances inférieures à $100m\Omega$ à basse fréquence. Ces caractéristiques constituent à notre connaissance le record de l'état de l'art des composants intégrés et permet de valider l'approche utilisée dans le chapitre précédent. Les mesures expérimentales sont en outre corrélées de manière systématique avec des calculs analytiques et des simulations électrocinétiques et magnétostatiques. Le bon accord entre mesures et simulations permet de conclure aux bonnes propriétés *in situ* des matériaux utilisés et de valider la fonctionnalité du noyau de type CAM à basse fréquence. La simulation est enfin utilisée afin de proposer des topologies alternatives de bobinages et de noyaux magnétiques permettant d'améliorer la compacité de nos dispositifs. Notamment, des composants innovants associant noyau magnétique de type "cadre multi-branche" et bobinage "tressé" sont introduits.

Le quatrième chapitre présente les impédances mesurées dans la gamme de fréquence [1kHz-100MHz] sur les composants toroïdaux détaillés dans le chapitre précédent. L'inductance de ces composants est stable jusqu'à des fréquences allant de 10MHz à 50MHz environ selon les épaisseurs employées. Notamment, les composants réalisés avec des couches épaisses de cuivre et de permalloy présentent une inductance de plus de $500nH$ stable (moins de 10% de variation relative) jusqu'à 10MHz, ainsi qu'un facteur de qualité maximal de l'ordre de 20 à 2MHz, ce qui nous permet ici encore de nous positionner de manière très compétitive par rapport à l'état de l'art et de valider le bon comportement dynamique des noyaux de type CAM. Un modèle semi-analytique permettant l'extrapolation de l'impédance à partir des simulations électrocinétiques et magnétostatiques est introduit et permet de mettre en évidence les différentes contributions physiques aux pertes dynamiques. Notamment, l'importance des effets de proximité est mise en évidence et une solution d'amélioration du facteur de qualité basée sur des topologies de type "cadre multi-branche avec bobinage tressé" utilisant des largeurs de spires variables est proposée et validée par la simulation.

Le cinquième chapitre développe des considérations sur les résonances magnétiques qui jusque là ont été négligées. Après avoir introduit les différentes contributions physiques aux propriétés des couches ferromagnétiques ainsi que la notions de structure en domaines magnétiques (et leur éventuelle influence sur les propriétés de nos composants), nous nous sommes appuyés sur le modèle de Landau-Lifchitz-Gilbert pour la modélisation de la résonance gyromagnétique. Ce modèle a ensuite été utilisé afin de discuter de la conception de composants inductifs de type solénoïde avec noyau magnétique devant fonctionner à des fréquences comprises entre 900MHz et 2GHz. Nous avons dans un premier temps optimisé des structures avec noyau magnétique ouvert en $FeHfN$ et en $CoFeHfN$ utilisant les champs déma-

gnétisants afin de décaler la résonance gyromagnétique vers les hautes fréquences. Puis, nous avons introduit des matériaux à couplage d'échange à base de $Fe_{65}Co_{35}$ et de $Mn_{80}Ir_{20}$ afin d'étudier l'intérêt éventuel de leur utilisation dans des noyaux magnétiques fermés. Ce travail nous a permis d'estimer les limites ultimes de tels composants et de mettre en avant la nécessité de l'utilisation de couches magnétiques d'épaisseurs supérieures à $1\mu m$ pour l'obtention simultanée de forts facteurs de qualité et de forts niveaux d'inductance ($Q > 20$ et $L > 5nH$).

Le sixième chapitre analyse les effets non linéaires de saturation magnétique pouvant survenir lorsque les matériaux sont soumis à de forts champs. Les résultats des mesures effectuées avec des courants de décalage de plusieurs centaines de milliampères sur les composants pour la conversion de puissance sont exposés. On trouve pour les composants toroïdaux une chute de 30% de l'inductance pour des courants de décalage typiquement compris entre $150mA$ et $200mA$, ainsi qu'une baisse sensible d'inductance dès de faibles valeurs de courants (de l'ordre de quelques dizaines de milliampères), ce qui constitue le principal défaut de nos structures. Ici encore, un modèle d'extrapolation très simple basé sur les équations de Landau-Lifchitz-Gilbert est introduit afin d'identifier les causes de la chute d'inductance en fonction d'un courant de décalage. Cette analyse nous permet de présager de l'intérêt des composants de type "cadre multi-branche avec bobinage tressé", ce qui est appuyé par des mesures de composants de type "cadre multi-branche" non optimisés dont certains présentent une inductance stable (moins de 10% de variation) jusqu'à $200mA$. L'intérêt du caractère atypique et asymétrique de l'anisotropie des matériaux à couplage d'échange pour des applications à forte densité d'énergie est également mis en évidence.

Le septième chapitre traite finalement du développement d'un nouveau concept de MEMS à inductance variable pour applications micro-ondes. Les spécifications prospectives sont présentées ainsi que les différents principes utilisables pour l'obtention d'une variation d'inductance. Un état de l'art critique des micro-inductances variables est ensuite exposé et permet de discuter les avantages et inconvénients des différents démonstrateurs présents dans la littérature. Nous proposons finalement un nouveau concept de MEMS à inductance variable utilisant une poutre piézoélectrique profilée afin de faire varier la perméabilité d'un noyau magnétique en jouant sur le couplage magnétoélastique. Des simulations électromécaniques couplées à des calculs de perméabilité dynamique sont ensuite utilisées afin de valider ce concept. On trouve notamment que l'utilisation d'une poutre piézoélectrique en PZT d'épaisseur $400nm$ et d'un noyau magnétique d'épaisseur de l'ordre de $100nm$ en $FeHfN$ peut permettre l'obtention de variations significatives (de l'ordre de 100%) d'inductance pour des tensions d'actionnement de l'ordre de $3.6V$ seulement. Cependant, si l'on utilise des noyaux magnétiques plus épais nécessaires à l'obtention de forts facteurs de qualité, les tensions d'actionnement nécessaires à l'obtention de variations d'inductance équivalentes sont bien supérieures.

Nous avons également pu dans le cadre de nos travaux ouvrir de nouvelles perspectives et déterminer des axes de développement ultérieurs potentiellement intéressants, que ce soit pour la conception, la réalisation ou l'analyse de composants inductifs intégrés.

8.2 Perspectives

8.2.1 Conception

Nous avons proposé au cours de nos travaux plusieurs topologies innovantes. Notamment, les composants de type "cadre multi-branche avec bobinage tressé", pouvant éventuellement inclure des spires de largeurs variables, semblent très prometteur. En effets, ce type de composant permet en principe l'obtention d'un compromis optimal entre niveau d'inductance, courant de saturation, résistance à basse fréquence et facteur de qualité. Néanmoins, la conception de ce type de composant tenant simultanément compte de tous ces aspects est un problème complexe. L'utilisation de méthodes avancées de conception (plans d'expériences, algorithmes génétiques, etc.) pourrait permettre de déterminer les véritables performances optimales de ces composants.

La méthode utilisée pour la simulation du MEMS à inductance variable constitue une approche simpliste du problème. Notamment, l'effet de l'inhomogénéité des contraintes appliquées ainsi que l'influence de ces dernières sur la structure en domaines magnétiques du noyau n'est pas prise en compte. De plus, nous avons volontairement éludé les aspects liés à la flexion ou au flambage de la poutre piézoélectrique. Or, la maîtrise de tous ces phénomènes pourrait permettre l'utilisation de tensions d'actionnement plus faibles.

Enfin, à l'avenir, les fréquences d'utilisation (et donc de conception) intéressantes des deux types de composant développé - composants pour la conversion de puissance et MEMS à inductance variable - pourraient être différentes de celles de celles que nous avons abordées dans le cadre de nos travaux. En effet, la tendance est à l'utilisation de fréquences de découpage toujours plus élevées pour la conversion de puissance continue-continue afin de permettre l'utilisation d'inductances de valeurs moindres. Cette tendance nous est favorable car elle nous permettrait de réaliser des composants pouvant supporter des courants plus élevés sans subir de saturation. En ce qui concerne l'inductance variable, nous avons vu que dans une gamme de fréquence comprise entre 900MHz et 2GHz il est difficile de concilier fort facteur de qualité et forte variation d'inductance tout en utilisant des tensions d'actionnement inférieures à 3.6V. Cependant, il existe d'autres applications utilisant des fréquences plus basses auxquelles notre concept de MEMS à inductance variable pourrait se révéler très performant.

8.2.2 Réalisation

Nous avons montré à plusieurs reprises la nécessité de l'utilisation de couches épaisses pour la réalisation de composants inductifs, et ce aussi bien pour le bobinage que pour le noyau magnétique. En effet, ces dernières permettent d'augmenter le facteur de qualité ainsi que le compromis entre niveau d'inductance et courant de saturation. Par conséquent, la maîtrise technologique des couches épaisses est une clef permettant d'améliorer toutes les caractéristiques de composants inductifs quelque soit l'application. Les couches épaisses de cuivre électrolysé ont déjà fait l'objet de nombreux travaux, ce qui n'est pas le cas des couches magnétiques. Ainsi, les futurs développements de matériaux magnétiques destinés à des composants inductifs (y compris les matériaux dédiés aux hautes fréquences) devront prendre en compte cet aspect de manière plus poussée.

En outre, des matériaux à forte aimantation pourront être intégrés dans les inductances pour la conversion de puissance afin d'améliorer la tenue en courant de ces composants. En ce qui concerne les applications à plus haute fréquence, une attention toute particulière devra être portée au phénomène d'amortissement gyromagnétique afin d'atteindre des facteurs de qualité élevés. Cependant, ces phénomènes d'amortissement sont encore mal compris.

La réalisation du MEMS a inductance a été discutée. Elle peut se révéler délicate mais reste possible. Toutefois, elle comporte un grand nombre de spécificités si bien que sa faisabilité devra être démontrée afin de valider définitivement le concept que nous proposons. En outre, le concept de l'utilisation d'une poutre piézoélectrique profilée reste très général et peu être utilisé pour un grand nombre d'applications autres que la réalisation de composants inductifs.

Enfin, la réalisation des démonstrateurs d'inductances pour la conversion de puissance a utilisé des options technologiques originales qui ont été validées et permettent une bonne compatibilité avec les outils issus de la micro-électronique. Ce dernier point rend possible un éventuel transfert de cette technologie dans l'optique d'une exploitation industrielle.

8.2.3 Analyse

Nous n'avons pour l'instant pas effectué de caractérisation de contraintes mécaniques. Or, l'effet de ces dernières est prédominant dans les limitations que nous pouvons rencontrer pour la réalisation de couches magnétiques épaisses. En effet, le dépôt de couches épaisses induit des contraintes dans les couches pouvant dégrader la planéité du substrat ou altérer les propriétés magnétiques de ces dernières. Par conséquent, le développement des procédés de dépôt doit absolument tenir compte de cet aspect. De même, une meilleure compréhension de ces phénomènes mécaniques pourrait être utilisée afin de modéliser fidèlement le comportement de notre MEMS à inductance variable.

Nous avons caractérisé de manière systématique les non-linéarités statiques résultant de la saturation d'inductances sous l'effet d'un courant de décalage continu. Cependant, nous n'avons mené qu'une étude théorique préliminaire très succincte sur l'effet de variations de courants de fortes amplitudes. Or, cet aspect sera important pour des applications liées à la conversion de puissance ou à l'émission de signaux pour les télécommunications.

Enfin, l'utilisation de forts courants (variables ou continus) induit un échauffement des composants par effet Joule pouvant profondément modifier leurs propriétés de manière réversible ou irréversible. Il est donc nécessaire de caractériser les propriétés thermiques des composants réalisés. Dans ce cadre, des procédures de caractérisation de la fiabilité de nos composants devront être établies.

Annexe A

Propriétés physiques des matériaux.

Sommaire

A.1 Matériaux magnétiques	219
A.1.1 Permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$	219
A.1.2 Alliage $FeHfN$	220
A.1.3 Alliage $CoFeHfN$	220
A.1.4 Matériau à couplage d'échange $Fe_{65}Co_{35}/Ir_{80}Mn_{20}$. . .	220
A.2 Matériaux conducteurs	221
A.2.1 Cuivre	221
A.2.2 Platine	221
A.2.3 Molybdène	221
A.3 Matériaux piézoélectriques et diélectriques	221
A.3.1 Nitrure d'Aluminium AlN	221
A.3.2 PZT (Zirconate Titanate de Plomb)	222
A.3.3 Silicium	222
A.3.4 Oxyde de Silicium SiO_2	222
A.3.5 BCB (bisBenzoCycloButène)	222

A.1 Matériaux magnétiques

A.1.1 Permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ [12]

Notation	Nom	Unité	Valeur
M_s	aimantation	T	1.0
H_K	champ d'anisotropie	$A \cdot m^{-1}$	440
γ	rapport gyromagnétique	$Hz \cdot m \cdot A^{-1}$	$2.21 \cdot 10^5$
α	facteur d'amortissement	$[\emptyset]$	$1.5 \cdot 10^{-2}$
σ	conductivité	$S \cdot m^{-1}$	$5 \cdot 10^6$

A.1.2 Alliage $FeHfN$ [18]

Notation	Nom	Unité	Valeur
M_s	aimantation	T	1.9
H_K	champ d'anisotropie	$A \cdot m^{-1}$	1600
γ	rapport gyromagnétique	$Hz \cdot m \cdot A^{-1}$	$2.21 \cdot 10^5$
α	facteur d'amortissement	$[\emptyset]$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
σ	conductivité	$S \cdot m^{-1}$	$8.3 \cdot 10^5$
λ_s	coefficient de magnétostriction	$[\emptyset]$	$2 \cdot 10^{-5}$
E	module d'Young	Pa	$2 \cdot 10^{11}$
ν	coefficient de Poisson	$[\emptyset]$	0.3

Remarque : les valeurs des modules d' Young et du coefficient de Poisson correspondent à celui d'alliage de type $FeTaN$ [250].

A.1.3 Alliage $CoFeHfN$ [21]

Notation	Nom	Unité	Valeur
M_s	aimantation	T	1.65
H_K	champ d'anisotropie	$A \cdot m^{-1}$	3600
γ	rapport gyromagnétique	$Hz \cdot m \cdot A^{-1}$	$2.37 \cdot 10^5$
α	facteur d'amortissement	$[\emptyset]$	$7 \cdot 10^{-3}$
σ	conductivité	$S \cdot m^{-1}$	$4.5 \cdot 10^5$
λ_s	coefficient de magnétostriction	$[\emptyset]$	$5 \cdot 10^{-5}$

Remarque : la valeur du coefficient de magnétostriction correspond à celle de l'alliage $Fe_{65}Co_{35}$ massif [247].

A.1.4 Matériau à couplage d'échange $Fe_{65}Co_{35}/Ir_{80}Mn_{20}$ [21]

Notation	Nom	Unité	Valeur
M_s	aimantation	T	2.35
H_K	champ d'anisotropie	$A \cdot m^{-1}$	4000
γ	rapport gyromagnétique	$Hz \cdot m \cdot A^{-1}$	$2.21 \cdot 10^5$
α	facteur d'amortissement	$[\emptyset]$	10^{-2}
J_{EX}	énergie de couplage	$J \cdot m^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$
T_{AF}	épaisseur des couches antiferromagnétiques	m	$8 \cdot 10^{-9}$

Remarque : la valeur du coefficient d'amortissement correspond à un ordre de grandeur typiquement constaté.

A.2 Matériaux conducteurs

A.2.1 Cuivre

- Conductivité cuivre électrolysé : $\sigma \approx 5 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ (ordre de grandeur typiquement constaté)
- Conductivité cuivre massif recuit : $\sigma \approx 5.8 \cdot 10^7 S \cdot m^{-1}$ (standard I.A.C.S.)

A.2.2 Platine

- Module d'Young : $E = 1.68 \cdot 10^{11} Pa$
- Coefficient de Poisson : $\nu = 0.38$

A.2.3 Molybdène

- Module d'Young : $E = 3.43 \cdot 10^{11} Pa$
- Coefficient de Poisson : $\nu = 0.31$

A.3 Matériaux piézoélectriques et diélectriques

A.3.1 Nitrure d'Aluminium AlN [251]

Notation	Nom	Unité	Valeur
ϵ_{11}	constantes diélectriques relatives	$[\emptyset]$	8
ϵ_{33}		$[\emptyset]$	9.5
e_{33}	coefficients piezoélectriques	$C \cdot m^{-2}$	1.55
e_{31}		$C \cdot m^{-2}$	-0.58
e_{15}		$C \cdot m^{-2}$	-0.48
c_{11}	constantes de raideur	Pa	$3.45 \cdot 10^{11}$
c_{12}		Pa	$1.25 \cdot 10^{11}$
c_{12}		Pa	$1.2 \cdot 10^{11}$
c_{33}		Pa	$3.95 \cdot 10^{11}$
c_{44}		Pa	$1.18 \cdot 10^{11}$
c_{66}		Pa	$1.10 \cdot 10^{11}$

A.3.2 PZT (Zirconate Titanate de Plomb) [252]

Notation	Nom	Unité	Valeur
ε_{11}	constantes diélectriques relatives	$[\emptyset]$	920
ε_{33}		$[\emptyset]$	830
e_{33}	coefficients piezoélectriques	$C \cdot m^{-2}$	15.8
e_{31}		$C \cdot m^{-2}$	-5.4
e_{15}		$C \cdot m^{-2}$	12.3
c_{11}	constantes de raideur	Pa	$1.86 \cdot 10^{11}$
c_{12}		Pa	$1.41 \cdot 10^{11}$
c_{12}		Pa	$1.47 \cdot 10^{11}$
c_{33}		Pa	$1.85 \cdot 10^{11}$
c_{44}		Pa	$0.22 \cdot 10^{11}$
c_{66}		Pa	$0.21 \cdot 10^{11}$

A.3.3 Silicium

- Permittivité diélectrique relative : $\varepsilon = 11.9$
- Conductivité : $\sigma = 0.1 S \cdot m^{-1}$ (substrat haute résistivité)

A.3.4 Oxide de Silicium SiO_2

- Permittivité diélectrique relative de l'oxyde PECVD : $\varepsilon \approx 5$ (ordre de grandeur constaté)
- Permittivité diélectrique relative de l'oxyde thermique : $\varepsilon \approx 3.9$ (ordre de grandeur constaté)

A.3.5 BCB (bisBenzoCycloButène)

- Permittivité diélectrique relative : $\varepsilon \approx 2.7$ (données Dow Chemical)

Remarque : il existe un problème de reproductibilité des propriétés diélectriques du BCB.

Annexe B

Les outils de simulation.

Sommaire

B.1	Calculs magnétostatiques et électrocinétiques	223
B.2	Calculs électrodynamiques	224
B.3	Calculs électromécaniques	225

La simulation par la méthode des éléments finis a été utilisée de manière intensive. Nous montrerons brièvement ici dans quel cadre et selon quelle méthode chaque logiciel a été utilisé.

B.1 Calculs magnétostatiques et électrocinétiques

Les logiciels CEDRAT FLUX et ANSOFT MAXWELL ont été utilisés pour les simulations magnétostatiques et électrocinétiques des composants inductifs. Le logiciel FLUX a été utilisé de deux manières :

1. Utilisation de bobines filaires : une formulation spéciale combinant potentiel magnétique scalaire et loi de Biot et Savart permet de définir des bobines traversées par un courant I hors de la géométrie, ce qui permet de définir plus facilement le problème et d'alléger les calculs. De plus, dans ce cas-ci seul le noyau magnétique nécessite un maillage fin. Ce mode de simulation a été utilisé lors de la phase de conception de la filière INFOVAL.
2. Utilisation de bobines maillées : cette fois-ci le bobinage est défini dans la géométrie. Il faut donc enchaîner une simulation électrocinétique en spécifiant des courants ou une différence de tensions aux niveau des pads de connexion du bobinage, puis une simulation magnétostatique utilisant les résultats du calcul électrocinétique comme terme source. Ce mode de simulation a été utilisé afin d'analyser les résultats expérimentaux à basse fréquence L_{DC} et R_{DC} . La résistance du bobinage est calculée d'après l'intégration des pertes Joule dans les zones conductrices.

Dans les deux cas l'inductance est calculée d'après l'énergie magnétostatique E_{MAG} selon la formule

$$L_{DC} = \frac{2 \cdot E_{MAG}}{I^2}. \quad (B.1)$$

En outre, les conditions aux limites importent peu car l'énergie magnétostatique est essentiellement confinée au niveau du noyau magnétique et du bobinage. On pourra donc indifféremment utiliser des conditions périodiques, antipériodiques, des conditions de Neumann (champ magnétique tangent) ou bien une boîte infinie aux limites du problème. Cependant, lorsque les perméabilités magnétiques et les facteurs de formes mis en jeu sont élevés, des problèmes de convergence de la méthode itérative de résolution du système linéaire (dans notre cas ICCG) pourront survenir. Il faudra donc modifier le maillage (dans la plupart des cas nous avons utilisé le mailleur extrusif qui se prête naturellement à nos topologies) afin de forcer la convergence du calcul. Ceci pourra être d'autant plus délicat que le critère de convergence de l'algorithme ICCG devra être fixé à de faibles valeurs (de l'ordre de 10^{-7}) car la comparaison avec l'expérience nous apprend que si ce critère est trop relâché le système peut converger vers une solution erronée.

Une version d'évaluation du logiciel MAXWELL a été utilisée afin de simuler des structures avec bobinage maillé dans les mêmes conditions que FLUX pour les simulations magnétostatiques. La seule différence réside dans le système de maillage. En effet, MAXWELL utilise un mailleur adaptatif utilisant exclusivement des éléments tétraédriques. Plusieurs résolutions sont donc nécessaires, mais le maillage est affiné seulement aux endroits où cela est utile. Nous avons exploité ce mailleur en fixant à 1% l'erreur relative sur le calcul d'énergie et à 20% le taux de raffinement du maillage entre deux pas du mailleur adaptatif. Les temps de calculs constatés sont, avec ces réglages, du même ordre de grandeur qu'avec FLUX.

B.2 Calculs électrodynamiques

Dans le chapitre 4, la méthode semi-analytique d'extrapolation des propriétés électrodynamiques de composants inductifs à partir de simulations électrocinétiques et magnétostatiques est décrite. Pour la mise en œuvre de cette méthode d'extrapolation, nous avons utilisé des routines Matlab afin d'automatiser les calculs. Nous avons également utilisé la simulation par la méthode des éléments finis.

Ainsi, le code EMXD [9] développé au laboratoire XLIM par Michel Aubourg a été utilisé pour la simulation d'inductances variables avec prise en compte de la résonance gyromagnétique selon un mode d'utilisation précédemment validé pour la simulation d'inductances de type spirale avec plans magnétiques en $FeHfN$ [253]. La lamination du noyau magnétique est prise en compte en affectant au $FeHfN$ une conductivité égale au centième de sa conductivité réelle. Les conditions aux limites utilisées sont de type court-circuit électrique pour les parties métalliques correspondant aux lignes de masse et de type court-circuit magnétique pour les parties diélectriques. Les deux accès coplanaires sont excités grâce à quatre accès localisés d'impédance 100Ω situés dans les entrefers entre la ligne d'accès et les plans de masse. La simulation permet donc l'extraction de paramètres S pour quatre ports. Il suffit ensuite d'utiliser les formules usuelles afin de convertir ces paramètres en deux ports d'impédance 50Ω (notés 1 et 2) puis de calculer la matrice d'admittance

complexe $[Y]$ telle que les amplitudes complexes des tensions V_1 et V_2 soient liées à celle des courants I_1 et I_2 d'après

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.2})$$

L'inductance équivalente L_s du dispositif ainsi que le facteur de qualité Q sont ensuite extraits à partir du terme Y_{11} d'après les relations

$$L_s = \Im \left(\frac{1}{Y_{11} \cdot \omega} \right) \quad (\text{B.3})$$

$$\text{et } Q = \frac{\Im(1/Y_{11})}{\Re(1/Y_{11})}. \quad (\text{B.4})$$

Il est possible d'extraire le facteur de qualité et l'inductance équivalente selon d'autres procédures. Cependant, dans le cas qui nous intéresse toutes ces méthodes aboutissent à des paramètres sensiblement identiques.

Des simulations électrodynamiques simplifiées ne tenant compte que des pertes dans le bobinage ont également été réalisées avec la version d'évaluation du logiciel ANSOFT MAXWELL afin d'optimiser un composant de type cadre à quatre branche avec bobinage tressé à section variable (figure 4.19). Mis à part la prise en compte des courants induits dans le bobinage, les conditions de simulation électrodynamique sont identiques à celles des calculs magnétostatiques.

B.3 Calculs électromécaniques

Nous avons utilisé le logiciel ANSYS pour les simulations électromécaniques des poutres piézoélectriques des MEMS à inductance variable. Des éléments de type SOLID5 ont été utilisés pour le maillage des parties piézoélectriques, et des éléments de type SOLID45 pour les éléments non piézoélectriques. Le comportement des matériaux piézoélectriques est anisotrope. On modélisera donc ces derniers à partir des tenseurs $[\varepsilon]$, $[c]$ et $[e]$ qui sont respectivement le tenseur de permittivité diélectrique relative tel que

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \cdot \vec{E}, \quad (\text{B.5})$$

avec \vec{D} et \vec{E} les vecteurs d'induction et de champ électrique, le tenseur de rigidité exprimé en Pa tel que (en notation réduite)

$$\begin{bmatrix} S_{xx} \\ S_{yy} \\ S_{zz} \\ S_{xy} \\ S_{yz} \\ S_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{66} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_{xx} \\ F_{yy} \\ F_{zz} \\ F_{xy}/2 \\ F_{yz}/2 \\ F_{xz}/2 \end{bmatrix}, \quad (\text{B.6})$$

avec $[F]$ le tenseur des déformations et $[S]$ le tenseur des contraintes, et le tenseur piézoélectrique direct exprimé en $C \cdot m^{-2}$ tel que (en notation réduite)

$$\begin{bmatrix} S_{xx} \\ S_{yy} \\ S_{zz} \\ S_{xy} \\ S_{yz} \\ S_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \vec{E}. \quad (\text{B.7})$$

Les tenseurs de permittivité, de rigidité et de piézoélectricité tiennent compte des invariances cristallines des matériaux piézoélectriques déposés en couches minces. On remarque que les notations utilisées ici considèrent que l'axe Oz est perpendiculaire au plan du substrat, et que dans le plan du substrat les axes Ox et Oy sont équivalents. Les autres matériaux sont considérés comme isotropes et leur comportement est décrit à partir de leurs modules d'Young et coefficients de Poisson. L'effet de la lamination du noyau magnétique sur les propriétés mécaniques est négligé. Une différence de potentiel électrique est appliquée aux bornes du matériau piézoélectrique en contact avec les électrodes. Les conditions aux limites mécaniques sont libres à l'exception des plans de symétrie où les déformations sont nulles perpendiculairement à ces plans, ainsi qu'à l'extrémité de la poutre où l'ensemble des déformations est nul.

Bibliographie

- [1] J.-P. Lazzari and R. Cuchet. A new magnetic flux tap for saturation control in planar siliconheads. *IEEE Transactions on Magnetics*, 31(6) :2690–2693, November 1995.
- [2] J.-P. Lazzari. Planar silicon heads/conventional thin film heads - recording behavior comparisons. *IEEE Transactions on Magnetics*, 32(1) :80–83, January 1996.
- [3] J.-P. Lazzari. Planar silicon heads for disc drive industry. In *International Conference on Solid State Sensors and Actuators, Chicago, 1997*.
- [4] J.-P. Lazzari, C. Pisella, and L. Tosi. A new sub-femto slider for mass production planar silicon heads. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(4) :1690–1692, July 1998.
- [5] A. Hozoi, J.P.J. Groenland, J.-B. Albertini, and J.C. Lodder. Novel profiling model and side effects of helical scan silicon heads. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(5) :1916–1918, September 2002.
- [6] K. Hallamasek, M. Boots, F. Souchon, R. Hida, M. Panabiere, J.-B. Albertini, and B. Viala. GMR head for helical-scan recording with a 5000-h head life. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :2387–2389, September 2003.
- [7] A. Hozoi, J.P.J. Groenland, J.-B. Albertini, and J.C. Lodder. Analysis of side writing asymmetry. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :2353–2355, September 2003.
- [8] A. Hozoi and J.C. Lodder. Recording performances of perfectly aligned HSS heads. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4) :2422–2424, July 2004.
- [9] Michel Aubourg. EMXD mode d’emploi. Document interne XLIM, 2004.
- [10] Jean-Philippe Michel. Simulation électromagnétique 3D de lignes coplanaires avec matériaux ferromagnétiques. Master, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2004.
- [11] Jean-Philippe Michel. Lignes coplanaires ferromagnétiques sur silicium pour applications micro-ondes. Diplôme de Recherche Technologique, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2006.
- [12] Rachid Hida. Étude du comportement dynamique de la perméabilité magnétique de microstructures élémentaires et de circuits fermés réalisés à partir de couches ferromagnétiques minces. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, 2004.

- [13] B. Viala, A.-S. Royet, R. Cuchet, M. Aïd, P. Gaud, O. Valls, M. Ledieu, and O. Acher. RF planar ferromagnetic inductors on silicon. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4) :1999– 2001, July 2004.
- [14] B. Viala, S. Couderc, A.-S. Royet, P. Ancey, and G. Bouche. Bidirectional ferromagnetic spiral inductors using single deposition. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3544– 3549, October 2005.
- [15] B. Viala, A.-S. Royet, and S. Couderc. Investigation of anomalous losses in thick Cu ferromagnetic spiral inductors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3583– 3585, October 2005.
- [16] B. Viala, G. Visentin, and P. Gaud. AF-biased CoFe multilayer films with FMR frequency at 5 GHz and beyond. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4) :1996– 1998, July 2003.
- [17] S. Couderc, B. Viala, P. Ancey, and G. Bouche. FeHfN and FeHfNO soft magnetic films for RF applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3319–3321, October 2005.
- [18] Sandrine Couderc. Étude de matériaux ferromagnétiques doux à forte aimantation et à résistivité élevée pour les radiofréquences. Applications aux inductances spirales planaires sur silicium pour réduire la surface occupée. Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2006.
- [19] Y. Lamy and B. Viala. Combination of ultimate magnetization and ultrahigh uniaxial anisotropy in CoFe exchange-coupled multilayers. *Journal of Applied Physics*, (97), 2005.
- [20] Y. Lamy, B. Viala, and I.L. Prejbeanu. Temperature dependence of magnetic properties of AF-biased CoFe films with high FMR. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3517– 3519, October 2005.
- [21] Yann Lamy. Matériaux magnétiques doux hétérogènes à combinaison d'aimantation élevée et de grande anisotropie utilisant le couplage d'échange, pour applications microondes. Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2006.
- [22] Paul H. Kydd. Composition and method for printing resistors, capacitors and inductors. US Patent 6 824 603, 2004.
- [23] S. Pranonsatit and S. Lucyszyn. Self-assembled screen-printed microwave inductors. *Electronics Letters*, 41(23) :1287– 1288, November 2005.
- [24] David Flynn, Anthony Toon, and Marc Desmulliez. Microscale magnetic components for the application of DC-DC converters operating in the 1-10MHz range. In *International Symposium on Electronics Materials and Packaging, Tokyo*, pages 192–198, 2002.
- [25] V. Ermolov, T. Lindström, H. Nieminen, M. Olsson, M. Read, T. Ryhanen, S. Silanto, and S. Uhrberg. Microreplicated RF toroidal inductor. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(1) :29– 37, January 2004.
- [26] Charles Q. Scrantom and James C. Lawsen. LTCC technology : where we are and where we're going. In *IEEE MTT-S Symposium on Technologies for Wireless Applications, Vancouver 1999*, 1999.

- [27] K.C. Eun, Y.C. Lee, B.G. Choi, D.J. Kim, and C.S. Park. L-band RF characteristics of LTCC embedded spiral inductors. In *3rd International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology*, pages 23–26, 2002.
- [28] C.-Y Kim, H.-J. Kim, and J.-R. Kim. An integrated LTCC inductor. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3556–3558, October 2005.
- [29] Stefan Stalf. Printed inductors in RF consumer applications. *IEEE Transactions on Consumer Electronics*, 47(34) :426–435, August 2001.
- [30] Matthias Ludwig, Maeve Duffy, Terence O’Donnell, Paul McCloskey, and Sean Cian O. Mathuna. Design study for ultraflat PCB-integrated inductors for low-power conversion applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :3193–3195, September 2003.
- [31] B.D.H. Tellegen. The gyrator, a new electric network element. *Philips Res. Rep.*, 3 :81–101, 1948.
- [32] S.-M. Oh, C.-W. Kim, and S.-G. Lee. A 74%, 1.56-2.71 GHz, wide-tunable LC-tuned VCO in 0.35 microns CMOS technology. *Microwave and Optical Technology Letters*, (37) :98–100, 2003.
- [33] Charles R. Sullivan, Satish Prabhakaran, Parul Dhagat, and Yuqin Sun. Thin-film inductors designs and materials for high-current low-voltage power. In *2nd International Symposium on High-Frequency Micromagnetic Devices and Materials*, pages 1–2, 2003.
- [34] Ji Chen and Juin J. Liou. On-chip spiral inductors for RF applications; an overview. *Journal of Semiconductor Technology and Science*, 4(3) :149–167, September 2004.
- [35] A. Kaiser. The potential of MEMS components for re-configurable RF interface in mobile communication terminals. In *Proceedings of the 27th Solid-State Circuits Conference*, pages 25–28, 2001.
- [36] Charles R. Sullivan and Seth R. Sanders. Microfabricated process for high-frequency power-conversion transformers. In *26th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, Atlanta*, volume 2, pages 658–664, 1995.
- [37] Joachim N. Burghartz, Mehmet Soyuer, and Keith A. Jenkins. Microwave inductors and capacitors in standard multilevel interconnect silicon technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 44(1) :100–104, January 1996.
- [38] Chong H. Ahn and Mark G. Allen. A new toroidal-meander type integrated inductor with a multilevel meander magnetic core. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(1) :73–79, January 1994.
- [39] H. Matsuki and H. Miyazawa, K. Nadehara, M. Yamaguchi, K. Murakami, and T. Yamamoto. Design of a miniaturized cloth inductor. *IEEE Transactions on Magnetics*, 25(5) :3994–3996, September 1989.
- [40] Nimit Chomnawang, Jeong-Bong Lee, and Wendell Alan Davis. Surface micromachined arch-shape on-chip 3-D solenoid inductors for high-frequency applications. *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems*, 2(2) :275–281, October 2003.

- [41] Etienne du Trémolet de Lacheisserie and al. *Magnétisme I : fondements*. Grenoble Sciences, 2001.
- [42] Louis Néel. Anisotropie magnétique superficielle et superstructures d'orientation. *Journal de Physique et le Radium*, 15(4) :225–239, avril 1954.
- [43] Isaac D. Mayergoyz. *Mathematical Models of Hysteresis and their Applications*. Elsevier, second edition, 2003.
- [44] G. Bertotti. *Hysteresis in magnetism*. Academic Press San Diego, 1998.
- [45] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, A 240 :599–642, May 1948.
- [46] Horst Hoffmann. Static wall coercive force in ferromagnetic thin films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 9(1) :17–21, March 1973.
- [47] Robert Bausière, Guy Sequier, and Francis Labrique. *Les convertisseurs de l'électronique de puissance. Volume 3, la conversion continu-continu*. Editions Tec et Doc, 1997.
- [48] R. F. Soohoo. Magnetic thin film inductors for integrated circuit application. *IEEE Transactions on Magnetics*, 15(6) :1803–1805, November 1979.
- [49] N. Saleh and A. Qureshi. Permalloy thin-film inductors. *Electronics Letters*, 6(26) :850–852, December 1970.
- [50] Jae Yeong Park, Suk H. Han, and Mark G. Allen. Batch-fabricated microinductors with electroplated magnetically anisotropic and laminated alloys cores. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(5) :4291–4300, September 1999.
- [51] Jae Yeong Park and Mark G. Allen. Integrated electroplated micromachined magnetic devices using low temperature fabrication processes. *IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing*, 23(1) :48–55, January 2000.
- [52] Mark G. Allen. MEMS technology for the fabrication of RF magnetic components. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :4291–4300, September 2003.
- [53] D. P. Arnold, Iulica Zana, Florent Cros, and Mark G. Allen. Vertically laminated magnetic cores by electroplating Ni-Fe into micromachined Si. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(4) :3060–3062, July 2004.
- [54] Chong H. Ahn and Mark G. Allen. A comparison of two micromachined inductors (bar- and meander-type) for fully integrated boost DC/DC power converters. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 11(2) :239–245, March 1996.
- [55] Chong H. Ahn and Mark G. Allen. Micromachined planar inductors on silicon wafers for MEMS applications. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 45(6) :866–876, December 1998.
- [56] Chong H. Ahn, Yong J. Kim, and Mark G. Allen. A fully integrated planar toroidal inductor with a micromachined nickel-iron magnetic bar. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology*, 32(3) :463–469, September 1994.

- [57] Ming Xu, Trifon M. Liakopoulos, and Chong H. Ahn. A microfabricated transformer for high-frequency power or signal conversion. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(4) :1369–1371, July 1998.
- [58] Chong H. Ahn and Mark G. Allen. A fully integrated surface micromachined magnetic microactuator with a multilevel meander magnetic core. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 2(1) :15–22, March 1993.
- [59] Jin-Woo Park, Florent Cros, and Mark G. Allen. A sacrificial layer approach to highly laminated magnetic cores. In *The Fifteenth IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, Las Vegas*, pages 380–383, 2002.
- [60] Jae Yeong Park and Mark G. Allen. New micromachined inductors on silicon substrates. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(5) :3073–3078, September 1999.
- [61] T. O’Donnell, N. Wang, M. Brunet, S. Roy, A. Connell, J. Power, S. C. O’Mathuna, and P. McCloskey. Thin film micro-transformers for future power conversion. In *Nineteenth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition, Dallas*, volume 2, pages 939–944, 2004.
- [62] Sean Cian O. Mathuna, Terence O’Donnell, Ningning Wang, and Karl Rinne. Magnetics on silicon : an enabling technology for power supply on chip. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 20(3) :585–592, May 2005.
- [63] Magali Brunet, Terence O’Donnell, Laurent Baud, Ningning Wang, Joe O’Brien, Paul McCloskey, and Sean C. O’Mathuna. Electrical performance of microtransformers for DC-DC converter applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(5) :3174–3176, September 2002.
- [64] N. Wang, T. O’Donnell, S. Roy, M. Brunet, P. McCloskey, and S. C. O’Mathuna. High-frequency micro-machined power inductors. *Journal of Magnetism and Magnetic Material*, (290-291) :1347–1350, 2005.
- [65] Magali Brunet, Terence O’Donnell, Joe O’Brien, Paul McCloskey, and Sean C. O’Mathuna. Thick photoresist development for the fabrication of high aspect ratio magnetic coils. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (12) :442–449, June 2002.
- [66] Magali Brunet. *Development of a technology platform for the fabrication of high performance micro-magnetic components*. PhD thesis, National University of Ireland, Cork, 2003.
- [67] M. Brunet, T. O’Donnell, A.M. Connell, P. McCloskey, and S.C. O’Mathuna. Electrochemical process for the lamination of magnetic cores in thin-film magnetic components. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 15(1) :94–100, February 2006.
- [68] Charles R. Sullivan and Seth R. Sanders. Design of microfabricated transformers and inductors for high-frequency power conversion. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 11(2) :228–238, March 1996.
- [69] Charles R. Sullivan and Seth R. Sanders. Measured performance of a high-power-density microfabricated transformer in a DC-DC converter. In *27th*

- Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, Baveno*, volume 1, pages 287–294, 1996.
- [70] Luca Daniel, Charles R. Sullivan, and Seth R. Sanders. Design of microfabricated inductors. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 14(4) :709–723, July 1999.
- [71] G. J. Mehas, K.D. Coonley, and Charles R. Sullivan. Design of microfabricated inductors for microprocessor power delivery. In *Fourteenth Annual Applied Power Electronics Conference and Exposition, Dallas*, volume 2, pages 1181–1187, 1999.
- [72] S. Prabhakaran, D.E. Kreider, Yu Lin, C.R Sullivan, and C G. Levey. Fabrication of thin-film V-groove inductors using composite magnetic materials. In *International Workshop on Integrated Power Packaging, Waltham*, pages 102–105, 2000.
- [73] S. Prabhakaran, Charles R. Sullivan, and Kapil Venkatachalam. Measured electrical performance of V-groove inductors for microprocessor power delivery. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :3190–3192, September 2003.
- [74] S. Prabhakaran, C.R Sullivan, Terence O’Donnell, Magali Brunet, and Saibal Roy. Microfabricated coupled inductors for DC-DC converters for microprocessor power delivery. In *35th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, Aachen*, pages 4467–4472, 2004.
- [75] Aaron Schultz and Charles R. Sullivan. Voltage converter with coupled inductive windings and associated methods. US Patent 6 362 986, 2002.
- [76] Jiankun Hu and Charles R. Sullivan. AC resistance of planar power inductors and the quasidistributed gap technique. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 16(4) :558–567, July 2001.
- [77] Y. Kobayashi, S. Ishibashi, K. Shirakawa, J. Toriu, H. Matsuki, and K. Murakami. New type micro cloth-inductor and transformer with thin amorphous wires and multi-thin coils. *IEEE Transactions on Magnetics*, 28(5) :3012–3014, September 1992.
- [78] K. Shirakawa, K.Y. Yamaguchi, M. Hirata, T. Yamaoka, F. Takeda, K. Murakami, and H. Matsuki. Thin film cloth-structured inductor for magnetic integrated circuit. *IEEE Transactions on Magnetics*, 26(5) :2262–2264, September 1990.
- [79] K. Shirakawa, H. Kurata, J. Toriu, H. Matsuki, and K. Murakami. A new planar inductor with magnetic closed circuit. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(6) :1336–1338, November 1991.
- [80] M. Yamaguchi, S. Arakawa, H. Ohzeki, Y. Hayashi, and K.I. Arai. Characteristics and analysis of a thin film inductor with closed magnetic circuit structure. *IEEE Transactions on Magnetics*, 28(5) :3015–3017, September 1992.
- [81] K.H. Kim, J. Kim, H.J. Kim, S.H. Han, and H.J. Kim. A megahertz switching DC/DC converter using FeBN thin film inductor. *IEEE Transactions on Magnetics*, 38(5) :3162–3164, September 2002.

- [82] K.H. Kim, D.W. Yoo, J.H. Jeong, J. Kim, S.H. Han, and H.J. Kim. Dual spiral sandwiched magnetic thin film inductor using Fe-Hf-N soft magnetic films as a magnetic core. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (239) :579–581, 2002.
- [83] T. Sato, H. Tomita, A. Sawabe, T. Inoue, T. Mizoguchi, and M. Sahashi. A magnetic thin film inductor and its application to a MHz switching DC-DC converter. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(2) :217–223, March 1994.
- [84] Y. Sasaki, S. Morita, T. Hatanai, A. Makino, T. Sato, and K. Yamasawa. High frequency soft magnetic properties of nanocrystalline Fe-(Co)-Hf-O films with high electrical resistivity and their application to micro DC-DC converter. *NanoStructured Materials*, 8(8) :1025–1032, 1997.
- [85] T. Sato, K. Yamasawa, H. Tomita, T. Inoue, and T. Mizoguchi. FeCoBN magnetic thin film inductor for MHz switching micro DC-DC converter. *Transactions IEE in Japan*, 121-D(1) :84–89, 2001.
- [86] M. Mino, T. Yachi, A. Tago, K. Yanagisawa, and K. Sakakibara. A new planar microtransformer for use in micro-switching converters. *IEEE Transactions on Magnetics*, 28(4) :1969–1974, July 1992.
- [87] M. Mino, T. Yachi, A. Tago, K. Yanagisawa, and K. Sakakibara. Planar microtransformer with monolithically-integrated rectifier diodes for micro-switching converters. *IEEE Transactions on Magnetics*, 32(3) :291–296, March 1996.
- [88] Y. Katayama, S. Sugahara, H. Nakazawa, and M. Edo. High-power-density MHz-switching monolithic DC-DC converter with thin-film inductor. In *IEEE 31st Annual Power Electronics Specialists Conference*, volume 3, pages 1485–1490, 2000.
- [89] H. Nakazawa, M. Edo, Y. Katayama, M. Gekinozu, S. Sugahara, Z. Hayashi, K. Kuroki, Eiichi Yonezawa, and Kazuo Matsuzaki. Micro DC/DC converter that integrates planar inductor on power IC. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(5) :3518–3520, September 2000.
- [90] Switching Power Magazine Vol. 5 Issue 4, 2004.
- [91] Ali Gahary. Fully integrated DC-DC converters. *Power Electronics Technology*, pages 24–27, August 2004.
- [92] E. J. Brandon, E. Wesseling, V. White, C. Ramsey, L. Del Castillo, and U. Kieneweg. Fabrication and characterization of microinductors for distributed power converters. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(4) :2049–2055, July 2003.
- [93] A. Richelli, L. Colalongo, and M. Quarantelli. A fully integrated inductor-based 1.8V-6V step-up converter. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 30(1) :242–245, January 2004.
- [94] R. J. Rassel, C. F. Hiatt, J. DeCramer, and S. A. Campbell. Fabrication and characterization of a solenoid-type microtransformer. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(1) :553–558, January 2003.
- [95] E.-J. Yun, M. Jung, C. I. Cheon, and H. G. Nam. Microfabrication and characteristics of low-power high-performance magnetic thin-film transformers. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(1) :65–70, January 2004.

- [96] Ghislain Troussier. Intégration de bobines sur silicium pour la conversion d'énergie. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2004.
- [97] Xiao-Yu Gao, Yong Zhou, Wen Ding, Ying Cao, Chong Lei, Ji-An Chen, and Xiao-Lin Zhao. Fabrication of ultralow-profile micromachined inductor with magnetic core material. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(12) :4397–4400, December 2005.
- [98] Xiao-Yu Gao, Ying Cao, Yong Zhou, Wen Ding, and Ji-An Chen. Fabrication of solenoid-type inductor with electroplated NiFe magnetic core. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (305) :207–211, 2006.
- [99] David Flynn and Marc Desmulliez. A comparison of various magnetic thin films for the application of microscale magnetic components. *Journal of physics : Conference Series. International MEMS Conference*, (34) :112–117, 2006.
- [100] Farid Amalou, Etienne L. Bornand, and Martin A. M. Gijs. Batch-type millimeter-size transformers for miniaturized power applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(4) :2999–2993, 2001.
- [101] M. Saidani, A. Meyer, and M. A. M. Gijs. Hybrid MEMS inductor for miniaturized autonomous power converter. In *16th Annual International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, Kyoto*, pages 586–589, 2003.
- [102] Jae Yeong Park, Laure K. Lagorce, and Mark G. Allen. Ferrite-based integrated planar inductors and transformers fabricated at low temperature. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33(5) :3322–3324, September 1997.
- [103] Jae Yeong Park and Mark G. Allen. Packaging-compatible microinductors and microtransformers with screen-printed ferrite using low temperature processes. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(4) :1366–1368, July 1998.
- [104] E. J. Brandon, E. E. Wesseling, V. Chang, and W. B. Kuhn. Printed microinductors on flexible substrates for power applications. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 26(3) :517–523, September 2003.
- [105] Jin-Woo Park, Jae Yeong Park, Yeun-Ho Joung, and Mark G. Allen. Fabrication of high current and low profile micromachined inductor with laminated Ni/Fe core. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 25(1) :106–111, March 2002.
- [106] Jae Yeong Park and Mark G. Allen. Ultralow-profile micromachined power inductors with highly laminated Ni/Fe cores : application to low-megahertz DC-DC converters. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :3184–3186, September 2003.
- [107] M. Duffy, S. O'Reily, T. O'Donnell, P. Friesen, P. McCloskey, and S. C. O'Mathuna. MCM-L integrated transformers for low power applications. In *IEEE 31st Annual Power Electronics Specialists Conference, Galway*, volume 1, pages 302–307, 2000.
- [108] Matthias Ludwig, Maeve Duffy, Terence O'Donnell, Paul McCloskey, and Sean Cian O. Mathuna. PCB integrated inductors for low power DC/DC converter. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 18(4) :937–945, July 2003.

- [109] Matthias Ludwig, Maeve Duffy, Terence O'Donnell, and Sean Cian O. Mathuna. PCB integrated inductors for low power DC/DC converter. In *Seventeenth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition, Dallas*, volume 1, pages 319–325, 2002.
- [110] Y. Fukuda, T. Inoue, T. Mizoguchi, S. Yatabe, and Y. Tachi. Planar inductor with ferrite layers for DC-DC converter. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(4) :2057–2061, July 2003.
- [111] Z. Hayashi, Y. Katayama, M. Edo, and H. Nishio. High-efficiency DC-DC converter chip size module with integrated soft ferrite. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :3058–3062, September 2003.
- [112] I. Sasada, T. Yamaguchi, K. Harada, and Y. Notohara. Planar inductors using NiZn ferrite thin plates and the application to high-frequency DC-DC converters. *IEEE Transactions on Magnetics*, 29(6) :3231–3233, November 1993.
- [113] Amikam Aharoni. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics*, 83(6) :3432–3434, March 1998.
- [114] V. Korenivki and R. B. van Dover. Magnetic film inductors for radio frequency applications. *Journal of Applied Physics*, (82) :5247–5254, November 1997.
- [115] E. W. Pugh, E. L. Boyd, and J. F. Freedman. Angle-of-incidence anisotropy in evaporated nickel-iron films. *IBM Journal*, pages 163–172, 1960.
- [116] R. E. Jones. Magnetic properties of Fe(N)/NiFe(N) sputtered on sloping surfaces. *IEEE Transactions on Magnetics*, 32(5) :4588–4590, September 1996.
- [117] Waseem A. Roshen and David. E. Turcotte. Planar inductors on magnetic substrates. *IEEE Transactions on Magnetics*, 24(6) :3213–3216, November 1988.
- [118] Christian Brosseau and Philippe Talbot. Effective magnetic permeability of Ni and Co micro- and nanoparticles embedded in a ZnO matrix. *Journal of Applied Physics*, (97) :104325, 2005.
- [119] John C. Slonczewski, Bojan Petek, and Bernell E. Argyle. Micromagnetics of laminated permalloy films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 24(3) :2045–2054, May 1988.
- [120] Philippe Toneguzzo, Guillaume Viau, Olivier Acher, Françoise Fiévet-Vincent, and Fernand Fiévet. Monodisperse ferromagnetic particles for microwave applications. *Advanced Materials*, 10(13) :1032–1035, 1998.
- [121] E. Sugawara, K. Yamaguchi, S. Furukawa, and F. Matsumoto. Soft magnetic properties of composite anisotropy CoNbZr/ceramics multilayers. *Journal of Applied Physics*, 73(10) :5580–5585, May 1993.
- [122] M. Frommberger, C. Schmutz, M. Tewes, J. McCord, W. Hartung, R. Losehand, and E. Quandt. Integration of crossed anisotropy magnetic core into toroidal thin-film inductor. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 53(6) :2096–2100, June 2005.
- [123] B. Orlando et B. Viala. Bobinage solénoïde annulaire, bobinage comportant plusieurs branches de bobinage et micro-inductance comportant l'un des bobinages. Demande de brevet EN 06 09274, 23 octobre 2006.

- [124] B. Orlando et B. Viala. Noyau magnétique fermé en forme de spirale et micro-inductance intégrée comportant un tel noyau magnétique fermé. Demande de brevet EN 06 09714, 7 novembre 2006.
- [125] B. Orlando et B. Viala. Micro-inductance intégrée comportant un noyau magnétique fermé de type multi-branche. Demande de brevet EN 06 09273, 23 octobre 2006.
- [126] A. von der Weth and J. Aktaa. Numerical inductor optimization. *Transactions of the Magnetic Society of Japan*, 2(5) :361–366, 2002.
- [127] R. L. Stoll. *The analysis of eddy currents*. Clarendon Press, Oxford, 1974.
- [128] Jiri Lammeraner and Milos Staff. *Eddy currents*. Illiffe Books Ltd., London, 1966.
- [129] Franck G. Brockman, P. H. Dowling, and Walter G. Steneck. Dimensional effects resulting from a high dielectric constant found in a ferromagnetic ferrite. *Physical Review*, 77(1) :85–93, January 1950.
- [130] Peter Hahne, Rainer Dietz, Bernd Rieth, and Thomas Weiland. Determination of anisotropic conductivity of laminated cores for numerical computation. *IEEE Transactions on Magnetics*, 32(3) :1184–1187, May 1996.
- [131] S. M. Rytov. Electromagnetic properties of a finely stratified medium. *Soviet Physics JETP*, 2(3) :466–475, May 1956.
- [132] Loyal Vivian Bewley. *Two-dimensional fields in electrical engineering*. Dover Publications, New York, 1963.
- [133] A. Press. Resistance and reactance of massed rectangular conductors. *Physical Review*, 8(4) :417–422, 1916.
- [134] P. L. Dowell. Effects of eddy currents in transformer windings. *Proceedings of IEE*, 113(8) :1387–1394, August 1966.
- [135] J.M. Boggetto, Y. Lembeye, Y. Ferrieux, and J.P. Kéradec. Copper losses in power integrated inductors on silicon. In *Conference Record of the Industry Applications Conference, 37th IAS Annual Meeting*, volume 2, pages 977–983, 2002.
- [136] William B. Kuhn and Nouredin M. Ibrahim. Analysis of current crowding effects in multiturn spiral inductors. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(1) :31–38, January 2001.
- [137] M. Gyimesi, D. Lavers, T. Pawlak, and D. Ostergaard. Biot-savart integration for bars and arcs. *IEEE Transactions on Magnetics*, 29(6) :2389–2391, November 1993.
- [138] Ion R. Ciric. Simple analytical expressions for the magnetic field of current coils. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(1) :669–673, January 1991.
- [139] B. Orlando, A.-S. Royet, and B. Viala. Fast analysis of proximity effects in integrated inductors with high-permeability magnetic material. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(10) :3371–3373, October 2006.
- [140] J. M. Lopez-Villegas, J. Samitier, C. Cane, P. Losantos, and J. Bausells. Improvement of the quality factor of RF integrated inductors by layout optimization. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 48(1) :76–83, January 2000.

- [141] B. Orlando et B. Viala. Bobinage solénoïde optimisé. Demande de brevet EN 06 10521, 1 décembre 2006.
- [142] Horst Hoffmann. Quantitative calculation of the magnetic ripple of uniaxial thin permalloy films. *Journal of Applied Physics*, 35(6) :1790–1798, June 1964.
- [143] Horst Hoffmann. Theory of magnetization ripple. *IEEE Transactions on Magnetics*, 4(1) :32–38, March 1968.
- [144] J. A. Osborn. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Physical Review*, 67(11-12) :351–357, June 1945.
- [145] Nobuo Saito, Hideo Fujiwara, and Yutaka Sugita. A new type of magnetic domain structure in negative magnetostriction Ni-Fe films. *Journal of the Physical Society of Japan*, 19(7) :1116–1125, July 1964.
- [146] Yoshimasa Murayama. Micromagnetics on stripe domains. I. critical cases. *Journal of the Physical Society of Japan*, 21(11) :2253–2266, November 1966.
- [147] E. Moraitakis, L. Kompotiatis, M. Pissas, and D. Niarchos. Permeability measurements of permalloy films with a broad band stripline technique. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (222) :168–174, 2000.
- [148] Neil Smith. Dynamic domain model for magnetic thin films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(2) :729–741, March 1991.
- [149] Rachid Hida et Bernard Viala. Circuit magnétique fermé pour applications dynamiques à haute fréquence et procédé de fabrication d'un tel circuit magnétique. Demande de brevet EN 0607924, 11 septembre 2006.
- [150] T.L. Gilbert. A lagrangian formulation of gyromagnetic equation of the magnetic field. *Physical Review*, (100) :1243, 1955.
- [151] Damien Pain. Relation entre les propriétés magnétiques statiques et les propriétés en hyperfréquence de couches minces ferromagnétiques. Thèse de Doctorat, Université de Versailles Saint-Quentin en Yvelines, 1999.
- [152] C. Serpico, I. D. Mayergoyz, and G. Bertotti. Analytical solutions of landaulifshitz equation for precessional switching. *Journal of Applied Physics*, 93(10) :6909–6911, May 2003.
- [153] G. Perrin, J. C. Peuzin, and O. Acher. Control of the resonance frequency of soft ferromagnetic amorphous thin films by strip patterning. *Journal of Applied Physics*, 81(8) :5166–5168, April 1997.
- [154] J. Nogués and Ivan K. Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (192) :203–232, 1999.
- [155] A.E. Berkowitz and Kentaro Takano. Exchange anisotropy - a review. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (200) :552–570, 1999.
- [156] B. Orlando, A.-S. Royet, Y. Lamy, and B. Viala. Evaluation of exchange-biased magnetic materials for high density GHz toroidal integrated inductors. *Journal of the Magnetics Society of Japan*, 30(6-1) :519–522, November 2006.
- [157] M. C. Weber, H. Nembach, B. Hillebrands, M. J. Carey, and J. Fassbender. Real-time evidence of two-magnon scattering in exchange-coupled bilayers. *Journal of Applied Physics*, 99(8), 2006.

- [158] Anne-Sophie Royet et Bernard Viala. Simulation électromagnétique 3D d'inductances planaires avec matériaux à perméabilité élevée. Rapport Interne CEA-LETI, 2002.
- [159] C. Neagoe and F. Ossart. Analysis of convergence in nonlinear magnetostatic finite element problems. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(5) :2865–2868, September 1994.
- [160] Makoto Sonehara, Takasugi Sugiyama, Toshiro Sato, Kiyohito Yamasawa, and Yoshimasa Miura. Preparation and characterization of Mn-Ir/Fe-Si exchange-coupled multilayer film with Ru underlayer for high-frequency applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(10) :3511–3513, October 2005.
- [161] M. Sonehara, T. Sugiyama, T. Ishikawa, K. Inagaki, T. Sato, K. Yamasawa, and Y. Miura. Relation between microwave complex permeability and ferromagnetic Fe-Si layer thickness in Mn-Ir/Fe-Si exchange coupled film. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(10) :2984–2986, October 2006.
- [162] Sylvain Colomb. Capacités variables MEMS et ferroélectriques : étude marketing. Document interne CEA/DRT/VALO/BEM, Avril 2006.
- [163] A.P. Dorey and J.H. Moore. *Advances in actuators*. Sensors Series, IOP Publishing, 1995.
- [164] Orphée Cugat (Rédacteur en Chef). *Micro-actionneurs électromagnétiques MAGMAS*. Collection EGEM, Hermès, Lavoisier, 2002.
- [165] Orphée Cugat (Rédacteur en Chef). *Micro-actionneurs électroactifs*. Collection EGEM, Hermès, Lavoisier, 2002.
- [166] Jumana Boussey (Guest Editor). *Microsystems technology fabrication, test and reliability - MIGAS'02*. Lavoisier, 2002.
- [167] M. T. A. Saif. On a tunable bistable MEMS - theory and experiment. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9(2) :157–170, June 2000.
- [168] Hervé Rostaing. Conception, modélisation et fabrication d'un micro-actionneur bistable, hors-plan et magnétique. Thèse de Doctorat à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [169] S.O. Choi, Y.K. Yoon, and M.G. Allen. A tunable capacitor using an immiscible bifluidic dielectric. In *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pages 873–876, 2004.
- [170] Christophe Zinck. Technologie et caractérisation de films minces piézoélectriques pour la réalisation de micro-systèmes. Thèse de doctorat à l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [171] S.J. Gross, S. Tadigadapa, T. N. Jackson, S. Trolier-McKinstry, and Q. Q. Zhang. Lead-zirconate-titanate-based piezoelectric micromachined switch. *Applied Physics Letter*, 83(1) :174–176, July 2003.
- [172] François Chapuis. Conception, réalisation et caractérisation de commutateurs à actionnement piézoélectrique. Thèse de Doctorat à l'Université de Franche-Comté, Besançon, 2007.

- [173] Shifang Zhou, Xi-Qing Sun, and William N. Carr. A micro variable inductor chip using MEMS relays. In *International Conference on Solid-State Sensors and Actuators TRANSDUCERS'97, Chicago*, pages 1137–1140, 1997.
- [174] Shifang Zhou, Xi-Qing Sun, and William N Carr. A monolithic variable inductor network using microrelays with combined thermal and electrostatic actuation. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (9) :45–50, 1999.
- [175] Piljae Park, Cheon Soo Kim, Mun Yang Park, Sung Do Kim, and Hyun Kyu Yu. Variable inductance multilayer inductor with MOSFET switch control. *IEEE Electron Device Letters*, 25(3) :144–146, March 2004.
- [176] S. Balachandran, B. Lakshminarayanan, T. Weller, and M. Smith. MEMS tunable planar inductors using DC-contact switches. In *34th European Microwave Conference*, volume 2, pages 713–716, 2004.
- [177] Yo-Sheng Lin, Jia-Lun Chen, and Ke-Hou Chen. Variable inductance planar spiral inductors and CMOS wideband amplifiers with inductive peaking. *Microwave and optical technology letters*, 47(4) :305–309, November 2005.
- [178] Takeshi Ikeda, Susumu Okamura, and Akira Okamoto. Variable inductance element. European Patent EP0654802, 1995.
- [179] Mau Chung F. Chang, Henry O. Marcy, Deepak Mehrotra, Kenneth D Pedrotti, David R. Pehlke, Charles W. Seabury, Jun J. Yao, James L. Bartlett, and J. L. Julian Tham. Integrated tunable inductance network and method. US Patent US005872489, 1999.
- [180] Qing Ma, Peng Cheng, and Valluri Rao. Tunable inductor using microelectromechanical switches. US Patent US 2002/0190835, 2002.
- [181] Kazuaki Kunihiro. Variable capacitor and a variable inductor. US Patent US 2003/0063427, 2003.
- [182] Cheon Soo Kim, Pil Jae Park, Mun Yang Park, and Hyun Kyu Yu. Stacked variable inductor. US Patent US 2004/0140528, 2004.
- [183] Darryl Jessie. Variable inductor for integrated circuit and printed circuit board. PCT Patent WO 2005/034239, 2005.
- [184] Curtis Leifso and James W. Haslett. Active tunable inductor. US Patent US6211753, 2001.
- [185] Christopher A. Gill. Three-terminal, tunable active inductor. US Patent US2006/0044099, 2006.
- [186] Rajarshi Mukhopadhy, Sebastien Nuttinck, Sang-Hyun Woo, Jong-Han Kim, Seong-Soo Lee, Chang-Ho Lee, and Joy Laskar. Tunable active inductor. US Patent US 2006/0170523, 2006.
- [187] Japanese Patent JP 2-69910, 1990.
- [188] Japanese Patent JP 2-228008, 1990.
- [189] Japanese Patent JP 3-19305, 1991.
- [190] Cornelis T. Veenendaal. Wideband tunable monolithic inductor. European Patent EP0443173, 1994.

- [191] Joseph N. Maguire and Joseph A. Zennamo JR. Tunable inductor. US Patent US 2003/0128092, 2003.
- [192] Joseph Hulanicki and Ronald Barry Zmood. Electrically-variable inductor. European Patent EP0246377, 1987.
- [193] Ira B. Goldberg, Jane H. Hanamoto, Charles S. Hollingsworth, and Ted M. McKinney. Magnetically variable inductor for high power audio and radio frequency applications. US Patent US005450052, 1995.
- [194] Leopold J. Johnson. Current controlled variable inductor. US Patent US005426409, 1995.
- [195] Donna Angotti. Variable inductor. PCT Patent WO 99/60585, 1999.
- [196] John E. Poniatowski and John W. Walkinshaw. Variable inductor. US Patent US 2004/0239463, 2004.
- [197] Espen Haugs and Frank Strand. Variable inductor. UK Patent GB2407214, 2005.
- [198] Russell E. Hammond, Edwards F. Rynne, and Leopold J. Johnson. Voltage controlled variable inductor. US Patent US005999077, 1999.
- [199] Frank D. Ferraiolo, David P. Pagnani, and Peter R. Tomaszewski. Tunable inductor. US Patent US005239289, 1993.
- [200] David Wilfred Johnson Jr., David A. Norte, and John Thomson Jr. Stackable, passively-tunable, cost-reduced inductor. US Patent US005877666, 1999.
- [201] James Martin Armfield and Kevin James Frasier. Tunable surface mount toroidal inductor. US Patent US006292081, 2001.
- [202] Naoki Iida and Mashahiko Kawaguchi. Three-terminal variable inductor. US Patent US 2001/0035808, 2001.
- [203] Yuichi Ichikawa, Kouichirou Sagawa, and Masahiko Oshimura. Variable inductive element, multilayer substrate with built-in variable inductive element, semiconductor chip, and chip variable inductive element. PCT Patent WO 2004/021374, 2001.
- [204] Takashi Fukushige, Yoshisato Yokoyama, Seiichi Hata, Kazuya Masu, and Akira Shimokohbe. Fabrication and evaluation of an on-chip variable inductor. *Microelectronic Engineering*, (67-68) :582–587, 2003.
- [205] Yoshisato Yokoyama, Takashi Fukushige, Seiichi Hata, Kazuya Masu, and Akira Shimokohbe. On-chip variable inductor using microelectromechanical systems technology. *Japanese Journal of Applied Physics*, 42(1-4B) :2190–2192, April 2003.
- [206] Kazuya Masu, Akira Shimokohbe, Seiichi Hata, Yoshio Sato, and Fumio Yamagishi. Variable inductor and method for adjusting inductance of same. US Patent US 2004/0090298, 2004.
- [207] J. M. Dell, K. Winchester, C. A. Musca, J. Antoszewski, and L. Faraone. Variable MEMS-based inductors fabricated from PECVD silicon nitride. In *Conference on Optoelectronics and Microelectronics Materials and Devices*, pages 567–570, 2002.

- [208] L. Fan, R. T. Chen, A. Nespola, and M. C. Wu. Universal MEMS platforms for passive RF components : suspended inductors and variable capacitors. In *The Eleventh Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems, MEMS 98 Heidelberg*, pages 29–33, 1998.
- [209] V. M. Lubecke, B. Barber, E. Chan, D. Lopez, and P. Gammet. Self-assembling MEMS variable and fixed RF inductors. In *Asia-Pacific Microwave Conference*, pages 201–204, 2000.
- [210] Bradley P. Barber, Peter L. Gammel, and Victor M. Lubecke. Article comprising a variable inductor. US Patent US006184755, 2001.
- [211] Victor M. Lubecke, Bradley Barber, Edward Chan, Daniel Lopez, Mihal E. Gross, and Perter Gammel. Self-assembling MEMS variable and fixed RF inductors. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(11) :2093–2098, November 2001.
- [212] V. M. Lubecke, B. P. Barber, and L. A. Fetter. High-Q MEMS for wireless integrated circuits. In *5th International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services*, pages 203–209, 2001.
- [213] Imed Zine-El-Abidine, Michal Okoniewski, and John G. McRory. A new class of tunable RF MEMS inductor. In *International Conference on MEMS, NANO and Smart Systems*, pages 114–115, 2003.
- [214] I. Zine-El-Abidine, M. Okoniewski, and J. G. McRory. A tunable RF MEMS inductor. In *International conference on MEMS, NANO and Smart Systems*, pages 636–638, 2004.
- [215] I. Zine-El-Abidine, M. Okoniewski, and J. G. McRory. RF MEMS tunable inductor. In *15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, MIKON-2004*, pages 817–819, 2004.
- [216] I. Zine-El-Abidine, M. Okoniewski, and J. G. McRory. RF MEMS tunable inductor using bimorph actuators. In *International conference on MEMS, NANO and Smart Systems*, pages 436–437, 2005.
- [217] Imed Zine-El-Abidine, Michal Okoniewski, and John G. McRory. Tunable radio frequency MEMS inductors with thermal bimorph actuators. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (15) :2063–2068, 2005.
- [218] C.M. Tassetti, G. Lissorgues, and J.P. Gilles. Tunable RF MEMS microinductors for future communication systems. In *Proceedings of the 2003 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, volume 1, pages 514–545.
- [219] Charles-Marie Tassetti, Gaëlle Lissorgues, Jean-Paul Gilles, and Pierre Nicole. New tunable MEMS inductors design for RF and microwave applications. In *MEMS WAVE 2004*.
- [220] Charles-Marie Tassetti, Gaëlle Lissorgues, and Jean-Paul Gilles. New tunable RF MEMS microinductors design. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2004(14) :S17–S22, 2004.
- [221] Charles-Marie Tassetti, Gaëlle Lissorgues, and Jean-Paul Gilles. Reconfigurable RF systems based on tunable MEMS inductors. In *34th European Microwave Conference - Amsterdam 2004*, pages 1165–1167.

- [222] C.-M. Tassetti, M. Bensetti, G. Lissorgues, J.-P. Gilles, Y. Le Bihan, C. Marchand, and P. Nicole. Design, modeling and measurement of tunable MEMS inductors. In *Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS and MOEMS, Montreux*, pages 259–263, 2004.
- [223] H. Sugawara, H. Ito, K. Okada, K. Itoi, M. Sato, H. Abe, T. Ito, and K. Masu. High-Q variable inductor using redistributed layers for Si RF circuits. In *2004 Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems Digest of Papers*, pages 187–190.
- [224] Hirotaka Sugawara, Yoshiaki Yoshihara, Hiroyuki Ito, Kenichi Okada, and Kazuya Masu. Wide-range RF variable inductor on Si CMOS chip with MEMS actuator. In *34th European Microwave Conference - Amsterdam 2004*, pages 701–704.
- [225] K. Okada, H. Sugawara, H. Ito, K. Itoi, M. Sata, H. Abe, T. Ito, and K. Masu. On-chip high-Q variable inductor using wafer-level chip-scale package technology. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 53(9) :2401–2406, September 2006.
- [226] D. R. Pehlke, A. Burstein, and M. F. Chang. Extremely high-Q tunable inductor for Si-based RF-integrated circuit applications. In *International Electron Devices Meeting, Technical Digest*, pages 63–66, 1997.
- [227] David R. Pehlke, Amit Burstein, and Mau Chung F. Chang. Integrable high-Q tunable capacitor and method. US Patent US005994985, 1999.
- [228] N. Sarkar, D. Yan, M. Ellis, E. Horne, J.B. Lee, H. Lu, R. Mansour, A. Nallani, and G. Skidmore. Microassembled tunable MEMS inductor. In *18th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, pages 183–186.
- [229] W-P. Shih, Z. Li, D. T. McCormick, N. C. Tien, and C. Y. Hui. Tunable solenoid microinductors utilizing permalloy electro-thermal vibromotors. In *17th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, pages 793–796, 2004.
- [230] N. C. Tien. Tunable RF MEMS elements. In *7th International Conference on Solid-State and Integrated Circuits Technology*, volume 3, pages 1672–1673, 2004.
- [231] Nabil Saleh. Variable microelectronic inductors. *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology*, 1(1) :118–124, 1978.
- [232] Marina Vroubel, Yan Zhuang, Behzad Rejaei, and Joachim N. Burghartz. Integrated tunable magnetics RF inductor. *IEEE Electron Device Letters*, 25(12) :787–789, December 2004.
- [233] A. S. Logginov, A. P. Pyatakov, and A. K. Zvezdin. Magnetodielectrics : new type of tunable materials for microwave technique and spintronics. In *Proceedings of the SPIE*, volume 5955, pages 56–65, 2005.
- [234] Étienne du Trémolet de Lacheisserie. *Magnetostriction : theory and applications of magnetoelasticity*. CRC Press, London, 1993.

- [235] M. Frommberger, Ch. Zanke, A. Ludwig, M. Tewes, and E. Quandt. Processing and application of magnetoelastic thin films in high-frequency devices. *Microelectronics Engineering*, 67-68 :588–594, 2003.
- [236] Alfred Ludwig, Michael Frommberger, Michael Tewes, and Eckhard Quandt. High-frequency magnetoelasticity magnetoelastic multilayer thin films and applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(5) :3062–3067, September 2003.
- [237] K. L. Arai, C. S. Muranaka, and M. Yamaguchi. A new hybrid device using magnetostrictive amorphous films and piezoelectric substrate. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(2) :916–918, March 1994.
- [238] B. Viala et S. Hentz B. Orlando. Dispositif magnétique intégré contrôlé piézoélectriquement. Demande de brevet EN 06 07966, 12 septembre 2006.
- [239] Normes AFNOR sur les éprouvettes de traction NF EN 10002-1 et NF EN ISO 377.
- [240] Zheng Cui and Ron A. Lawes. A new sacrificial layer process for the fabrication of micromechanical systems. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (7) :128–130, 1997.
- [241] K. Walsh, J. Norville, and Yu-Chong Tai. Photoresist as a sacrificial layer by dissolution in acetone. In *The 14th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, Interlaken*, pages 114–117, 2001.
- [242] J. Bühler, F.-P. Steiner, and H. Baltes. Silicon dioxide sacrificial layer etching in surface micromachining. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (7) :R1–R13, 1997.
- [243] J. Anguita and F. Briones. HF/H_2O vapor etching of SiO_2 sacrificial layer for large-area surface-micromachined membranes. *Sensors and Actuators A*, (64) :247–251, 1998.
- [244] G. Este and W. D. Westwood. Stress control in reactively sputtered AlN and TiN films. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 5(4) :1892–1897, July/August 1987.
- [245] E. Iborra, J. Olivares, M. Clement, L. Vergara, A. Sanz-Hervas, and J. Sangrador. Piezoelectric properties and residual stress of sputtered AlN thin films for MEMS applications. *Sensors and Actuators, A Physical*, (115) :501–507, 2004.
- [246] Shegbo Lu, CHangming Zuo, Huizhong Zeng, Wen Huang, and Hong Ji. Residual stress and structure characteristics in PZT ferroelectric thin films annealed at different ramp states. *Materials Letters*, (60) :255–260, 2006.
- [247] Richard M. Bozorth. *Ferromagnetism*. IEEE Press, New York, 1993.
- [248] L. Alberts and E.W. Lee. Magnetostriction in antiferromagnetic nickel oxide. *Proceedings of the Physical Society*, 78(5) :728–733, 1961.
- [249] William E. Bird. Fully integrated tuneable spin torque device for generating an oscillating signal and method for tuning such apparatus. PCT Patent WO 2005/064783, 2005.

- [250] B. Viala, M. K. Minor, and J. A. Barnard. Microstructure and magnetism in FeTaN films deposited in the nanocrystalline state. *Journal of Applied Physics*, 80(7) :3941–3956, October 1996.
- [251] K. Tsubouchi, K. Sugai, and N. Mikoshiba. AlN materials constants evaluation and SAW properties on AlN/Al_2O_3 and AlN/Si . In *Ultrasonics Symposium*, pages 375–380, 1981.
- [252] Christopher J. Morris and Fred K. Forster. Optimization of a circular piezoelectric bimorph for a micropump driver. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (10) :459–465, 2000.
- [253] Benjamin Thérond. Simulations électromagnétique 3D d’une inductance plane avec matériaux magnétiques doux à forte perméabilité. Master, Université de Limoges, 2003.

Production scientifique

Publications

- A.-S. Royet, B. Viala, S. Couderc and B. Orlando, *Investigation of proximity effects in ferromagnetic inductors with different topologies : modelling and solutions*, Transactions of the Magnetics Society of Japan, vol. 5 no. 4, pp. 144-147, November 2005. Présentation orale à MMDM3 2005 par A.-S. Royet , Sendai, Japan.
- B. Orlando, A.-S. Royet and B. Viala, *Fast analysis of proximity effects in integrated inductors with high-permeability magnetic material*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 42 no. 10, pp. 3371-3373, October 2006. Présentation orale à INTERMAG 2006, San Diego CA, United States.
- B. Orlando, R. Hida, R. Cuchet, M. Audoin, B. Viala, D. Pellissier-Tanon, X. Gagnard and P. Ancey, *Low-resistance integrated toroidal inductor for power management*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 42 no. 10, pp. 3374-3376, October 2006. Présentation orale à INTERMAG 2006, San Diego CA, United States.
- B. Orlando, A.-S. Royet, Y. Lamy and B. Viala, *Evaluation of exchange-biased magnetic materials for high density GHz toroidal integrated inductors*, Journal of the Magnetics Society of Japan, vol. 30 no. 6-1, pp. 519-522, November 2006. Présentation orale à MMDM4 2006, San Diego CA, United States.

Brevets

- B. Orlando, B. Viala et S. Hentz, *Dispositif magnétique intégré contrôlé piézo-électriquement*, Demande de brevet EN 06 07966, 12 septembre 2006.
- B. Orlando et B. Viala, *Micro-inductance intégrée comportant un noyau magnétique fermé de type multi-branche*, Demande de brevet EN 06 09273, 23 octobre 2006.
- B. Orlando et B. Viala, *Bobinage solénoïde annulaire, bobinage comportant plusieurs branches de bobinage et micro-inductance comportant l'un des bobinages*, Demande de brevet EN 06 09274, 23 octobre 2006.
- B. Orlando et B. Viala, *Noyau magnétique fermé en forme de spirale et micro-inductance intégrée comportant un tel noyau magnétique fermé*, Demande de brevet EN 06 9714, 7 novembre 2006.
- B. Orlando et B. Viala, *Bobinage solénoïde optimisé*, Demande de brevet EN 06 105221, 1 décembre 2006.

**CONCEPTION, RÉALISATION ET ANALYSE DE MICRO-INDUCTANCES
INTÉGRÉES AVEC MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES DOUX.
APPLICATIONS AUX INDUCTANCES POUR LA CONVERSION DE PUISSANCE
CONTINUE-CONTINUE ET AUX INDUCTANCES VARIABLES MEMS POUR
CIRCUITS MICRO-ONDES RECONFIGURABLES.**

Notre objectif est d'exploiter au mieux les matériaux magnétiques pour la réalisation d'inductances. Deux applications sont visées : la conversion de puissance DC-DC et les inductances variables pour les micro-ondes. Un procédé de fabrication d'inductances toroïdales intégrées incluant un bobinage solénoïde en cuivre électrolysé et un noyau en $Ni_{80}Fe_{20}$ PVD est utilisé pour la réalisation de composants présentant une inductance de 500nH jusqu'à 10MHz avec une résistance DC de $95m\Omega$ et un facteur de qualité de 20 à 2MHz. Le courant de saturation à -30% est mesuré à 180mA. Plusieurs topologies innovantes sont proposées afin d'augmenter la compacité, le facteur de qualité ou le courant de saturation. Le modèle LLG est utilisé afin d'estimer les performances de noyaux magnétiques micro-ondes ouverts ou fermés. Un nouveau concept d'inductance variable MEMS à actionnement piézoélectrique utilisant la magnétostriction inverse d'un noyau magnétique est proposé et validé par la simulation.

Mots clés : *inductance, inductance variable, magnétisme, MEMS, micro-ondes, conversion de puissance.*

**DESIGN, FABRICATION AND ANALYSIS OF INTEGRATED MICRO-INDUCTORS
INCLUDING SOFT FERROMAGNETIC MATERIALS.
APPLICATIONS TO INDUCTORS FOR DC-DC POWER CONVERSION AND TO
TUNABLE INDUCTOR MEMS FOR RECONFIGURABLE MICROWAVE CIRCUITS.**

Our purpose is to make the best use of magnetic materials in integrated inductors. Two targets are followed : DC-DC power conversion and microwave tunable inductors. A process for the fabrication of integrated toroidal inductors including electroplated copper winding and PVD $Ni_{80}Fe_{20}$ core is used for the fabrication of devices showing inductance of 500nH up to 10MHz with DC resistance of $95m\Omega$ and quality factor of 20 at 2MHz. -30% saturation current is measured at 180mA. Several innovative designs improvements are proposed in order to increase compactness, quality factor and saturation current. LLG model is used in order to estimate the performances of open or closed microwave magnetic cores. A new concept of tunable inductor MEMS with piezoelectric actuation relying on the inverse magnetostriction of a magnetic core is proposed and validated by simulation.

Key words : *inductor, tunable inductor, magnetism, MEMS, microwave, power conversion.*

Thèse réalisée dans le cadre d'un contrat BDI du 1^{er} décembre 2003 au 30 novembre 2006 pour le compte de STMicroelectronics, 850 rue Jean Monet, 38920 Crolles sur les sites du CEA/DRT/LETI, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 09, et de XLIM UMR CNRS 6172, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex.