

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE  
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

THÈSE PRÉSENTÉE À  
L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

COMME EXIGENCE PARTIELLE  
À L'OBTENTION DU  
DOCTORAT EN GÉNIE  
Ph.D.

PAR  
Handy FORTIN BLANCHETTE

MÉTHODE UNIFIÉE DE SIMULATION ET DE CONCEPTION DES  
CONVERTISSEURS DE PUISSANCE

MONTRÉAL, LE 10 SEPTEMBRE 2009

© Handy Fortin Blanchette, 2009

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE

M. Kamal Al-Haddad, directeur de la thèse  
Département de génie électrique de l'École de technologie supérieure

M. Adam W. Skorek, jury externe  
Département de génie électrique de l'Université du Québec à Trois-Rivières

M. Stéphane Hallé, président du jury  
Département de génie mécanique de l'École de technologie supérieure

M. Arezki Merkhouf, jury externe  
Institut de recherche d'Hydro-Québec

M. Sheldon S. Williamson, jury externe  
Electrical engineering department, Concordia university

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

27 Août 2009

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

## **AVANT-PROPOS**

Ce document présente les travaux que j'ai réalisés dans le cadre de mes études doctorales à l'École de technologie supérieure (ÉTS) entre janvier 2003 et janvier 2009. L'objectif initial de cette recherche visait l'amélioration des techniques de fabrication des convertisseurs de puissance, un sujet très large il va sans dire. Durant plusieurs mois, la direction à prendre pour mener à bien cette recherche fut étudiée en consultant divers ouvrages liés à cette problématique. Petit à petit, la direction à adopter s'est précisée vers le développement de techniques pratiques de modélisation et de conception des convertisseurs de puissance. Quelques-unes de ces techniques sont présentées dans ce document et sous forme de publications scientifiques.

## REMERCIEMENTS

La supervision de ces travaux a été effectuée par le professeur Kamal Al-Haddad du département de génie électrique de l'ÉTS. Je remercie le professeur Al-Haddad de m'avoir fait confiance en m'attribuant ce sujet très passionnant et en me permettant de le réaliser grâce à son financement et ses encouragements. Je dois également le remercier de toujours m'avoir démontré le bon côté des choses que ce soit dans la vie professionnelle ou personnelle. Sa détermination et sa passion demeureront une source d'inspiration tout au long de ma carrière professionnelle.

Je dois également remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à ce projet de longue haleine. Je dois tout d'abord débiter par Olivier Tremblay avec qui j'ai partagé amitié et connaissances durant toutes ces années. Également, je tiens à remercier (dans le désordre) tous les passionnés d'électrotechnique que j'ai rencontrés au GRÉPCI au cours des années : François Lessard, Guillaume Sauriol, Patrick-Olivier Marquis, Alexandre Marquis, Étienne Tremblay, Daniel Lévesque, Jean-Nicolas Paquin, Stéphane Savaria, Yves Robitaille et Jean-Philippe Hamel. J'aimerais vous dire que vous êtes tous des éléments importants qui ont permis à ce travail de voir le jour. Également, j'aimerais remercier ma mère, Colombe Fortin, qui aura toujours été dévouée et présente lors des moments difficiles et sans qui ces études n'auraient probablement jamais été possibles. De plus, j'aimerais remercier mon père, Réjean Blanchette, qui m'a accordé la chance à laquelle il n'a jamais eu droit en me donnant accès à une bonne instruction. Je ne veux surtout pas oublier mes deux frères Dereck et Hugo pour leur soutien constant et leurs encouragements. Enfin, je me dois de remercier ma copine Aline pour la grande compréhension et le soutien apporté à toute cette entreprise. Finalement, j'ai une pensée particulière pour mes filles Ayla et Danaé qui ont illuminé mon chemin lorsque les temps furent difficiles.

Les humains passent mais les paroles restent. J'aimerais mentionner quelques citations de grands hommes qui m'ont inspiré au cours des maintes nuits blanches à bercer les enfants ou à penser tout simplement.

« La victoire n'est pas finale, la défaite n'est pas fatale, c'est le courage de continuer qui compte », Winston Churchill

Et pour rire un peu lors des moments de déprime :

« La théorie, c'est lorsqu'on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est lorsque tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici nous avons réuni la théorie et la pratique : rien ne fonctionne et personne ne sait pourquoi », A. Einstein.

# MÉTHODE UNIFIÉE DE SIMULATION ET DE CONCEPTION DES CONVERTISSEURS DE PUISSANCE

Handy FORTIN BLANCHETTE

## RÉSUMÉ

Le développement des convertisseurs de puissance à haute fréquence est en plein essor grâce à l'émergence des technologies vertes telles que les véhicules hybrides et les énergies renouvelables. Ces nouvelles technologies allient l'efficacité des machines électriques à la puissance brute des moteurs thermiques. Les convertisseurs de puissance qui contrôlent ces machines sont des technologies embarquées qui doivent posséder un rendement élevé ainsi qu'une très grande fiabilité. En plus des applications terrestres, les convertisseurs embarqués se retrouvent maintenant dans l'industrie de l'aéronautique et de l'aérospatiale. En ce sens, leur fiabilité et leur rendement deviennent plus que jamais des caractéristiques recherchées.

Encore aujourd'hui, le développement d'un convertisseur de puissance demeure une science qualitative. Malgré le fait que plusieurs techniques de commande soient disponibles pour augmenter la stabilité des convertisseurs, il n'existe pas beaucoup de règles systématiques pour la conception physique de l'unité. La plupart du temps, la disposition des composants physiques du convertisseur est réalisée artistiquement sur la plaquette de circuit imprimé aux endroits les plus commodes. Ce manque de rigueur au niveau des problèmes d'interférences électromagnétiques n'est pas tellement surprenant, car l'analyse de ce type de problème est complexe et coûteuse. Souvent, l'espoir de résolution de ce type de problème passe par la conception de plusieurs générations de plaquette de circuit imprimé.

En regard à cette problématique, le but de cette thèse est de fournir des outils simples et validés expérimentalement permettant aux concepteurs des circuits imprimés de régler les problèmes de fiabilité à la base lors de la conception de la plaquette. Plusieurs solutions sont exposées concernant l'orientation du champ magnétique, l'identification des éléments parasites, la modélisation des semi-conducteurs de puissance et la modélisation électromagnétique des convertisseurs.

**Mots-clés :** convertisseurs de puissance, modélisation, interférences électromagnétiques.

# A UNIFIED APPROACH TO SIMULATE AND DESIGN POWER CONVERTERS

Handy FORTIN BLANCHETTE

## ABSTRACT

High frequency power converters are now master piece in emerging new renewable energy applications such as hybrid vehicles. These new technologies merge the power of electrical machine with the thermal motor power. The power converters used to control those electrical machines are embeded technologies with high efficiency conversion and a high reliability. More than ground vehicle applications, embeded power converters are now present in aeronautic and aerospace domains. In this sense, high reliability and high efficiency are now important characteristics that are not only suitable but needed.

In spite of this progression, power converters development remains today a complex science. Even if advanced complex techniques are now available to increase the converter stability, there are no systemic rules to design the converter physical assembly. Very often, an artistic approach is used to place the components inside the converter in the more convenient places. This lack of rigor about EMI problems is not so surprising because this kind of analysis is costly and risky. In general, to solve this type of problems, one designs a second and a third printed circuit generation which is not necessarily a quick and systematic approach.

To overcome these difficulties, the main goal of this thesis is to provide simple and improved tools for power converter circuit designers. The key point are to solve EMI and reliability problems at the earlier design stage and not during the prototyping phase. Many solutions are exposed in this text about the magnetic field orientation, leakage inductances identification, power semiconductors modeling and electromagnetic modeling of power converters. The exactness of these methods is proved by using it to develop a matrix converter. The printed circuits are designed to orient properly the magnetic field enabling to introduce low power sensing circuits directly inside the converter. This application is one of the numerous possibilities offered by the techniques presented in this document.

**Keywords:** power converters, modeling, electromagnetic interferences.

## TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION .....	19
CHAPITRE 1 MISE EN SITUATION.....	22
1.1 Mise en situation 1 : un petit détail, une grosse différence.....	22
1.2 Mise en situation 2 : un problème typique de circuit imprimé.....	25
1.3 Conclusion .....	35
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE.....	38
2.1 Publications dédiées à l'analyse des problèmes de bruit dans les convertisseurs .....	39
2.2 Les convertisseurs matriciels .....	41
2.3 Conclusion .....	42
CHAPITRE 3 LES DIFFICULTÉS LIÉES AUX MESURES DANS LES CONVERTISSEURS DE PUISSANCE .....	44
3.1 Introduction.....	44
3.2 Problèmes liés au couplage magnétique.....	44
3.3 Problèmes liés aux retards des capteurs .....	46
3.4 Compromis sur la résolution de l'oscilloscope.....	48
3.5 Problèmes mécaniques .....	49
3.6 Conclusion .....	50
CHAPITRE 4 RÉDUCTION DES INTERFÉRENCES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PAR ORIENTATION DU CHAMP MAGNÉTIQUE.....	51
4.1 Avant propos.....	51
4.2 Introduction.....	53
4.3 Concept de réduction du bruit électromagnétique .....	55
4.4 Expérimentation de la cellule .....	57
4.5 Résultats expérimentaux.....	61
4.6 Calcul du champ magnétique d'un conducteur rectangulaire.....	67
4.7 Conclusion .....	69
CHAPITRE 5 ÉTUDE DU COMPROMIS ENTRE L'ÉCHAUFFEMENT THERMIQUE ET LE BRUIT ÉLECTROMAGNÉTIQUE DES CONVERTISSEURS DE PUISSANCE .....	71
5.1 Avant propos.....	71
5.2 Introduction.....	72
5.3 Méthodologie utilisée .....	72
5.4 Requis du modèle du MOSFET .....	74
5.5 Considérations électromagnétiques .....	78

5.6	Le modèle thermique .....	78
5.7	Calcul des pertes de commutation de la diode .....	80
5.8	Calcul des pertes de conduction de la diode .....	89
5.9	Résultats de l'analyse .....	91
5.10	Conclusion .....	93
<b>CHAPITRE 6 FORMULATION DES ÉQUATIONS D'ÉTAT ADAPTÉE AUX CONVERTISSEURS DE PUISSANCE .....</b>		<b>95</b>
6.1	Historique des travaux .....	95
6.2	Fondements théoriques de la méthode .....	96
6.3	Processus de modélisation des convertisseurs de puissance sous forme de variables d'état. ....	100
6.3.1	Règles d'application de la méthode .....	102
6.4	Considération supplémentaire. ....	108
6.5	Écriture des équations d'état du hacheur abaisseur .....	109
6.6	Application de la méthode : instabilité de commutation .....	114
6.7	Simulation du hacheur abaisseur et résultats expérimentaux .....	117
6.8	Conclusion .....	119
<b>CHAPITRE 7 IDENTIFICATION DE L'INDUCTANCE DE FUITE .....</b>		<b>121</b>
7.1	Avant propos. ....	121
7.2	Introduction. ....	122
7.3	Influence de l'inductance de fuite sur le fonctionnement du convertisseur .....	122
7.4	Méthode intuitive d'identification de l'inductance de fuite .....	124
7.5	Approche d'identification formelle .....	127
7.5.1	Résultats expérimentaux. ....	133
7.6	Cas particuliers des inductances de fuite .....	136
7.6.1	Impact du courant inverse sur l'inductance de fuite. ....	138
7.7	Impact de l'inductance mutuelle. ....	141
7.8	La modélisation d'un convertisseur de puissance : un problème complexe. ....	142
7.9	Conclusion .....	147
<b>CHAPITRE 8 MODÈLES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PRÉCALCULÉS .....</b>		<b>149</b>
8.1	Avant propos. ....	149
8.2	Introduction. ....	149
8.3	Mode d'opération du EMI radié .....	150
8.3.1	Bases théoriques des modèles EM précalculés. ....	154
8.4	Conception des modèles électromagnétiques précalculés .....	158
8.4.1	Définition de la structure métallique .....	158
8.4.2	Application des conditions aux frontières .....	159
8.4.3	Calcul des densités de courant dans le conducteur .....	160
8.4.4	Calcul du champ magnétique .....	160
8.4.5	Emmagasinage des modèles .....	163
8.4.6	Orientation de la structure dans l'espace. ....	163
8.5	Application 1 : Validation de la zone de champ orienté. ....	165

8.6	Application 2 : Calcul des pertes de commutation par inductance mutuelle . . . . .	172
8.7	Conclusion . . . . .	175
CONCLUSION . . . . .		177
RECOMMANDATIONS . . . . .		178
ANNEXE I	LA DIFFUSION MAGNÉTIQUE . . . . .	179
BIBLIOGRAPHIE . . . . .		190

## **LISTE DES TABLEAUX**

	<b>Page</b>
Tableau 2.1 Comparaison de la fiabilité des convertisseurs en fonction des topologies . .	41

## LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Photo d'une réalisation d'un hacheur abaisseur.....	23
Figure 1.2	Photographie des deux montages expérimentaux. ....	24
Figure 1.3	Solution de l'énigme. ....	25
Figure 1.4	Tension de drain des deux montages. ....	25
Figure 1.5	Circuit élévateur utilisé comme étage d'entrée d'une charge active. ....	27
Figure 1.6	Réalisation expérimentale du hacheur élévateur. ....	28
Figure 1.7	Circuits éleveurs en parallèle. ....	28
Figure 1.8	Schéma électrique de l'amplificateur différentiel INA193 (Texas, 2009)... ..	29
Figure 1.9	Circuit d'alimentation du INA193.....	30
Figure 1.10	Distorsion à la sortie du INA193. ....	30
Figure 1.11	Inductance utilisée dans le circuit élévateur de la charge active. ....	31
Figure 1.12	Conducteur W1 du hacheur élévateur. ....	33
Figure 1.13	Maille de faible impédance. ....	34
Figure 1.14	Branchement incorrect du INA913A.....	34
Figure 3.1	Sonde d'oscilloscope court-circuitée sur le circuit. ....	45
Figure 3.2	Tension induite dans la sonde de l'oscilloscope court-circuitée. ....	45
Figure 3.3	Configuration expérimentale utilisée pour déterminer le retard de la sonde CP015.....	46
Figure 3.4	Ondes recueillies pour la mesure du retard de la sonde CP015.....	47
Figure 3.5	Exemple de l'impossibilité de mesurer le courant d'une trace de circuit imprimé à partir d'une méthode conventionnelle. ....	49
Figure 4.1	Schéma électrique de la topologie indirecte du convertisseur matriciel. ....	54
Figure 4.2	Cellule bidirectionnelle à résonance à l'étude. ....	55
Figure 4.3	Vue 3D de l'assemblage final de la cellule bidirectionnelle. ....	56
Figure 4.4	Intégration expérimentale de la cellule bidirectionnelle. ....	57
Figure 4.5	Amplitude du champ magnétique à $z = 0$ .....	59
Figure 4.6	Amplitude du champ magnétique à $z = 0,015m$ . ....	60

Figure 4.7	Amplitude du champ magnétique à $z=0,0075\text{m}$ . . . . .	60
Figure 4.8	Circuit de test de la cellule bidirectionnelle résonante.. . . .	61
Figure 4.9	Circuit de test proposé. . . . .	62
Figure 4.10	Circuit de faible puissance inséré parallèlement dans la zone de champ orienté.. . . .	63
Figure 4.11	État de la bascule lorsque le circuit de faible puissance est introduit parallèlement à la zone de champ orienté. . . . .	64
Figure 4.12	Circuit de faible puissance inséré perpendiculairement dans la zone de champ orienté. . . . .	64
Figure 4.13	État de la bascule lorsque le circuit de faible puissance est introduit perpendiculairement à la zone de champ orienté. . . . .	65
Figure 4.14	Tension recueillie lorsque la sonde est insérée parallèlement à la zone de champ orienté. . . . .	66
Figure 4.15	Tension recueillie lorsque la sonde est insérée perpendiculairement à la zone de champ orienté. . . . .	66
Figure 5.1	Approche globale permettant d'évaluer le compromis entre le EMI et l'échauffement thermique. . . . .	73
Figure 5.2	Circuit utilisé pour étudier le compromis EMI/thermique.. . . .	74
Figure 5.3	Résistance à l'état passant du IXFH32N50 en fonction du courant de drain. (IXYS, 2008) . . . . .	75
Figure 5.4	Courant du MOSFET sous une charge inductive.. . . .	76
Figure 5.5	Variation de la résistance à l'état passant du IXFH32N50 en fonction de la température (IXYS, 2008).. . . . .	77
Figure 5.6	Recouvrement direct de la diode DSEP30-06A.. . . .	81
Figure 5.7	Approximation de la caractéristique de recouvrement direct.. . . .	82
Figure 5.8	Recouvrement inverse de la diode DSEP30-06A. . . . .	82
Figure 5.9	Approximation de la caractéristique de recouvrement inverse. . . . .	83
Figure 5.10	Formes d'ondes idéalisées du courant et de la tension.. . . .	86
Figure 5.11	Forme d'onde idéalisée de la commutation de la diode épitaxiale. . . . .	86
Figure 5.12	Durée de recouvrement inverse de la diode DSEP30-06A. . . . .	88

Figure 5.13	Durée et amplitude du recouvrement direct de la diode DSEP30-06A. ....	88
Figure 5.14	Courant de recouvrement inverse maximal de la DSEP30-06A. ....	89
Figure 5.15	Charge recouvrée par la diode DSEP30-06A lors du blocage. ....	89
Figure 5.16	Caractéristique VI de la diode DSEP30-06A ainsi que sa conductance. ....	91
Figure 5.17	Augmentation de la température de jonction du MOS en fonction de l'inductance de fuite et de la résistance de grille. ....	92
Figure 5.18	Induction électromagnétique en fonction de l'inductance de fuite et de la résistance de grille. ....	93
Figure 5.19	Augmentation de la surtension en fonction de la résistance de grille et de l'inductance de fuite. ....	93
Figure 6.1	Schéma de la dérivation en chaîne du flux. ....	98
Figure 6.2	Schéma électrique d'un hacheur abaisseur. ....	101
Figure 6.3	Réalisation physique du circuit abaisseur. ....	101
Figure 6.4	Identification des contours et des surfaces du circuit abaisseur. ....	103
Figure 6.5	Identification des surfaces S1, S2 et S3. ....	104
Figure 6.6	Structure interne d'un module d'IGBT. ....	104
Figure 6.7	Modèle du MOSFET de puissance illustrant les condensateurs parasites. ...	105
Figure 6.8	Identification des mailles du circuit abaisseur. ....	106
Figure 6.9	MOSFET alimenté par des sources de courant. ....	107
Figure 6.10	Condensateur de découplage en polyester. ....	109
Figure 6.11	Simulation de l'instabilité du hacheur abaisseur. ....	118
Figure 6.12	Forme d'onde expérimentale de l'instabilité du hacheur. ....	119
Figure 7.1	Influence de l'inductance de fuite sur le comportement dynamique du MOSFET. ....	123
Figure 7.2	Surface d'intégration (S) délimitée par le contour (C). ....	125
Figure 7.3	Inductances planaires à noyau d'air. ....	125
Figure 7.4	Prototype expérimental de l'inductance planaire. ....	126
Figure 7.5	Conducteur plat utilisé pour le calcul de l'inductance de fuite. ....	127
Figure 7.6	Champ magnétique créé par les densités de courant de la figure 7.5. ....	128
Figure 7.7	Convertisseur abaisseur de 10kW (24V - 420A). ....	129

Figure 7.8	Circuit électrique d'un hacheur abaisseur de 10kW.. . . . .	130
Figure 7.9	Circuit imprimé d'un convertisseur de 10kW. . . . .	130
Figure 7.10	Module du champ magnétique de la trace T1. . . . .	131
Figure 7.11	Module du champ magnétique de la trace T2. . . . .	132
Figure 7.12	Module du champ magnétique de la trace T3. . . . .	132
Figure 7.13	Identification des zones de champ zéro du convertisseur de 10kW. . . . .	133
Figure 7.14	Mesure de la dérivée d'un courant dans une trace de circuit imprimé. . . . .	135
Figure 7.15	Formes d'ondes utilisées pour l'identification de l'inductance de fuite. . . . .	136
Figure 7.16	Circuit abaisseur. . . . .	137
Figure 7.17	Branchements possibles de l'inductance de charge. . . . .	140
Figure 7.18	Tension drain-source du MOSFET pour le cas 1. . . . .	141
Figure 7.19	Tension drain-source du MOSFET pour le cas 2. . . . .	141
Figure 7.20	Circuit abaisseur triphasé comprenant trois mailles de faible impédance. . . . .	142
Figure 7.21	Circuit comprenant deux mailles de faible impédance. . . . .	142
Figure 7.22	Implémentation potentielle du circuit de la figure 7.21. . . . .	143
Figure 7.23	Second choix des mailles. . . . .	144
Figure 7.24	Courants des résistances R1 et R3 donnés par les deux représentations d'état. . . . .	145
Figure 7.25	Forme d'ondes temporelles des courants dans R1 et R3. . . . .	146
Figure 8.1	Circuit de haute impédance typique. . . . .	151
Figure 8.2	Circuit à haute impédance. . . . .	151
Figure 8.3	Trace de circuit imprimé orientée selon l'axe y. . . . .	155
Figure 8.4	Diffusion des densités de courant dans un conducteur métallique plat. . . . .	155
Figure 8.5	Module du champ magnétique externe lors de la diffusion magnétique. . . . .	156
Figure 8.6	Beigne de connexion d'un circuit imprimé avec thermal relief. . . . .	158
Figure 8.7	Géométries d'entrée, de sortie et complexe d'un beigne carré. . . . .	159
Figure 8.8	Surfaces équipotentielles d'un beigne carré d'un circuit imprimé. . . . .	160
Figure 8.9	Points de Gauss pour les ordres 4 et 5. . . . .	162
Figure 8.10	Cellule bidirectionnelle triphasée à commutation dure. . . . .	166
Figure 8.11	Principe d'échantillonnage du courant de la cellule. . . . .	167

Figure 8.12	Assemblage physique de la cellule de commutation triphasée. . . . .	168
Figure 8.13	Composante x du champ magnétique de la cellule bidirectionnelle. . . . .	169
Figure 8.14	Sonde insérée à 5mm de la zone de champ orienté. . . . .	169
Figure 8.15	Sonde insérée dans la zone de champ orienté. . . . .	170
Figure 8.16	Tensions recueillies aux points Pa et Pb. . . . .	170
Figure 8.17	Convertisseur analogique à numérique inséré dans la zone de champ orienté. . . . .	171
Figure 8.18	Formes d'ondes théoriques du convertisseur. analogique-numérique. . . . .	171
Figure 8.19	Formes d'ondes expérimentales du convertisseur analogique-numérique. . . . .	172
Figure 8.20	Circuit expérimental utilisé pour calculer les pertes de commutation du MOSFET de puissance. . . . .	173
Figure 8.21	Mesures expérimentales de la tension et du courant du semi-conducteur de puissance. . . . .	174
Figure 1	Division du conducteur en tubes de courant. . . . .	185

## LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES

B	Densité du champ magnétique, Tesla
C	Coulombs
CAN	Convertisseur Analogique Numérique
CC	Courant Continu
CPLD	Complex Programmable Logic Device
DSP	Digital Signal Processing
E	champ électrique, V / m
EM	ÉlectroMagnétique
EMI	Electromagnetic interference
FPGA	Field Programmable Array of Logic
$g_{fs}$	Transconductance d'un MOSFET, (S)
GRAFCET	GRAPhe Fonctionnel de Commande Étape et Transition
IPEM	Integrated Passive Electromagnetic Module
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
J	densité de courant, A / m <sup>2</sup>
JEDEC	Joint Electron Devices Engineering Council
JFET	Jonction Field Effect Transistor
MOSFET	Metal Oxyde Field Effect Transistor
MTBF	Mean Time Between Fail, (H)
SiC	Silicon Carbide
SPS	SimPowerSystem
$V_T$	Tension de seuil du MOSFET ou du IGBT, (V)

$\mu_0$	Perméabilité du vide, $4\pi \times 10^{-7}$
$t_{rr}$	Reverse Recovery time, (s)
$i_{rrm}$	Maximal reverse recovery current, (A)
$T_{fr}$	Forward recovery time, (s)
$I_F$	Courant direct de la diode, (A)
$\partial i / \partial t$	Variation temporelle du courant, (A / $\mu s$ )
$\partial V / \partial t$	Variation temporelle de la tension, (V / $\mu s$ )

## INTRODUCTION

La construction d'un convertisseur de puissance est une tâche ardue et complexe. Contrairement à ce que nous serions tentés de croire, il n'existe pas à l'heure actuelle de méthode systématique et rigoureuse permettant de construire un convertisseur de puissance. La majorité des concepteurs effectuent leur design en utilisant des règles de pouce et des chiffres auxquels l'expérience aura permis d'ajouter une panoplie de facteurs fonctionnels, mais difficilement explicables rigoureusement. Pour bien appuyer cette affirmation, le premier chapitre de cette thèse est utilisé pour illustrer deux exemples de problèmes typiques que l'on rencontre en électronique de puissance. Ces deux cas d'étude, en plus de donner le ton à cet ouvrage, permettront aux lecteurs moins familiers avec les convertisseurs de puissance de jauger du niveau de la problématique étudiée durant cette recherche doctorale. Le second chapitre présente une revue de la littérature. Le troisième chapitre aborde les problèmes liés aux mesures en laboratoire. Ces problèmes sont de diverses natures (précision, perturbations électromagnétiques, mécaniques...)

L'attaque de la problématique de modélisation débute au quatrième chapitre avec une méthode simple et innovatrice permettant d'orienter les champs magnétiques dans un convertisseur de puissance (Blanchette et Al-Haddad, 2008). Cette méthode permet de gérer le niveau de bruit électromagnétique dans l'espace du convertisseur. L'objectif est de créer une zone de champ orienté permettant d'inclure un circuit de faible puissance directement dans le convertisseur tout en assurant une bonne compatibilité électromagnétique. L'approche fut validée en utilisant une cellule bidirectionnelle à résonance dédiée aux applications de conversion matricielle (Pan Chen et Shieh, 1993).

Le cinquième chapitre aborde un sujet d'application intéressant : l'étude du compromis entre l'échauffement thermique des interrupteurs de puissance et la génération des bruits électromagnétiques engendrés par les pentes de courant lors des commutations (Blanchette et Al-Haddad, 2006). Une commutation très rapide minimise les pertes de commutation ce qui diminue l'échauffement thermique de l'interrupteur et augmente le rendement du

convertisseur. D'un autre côté, une vitesse de commutation élevée entraîne de fortes émissions électromagnétiques causant fréquemment un dysfonctionnement du convertisseur. Le but de ce cinquième chapitre est donc de quantifier le couplage existant entre ces deux phénomènes et d'étudier un compromis possible.

Le chapitre six expose une méthode permettant de modéliser un convertisseur de puissance sous forme de variables d'état. Il s'agit d'une approche originale spécialement adaptée aux convertisseurs de puissance qui permet d'inclure facilement les éléments parasites qui jouent un rôle important lors de la commutation des semi-conducteurs de puissance. Cette méthode permet également d'écrire les équations d'état d'un système très complexe (tel qu'une cellule de commutation bidirectionnelle ou un pont triphasé), ce qui démontre la puissance de cette méthode. Un exemple expérimental confirmant la précision de la méthode est également présenté dans ce chapitre. La méthode exposée dans ce chapitre ne fut pas explicitement publiée, mais elle fut utilisée pour la simulation électrique dans la plupart des publications.

Le septième chapitre est consacré à la quantification de l'inductance de fuite d'une maille contenant une paire diode-transistor. L'impact de l'inductance de fuite sur la dynamique de commutation dure du MOSFET est très bien démontré par (Clemente et Pelly, 1981). Un concept important est introduit dans ce chapitre : la définition de la surface d'intégration du flux (Blanchette et Al-Haddad, 2007). Cette surface est utilisée pour le calcul de l'inductance de fuite des traces des circuits imprimés présentant une géométrie complexe. La *zero field technic* permet de définir systématiquement la surface d'intégration et d'obtenir avec précision l'inductance de fuite d'un circuit imprimé présentant une géométrie quelconque. Combinée à l'utilisation des modèles électromagnétiques précalculés présentés au chapitre huit, cette approche devient très intéressante pour automatiser le processus d'extraction de cet élément parasite avec une grande rapidité.

Le huitième chapitre aborde la construction des modèles électromagnétiques précalculés (Blanchette et Al-Haddad, 2008). L'erreur générée par l'omission du courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Ampère est étudiée à partir d'un exemple numérique simple.

L'effet de la diffusion magnétique dans les conducteurs est également traité dans cette section. Une méthode numérique, basée sur (Yen, Zvonko et Wheeler, 1982), est utilisée pour déterminer la distribution dynamique des courants dans un conducteur métallique. La connaissance de cette distribution dynamique permet la quantification de son impact sur le champ magnétique externe et ainsi déterminer la faisabilité des modèles. Le reste du chapitre présente les détails relatifs à l'emmagasinage des données des modèles électromagnétiques précalculés dans la mémoire de l'ordinateur.

Avant de débiter la lecture, il faut préciser que puisque cette thèse s'attaque à la problématique de modélisation et de conception des convertisseurs de puissance, il est naturel que les travaux présentés dans ce document proviennent de différents champs d'expertise. En raison de cette nature multidisciplinaire, l'avancement des travaux s'est fait d'une manière plutôt complexe. Par exemple, si vous désirez valider la modélisation d'un circuit électrique, vous devez posséder les bonnes valeurs des éléments parasites tels que les inductances de fuite ainsi que les modèles précis des semi-conducteurs de puissance. Il n'est pas possible d'obtenir des résultats cohérents sans s'assurer de l'exactitude des valeurs et des modèles provenant de tous ces champs d'expertise. Cette problématique est reflétée dans l'arrangement des chapitres de ce document. Comme vous pourrez le constater, les chapitres présentent des sujets très différents les uns des autres ce qui semble plutôt décousu. Toutefois, il est important de se rappeler que le but visé est la modélisation entière des convertisseurs de puissance au niveau électromagnétique, thermique et électronique et que les techniques présentées dans chacun de ces chapitres forment une boîte à outils variée pour atteindre cet objectif.

Bonne lecture!

# CHAPITRE 1

## MISE EN SITUATION

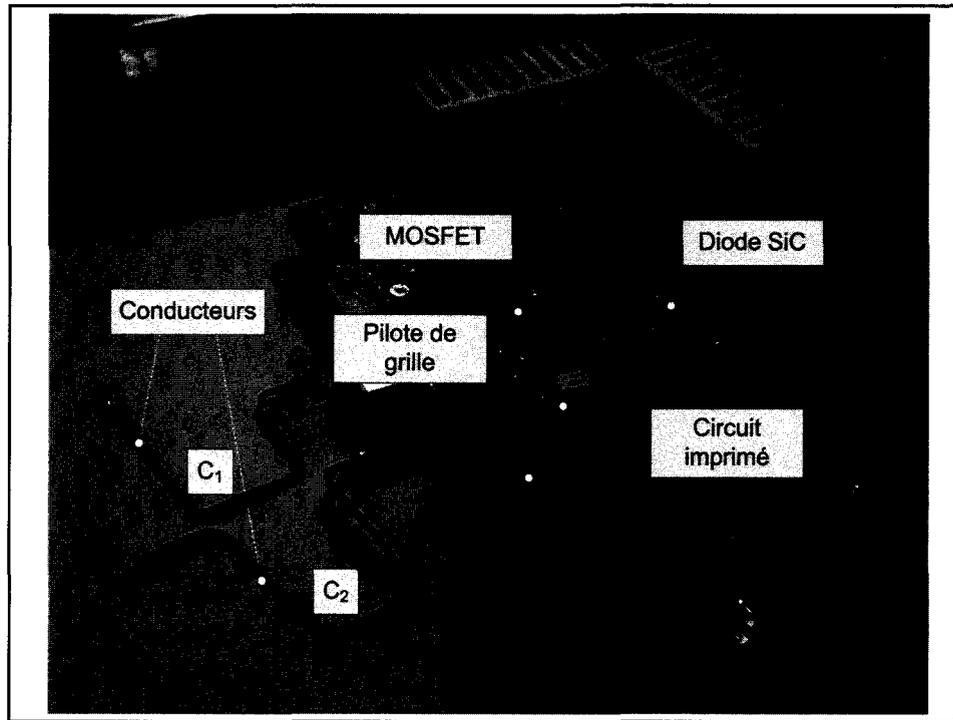
Les chapitres inclus dans cette thèse illustrent l'application des concepts développés sur des cas précis d'application en électronique de puissance. Ils ne démontrent pas nécessairement la problématique globale de la conception et la modélisation des convertisseurs de puissance. Ce premier chapitre a donc pour but de corriger cette lacune en donnant au lecteur la possibilité d'explorer cette problématique d'une manière plus générale à l'aide de deux exemples d'application.

### 1.1 Mise en situation 1 : un petit détail, une grosse différence

Supposons que nous travaillons au sein d'un groupe de recherche en électronique de puissance et que l'on nous demande de construire un convertisseur de puissance de type hacheur abaisseur. Ce convertisseur, constitué d'un transistor de type MOSFET, d'une diode (SiC), d'une plaquette de circuit imprimé et de conducteurs reliant la source et le circuit, est illustré à la figure 1.1. La conception du convertisseur étant terminée ainsi que tous les tests de performance du convertisseur en laboratoire ayant été effectués, nous décidons de soumettre le produit à la haute direction de l'entreprise. L'ingénieur en chef est très satisfait des résultats, mais puisque le circuit doit être utilisé par l'industrie aérospatiale, il n'est pas question de le vendre avant que des experts indépendants valident les résultats obtenus par notre groupe de recherche.

L'équipe d'experts indépendants, ayant signé tous les papiers d'entente de confidentialité et de non-concurrence pour les cinq prochaines années, reçoit le convertisseur pour vérifier ses performances. Finalement, quelques mois plus tard, l'ingénieur en chef de notre entreprise nous convoque en réunion en nous mentionnant que nos tests de performance sont totalement erronés. Gardant notre sang-froid, nous questionnons notre superviseur sur la nature de ses affirmations. Il dit alors : il est écrit noir sur blanc dans ce rapport des experts indépendants que vous avez sous-estimé les pertes de commutation de votre hacheur abaisseur de 19%, ce

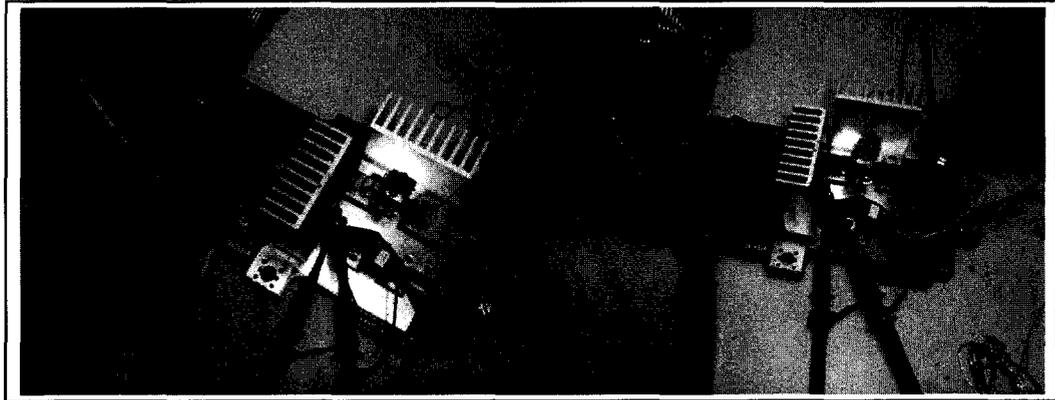
qui est inacceptable. Pour faire suite à cette affirmation, nous effectuons le bilan des possibilités ayant mené à cette sous-estimation majeure des pertes du convertisseur.



**Figure 1.1 Photo d'une réalisation d'un hacheur abaisseur.**

Nous décidons d'emblée de refaire tous les tests expérimentaux afin de confirmer cette nouvelle valeur. Après de longues heures de test, nous convergions vers une conclusion en béton : la mesure des pertes de commutation que nous avons inscrite dans le rapport est exacte. Par conséquent, les experts indépendants ont tort. Pour confirmer cette hypothèse, nous demandons de faire une visite au laboratoire des experts indépendants pour effectuer les tests dans leur environnement. Nous prenons le soin d'apporter notre propre oscilloscope pour éviter les erreurs de calibration. En effectuant les mesures sur leur montage expérimental (qui comprend les mêmes composants avec des tolérances très strictes) nous obtenons le même résultat qu'eux. Nous sommes tous sidérés devant ce résultat. L'ingénieur le plus expérimenté de notre groupe s'approche du montage et après plusieurs minutes d'observation il conclut avec un petit sourire narquois : je viens de trouver la solution. Les deux groupes ont la bonne réponse! Nous étions alors persuadés qu'il nous sortirait une bonne vieille histoire ponctuée

de  $\partial i/\partial t$  et de  $\partial V/\partial t$ . Au contraire, il prend une photographie du montage et il quitte la salle. De retour à notre laboratoire, il prend une photographie de notre montage et après un petit montage informatique, il nous remet la photographie présentée à la figure 1.2.



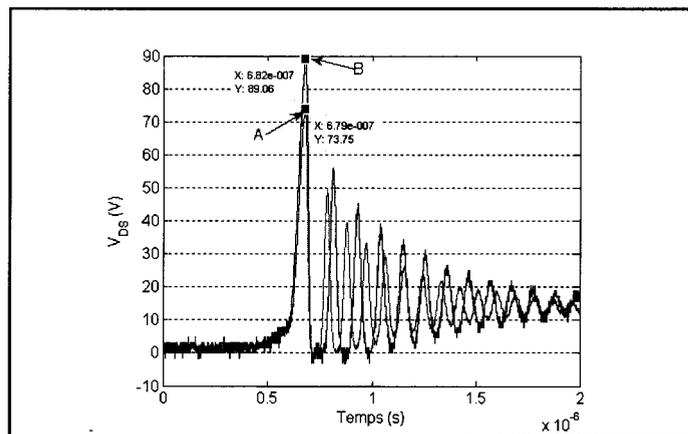
**Figure 1.2 Photographie des deux montages expérimentaux.**

Ensuite, il nous précise que le montage annoté *A* est celui de notre équipe tandis que celui annoté *B* est celui du laboratoire indépendant. Il précise également que dans les deux cas, le matériel est parfaitement identique. Ensuite, il nous demande de résoudre cette énigme. Après quelques minutes de réflexion, nous déclarons forfait. En prenant un air victorieux, il déclare que les enfants pratiquent souvent ce genre d'analyse que l'on nomme : chercher les différences entre deux figures. Puis, il nous donne la solution illustrée à la figure 1.3, en nous indiquant que la différence provient du fait que même si les conducteurs qui alimentent le convertisseur sont identiques dans les deux cas, ils ne sont pas orientés de la même manière ce qui augmente l'inductance de fuite et ainsi les pertes de commutation du MOSFET. Après quelques manipulations en laboratoire, il nous présente les formes d'ondes des tensions aux bornes des drains des MOSFET de chacun des montages illustrés à la figure 1.3. Ces mesures sont présentées à la figure 1.4.



**Figure 1.3 Solution de l'énigme.**

Il est possible d'observer sur la figure 1.4 que la surtension aux bornes du MOSFET augmente de 74V à 89V lorsque les conducteurs qui alimentent le convertisseur sont inversés. Ceci explique l'augmentation des pertes de commutation de 19% mesurée par le laboratoire des experts indépendants. Bien que toutes les pièces du montage soient parfaitement identiques, les résultats obtenus sont différents. Il s'agit d'un petit détail qui fait toute la différence du monde.



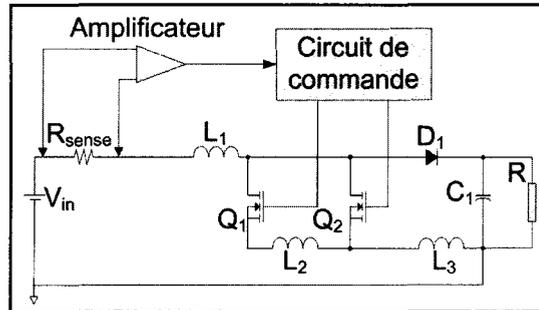
**Figure 1.4 Tension de drain des deux montages.**

## 1.2 Mise en situation 2 : un problème typique de circuit imprimé

Cette seconde mise en situation présente un problème de conception de circuit imprimé qui expose bien les difficultés rencontrées lors de la mise au point d'un convertisseur de

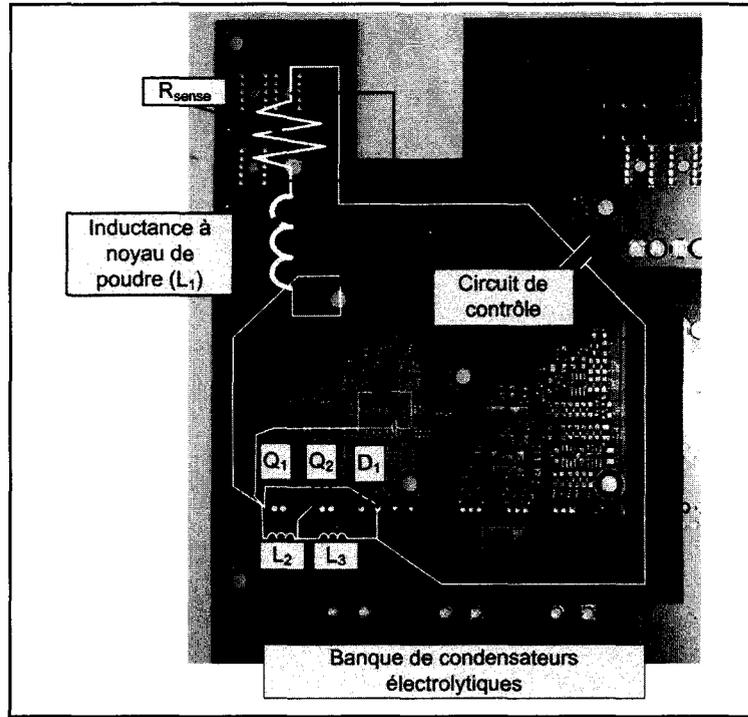
puissance. À la base, il s'agit d'un problème d'électromagnétisme couplé avec un problème de nature électrique. Ce type de problème est très complexe à régler, car il présente plusieurs facettes qui sont difficilement quantifiables, particulièrement lorsque l'on se retrouve devant le montage expérimental et qu'il faille prendre des décisions rapidement. Généralement, il faut faire appel à l'intuition pour déterminer la cause de dysfonctionnement d'un circuit électrique accablé par des problèmes de circuit imprimé. Cette intuition se développe avec les années d'expérience, mais elle ne devient jamais infaillible. Il est donc d'un grand intérêt d'éviter les problèmes de circuit imprimé à la base en utilisant des méthodes appropriées telles que celles qui sont présentées dans ce document.

Débutons par une brève description du contexte dans lequel ce problème est apparu. Le problème de circuit imprimé présenté dans cette section a été observé sur un hacheur élévateur utilisé en charge active. Il s'agit d'un véritable circuit destiné à l'industrie, assemblé sur une plaquette de circuit imprimé possédant quatre couches. Le schéma de câblage de ce circuit élévateur est illustré à la figure 1.5. En variant le rapport cyclique du convertisseur, il est possible de contrôler le courant moyen tiré des batteries représentées sur la figure 1.5 par la source  $V_{in}$ . Ainsi, la puissance transférée des batteries peut être variée dynamiquement. Dans cette application, afin de réduire la complexité entourant la conception de l'inductance  $L_1$ , on dispose quatre hacheurs élévateurs de puissance moyenne en parallèle plutôt qu'un seul de forte puissance. Ce parallélisme permet d'atteindre une grande fiabilité et des puissances élevées avec des dispositifs à semi-conducteurs de faible capacité (donc de faible coût). Tous ces gains sont obtenus au détriment de l'encombrement causé par les multiples convertisseurs mis en parallèle qui occupent un volume important. Le partage des courants entre les convertisseurs (*current sharing*) est effectué par un contrôleur analogique central qui gère la commande en courant de chacun des convertisseurs pour équilibrer le tout. L'énergie consommée par le hacheur élévateur est réinjectée dans le lien CC. Le contrôle de ce lien CC est effectué de manière autonome par un second contrôleur qui réinjecte cette puissance sur la ligne avec un facteur de puissance unitaire.



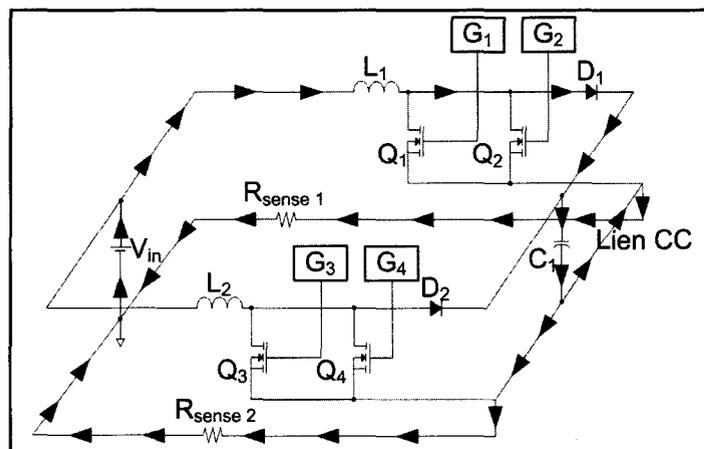
**Figure 1.5 Circuit élévateur utilisé comme étage d'entrée d'une charge active.**

Même si l'analyse de la commande de ce convertisseur est très intéressante, elle sera cependant omise, car elle n'est pas requise pour la présentation du problème considéré. La représentation du circuit électrique nécessaire à la compréhension de la problématique est illustrée à la figure 1.6. Le hacheur est composé d'une inductance à noyau de poudre ( $L_1$ ), de deux transistors de type MOSFET ( $Q_1$  et  $Q_2$ ), d'une diode Schottky ( $D_1$ ), d'une banque de condensateurs électrolytiques et de quatre circuits de contrôle de faible puissance. Le contrôle local de chaque hacheur élévateur est effectué par la méthode du peak current mode. Puisque la commande est basée sur la mesure du courant, il faut que cette mesure soit recueillie le plus précisément possible à faible coût. La mesure du courant par une résistance de faible puissance permet, en théorie, d'obtenir une précision raisonnable et un faible coût de fabrication. Il faut maintenant déterminer l'endroit le plus propice pour introduire cette résistance. Puisque plusieurs circuits élévateurs sont câblés en parallèle sur le bus de sortie, il n'est pas possible d'insérer cette résistance dans la maille de retour, car ceci aurait comme résultat de placer les résistances de mesure en parallèle. Cette problématique est illustrée à la figure 1.7. Elle survient lors de l'ouverture des interrupteurs  $Q_1$  et  $Q_2$  et la fermeture de  $Q_3$  et  $Q_4$ . Le courant de l'inductance  $L_1$  circule alors par la diode  $D_1$  qui appartient à un seul circuit. Cependant, il existe deux possibilités de retour lorsque ce courant quitte le condensateur  $C_1$  du lien CC : les résistances de mesure  $R_{sense1}$  et  $R_{sense2}$ .



**Figure 1.6 Réalisation expérimentale du hacheur élévateur.**

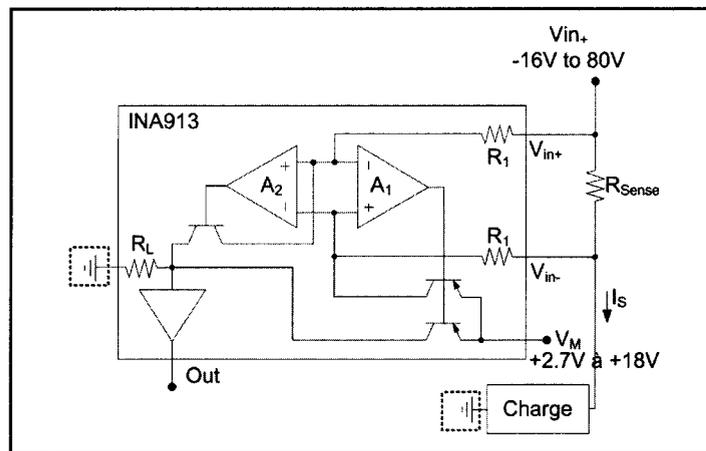
Il est évident que ce diviseur de courant fausse la mesure du courant de l'inductance  $L_1$  car le courant circulant dans  $R_{sense1}$  est divisé par deux.



**Figure 1.7 Circuits élévateurs en parallèle.**

Cette particularité est lourde de conséquences puisqu'il n'est plus possible de relier les résistances de mesure à la masse du circuit. En d'autres termes, il n'est plus possible de mesurer la tension aux bornes des résistances de mesure à l'aide d'un amplificateur non différentielle, ce qui complexifie l'approche préconisée. Le seul choix possible est donc d'insérer la résistance de mesure entre la borne positive de la charge et l'inductance  $L_1$ . Cette connectivité est illustrée à la figure 1.5. La résistance de mesure, libellée  $R_{sense}$ , possède une valeur de  $2m\Omega$ . Inutile de mentionner que la tension relevée à ses bornes doit être traitée avec beaucoup de prudence afin d'éviter l'introduction de distorsions supplémentaires sur ce signal de très faible amplitude. De plus, la mesure de tension aux bornes de la résistance possède une tension en mode commun égale à celle des batteries ce qui, si l'amplificateur de mesure n'est pas suffisamment de qualité, est reflété en sortie par un niveau continu fortement indésirable.

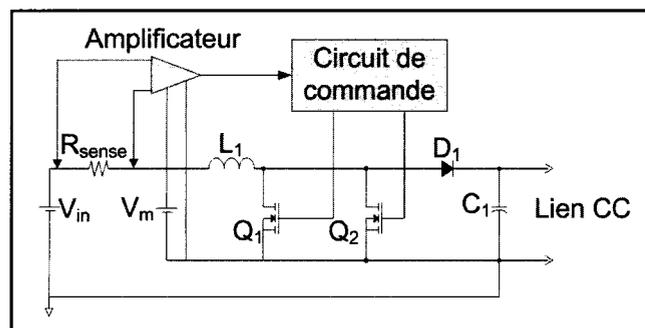
L'amplificateur sélectionné pour relever cette faible tension est le INA193 de la compagnie Texas Instrument. Le schéma d'opération de cet amplificateur est illustré à la figure 1.8.



**Figure 1.8 Schéma électrique de l'amplificateur différentiel INA193 (Texas, 2009).**

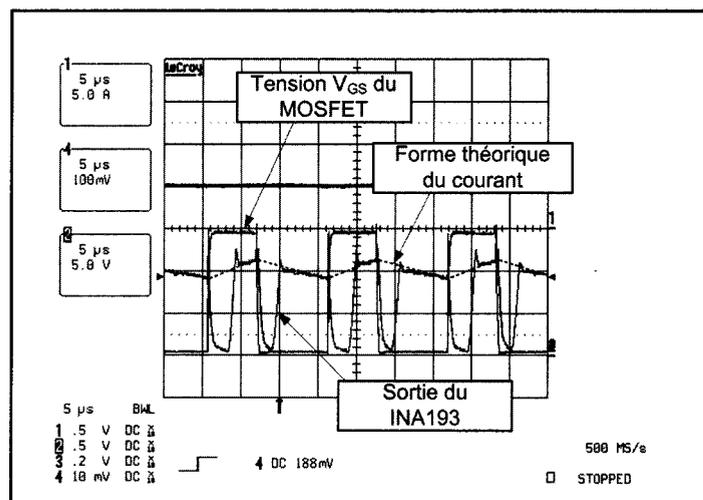
Il s'agit d'un amplificateur différentiel possédant une réjection en mode commun de 80 dB pour une tension variant entre -16V et 80V. La tension des batteries pouvant atteindre 24V, cet amplificateur convient parfaitement aux spécifications. De plus, un avantage majeur de cet amplificateur est sa capacité à mesurer une tension différentielle non référencée à la masse

sans être alimenté par une source de tension isolée. Cette caractéristique est observable à la figure 1.8 par les deux masses entourées. L'une des masses est connectée à une borne de la charge et l'autre à la borne négative du circuit intégré, mais il s'agit en fait du même potentiel. Cette source de tension non isolée, référencée au point commun du circuit, est notée  $V_M$  sur les schémas des figures 1.8 et 1.9.



**Figure 1.9** Circuit d'alimentation du INA193.

À priori, cette méthode de mesure est fonctionnelle. Toutefois, la forme d'onde observée à la sortie de l'amplificateur présente une sévère distorsion. Cette distorsion relevée expérimentalement est observable sur la figure 1.10.

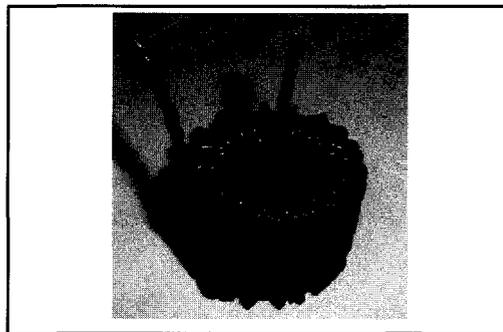


**Figure 1.10** Distorsion à la sortie du INA193.

On constate sur cette figure que la distorsion se produit lors de la commutation des MOSFET de puissance. À première vue, on serait tenté de croire que la sortie de l'amplificateur est

court-circuitée lors de la commutation du MOSFET mais en fait, il s'agit d'un problème typique d'EMI. Pour s'en convaincre, essayons de résoudre ce problème en utilisant les méthodes conventionnelles d'analyse des circuits électriques. L'idée est de déterminer comment la commutation des MOS impose une perturbation sur l'amplificateur différentiel. Tout d'abord, l'inductance en série avec l'amplificateur ( $L_1$ ) possède une valeur variant de  $100\mu H$  à  $200\mu H$ , ce qui doit être considéré à l'échelle de temps de la commutation comme une source de courant. Selon les lois fondamentales des circuits électriques, l'impédance d'une source de courant est infinie. Il n'y a donc pas possibilité de court-circuit par le biais de cette inductance.

La seconde piste de solution serait de considérer les capacités parasites interspires que l'on retrouve dans les inductances. Ces condensateurs agissent en court-circuit lorsque la tension est appliquée subitement à l'inductance, ce qui est le cas lors de la fermeture de  $Q_1$  et  $Q_2$ . Un fort courant peut circuler dans cette capacité interspire puisqu'elle peut atteindre plusieurs centaines de picoFarads. En fait, si cette hypothèse était exacte, il serait possible de court-circuiter momentanément la source de tension sur la résistance de mesure qui se trouve à l'entrée de l'amplificateur différentiel par le biais de la capacité interspire. Toutefois, en observant la géométrie de l'inductance utilisée dans le montage expérimental présentée à la figure 1.11, il est possible de conclure que la capacité interspire est pratiquement nulle en raison de la grande distance entre chacune des spires.

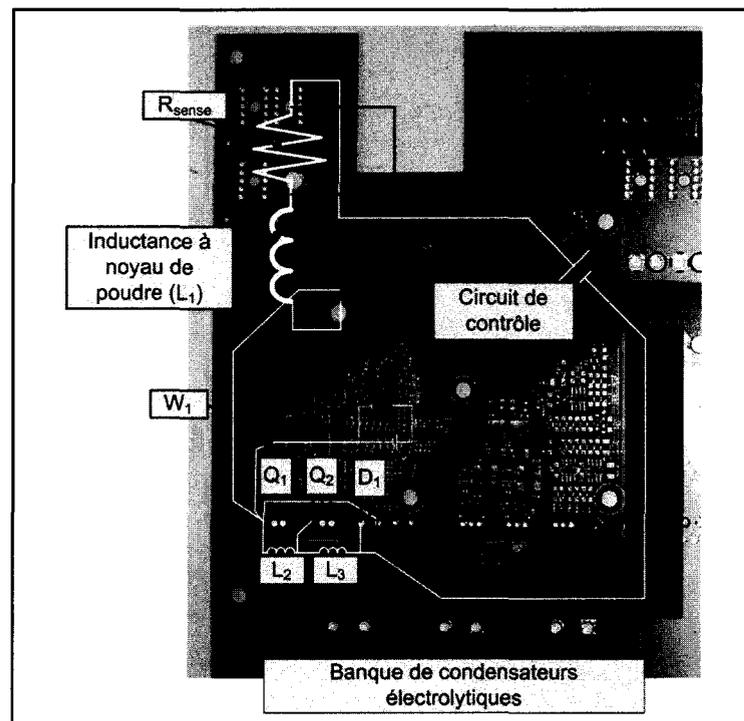


**Figure 1.11 Inductance utilisée dans le circuit éleveur de la charge active.**

La dernière piste possible permettant de considérer un chemin de faible impédance à travers l'inductance est d'étudier la saturation du noyau utilisé. Avant d'être utilisée dans la construction du circuit, l'inductance a été caractérisée jusqu'à un courant atteignant 30A. Tel que mentionné précédemment, l'inductance est de  $200\mu H$  à  $0A$  et elle diminue jusqu'à  $100\mu H$  à pleine charge. Puisque ce problème se produit même lorsque le courant circulant dans l'inductance est faible, il faut écarter cette hypothèse. De plus, il n'est pas possible de faire varier rapidement un courant dans une inductance de  $100\mu H$ . Définitivement, l'élimination de ces trois pistes de solution confirme l'hypothèse que l'inductance agit bel et bien comme une source de courant. Cette conclusion est entièrement déroutante puisque cette source de courant bloque l'interaction possible entre les MOS de puissance et l'amplificateur différentiel. Pourtant, la distorsion se produit bel et bien lors de la commutation de l'interrupteur selon la forme d'onde expérimentale présentée à la figure 1.10.

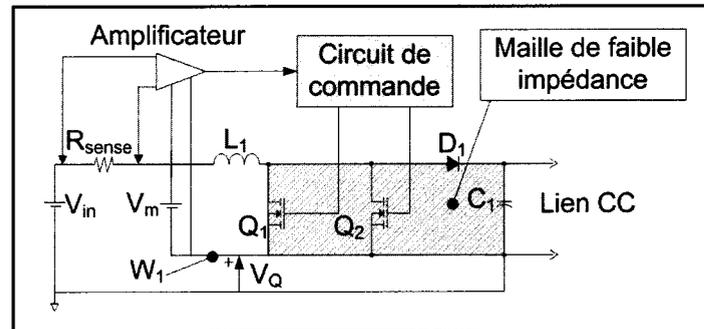
En règle générale, c'est à partir du moment où un tel problème se présente que la panique nous envahit et que les itérations sur des pistes de solution plus ou moins viables débutent. Par exemple : changer l'amplificateur différentiel ou encore effectuer des tests de performance plus approfondis sur son comportement dynamique. Envisager la modification du circuit imprimé en déplaçant tel ou tel composant. Imaginer que la deuxième génération de la plaquette redessinée ne présentera pas un comportement aussi indésirable et ainsi de suite. Il est important de mentionner qu'à partir de ce point, les frais de développement ainsi que les risques associés au produit montent en flèche ce qui fait grincer des dents les gestionnaires de projet. Puisque la majorité de ces circuits sont les fruits d'activités de recherche et développement, la précarité de survie d'une entreprise engendrée par ce type de problématique est bien évidente. Afin d'éviter les mauvaises surprises, il faut prendre en compte la construction du circuit et non uniquement la topologie du circuit en question. Le problème majeur se situe au niveau de la connexion du point commun du circuit de commande sur le point commun du circuit de puissance. Cette connexion est identifiée sur la figure 1.12 par le conducteur  $W_1$ .

L'erreur produite en reliant le circuit de commande à cet endroit est de couper l'amplificateur différentiel d'un point commun stable. Dans ce cas, il s'agit de la borne négative de la charge. Ceci revient à dire que le point commun du circuit de commande n'est pas le même que celui du circuit de puissance. Pourtant, d'un point de vue "métallique", ces deux points sont identiques puisqu'ils sont reliés ensemble. La question maintenant est de déterminer pourquoi il existe une différence de potentiel entre les deux points communs. Cette différence de potentiel est créée par la commutation des MOSFET de puissance qui génère une tension élevée tout le long de la maille de faible impédance. Cette maille est identifiée sur la figure 1.13.



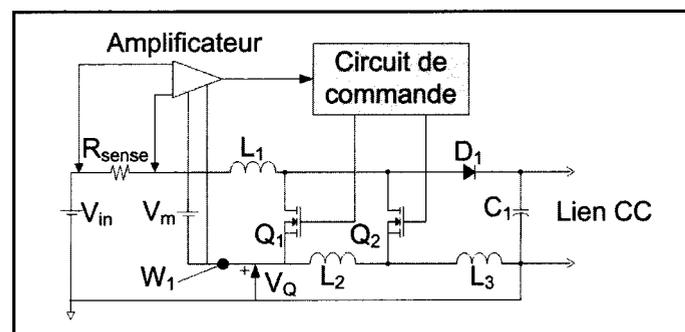
**Figure 1.12 Conducteur W1 du hacheur élévateur.**

Le point commun du circuit de commande étant raccordé à la borne négative de la source  $V_{in}$  à travers cette maille, il subit une variation en tension qui perturbe le fonctionnement de l'amplificateur lors de la commutation des MOSFET de puissance. La représentation équivalente sous forme de circuit électrique est illustrée à la figure 1.14.



**Figure 1.13** Maille de faible impédance.

Sur cette figure, les composants  $L_2$  et  $L_3$  ont été ajoutées pour représenter la nature inductive de la maille de faible impédance. L'ordre de grandeur de ces inductances est de quelques dizaines de nanoHenry.



**Figure 1.14** Branchement incorrect du INA913A.

À titre d'exemple, utilisons une inductance  $L_2$  de  $50\text{ nH}$  et une inductance nulle pour  $L_3$ . La pente de commutation typique d'un MOS de puissance est de  $250\text{ A}/\mu\text{ s}$ . En utilisant la relation (1-1) :

$$V_L = L \frac{\partial i_L}{\partial t} \quad (1-1)$$

on estime que le potentiel au point  $V_Q$  du circuit illustré sur la figure 1.14 subit une variation de  $12.5\text{ V}$  lors de la commutation du MOS de puissance. Cette variation est amplement suffisante pour détériorer le comportement de l'amplificateur. Cette théorie a été validée en

augmentant la résistance de grille du MOSFET. L'augmentation de cette résistance permet de diminuer la vitesse de commutation du MOS, donc de réduire les tensions développées sur les inductances  $L_2$  et  $L_3$ . En effectuant cette opération, il fut possible d'observer une amélioration du comportement de l'amplificateur sans toutefois obtenir un résultat acceptable. Néanmoins, l'utilisation d'une méthodologie basée sur des concepts d'EMI aura permis de déterminer la source du problème et de proposer une solution concrète soit l'isolation complète de cette mesure par l'opto coupleur linéaire HCNR200. Évidemment, la meilleure situation aurait été la possibilité de prévoir ce problème dès la conception du circuit imprimé, car la résolution de ce problème a nécessité deux semaines de travail supplémentaires ainsi que la conception d'un nouveau prototype de circuit imprimé.

### 1.3 Conclusion

Suite à la présentation de ces deux cas expérimentaux, une question se pose naturellement : aurait-il été possible de prévoir à l'aide des outils actuellement disponibles sur le marché que l'inversion des conducteurs en entrée du convertisseur utilisé dans la section 1.1 augmenterait les pertes de commutation de 19%? Également, aurait-il été possible de connaître à l'avance le problème de conception du circuit imprimé exposé dans le second cas d'étude en utilisant des outils simples? À l'heure actuelle, la réponse à cette question est négative. Les logiciels permettant le calcul des transitoires des composants d'électronique de puissance (tel que SPICE) ne sont pas conçus pour identifier les éléments parasites introduits par la géométrie du circuit imprimé. Sans ces éléments parasites, la simulation SPICE (pour autant que le modèle SPICE soit représentatif de la réalité (IRF, 2009)) s'avère pratiquement inutile. Les logiciels d'analyse par éléments finis tels que ANSYS ou ANSOFT permettent d'identifier ces éléments parasites. Par contre, ils ne permettent pas d'effectuer une simulation électrique de niveau SPICE. De plus, les circuits imprimés des convertisseurs de puissance étant tridimensionnels de nature, l'utilisation de ces logiciels lors de la conception du circuit demeure une approche très peu utilisée, car elle nécessite beaucoup de temps.

L'aspect monétaire d'une telle solution doit également être considéré. Une licence industrielle de SPICE coûte en 2009, 25k\$. Une licence ANSYS (qui possède maintenant ANSOFT) coûte également 25k\$. Le logiciel SPICE, qui utilise un algorithme à pas variables pour résoudre les équations différentielles rigides, ne permet pas de simuler adéquatement les systèmes électromécaniques sur plusieurs secondes puisque le pas de calcul devient très faible chaque fois qu'un semi-conducteur change d'état. Il faut donc avoir recours à d'autres solutions logicielles telles que SimPowerSystem (25k\$) par exemple. La somme totale qu'il faut investir pour faire l'étude complète d'un convertisseur de puissance (SPICE + ANSYS + SPS) est donc d'environ 75k\$ pour des licences industrielles. Il s'agit d'un montant plutôt difficile à justifier si l'on considère tout le temps requis pour utiliser adéquatement toutes ces solutions logicielles.

Le deuxième aspect important des logiciels de simulation concerne les paramètres des modèles. Il faut toujours avoir à l'esprit que ceux qui conçoivent les logiciels de simulation ne sont pas nécessairement ceux qui les utilisent pour des cas réels. Les ingénieurs qui travaillent sur des applications industrielles n'ont pas nécessairement le temps ni l'expertise leur permettant d'introduire des paramètres cohérents dans les nombreux modèles utilisés pour la simulation d'un convertisseur de puissance. L'inclusion des paramètres dans ces modèles est donc un atout majeur dans le domaine de la simulation. Citons à ce propos le *success story* du logiciel R-Tool (R-THETA, 2009). Il s'agit d'un logiciel de calcul thermique conçu par le fabricant de dissipateurs de chaleur R-Theta qui permet d'effectuer des analyses bidimensionnelles de la distribution de la température à l'intérieur d'un dissipateur. Le calcul par éléments finis de la distribution de température en deux dimensions n'a rien d'exceptionnel en tant que tel, car plusieurs logiciels proposent cette fonctionnalité. L'atout majeur de ce logiciel est d'offrir des paramètres de convection précalculés pour les radiateurs fabriqués par R-Theta. De plus, ils offrent des paramètres de convection pour toute une gamme de ventilateurs. Ainsi, il ne suffit que de disposer les pièces sur la surface du radiateur, indiquer la puissance dissipée par chacune d'elle et d'enclencher le processus d'analyse. Nul besoin de posséder des connaissances en analyse thermique pour utiliser ce logiciel, ce qui plaît énormément aux gens de l'industrie.

L'un des objectifs de cette thèse est d'utiliser cette méthodologie en l'appliquant à la modélisation des convertisseurs de puissance, et ce, par une approche monologicielle. L'idée est d'offrir une solution peu coûteuse aux industries. De plus, comme mentionné précédemment, de nombreuses heures sont requises pour acquérir une expertise suffisante pour manipuler adéquatement les logiciels commerciaux. Les contraintes imposées par les cédules de développement ne permettent pas une telle approche dans les petites et moyennes entreprises oeuvrant en recherche et développement. L'approche monologicielle combinée aux paramètres précalculés constitue la méthode de choix pour atteindre ce marché important. L'objectif de cette thèse est de regrouper les outils requis permettant de développer une telle approche.

Maintenant que nous avons un portrait global des problèmes que nous désirons aborder, il faut maintenant déterminer comment mettre en valeur les techniques développées dans ce document. Le prochain chapitre, dédié à la revue de la littérature, aborde cette question. L'objectif du chapitre est de déterminer les applications qui permettront de bien illustrer le potentiel des méthodes ainsi que les méthodes d'utilisation.

## CHAPITRE 2

### REVUE DE LA LITTÉRATURE

La construction et la modélisation des convertisseurs de puissance impliquent des connaissances dans plusieurs domaines de l'ingénierie. Dans son ensemble, il s'agit d'un très vaste domaine d'expertise qui englobe l'analyse électromagnétique, thermique, mécanique, l'analyse des semi-conducteurs et finalement la modélisation et l'analyse des circuits électriques. La majorité des publications que l'on retrouve se concentrent sur l'une de ces analyses, mais rarement sur la totalité. En d'autres termes, une revue de la littérature sur « comment construire un bon convertisseur » n'est tout simplement pas possible.

Ce qui ajoute également un niveau de difficulté important à la modélisation et la fabrication des convertisseurs de puissance c'est la dimension publication. En effet, si l'on désire publier dans des journaux consacrés à l'électronique de puissance tel que Power Electronics ou Industrial Electronics, il faut démontrer les concepts proposés de la manière la plus simple qui soit, en utilisant des applications qui intéressent les éditeurs. En réalité, il est très difficile ces années-ci de faire accepter une publication qui ne parle que de la modélisation d'un convertisseur, car aux yeux de beaucoup de gens, la conception et la construction d'un convertisseur de puissance sont des tâches triviales.

Il devient alors très important de bien situer les modèles et les méthodes proposées dans des applications qui sauront les mettre en valeur. Il s'agit d'un travail complémentaire aussi important que celui de la modélisation en tant que telle. Cette revue de la littérature présente donc deux grands axes soit : les publications traitant des problèmes de bruit des convertisseurs et les publications axées sur des applications industrielles. Le convertisseur utilisé pour véhiculer les modèles proposés est la topologie matricielle. Cette topologie est moderne et elle se retrouve abondamment dans les publications depuis les cinq dernières années.

## **2.1 Publications dédiées à l'analyse des problèmes de bruit dans les convertisseurs**

Les bruits électromagnétiques observables dans les convertisseurs de puissance sont fortement indésirables, car ils gênent sérieusement au bon fonctionnement des circuits. Il existe fondamentalement deux types de bruit (Ott, 1988) soit : le bruit conduit et le bruit radié. Le mode de propagation de ces deux formes de bruit est totalement différent. Les bruits conduits (communément appelé common mode) circulent à travers les mailles capacitives du convertisseur (Jin et al., 2006) pour ensuite aboutir dans la source d'alimentation et perturber tous les appareils reliés au réseau. Ces bruits proviennent de la commutation des interrupteurs de puissance qui produisent de fortes variations en tension ( $1-10\text{kV}/\mu\text{s}$ ). Les capacités parasites sont formées par les boîtiers des semi-conducteurs de puissance et le radiateur qui est au potentiel de la masse pour des raisons de sécurité (Jin et al., 2006). L'isolant entre les deux surfaces métalliques est un mica ou un pad thermique à changement de phase. Les bruits conduits représentent un sérieux problème lorsqu'il s'agit d'être conformes aux normes de pollution et c'est la raison pour laquelle ils sont étudiés dans plusieurs publications : (Pengju, Shuo et Lee, 2008), (Crebier et Ferrieux, 2004), (Akagi et Shimizu, 2008), (Gonzalez et al., 2007), (Mihalic et Kos, 2006) et (Jin et al., 2006).

Les études portant sur les mécanismes et les solutions aux bruits radiés sont beaucoup moins nombreuses. La raison de cette lacune est simple. L'étude des bruits conduits est un problème de nature purement électrique donc scalaire. Toutes les mesures en laboratoire s'effectuent avec des appareils classiques utilisés dans le domaine du génie électrique depuis plusieurs années (oscilloscope, analyseur spectral...). Également, toutes les méthodes d'analyse des circuits sont bien documentées et bien connues ce qui facilite grandement le travail de l'ingénieur électrique. D'un autre côté, les problèmes de bruit radié sont de nature vectorielle, car il faut travailler avec la distribution des champs magnétiques. Les champs magnétiques sont vectoriels, tridimensionnels et ils ne circulent pas dans des conducteurs. L'étude des problèmes de bruit radié augmente donc d'un cran le niveau d'abstraction de

l'analyse et elle est souvent mise de côté pour cette raison. Toutefois, il existe quelques études portant sur ce sujet.

L'attaque directe de cette problématique est effectuée par (Costa et Magnon 2005). Ce travail présente une méthode de calcul analytique permettant de déterminer la densité spectrale du bruit généré lors de la commutation des convertisseurs de puissance. La méthode analytique est basée sur l'utilisation de l'intégrale de convolution qui permet de déterminer l'enveloppe spectrale. Le circuit utilisé pour réaliser l'étude est un hacheur abaisseur. L'absence de preuves expérimentales permettant de valider la méthode proposée diminue quelque peu l'impact de ce travail qui demeure néanmoins très intéressant. De plus, cette méthode est applicable à l'extérieur de convertisseur et non à l'intérieur car la géométrie du circuit n'est pas prise en compte.

Le travail proposé par (Ala et al., 2006) consiste en la modélisation du EMI radié dans les structures des véhicules. L'application sélectionnée est l'étude du EMI radié par un convertisseur de puissance alimenté à 42V et utilisant une fréquence de commutation de 200kHz. La méthode des moments et la méthode des différences finies sont utilisées pour calculer le champ. Ce travail permet de quantifier l'impact du EMI sur des circuits en périphérie et non à l'intérieur du convertisseur en tant que tel car la source d'EMI est ponctuelle.

Finalement, (Laurin, Safwat et Balmain, 1995) propose une étude de l'effet du EMI sur des circuits intégrés numériques de faible puissance. L'onde électromagnétique incidente du circuit est modélisée sous forme d'un générateur d'impulsions dans le logiciel SPICE. La géométrie des circuits qui génèrent l'onde incidente n'est toutefois pas prise en compte dans cette publication.

## 2.2 Les convertisseurs matriciels

Comme mentionné précédemment, le travail contenu dans cette thèse est axé sur la modélisation des convertisseurs de puissance. Toutefois, pour valider et prouver l'utilité de ces modèles, il faut sélectionner des applications. Certaines topologies se prêtent bien à la publication, car elles sont modernes, intéressantes et elles favorisent des nouvelles découvertes. L'une de ces topologies est sans contredit le convertisseur matriciel. Ce convertisseur CA-CA sans lien CC permet d'obtenir des puissances volumiques élevées ainsi qu'une réduction de l'encombrement considérable. De plus, c'est une topologie qui présente un niveau de fiabilité équivalent aux autres topologies de convertisseurs triphasés selon les standards militaires (Aten et al., 2006). Les auteurs de cette publication effectuent une comparaison de la fiabilité entre cinq topologies de convertisseur de puissance utilisées dans les applications aéronautiques et aérospatiales. Les dispositifs compris dans l'étude sont les semi-conducteurs de puissance, les plaquettes de contrôle (FPGA, DSP), les pilotes de grille, les condensateurs, les inductances et les transformateurs. Les résultats de cette étude sont présentés au tableau 2.1.

**Tableau 2.1 Comparaison de la fiabilité des convertisseurs en fonction des topologies.**

Topologies	Temps moyens entre les défauts (MTBF) (H)
Redresseur 6 impulsions + onduleur PWM	37592
Redresseur 12 impulsions + onduleur PWM	34464
Redresseur 18 impulsions + onduleur PWM	32550
Redresseur (PWM) + onduleur PWM	32166
Convertisseur matriciel	34894

On observe une fiabilité similaire entre les topologies, la plus fiable étant néanmoins le redresseur à six impulsions et l'onduleur PWM (MTBF = 37592H). Le convertisseur matriciel vient au deuxième rang sur une possibilité de cinq avec un MTBF de 32592H. L'absence du condensateur du lien CC explique en grande partie cette fiabilité élevée.

Outre cette étude de fiabilité, de nombreuses publications ont été faites sur le convertisseur matriciel depuis les deux dernières années. Les publications sur ce sujet se divisent majoritairement en deux familles. La première famille comprend l'étude des algorithmes de modulation du convertisseur, les modifications suggérées à la topologie et l'analyse de la stabilité de cette topologie. (Casadei et al., 2007), (Yoon et Sul, 2006), (Wijekoon et al., 2008), (Wheeler et al. 2004), (Arias et al., 2007), (Vargas, Ammann et Rodriguez, 2009), (Jussila et Tuusa, 2007) et (Sato et al., 2007).

La seconde famille présente des applications de ce type de convertisseur. Par exemple, (Cardenas et al., 2009) démontre l'usage d'un convertisseur matriciel permettant de relier une éolienne utilisant une machine à cage et un réseau maillé. Le contrôleur non linéaire régule la puissance réactive fournie au grid en modifiant la phase du courant d'entrée du convertisseur matriciel via l'indice de modulation (Casadei, 2002). Des résultats expérimentaux sont validés sur un prototype de 2kW. D'autres publications présentent des applications variées : (Wheeler et al., 2007), (Wheeler et al., 2008), (Zanchetta et al., 2008), (Wheeler et al., 2002), (Podlesak et al., 2005), (Arias et al., 2006) et (Vargas et al., 2008).

Tous ces travaux portent sur la commande du convertisseur et non sur la fabrication proprement dite de l'unité. Ceci laisse beaucoup de place à l'application des modèles développés dans cette thèse et c'est la raison pour laquelle la topologie matricielle est celle utilisée dans plusieurs chapitres.

### **2.3 Conclusion**

Une revue de la littérature a été présentée dans ce chapitre. Les articles sélectionnés proviennent majoritairement des journaux traitant des convertisseurs de puissance.

Avant de présenter les travaux de modélisation contenues dans cette thèse, nous allons tout d'abord nous pencher sur une facette du travail qui n'apparaît pas directement dans les chapitres : les problèmes liés aux mesures. Effectivement, si développer des modèles est un

art, les valider expérimentalement en est un autre. C'est cette problématique qui est abordée au chapitre suivant.

## CHAPITRE 3

### LES DIFFICULTÉS LIÉES AUX MESURES DANS LES CONVERTISSEURS DE PUISSANCE

#### 3.1 Introduction

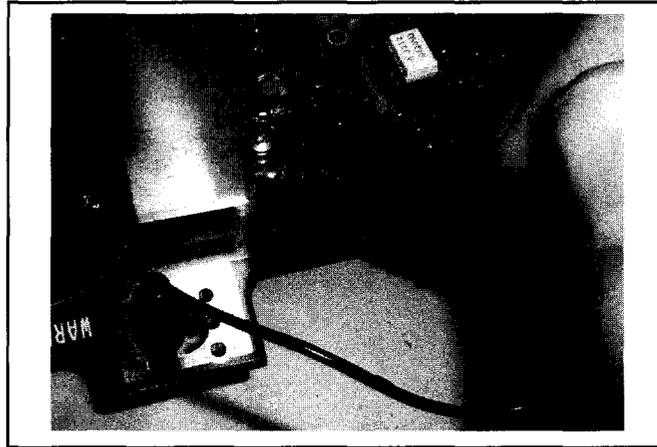
Les fortes variations du champ magnétique liées à la commutation des interrupteurs de puissance engendrent plusieurs problèmes de mesure. Il est très difficile dans ces circonstances d'obtenir des résultats identiques à la théorie lors du passage à l'expérimentation. Ce court chapitre a pour but de regrouper toutes les difficultés observées lors de la prise des mesures requises pour les publications.

#### 3.2 Problèmes liés au couplage magnétique

Un problème important lié à la prise des mesures en laboratoire est l'induction électromagnétique du circuit de puissance dans la sonde de l'oscilloscope lors de la commutation des semi-conducteurs. Évidemment, il s'agit d'un problème qu'il est possible de rencontrer dans les circuits numériques de faibles puissances. Toutefois, dans le cas des convertisseurs de puissance, la tension induite dans la sonde peut atteindre plusieurs Volts ce qui altère largement les tensions recueillies en expérimentation. Afin de bien démontrer cette problématique, la configuration expérimentale illustrée à la figure 3.1 est utilisée.

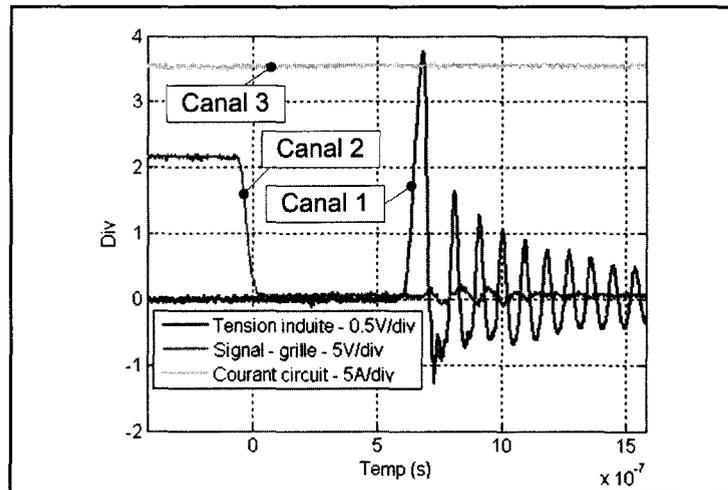
La sonde de l'oscilloscope LeCroy est reliée sur le même conducteur en deux endroits rapprochés. La figure 3.2 présente la mesure recueillie par la sonde de tension (canal 1), la commande du MOSFET (canal 2) ainsi que le courant circulant dans ce conducteur métallique (canal 3). Selon les méthodes habituelles d'analyse, la tension mesurée par la sonde devrait être nulle, car les circuits conducteurs représentent des courts-circuits quasi parfaits. Ceci est particulièrement vrai sur une courte distance de quelques millimètres comme celle illustrée sur la figure 3.1. Toutefois, la forme d'onde expérimentale démontre qu'une tension de 1,88V

est recueillie par la sonde. Cette tension induite ne peut être ignorée lorsque l'on recueille des tensions évoluant sur une dizaine de Volts car les ordres de grandeur sont similaires.



**Figure 3.1 Sonde d'oscilloscope court-circuitée sur le circuit.**

La mesure de la tension de la grille d'un interrupteur de puissance lors de la commutation est un exemple typique.



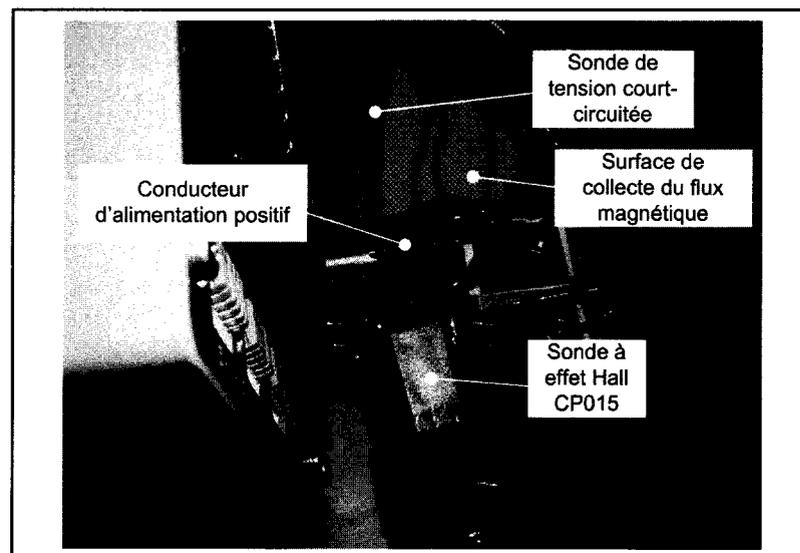
**Figure 3.2 Tension induite dans la sonde de l'oscilloscope court-circuitée.**

Un second exemple où cette problématique est observable est lorsqu'il s'agit de calculer les pertes de commutation d'un MOSFET de puissance opérant à faible tension. Ces MOSFET se

retrouvent dans les applications embarquées à basse tension. Dans ce cas, le produit VI est perturbé par l'induction ce qui entraîne une importante erreur de mesure des pertes de commutation.

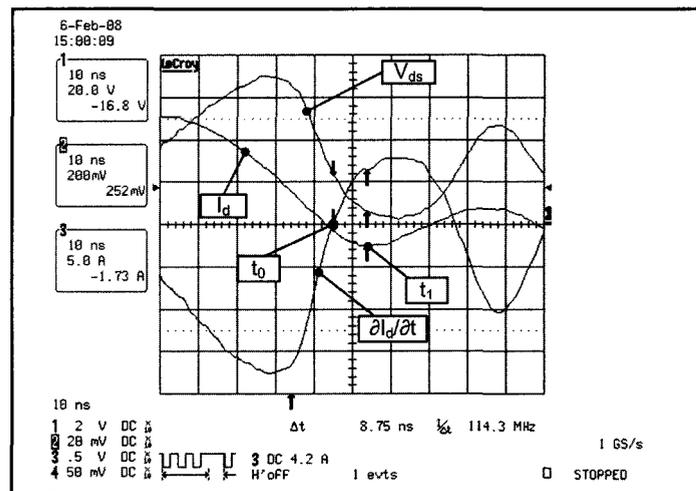
### 3.3 Problèmes liés aux retards des capteurs

Outre les problèmes liés aux phénomènes d'induction, les retards introduits par les capteurs à effet Hall utilisés en laboratoire représentent également une source d'erreur importante. Par exemple, selon les spécifications du fabricant LeCroy, le retard maximal de la sonde CP015 utilisée en laboratoire est de  $8,5ns$ . Lors de l'observation des formes d'ondes du convertisseur en régime de conduction, ce retard est plus que négligeable. Cependant, durant les périodes de commutation, il s'agit d'une véritable catastrophe puisque la descente et la montée du courant de drain dans les transistors s'effectuent sur quelques dizaines de nanosecondes. Encore une fois, l'ordre de grandeur étant la même, il n'est plus possible de négliger ce phénomène. La figure 3.3 illustre la configuration expérimentale utilisée pour démontrer l'influence de ce retard sur la prise des mesures expérimentales.



**Figure 3.3 Configuration expérimentale utilisée pour déterminer le retard de la sonde CP015.**

Il s'agit d'un circuit abaisseur sur lequel nous avons branché la sonde à effet Hall CP015. Afin de capter la dérivée du courant recueillie par cette sonde, une sonde de tension court-circuitée est placée à proximité du conducteur d'alimentation positif du circuit. Par la loi de l'induction de Faraday, la tension recueillie dans la sonde correspond à un facteur près à la dérivée du courant circulant dans le conducteur qui génère le champ magnétique. La figure 3.4 illustre les résultats expérimentaux obtenus. Les trois ondes présentées sur cette figure sont le courant de drain  $i_d$ , la tension drain-source du MOS de puissance et la tension induite dans la sonde court-circuitée qui correspond à la dérivée de  $i_d$  et qui est dénotée  $\partial i_d / \partial t$ . Le déphasage entre la sonde à effet Hall et la tension recueillie par la sonde court-circuitée est estimé en effectuant la différence entre les temps  $t_0$  et  $t_1$  illustrés sur la figure 3.4. À  $t_1$ , le courant  $i_d$  atteint un optimum négatif local. Il est évident en observant la forme d'onde de  $i_d$  à  $t_1$  que la pente de cette onde devrait être logiquement nulle. En analysant la dérivée captée par induction, on observe que la dérivée est nulle à  $t_0$  et non à  $t_1$ . Cette expérimentation indique clairement qu'il existe un retard entre le courant réel du circuit et celui recueilli par la sonde à effet Hall. Un retard de 8,5ns est quantifiable par cette expérimentation ce qui correspond à la spécification du fabricant.



**Figure 3.4 Ondes recueillies pour la mesure du retard de la sonde CP015.**

En utilisant cette mesure déphasée temporellement, le calcul de la puissance dissipée lors de la commutation est nécessairement faux puisque la durée de la commutation est surévaluée. Par

exemple, on observe sur la figure 3.4 que la descente du courant  $i_d$  lors de la commutation s'effectue en 40ns. Dans ce cas, un retard 8,5ns représente une erreur temporelle de 21% ce qui est loin d'être négligeable.

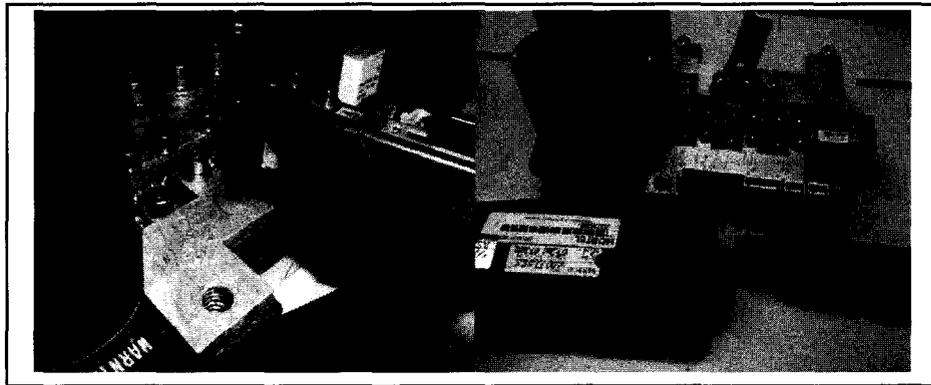
### 3.4 Compromis sur la résolution de l'oscilloscope

Une troisième difficulté importante liée à la prise des mesures est l'incapacité de mesurer à la fois la tension bloquée aux bornes d'un transistor et la tension à l'état passant. Si la division verticale de l'oscilloscope est trop élevée, la précision sur la mesure de la tension à l'état passant aux bornes du transistor est nulle. Si la division verticale en tension est trop faible, l'amplificateur de l'oscilloscope sature et la mesure de la tension à l'état passant est totalement erronée. Par exemple, le transistor IRF2807 possède une résistance à l'état passant de  $13m\Omega$  à une température de jonction de  $25^\circ C$ . Pour un courant de conduction de  $40A$ , qui représente 50% de son courant nominal à  $25^\circ C$ , la tension aux bornes du transistor est de  $0,52V$ . En supposant que le circuit est alimenté par une source de  $50V$ , il faut que l'échelle verticale en tension de l'oscilloscope soit placée à  $20V/div$  pour observer la surtension lors de l'ouverture du MOSFET de puissance. Cette surtension qui peut facilement atteindre la tension d'avalanche du transistor qui est de  $75V$  dans ce cas précis. L'oscilloscope Waverunner possède un convertisseur analogique numérique de 12 bits. En ajoutant les divisions négatives, l'échelle de lecture s'étend sur  $160V$  (il y a 8 divisions verticales) ce qui donne une résolution minimale de  $39mV/bit$ . En utilisant cette résolution minimale, il est possible de déterminer qu'une tension de  $0,52V$  utilise à peine les 4 bits les plus faibles du convertisseur représentant une valeur de 15 sur 4096 soit 0,3% de la valeur totale. Évidemment, la précision sur cette mesure est très douteuse d'autant plus qu'elle est totalement noyée dans le bruit. Les transistors haute tension présentent une résistance à l'état passant beaucoup plus élevée ce qui pourrait augmenter la précision de la mesure à l'état passant. Toutefois, il ne faut pas négliger qu'ils opèrent dans des circuits dont la tension excède  $300V$  et la précision de l'oscilloscope doit être ajustée en conséquence. Il n'y a donc aucune amélioration sur la précision de cette mesure. Le seul compromis intéressant est d'utiliser un transistor haute tension dans des circuits à faible tension. Avec cette

configuration, la tension à l'état passant est facilement observable et quantifiable. Malgré le fait que ce cas soit intéressant au point de vue expérimental, il ne se présente jamais en réalité.

### 3.5 Problèmes mécaniques

La mécanique des circuits représente également un obstacle important pour effectuer des mesures précises, particulièrement en ce qui a trait à la mesure des courants. Effectivement, les sondes à effet Hall qui permettent de relever les ondes des courants possèdent une mécanique assez volumineuse en règle générale. Pour accommoder le circuit à ce type de sonde, il faut augmenter la longueur des conducteurs reliant les composants du montage physique. En allongeant ces conducteurs, l'inductance de fuite du circuit augmente, modifiant par le fait même le comportement du circuit réel. De plus, il est impossible de mesurer le courant dans un circuit imprimé sans l'endommager. Les exemples présentés à la figure 3.5 illustrent bien la justesse de ce propos.



**Figure 3.5 Exemple de l'impossibilité de mesurer le courant d'une trace de circuit imprimé à partir d'une méthode conventionnelle.**

Pourtant, les caractéristiques finales du circuit seront dictées par l'assemblage sur plaquette de circuit imprimé et non sur un montage intermédiaire commode pour la prise des mesures. Il faut donc utiliser un moyen détourné pour mesurer les courants circulant dans les circuits imprimés. Cette méthode sera exposée au chapitre 8.

### 3.6 Conclusion

Même si les appareils de mesure sont précis et performants, la prise des mesures dans un circuit d'électronique de puissance demeure un défi de taille. Les dimensions des sondes raccordées à ces appareils ainsi que les retards introduits par celles-ci complexifient largement les comparaisons entre la théorie et la pratique. Pour ajouter à la difficulté, lorsque le circuit fonctionne à haute tension, il faut utiliser des sondes de tension différentielles isolées. Un retard important ainsi qu'une imprécision supérieure à celle introduite par les sondes de tension non isolées complexifient une fois de plus la prise des mesures en laboratoire. Pour effectuer un travail de comparaison juste, il faut tenir compte de toutes ces contraintes ce qui augmente largement le niveau de difficulté de la validation expérimentale.

Il est maintenant évident que la connaissance des problèmes liés aux mesures nous permet d'apprécier davantage les travaux de validation en laboratoire. Il s'agit d'une entreprise difficile qui nécessite beaucoup de temps. Puisque nous avons maintenant couvert les aspects liés aux problèmes expérimentaux, nous allons poursuivre avec la modélisation proprement dite. Le travail débute par la présentation d'une technique d'orientation des champs magnétiques dans une cellule bidirectionnelle triphasée utilisée dans les convertisseurs matriciels. C'est le sujet du prochain chapitre.

## CHAPITRE 4

### RÉDUCTION DES INTERFÉRENCES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PAR ORIENTATION DU CHAMP MAGNÉTIQUE

#### 4.1 Avant propos

C'est au début de l'été 2004 que l'idée exposée par cette publication m'est venue en tête. Je cherchais une méthode originale et simple de réduire les interférences électromagnétiques dans un convertisseur de puissance. Dès le début de la réflexion sur le sujet, l'utilisation de la symétrie comme base de développement de la méthode m'est apparue un choix judicieux. Après tout, il n'y a pas un courant qui entre dans un convertisseur de puissance qui n'en sort pas. En utilisant les sens inversés de ces courants, il y avait forcément la possibilité d'une annulation de certaines composantes du champ magnétique.

Je décidai donc d'appliquer le concept de symétrie à la construction d'une cellule bidirectionnelle utilisée dans les applications de conversion matricielle. Mon premier objectif était de créer une zone de champ orienté où il serait possible d'intégrer un circuit de commande tel que le pilote de grille des MOSFET de puissance tout en garantissant une bonne immunité électromagnétique.

Le niveau de complexité de la cellule sélectionnée devait être élevé pour démontrer l'efficacité de la méthode. J'ai donc choisi de faire l'intégration électromagnétique de la cellule bidirectionnelle proposée par (Pan, Chen et Shieh, 1993) présentée à la figure 4.2. Ce circuit se révéla un bien mauvais choix par la suite. Au point de vue de l'électromagnétisme, c'était une très belle application, car ce circuit est complexe et il utilise des éléments passifs et actifs. Toutefois, concernant les performances électriques, ce fut un désastre total qui m'a coûté huit mois de travail pour tenir compte des commentaires des réviseurs lorsqu'ils me demandèrent de justifier ce choix au niveau des pertes de commutation... quantités que je savais désastreuses depuis un certain temps.

En replaçant l'accent de la publication sur l'aspect électromagnétique plutôt que sur l'aspect performance électrique de la cellule, ce problème fut résolu. Il restait maintenant à trouver une méthode simple qui permettrait de calculer le champ magnétique de la cellule. Les conducteurs de la cellule en question n'étant pas de longueur infinie, il fut impossible d'utiliser les formules de base que l'on retrouve dans tous les bouquins d'électromagnétisme. L'utilisation des éléments finis à ce stade de ma recherche n'était pas envisagée puisque je désirais fournir une méthode simple et applicable par tous les électrotechniciens, qu'ils soient compétents ou non en électromagnétisme. Il m'est donc venu l'idée d'utiliser l'intégrale de Biot et Savart.

Pour que le processus de calcul soit rapide, il devait forcément être analytique. J'ai donc cherché des publications qui proposaient la forme analytique de l'intégrale de Biot et Savart pour une géométrie tridimensionnelle de forme rectangulaire avec une densité de courant constante. J'ai finalement trouvé la réponse que je cherchais dans la publication de (Urankar 1982). Toutefois, en essayant la formule proposée dans l'annexe de cette publication, je n'ai pas réussi à obtenir des résultats cohérents. J'ai donc abandonné cette avenue. Pour contourner cet échec, j'ai décidé de faire l'intégration tridimensionnelle moi-même. Ce fut très difficile d'obtenir le résultat de cette intégration, mais j'y tenais fortement puisqu'il était nécessaire pour terminer cette publication. Dans les faits, ce résultat a été très utile lorsque le temps fut venu d'expérimenter les algorithmes d'intégration numériques utilisés dans les modèles proposés dans quelques chapitres de cette thèse.

J'ai d'abord tenté le destin par moi-même en utilisant mes acquis en matière d'intégration analytique. Se mesurer à Urankar ne fut pas une mince affaire et j'ai été obligé de me rendre à l'évidence quelques semaines plus tard : je devais déclarer forfait faute de résultats. J'ai donc décidé d'utiliser tous les logiciels mathématiques symboliques que je connaissais : Mapple, Derive, Mathcad. Aucun d'eux n'a été capable de fournir le résultat de la troisième intégrale de l'intégrale triple requis pour compléter l'intégration symbolique de la loi de Biot et Savart. Le seul qui fut capable de dompter le pur-sang fut le logiciel Mathematica, dont une application gratuite permettant l'intégration à une variable est disponible en ligne (Wolfram, 2009). Ce

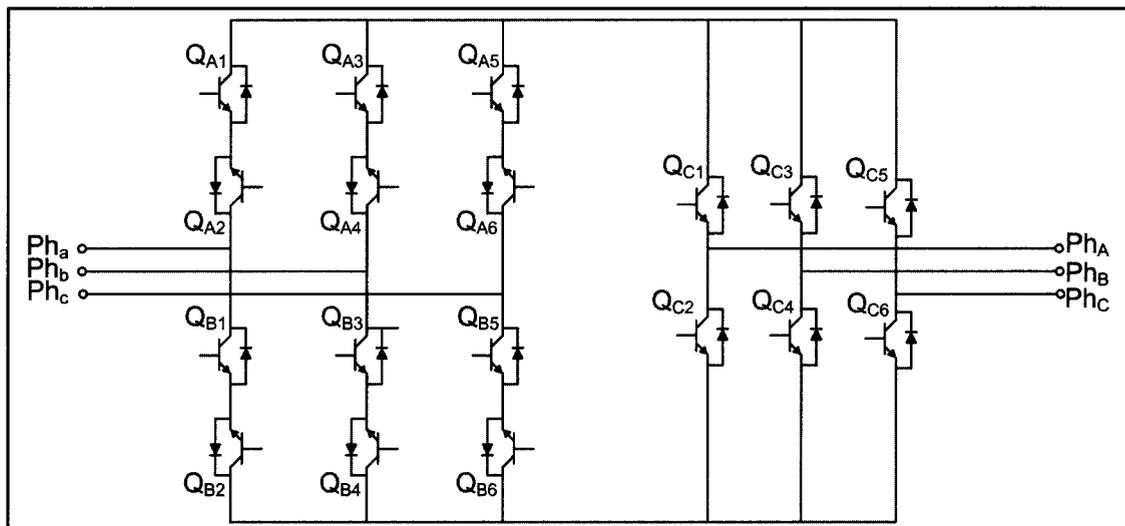
résultat, combiné à quelques transformations homogènes provenant de la robotique, m'a permis de visualiser les résultats escomptés. Ensuite, la phase de prototypage s'est bien déroulée et les résultats expérimentaux ont confirmé l'intuition de départ ainsi que les résultats théoriques obtenus par l'intégrale de Biot et Savart. Voici ce travail.

## 4.2 Introduction

Depuis quelques années, une tendance majeure en électronique de puissance est de minimiser l'espace occupé par les circuits imprimés utilisés dans la fabrication des convertisseurs de puissance. Une première approche étudiée pour atteindre cet objectif est d'utiliser une technologie I.P.E.M. (integrated passive electromagnetic module) (Strydom et Van Wyk, 2003) (Wenduo, Dirker et Van Wyk, 2008), (Zhenxian, van Wyk et Lee, 2006). Ces modules intégrés permettent d'inclure dans une structure unique des condensateurs, des inductances et des transformateurs. Actuellement, cette technologie est utilisée avec succès pour la fabrication des demi-ponts asymétriques à résonance. Cependant, puisque cette technologie est encore à un stade expérimental, ces modules ne sont pas disponibles actuellement pour les concepteurs de convertisseurs. De plus, la technologie I.P.E.M. présente une faible résistance au stress thermique et mécanique, ce qui réduit son potentiel industriel (Strydom et Van Wyk, 2002). La seconde approche consiste à utiliser la technologie discrète disponible en abondance sur le marché et d'assurer une bonne compatibilité électromagnétique entre les composants du convertisseur par une disposition judicieuse des transistors et des traces du circuit imprimé. Cette approche, plus simple et plus actuelle, est utilisée dans ce chapitre pour la conception du *layout* d'une cellule bidirectionnelle résonnante déjà expérimentée dans un convertisseur matriciel (Wheeler et al., 2002).

Le convertisseur matriciel est une topologie prometteuse puisqu'elle permet de réduire l'utilisation des condensateurs électrolytiques. Il est prouvé que ces composants possèdent une faible fiabilité et qu'ils sont souvent une source de dysfonctionnement d'un convertisseur (Aten, 2006). Le convertisseur matriciel permet une conversion AC/AC sans l'intermédiaire d'un lien CC. Actuellement, cette topologie est utilisée pour la commande de machines

électriques (Takayoshi et al., 1996; Domenico, Serra et Tani, 2001; Sato et al., 2008; Cardenas, 2009) ainsi que plusieurs autres applications. Puisque le convertisseur matriciel illustré à la figure 4.1 utilise un plus grand nombre de semi-conducteurs ainsi qu'une logique de commande plus complexe que les convertisseurs à deux ou trois niveaux, il est plus difficile d'éviter les interférences indésirables entre les circuits de haute et de basse puissance.



**Figure 4.1 Schéma électrique de la topologie indirecte du convertisseur matriciel.**

La méthodologie développée dans ce chapitre permet de créer à l'intérieur même du convertisseur une zone de champ orientée qui mène à la possibilité d'introduire un circuit de commande de faible puissance. En plus d'augmenter la fiabilité du convertisseur, cette stratégie entraîne la minimisation de la taille finale du convertisseur. La création de la zone de champ orienté s'effectue en disposant judicieusement les composants d'électronique de puissance ainsi que les conducteurs environnants. Deux règles sont énoncées dans ce chapitre pour y parvenir. Afin de déterminer la validité de l'approche proposée, la loi de Biot et Savart est utilisée pour effectuer le calcul du champ magnétique à l'intérieur de la cellule de commutation. À partir de cette analyse numérique, il est possible de visualiser et d'ajuster la contribution de chaque composant au champ magnétique résultant et ainsi créer la zone de champ orienté. La validation de cette méthodologie est effectuée sur un prototype expérimental d'une cellule bidirectionnelle résonnante conçue pour supporter un courant de 35 Ampères. Le circuit électrique de cette cellule est illustré à la figure 4.2.

Il est important de mentionner que cette cellule est utilisée seulement pour illustrer un exemple d'application de la méthodologie et que les performances de commutation de cette cellule ne sont pas considérées dans ce chapitre. Elle fut sélectionnée uniquement car elle comporte des éléments actifs tels les diodes et les transistors ainsi que des éléments passifs tels l'inductance et le condensateur. Ceci permet de bien illustrer l'application de la méthode.

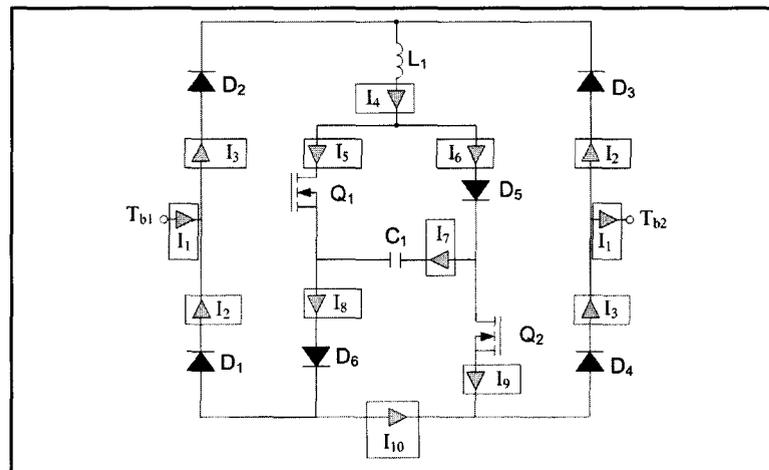


Figure 4.2 Cellule bidirectionnelle à résonance à l'étude.

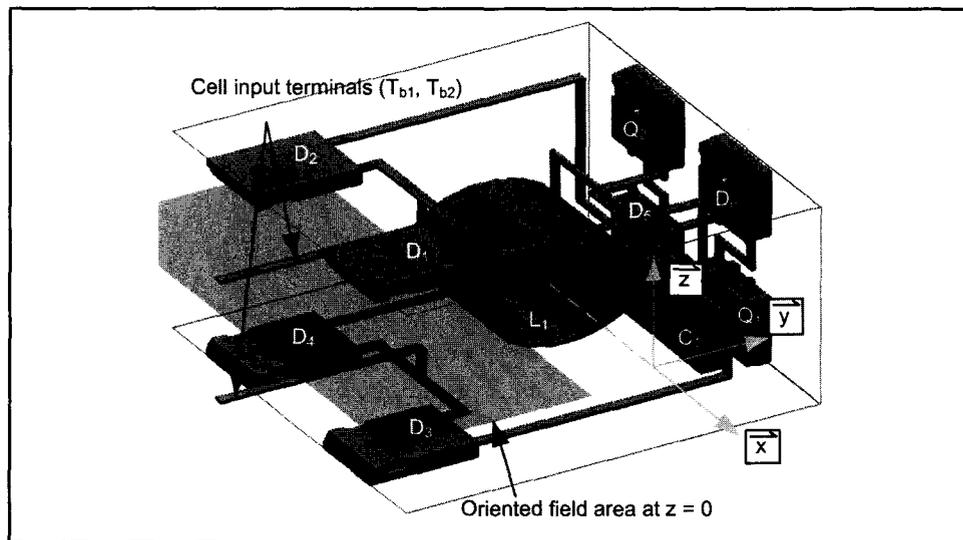
### 4.3 Concept de réduction du bruit électromagnétique

Fondamentalement, le EMI à l'intérieur d'un convertisseur est généré par des changements abrupts des courants dans les différents éléments du circuit. Chaque conducteur, portant une densité de courant  $\vec{J}$ , impose un champ magnétique particulier dans l'espace. L'orientation et la grandeur de ce champ à un point particulier dans l'espace sont déterminées par la sommation de la contribution de chacune de ces densités. Puisque l'orientation des conducteurs est contrôlable, il est possible de créer une zone de champ orienté où le couplage entre les circuits de haute et de faible puissance est réduit au minimum. Cette zone de champ orienté constitue le meilleur site d'inclusion d'un circuit de faible puissance à l'intérieur d'un circuit de haute puissance, car la compatibilité électromagnétique de cette zone est assurée. Les critères utilisés pour l'élaboration de la zone de champ orienté sont :

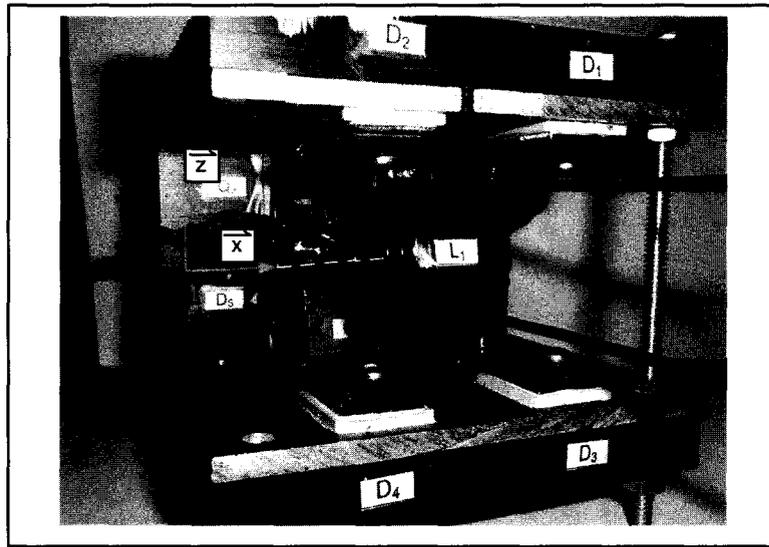
1 - Si deux conducteurs supportent le même courant, ils doivent être disposés symétriquement de chaque côté de la zone de champ orienté.

2 - Si un conducteur ne peut être placé symétriquement de part et d'autre de la zone de champ orienté, il doit être placé à une distance suffisante dans l'assemblage afin de minimiser son impact sur le champ magnétique résultant. L'impact de ces composants est quantifié en utilisant la méthode proposée à la section 4.6. La figure 4.3 illustre l'assemblage physique du circuit électrique présenté à la figure 4.2.

La conception de la cellule a été effectuée en utilisant les règles décrites précédemment. La zone de champ orienté est située dans le plan  $xy$  à  $z = 0$  (au centre de l'inductance). Les composants  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ ,  $D_4$  et  $L_1$  obéissent à la première règle d'intégration. Les autres composants obéissent à la deuxième règle. La zone de champ orienté est indiquée par un rectangle sur la figure 4.3. Le prototype expérimental est présenté à la figure 4.4.



**Figure 4.3** Vue 3D de l'assemblage final de la cellule bidirectionnelle.



**Figure 4.4 Intégration expérimentale de la cellule bidirectionnelle.**

#### **4.4 Expérimentation de la cellule**

Une fois la conception de l'assemblage physique du circuit terminée, le champ magnétique doit être calculé afin d'assurer la présence de la zone de champ orienté. Il est important de valider la présence de cette zone pour toutes les conditions d'opération du convertisseur. Évidemment, la représentation graphique qui est utilisée pour visualiser la grandeur ainsi que la distribution des champs magnétiques ne tient pas compte de la valeur de la dérivée temporelle de ces champs. Néanmoins, il est fondamental d'éviter l'annulation d'un champ présentant une forte variation temporelle par un champ possédant une faible variation temporelle. Conséquemment, les champs magnétiques statiques doivent être éliminés du calcul du champ magnétique résultant.

L'amplitude des courants possédant une forte variation temporelle doit également être déterminée. La représentation graphique du champ magnétique est en fait la même que celle utilisée pour le calcul des inductances mutuelles d'un circuit. Puisque l'inductance mutuelle est indépendante du courant, un courant unitaire est assigné à chaque conducteur pour le calcul du champ magnétique résultant. De plus, toujours dans le but d'assurer la présence de

la zone de champ orienté pour toutes les conditions d'opération du convertisseur, une méthodologie permettant de calculer le plus haut niveau de couplage doit être établie. Le plus haut niveau de couplage représente le pire cas en terme d'EMI. La méthode de calcul s'énonce comme suit : le champ magnétique à un point  $p(x, y, z)$  créé par un courant  $I_\alpha$  circulant dans  $q$  conducteurs différents de l'assemblage physique d'un circuit électrique est donné par l'équation (4-1).

$$\vec{B}_{(I_\alpha)p(x,y,z)} = \sum_{n=1}^q \int_{V_n} \frac{\frac{I_\alpha}{A_n} \vec{u}_{rn} \times \vec{ar}_n}{r^2} dV_n \quad (4-1)$$

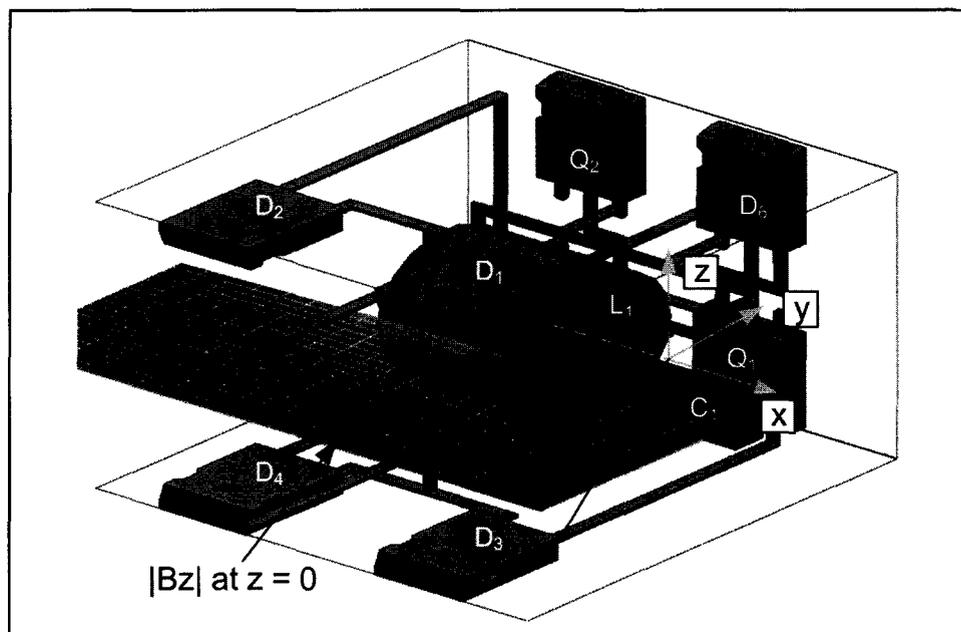
où  $V_n$  est le volume du  $n^{th}$  segment métallique,  $A_n$  est la surface du  $n^{th}$  segment métallique (supposée constante sur toute la longueur du segment) et  $\vec{u}_{rn}$  est le vecteur directionnel unitaire de la densité de courant ( $I_\alpha / A_n$ ) circulant dans le  $n^{th}$  segment métallique. Le terme  $\vec{ar}_n$  est le vecteur unitaire pointant de la densité de courant vers le point de calcul du champ magnétique. S'il y a en tout  $\lambda$  courants différents dans l'assemblage ( $\lambda = 10$  à la figure 4.2) le champ magnétique total au point  $p(x, y, z)$  dénoté  $\vec{B}_{Tp(x,y,z)}$  est donné par :

$$\vec{B}_{Tp(x,y,z)} = \sum_{\alpha=1}^{\lambda} \vec{B}_{(I_\alpha)p(x,y,z)} \quad (4-2)$$

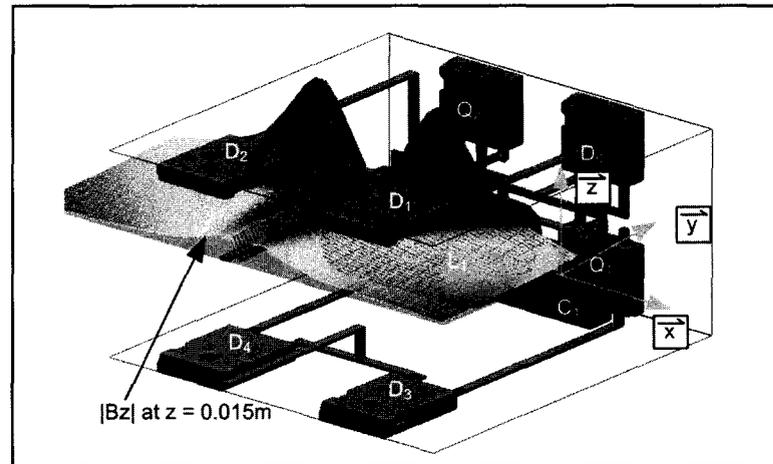
À partir de la relation (4-2), il est possible de constater qu'un courant donné peut annuler le champ magnétique créé par un autre courant. En d'autres termes, le champ magnétique résultant dépend encore de la distribution des courants dans le convertisseur. Cette méthode de calcul nécessite donc une amélioration si l'on désire prouver la présence de la zone de champ orienté indépendamment de la distribution des courants dans le convertisseur. L'équation (4-3) permet de corriger cette lacune en calculant le champ magnétique du pire cas  $\vec{B}_{Tp(x,y,z)}^{wc}$ .

$$\vec{B}_{Tp(x,y,z)}^{wc} = \sum_{\alpha=1}^{\lambda} |\vec{B}_{(I_{\alpha})p(x,y,z)}| \quad (4-3)$$

En utilisant la valeur absolue des champs créés par chacun des courants, le champ produit par un courant donné ne peut être annulé par le champ généré par un autre courant de l'assemblage. L'équation (4-3) a été utilisée pour produire les figures 4.5, 4.6 et 4.7. Sur la figure 4.5, l'amplitude de la composante en  $\hat{z}$  du champ magnétique est illustrée. La composante en  $\hat{z}$  est critique dans ce cas puisqu'elle est perpendiculaire à la zone de champ orienté, causant de l'induction dans un circuit situé dans le plan  $xy$ . Tel que démontré à la figure 4.5, la composante selon  $\hat{z}$  du champ magnétique est vraiment faible à  $z = 0$  assurant la présence d'une zone de faible induction. Les figures 4.6 et 4.7 illustrent le champ magnétique résultant à  $z = 0,0075m$  et  $z = 0,015m$  respectivement. Comme démontré par ces figures, la zone de champ orienté est sérieusement dégradée lorsque l'on s'éloigne du plan  $z = 0$ .

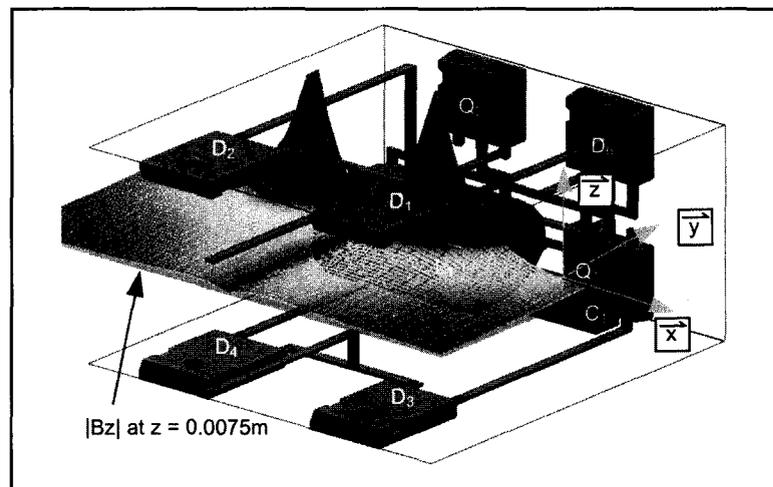


**Figure 4.5 Amplitude du champ magnétique à  $z = 0$ .**



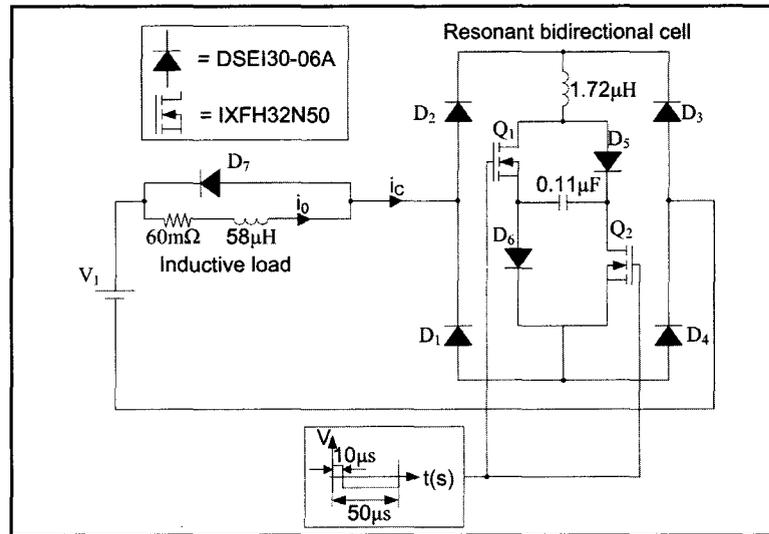
**Figure 4.6 Amplitude du champ magnétique à  $z = 0,015\text{m}$ .**

Afin de valider expérimentalement les résultats obtenus par l'approche de calcul et d'assemblage proposée, la configuration illustrée à la figure 4.8 est utilisée.



**Figure 4.7 Amplitude du champ magnétique à  $z=0,0075\text{m}$ .**

Il s'agit d'un convertisseur abaisseur capable de commuter un courant de 35 Ampères dans une charge inductive de  $58\mu\text{H}$ . En inversant  $D_7$  et  $V_1$ , on peut tester toutes les configurations possibles de la cellule. Cette configuration simplifiée permet d'éviter la construction d'une seconde cellule résonnante, minimisant ainsi la charge de travail requise pour effectuer la validation expérimentale.



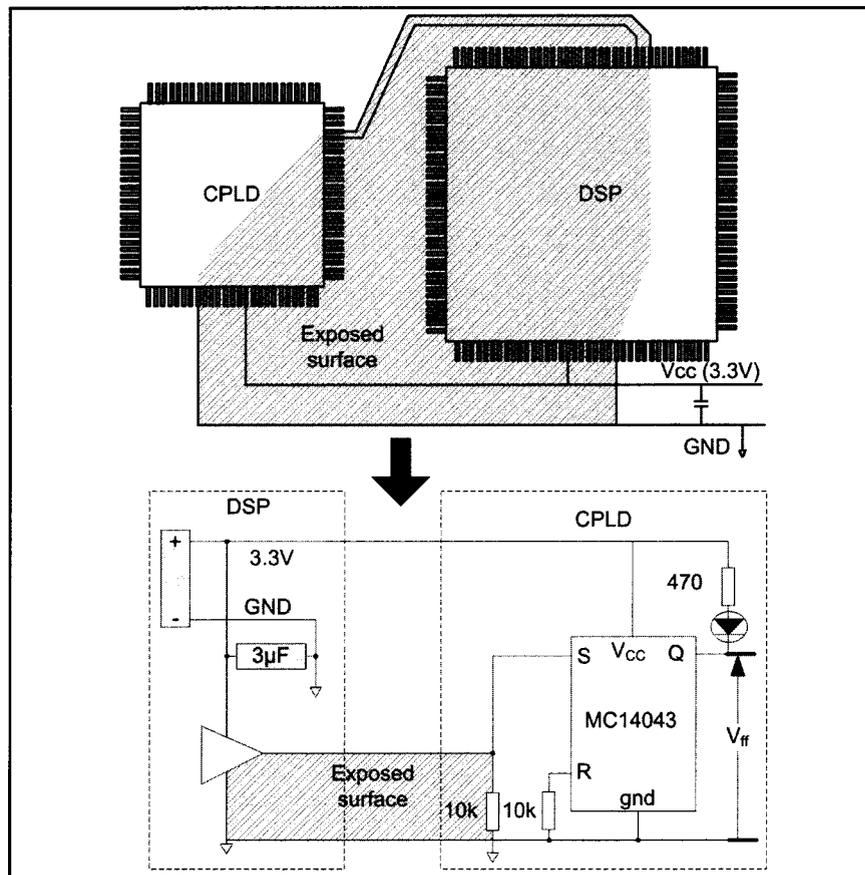
**Figure 4.8** Circuit de test de la cellule bidirectionnelle résonante.

#### 4.5 Résultats expérimentaux

Afin de détecter la présence dans la zone de champ orienté, le circuit illustré à la figure 4.9 a été inséré dans la cellule pour deux orientations différentes. Le circuit de test, qui comprend une bascule et une porte logique, est l'équivalent d'une combinaison de circuits intégrés 3,3V fréquemment utilisée dans les convertisseurs de puissance modernes : un DSP et un CPLD ou un FPGA. L'intérêt porté envers l'utilisation de la bascule vient du fait qu'il soit pratiquement impossible de mesurer la tension aux bornes d'un semi-conducteur ou d'un amplificateur sans que cette mesure soit perturbée par l'induction électromagnétique générée par le circuit de puissance environnant. L'utilisation de la bascule permet de déterminer, même en présence de l'induction électromagnétique, le niveau de tension approximatif induit dans la maille puisque la tension nécessaire au changement d'état de la bascule est documentée dans la fiche technique de ce semi-conducteur.

Dans le premier cas illustré à la figure 4.10, le circuit de faible puissance est introduit parallèlement à la zone de champ orienté. Puisque le circuit est disposé parallèlement au champ magnétique, la tension induite dans la surface exposée entre la bascule et son pilote est

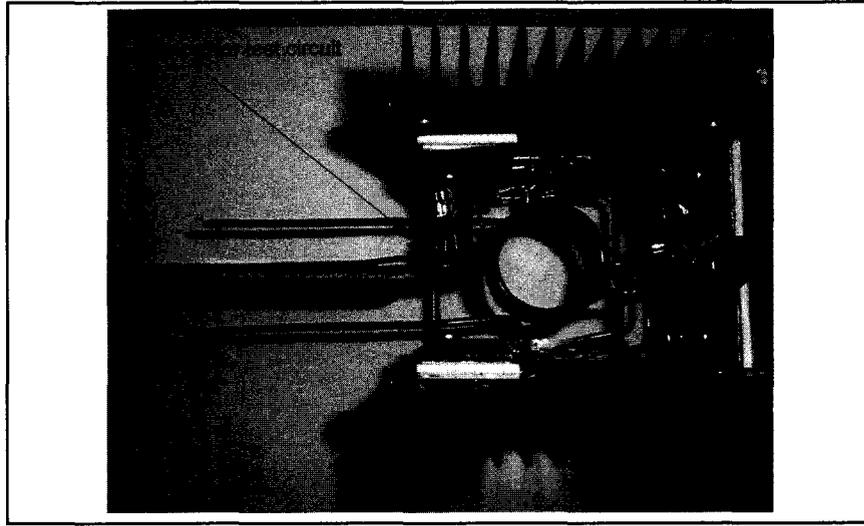
faible et l'état de la bascule n'est pas affecté par la commutation de la cellule comme démontré par la figure 4.11.



**Figure 4.9** Circuit de test proposé.

Les crêtes de tension observables à la sortie de la bascule proviennent de l'induction du circuit dans la sonde de l'oscilloscope lors de la prise des mesures. Le second cas est présenté à la figure 4.12. Dans ce cas, le circuit de faible puissance est introduit perpendiculairement à la zone de champ orienté. En raison du déséquilibre du flux de part et d'autre de la maille, le flux traversant la surface n'est pas nul à chaque instant et une tension est induite dans la maille. L'état de la bascule lors de la commutation de la cellule est présenté à la figure 4.13.

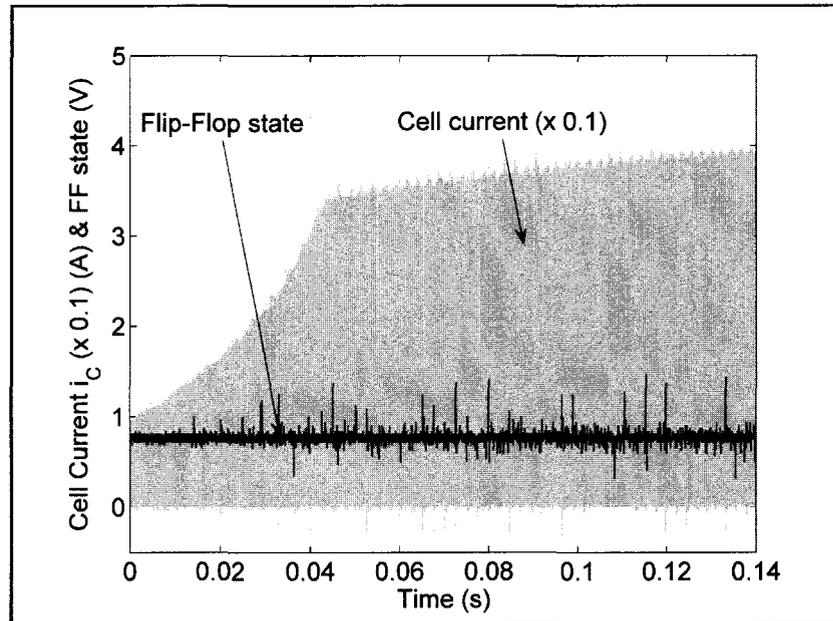
Deux faits importants sont observables sur cette figure. Premièrement, la bascule change d'état, ce qui signifie que la tension induite dans la maille est approximativement de 1,65V.



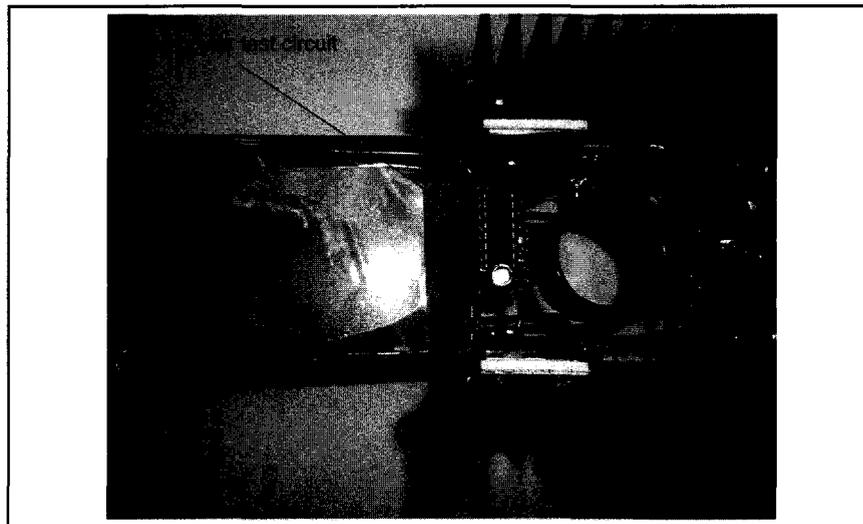
**Figure 4.10 Circuit de faible puissance inséré parallèlement dans la zone de champ orienté.**

Deuxièmement, les crêtes de tension observables sur la tension recueillie par l'oscilloscope à la sortie de la bascule signifient que la tension induite dans la sonde de l'oscilloscope est beaucoup plus importante que dans le cas précédent.

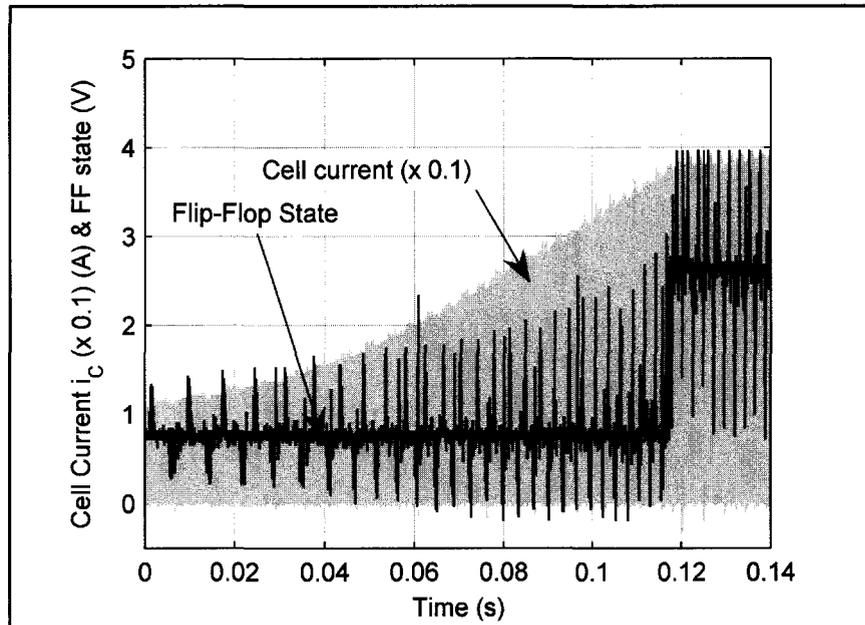
Ceci confirme que le changement d'état de la bascule n'est pas seulement provoqué par un phénomène aléatoire, mais plutôt par l'induction générée par le circuit de puissance. Afin de compléter les mesures expérimentales portant sur l'orientation du champ magnétique à l'intérieur de la cellule, la dernière expérimentation consiste à introduire une sonde possédant des caractéristiques similaires à celles d'un circuit électrique standard. Le but de cette expérimentation est d'obtenir une seconde validation de la présence de la zone de champ orienté. Il s'agit d'un simple tour de fil raccordé à une résistance de forte valeur (typiquement  $20k\Omega$ ). Cette approche permet de mesurer avec précision le couplage existant entre les circuits de haute et de faible puissance comme démontré à la section 8.6.



**Figure 4.11** État de la bascule lorsque le circuit de faible puissance est introduit parallèlement à la zone de champ orienté.

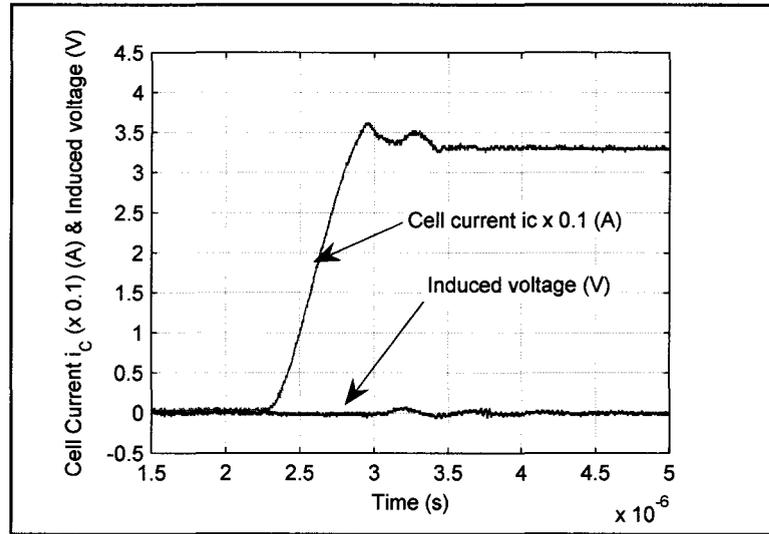


**Figure 4.12** Circuit de faible puissance inséré perpendiculairement dans la zone de champ orienté.

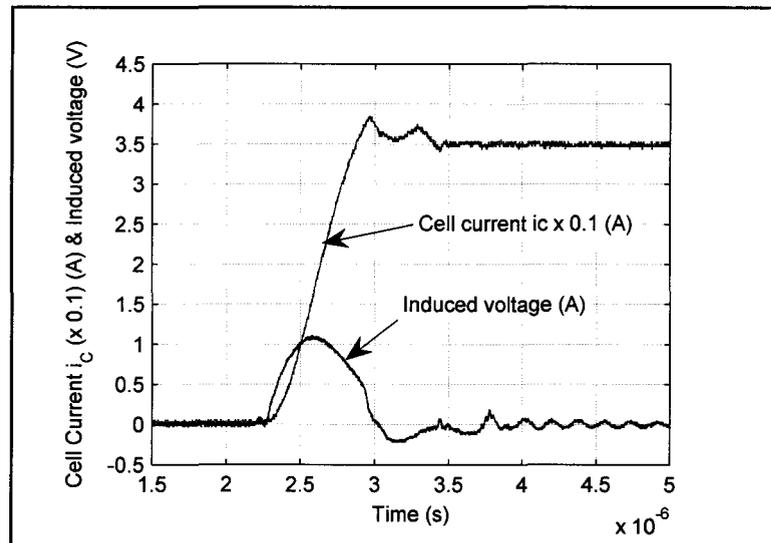


**Figure 4.13 État de la bascule lorsque le circuit de faible puissance est introduit perpendiculairement à la zone de champ orienté.**

La figure 4.14 illustre la tension recueillie par l'oscilloscope lorsque la sonde est insérée parallèlement à la zone de champ orienté. On observe sur cette figure que la tension induite dans la maille est presque nulle lors de la commutation de la cellule. La tension résiduelle provient de l'assemblage mécanique imparfait de la cellule. Il n'en demeure pas moins que, malgré un assemblage mécanique peu rigoureux, la tension induite est très faible ce qui confirme que la méthode proposée n'est pas trop sensible à l'assemblage. Il s'agit d'un point très positif. La figure 4.15 présente la tension induite dans la sonde lorsque celle-ci est introduite perpendiculairement à la zone de champ orienté. Contrairement au cas précédent, la tension induite dans la sonde atteint 1,2V. Cette figure démontre clairement que si l'orientation du champ n'est pas connue, des tensions élevées peuvent être induites dans les circuits de faible puissance, ce qui peut provoquer un dysfonctionnement du convertisseur. D'un autre côté, l'orientation du champ magnétique permet d'obtenir une bonne connaissance de la distribution des champs et ainsi augmenter la fiabilité du convertisseur en minimisant les probabilités d'un comportement erratique.



**Figure 4.14** Tension recueillie lorsque la sonde est insérée parallèlement à la zone de champ orienté.



**Figure 4.15** Tension recueillie lorsque la sonde est insérée perpendiculairement à la zone de champ orienté.

#### 4.6 Calcul du champ magnétique d'un conducteur rectangulaire

Comme discuté précédemment, les champs magnétiques présentés sur les figures incluses dans ce chapitre ont été calculés pour des conducteurs rectangulaires. Cette section présente les formes analytiques utilisées pour effectuer ces calculs. La loi intégrale de Biot et Savart pour le calcul des champs magnétiques est donnée par la relation (4-4) (Boridy, 1990).

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j} \times \vec{a}_r}{r^2} dV \quad (4-4)$$

Le but est de résoudre cette intégrale pour un conducteur rectangulaire solide de dimensions finies tel que présenté par (Urankar, 1982). Toutefois, dans ce travail, l'utilisation des transformations homogènes permet d'effectuer ce calcul peu importe la direction du conducteur ce qui n'est pas fait dans l'article susmentionné. L'idée est de reporter tous les points où le champ magnétique est calculé dans les référentiels des conducteurs. Une hypothèse de base utilisée pour simplifier le calcul est de supposer qu'il n'y a qu'une seule densité de courant qui circule dans le conducteur. En d'autres termes, ceci signifie que la densité de courant du conducteur est constante sur toute sa section.

Le travail débute par le report des points de calculs du champ dans le référentiel du conducteur. La transformation homogène utilisée (Craig, 2005) permet d'enligner le conducteur perpendiculairement au plan  $yz$  selon l'axe  $\hat{x}$ . En prenant  $\theta_y$  l'angle de rotation autour de l'axe  $\hat{y}$ ,  $\theta_z$  l'angle de rotation autour de l'axe  $\hat{z}$ ,  $T_x$ ,  $T_y$  et  $T_z$  les translations linéaires selon les axes  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$  respectivement, on obtient la matrice de transformation homogène donnée par la relation (4-5).

$$T_{n-1}^n = \begin{bmatrix} C\theta_y C\theta_z & -C\theta_y S\theta_z & S\theta_y & T_x \\ S\theta_z & C\theta_z & 0 & T_y \\ -C\theta_z S\theta_y & S\theta_y S\theta_z & C\theta_y & T_z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4-5)$$

Chaque matrice de transformation est constante et elle peut être facilement calculée. Comme mentionné précédemment, les densités de courant se retrouvent orientées selon l'axe  $\hat{x}$  ce qui simplifie le produit vectoriel présent dans l'équation (4-4) conduisant à la relation (4-6).

$$\vec{B} = - \int_V \frac{(p_z - z) J_x \vec{u}_y}{R^{3/2}} dV + \int_V \frac{(p_y - y) J_x \vec{u}_z}{R^{3/2}} dV \quad (4-6)$$

$$R = \sqrt{(p_x - x)^2 + (p_y - y)^2 + (p_z - z)^2}$$

où  $\vec{u}_y$  et  $\vec{u}_z$  sont des vecteurs unitaires dirigés selon les axes  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$  respectivement. En effectuant l'expansion de chaque intégrale, on obtient les relations (4-7) et (4-8) pour  $B_y$  et  $B_z$  respectivement.

$$B_y = \sum_{q=1}^2 \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 (-1)^{(m+n+q)} \beta$$

$$\beta = -|p_z - z_q| \operatorname{atan} \left[ \frac{p_x - x_n}{|p_z - z_q|} \right] - \frac{K_1^3 - K_1 K_2}{K_1 |p_z - z_q|} \cdot \operatorname{atan} \left[ \frac{K_1 (p_x - x_n)}{|p_z - z_q| \alpha} \right] -$$

$$(p_x - x_n) \ln(K_1 + \alpha) - K_1 \ln(p_x + \alpha - x_n) - x_n$$

$$K_1 = (p_y - y_m) \quad , \quad K_2 = (p_y - y_m)^2 + (p_z - z_q)^2$$

$$\alpha = \sqrt{(p_x - x_n)^2 + (p_y - y_m)^2 + (p_z - z_q)^2}$$
(4-7)

$$\begin{aligned}
B_z &= \sum_{q=1}^2 \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 (-1)^{(m+n+q)} \Upsilon \\
\Upsilon &= -|p_y - y_m| \operatorname{atan} \left[ \frac{p_z - z_q}{|p_y - y_m|} \right] - \frac{W_1^3 - W_1 W_2}{W_1 |p_y - y_m|} \cdot \operatorname{atan} \left[ \frac{W_1 (p_z - z_q)}{|p_y - y_m| \alpha} \right] - \\
&(p_z - z_q) \ln(W_1 + \alpha) + W_1 \ln(p_z + \alpha - z_q) - z_q \\
W_1 &= (p_x - x_n) \quad W_2 = (p_x - x_n)^2 + (p_y - y_m)^2
\end{aligned} \tag{4-8}$$

En utilisant les relations (4-7) et (4-8), il est possible de déterminer les composantes  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$  du champ magnétique. Puisque la densité de courant est orientée selon l'axe  $x$ , la composante selon  $x$  du champ magnétique est forcément nulle. Toutefois, lorsque la transformation homogène est appliquée aux résultats calculés par les relations (4-7) et (4-8), il arrive souvent que les trois composantes du champ magnétique soient non nulles.

#### 4.7 Conclusion

La méthode présentée dans ce chapitre permet non seulement de calculer, mais également de contrôler l'orientation du champ magnétique. Le contrôle du champ s'effectue en disposant adéquatement les conducteurs ainsi que les composants actifs et passifs selon les deux règles de base énoncées à la section 4.3. Ces règles de base ont été utilisées pour la conception de l'assemblage physique d'une cellule bidirectionnelle à résonance incluant une zone de champ orienté. Le concept de zone de champ orienté, utilisé pour la première fois en électronique de puissance, permet de minimiser le couplage entre les circuits de commande et de puissance augmentant ainsi la fiabilité du convertisseur et diminuant le risque associé au développement d'un tel convertisseur.

La méthode de calcul proposée afin de valider la présence de la zone de champ orienté, basée sur l'intégrale de Biot et Savart, est efficace et rapide même pour des topologies de circuit électrique complexes. Cette procédure est également universelle et ne requiert pas l'utilisation d'un logiciel particulier.

Les résultats expérimentaux présentés confirment l'exactitude de l'approche. Il est important de mentionner que pour cette expérimentation, la tension d'alimentation de la bascule est de 3V. La tension requise pour le passage de l'état bas vers l'état haut de la bascule est de 2,3V. Puisque la bascule change d'état, la tension induite dans la maille est d'environ 2,3V ce qui est loin d'être négligeable. On imagine facilement le résultat engendré par l'induction d'une telle tension dans un circuit analogique qui opère sur quelques centaines de milliVolts.

Maintenant que nous savons de quoi les transistors de puissance sont capables lorsqu'ils commutent, nous sommes à même de nous demander comment faire pour réduire l'impact des fortes pentes de courant qu'ils engendrent. En d'autres termes, la question qui se pose est de savoir si la vitesse (et non la fréquence) de commutation peut être diminuée pour réduire les interférences et si oui, à quel prix? C'est le sujet abordé dans le prochain chapitre.

## CHAPITRE 5

### ÉTUDE DU COMPROMIS ENTRE L'ÉCHAUFFEMENT THERMIQUE ET LE BRUIT ÉLECTROMAGNÉTIQUE DES CONVERTISSEURS DE PUISSANCE

#### 5.1 Avant propos

Le travail contenu dans ce chapitre débute en avril 2005 suite à la publication de la méthode d'orientation du champ magnétique présenté initialement à la CCECE (Blanchette et Al-Haddad, 2005) puis à PELS (Blanchette et Al-Haddad, 2008). Entre avril 2005 et février 2006, la majorité du travail de recherche que j'ai effectué se situe au niveau de la modélisation des interrupteurs de puissance. J'ai débuté le travail de recherche par le MOSFET de puissance. Mon but était d'acquérir des connaissances sur la dynamique de commutation des MOS de puissance en vue de les utiliser pour ce travail.

D'autre part, beaucoup de temps a été investi sur la modélisation de la diode épitaxiale. Puisqu'il s'agit d'un dispositif à porteurs minoritaires (Benda, Grant et Gowar, 1999) (Gandhi, 1977), plusieurs semaines de travail auront été nécessaires pour résoudre les équations de continuité des semi-conducteurs. Ces relations représentent un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires couplées (Kramer et Hitchon, 1997), (Selberherr, 1984). L'emploi des méthodes numériques pour résoudre ce type de système a nécessité bien des heures de travail et bien des casse-tête. Encore une fois, ce travail m'a permis d'acquérir beaucoup de connaissances sur la mécanique de recouvrement des diodes. En dépit du fait que ces travaux de modélisation n'aient pas à ce jour donné lieu à des publications, ils ont tout de même permis de bien comprendre la matière qui est présentée dans ce chapitre.

## 5.2 Introduction

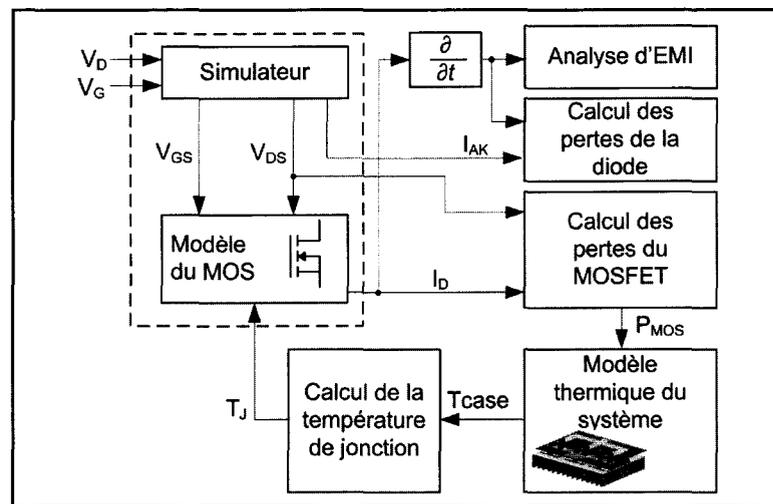
Le MOSFET de puissance est un interrupteur presque parfait, car il permet de commuter des courants à haute fréquence avec de très faibles pertes. Son utilisation permet la construction de convertisseurs de puissance fonctionnant à haute fréquence et à haut rendement réduisant ainsi la taille des éléments passifs. Toutefois, si la commutation instantanée représente le summum au niveau de la dissipation thermique, elle engendre également des inconvénients majeurs au niveau des émissions électromagnétiques. En fait, puisque les tensions induites dans les circuits de commande d'un convertisseur dépendent de la dérivée du courant, une commutation instantanée génère en théorie une tension induite infinie. Évidemment, les MOSFET de puissance ne commutent pas instantanément, car ils possèdent des capacités parasites qui inhibent cette possibilité. Toutefois, les pentes des courants lors de la commutation des transistors de puissance communs tel que le MOS et le IGBT peuvent facilement atteindre plus de  $500 \text{ A}/\mu\text{s}$  (Clementi, 1981).

Puisque la problématique est complexe, le premier objectif de ce chapitre est d'établir les requis nécessaires permettant d'effectuer l'étude proposée. Il est important d'utiliser un modèle de MOSFET qui permet de calculer adéquatement les pentes des courants lors de la commutation. Également, la précision des modèles thermiques doit être suffisante pour quantifier les pertes supplémentaires générées par le ralentissement de la commutation. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude du compromis proprement dit.

## 5.3 Méthodologie utilisée

Afin d'effectuer un compromis entre les pertes supplémentaires générées par un ralentissement de la vitesse de commutation et le niveau d'interférence électromagnétique, une approche intégrant ces deux concepts doit être utilisée. Cette approche est illustrée à la figure 5.1. Le simulateur est utilisé pour calculer les courants et les tensions dans le circuit. Ce simulateur inclut un modèle de MOSFET de type SPICE et il fonctionne à pas variables. Les courants nécessaires à l'étude des interférences électromagnétiques (le EMI) sont dérivés pour

obtenir une indication du niveau de champ magnétique radié. La dérivée de ces courants ainsi que les courants eux-mêmes sont utilisés pour calculer les pertes de commutation dans la diode. Ces courants sont également utilisés pour effectuer le calcul des pertes dans le MOSFET. Finalement, les pertes de la diode et du MOSFET sont transférées dans le modèle thermique qui permet de déterminer les températures de jonction de ces semi-conducteurs de puissance. Cette température est utilisée pour déterminer les caractéristiques de conduction et de commutation du MOSFET.

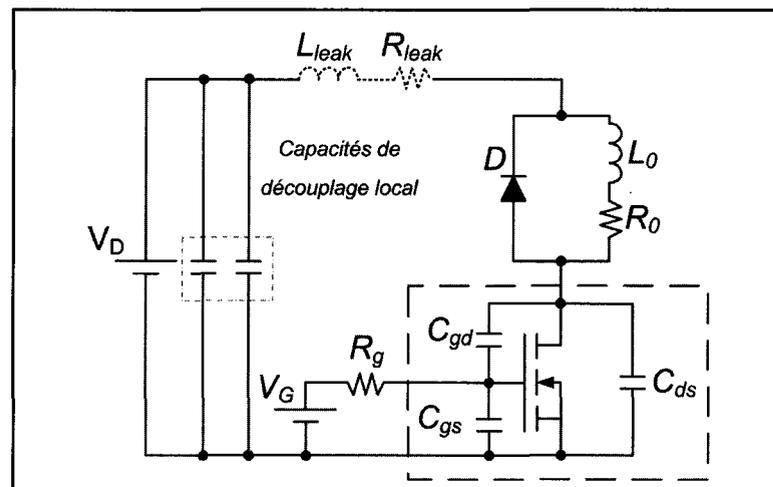


**Figure 5.1 Approche globale permettant d'évaluer le compromis entre le EMI et l'échauffement thermique.**

Ce processus forme une boucle qui se stabilise lorsque le rythme d'évacuation des pertes par le système thermique est équivalent au rythme de production des pertes par les semi-conducteurs de puissance. Le simulateur, qui contient le modèle du circuit électrique, reçoit la tension d'alimentation du circuit  $V_D$  ainsi que la tension d'attaque de la grille  $V_G$ . Ces tensions sont identifiées sur la figure 5.2. Avant de présenter les résultats obtenus en utilisant ce processus d'analyse, il est important de discuter en détail le contenu de chacun des blocs incorporés dans le schéma de la figure 5.1.

## 5.4 Requis du modèle du MOSFET

Afin d'effectuer un compromis juste, il est impératif d'utiliser des modèles qui sont les plus précis possible. Les paramètres de ces modèles doivent être modifiés correctement en fonction de la température. Ce requis est très difficile à atteindre puisque, telle que mentionnée précédemment, la puissance dissipée dans la jonction influence sa température modifiant par le fait même les paramètres de l'interrupteur et ainsi de suite. Puisque le modèle de MOSFET proposé nécessite un traitement approfondi pour déterminer la dynamique de commutation, seulement les paramètres de conduction de l'interrupteur seront analysés dans cette section. Le calcul de la dynamique de commutation est très bien détaillé dans la littérature (Grant et Gowar, 1989) et (Clementi, 1981).

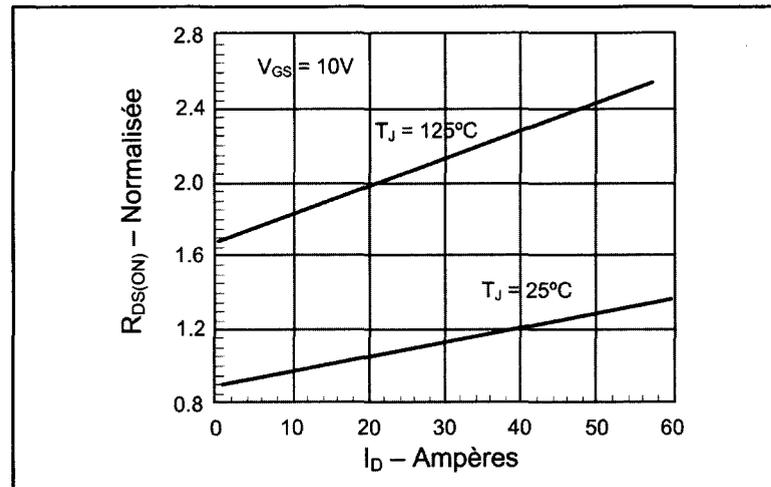


**Figure 5.2 Circuit utilisé pour étudier le compromis EMI/thermique.**

Le premier paramètre de conduction important est la variation de la résistance du canal du MOS en fonction du courant  $y$  circulant. Cette variation importante est présentée à la figure 5.3 pour le MOSFET de puissance IXFH32N50. Il s'agit d'un graphique dont la base de normalisation est la résistance à l'état passant pour une température de  $25^{\circ}\text{C}$  et un courant de 30A. Il est possible d'observer sur cette figure que la variation de cette résistance peut être représentée adéquatement par un polynôme du premier ordre décrit par l'équation (5-1).

$$r(I_D) = R_0(mI_D + b) \quad (5-1)$$

où  $R_0$  est la résistance spécifiée par le fabricant du MOS. Cette résistance est mesurée à 100% du courant nominal du dispositif pour une température de jonction de  $25^\circ\text{C}$ .



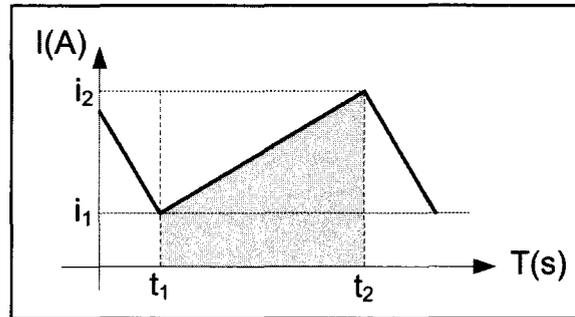
**Figure 5.3 Résistance à l'état passant du IXFH32N50 en fonction du courant de drain. (IXYS, 2008)**

Dans le cas du IXFH32N50, la résistance  $R_0$  est de  $0,15\Omega$ . Les paramètres d'interpolation  $m$  et  $b$  sont déterminés à partir de la courbe fournie par le fabricant (l'utilisation de la méthode des moindres carrés permet d'obtenir des paramètres optimaux).

En assumant une variation linéaire du courant de drain  $I_D$  durant la conduction (ce qui couvre les charges inductives et résistives des convertisseurs haute fréquence) telle qu'illustrée à la figure 5.4, la puissance dissipée entre  $t_1$  et  $t_2$ , notée  $P_f$ , est calculée par l'équation (5-2).

$$P_f = R_0 \frac{t_2((i_1 + i_2)^2 - i_1 i_2)}{3T} \quad (5-2)$$

Afin de simplifier les calculs,  $t_1$  fut posé à 0 pour obtenir ce résultat et simplifier les relations.



**Figure 5.4 Courant du MOSFET sous une charge inductive.**

En considérant la résistance variable en fonction du courant décrite par l'équation (5-1), on obtient la relation (5-3) pour le calcul de la puissance  $P_V$ .

$$P_V = \frac{R_0 t_2 (4b(i_1^2 + i_1 i_2 + i_2^2) + 3m(i_1^3 + i_1^2 i_2 + i_2^2 i_1 + i_2^3))}{12T} \quad (5-3)$$

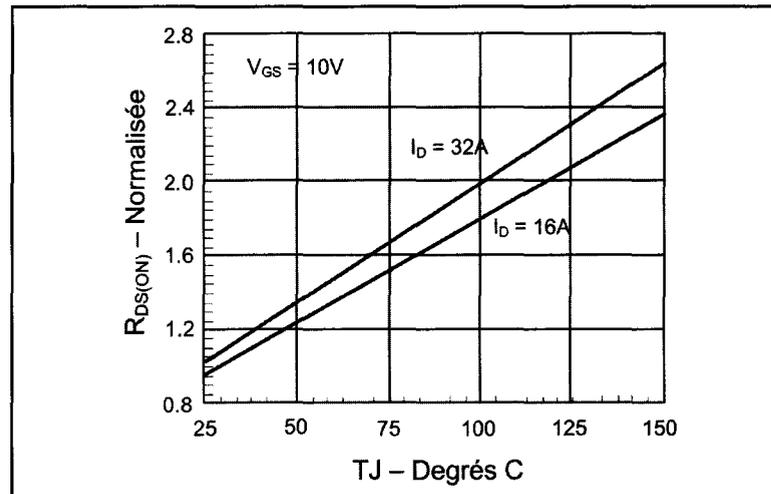
L'erreur d'estimation sur la puissance dissipée obtenue en négligeant l'effet JFET est donnée par l'expression (5-4).

$$E_{rr} = 100 \left| 1 - \frac{4((i_1 + i_2)^2 - i_1 i_2)}{4b((i_1 + i_2)^2 - i_1 i_2 + 3m(i_1^3 + i_1^2 i_2 + i_1 i_2^2 + i_2^3))} \right| \quad (5-4)$$

Par exemple, si  $i_1 = 15A$ ,  $i_2 = 40A$ ,  $t_2 = 20\mu s$ ,  $R_0 = 0,16\Omega$ ,  $m = 0,008$  et  $b = 0,88$ , l'erreur de calcul sur les pertes de conduction donnée par la relation (5-4) est de 12%. Il s'agit ici d'une erreur importante qui doit être prise en compte.

En plus de la variation de la résistance en fonction du courant, la variation de la résistance à l'état passant du MOSFET en fonction de la température de jonction est également un facteur important dont il faut tenir compte. Contrairement aux diodes épitaxiales qui possèdent un coefficient de température négatif (Benda, Gowar et Grant, 1999) (la tension à leurs bornes

diminue lorsque la température de jonction augmente), les MOS possèdent un coefficient de température positif. Cette variation de résistance en fonction de la température est illustrée à la figure 5.5 pour le transistor IXFH32N50.



**Figure 5.5 Variation de la résistance à l'état passant du IXFH32N50 en fonction de la température (IXYS, 2008).**

Comme il fut le cas pour l'effet JFET, il est possible d'évaluer cette variation par un polynôme du premier ordre tel que décrit par la relation (5-5).

$$R_{pu}(T_J) = qT_J + p \quad (5-5)$$

Par exemple, la courbe du IXFH32N50 illustrée à la figure 5.5 est interpolée en utilisant les paramètres  $q = 0,0112$  et  $p = 0,72$ . L'erreur commise en négligeant cette particularité des MOSFET de puissance est donnée par la relation (5-6).

$$E_{rr} = 100|1 - qT_J - p| \quad (5-6)$$

En utilisant une température de jonction de  $70^\circ\text{C}$  ainsi que les paramètres  $p$  et  $q$  définis précédemment, on obtient une erreur d'estimation des pertes de conduction de 50%. Il s'agit

d'une sous estimation importante des pertes de conduction qui ne peut être négligée dans l'étude d'un compromis juste entre le bruit électromagnétique et les pertes de commutation. La raison est que le ralentissement de la vitesse de commutation entraîne une dissipation plus élevée et donc une température de jonction plus élevée ce qui augmente indirectement les pertes de conduction. Maintenant que les requis du modèle de MOSFET ont été présentés, nous allons attaquer les points importants de l'analyse électromagnétique.

### **5.5 Considérations électromagnétiques**

Tel que ce sera le cas pour les modèles électromagnétiques précalculés, les principales considérations se situent au niveau du courant de déplacement. Puisque ce sujet est traité en profondeur au chapitre 8, il n'est pas nécessaire de refaire ce travail une deuxième fois. Par contre, il faut fixer la variable utilisée pour quantifier le niveau d'EMI. Puisque le champ magnétique dépend du courant circulant dans les conducteurs du convertisseur, et plus précisément de leurs dérivés, il est logique d'utiliser cette grandeur pour évaluer l'augmentation ou la diminution de la génération d'EMI. Conséquemment, ce sont les pentes de courant des interrupteurs de puissance qui seront utilisées afin de quantifier la variation d'EMI. Il est donc très important que la modélisation du circuit ainsi que celle du MOS soit la plus fidèle possible au cas pratique sinon l'étude du compromis ne peut être effectuée correctement.

### **5.6 Le modèle thermique**

Le modèle du MOSFET et les considérations électromagnétiques ayant été traités précédemment, il ne reste que le modèle thermique de l'assemblage à déterminer. Puisque le compromis est effectué au niveau de l'interrupteur de puissance, la diode et le transistor sont mécaniquement assemblés sur deux radiateurs différents pour éviter que la diode exerce une influence sur le MOS et vice-versa. Le transistor MOSFET utilisé est le IXFH32N50 et la diode antiparallèle est la DSEP30-06A. La résistance thermique de 0,35 K/W entre la jonction et le boîtier est directement extraite à partir de la fiche technique du fabricant (IXYS,

2009). Puisque la compagnie IXYS ne fournit pas les courbes précises d'impédance thermique transitoire telles que celles fournies par IRF, la résistance thermique maximale est utilisée. Toutefois, puisque le rapport cyclique demeure le même durant toute l'expérimentation, la valeur de la résistance thermique demeure constante même si elle est en partie erronée.

De plus, puisque cette résistance thermique est beaucoup plus faible que celle du radiateur, elle n'influence pas beaucoup la température finale de l'assemblage. La seconde résistance thermique, communément appelée interface, est située entre le boîtier du transistor et la surface du radiateur. Principalement, deux technologies sont employées pour effectuer cette interface: la graisse thermique et les coussins (pads) thermiques à changement de phase. La graisse thermique est moins performante que le pad thermique à changement de phase, mais elle est également moins dispendieuse. En revanche, le pad thermique est beaucoup plus coûteux, mais ses propriétés thermiques sont plus intéressantes. Dans le cadre de cette expérimentation, le pad thermique HiFlow300 est utilisé. Il présente une résistance thermique de  $0,13^{\circ}\text{C}/\text{W}$  pour une section de un pouce carré. En divisant cette valeur par la surface arrière du transistor, on obtient une résistance thermique de  $0,28^{\circ}\text{C}/\text{W}$ . La troisième et dernière résistance thermique du circuit est celle du radiateur. Puisqu'il s'agit d'un radiateur à refroidissement naturel, sa résistance thermique diminue lorsque la différence de température entre le radiateur et l'ambient augmente (Incropera et Dewitt, 2002). Cette variation opérant selon une trajectoire plutôt complexe et difficile à modéliser à partir d'un modèle analytique, la résistance thermique du radiateur est tabulée expérimentalement. La méthode de caractérisation est la suivante : une puissance  $P_1$  est appliquée à la jonction du transistor qui est assemblé sur ce radiateur et la température  $T_1$  du radiateur est mesurée. Le processus se poursuit en appliquant une puissance  $P_2$  et ainsi de suite. En procédant de la sorte, on obtient la courbe de la température  $T$  en fonction de la puissance dissipée  $P$  pour une température ambiante donnée. Cette courbe peut être estimée par un polynôme d'ordre 4 pour ensuite être dérivée, car la résistance thermique ( $R$ ) du radiateur est non linéaire ( $R = \partial T / \partial P$ ). Le polynôme d'ordre 3 résultant de cette dérivation est donné par la relation (5-7).

$$R(P) = -(0,008)P^3 + (0,028)P^2 - (0,4)P + 5,42 \quad (5-7)$$

où  $R$  est la résistance thermique du radiateur et  $P$  est la puissance dissipée par le transistor s'écoulant par le radiateur. En utilisant les résistances thermiques définies précédemment, la température de la jonction est donnée par :

$$T_J = P_{MOS} \times (R(P) + 0,35 + 0,28) + T_{amb} \quad (5-8)$$

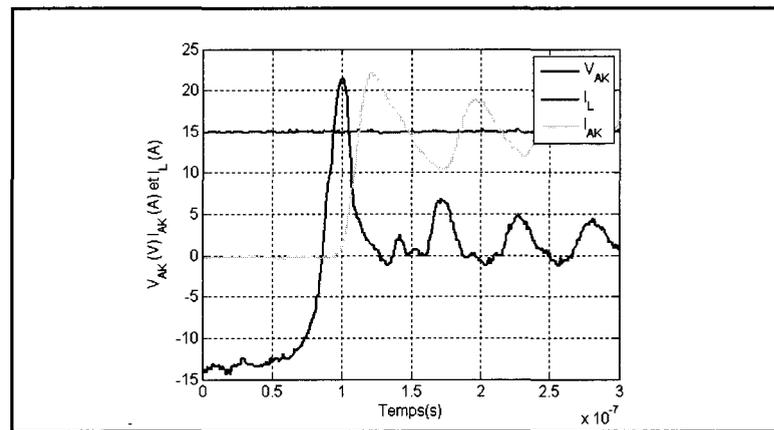
où  $T_{amb}$  est la température ambiante sélectionnée pour tabuler la relation (5-7).

### 5.7 Calcul des pertes de commutation de la diode

Le compromis que nous désirons étudier a un impact sur la diode. Cette section est consacrée au calcul des pertes de la diode épitaxiale. Puisque la diode épitaxiale utilisée dans ce travail fonctionne selon le principe de la modulation de la conductivité (Spence et Benda, 1967), il est difficile de réaliser un modèle complet de ce dispositif permettant d'évaluer les pertes de commutation pour différentes conditions d'opérations. Toutefois, en utilisant les informations tabulées dans la fiche technique de la diode, il est possible d'estimer les pertes de commutation de celle-ci avec une précision acceptable. Il existe plusieurs procédures différentes permettant de quantifier les pertes de commutation des diodes épitaxiales. La méthode présentée dans cette section est un mélange de toutes ces méthodes. Il s'agit donc d'une démarche originale.

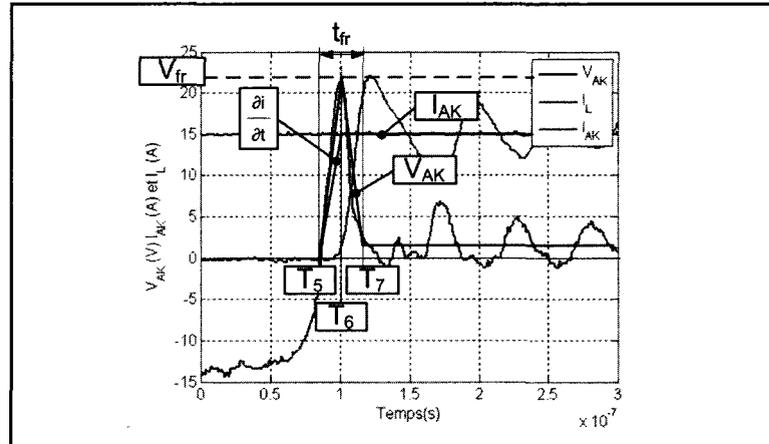
L'application de cette procédure implique la connaissance de cinq paramètres importants. La tension de recouvrement direct de la diode  $V_{fr}$ , la durée du recouvrement direct  $t_{fr}$ , la durée du recouvrement inverse  $t_{rr}$ , le courant de recouvrement inverse crête  $i_{rm}$  et finalement la relation V/I lorsque la diode est à l'état passant. Il est important de noter que tous ces paramètres (sauf la caractéristique V/I) dépendent du taux de variation du courant dans la diode lors de l'allumage et lors de l'extinction et que cette pente est en grande partie imposée

par les caractéristiques du MOSFET ou du IGBT. La figure 5.6 illustre la forme d'onde du recouvrement direct de la diode DSEP30-06A soumise à une pente de  $1300 \text{ A}/\mu\text{s}$ . Une surtension de 21 V est observable aux bornes de la diode. La diminution de cette surtension est le résultat de la modulation de conductivité (Benda, Gowar et Grant, 1999), (Benda et Spenke, 1967). La forme d'onde approximative utilisée pour le calcul des pertes de recouvrement direct est présentée à la figure 5.7. Le recouvrement inverse, qui dissipe beaucoup plus d'énergie que le recouvrement direct, est présenté à la figure 5.8 pour la diode DSEP30-06A. Le courant inverse maximal de recouvrement  $i_{rm}$  dans le cas de cette commutation est de 4,9A.



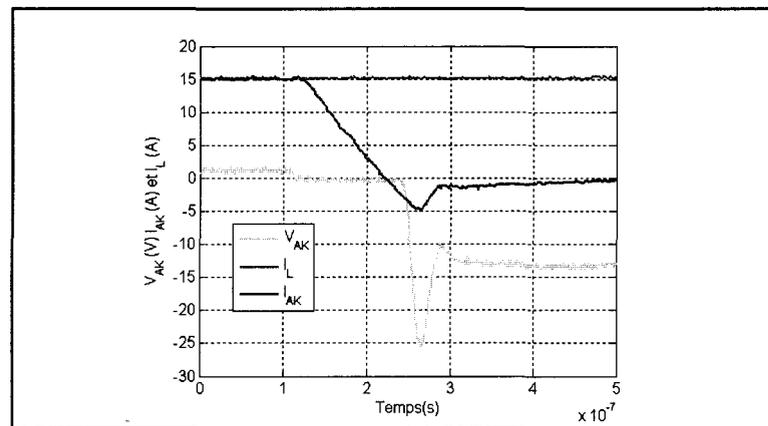
**Figure 5.6 Recouvrement direct de la diode DSEP30-06A.**

L'approximation de cette forme d'onde est illustrée à la figure 5.9. Comme mentionné précédemment, le calcul des pertes de recouvrement inverse nécessite deux paramètres soit  $i_{rm}$ ,  $t_{rr}$ .



**Figure 5.7 Approximation de la caractéristique de recouvrement direct.**

La connaissance de  $Q_{RR}$  est optionnelle, car la valeur de la charge recouverte est directement liée à  $i_{rm}$  et  $t_{rr}$ . Il est important de mentionner que ces trois paramètres sont facilement accessibles dans les fiches techniques des fabricants.



**Figure 5.8 Recouvrement inverse de la diode DSEP30-06A.**

Le calcul des pertes de pertes de recouvrement inverse débute en déterminant les valeurs de  $T_1$ ,  $T_3$  et  $T_4$  illustrées à la figure 5.9.

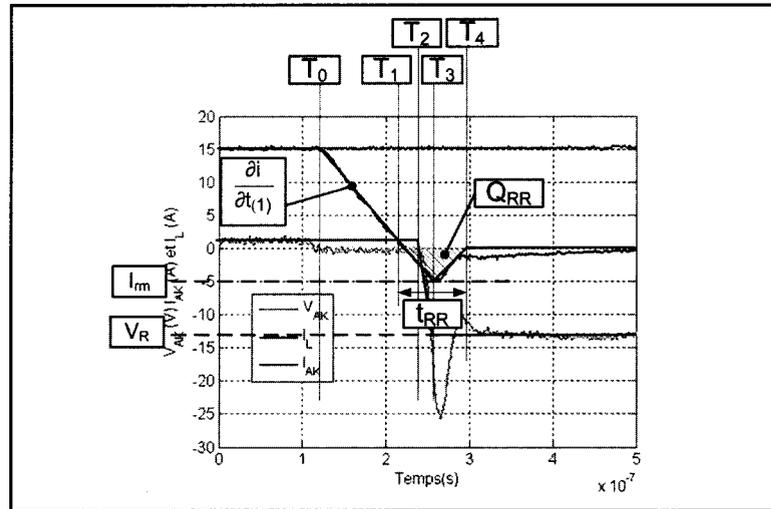
En posant que :

$$0 = I_F + \frac{\partial i}{\partial t_1}(T_1 - T_0) \quad (5-9)$$

l'on peut déterminer  $T_1$  en l'isolant dans l'équation (5-9), ce qui donne la relation (5-10).

$$T_1 = -\frac{I_F}{\partial i / \partial t_1} + T_0 \quad (5-10)$$

Il est important de noter que le signe de la pente de courant ( $\partial i / \partial t_1$ ) doit être conservé dans la relation (5-10). Il est également fondamental de se souvenir que cette pente est gérée par l'interrupteur de puissance d'où l'importance d'utiliser un modèle adéquat du transistor de puissance.



**Figure 5.9 Approximation de la caractéristique de recouvrement inverse.**

En utilisant la valeur de  $T_1$ , il est possible de déterminer  $T_4$  selon les relations (5-11) et (5-12).

$$Q_{RR} = \frac{i_{rm}(T_3 - T_1)}{2} + \frac{i_{rm}(T_3 - T_1)}{2} = \frac{I_{rm}(T_4 - T_1)}{2} \quad (5-11)$$

En effectuant la résolution pour  $T_4$ , on a que :

$$T_4 = \frac{2Q_{RR}}{i_{RM}} + T_1 \quad (5-12)$$

La valeur de  $T_4$  peut également être calculée en utilisant  $t_{rr}$  via la relation (5-13).

$$T_4 = T_1 + t_{rr} \quad (5-13)$$

Normalement, si l'extraction des grandeurs à partir des graphiques de la fiche technique est effectuée correctement, la valeur de  $T_4$  calculée par (5-12) et (5-13) devraient être très similaires. Par exemple, en supposant un courant direct de 15A circulant dans la diode DSEP30-06A ainsi qu'une pente de courant de  $500A/\mu s$  à l'ouverture de la diode, il est possible d'extraire à partir des figures 5.12, 5.14 et 5.15 les grandeurs suivantes :

$$Q_{rr} = 800nC \quad i_{rm} = 20A \quad t_{rr} = 83ns \quad (5-14)$$

En posant  $T_1 = 0$  dans l'équation (5-12), on obtient que :

$$T_4 = \frac{2Q_{RR}}{i_{rm}} = \frac{2 \times 800nC}{20C/s} = 80ns \quad (5-15)$$

ce qui est une valeur très similaire au  $t_{rr}$  extrait des fiches techniques donné à l'équation 5.16. Il fut mentionné précédemment que la pente d'ouverture de la diode est gérée par l'interrupteur de puissance. Cette affirmation est exacte jusqu'à  $t = T_3$  tel qu'illustré à la figure 5.9. À partir de cet instant, la dynamique du courant dans la maille de commutation est gérée par les caractéristiques internes de la diode. La pente du courant entre  $T_3$  et  $T_4$  est alors estimée par la relation (5-16).

$$\frac{\partial i}{\partial t_2} = \frac{i_{rm}}{T_3 - T_4} \quad (5-16)$$

Cette pente est très importante, car elle permet de déterminer la surtension aux bornes de la diode. En effet, à  $t = T_3$  la tension aux bornes de la diode est égale à celle de l'alimentation car la pente du courant circulant dans la maille de faible impédance est nulle. Toutefois, entre  $T_3$  et  $T_4$  la diode force une diminution du courant dans la maille de faible impédance créant ainsi une surtension aux bornes de l'inductance de fuite. Cette surtension augmente substantiellement les pertes de commutation de la diode, car le courant circulant dans la diode n'est pas nul à ce moment. En pratique, cette pente est gérée par le profil de recouvrement de la diode. Ce profil est très difficile à déterminer, car il dépend de plusieurs paramètres internes de la diode (dimensions des couches, dopage...) La présente procédure suppose une pente constante entre  $T_3$  et  $T_4$  ce qui a pour effet de surévaluer les pertes liées à la surtension en surévaluant la durée de cette surtension. Toutefois, faire fi de cette surtension engendre une sous-estimation des pertes de commutation importantes. Il faut donc en tenir compte. En utilisant la relation (5-16), il est possible d'estimer la surtension  $V_{DI}$  par l'équation (5-17).

$$V_{DI} = L_{leak} \left( \frac{i_{rm}}{T_3 - T_4} \right) \quad (5-17)$$

En supposant qu'il est possible d'approximer les formes d'ondes expérimentales par des droites, comme illustré à la figure 5.10, l'expression du courant et de la tension pour chacuns des segments sont données par (5-18) et (5-19) respectivement :

$$V(t) = \frac{V_b - V_a}{t_a - t_b} (t_b - t) + V_b \quad (5-18)$$

$$I(t) = \frac{I_b - I_a}{t_a - t_b} (t_b - t) + I_b \quad (5-19)$$

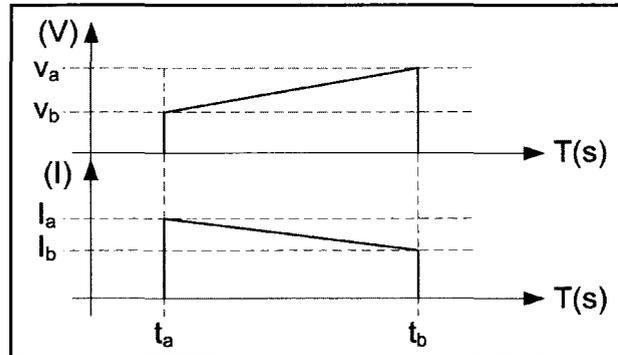


Figure 5.10 Formes d'ondes idéalisées du courant et de la tension.

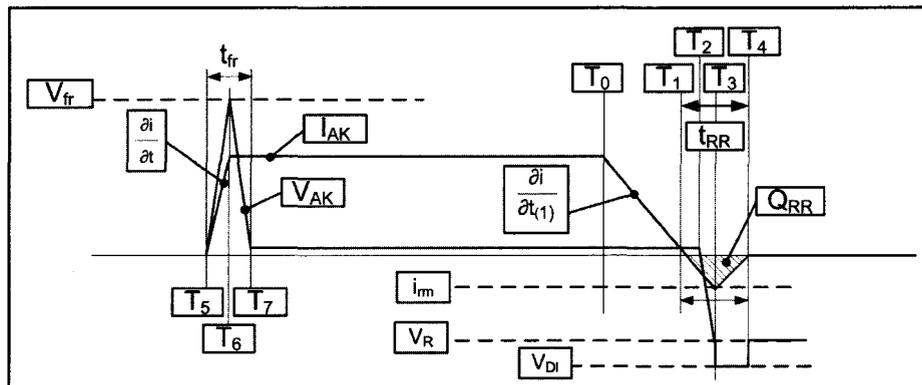


Figure 5.11 Forme d'onde idéalisée de la commutation de la diode épitaxiale.

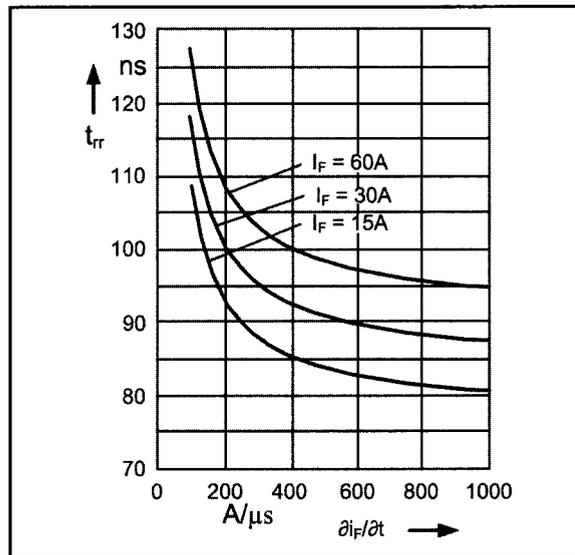
Pour tous les intervalles illustrés sur la figure 5.11, l'énergie dissipée entre les temps  $t_a$  et  $t_b$  est donnée par :

$$E_{ab} = \int_{t_a}^{t_b} VI dt \quad (5-20)$$

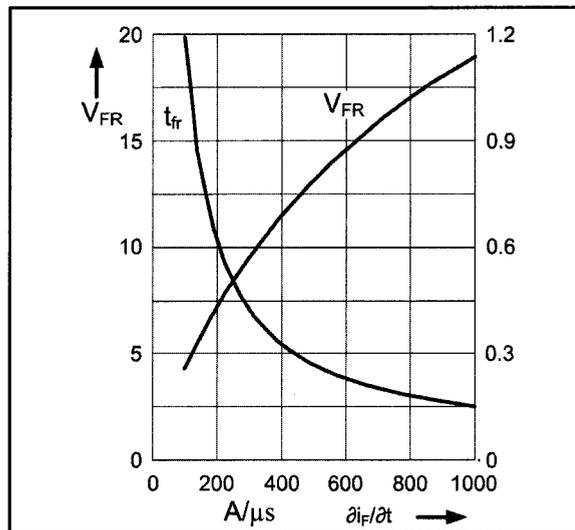
En remplaçant  $V$  et  $I$  dans l'expression (5-20) par les définitions (5-18) et (5-19), et en intégrant, on obtient finalement :

$$E_{ab} = \frac{(t_b - t_a)(i_a(2V_a + V_b) + i_b(V_a + 2V_b))}{6} \quad (5-21)$$

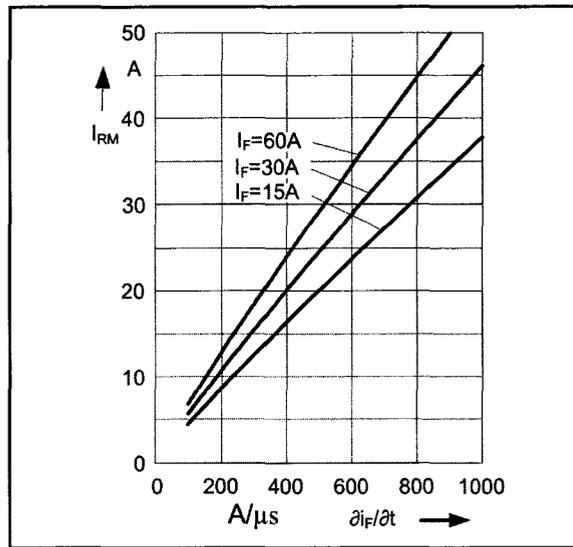
L'expression (5-21) est utilisée pour calculer les pertes de commutation de la diode. Jusqu'à présent, presque toutes les informations permettant le calcul des pertes de recouvrement inverse de la diode ont été déterminées. L'ombre au tableau se situe au niveau du calcul de  $T_2$ . En effet,  $T_2$  dépend de la quantité de charges accumulées dans la zone faiblement dopée de la diode et plus particulièrement entre la jonction  $P^+$  et  $n^-$  présente dans toutes les diodes épitaxiales (Benda, Gowar et Grant, 1999), (Spence et Benda, 1968). Lors de la diminution du courant entre  $T_0$  et  $T_1$  (voir figure 5.9) une partie de la charge est recouverte par recombinaison. La variation de la charge recouverte en fonction de la pente de courant à l'ouverture de la diode présentée sur la figure 5.15 confirme cette affirmation. En effet, pour un même courant direct, la charge recouverte augmente avec la pente de commutation. Par exemple, en utilisant la figure 5.15 et en supposant un courant direct de 15A, il est possible d'observer qu'une charge de 250nC est recouverte pour une pente de  $100A/\mu s$  tandis qu'une charge de 1550nC est recouverte pour une pente de  $1000A/\mu s$ , ce qui est une différence majeure. À partir de cette analyse, il est possible de conclure que  $T_2$  diminue avec la diminution de la pente de commutation, car la charge à recouverte diminue lorsque le courant passe de  $I_F$  à 0. Les paramètres  $t_{rr}$ ,  $t_{fr}$ ,  $i_{rrm}$  et  $Q_{RR}$  sont directement extraits de la fiche technique de la diode. Les graphes de ces grandeurs sont présentés aux figures 5.12, 5.13, 5.14 et 5.15 respectivement. Toutes ces figures sont extraites de (IXYS, 2009).



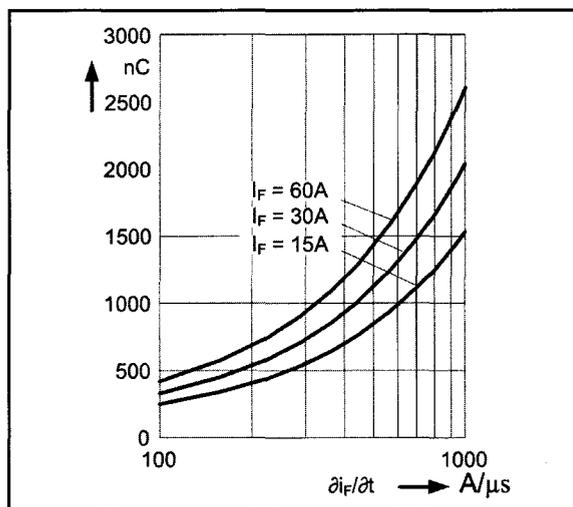
**Figure 5.12** Durée de recouvrement inverse de la diode DSEP30-06A.



**Figure 5.13** Durée et amplitude du recouvrement direct de la diode DSEP30-06A.



**Figure 5.14 Courant de recouvrement inverse maximal de la DSEP30-06A.**



**Figure 5.15 Charge recouvrée par la diode DSEP30-06A lors du blocage.**

## 5.8 Calcul des pertes de conduction de la diode

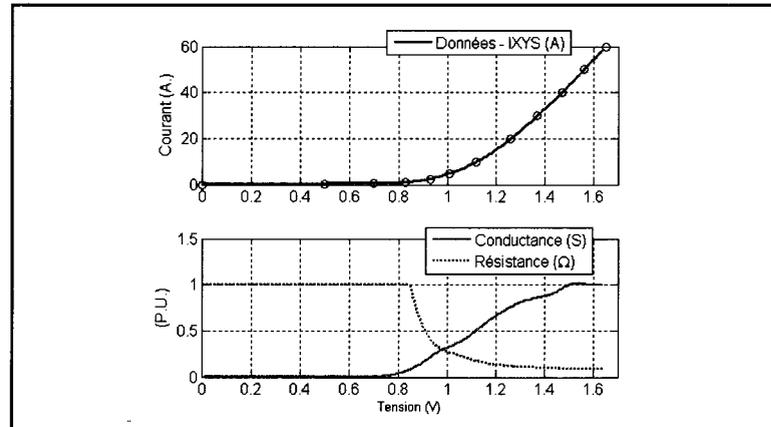
L'objectif du calcul vise à déterminer la résistance de la diode pour différents points d'opération en courant. À tort, la résistance est souvent calculée par le rapport direct de la

tension sur le courant. Cette méthode de calcul est valide seulement pour les résistances linéaires. En fait, la résistance est définie par la relation (5-22).

$$R = \frac{\partial V}{\partial i} \quad (5-22)$$

Si la relation est constante, tout comme dans le cas d'une résistance, le rapport tension sur courant est approprié. Par contre, la diode étant un dispositif non linéaire, il est impératif d'utiliser la relation (5-22). Puisque la résistance est calculée à partir d'une dérivée et que la courbe utilisée est tabulée à partir de données extraites visuellement de la fiche technique du fabricant, il faut effectuer l'approximation de la relation par une fonction plus lisse qui est dérivable facilement. Les fonctions présentant des plateaux se prêtant mal à l'utilisation des polynômes (Gerald et Wheatley, 2004), des spline cubiques ont été utilisées pour interpoler la courbe du fabricant présentée à la figure 5.16. La dérivée de cette courbe en fonction du courant est également présentée à la figure 5.16. Il est possible d'observer sur cette figure que la conductivité de la diode augmente radicalement lorsque le courant augmente dans le dispositif, ce qui confirme la présence de la modulation de la conductivité. Également, puisque la résistance de la zone centrale de diode est inversement proportionnelle au nombre de charges emmagasinées, on observe que le nombre de charges augmente en fonction du courant. Au blocage de la diode, il est donc normal que le temps de recouvrement inverse dépende du courant qui circule en direct dans la diode.

Comme mentionné précédemment, l'on peut également constater ce fait en observant les courbes de charge recouvrée en fonction du courant direct de la figure 5.15. Cette remarque est également valide pour la durée du recouvrement direct. Il est possible d'observer sur la figure 5.12 que la durée du recouvrement direct est également modulée par le courant direct de la diode. Le calcul de la durée ainsi que de la surtension observable durant le recouvrement direct est très complexe. L'utilisation des fiches techniques, même si elles sont en général limitées à une seule valeur de courant, demeure le seul outil disponible pour quantifier ce phénomène.



**Figure 5.16 Caractéristique VI de la diode DSEP30-06A ainsi que sa conductance.**

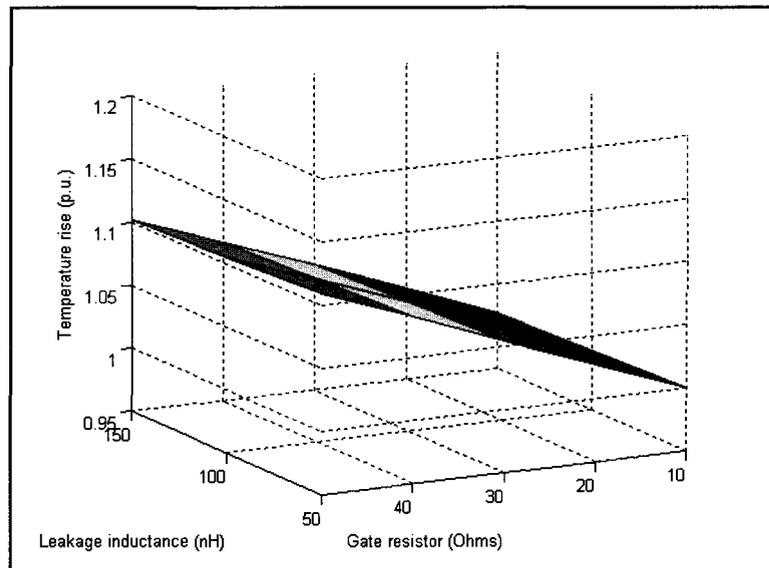
## 5.9 Résultats de l'analyse

En utilisant toutes les hypothèses développées précédemment, il est possible d'appliquer la démarche présentée à la figure 5.1. Puisque la dynamique de commutation du MOSFET est principalement dictée par la résistance de grille ainsi que l'inductance de fuite du circuit, les figures 5.17 et 5.19 présentent les résultats des calculs thermiques et de niveau d'EMI en fonction de ces deux paramètres. Dans le but de mettre l'emphase sur les effets de l'inductance de fuite, la figure 5.19 présente également la surtension qui apparaît aux bornes du MOSFET lors du processus d'ouverture. Toutes ces courbes sont normalisées pour clairement illustrer l'impact de ces deux paramètres.

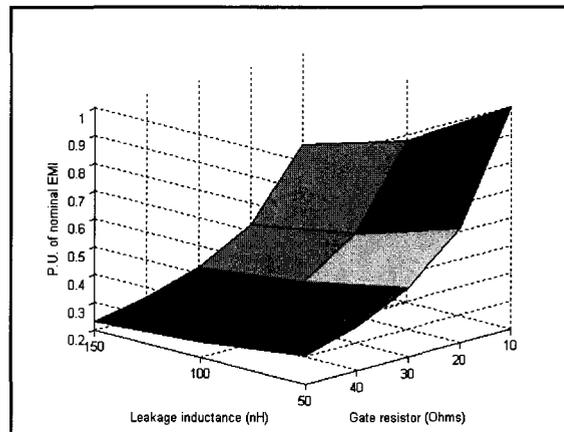
En observant la figure 5.17, on observe que l'augmentation de la résistance de grille du MOSFET provoque une augmentation de la température de la jonction du MOSFET d'à peine 10%. Cette faible augmentation de la température de jonction s'explique par le fait que lorsque la différence de température entre le radiateur de l'ambient est élevée, la résistance thermique du radiateur diminue rapidement. C'est la raison pour laquelle une plus grande puissance dissipée n'a pas beaucoup d'influence sur la température de la jonction. Toutefois, il est important de rappeler que même si cette puissance dissipée supplémentaire n'échauffe

pas beaucoup le système thermique, il n'en reste pas moins que les performances du convertisseur s'en trouvent dégradées.

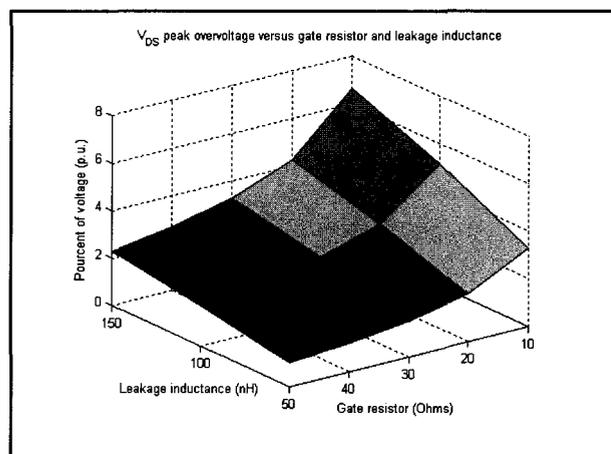
En observant la figure 5.18, on constate que le bruit électromagnétique diminue en deçà de 28% de sa valeur nominale initiale. Cette valeur nominale est obtenue en utilisant une résistance de grille très faible ainsi qu'une petite inductance de fuite. Cette combinaison permet au MOSFET de puissance de commuter très rapidement et de générer beaucoup d'émissions électromagnétiques. Finalement, on observe sur la figure 5.19 que l'augmentation de la résistance de grille permet une diminution de la surtension aux bornes du MOS lors de son ouverture. Également, selon la figure 5.19, il est possible de diminuer radicalement cette surtension en construisant un circuit imprimé possédant une faible impédance de fuite.



**Figure 5.17 Augmentation de la température de jonction du MOS en fonction de l'inductance de fuite et de la résistance de grille.**



**Figure 5.18 Induction électromagnétique en fonction de l'inductance de fuite et de la résistance de grille.**



**Figure 5.19 Augmentation de la surtension en fonction de la résistance de grille et de l'inductance de fuite.**

## 5.10 Conclusion

Comme démontré dans ce chapitre, il est possible de minimiser l'impact du EMI généré par les semi-conducteurs de puissance sans augmenter radicalement la température du MOSFET. Les résultats présentés nous indiquent que le choix de la résistance de grille demeure

l'élément clé permettant de réaliser le compromis entre le niveau d'EMI et la dissipation thermique. En pratique, l'augmentation des résistances de grille est la première approche utilisée pour déverminer un convertisseur aux prises avec des problèmes d'EMI.

Nous savons maintenant que c'est lors de la commutation des semi-conducteurs de puissance que les problèmes d'interférences électromagnétiques surviennent. Le couplage électromagnétique entre les circuits de haute et de faible puissance est le mécanisme d'opération de ces interférences. Ce couplage, représenté sous forme d'inductances mutuelles, doit être inclus dans la modélisation électrique du circuit pour quantifier sa contribution et détecter les causes potentielles de défaillance. L'inclusion de ces éléments parasites dans les représentations d'état des circuits est le sujet abordé au prochain chapitre.

## **CHAPITRE 6**

### **FORMULATION DES ÉQUATIONS D'ÉTAT ADAPTÉE AUX CONVERTISSEURS DE PUISSANCE**

#### **6.1 Historique des travaux**

L'écriture des équations d'état d'un circuit électrique, peu importe l'application, demeure un sujet très important. En avril 2005, lorsque j'ai entamé l'étude de la modélisation des circuits électriques contenant des semi-conducteurs, le choix d'une méthode d'écriture des équations d'état devait être fait. Mon premier choix s'est porté sur l'utilisation de SPS pour faire la modélisation électrique directement à partir de sources de tension et de courant commandées que l'on retrouve dans sa bibliothèque. Il s'agissait d'une approche très similaire à celle que j'avais utilisée lors de la réalisation de mes travaux de maîtrise (Blanchette, 2003). Toutefois, l'utilisation de cette approche fut de courte durée, car il n'est pas possible de faire un retour d'état dans SPS sans engendrer une boucle algébrique. Ce problème est engendré par un direct feedthrough. Ces boucles algébriques, nécessitant l'inclusion de délais dans la simulation pour assurer la convergence, rendaient celle-ci instable et lente. Un deuxième problème majeur avec cette approche était l'impossibilité de modifier les termes contenus dans la matrice réactive (en anglais mass matrix (Hairer et Wanner, 1996)). La matrice réactive est celle qui contient les inductances et les condensateurs et elle multiplie les dérivés des états. Dans SPS, cette matrice est constante ce qui ne convient pas du tout pour les micromodèles d'interrupteur de puissance qui possèdent plusieurs capacités non linéaires qui dépendent de la tension à leurs bornes.

Afin de résoudre ces problèmes, ma seconde approche fut d'utiliser la théorie des graphes linéaires directement pour écrire les équations d'état. J'avoue que me départir du moteur SPS qui possède une structure logicielle commerciale pour me retrouver avec une méthode plus artisanale fut un coup difficile. Toutefois, je pouvais maintenant modifier à volonté les valeurs des éléments réactifs résolvant les problèmes fondamentaux du moteur de SPS. J'ai donc utilisé cette méthode durant plusieurs mois avec succès.

Enfin, tout s'est détérioré lorsque j'ai tenté de modéliser un hacheur abaisseur comprenant trois MOSFET de puissance en parallèle pour le club étudiant Photon en janvier 2006. Pour faire un résumé de la problématique rencontrée, la méthode des graphes linéaires exige la formation d'un arbre possédant des liens et des branches. Pour être complet, il faut que les liens de l'arbre touchent à tous les noeuds de l'arbre. Une des contraintes de la méthode est qu'il ne faut pas inclure les inductances dans les liens de l'arbre, car ceci génère des coupures inductives. Ces coupures inductives engendrent certaines complications lors de la synthèse des équations (Champagne, 2001). Le problème lorsque l'on modélise des circuits électriques permettant d'étudier la commutation, c'est que les inductances de toutes les mailles ne sont pas négligeables. On se retrouve alors avec des coupures inductives un peu partout ce qui rend l'approche par graphes linéaires complexe. Ceci est particulièrement vrai lorsque l'on place plusieurs MOS en parallèle. Dans ce cas, les MOS sont séparés par des inductances ce qui engendre des coupures inductives multiples. De plus, il n'est vraiment pas simple d'inclure les bonnes valeurs inductives aux bons endroits ce qui augmente d'un cran la difficulté de la modélisation. La méthode proposée dans ce chapitre permet de pallier ces problèmes avec élégance et simplicité.

Avant d'amorcer la description de la méthode proprement dite, j'aimerais apporter une précision concernant la nécessité de développer une nouvelle méthode d'écriture des équations d'état puisqu'il en existe déjà. Si (Balabanian et Bickart, 1969) n'avaient pas présenté, en 1969, dans leur volume intitulé *Electrical network theory*, une méthode systématique d'écriture des équations d'états d'un circuit électrique, le logiciel SPS ne serait pas aujourd'hui utilisé partout dans le monde et vendu à plusieurs milliers de licences. C'est donc un pensez-y-bien avant de croire que ce type de méthode ne peut être utilisé avantageusement pour la réalisation d'applications industrielles!

## 6.2 Fondements théoriques de la méthode

La différence fondamentale entre la méthode proposée et les méthodes conventionnelles d'écriture des équations d'état est de supposer que tous les flux emmagasinés dans les mailles

du convertisseur (donc les inductances propres et mutuelles) ne sont pas négligeables. En outre, ceci signifie que les courants de toutes les mailles sont des variables d'état et que les variations des tensions aux bornes des condensateurs de ces mailles peuvent être exprimées en fonction de ces courants. Ce raisonnement est juste lorsque l'on s'attaque à l'étude de la commutation des convertisseurs de puissance, car le taux de variation des courants atteint plusieurs centaines d'Ampères par microseconde. Ce fort taux de variation a une influence importante sur les tensions le long des mailles. La logique de la méthode repose sur la première équation de Maxwell donnée par la relation (6-1) (Melcher et Hauss, 1989).

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S (\vec{B} \cdot \vec{n}) ds \quad (6-1)$$

Cette loi stipule que la somme des tensions autour d'un contour  $C$  (c'est-à-dire de la maille du circuit) est égale à la variation temporelle du flux emmagasiné dans ce contour. En effet, le flux contenu dans la surface  $S$  bornée par le contour  $C$  est donné par la relation (6-2).

$$\iint_S (\vec{B} \cdot \vec{n}) ds = \Phi \quad (6-2)$$

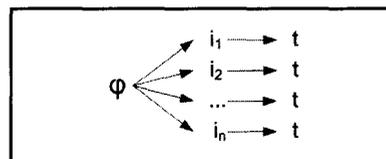
Dans sa forme la plus fondamentale, l'équation de Faraday considère que tous les champs électriques dans le circuit possèdent une nature tridimensionnelle puisque le membre de gauche de la relation (6-1) est vectoriel. Néanmoins, l'intégration du membre de gauche de l'équation (6-1) conduit à une quantité scalaire qui représente la somme des tensions le long de la maille. Ces tensions sont celles des condensateurs, des sources de tension et des chutes de potentiel aux bornes des résistances. Les tensions aux bornes des inductances propres et mutuelles se retrouvent dans le membre de droite de l'équation (6-1). En sélectionnant les tensions aux bornes des condensateurs et les flux dans les mailles comme variables d'état du circuit électrique, on obtient la représentation d'état donnée par l'équation (6-3).

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\Phi} \\ \dot{V}_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f(i_1, i_2, \dots, i_n, VC_1, VC_2, \dots, VC_n, E_1, E_2, \dots, E_n) \\ g(i_1, i_2, \dots, i_n, VC_1, VC_2, \dots, VC_n, E_1, E_2, \dots, E_n) \end{bmatrix} \quad (6-3)$$

La variable  $\Phi$ , dans le membre de gauche de l'équation (6-3), représente les flux totaux (mutuels et propres) dans chacune des mailles du convertisseur. Ces flux dépendent des courants circulants dans le convertisseur ainsi que de la géométrie du circuit. Dans le cas le plus général, supposons que tous les courants de tous les conducteurs métalliques du convertisseur produisent un flux à travers de la surface 1 (une maille donnée du convertisseur) et que celle-ci demeure géométriquement fixe (ce qui est faux dans les machines électriques, mais pas dans les convertisseurs de puissance). Il est possible de poser que :

$$\Phi_1 = f(i_1, i_2, \dots, i_n) \quad (6-4)$$

Toutefois, l'utilisation des flux dans la représentation d'état pose un problème puisque du côté gauche de l'équation (6-3), on retrouve les flux et les tensions aux bornes des condensateurs et du côté droit, on retrouve les courants des mailles et les tensions aux bornes des condensateurs. Il est évident qu'il faut éclipser les flux du côté gauche de l'équation (6-3) pour faire place aux courants. L'utilisation de la dérivée en chaîne permet de migrer des flux vers les courants avec aisance. Le processus de la dérivée en chaîne est présenté à la figure 6.1.



**Figure 6.1 Schéma de la dérivée en chaîne du flux  $\Phi$ .**

En utilisant la figure 6.1 et en appliquant la dérivée en chaîne à l'équation (6-4), on déduit l'expression (6-5).

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} &= \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_1} \frac{\partial i_1}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_2} \frac{\partial i_2}{\partial t} + \dots + \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_n} \frac{\partial i_n}{\partial t} \\
\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} &= \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_1} \frac{\partial i_1}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_2} \frac{\partial i_2}{\partial t} + \dots + \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_n} \frac{\partial i_n}{\partial t} \\
&\dots \\
\frac{\partial \Phi_n}{\partial t} &= \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_1} \frac{\partial i_1}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_2} \frac{\partial i_2}{\partial t} + \dots + \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_n} \frac{\partial i_n}{\partial t}
\end{aligned} \tag{6-5}$$

La relation (6-5) peut s'exprimer sous la forme matricielle donnée par l'équation (6-6).

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \\ \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial \Phi_n}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_1} & \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_2} & \dots & \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_n} \\ \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_1} & \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_2} & \dots & \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_1} & \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_2} & \dots & \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial i_1}{\partial t} \\ \frac{\partial i_2}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial i_n}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & \dots & L_{1n} \\ L_{21} & L_{22} & \dots & L_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ L_{n1} & L_{n2} & \dots & L_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial i_1}{\partial t} \\ \frac{\partial i_2}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial i_n}{\partial t} \end{bmatrix} \tag{6-6}$$

On reconnaît la matrice Jacobienne au centre de l'équation (6-6). Cette matrice Jacobienne représente en fait les flux propres et mutuels qui existent entre les différentes mailles. Plus spécifiquement, il s'agit des inductances propres et mutuelles dynamiques (Gieras et Wing, 2002). Les inductances constantes, telles que celles à noyau d'air, sont des cas particuliers dans inductances dynamiques. S'il n'existe aucun couplage entre les mailles, la matrice Jacobienne devient diagonale et prend la forme proposée par l'équation (6-7).

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \\ \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial \Phi_n}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{\partial \Phi_2}{\partial i_2} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & \frac{\partial \Phi_n}{\partial i_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial i_1}{\partial t} \\ \frac{\partial i_2}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial i_n}{\partial t} \end{bmatrix} \quad (6-7)$$

En utilisant la relation (6-6), il est possible d'effectuer la réécriture de la représentation d'état de la relation (6-3), ce qui mène à la relation (6-8).

$$\begin{bmatrix} L & 0 \\ 0 & C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{i} \\ \dot{V}_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f(i_1, i_2, \dots, i_n, VC_1, VC_2, \dots, VC_n, E_1, E_2, \dots, E_n) \\ g(i_1, i_2, \dots, i_n, VC_1, VC_2, \dots, VC_n, E_1, E_2, \dots, E_n) \end{bmatrix} \quad (6-8)$$

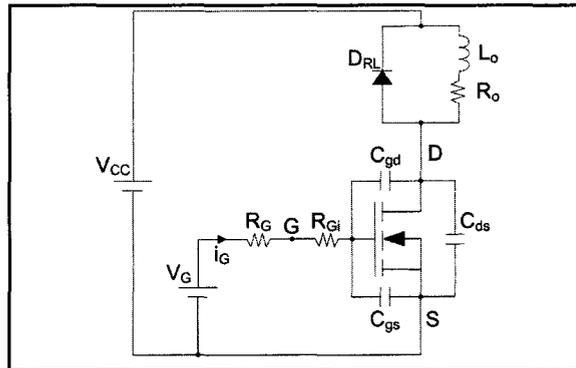
Dans cette relation, les variables d'état sont les courants des inductances et les tensions aux bornes des condensateurs. Il s'agit de variables plus usuelles que les flux dans les mailles. Toutefois, si cette démarche nous permet une approche plus conventionnelle de modélisation des circuits électriques, la difficulté du traitement liée à la quantification des flux dans le convertisseur n'est que partie remise à un chapitre ultérieur.

Ceci termine le fondement théorique de la méthode. La prochaine section établit les règles à observer afin d'appliquer cette méthode à un convertisseur de puissance.

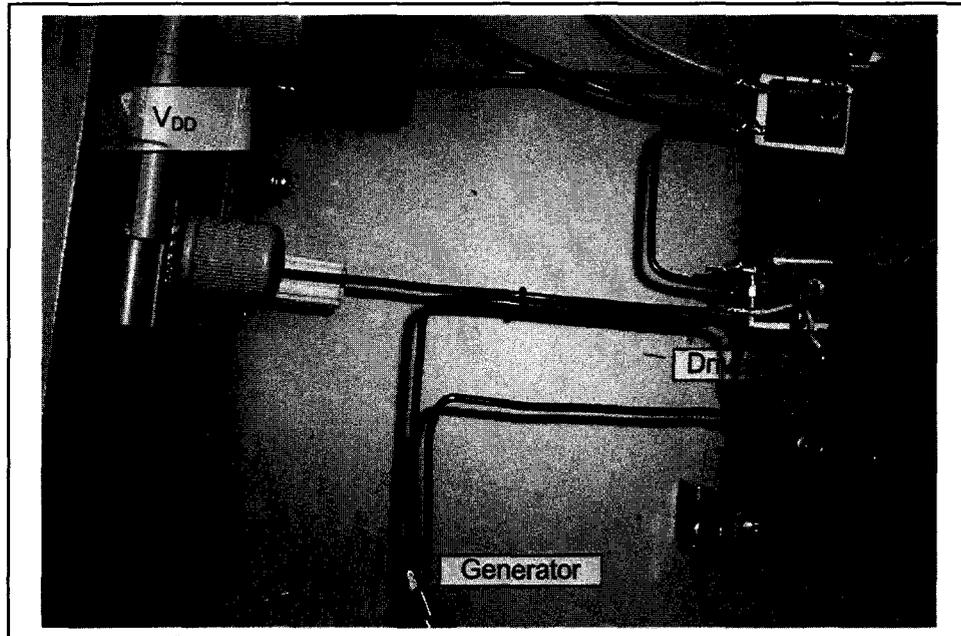
### 6.3 Processus de modélisation des convertisseurs de puissance sous forme de variables d'état.

Le processus de modélisation des convertisseurs de puissance sous forme de variables d'état comporte sept règles de base qu'il faut observer. Ces règles sont présentées dans cette section. Afin de faciliter la compréhension, un exemple est intégré à la présentation de ces règles. Le

circuit à l'étude est le hacheur abaisseur présenté à la figure 6.2. La réalisation physique de ce circuit est illustrée à la figure 6.3. Le convertisseur est composé d'une diode de puissance, d'un MOSFET de puissance ainsi qu'une charge inductive.



**Figure 6.2 Schéma électrique d'un hacheur abaisseur.**



**Figure 6.3 Réalisation physique du circuit abaisseur.**

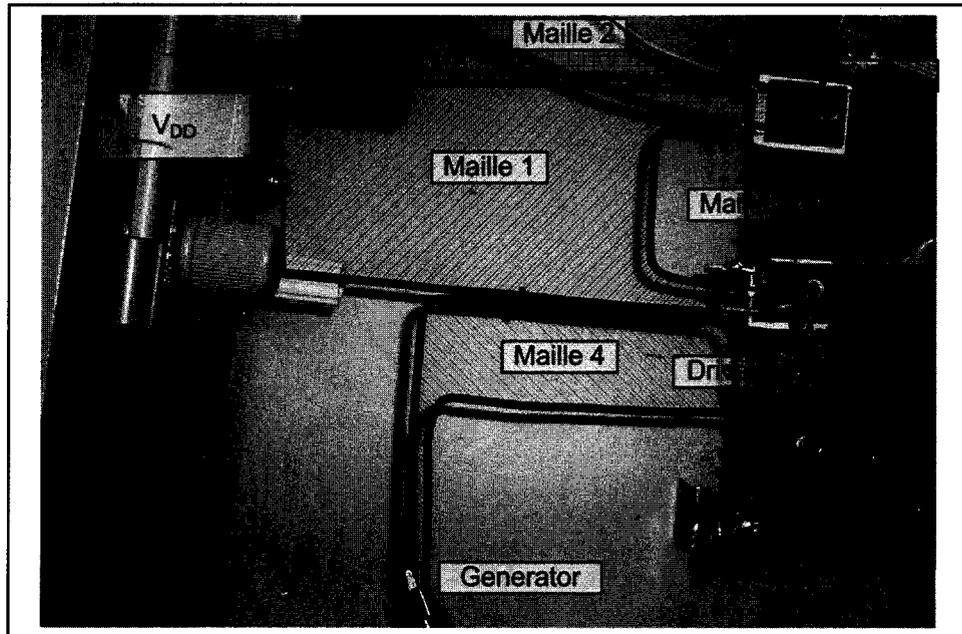
### 6.3.1 Règles d'application de la méthode

**Règle 1** - L'orientation spatiale ainsi que la taille des conducteurs métalliques doivent être respectées. Il n'est pas nécessaire d'avoir terminé la conception du layout pour écrire les équations d'état. En revanche, la taille et l'orientation des conducteurs possèdent une influence majeure sur les inductances mutuelles et propres du circuit. Il faut donc concevoir le layout afin de minimiser ces grandeurs. De plus, le layout est nécessaire pour identifier les valeurs des inductances de l'équation (6-6). La figure 6.3 illustre une disposition physique potentielle des semi-conducteurs de puissance, des éléments passifs et des conducteurs métalliques du hacheur abaisseur présenté à la figure 6.2.

**Règle 2** - Toutes les mailles présentes dans le circuit doivent être numérotées. L'ordre de cette numérotation n'est pas important pourvu que toutes les mailles soient numérotées. La numérotation des mailles du hacheur abaisseur de la figure 6.2 est présentée à la figure 6.4. En observant la figure 6.4, on constate que le circuit possède quatre mailles distinctes. La maille 1 comprend le transistor et la diode de puissance. Il s'agit de la maille de faible impédance du circuit puisqu'aucun élément passif ne permet de limiter le taux de variation du courant circulant dans cette maille. La maille 2 comprend la diode de roue libre ainsi que l'inductance de charge. Il s'agit d'une maille de forte impédance puisque la valeur inductive de la charge est élevée ce qui limite la pente de variation du courant.

Le circuit de sortie du pilote de grille ainsi que la grille du MOSFET complète la maille 3. Il ne s'agit pas d'une maille de faible impédance puisqu'on y retrouve une résistance et un condensateur, mais son inductance de fuite doit être considérée pour déterminer précisément la dynamique de commutation du MOSFET de puissance. La maille 4 est celle formée par le générateur d'impulsions et le circuit d'entrée du pilote de grille. Il s'agit d'une maille de très forte impédance puisque l'impédance d'entrée du driver est de  $100k\Omega$ . Ainsi, il peut facilement être piloté par un FPGA ou un DSP. À ce stade de l'analyse, il est important de remarquer que seule l'inductance de charge est représentée sur le circuit de la figure 6.2.

Aucune inductance de fuite n'est représentée ce qui permet de simplifier grandement le schéma électrique du circuit tout en ayant la possibilité de les inclure au moment opportun.

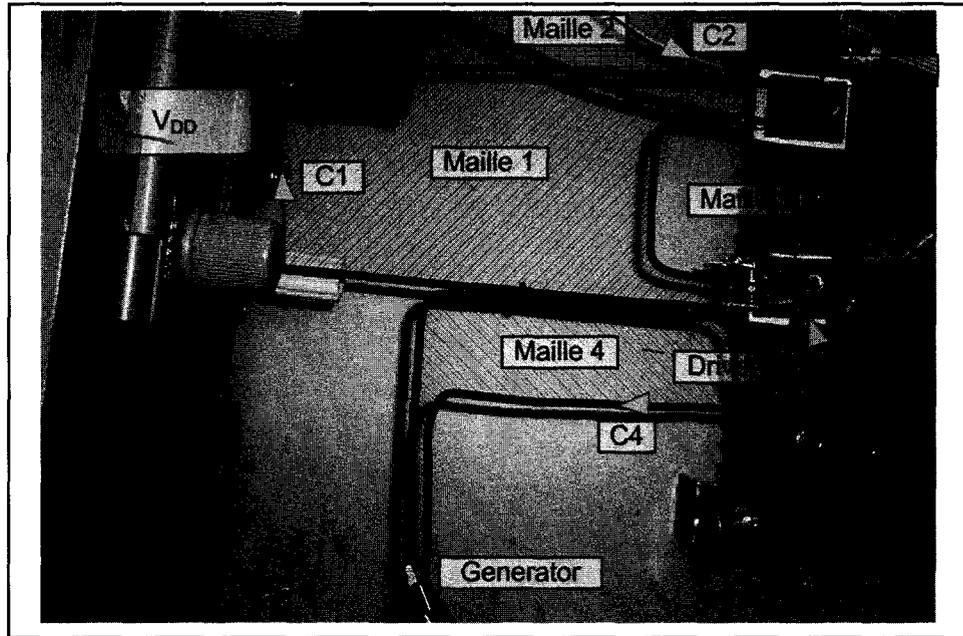


**Figure 6.4 Identification des contours et des surfaces du circuit abaisseur.**

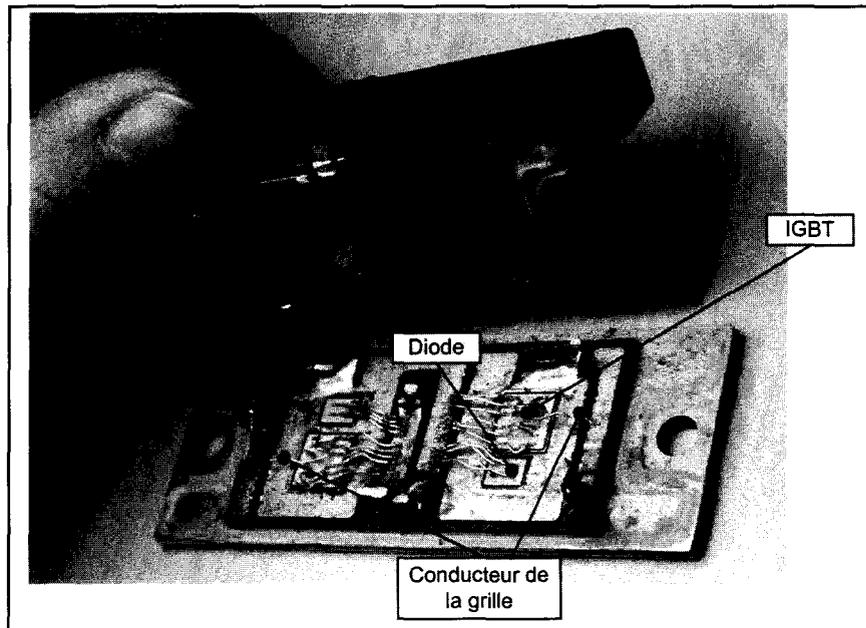
**Règle 3-** Tous les contours qui bornent les mailles identifiées à l'étape précédente doivent être identifiés et porter le même numéro que la maille correspondante. Cette numérotation est clairement présentée sur la figure 6.5 pour les contours  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  et  $C_4$ .

**Règle 4 -** Les jonctions doivent être représentées par des points, car physiquement elles n'occupent qu'une place infime dans le circuit. En effet, par rapport à toute la structure métallique qui entoure les semi-conducteurs de puissance, la taille des jonctions qui avoisinent quelques centaines de micromètres n'a pas besoin d'être considérée lors de la conception du layout. En revanche, la structure métallique interne du semi-conducteur (sa construction dans le boîtier) doit être prise en compte lors de la représentation physique du circuit, car elle peut atteindre une taille non négligeable. La figure 6.6 illustre un cas typique où les dimensions de l'assemblage du semi-conducteur ne sont pas négligeables. Il s'agit de la connexion interne d'un IGBT. Les deux semi-conducteurs de puissance sont reliés au circuit métallique de puissance par des conducteurs très fins. Il n'est pas difficile d'observer que les

dimensions de toutes les surfaces métalliques présentes dans ce boîtier sont beaucoup plus imposantes que celles des jonctions.



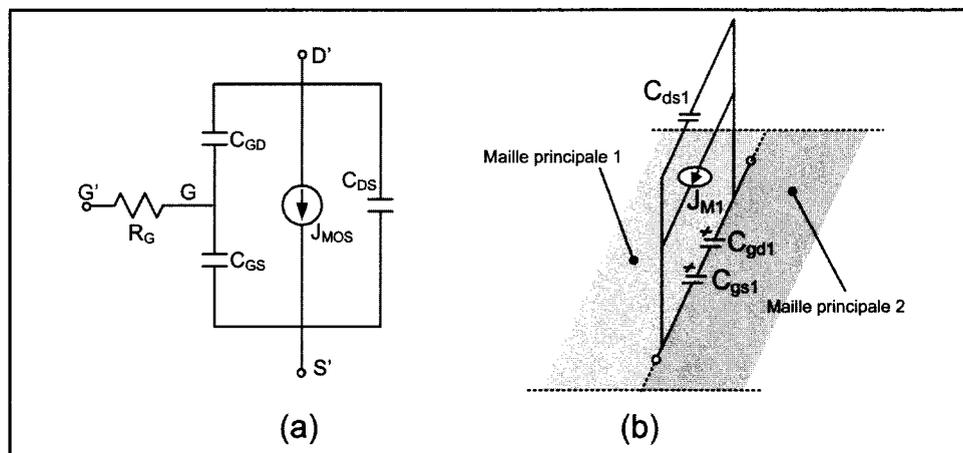
**Figure 6.5** Identification des surfaces S1, S2 et S3.



**Figure 6.6** Structure interne d'un module d'IGBT.

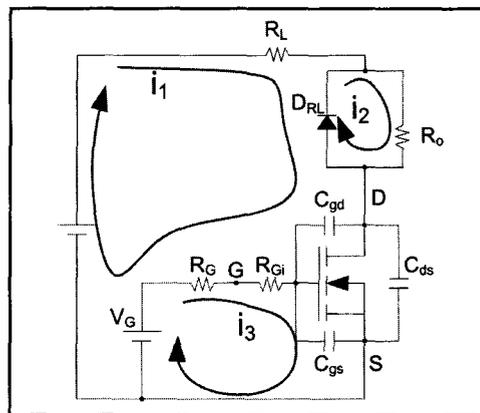
**Règle 5** - Les surfaces microscopiques ne doivent pas être considérées comme des contours. Par exemple, la maille formée dans un MOSFET de puissance par le MOS proprement dit et la diode antiparallèle intrinsèque au dispositif ne doit pas être considérée inductive, car la taille de la maille est infime. Il existe donc une relation algébrique entre ces deux composants. À l’opposé, la maille entre le IGBT et la diode antiparallèle de la structure présentée sur la figure 6.6 ne peut être négligée, car ses dimensions physiques sont importantes. Dans ce cas particulier, il existe une maille non négligeable entre le IGBT et la diode.

**Règle 6** - Lorsqu’il y a plusieurs composants en parallèle entre les mêmes noeuds du circuit, il est important de placer d’abord les condensateurs dans les mailles principales, s’il y en a, ensuite les sources de tension et finalement les résistances. Les sources de courant représentent le dernier choix possible. Un exemple d’application de cette règle est présenté à la figure 6.7. La figure 6.7(a) illustre un modèle de MOSFET de puissance typique utilisé pour l’étude de la dynamique de commutation de ce dispositif. Il est composé de trois condensateurs parasites ( $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$  et  $C_{ds}$ ), d’une source de courant ( $J_{MOS}$ ) et d’une résistance de grille ( $R_G$ ). La figure 6.7(b) illustre l’inclusion de ce modèle dans un circuit électrique selon la règle 6. On observe que la source de courant n’est pas incluse dans les mailles principales du circuit, mais qu’elle se retrouve plutôt dans la maille interne de l’interrupteur de puissance.



**Figure 6.7** Modèle du MOSFET de puissance illustrant les condensateurs parasites.

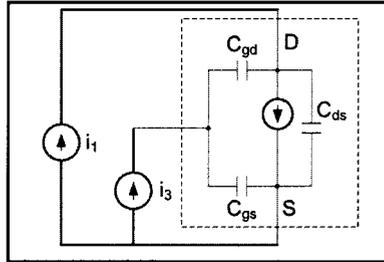
**Règle 7** - La représentation d'état des jonctions des semi-conducteurs de puissance doit être traitée indépendamment lorsqu'il y a présence de dégénérescences. La dégénérescence en question se situe au niveau des condensateurs parasites qui se trouvent dans plusieurs modèles de semi-conducteurs de puissance et qui forment souvent une maille capacitive (Balabanian et Bickart, 1969). Un exemple est illustré à la figure 6.7(a) pour le modèle d'un MOSFET de puissance. Il est possible d'observer dans ce modèle la présence d'une maille capacitive typique, car il y a une tension dans cette maille qui est la somme algébrique des deux autres. Ceci signifie également qu'il y a seulement deux variables d'états dans ce modèle. Nous allons traiter ce type de dégénérescence dès maintenant, car il s'agit d'une particularité importante que l'on retrouve souvent lorsque l'on modélise les interrupteurs de puissance sous forme de micromodèle. Le but est d'obtenir la représentation d'état pour les tensions des condensateurs  $C_{gd}$  et  $C_{gs}$  ( $\partial V_{Cgd}/\partial t$  et  $\partial V_{Cgs}/\partial t$ ). Pour effectuer cette tâche, nous allons utiliser le circuit présenté à la figure 6.8.



**Figure 6.8 Identification des mailles du circuit abaisseur.**

L'objectif consiste à déterminer s'il est possible d'exprimer les courants dans ces deux condensateurs à partir des autres variables d'états ( $i_1, i_2, i_3, V_{Cgd}$  et  $V_{Cgs}$ ). Dans l'exemple proposé, c'est la tension aux bornes de  $C_{ds}$  qui est égale à la somme des tensions aux bornes de  $C_{gd}$  et de  $C_{gs}$ . En consultant la figure 6.8, on constate que le courant qui entre dans le drain du MOSFET est  $i_1$  et que le courant qui entre dans la grille est  $i_3$ . La connaissance de

ces courants nous permet d'isoler le MOSFET en un sous-système tel que celui illustré à la figure 6.9.



**Figure 6.9 MOSFET alimenté par des sources de courant.**

En utilisant la loi des mailles, on peut exprimer les courants dans les condensateurs par :

$$\begin{aligned} i_{Cgd} &= i_1 - i_m - i_{Cds} \\ i_{Cgs} &= i_1 + i_3 - i_m - i_{Cds} \end{aligned} \quad (6-9)$$

Puisque les tensions  $V_{Cgd}$ ,  $V_{Cgs}$  et  $V_{Cds}$  sont liées par l'expression (6-10),

$$V_{Cds} = V_{Cgd} + V_{Cgs} \quad (6-10)$$

les dérivées de ces variables sont également liées. La relation entre les dérivés est donnée par l'équation (6-11).

$$\dot{V}_{Cds} = \dot{V}_{Cgd} + \dot{V}_{Cgs} \quad (6-11)$$

En substituant la relation fondamentale  $i_C = C\dot{V}_C$  dans l'équation (6-11) et en isolant  $i_{Cds}$ , on obtient l'expression (6-12).

$$\frac{i_{Cds}}{C_{ds}} = \dot{V}_{Cgd} + \dot{V}_{Cgs} \Rightarrow i_{Cds} = (\dot{V}_{Cgd} + \dot{V}_{Cgs})C_{ds} \quad (6-12)$$

En remplaçant l'expression de  $i_{C_{ds}}$  provenant de l'équation (6-12) dans (6-9) on obtient alors :

$$\begin{aligned} C_{gd} \dot{V}_{Cgd} &= i_1 - i_m - (V_{Cgd} + V_{Cgs}) C_{ds} \\ C_{gs} \dot{V}_{Cgs} &= i_1 + i_3 - i_m - (V_{Cgd} + V_{Cgs}) C_{ds} \end{aligned} \quad (6-13)$$

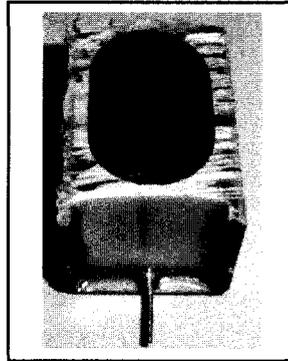
En effectuant la résolution de ce système pour  $V_{Cgd}$  et  $V_{Cgs}$ , on retrouve finalement que :

$$\begin{bmatrix} C_{gd} + C_{ds} & C_{ds} \\ C_{ds} & C_{gs} + C_{ds} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{V}_{Cgd} \\ \dot{V}_{Cgs} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_1 - i_m \\ i_1 + i_3 - i_m \end{bmatrix} \quad (6-14)$$

Il est important de noter que les courants  $i_1$  et  $i_3$  qui représentent deux entrées dans la matrice d'état du circuit de la figure 6.9 sont en fait des variables d'états dans la représentation d'état globale. Le courant  $i_M$  demeure toutefois une entrée dans la représentation d'état globale.

#### 6.4 Considération supplémentaire

Tous les circuits d'électronique de puissance qui sont bien conçus comportent des condensateurs de découplages locaux. Il est important de tenir compte de la taille des condensateurs présents dans le circuit et voici pourquoi. Les condensateurs de grande taille (comme les condensateurs de découplage en polyester) peuvent être considérés comme des cylindres conducteurs de grande taille à faible densité de courant. Un fait important appuie cette affirmation et il concerne la construction du condensateur présentée à la figure 6.10. Il est possible d'observer sur cette figure que l'intérieur du condensateur est composé de plusieurs centaines de plaques parallèles qui forment un condensateur possédant une valeur de quelques microfarads. Ces plaques parallèles sont visibles par la surface foncée au centre du condensateur de la figure 6.10.



**Figure 6.10 Condensateur de découplage en polyester.**

Le champ magnétique créé par la circulation d'un courant électrique à la surface des plaques d'un tel condensateur est très faible, car ceci est équivalent à un très gros conducteur. Conséquemment, le champ magnétique créé par les condensateurs de découplage peut être négligé. Cette particularité est fondamentale, car il ne faut pas que le flux magnétique créé par le condensateur influence les valeurs inductives des mailles puisque ceci rend l'identification très complexe à réaliser.

### 6.5 Écriture des équations d'état du hacheur abaisseur

En utilisant les surfaces définies à la figure 6.5 ainsi que l'équation (6-3), on obtient la représentation d'état donnée par l'équation (6-15).

$$\begin{aligned}
 \dot{\Phi}_1 &= -V_{Cgd} - V_{Cgs} - V_{DMP} + V_{Cdio} + V_{DD} \\
 \dot{\Phi}_2 &= -R_{l0}i_2 - V_{Cdio} \\
 \dot{\Phi}_3 &= V_G - i_3R_G - V_{Cgs} \\
 \dot{\Phi}_4 &= V_S - i_4R_i \\
 i_{Cdio} &= i_2 - i_1 - J_D \\
 i_{Cgd} &= i_1 - J_M \\
 i_{Cgs} &= i_1 + i_3 - J_M
 \end{aligned}
 \tag{6-15}$$

Les courants  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_3$  et  $i_4$  correspondent aux quatre premières variables d'états. Ces courants sont identifiés sur la figure 6.8. Les tensions  $V_{Cdio}$ ,  $V_{Cgd}$  et  $V_{Cgs}$  correspondent aux trois autres variables d'états. Le choix de  $V_{Cgd}$  et de  $V_{Cgs}$  est aléatoire, car  $V_{Cds}$  peut également être sélectionnée comme variable d'état tel que spécifié précédemment. Avant de traiter les équations d'états de  $V_{Cgd}$  et de  $V_{Cgs}$ , nous allons tout d'abord débiter par traiter les membres de gauche de l'équation (6-15). En utilisant la relation (6-6), les flux sont remplacés par les courants. En appliquant cette approche, les équations d'état du circuit de la figure 6.5 sont :

$$\begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} & L_{14} \\ L_{21} & L_{22} & L_{23} & L_{24} \\ L_{31} & L_{32} & L_{33} & L_{34} \\ L_{41} & L_{42} & L_{43} & L_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \\ \dot{i}_3 \\ \dot{i}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -V_{Cgd} - V_{Cgs} - V_{DMP} + V_{Cdio} + V_{DD} \\ -R_{l0}i_2 - V_{Cdio} \\ V_G - i_3R_G - V_{Cgs} \\ V_S - i_4R_i \end{bmatrix} \quad (6-16)$$

En utilisant les équations (6-14) et (6-16), il est possible d'obtenir la représentation d'état finale suivante :

$$M_r \begin{bmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \\ \dot{i}_3 \\ \dot{i}_4 \\ \dot{V}_{Cdio} \\ \dot{V}_{Cgd} \\ \dot{V}_{Cgs} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & -r_{l0} & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -R_G & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & -R_i & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ i_4 \\ V_{Cdio} \\ V_{Cgd} \\ V_{Cgs} \end{bmatrix} + \quad (6-17)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{DD} \\ V_{DMPMP} \\ V_G \\ V_{DMP} \\ V_S \\ J_D \\ J_M \end{bmatrix}$$

Le terme  $M_r$  de l'équation (6-17) représente la matrice réactive du système. Elle est donnée par l'équation (6-18).

$$M_r = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} & L_{14} & 0 & 0 & 0 \\ L_{21} & L_{22} & L_{23} & L_{24} & 0 & 0 & 0 \\ L_{31} & L_{32} & L_{33} & L_{34} & 0 & 0 & 0 \\ L_{41} & L_{42} & L_{43} & L_{44} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{Dio} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{gd} + C_{ds} & C_{ds} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{ds} & C_{gs} + C_{ds} \end{bmatrix} \quad (6-18)$$

Il est possible d'observer que cette matrice possède la forme suivante :

$$M_r = \begin{bmatrix} L & 0 \\ 0 & C \end{bmatrix} \quad (6-19)$$

Au début de la simulation, la matrice  $M_r$  doit être inversée avant de multiplier la matrice d'états  $A$  et la matrice des entrées  $B$ . Si tous les condensateurs et les inductances sont linéaires, une seule inversion suffit. La majorité des inductances traitées dans ce travail possèdent des noyaux d'air et elles peuvent être considérées constantes. Il est cependant possible d'intégrer des inductances saturables sans problèmes. D'autre part, tous les condensateurs présents des semi-conducteurs sont non linéaires et la forme diagonale que revêt l'équation (6-19) est particulièrement importante, car son inversion symbolique demeure simple comme démontré par l'équation (6-20).

$$M_r^{-1} = \begin{bmatrix} L^{-1} & 0 \\ 0 & C^{-1} \end{bmatrix} \quad (6-20)$$

Due à cette structure diagonale particulière, il est possible d'inverser séparément la matrice des inductances  $L$  et la matrice capacitive  $C$ . Si les inductances sont constantes, cette portion de la matrice réactive peut être inversée numériquement sans trop d'efforts. Toutefois, en ce qui concerne la matrice capacitive, ce n'est pas aussi simple. La nature du problème provient du fait que comme mentionné précédemment, la totalité des condensateurs présents dans les semi-conducteurs sont fortement non linéaires. En raison de cette particularité, la partie capacitive de la matrice réactive doit être inversée à chacun des pas de calcul, car les valeurs qui la composent changent selon les tensions aux bornes des condensateurs des semi-conducteurs. Effectuer une telle inversion numériquement à chacun des pas de calcul est possible, mais ceci ne représente pas une alternative intéressante car la durée de la simulation devient excessive. Il faut donc inverser cette matrice analytiquement. S'il n'y a pas de mailles capacitives, tous les condensateurs se situent sur la diagonale, car toutes les tensions aux bornes des condensateurs sont indépendantes et peuvent être exprimées à partir des variables d'état. Puisqu'une grande partie des condensateurs ne forment pas une maille capacitive, cette

partie de la matrice est facilement réversible. Pour les condensateurs présents dans les interrupteurs de puissance, la matrice  $C$  prend une forme différente selon le nombre d'interrupteurs. Pour  $n$  interrupteurs de puissance possédant la structure de la figure 6.9, la matrice  $C$  prend la forme de l'équation (6-21).

$$C = \begin{bmatrix} C_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_n \end{bmatrix} \quad \text{où} \quad C_{1,2,\dots,n} = \begin{bmatrix} C_{gd} + C_{ds} & C_{ds} \\ C_{ds} & C_{gs} + C_{ds} \end{bmatrix} \quad (6-21)$$

Encore une fois, il est possible d'observer que la matrice  $C$  est diagonale. L'inverse de cette matrice est calculé par la relation (6-22).

$$E = \begin{bmatrix} C_1^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_n^{-1} \end{bmatrix} \quad (6-22)$$

L'inversion de la matrice capacitive résulte donc en l'inversion d'une matrice  $[2 \times 2]$  pour chacun des interrupteurs si les variables d'états liées aux condensateurs du même interrupteur sont contiguës dans la numérotation des états. En utilisant la matrice  $[2 \times 2]$  décrite par l'équation (6-23) :

$$M = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \quad (6-23)$$

il est possible d'inverser cette matrice en la transposant, en multipliant les éléments  $a_{12}$  et  $a_{21}$  par  $-1$ , en permutant les termes de la diagonale  $a_{11}$  et  $a_{22}$  et finalement en divisant les termes par le déterminant de la matrice. En effectuant ces opérations, (6-23) devient :

$$M^{-1} = \frac{1}{a_{11}a_{22} - a_{21}a_{12}} \begin{bmatrix} a_{22} & -a_{21} \\ -a_{12} & a_{11} \end{bmatrix} \quad (6-24)$$

En substituant  $a_{11} = C_{gd} + C_{ds}$ ,  $a_{22} = C_{gs} + C_{ds}$  et  $a_{12} = a_{21} = C_{ds}$  dans (6-24), on obtient finalement que :

$$C_k^{-1} = M^{-1} = \frac{1}{C_{ds}(C_{gd} + C_{gs}) + C_{gd}C_{gs}} \begin{bmatrix} C_{ds} + C_{gs} & -C_{ds} \\ -C_{ds} & C_{ds} + C_{gd} \end{bmatrix} \quad k = 1 \dots n \quad (6-25)$$

Il est important de noter que ce résultat est valide pour la structure capacitive proposée à la figure 6.7 seulement.

## 6.6 Application de la méthode : instabilité de commutation

Tel que discuté précédemment, la construction d'un convertisseur de puissance est une tâche ardue et difficile. En plus des problèmes thermiques, il y a les problèmes d'incompatibilité électromagnétiques qui souvent sont très difficiles à régler. L'exemple présenté dans cette section illustre les conséquences directes de ce type de problème. J'ai baptisé ce problème boucle d'instabilité locale, car elle affecte directement le convertisseur au niveau des transistors de puissance et indirectement la commande. Lorsque ce problème se présente, la plaquette de circuit imprimé est tout simplement hors d'usage.

Cette boucle est créée par une inductance mutuelle prononcée entre un circuit de forte puissance et un circuit de faible puissance possédant une impédance d'entrée très élevée. Les fortes variations de courant dans le circuit de puissance induisent des tensions de plusieurs

Volts dans le circuit de contrôle ce qui perturbe son fonctionnement. Il est important de noter que la présence d'une inductance mutuelle élevée dénote une mauvaise conception de la plaquette de circuit imprimé. Afin d'illustrer la présence de cette boucle, nous allons utiliser le circuit de la figure 6.3 ainsi que les équations d'état de la relation (6-17).

Comme mentionné à la section 6.3.1, il n'est pas nécessaire de posséder la conception du layout pour écrire les équations d'état d'un circuit. Sa géométrie est toutefois requise lorsqu'il s'agit d'inscrire les valeurs des inductances dans la relation (6-17). La première étape consiste à déterminer les inductances qui peuvent être négligées. La distance entre les mailles ainsi que la variation temporelle des courants circulants dans ces mailles sont les deux critères qui permettent d'effectuer cette tâche. Débutons par les inductances propres des mailles. Puisque les variations des courants dans les mailles du convertisseur lors de la commutation sont très importantes, il n'est pas possible de négliger les inductances propres mêmes si elles sont de l'ordre de quelques dizaines de nano Henrys. La diagonale de la matrice est donc complète par la nature électrique du problème. Dans le cas des termes mutuels, le travail est plus complexe. Débutons par les termes  $L_{12}$  et  $L_{21}$ . Puisque la tension appliquée sur l'inductance de charge est élevée (de quelques dizaines à quelques centaines de Volts) la tension induite par l'inductance mutuelle entre la maille 2 et la maille 1 peut être négligée. Effectivement, une tension de quelques Volts durant quelques centaines de nanosecondes est insuffisante pour produire un effet mesurable sur l'inductance de charge. Réciproquement, l'inductance de charge étant élevée, le taux de variation du courant dans cette maille est faible ce qui ne génère pas une tension considérable dans la maille 1. Ainsi  $L_{12} = L_{21} = 0$ . La mutuelle existante entre les mailles 1 et 3 ( $L_{13}$  et  $L_{31}$ ) ne peut être négligée, le circuit d'attaque étant situé très près de la maille 1. Cependant, la maille 3 présentant une géométrie plutôt compacte, la mutuelle entre ces deux circuits demeure faible. Il faut tout de même identifier correctement cette grandeur.

La mutuelle la plus importante dans ce convertisseur est sûrement celle qui lie les mailles 1 et 4 ( $L_{14}$  et  $L_{41}$ ). Dans ce cas, la distance entre les mailles est faible, l'impédance de la maille 4 est élevée et la variation des courants dans la maille 1 peut atteindre plusieurs centaines

d'Ampères par microsecondes. Il s'agit en fait de la maille d'instabilité locale dont il fut question précédemment. Nous analyserons cette maille plus en détail à la section 6.7.

Discutons maintenant des mutuelles  $L_{23}$  et  $L_{32}$ . La première raison pour laquelle elles doivent être nulles provient de la distance les séparant. En effet, puisque le champ magnétique diminue selon l'inverse carré de la distance, celui de la maille 1 est fortement atténué dans la maille 2. La remarque est également valide pour le champ généré par la maille 3 dans la maille 2 ainsi que celui entre les mailles 2 et 4 ( $L_{24}$  et  $L_{42}$ ). La distance les séparant étant très importante, cette mutuelle peut être négligée. Il ne reste plus que l'inductance mutuelle entre les mailles 3 et 4 ( $L_{34}$  et  $L_{43}$ ). Même si la variation du courant est très rapide dans la maille 4, la densité du champ magnétique produit par ce courant est très faible puisque le courant circulant dans le conducteur est très faible. Ceci nous indique que la maille 3 ne possède pas une influence très marquée sur la maille 4 et vice-versa (c'est-à-dire que  $L_{34} = L_{43} = 0$ ). Pour donner suite à ces observations, la matrice des éléments réactifs de l'équation (6-17) devient :

$$\begin{bmatrix} L_{11} & 0 & L_{13} & L_{14} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & L_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ L_{31} & 0 & L_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ L_{41} & 0 & 0 & L_{44} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{Dio} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{gd} + C_{ds} & C_{ds} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{ds} & C_{gs} + C_{ds} \end{bmatrix} \quad (6-26)$$

Par identification, on trouve les valeurs suivantes :  $L_{11} = 150nH$ ,  $L_{22} = 58\mu H$ ,  $L_{33} = 10nH$  et  $L_{44} = 100nH$ ,  $L_{13} = L_{31} = 10nH$  et  $L_{14} = L_{41} = 40nH$ . Dans le cas des condensateurs, puisqu'ils sont non linéaires, il faut référer à la fiche technique du manufacturier pour obtenir les caractéristiques en fonction de la tension.

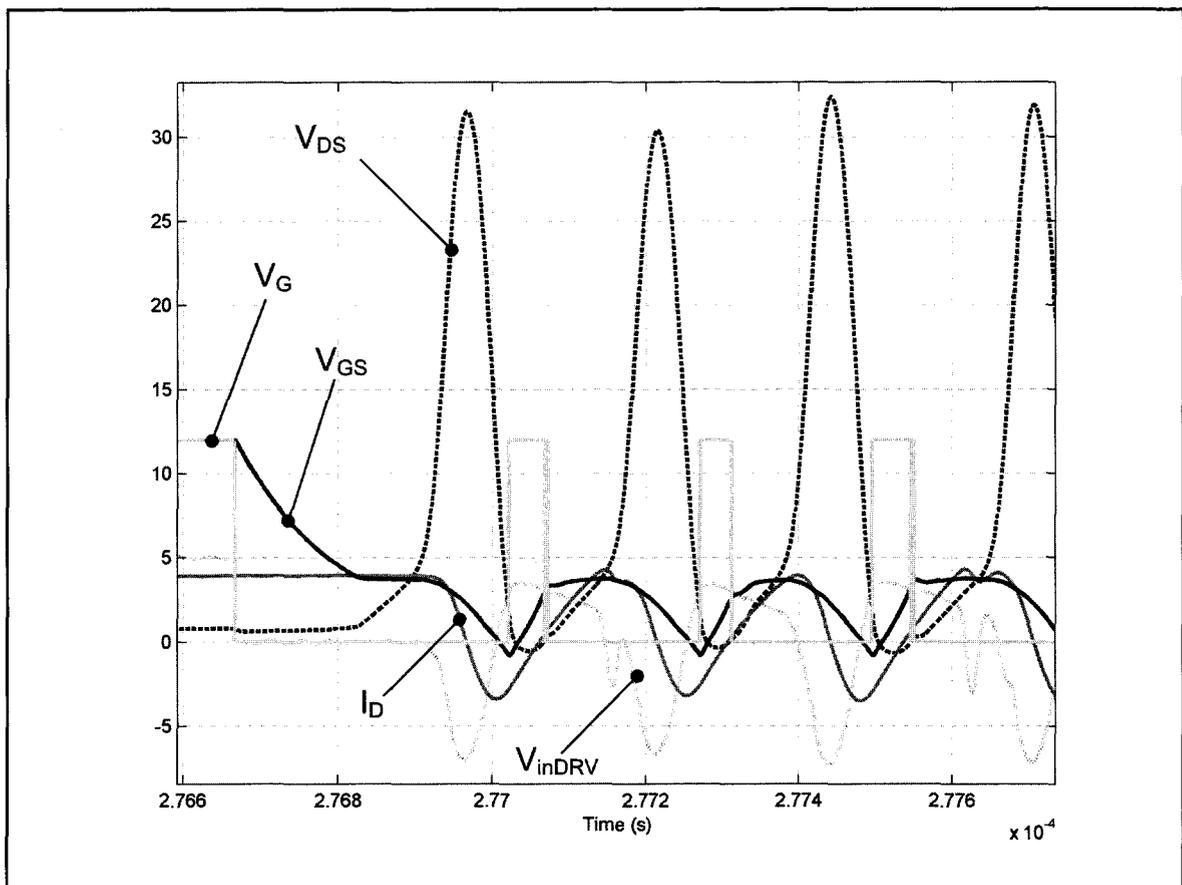
## 6.7 Simulation du hacheur abaisseur et résultats expérimentaux

En utilisant les paramètres obtenus par identification ainsi que la représentation d'état du circuit, il est maintenant possible de simuler le comportement du hacheur abaisseur. Ces résultats sont présentés à la figure 6.11. Sur cette figure, on observe facilement le comportement instable du circuit. L'instabilité survient à l'arrêt du MOSFET lorsque le courant de drain varie fortement. Contrairement à ce que l'on pourrait croire, l'instabilité ne survient pas durant la première partie de l'arrêt du MOSFET, c'est-à-dire lorsque le courant de drain diminue pour atteindre zéro. En fait, elle survient lorsque le courant croise zéro et tend à remonter. Ce courant variant temporellement est dû à la résonance des condensateurs parasites du MOSFET avec l'inductance de fuite du circuit ( $L_{11}$  dans ce cas). La rétroaction s'effectue par le biais de l'inductance mutuelle  $L_{14}$ . Si la variation temporelle du courant de résonance est suffisamment élevée, la tension induite dans le circuit de forte impédance qui contrôle l'entrée du driver (maille 4) atteint la tension de seuil du dispositif. Lorsque la tension de seuil est atteinte, la sortie du driver passe à son état actif soit  $12V$  dans ce cas. Cette tension étant appliquée sur la grille du MOSFET, il y a recharge de la capacité grille-source. Si la tension est appliquée suffisamment longtemps, la tension grille-source atteint la tension de seuil du MOSFET ce qui remet le dispositif en conduction.

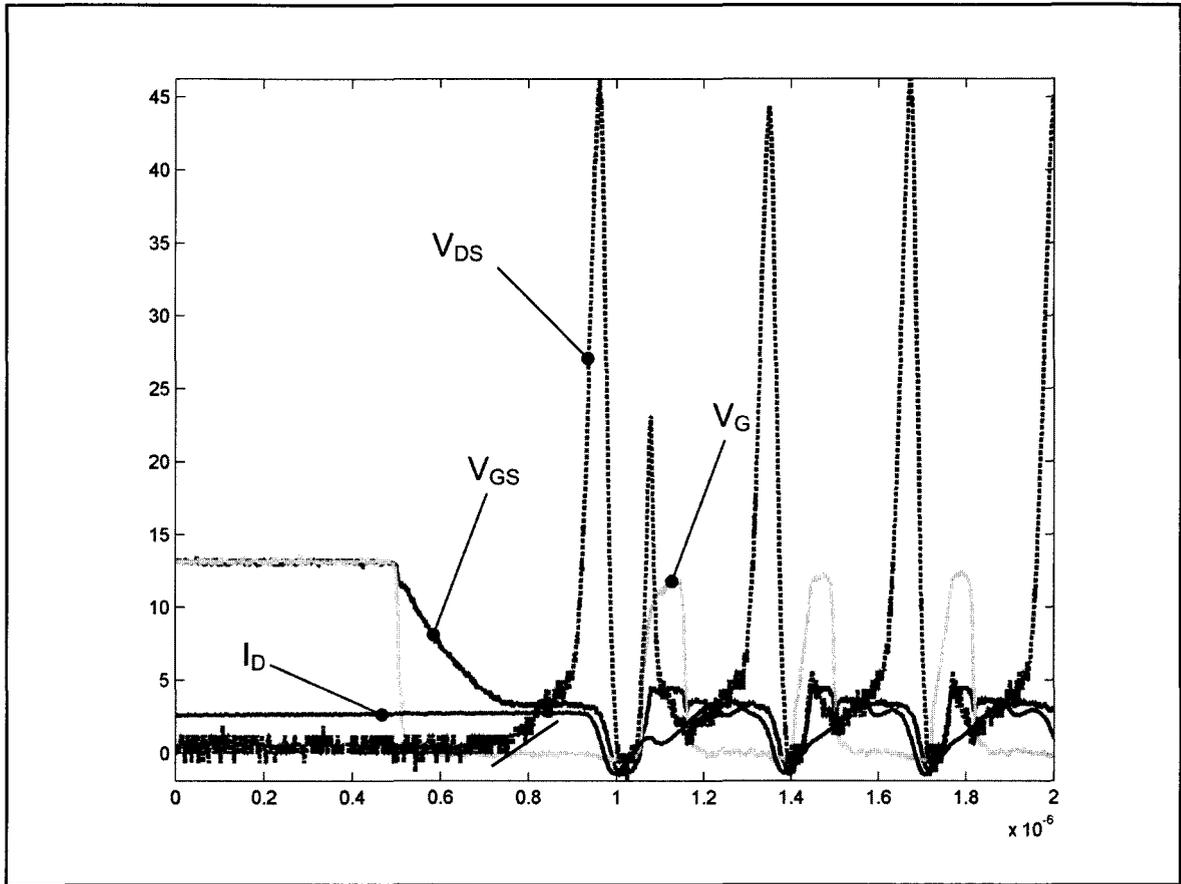
À partir de ce moment, le courant de drain du MOSFET est contrôlé par la grille et il est contraint d'obéir à la caractéristique de transconductance du dispositif, ce qui tend à réduire la vitesse de montée du courant. Cette diminution de la vitesse de montée du courant de drain réduit à son tour la tension générée dans la maille d'entrée du driver. Lorsque la tension devient inférieure à la tension de seuil du driver, celui-ci bascule vers l'état inactif et la tension de sortie du driver passe à  $0V$ . On remarque sur la figure 6.11 que la tension grille-source forme un plateau même si la tension du driver est nulle. En réalité, on se retrouve dans des conditions très similaires à celles que l'on a au début de l'intervalle 2 de la mise à OFF du MOSFET (se référer à (Clementi, 1981)) c'est-à-dire qu'il faut polariser la diode de roue libre pour éteindre le dispositif à nouveau. Il est évident que le phénomène de

réamorçage du MOSFET se produira à nouveau lors du prochain arrêt du MOSFET ce qui entraîne le circuit dans une instabilité indésirable.

Les résultats expérimentaux sont présentés à la figure 6.12. On observe une très grande similitude entre les formes d'ondes théoriques et expérimentales. Plus particulièrement, on note que l'instabilité survient au même niveau de courant de drain. Également, on observe des formes d'onde de courant de drain et de tension grille-source qui sont très similaires dans les deux cas. Ceci démontre que la méthode utilisée pour écrire les équations d'état est précise et facilement applicable.



**Figure 6.11 Simulation de l'instabilité du hacheur abaisseur.**



**Figure 6.12** Forme d'onde expérimentale de l'instabilité du hacheur.

## 6.8 Conclusion

Dans ce chapitre, une méthode innovatrice d'écriture des équations d'état a été présentée. L'application sélectionnée est la démonstration de la boucle d'instabilité locale à partir de la géométrie d'un convertisseur de puissance. Durant mes années de recherche au GRÉPCI, j'ai observé cette boucle d'instabilité sur au moins deux convertisseurs de puissance d'où l'intérêt de sélectionner cette application pour démontrer la méthode de modélisation proposée. En utilisant la méthode basée sur les flux, il fut facile d'intégrer toutes les inductances propres et mutuelles dans la modélisation du circuit, ce qu'il n'est pas aisé de faire en utilisant la méthode basée sur les graphes linéaires comme celle de SPS.

L'exemple présenté dans ce chapitre fait intervenir l'identification des inductances propres et mutuelles d'un circuit imprimé. Lorsque l'on construit un élément inductif en utilisant des noyaux de poudre ou de la ferrite, il est facile de quantifier la valeur de ces éléments, car les caractéristiques sont bien connues. Également, dans le cas de la ferrite, on est assuré que tout le flux est contenu à l'intérieur du noyau en raison de la très forte perméabilité du matériel (Boridy, 1990). Toutefois, dans le cas des éléments parasites des convertisseurs de puissance, l'identification de ces grandeurs n'est pas aussi simple. Pour effectuer cette identification, il faut avoir recours à une technique spéciale présentée au prochain chapitre : la technique du champ zéro.

## CHAPITRE 7

### IDENTIFICATION DE L'INDUCTANCE DE FUITE

#### 7.1 Avant propos

Pour faire suite à la recherche présentée aux chapitres précédents, il devenait impératif de trouver une méthode formelle permettant de calculer l'inductance de fuite, car c'est un élément parasite qui influe largement la dynamique de commutation. À l'époque, j'avais déjà l'idée de construire les modèles électromagnétiques précalculés qui permettraient à la plupart des concepteurs de circuit imprimé de faire l'analyse électromagnétique d'un convertisseur de puissance efficacement. Je devais donc développer une méthode qui me permettrait d'utiliser ces modèles pour identifier les inductances de fuite et ainsi de minimiser les problèmes liés à la présence de cet élément parasite.

À ce moment, j'avais choisi comme critère que la méthode sélectionnée soit la plus intuitive possible. Mon choix fut porté sur la méthode du flux enseigné dans la plupart des cours d'électromagnétisme plutôt que la méthode de l'énergie. Cette méthode est intuitive puisque le concepteur du circuit imprimé peut visualiser les surfaces qu'il infère lors de la conception de son convertisseur de puissance. Il est alors possible de les réduire pour optimiser son circuit en diminuant les surtensions aux bornes des semi-conducteurs engendrées par les inductances de fuite.

Tout semblait parfait jusqu'au moment où je me suis rendu compte que les traces des circuits imprimés n'étaient pas filiformes comme dans la plupart de mes bouquins d'électromagnétisme préférés (Boridy, 1990; Griffiths, 1999; Cheng, 1993; Melcher et Hauss, 1989) mais plutôt larges et géométriquement complexes. Le choix du contour d'intégration bornant la surface d'intégration du flux devint un sérieux problème. En effectuant plusieurs recherches, je n'ai pas réussi à trouver une méthode permettant d'établir rigoureusement ce contour. J'ai donc décidé de m'attaquer à ce problème dans le travail qui suit.

## 7.2 Introduction

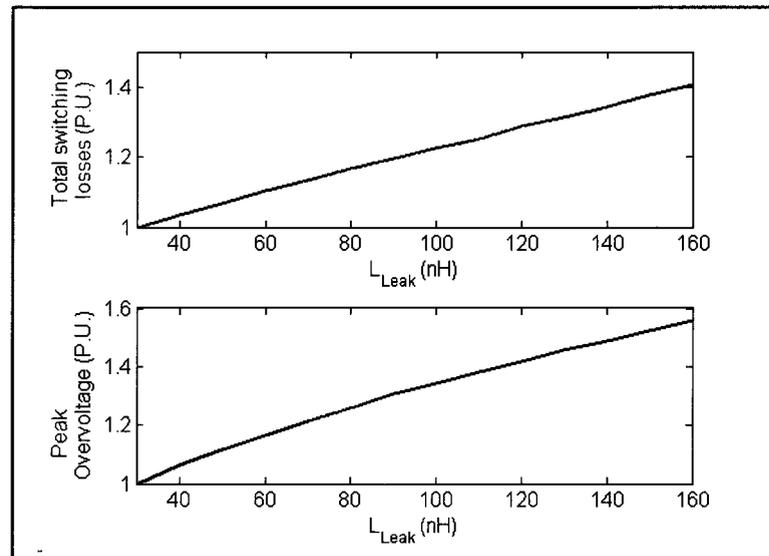
Un paramètre commun se retrouve abondamment dans les recherches présentées précédemment : il s'agit de l'inductance de fuite. Comme mentionné auparavant, ces résultats ne sont pas tellement utilisables s'il n'est pas possible d'identifier correctement les inductances de fuite ainsi que les inductances mutuelles des circuits. Les logiciels par éléments finis fournissent des fonctionnalités permettant d'identifier ces éléments parasites. Toutefois, les modèles électromagnétiques précalculés présentés au chapitre 8 permettent d'éviter l'achat et la complexité d'utilisation de ces logiciels.

Le problème est que le calcul de l'inductance par le flux est bien établi pour des circuits filiformes, mais qu'advient-il dans le cas des conducteurs métalliques à géométrie complexe tels que ceux utilisés pour fabriquer les circuits imprimés? Il est donc impératif de calculer adéquatement cette grandeur par une autre méthode. La théorie de base en électromagnétisme n'étant pas suffisante pour effectuer le travail, la méthode du champ zéro (Blanchette et Al-Haddad, 2007), fournit une réponse à cette question importante. Cette méthode est celle présentée dans ce chapitre. La méthode est appliquée à la plaquette de circuit imprimé d'un hacheur abaisseur de 10kW et le tout est confirmé par des résultats expérimentaux.

## 7.3 Influence de l'inductance de fuite sur le fonctionnement du convertisseur

Avant de présenter la méthode en tant que telle, nous allons une fois de plus étudier l'impact des inductances parasites sur les convertisseurs de puissance. La commutation des MOSFET de puissance ainsi que des IGBT s'effectue sur quelques dizaines de nanosecondes. Les courants circulant dans ces dispositifs variant de quelques Ampères à quelques centaines d'Ampères, les pentes générées par ces commutations peuvent atteindre plusieurs centaines d'ampères par microsecondes (le fabricant IXYS teste ses transistors à plus de  $2000\text{A}/\mu\text{s}$ ! (IXYS,2009)). Conséquemment, les chutes de tension sur les inductances parasites peuvent atteindre plusieurs dizaines voire quelques centaines de Volts, augmentant substantiellement les pertes

de commutation. La figure 7.1 illustre bien les implications de ces inductances parasites sur la dynamique de commutation. Ces courbes sont tracées à partir de résultats expérimentaux.



**Figure 7.1 Influence de l'inductance de fuite sur le comportement dynamique du MOSFET.**

La première courbe présente la variation des pertes totales de commutation du MOSFET en fonction de l'inductance de fuite. La valeur de base de normalisation de cette courbe est de  $34\mu J$  pour une inductance de fuite de  $30nH$ . Il est important de mentionner qu'une conception de circuit imprimé affichant une inductance de fuite si faible est exceptionnelle. Due aux contraintes mécaniques, cette inductance varie en général entre  $30nH$  et  $200nH$ . Il est possible d'observer que les pertes de commutation augmentent de 40% lorsque cette inductance passe de  $30nH$  à  $160nH$  ce qui est vraiment considérable étant donné la fréquence de commutation élevée des convertisseurs de puissance modernes. Également, il est important de mentionner que la température de jonction, modulée par ces pertes, constitue un facteur important dans la dégradation prématurée du dispositif (Grant et Gowar, 1989). La seconde courbe présentée à la figure 7.1 démontre l'influence de l'inductance de fuite sur la surtension drain-source observable aux bornes du MOSFET lors du processus d'ouverture. Cette surtension, qui peut atteindre plusieurs dizaines de Volts, module en grande partie la tension maximale applicable sur un convertisseur de puissance, car elle peut facilement atteindre la tension d'avalanche du MOSFET. L'avalanche du MOSFET pour des cas non

répétitifs n'est pas une variable critique en soi. Par exemple, l'ouverture d'une charge inductive sans diode de roue libre à faible fréquence ne constitue pas nécessairement un problème pour le MOS. Toutefois, dans les convertisseurs de puissance, l'avalanche est reproduite à chaque commutation à raison de dizaines de milliers de fois par seconde. La durée de vie du dispositif est encore une fois largement diminuée par ce phénomène. Il est possible d'observer sur la figure 7.1 que cette surtension augmente d'environ 53% lorsque l'inductance de fuite passe de  $30nH$  à  $160nH$  ce qui n'est vraiment pas négligeable. Il est donc indispensable d'évaluer cette inductance le plus précisément possible et d'effectuer la conception des circuits imprimés en ayant à l'esprit la minimisation de cet élément parasite. La question maintenant est de déterminer comment il est possible de minimiser la valeur de cette inductance par une construction judicieuse du circuit imprimé. Autrement dit, comment est-il possible de construire un circuit imprimé présentant un minimum d'inductance de fuite de manière intuitive? C'est le sujet abordé dans les prochaines sections.

#### 7.4 Méthode intuitive d'identification de l'inductance de fuite

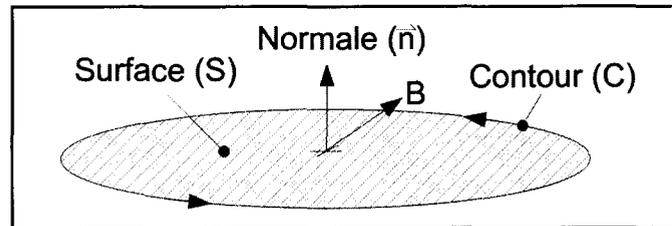
L'inductance propre ( $L$ ) d'un circuit est définie par la variation du flux ( $\varphi$ ) par rapport à la variation du courant ( $i$ ) créant ce flux sur une surface  $S$  (Melcher et Hauss, 1989). En terme mathématique, elle est définie par la relation (7-1).

$$L = \frac{\partial \varphi}{\partial i} \quad (7-1)$$

Le flux magnétique  $\varphi$  est donné par l'intégrale du produit scalaire de la densité du champ magnétique  $\vec{B}$  avec la normale  $\vec{n}$  de la surface  $S$  bornée par le contour  $C$ . L'équation (7-2) est la représentation mathématique de cette affirmation.

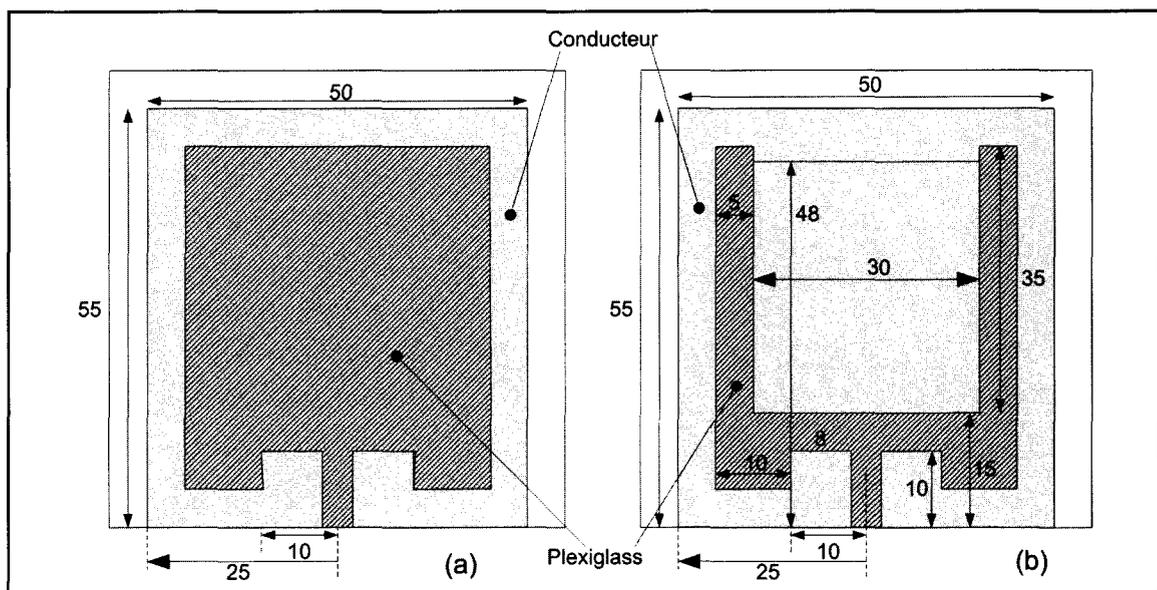
$$\varphi = \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds \quad (7-2)$$

Ces grandeurs sont indiquées à la figure 7.2.



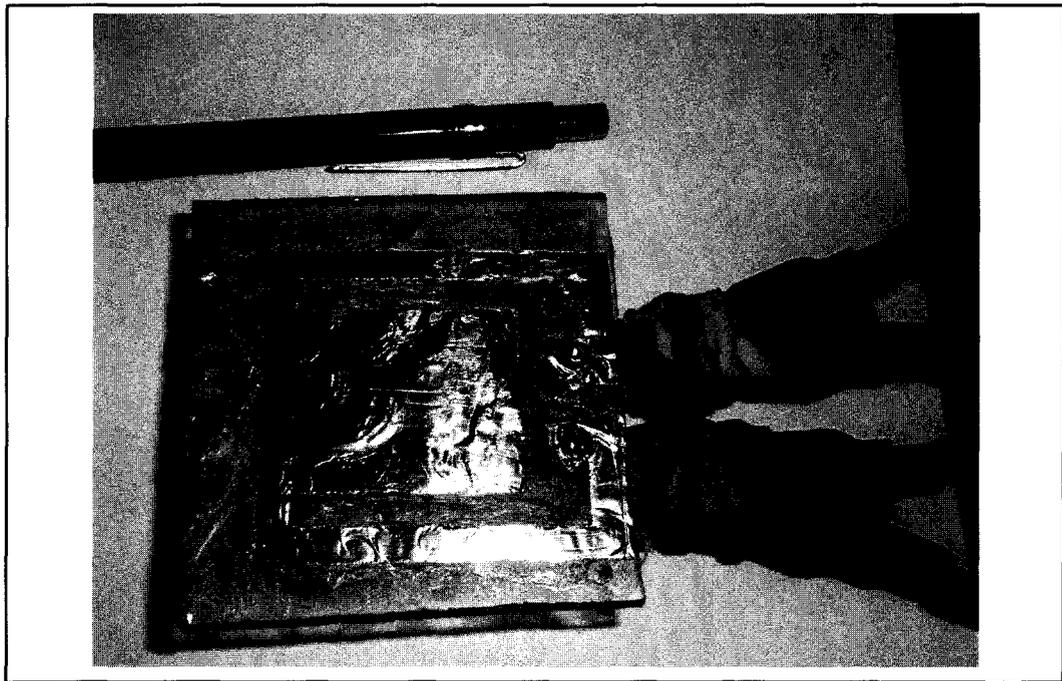
**Figure 7.2 Surface d'intégration (S) délimitée par le contour (C).**

En électromagnétisme traditionnel, les circuits sont presque toujours filiformes et il n'est pas difficile de déterminer la surface d'intégration. Par contre, pour les convertisseurs de haute puissance construits avec des traces de circuit imprimé de larges dimensions, il n'existe pas de théorie permettant de délimiter cette surface d'intégration. Intuitivement, l'on serait tenté de construire un circuit possédant de larges traces de cuivre ce qui minimiserait la surface d'intégration donc l'inductance fuite. La futilité de ce raisonnement peut être démontrée expérimentalement en utilisant les inductances planaires à noyau d'air présentées à la figure 7.3.



**Figure 7.3 Inductances planaires à noyau d'air.**

Les deux inductances possèdent des formes géométriques externes identiques. La différence réside dans la partie intérieure de l'inductance. L'inductance (b) de la figure 7.3 possède une surface interne presque entièrement recouverte de métal ce qui, selon le raisonnement précédent, devrait réduire l'inductance de fuite de la maille. L'appareil de mesure utilisé pour déterminer expérimentalement l'inductance de cette maille est l'analyseur d'éléments magnétiques de haute précision Wayne Kerr modèle 3206B. Le prototype expérimental de cette maille est présenté à la figure 7.4. L'inductance mesurée de la maille de la figure 7.3a est de 130nH tandis que l'inductance de la maille de la figure 7.3b est de 125nH. Il s'agit ici d'une variation de l'inductance de 4% ce qui n'est pas du tout significatif. Afin de valider les résultats expérimentaux, la partie centrale de la maille de la figure 7.3b a été coupée.



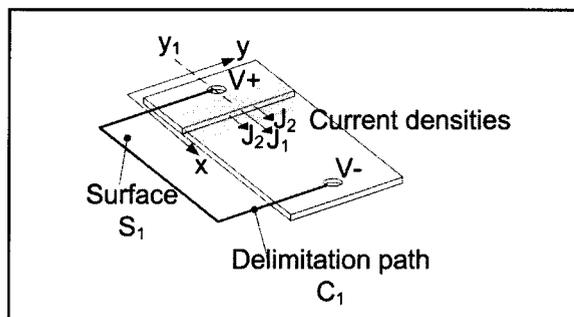
**Figure 7.4 Prototype expérimental de l'inductance planaire.**

En retirant la partie centrale, l'inductance mesurée est de 132nH, ce qui est conforme au résultat attendu puisque la maille est théoriquement identique à celle de la figure 7.3a. Cette expérimentation simple démontre que l'inductance de fuite ne peut être calculée adéquatement en utilisant le flux traversant la surface non métallique. Identifier cette surface d'intégration constitue le travail du reste de ce chapitre.

## 7.5 Approche d'identification formelle

Faute de pouvoir réduire l'inductance de fuite par un surdimensionnement des conducteurs constituant le circuit imprimé, une méthode formelle d'identification de cet élément parasite doit être développée. Comme mentionné précédemment, les logiciels par éléments finis permettent d'effectuer cette identification. Toutefois, puisque les modèles électromagnétiques précalculés fournissent un calcul précis et rapide du champ magnétique dans des milieux isotropiques, la méthode traditionnelle proposée par l'équation (7-2) devient beaucoup plus avantageuse.

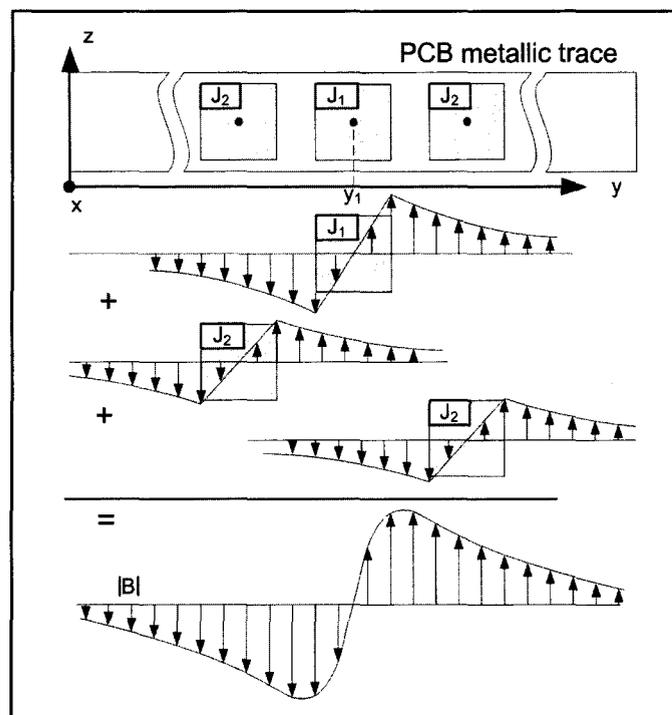
Afin de présenter le fondement de la méthode d'identification proposée, le conducteur métallique plat illustré à la figure 7.5 est utilisé. Un potentiel électrique est appliqué à ce conducteur par les deux cavités circulaires situées sur l'axe  $y = y_1$ . Telles qu'illustrées sur la figure 7.5, des densités de courant (dénotées  $J_1$  et  $J_2$ ) résultent de l'application de ce potentiel. En pratique, ces densités présentent une distribution continue. Toutefois, aux fins d'explication, une distribution discrète est utilisée. Puisque la distance entre les deux cavités est plus faible au centre de la trace, la densité de courant  $J_1$  est plus élevée que la densité de courant  $J_2$ . La figure 7.6 illustre le champ magnétique généré par chacune de ces densités de courant. Ce champ peut être calculé par la forme analytique présentée à la section 4.6.



**Figure 7.5 Conducteur plat utilisé pour le calcul de l'inductance de fuite.**

La sommation du champ magnétique créé par chacune de ces distributions est également illustrée à la figure 7.6. Il est possible d'observer à partir de ces résultats que le champ

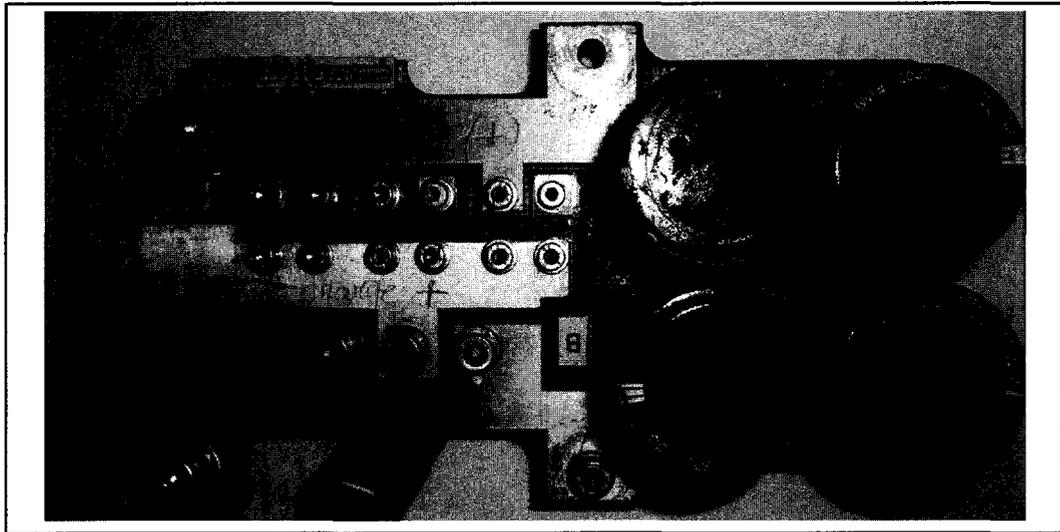
magnétique résultant change de signe à un endroit précis à l'intérieur du conducteur métallique. La détection de l'emplacement de ce changement de signe est primordiale pour l'identification de l'inductance de fuite. En effet, comme démontré par cet exemple, le champ magnétique prend une valeur positive d'un côté de la maille et une valeur négative de l'autre. En prenant compte que le vecteur unitaire directionnel de la surface d'intégration ( $\vec{n}$  dans l'équation (7-2)) est toujours positif ou négatif, le produit scalaire de l'intégrande sera tantôt positif, tantôt négatif.



**Figure 7.6** Champ magnétique créé par les densités de courant de la figure 7.5.

Ceci signifie qu'en dépassant la zone où le champ magnétique s'inverse, une partie du flux de la maille est éliminée par une partie du flux externe à la maille. L'inductance de fuite calculée en utilisant cette surface d'intégration erronée est forcément inférieure à celle réelle. Afin d'emmagasiner le maximum de flux à l'intérieur de la maille, il est impératif de limiter l'intégration du flux à la surface délimitée par la *technique du champ zéro* (Blanchette et Al-Haddad, 2007). La méthode numérique de calcul du champ utilisée dans l'exemple qui suit est celle présentée au chapitre 8. Les conditions aux frontières appliquées à la méthode des

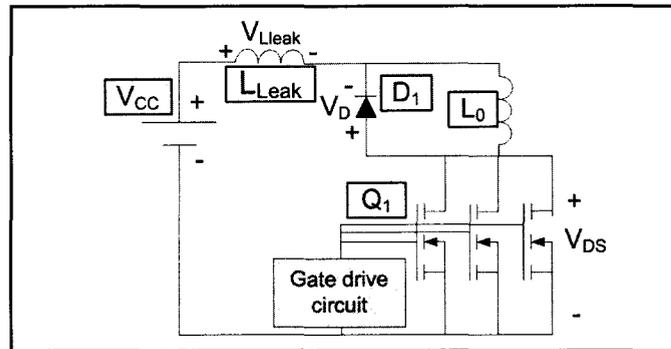
éléments finis présentées dans la publication originale sont regroupées également dans ce chapitre. Afin d'illustrer l'application de la méthode, nous proposons de déterminer l'inductance de fuite du circuit illustré à la figure 7.7. Cette maille englobe le transistor de puissance le plus à droite ainsi que la diode Schottky le plus à droite. Il s'agit d'un convertisseur abaisseur de 10kW fonctionnant à une tension d'alimentation de 24V pour un courant maximal de 420A. Le moteur CC de marque Lynch, piloté par ce convertisseur, est utilisé pour la propulsion d'un bateau à l'énergie solaire (Photon) en mode endurance (faible puissance à long terme) et en mode sprint (un fort courant durant une courte période).



**Figure 7.7 Convertisseur abaisseur de 10kW (24V - 420A).**

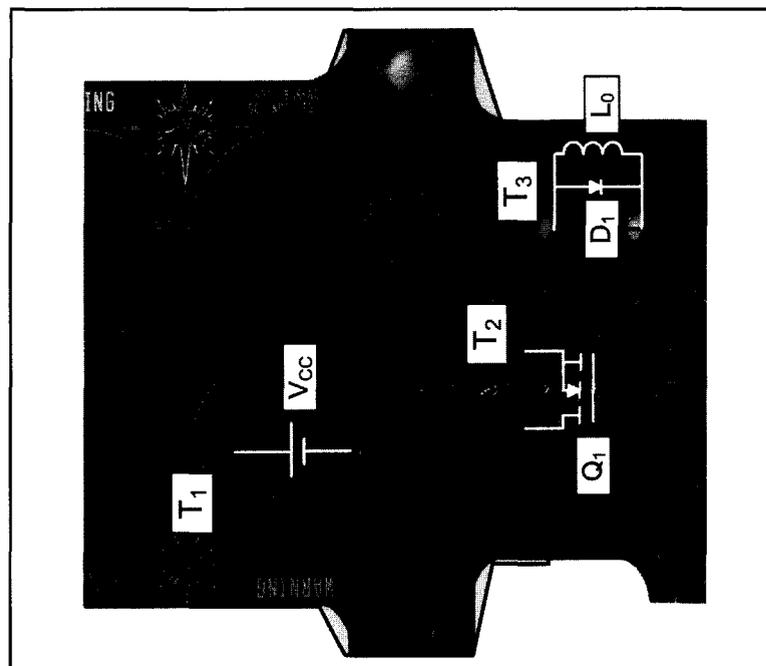
Tel que spécifié auparavant, ce montage m'a été gracieusement fourni par le club étudiant Photon de l'École de technologie supérieure. La représentation électrique de ce convertisseur est illustrée la figure 7.8.

Fondamentalement, il s'agit d'un convertisseur standard. La particularité se situe au niveau des MOSFET de puissance de type FB180SA10 placés en parallèle afin d'augmenter la capacité en courant du module. Il s'agit ici d'un montage très complexe tant au point de vue mécanique qu'électrique puisque ces transistors possèdent des boîtiers volumineux qui doivent être espacés, ce qui influe largement le partage des courants lors de la fermeture et l'ouverture des interrupteurs.



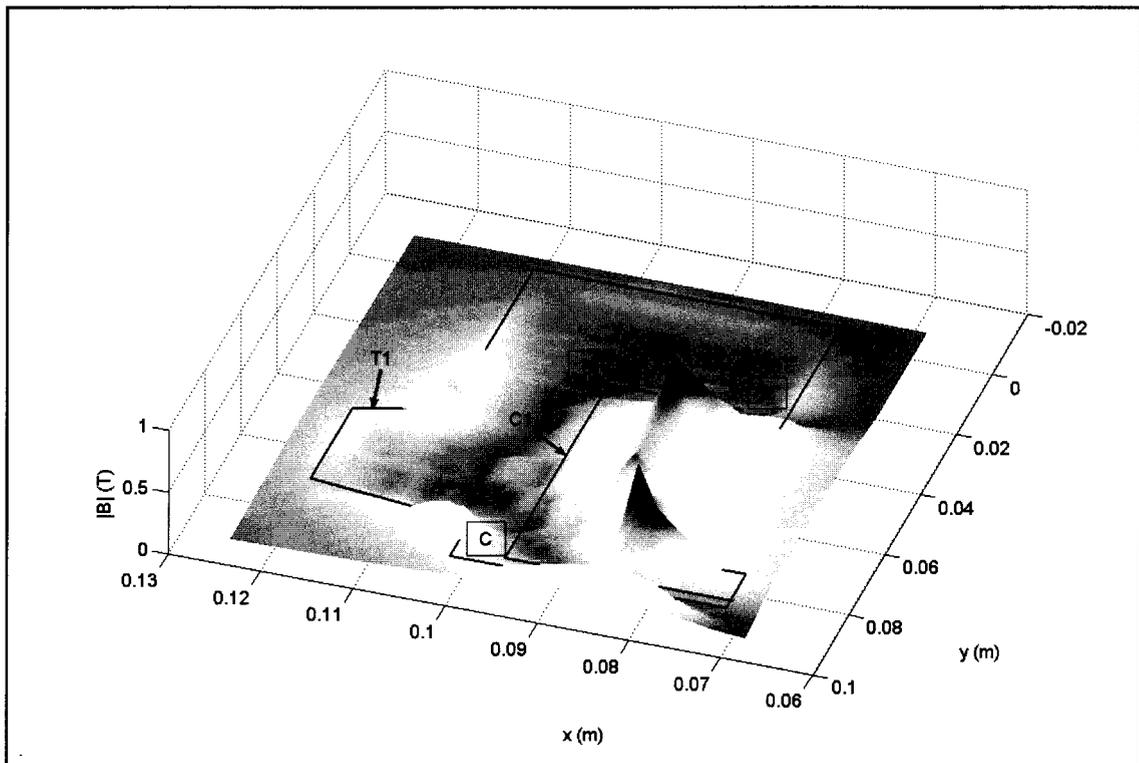
**Figure 7.8** Circuit électrique d'un hacheur abaisseur de 10kW.

Outre les transistors, le circuit possède trois conducteurs métalliques importants identifiés par  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  sur la figure 7.9. L'identification de l'inductance de fuite est effectuée pour la maille d'un seul transistor, la procédure étant identique pour les deux autres mailles. Les symboles électriques des composants de la figure 7.8 sont également reportés sur la figure 7.9 pour faciliter le repérage.

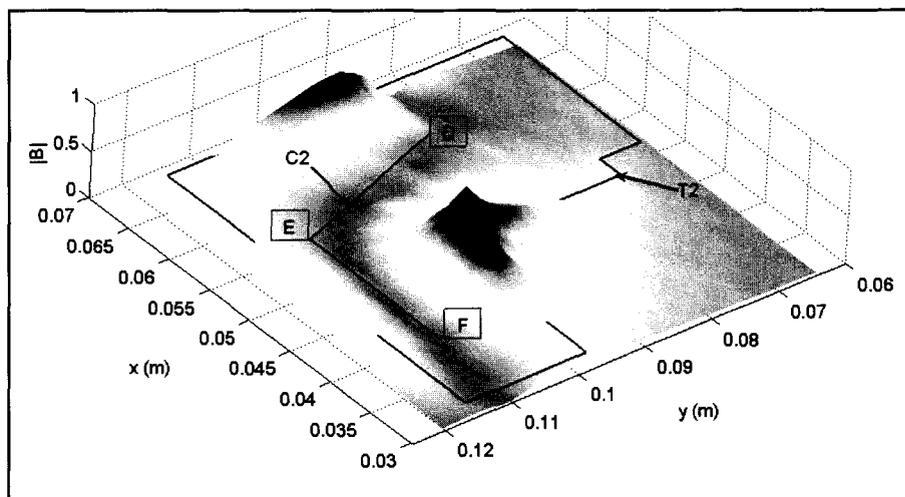


**Figure 7.9** Circuit imprimé d'un convertisseur de 10kW.

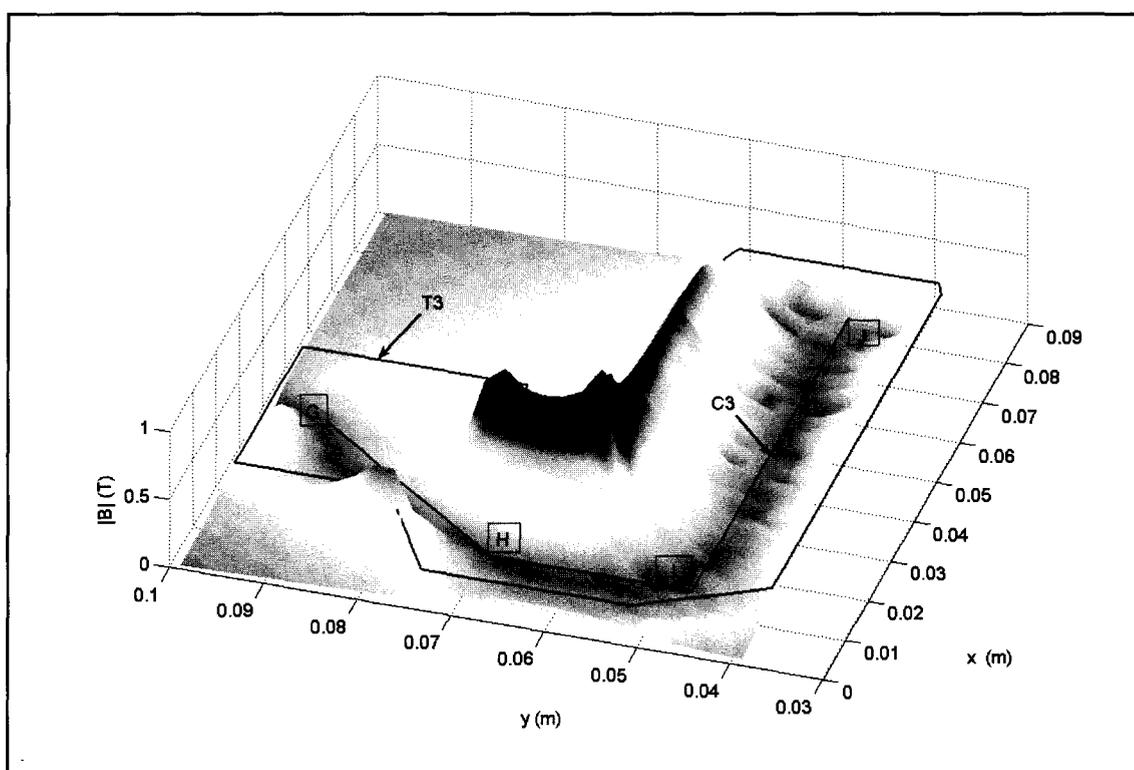
En utilisant les méthodes numériques présentées au chapitre 8, on obtient le module du champ magnétique pour chacune des traces  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  présenté aux figures 7.10, 7.11 et 7.12 respectivement. Aux fins de repérage, les points indiqués par des lettres sur les figures 7.10, 7.11 et 7.12 qui délimitent la zone de champ zéro sont indiqués sur la figure 7.13. En utilisant la trace  $T_3$  dont le module du champ magnétique est présenté à la figure 7.12, il est possible d'observer une vallée très bien définie située entre des crêtes importantes. Les points  $J$  et  $G$  représentent les interconnexions de cette trace au reste du circuit. Les points intermédiaires  $H$  et  $I$  sont déterminés visuellement à partir du graphique du module du champ magnétique. La surface d'intégration délimitée par toutes ces bornes est illustrée à la figure 7.13. Comme démontré sur cette figure, il est difficile de délimiter correctement cette surface sans utiliser une technique appropriée.



**Figure 7.10** Module du champ magnétique de la trace T1.



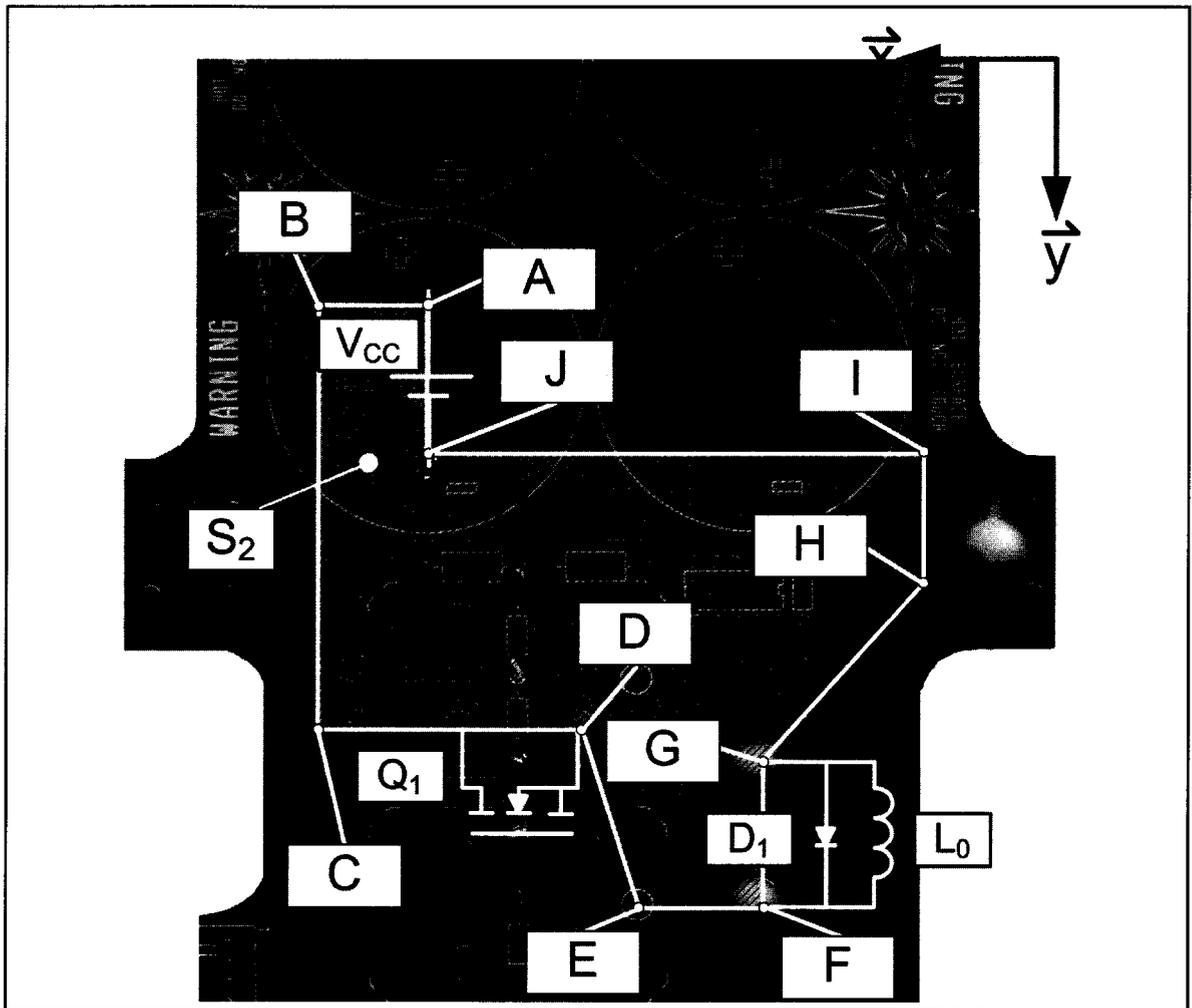
**Figure 7.11** Module du champ magnétique de la trace T2.



**Figure 7.12** Module du champ magnétique de la trace T3.

### 7.5.1 Résultats expérimentaux

En court-circuitant les dispositifs à semi-conducteur tels que les transistors et les diodes par des broches métalliques, il est possible de mesurer l'inductance de fuite du circuit. En utilisant l'analyseur d'éléments magnétiques de haute précision Wayne Kerr modèle 3206B, l'inductance mesurée est de 72nH à une fréquence de 30kHz.



**Figure 7.13** Identification des zones de champ zéro du convertisseur de 10kW.

En utilisant la technique proposée dans ce chapitre, on obtient une estimation de l'inductance de 67nH ce qui représente une erreur de 7% ce qui est plus qu'acceptable. Afin de confirmer ce résultat, une seconde technique est utilisée. Il s'agit ici d'une innovation qui a été utilisée

plusieurs fois avec succès dans l'analyse expérimentale des inductances de fuite des convertisseurs de puissance. La méthode est basée sur l'analyse des chutes de potentiel le long de la maille de commutation. Ces tensions sont identifiées sur la figure 7.8. Il s'agit de  $V_{Lleak}$ ,  $V_{CC}$ ,  $V_D$  et  $V_{DS}$ . Les tensions  $V_D$  et  $V_{DS}$  sont mesurées expérimentalement à l'aide d'un oscilloscope. La tension  $V_{CC}$  est connue puisqu'il s'agit de la tension d'alimentation du convertisseur. Si elle est inconnue, elle peut être mesurée expérimentalement en utilisant une sonde différentielle isolée. La seule variable inconnue demeure la tension aux bornes de l'inductance de fuite  $V_{Lleak}$  qui n'est pas mesurable puisque les inductances de fuite des convertisseurs de puissance sont distribuées tout le long des mailles de faible impédance. En additionnant les tensions le long de la maille on obtient :

$$V_{Lleak} = V_{DS} - V_D - V_{CC} \quad (7-3)$$

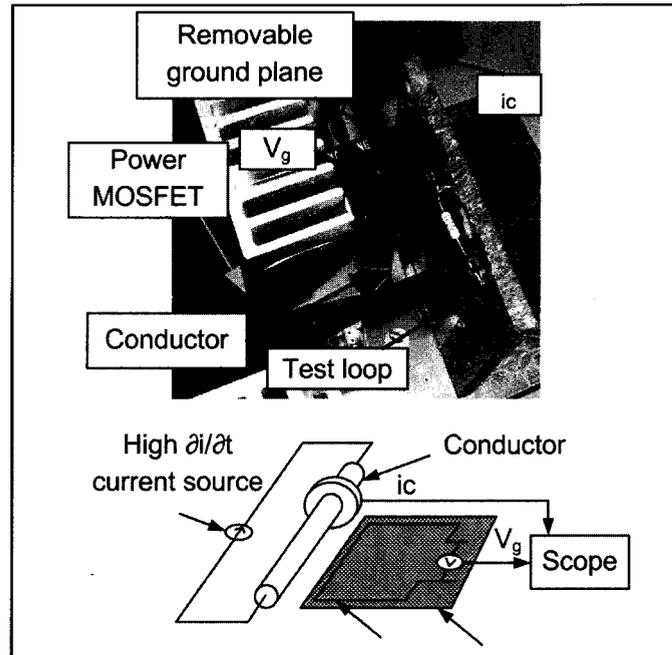
À partir de l'équation (7-3), il est possible d'obtenir la tension aux bornes de l'inductance de fuite. En utilisant la relation (7-4) :

$$V_{Lleak} = L_{leak} \frac{\partial I_{Lleak}}{\partial t} \quad (7-4)$$

il est possible de déterminer l'inductance de fuite. La quantité manquante demeure la dérivée du courant  $\partial I_{Lleak} / \partial t$ . Dans le cas des circuits imprimés, il s'agit ici d'un réel problème puisqu'il n'est pas possible d'introduire une sonde à effet Hall dans une plaquette de circuit imprimé. Le circuit étant découplé localement pour éliminer l'impact de l'inductance de fuite des conducteurs alimentant le convertisseur de puissance, il n'est donc pas possible de mesurer le courant du MOSFET par les conducteurs d'alimentation du convertisseur. Alors, comment faire pour obtenir cette quantité?

La réponse provient des modèles électromagnétiques précalculés. En utilisant ces modèles, il est possible d'identifier une zone de couplage parfaite entre le champ magnétique produit par les courants circulant dans ces traces et la sonde d'oscilloscope bouclée sur elle-même pour

recueillir la tension induite. La tension induite dans la sonde est directement la mesure de la dérivée du courant circulant dans la trace atténuée d'un facteur  $k$  selon l'équation de Faraday. L'expérimentation de cette technique très utile est présentée à la figure 7.14.

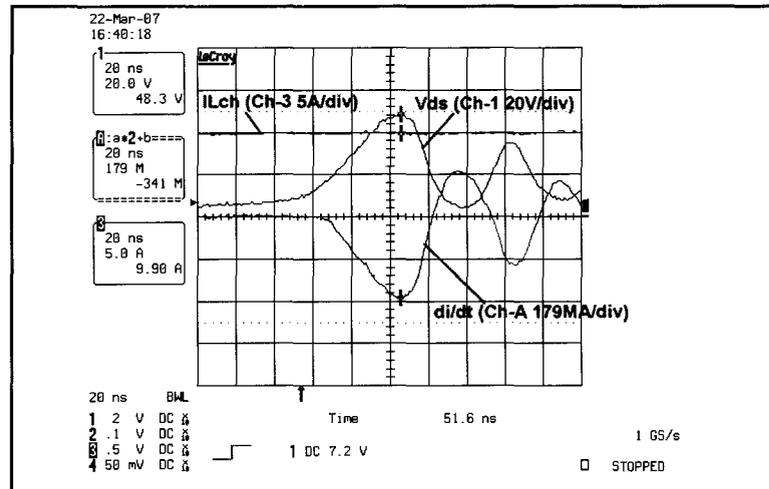


**Figure 7.14 Mesure de la dérivée d'un courant dans une trace de circuit imprimé.**

L'obtention d'une mesure précise dépend de la capacité de placement de la sonde à l'intérieur du convertisseur. La minimisation des champs générés par les autres traces du circuit imprimé est très importante. Les grandeurs recueillies en utilisant cette méthode sont présentées à la figure 7.15.

Le canal 1 présente la tension  $V_{DS}$  recueillie aux bornes du MOSFET, le canal 2 la pente du courant (en  $A/\mu s$ ) et le canal 3 le courant dans l'inductance  $L_0$ . En introduisant ces grandeurs dans l'équation (7-3) et en estimant la tension aux bornes de la diode épitaxiale  $V_D$  (qui est en plein recouvrement direct) à 2V, on obtient :

$$V_{Lleak} = 48,3 - 2 - 16 = 30,3V \quad (7-5)$$



**Figure 7.15 Formes d'ondes utilisées pour l'identification de l'inductance de fuite.**

En utilisant la relation (7-4), on obtient finalement que :

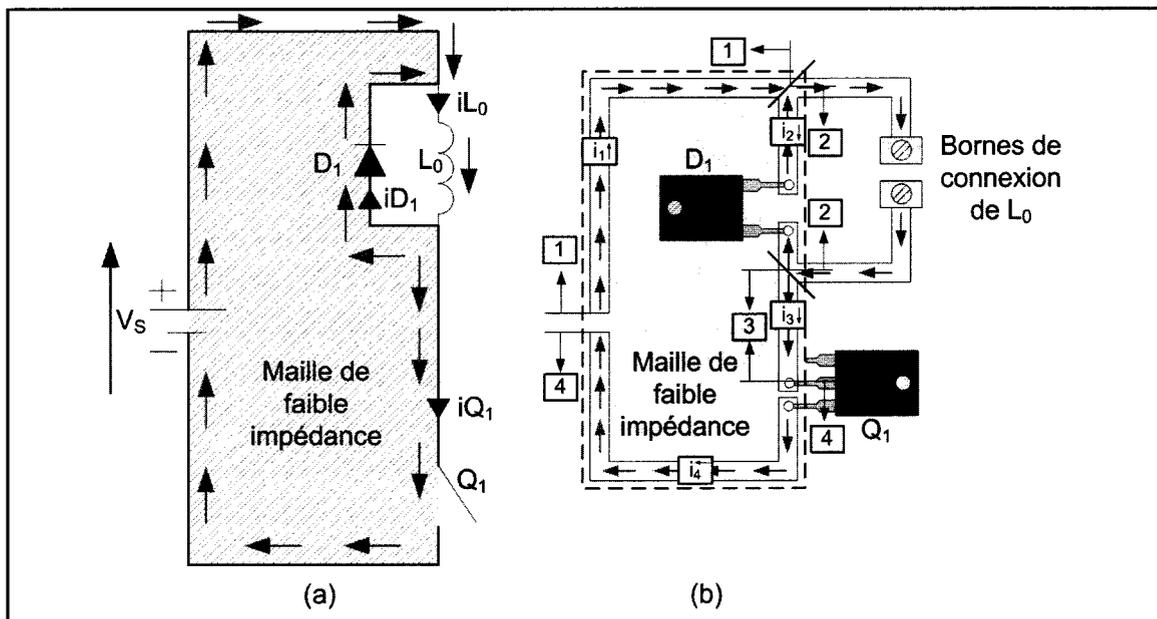
$$L_{leak} = \frac{V_{Lleak}}{\frac{\partial I_{Lleak}}{\partial t}} = \frac{30,3}{341 \times 10^6} = 88nH \quad (7-6)$$

Il s'agit d'une valeur plus élevée que celle évaluée et mesurée précédemment. Cette déviation est expliquée par le fait que pour la prise de cette mesure, le transistor et la diode ont été ajoutés au circuit. Les dimensions de ces boîtiers sont non négligeables ce qui augmente la valeur de l'inductance de fuite.

## 7.6 Cas particuliers des inductances de fuite

La technique présentée dans la première partie de ce chapitre permet d'identifier l'inductance de fuite avec précision pour des circuits présentant des géométries complexes. Toutefois, au cours des travaux effectués dans le cadre de cette recherche, un questionnement important sur la validité de la valeur de cette inductance fut amené en observant la dynamique de la commutation dure. Afin de jauger adéquatement le poids de ce questionnement, une

compréhension minimale de la dynamique de la commutation dure est requise d'abord. Cette dynamique est longuement discutée dans (Clementi, 1981), mais elle sera brièvement révisée au début de cette section. Le circuit abaisseur exposé à la figure 7.16a ainsi que sa réalisation physique proposée à la figure 7.16b sont utilisés pour faciliter l'explication de la problématique.



**Figure 7.16** Circuit abaisseur.

Supposons initialement que l'interrupteur  $Q_1$  est fermé depuis plusieurs microsecondes. Le courant circulant dans l'inductance de charge  $i_{L_0}$  augmente alors lentement tandis que le courant dans la diode de roue libre  $i_{D_1}$  est nul. Puisqu'à l'échelle de la commutation le courant circulant dans  $L_0$  est fixe, l'ouverture de  $Q_1$  implique forcément la fermeture de  $D_1$  par la relation (7-7).

$$i_{Q_1} = i_{L_0} - i_{D_1} \quad (7-7)$$

Puisque la réduction du courant dans  $Q_1$  implique forcément une augmentation du courant dans  $D_1$ , il faut que la tension aux bornes de la diode  $D_1$  soit supérieure à la tension de seuil de la diode (fixée à 0,7V pour les besoins de la discussion.) Toutefois, le courant  $i_{Q_1}$  ne

pouvant diminuer tant que  $D_1$  n'est pas polarisée, la cathode de  $D_1$  est maintenue au potentiel de la source  $V_S$ . En effet, puisque  $i_{Q_1}$  est fixe, la tension aux bornes de l'inductance de fuite  $L_{leak}$  est nulle et le potentiel  $V_S$  se retrouve sur la cathode de  $D_1$ . Il faut donc que la tension aux bornes de  $Q_1$  soit égale à  $V_S + 0,7$  pour que le courant soit dévié vers  $D_1$ . En pratique, ce fait se traduit par une augmentation de la tension aux bornes de l'interrupteur à plein courant de charge d'où l'expression commutation dure.

Lorsque la diode est enfin polarisée, le courant est dévié graduellement de  $Q_1$  vers  $D_1$  selon une dynamique qui dépend des caractéristiques du circuit (inductance de fuite, résistance de grille...) Cette période d'échange des courants entre  $Q_1$  et  $D_1$  est celle qui nous intéresse particulièrement. Effectivement, en consultant la figure 7.16a, on observe que le courant circulant dans la diode  $D_1$ , qui se situe dans la maille de faible impédance, circule en sens inverse des autres courants de cette maille. Ce phénomène se produit également à la fermeture de l'interrupteur puisqu'il y a à nouveau un transfert des courants entre  $Q_1$  et  $D_1$ . La question maintenant est de savoir si ce courant circulant en sens inverse dans la maille de faible impédance influe sur l'inductance de fuite? Il s'agit du sujet de la prochaine section.

### 7.6.1 Impact du courant inverse sur l'inductance de fuite

On entreprend l'analyse par le raisonnement suivant : supposons que l'inductance considérée est composée de  $n$  conducteurs qui supportent un courant  $i_n$ . Dans l'exemple présenté à la figure 7.16b,  $n = 4$  puisqu'il y a quatre conducteurs. Le flux magnétique total au travers la surface de la maille de faible impédance est exprimé par :

$$\Phi_T = \sum_{n=1}^{\text{tous les conducteurs}} \Phi_n = \sum_{n=1}^{\text{tous les conducteurs}} k_n i_n \quad (7-8)$$

en utilisant le rapport de proportionnalité  $k_n$  entre les flux  $\Phi_n$  et les courants  $i_n$ . Ce rapport de proportionnalité est fixe pour les inductances à noyau d'air créées par les conducteurs des circuits imprimés des convertisseurs de puissance. Supposons maintenant qu'il circule un

courant  $i_o$  dans l'inductance de charge de la figure 7.16b. Supposons également que nous avons quatre conducteurs tels qu'illustrés à la figure 7.16b. Les conducteurs 1, 3 et 4 transportent un courant égal à celui du transistor. Posons la valeur de ce courant à  $i_x$ . Le rapport de proportionnalité  $k_n$  de chacun de ces conducteurs dépend de leurs emplacements dans la géométrie du circuit ainsi que de la surface définie par tous ces conducteurs. Toutefois, cette valeur demeure fixe, peu importe l'état du circuit. Le deuxième conducteur porte un courant donné par :

$$i_2 = (i_o - i_x) \quad (7-9)$$

Le courant  $i_o$  est celui de l'inductance de charge. Ce courant doit être considéré fixe durant la durée de la commutation. Selon l'équation (7-8), le flux total est donné par :

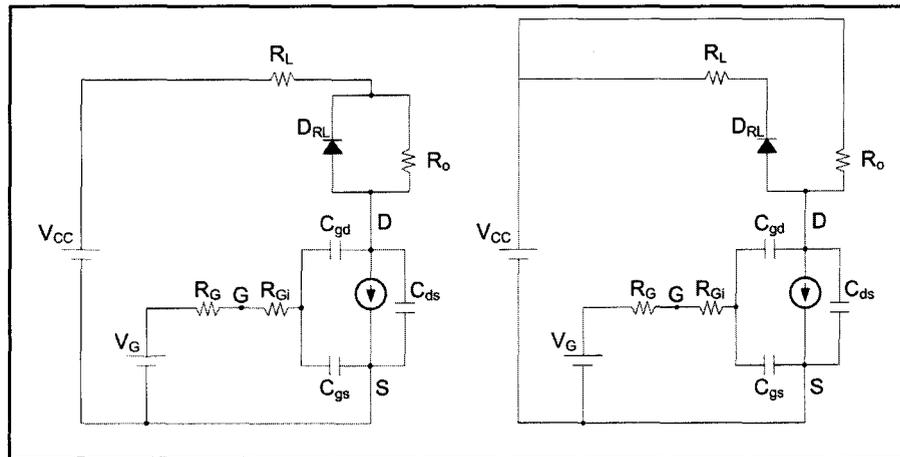
$$\Phi_T = \sum_{n=1}^{\text{tous les conducteurs}} k_n i_n = i_x(k_1 + k_3 + k_4) - k_2(i_o - i_x) \quad (7-10)$$

Le signe négatif précédent  $k_2$  dans l'équation (7-10) provient de la physique du problème. En effet, on constate que le flux créé par le conducteur 2 est opposé au flux créé par les autres conducteurs, en considérant un vecteur normal à la surface constant. En incluant la relation (7-9) dans (7-10), on obtient que :

$$L = \frac{\partial \Phi_T}{\partial i_x} = \frac{\partial}{\partial i_x}(i_x(k_1 + k_3 + k_4) - k_2(i_o - i_x)) = k_1 + k_2 + k_3 + k_4 \quad (7-11)$$

L'équation (7-11) indique clairement que la valeur de l'inductance fuite ne change pas même si la direction du courant dans l'un des conducteurs est inverse aux autres courants des autres conducteurs qui composent la maille. Il est d'ailleurs possible de vérifier cette affirmation en pratique. Il suffit de brancher l'inductance de charge n'importe où entre la cathode de la diode de roue libre du schéma de la figure 7.17 et l'alimentation. Si la forme d'onde de la tension

aux bornes du transistor ne change pas, ceci signifie que la valeur de l'inductance de fuite n'est pas altérée par le sens du courant dans les conducteurs du circuit se situant dans la maille de faible impédance.



**Figure 7.17 Branchements possibles de l'inductance de charge.**

Les figures 7.18 et 7.19 illustrent l'expérimentation réalisée afin de prouver cette affirmation. La figure 7.18 illustre la tension drain-source mesurée expérimentalement aux bornes du MOSFET lorsque la charge est pratiquement branchée sur la borne négative de la source. Cette connectivité impose un courant inverse sur une grande partie de l'inductance de fuite. Le point de connexion de la charge est très différent à la figure 7.19. Dans ce cas-ci, la charge est branchée directement aux bornes de la diode, imposant un courant négatif dans une petite portion de la maille de faible impédance. La tension drain-source aux bornes du MOSFET est également affichée sur cette figure. Puisque les formes d'ondes de la tension drain-source présentées aux figures 7.18 et 7.19 sont identiques, on conclut que l'inductance de fuite de la maille de faible impédance n'est pas influencée par la direction des courants y circulant.

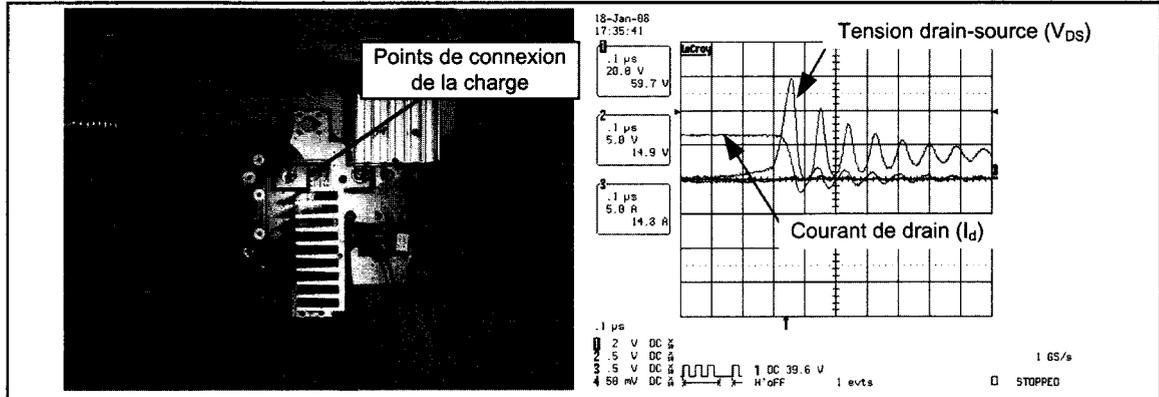


Figure 7.18 Tension drain-source du MOSFET pour le cas 1.

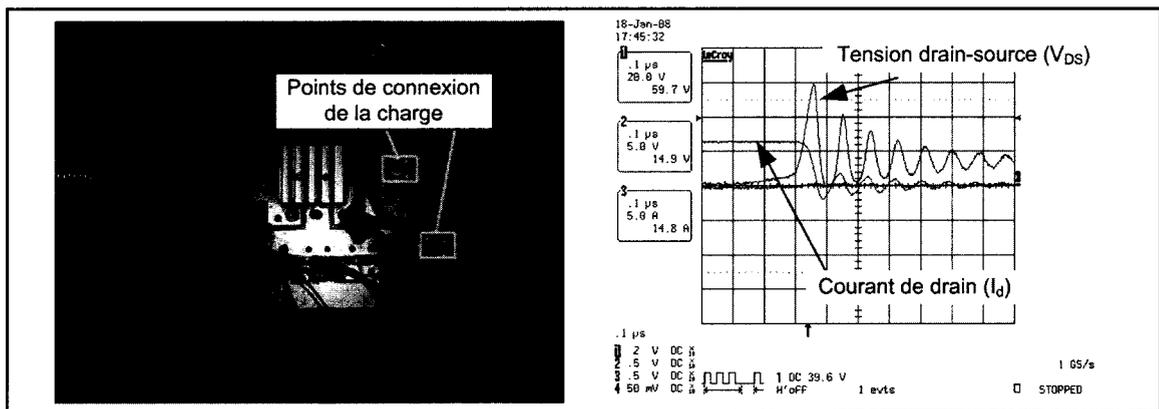


Figure 7.19 Tension drain-source du MOSFET pour le cas 2.

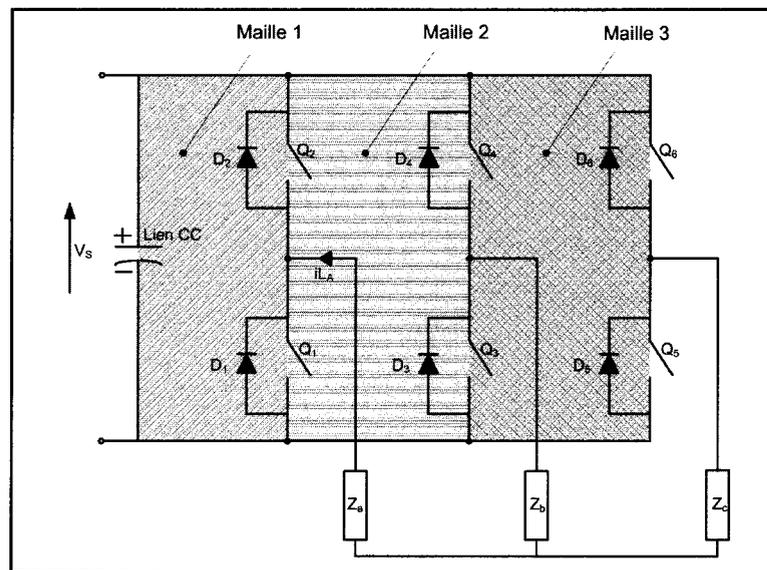
## 7.7 Impact de l'inductance mutuelle

L'inductance de fuite est une grandeur importante qu'il faut déterminer précisément pour obtenir un calcul des pertes de commutation adéquat. Toutefois, les circuits électriques utilisés dans la conversion de l'énergie électrique n'ont rarement qu'une seule maille de faible impédance. Le pont triphasé illustré à la figure 7.20, qui comprend trois mailles de faible impédance, est un exemple commun des structures multi-mailles des convertisseurs de puissance. Aussi simple que ceci puisse paraître, la modélisation de ce circuit est en fait

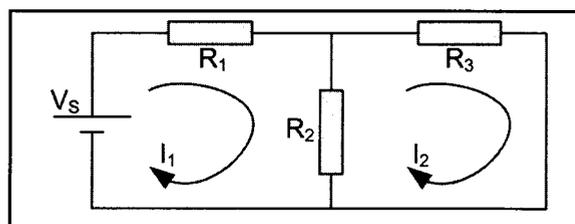
beaucoup plus complexe qu'un circuit comprenant une seule maille de faible impédance en raison de la présence des mutuelles entre les mailles.

### 7.8 La modélisation d'un convertisseur de puissance : un problème complexe.

Afin de démontrer les fondements de cette complexité, nous allons considérer le circuit illustré à la figure 7.21.



**Figure 7.20** Circuit abaisseur triphasé comprenant trois mailles de faible impédance.



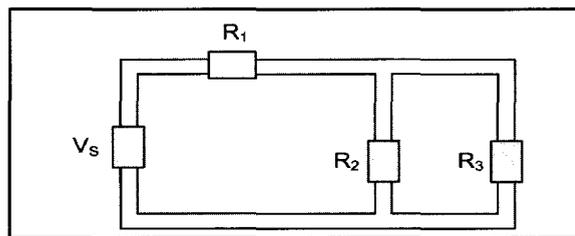
**Figure 7.21** Circuit comprenant deux mailles de faible impédance.

Le circuit est composé de trois résistances  $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$  ainsi qu'une source de tension dénotée  $V_S$ . Puisque le circuit comprend deux surfaces, il y a forcément deux inductances de

fuite. En sélectionnant les mailles illustrées à la figure 7.21, la représentation d'état du circuit est donnée par l'équation (7-12).

$$\begin{bmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{R_1 + R_2}{L_1} & \frac{R_2}{L_1} \\ \frac{R_2}{L_2} & -\frac{R_2 + R_3}{L_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{1}{L_1} \\ 0 \end{bmatrix} V_S \quad (7-12)$$

Afin d'identifier les inductances  $L_1$  et  $L_2$ , il faut procéder à une implémentation physique du circuit. Une implémentation physique potentielle de ce circuit est illustrée à la figure 7.22.



**Figure 7.22 Implémentation potentielle du circuit de la figure 7.21.**

En utilisant la technique décrite dans la première partie de ce chapitre, il est possible de déterminer la surface d'intégration du flux dans chacune de ces surfaces. En réalisant le calcul, on obtient une inductance de 92,3nH pour la maille 1 et 61,2nH pour la maille 2. Autrement dit,  $L_1 = 92,3nH$  et  $L_2 = 61,2nH$  dans la représentation d'état de l'équation (7-12). En posant  $R_1 = 1\Omega$ ,  $R_2 = 2\Omega$  et  $R_3 = 3\Omega$  ainsi que  $V_S = 1V$  dans l'équation (7-12), les valeurs propres de la matrice  $A$  sont  $-2,0863 \times 10^7$  et  $-9,3339 \times 10^7$ . Dans le but de valider ce résultat, nous allons refaire l'exercice, mais cette fois-ci en utilisant les mailles illustrées à la figure 7.23.

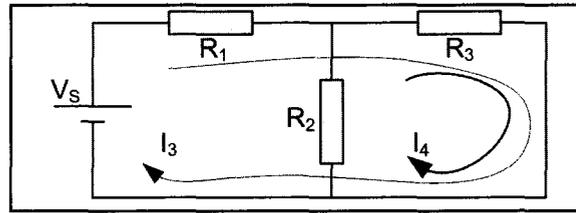


Figure 7.23 Second choix des mailles.

Dans ce cas, la représentation d'état du circuit est donnée par l'équation (7-13).

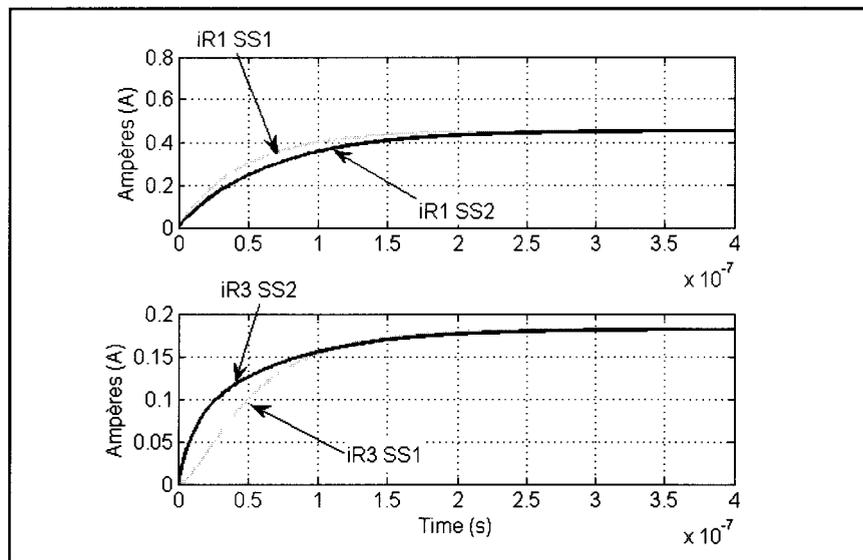
$$\begin{bmatrix} \dot{i}_3 \\ \dot{i}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{R_1 + R_3}{L_3} & -\frac{R_3}{L_3} \\ -\frac{R_3}{L_4} & \frac{R_2 + R_3}{L_4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_3 \\ i_4 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{1}{L_3} \\ 0 \end{bmatrix} V_S \quad (7-13)$$

Puisque les mailles sont différentes, les inductances de fuites sont forcément différentes. La maille 2 de la figure 7.21 étant identique à celle de la maille 4 de la figure 7.23,  $L_4 = L_2$ . Toutefois, en ce qui concerne la maille 3 de la figure 7.23, elle diffère largement de la géométrie de la maille 1 illustrée à la figure 7.21. Par identification, on obtient une inductance  $L_3$  de 121nH.

Selon la théorie des circuits électriques, le choix des mailles modifie la représentation d'état, mais il ne modifie pas la dynamique du circuit. Autrement dit, peu importe le choix des mailles, les courants dans chacun des éléments du circuit doivent être identiques. En effectuant l'analyse des valeurs propres du circuit représenté par l'équation (7-13), on obtient  $-1,4871 \times 10^7$  et  $-9,9886 \times 10^7$ . Ces valeurs sont très différentes de celles obtenues précédemment nous indiquant que les deux représentations d'état possèdent des dynamiques différentes. Ces différences sont facilement observables sur la figure 7.24.

Devrait-on conclure, à la lumière de ces résultats, que la loi des tensions de Kirchoff est fautive? À moins d'opérer le circuit en hyperfréquence, cette avenue n'est pas vraiment

exploitable. Un doute pourrait se poser sur l'identification des inductances. Toutefois, puisque la précision de la méthode utilisée pour réaliser cette identification est vérifiée expérimentalement dans la première partie de ce chapitre, le dénouement potentiel du problème par cette avenue n'est pas vraiment envisageable. En fait, la provenance des différences entre les deux représentations d'état est liée à une mauvaise modélisation du circuit électrique. En effet, lorsque les inductances mutuelles d'un circuit sont dans l'ordre de grandeur des inductances propres des mailles de ce circuit, il n'est plus possible de les négliger. Dans le cas des convertisseurs de puissance, puisque les inductances propres des circuits imprimés sont toujours faibles, les inductances mutuelles ne sont jamais négligeables. Il devient alors difficile d'écrire les équations d'état puisqu'un circuit apparemment simple devient très complexe lorsque les inductances mutuelles sont intégrées. Toutefois, ceci est facilement pris en charge en utilisant la méthode présentée au chapitre précédent.



**Figure 7.24 Courants des résistances R1 et R3 donnés par les deux représentations d'état.**

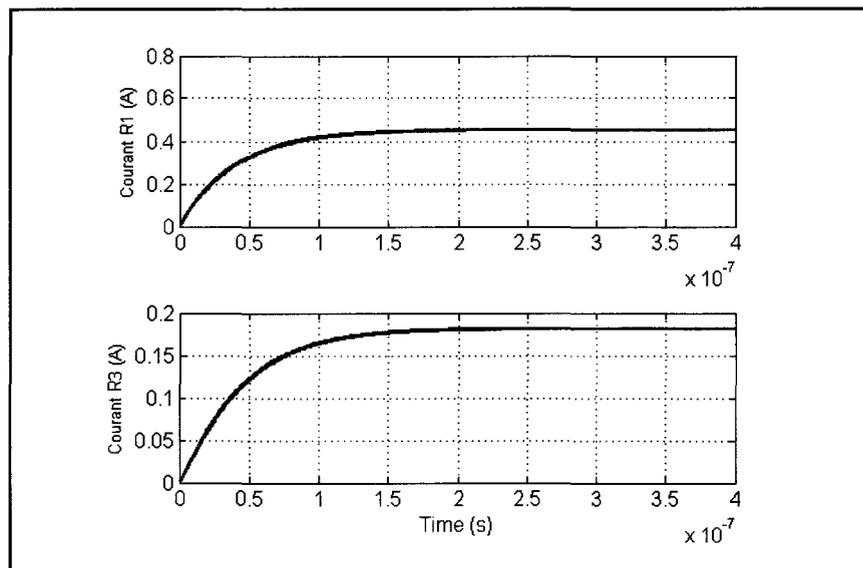
Par calcul, il est possible de déterminer les inductances mutuelles des circuits des figures 7.21 et 7.23. Dans le cas du circuit de la figure 7.21, l'inductance mutuelle  $L_{12} = L_{21} = -15nH$  tandis le circuit de la figure 7.23 présente une inductance mutuelle entre les deux mailles de  $L_{34} = L_{43} = 48nH$ . La représentation d'état du circuit de la figure 7.21 devient alors :

$$\begin{bmatrix} L_1 & L_{12} \\ L_{21} & L_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{i}_1 \\ \dot{i}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(R_1 + R_2) & R_2 \\ R_2 & -(R_2 + R_3) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} V_S \quad (7-14)$$

tandis que la représentation d'état du circuit de la figure 7.23 devient :

$$\begin{bmatrix} L_3 & L_{34} \\ L_{43} & L_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{i}_3 \\ \dot{i}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(R_1 + R_3) & -R_3 \\ -R_3 & -(R_2 + R_3) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_3 \\ i_4 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} V_S \quad (7-15)$$

L'utilisation des valeurs numériques proposées précédemment permet le calcul des valeurs propres des représentations d'état des équations (7-14) et (7-15). Les valeurs propres de la matrice d'état de l'équation (7-14) sont  $-2,4277 \times 10^7$  et  $-8,3584 \times 10^7$ . tandis que celles de la matrice d'état de l'équation (7-15) sont  $-2,5436 \times 10^7$  et  $-8,4462 \times 10^7$ . Ces valeurs propres sont très similaires d'un cas à l'autre ce qui indique que les deux modélisations sont presque identiques. La figure 7.25 illustre les courants des résistances  $R_1$  et  $R_2$  pour les deux représentations d'état démontrant clairement qu'elles sont très similaires.



**Figure 7.25** Forme d'ondes temporelles des courants dans R1 et R3.

Malgré l'apparente simplicité du circuit illustré à la figure 7.21, il est possible de constater que lorsqu'il s'agit de modéliser un circuit en tenant compte des inductances parasites, il ne faut surtout pas négliger l'impact de l'inductance mutuelle.

## 7.9 Conclusion

La première partie de ce chapitre aborde une question fondamentale pour la modélisation des convertisseurs de puissance : l'identification de l'inductance de fuite. Aussi surprenant que ceci puisse paraître, la surface d'intégration du flux permettant un calcul précis de l'inductance de fuite n'avait pas été abordée dans la littérature. Pourtant, la définition de cette surface est l'élément clé qui permet d'effectuer adéquatement cette identification. Afin de valider l'efficacité de la technique du champ zéro permettant de définir cette surface, des résultats expérimentaux ont été présentés dans ce chapitre, et ce, sur un circuit imprimé industriel. Deux mesures (le Wayne Kerr et la commutation du MOS) permettent de conclure à l'efficacité de la méthode proposée.

La seconde partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude d'un cas particulier des inductances de fuite que l'on rencontre dans les convertisseurs de puissance. L'exposition de ce cas permet de réduire les ambivalences entourant l'identification des inductances de fuite des convertisseurs de puissance. Finalement, la dernière partie de ce chapitre traite des inductances mutuelles. Il fut clairement démontré dans cette section qu'il est particulièrement important d'inclure les inductances mutuelles dans la représentation d'état des convertisseurs de puissance lorsqu'elles sont du même ordre de grandeur que les inductances propres des mailles.

Puisque nous connaissons maintenant l'approche requise pour calculer les inductances de fuite, il serait intéressant de pouvoir les identifier rapidement et sans trop d'efforts. Puisque la distribution du champ magnétique requise pour effectuer l'identification des inductances de fuite est générée par des structures aux géométries complexes, il fallait jusqu'à présent avoir

recours aux logiciels de modélisation par éléments finis. Cette contrainte est maintenant résolue grâce aux modèles électromagnétiques précalculés présentés au chapitre suivant.

## CHAPITRE 8

### MODÈLES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PRÉCALCULÉS

#### 8.1 Avant propos

Suite à la publication présentée au chapitre 4, j'entrepris l'idée de pouvoir calculer le champ magnétique pour des géométries métalliques plus complexes que des conducteurs rectangulaires. C'est en collant des tuyaux de plastique ABS que l'idée m'est venue d'en faire autant avec les conducteurs métalliques. Je me suis dit qu'il serait formidable de seulement pouvoir assembler les pièces ensemble pour obtenir la distribution du champ magnétique. Le concept de base des modèles électromagnétiques précalculés était né. Il me restait maintenant à déterminer comment mettre en pratique cette idée. C'est ce qui est exposé dans ce chapitre.

#### 8.2 Introduction

Les problèmes électromagnétiques générés par les plaquettes de circuit imprimé représentent la plus grande hantise des concepteurs de convertisseurs de puissance. En pratique, lorsque le convertisseur est en fonction, les problèmes électromagnétiques peuvent causer un dysfonctionnement de la commande qui provoque des courts-circuits et des comportements erratiques du module. L'exemple présenté au chapitre 6 illustre bien cette menace. En général, ces problèmes entraînent la destruction d'un ou de plusieurs semi-conducteurs de puissance, ce qui est déprimant et coûteux.

Lorsque le temps vient de s'attaquer à ces problèmes, l'on tente souvent d'appliquer des solutions précaires (ajout de feuilles d'aluminium, condensateurs de découplage de  $0.1 \mu F$ ) qui ne fonctionnent pas toujours. À partir de ce point, la date de livraison du convertisseur devient un coup de chance et nous ne sommes jamais certains qu'il fonctionnera convenablement. L'étude du bruit électromagnétique dans le convertisseur devient alors un aspect du design du circuit imprimé très important. Plusieurs recherches ont été effectuées sur ce sujet. Typiquement, ces analyses sont réalisées pour des circuits de faible puissance

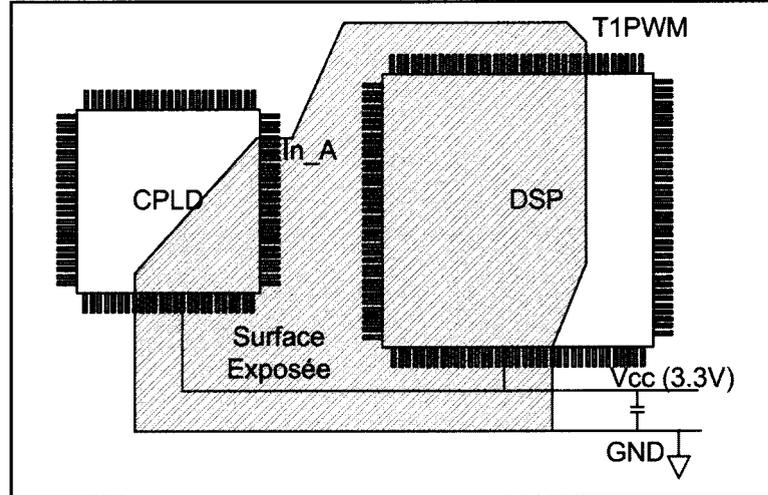
fonctionnant à haute fréquence ne présentant pas des champs magnétiques intenses. Quelques publications s'attaquent aux problèmes d'EMI générés par les convertisseurs de puissance, mais il s'agit du EMI conduit et non radié ce qui est très limitatif quand il s'agit de procéder au design du layout puisque seulement 50% des sources potentielles de problème sont couvertes. Il s'agit donc de trouver une méthode permettant d'attaquer cette problématique importante avec simplicité et efficacité.

Les logiciels par éléments finis que l'on retrouve sur le marché, comme ANSYS ou ANSOFT, peuvent réaliser cette tâche. Toutefois, la nature tridimensionnelle des structures métalliques que l'on retrouve en grand nombre dans les convertisseurs de puissance rend cette approche difficile, car le niveau d'expertise requis pour les utiliser est élevé. Conséquemment, le temps requis pour construire ces modèles étant important et coûteux, l'analyse des problèmes d'EMI lors du design du convertisseur est fréquemment mise de côté.

Les modèles électromagnétiques précalculés, décrits dans ce chapitre, représentent une solution clé permettant de résoudre cette problématique. Puisque le couplage entre les circuits de faible et de haute puissance est en relation directe avec la distribution du champ magnétique dans le convertisseur, les modèles électromagnétiques précalculés permettent la visualisation rapide de la distribution de ce champ identifiant ainsi les zones problématiques pour les circuits de faible puissance. Les modèles électromagnétiques précalculés permettent également d'extraire les inductances parasites du convertisseur, un paramètre fondamental requis pour calculer les pertes de commutation des semi-conducteurs de puissance.

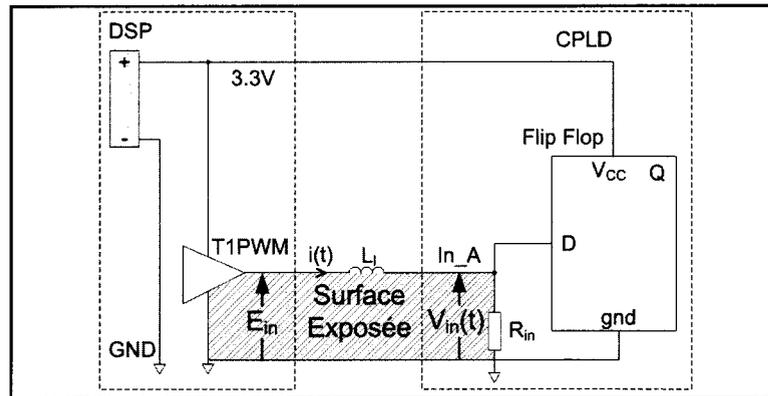
### **8.3 Mode d'opération du EMI radié**

Avant d'entamer la description des modèles électromagnétiques précalculés, il est important de bien comprendre le mécanisme d'opération du EMI radié. On débute avec un circuit de faible puissance typique soit celui de la figure 8.1 qui comprend un CPLD et un DSP.



**Figure 8.1 Circuit de haute impédance typique.**

Supposons que la broche *T1PWM* du DSP soit configurée en sortie et que la broche *In\_A* du CPLD soit configurée en entrée. Ceci donne le circuit équivalent qui est illustré à la figure 8.2. L'impédance d'entrée du CPLD, dénotée  $R_{in}$ , est de l'ordre de plusieurs dizaines de kiloOhms.



**Figure 8.2 Circuit à haute impédance.**

L'inductance de fuite de la maille, dénotée par  $L_l$  sur la figure 8.2, dépend de la taille et de la géométrie de cette maille. Le courant dans cette maille est calculé par la relation (8.1)

$$i(t) = \frac{E_{in}}{R_{in}} \left( 1 - e^{-\frac{L_l}{R_{in}} t} \right) + i_0 e^{-\frac{L_l}{R_{in}} t} \quad (8.1)$$

La tension  $E_{in}$  est générée par l'inductance mutuelle entre les circuits de haute puissance et ce circuit de faible puissance. Puisqu'il existe plusieurs courants différents dans le convertisseur de puissance, la tension générée aux bornes du circuit de faible puissance est en fait une sommation des différentes sources de tension générées par inductance mutuelle. La tension apparaissant aux bornes de la résistance  $R_{in}$  est donnée par la relation (8.2)

$$V_{in}(t) = E_{in} \left( 1 - e^{-\frac{L_l}{R_{in}} t} \right) + \left( i_0 e^{-\frac{L_l}{R_{in}} t} \right) R_{in} \quad (8.2)$$

La constante de temps de ce circuit est donnée par  $L_l/R_{in}$ . Pour un design plutôt moyen, l'inductance de fuite peut atteindre facilement 100-200nH. Par ailleurs, les circuits intégrés comme les CPLD et les DSP, présentent des impédances d'entrée très élevées de l'ordre de 50 à 100k $\Omega$ . En utilisant ces grandeurs, on détermine que les constantes de temps pour atteindre la tension de la source d'attaque  $V_{in}$  à l'entrée des semi-conducteurs utilisés en commande sont de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de picosecondes. Si la tension induite dépasse le point de basculement de l'élément logique, le circuit de commande change d'état ce qui peut provoquer un dysfonctionnement du convertisseur.

En règle général, les circuits pilotés en courant possèdent une plus grande immunité aux perturbations électromagnétiques. Prenons par exemple le circuit d'amorçage d'un transistor de puissance utilisant un optodriver. L'entrée de l'optodriver est une diode de faible puissance. En règle général, cette diode possède une tension de seuil notée  $V_{seuil}$ . En modifiant l'équation (8.2) pour intégrer la tension de seuil, on obtient finalement que :

$$V_{in}(t) = (E_{in} - V_{seuil}) \left( 1 - e^{-\frac{L_l t}{R_{in}}} \right) + \left( i_0 e^{-\frac{L_l t}{R_{in}}} \right) R_{in} \quad (8.3)$$

Le courant minimal pour activer l'optodriver est typiquement de 8 à 10mA (Avagotech, 2009). En supposant que la diode de l'optodriver possède une tension de seuil de un Volt et qu'elle est attaquée par un buffer qui possède une tension de sortie de 5V, on doit utiliser une résistance de 500Ω pour obtenir un courant de 8mA. En supposant une seconde fois une inductance de fuite de 200nH, on obtient une constante de temps pour ces valeurs de 200ps. Encore une fois, ce n'est pas la constante de temps qui augmente l'immunité aux problèmes électromagnétiques. Par contre, cette fois-ci la tension induite requise pour obtenir un courant de 8mA est de 4Volts ce qui augmente largement l'immunité électromagnétique du circuit.

Finalement, il est possible de conclure que la constante de temps des circuits de faible puissance n'est pas tellement utile pour éviter les problèmes d'interférences électromagnétiques. La marge de sécurité se situe au niveau de la minimisation de la tension induite dans les mailles de faible puissance. La question est maintenant de déterminer s'il existe une méthode simple permettant de quantifier ces couplages et ainsi les minimiser. Les modèles électromagnétiques précalculés, présentés dans ce chapitre, permettent de résoudre ce problème avec élégance et simplicité.

Ce chapitre se divise comme suit : la section 8.3.1 présente les bases théoriques requises pour l'élaboration des modèles électromagnétiques précalculés. La section 8.4 décrit les étapes de construction d'un modèle électromagnétique précalculé. La première application sélectionnée, présentée à la section 8.5, consiste en la validation de la présence d'une zone de faible couplage dans une cellule bidirectionnelle triphasée d'un convertisseur matriciel. Finalement, la section 8.6 propose une seconde application : la mesure des pertes de commutation d'un MOS de puissance inséré dans un circuit imprimé par inductance mutuelle. Des résultats expérimentaux sont présentés pour ces deux exemples d'applications.

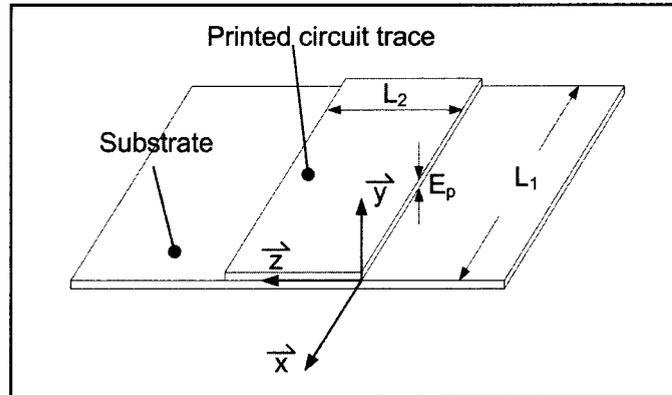
### 8.3.1 Bases théoriques des modèles EM précalculés

La construction d'une librairie de modèles électromagnétiques précalculés des structures métalliques utilisées dans les convertisseurs de puissance est basée sur le même principe fondamental existant dans toutes les librairies : *les grandeurs utilisées dans les modèles doivent être statiques*. En électromagnétisme, deux phénomènes fondamentaux vont à l'encontre de ce mode d'opération : la diffusion du champ magnétique dans les conducteurs (communément appelée effet pelliculaire) et la propagation des ondes électromagnétiques qui introduisent un retard entre le champ magnétique et la source de ce champ. Dans le but de travailler dans le domaine statique et ainsi de créer la librairie proposée, il est requis de négliger ces deux phénomènes importants. Toutefois, ceci ne peut être fait sans quantifier l'erreur introduite en négligeant ces deux phénomènes. On débute l'analyse par la diffusion magnétique. L'équation décrivant ce phénomène complexe est donnée par la relation (8.4).

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (8.4)$$

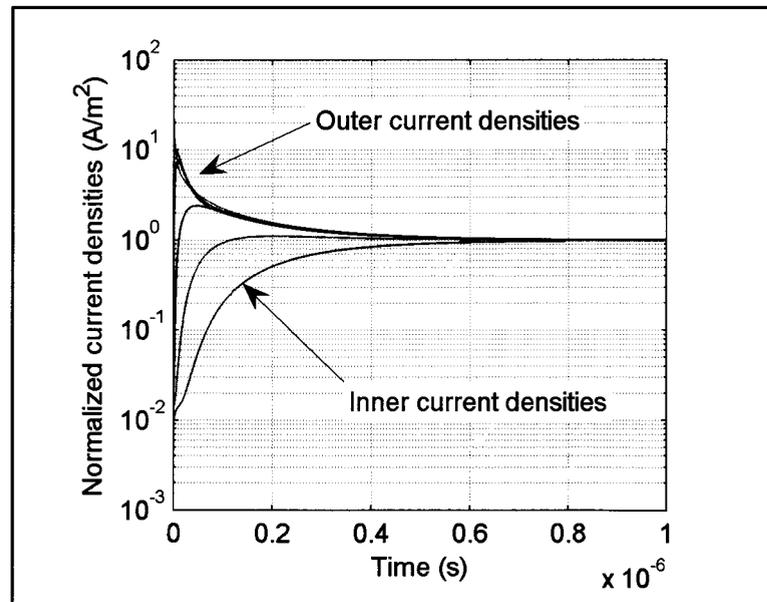
où  $\vec{H}$  représente l'intensité du champ magnétique (A/m). Cette relation est difficile à résoudre pour des domaines tels que les traces des circuits imprimés qui présentent fréquemment des géométries irrégulières. Puisque le but de l'étude en cours est de déterminer l'effet de la diffusion magnétique sur le champ magnétique au voisinage des structures métalliques, la géométrie présentée à la figure 8.3 convient à cet objectif. Il s'agit d'une trace de circuit imprimé de longueur infinie orientée selon l'axe  $\hat{x}$ . Un courant électrique circule dans le conducteur selon l'axe des  $\hat{x}$  de  $-\infty$  à  $+\infty$ .

L'analyse est réalisée en deux étapes. La première étape consiste à calculer la distribution des densités de courant dans le conducteur en fonction du temps. Le calcul du champ magnétique externe à un temps donné, en utilisant les densités de courant calculées à la première étape, constitue la seconde étape. Naturellement, le cas statique utilisé pour calculer les modèles de la librairie est obtenu lorsque  $t \rightarrow \infty$ .



**Figure 8.3 Trace de circuit imprimé orientée selon l'axe y.**

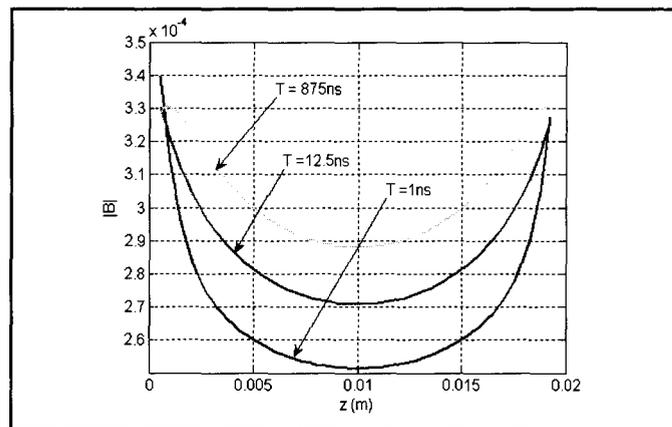
La figure 8.4 illustre la distribution des densités de courant dans le conducteur de la figure 8.3 lors du processus de diffusion magnétique. La méthode de calcul est présentée à l'annexe 1. Au temps  $t = 0$ , un échelon de courant est appliqué au conducteur. À ce moment précis, tout le courant circule à la surface du conducteur ce qui explique la densité de courant théoriquement infinie visible sur la figure 8.4.



**Figure 8.4 Diffusion des densités de courant dans un conducteur métallique plat.**

Lorsque le temps progresse, la diffusion des densités de courant vers le centre du conducteur est accentuée. Comme démontré sur la figure 8.4, les densités de courant dans le conducteur deviennent uniformes à  $t = 1\mu s$ . Le module du champ magnétique externe, généré par ces densités de courant, est calculé à  $y = 1,5mm$  sur la largeur entière de la trace. L'épaisseur de la trace étant  $0,5mm$ , la distance entre la trace et le point où le champ magnétique est calculé selon l'axe  $\hat{y}$  est de  $1mm$ . Cette distance correspond à une isolation de  $1kV$  ce qui est minimal dans les convertisseurs de puissance de faible tension. En général, en vertu des normes, cette distance est beaucoup plus grande (quelques millimètres) pour tenir compte des poussières pouvant se déposer sur la plaquette de circuit imprimé. Le module du champ magnétique calculé à  $t = 1ns$ ,  $12,5ns$  et  $875ns$  est illustré à la figure 8.5.

L'erreur maximale entre le module calculé au début de la diffusion magnétique ( $t = 1ns$ ) et celui calculé à la fin de la diffusion magnétique ( $t = 875ns$ ) est de  $12.8\%$ . Cette erreur est acceptable d'autant plus qu'il s'agit du pire cas observable en pratique puisque l'erreur s'atténue avec la distance. En effet, lorsque l'on s'éloigne de la trace, cette erreur diminue puisque la structure la différence de distance des densités de courant dans le conducteur est faible par rapport à la distance où le champ magnétique est calculé.



**Figure 8.5 Module du champ magnétique externe lors de la diffusion magnétique.**

Comme mentionné précédemment, le second sujet d'étude concerne la propagation du champ magnétique. La propagation du champ magnétique peut être étudiée en utilisant la loi de Biot

et Savart permettant de calculer le potentiel magnétique retardé. Cette formulation est donnée par l'équation (8.5).

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J} e^{-\frac{j\omega r}{c}}}{r} dV \quad (8.5)$$

où  $\vec{J}$  représente la densité de courant qui circule dans un conducteur métallique donné. Évidemment, cette densité est variable si le conducteur possède une forme irrégulière ou si le potentiel est appliqué non uniformément à sa surface. La constante  $c$  représente la vitesse de la lumière ( $3 \times 10^8$  m/s) et  $\omega$  est la fréquence angulaire de la densité de courant. Le choix de la fréquence  $\omega$  dans le cas des courants circulants dans un convertisseur de puissance est plutôt complexe puisque les courants commutés présentent un contenu harmonique important. Toutefois, le déphase introduit par la propagation change avec la fréquence pour conserver l'intégralité de la forme de l'onde qui se propage. Conséquemment, le retard de propagation peut être étudié seulement pour la fréquence fondamentale de commutation. Puisque les convertisseurs de puissance modernes peuvent commuter à des fréquences de 200kHz, le calcul sera fait à cette fréquence. À cette fréquence, le retard de propagation du champ magnétique pour une distance de 10m est de 33ns. Ce retard est suffisamment faible pour être négligé.

Les deux études fondamentales présentées dans cette section constituent la base requise permettant la construction d'une librairie de modèles électromagnétiques précalculés. Les effets de la diffusion magnétique étant suffisamment faibles pour être négligés, il est possible de calculer les densités de courant circulant dans les conducteurs en utilisant l'équation de Laplace en régime stationnaire. Le retard de propagation étant vraiment faible, il est possible d'établir un lien direct entre le champ magnétique dans le convertisseur et les densités de courant circulant dans les conducteurs du convertisseur à ce même instant. Ceci complète les préalables nécessaires à la construction de la bibliothèque de modèles électromagnétiques

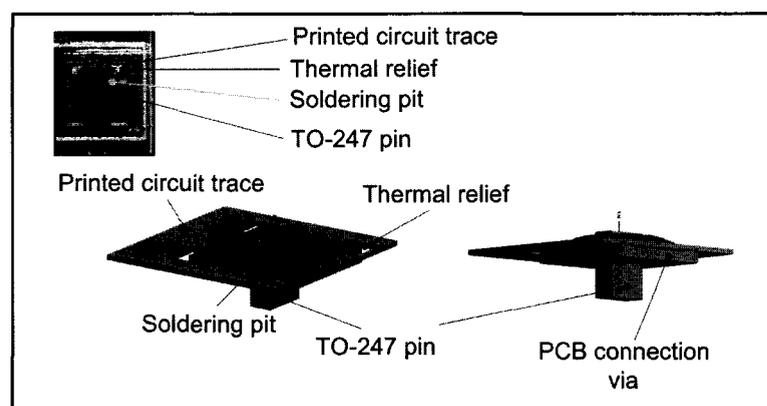
précalculés. Nous allons maintenant procéder avec les détails de la construction de ces modèles.

## 8.4 Conception des modèles électromagnétiques précalculés

Les modèles électromagnétiques précalculés sont construits en six étapes. Cette section est utilisée pour décrire ces étapes.

### 8.4.1 Définition de la structure métallique

La première étape de développement d'un modèle consiste à définir sa structure métallique. Par exemple, la structure illustrée à la figure 8.6 est une broche d'un boîtier TO-247 qui est insérée dans le beigne rectangulaire d'un circuit imprimé. Pour faciliter la soudure de la pièce, en évitant la dispersion de la chaleur dans la trace du circuit imprimé, le beigne possède quatre interstices situés sur sa périphérie. Évidemment, il n'existe pas de solution analytique permettant de calculer le champ magnétique généré par une structure métallique aussi complexe. Il faut donc avoir recours à une méthode d'analyse numérique pour déterminer la distribution du champ magnétique créé par la circulation d'un courant dans cette structure.

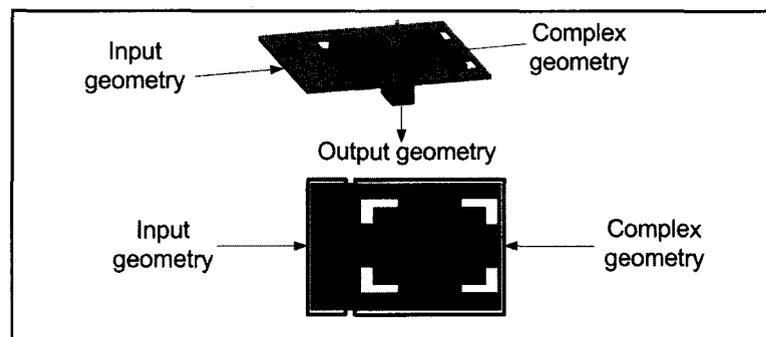


**Figure 8.6 Beigne de connexion d'un circuit imprimé avec thermal relief.**

Il est également requis à cette étape de fixer l'origine du système d'axe de la structure métallique. Ce système d'axe, qui est utilisé pour orienter la pièce dans l'espace, représente également le point d'insertion de la structure métallique dans le circuit physique du convertisseur.

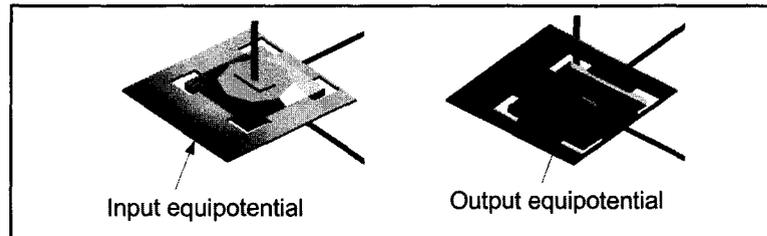
#### 8.4.2 Application des conditions aux frontières

La seconde étape consiste à déterminer les surfaces d'application des conditions aux frontières requises pour calculer les densités de courant. Les conditions de Neumann sur les surfaces externes du conducteur sont automatiquement satisfaites lors de la formulation de la méthode des éléments finis (Chandrupatla et Belegundu, 2002). Les conditions aux frontières de Dirichlet sont les potentiels appliqués à la structure. La valeur de ces potentiels est arbitraire, car le courant circulant dans la structure doit être normalisée à un Ampère avec d'inclure le modèle dans la librairie. Les sites d'application de ces potentiels sont plus difficiles à déterminer. Dans le but de simplifier la discussion, on divise la structure en trois parties distinctes soit : la géométrie d'entrée, la géométrie de sortie et la géométrie complexe. Ces parties sont illustrées à la figure 8.7 pour le beigne métallique présenté à la figure 8.6. Les conditions de Dirichlet sont appliquées aux géométries d'entrée et de sortie. Les longueurs de ces géométries doivent être suffisantes pour créer une zone équipotentielle. En d'autres mots, elles doivent être suffisamment longues pour assurer une distribution des densités de courant parallèle aux côtés de la structure métallique.



**Figure 8.7 Géométries d'entrée, de sortie et complexe d'un beigne carré.**

Cette condition est essentielle pour permettre de connecter différentes structures ensemble. Ces zones équipotentielles sont illustrées à la figure 8.8 pour le beigne métallique présenté à la figure 8.6.



**Figure 8.8 Surfaces équipotentielles d'un beigne carré d'un circuit imprimé.**

#### 8.4.3 Calcul des densités de courant dans le conducteur

La troisième étape consiste à calculer les densités de courant en utilisant les conditions aux frontières définies à l'étape précédente. Cette tâche peut être réalisée par tous les logiciels par éléments finis commerciaux (ANSYS, FLUX3D, JMAG...)

#### 8.4.4 Calcul du champ magnétique

Le calcul du champ magnétique est la partie la plus critique de la construction des modèles électromagnétiques précalculés. La plupart des structures métalliques présentes dans les convertisseurs comme les boîtiers des MOSFET de puissance sont de nature tridimensionnelle. Conséquemment, les densités de courant circulant dans ces structures sont également tridimensionnelles. Pour tenir compte de cette distribution tridimensionnelle des densités de courant, la formulation du potentiel vecteur magnétique, donnée par l'équation (8.6), ne peut être simplifiée.

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu \vec{j} \quad (8.6)$$

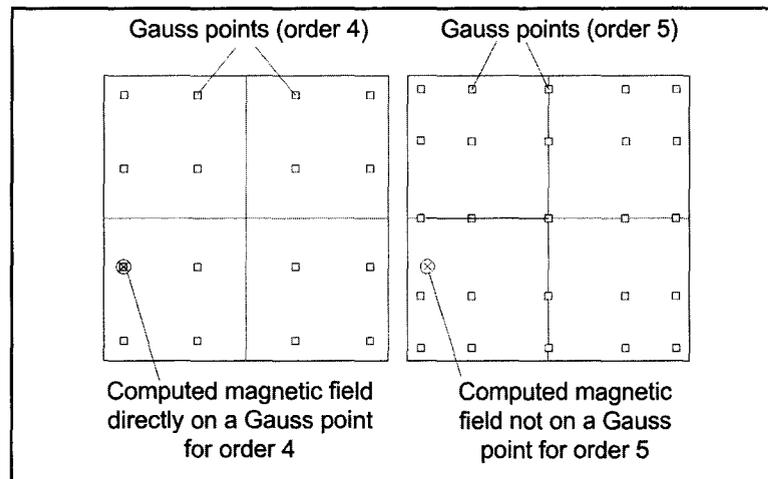
Afin d'obtenir le champ magnétique, il faut résoudre l'équation (8.6) en tenant compte des conditions aux frontières. Ces conditions aux frontières sont difficiles à calculer, car les densités de courant varient fortement à chaque endroit de la structure métallique. Comme mentionné précédemment, ces densités de courant sont calculées par la méthode des éléments finis à l'étape 3. La solution donnée par la méthode des éléments finis permet d'obtenir le potentiel et également les densités de courant partout à l'intérieur de l'élément par interpolation. Si l'on désire calculer le champ magnétique par une seconde analyse par éléments finis en utilisant les densités de courant calculées par la première, on doit diviser chaque élément en sous éléments, ce qui entraînera un maillage très fin. Faire une moyenne grossière de toutes les densités de courant qui circule dans chaque élément n'est pas désirable, car ceci diminue la précision sur le calcul du champ magnétique. Cette diminution de la précision n'est pas souhaitable pour effectuer l'identification des inductances de fuites et mutuelles d'un convertisseur, des paramètres clés de la modélisation des circuits de puissance.

Pour conserver la précision maximale, le champ magnétique est calculé par deux méthodes différentes. À l'extérieur de la structure métallique, le champ est calculé par la méthode des éléments finis tandis qu'à l'intérieur, le champ magnétique est calculé directement en utilisant l'intégrale de Biot et Savart. Cette intégrale est donnée par la relation (8.7).

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J} \times \vec{a}_r}{r^2} dV \quad (8.7)$$

où  $\vec{a}_r$  est le vecteur unitaire dont la queue est située sur la densité de courant  $\vec{J}$  et la tête se situe à l'emplacement où l'on désire calculer le champ magnétique. La variable  $r$  est utilisée pour exprimer la distance entre ces deux points. L'avantage principal de l'utilisation de cette forme intégrale est de pouvoir tenir compte facilement de la distribution des densités de courant dans la structure métallique. La méthode numérique utilisée pour résoudre l'intégrale de Biot et Savart doit être rapide, précise et totalement compatible avec la méthode des éléments finis afin d'utiliser les résultats en postprocessing. L'intégration en quadrature de Gauss respecte tous ces critères. L'autre avantage apporté par l'utilisation de cette méthode

d'intégration est la possibilité d'en changer l'ordre avec aisance. Puisque l'intégrande doit être évaluée à plusieurs endroits dans chaque élément, il est possible qu'un point de Gauss coïncide avec le point où le champ magnétique est calculé causant une singularité dans le processus d'intégration ( $r$  devient nul dans l'équation (8.7)). En changeant l'ordre de la méthode de Gauss, les emplacements des points de Gauss sont modifiés ce qui résout la problématique. Ce problème est illustré graphiquement à la figure 8.9 pour les ordres 4 et 5.



**Figure 8.9** Points de Gauss pour les ordres 4 et 5.

Avec l'ordre quatre, un des points de Gauss coïncide avec le point où le champ magnétique est calculé causant la divergence de l'intégrale numérique. Dans le cas de l'ordre cinq, l'intégration numérique se déroule sans particularités. Convertie à sa forme isoparamétrique, l'intégration de Gauss est donnée par l'équation (8.8).

$$\int_V f(x, y, z) dV \approx \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \omega_i \omega_j \omega_k f(\xi_i, \eta_j, \varphi_k) |J_m| \quad (8.8)$$

où  $f(\xi_i, \eta_j, \varphi_k)$  est la transformation isoparamétrique de l'équation (8.7),  $(\omega_i \omega_j \omega_k)$  sont les poids associés à la méthode de Gauss et  $|J_m|$  est le déterminant de la matrice Jacobienne (Chandrupatla et Belegundu, 2002). Cette intégration isoparamétrique est vraiment utile, car la géométrie de l'élément n'affecte pas les bornes d'intégration. De plus, les densités de courant

sont directement extraites pour chaque élément à partir du potentiel des noeuds de cet élément. Ces potentiels sont calculés à l'étape 3.

#### 8.4.5 Emmagasiner des modèles

La cinquième étape est l'emmagasinage des modèles électromagnétiques précalculés. Afin d'économiser l'espace mémoire nécessaire lors de l'utilisation des modèles, le champ est calculé sur des intervalles plus grossiers lorsque l'on s'éloigne de la structure métallique. Cette approche est logique, car le champ magnétique réduit en inverse carré de la distance comme suggéré par l'intégrale de Biot et Savart. À l'intérieur et très près de la structure, le champ varie fortement et il est calculé à tous les 0,25mm. Cette zone est appelée *champ rapproché*. À de grandes distances de la structure, la variation du champ est faible et il peut être tabulé en utilisant un pas grossier de 5mm. Il s'agit de la zone de *champ éloigné*. La zone de *champ médian* se situe entre ces deux zones. Il s'agit d'une zone de transition entre le *champ éloigné* et celui *rapproché*. Dans cette zone intermédiaire, le champ est calculé à tous les 1mm. En utilisant ces règles, l'espace total d'emmagasinage pour chaque modèle est approximativement 2,36Mo si les données sont en simple précision. Cette taille est dérisoire par rapport à celle des mémoires vives actuelles (>3Go).

#### 8.4.6 Orientation de la structure dans l'espace.

La sixième et dernière étape consiste à orienter correctement la structure métallique dans l'espace. Fondamentalement, chaque structure possède son propre système d'axe et une orientation donnée par rapport à ce référentiel. Puisque dans le cas des convertisseurs de puissance, les structures sont toujours assemblées à une plaquette de circuit imprimé, il est logique de placer le système de coordonnées de base sur cette plaquette appelé  $\overrightarrow{xyz_0}$ . Ce système de référence peut être localisé n'importe où sur la plaquette puisqu'il s'agit de la référence absolue. Afin de construire l'assemblage du convertisseur à l'aide des modèles électromagnétiques précalculés, l'on doit spécifier la translation et la rotation de la structure métallique par rapport au référentiel de base ( $\overrightarrow{xyz_0}$ ). Ces translations et rotations sont

calculées en utilisant la matrice de transformation homogène donnée par les équations (8.9) à (8.13) (Craig, 2005).

$$R_{xyz_0}^{\overrightarrow{xyz_1}} = R_x(\theta_x)R_y(\theta_y)R_z(\theta_z)T \quad (8.9)$$

$$R_x(\theta_x) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C(\theta_x) & -S(\theta_x) & 0 \\ 0 & S(\theta_x) & C(\theta_x) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.10)$$

$$R_y(\theta_y) = \begin{bmatrix} C(\theta_y) & 0 & S(\theta_y) & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -S(\theta_y) & 0 & C(\theta_y) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.11)$$

$$R_z(\theta_z) = \begin{bmatrix} C(\theta_z) & -S(\theta_z) & 0 & 0 \\ S(\theta_z) & C(\theta_z) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.12)$$

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & T_x \\ 0 & 1 & 0 & T_y \\ 0 & 0 & 1 & T_z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8.13)$$

où  $R_{xyz_0}^{\overrightarrow{xyz_1}}$  est la transformation du système de référence  $\overrightarrow{xyz_0}$  vers le système de référence  $\overrightarrow{xyz_1}$ . Puisque l'orientation de la structure métallique est modifiée, les composants du champ magnétique doivent être recalculés. Ceci n'est pas une approche efficace puisque si la

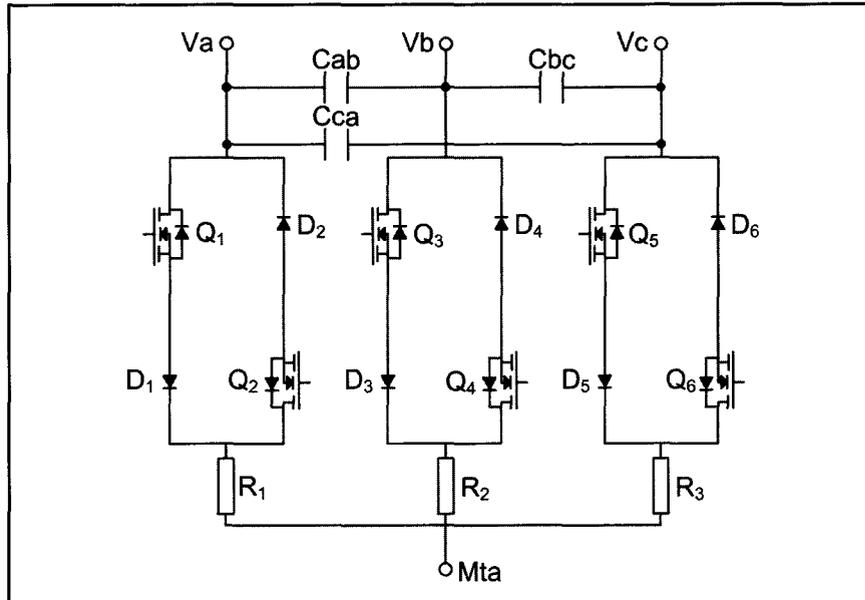
structure est utilisée  $n$  fois dans la conception, elle doit être chargée  $n$  fois en mémoire dans des orientations différentes. Pour éviter de surcharger la mémoire de l'ordinateur, c'est le point où le champ magnétique est calculé qui est déplacé dans le référentiel de la structure métallique. Lorsque le champ magnétique est calculé, les composantes du champ sont retransformées dans le référentiel de base  $\overrightarrow{xyz_0}$ . Cette opération requiert deux multiplications matricielles ce qui ralentit l'extraction des valeurs des modèles. Toutefois, cet inconvénient est largement compensé par la mémoire économisée, ce qui permet de charger plusieurs modèles différents en mémoire. De plus, l'interpolation du champ demeure beaucoup plus simple puisque la distance entre les points où le champ magnétique est précalculé demeure constante. Ceci complète la description des modèles électromagnétiques précalculés. Dans les prochaines sections, nous allons présenter deux exemples d'application de ces modèles.

### 8.5 Application 1 : Validation de la zone de champ orienté

Les modèles électromagnétiques précalculés peuvent être utilisés pour la conception des convertisseurs complexes aussi bien que ceux qui sont simples. Naturellement, la puissance de cette approche est mieux illustrée par la conception d'un convertisseur complexe. La première application sélectionnée est l'analyse du comportement électromagnétique d'une cellule bidirectionnelle triphasée utilisée dans les applications de conversion matricielle. Le schéma électrique de cette cellule est présenté à la figure 8.10.

Cette cellule est constituée de 12 semi-conducteurs de puissance : six interrupteurs MOSFET et six diodes SiC. Dans cette application, les courants de la cellule sont mesurés par trois résistances de précision de  $10\text{m}\Omega$  ( $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$ ) comme illustré à la figure 8.10. Les condensateurs  $C_{ab}$ ,  $C_{bc}$  et  $C_{ca}$  sont utilisés pour découpler localement la cellule ce qui permet de minimiser l'inductance de fuite entre cette cellule haute fréquence et le filtre d'entrée du convertisseur. La mesure du courant de la cellule est requise pour opérer une séquence de commutation sécuritaire entre deux phases (Wheeler et al., 2002). Puisque la tension aux bornes de la résistance de mesure est recueillie à l'aide d'un amplificateur différentiel, il n'existe pas de masse commune entre toutes les mesures. Dans la plupart des

applications modernes, un amplificateur linéaire isolé optiquement (tel que le HCNR200) est utilisé pour mesurer la tension différentielle et connecter toutes les tensions mesurées à une même tension de référence.

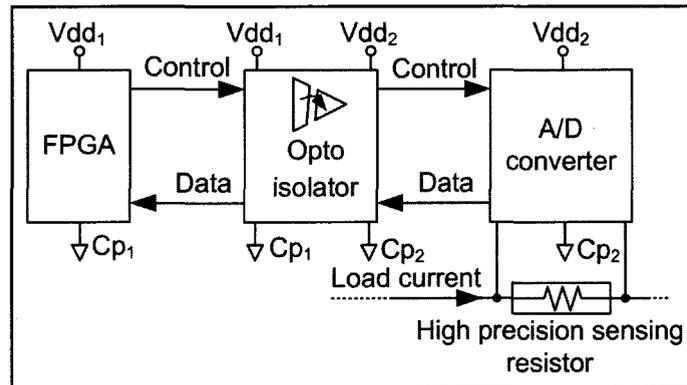


**Figure 8.10 Cellule bidirectionnelle triphasée à commutation dure.**

Le convertisseur analogique à numérique (CAN) est connecté à cette tension de référence commune pour lire les tensions de sortie des amplificateurs linéaires isolés. Cette approche présente les deux problèmes suivants : le produit gain - largeur de bande de l'amplificateur optique est limité, ce qui introduit une atténuation du signal. Également, un déphasage est introduit dans le signal mesuré par l'amplificateur ce qui cause des problèmes importants lorsque vient le temps d'utiliser une boucle de rétroaction sur les courants du convertisseur. Définitivement, ces problèmes sont indésirables pour des applications hautes fréquences telles que les convertisseurs de puissance.

Dans l'application proposée, pour surmonter les problèmes liés à l'utilisation de l'amplificateur optique, le convertisseur analogique à numérique est directement intégré dans le convertisseur. Plutôt que d'isoler les signaux mesurés, c'est la communication entre le CAN et le contrôleur principal qui est isolée. Ce principe est illustré à la figure 8.11. En

utilisant ce principe, il est possible de faire l'acquisition des courants de toutes les cellules au même moment, et ce, sans déphasage. Le problème majeur associé à cette approche demeure la fiabilité de la communication.

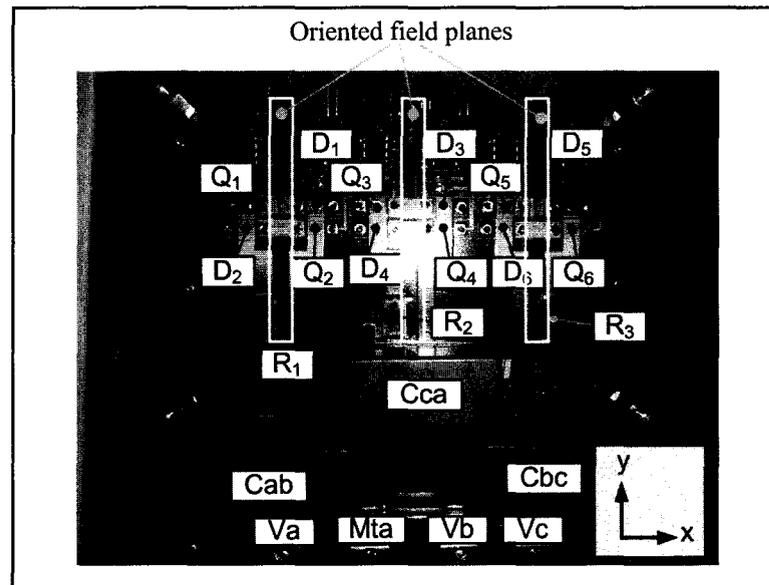


**Figure 8.11 Principe d'échantillonnage du courant de la cellule.**

Puisque les signaux de communication sont manipulés par le FPGA, qui est une technologie qui opère à 3,3V, à très haute impédance et que ces signaux circulent dans le convertisseur près des traces de puissance présentant des variations rapides de courant, la fiabilité de cette approche est faible si le champ magnétique du convertisseur n'est pas bien contrôlé. Il est possible de surmonter ce problème en utilisant la technique d'orientation du champ décrite par (Blanchette et Al-Haddad, 2008) et présenté au chapitre 4. Cette technique permet, en utilisant des règles simples, de contrôler efficacement l'orientation du champ magnétique du convertisseur et de créer une zone de champ orienté où le couplage entre les circuits de faible et haute puissance est vraiment faible.

Dans l'application présentée, la zone de champ orienté est utilisée comme un canal permettant la circulation des lignes de communication faible puissance entre les convertisseurs analogiques à numériques et le contrôleur FPGA. Les modèles électromagnétiques précalculés sont utilisés pour étudier les résultats escomptés par cette approche. L'assemblage physique de la cellule est présenté à la figure 8.12. Les zones de champ orienté sont identifiées sur cette figure. Puisque les circuits des CAN sont situés dans le plan  $yz$ , seulement la composante du champ magnétique perpendiculaire à ce plan doit être calculée, c'est-à-dire la

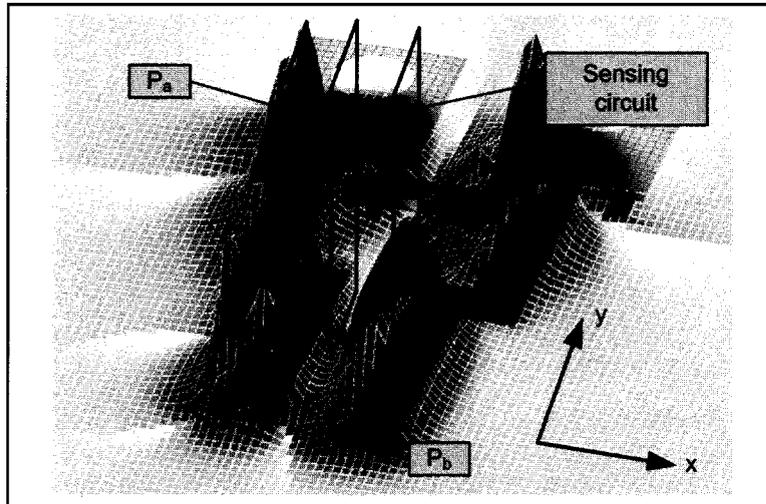
composante  $\hat{x}$ . Le calcul de cette composante est illustré à la figure 8.13. Les zones de champ orienté sont également identifiées sur cette figure. Pour confirmer l'exactitude de ce calcul, une sonde d'un tour de fil est introduite à différents points ( $Pa$  et  $Pb$ ) dans l'assemblage physique pour collecter la tension induite par le champ magnétique variant dans le temps.



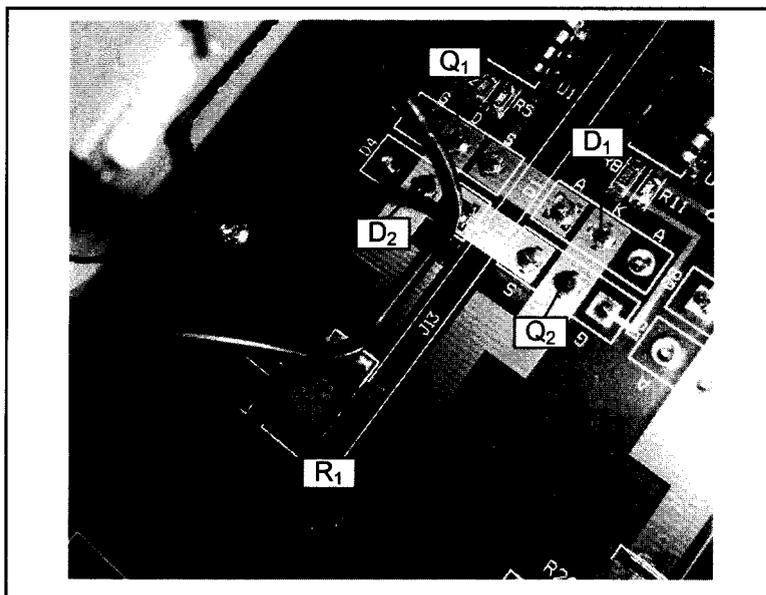
**Figure 8.12 Assemblage physique de la cellule de commutation triphasée.**

Sur la figure 8.14, la sonde est insérée 5 mm à droite de la zone de champ orienté au point  $Pa$ . La tension induite dans la sonde atteint une crête de 1,4V lors de la commutation de la cellule, tel qu'affiché sur la figure 8.16. En déplaçant la sonde au point  $Pb$  (illustré à la figure 8.15) la tension crête induite décroît à 0,2V tel que démontré à la figure 8.16. Il s'agit d'une atténuation de 17dB pour une distance de 5mm ce qui est très important. Les modèles électromagnétiques précalculés ont prédit avec précision cette distribution du champ magnétique.

La présence de la zone de champ orienté étant confirmée, il est maintenant possible d'insérer le convertisseur analogique à numérique haute vitesse isolé dans la cellule bidirectionnelle tel qu'illustré à la figure 8.17.



**Figure 8.13** Composante x du champ magnétique de la cellule bidirectionnelle.



**Figure 8.14** Sonde insérée à 5mm de la zone de champ orienté.

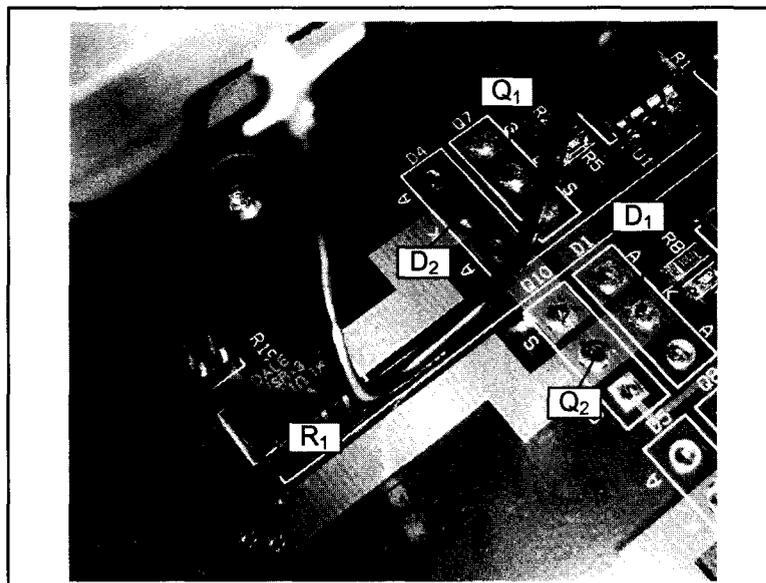


Figure 8.15 Sonde insérée dans la zone de champ orienté.

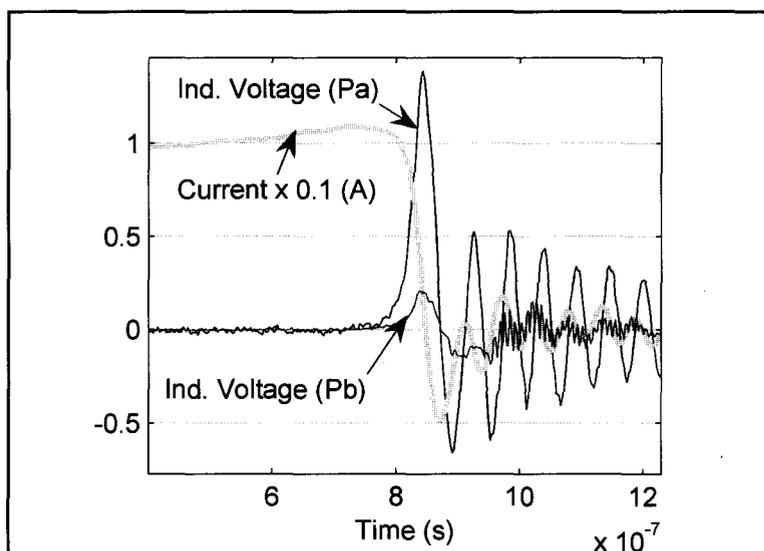
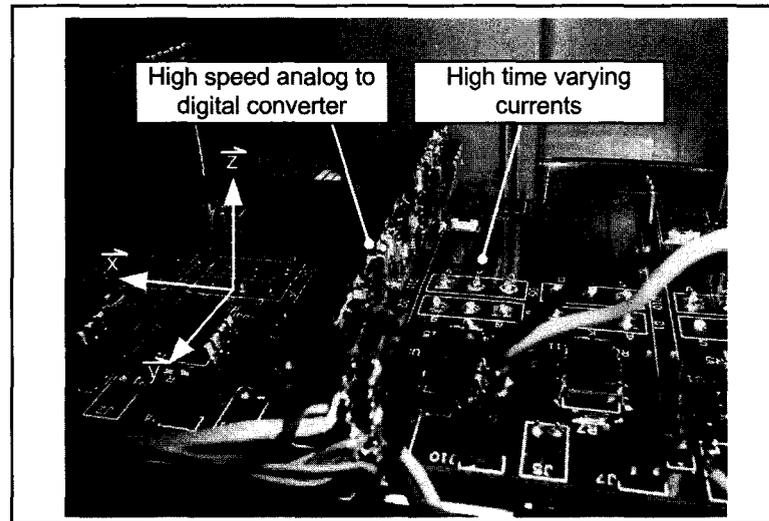
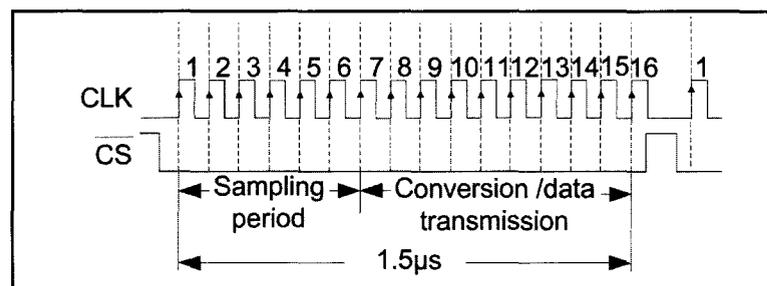


Figure 8.16 Tensions recueillies aux points Pa et Pb.



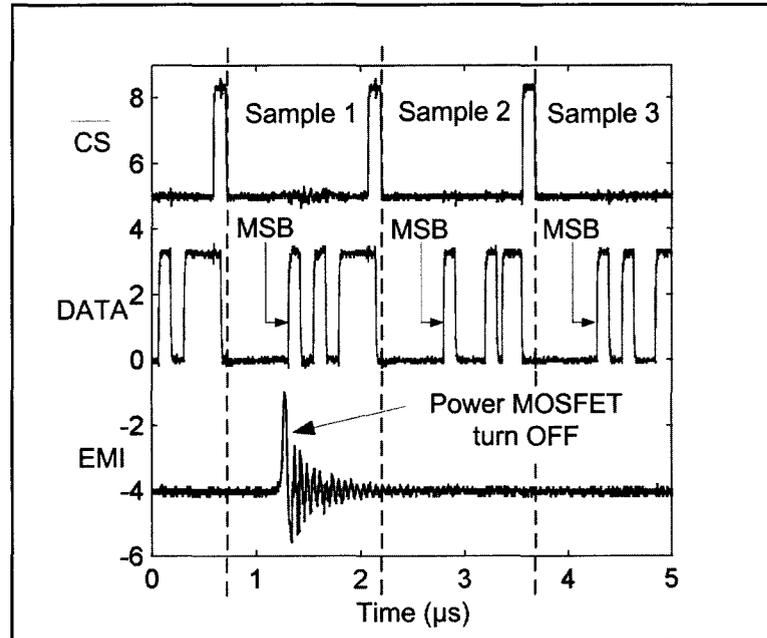
**Figure 8.17** Convertisseur analogique à numérique inséré dans la zone de champ orienté.

Le CAN possède une horloge à 12.5MHz pour un temps total de conversion de  $1,5\mu s$ . Les six premiers coups d'horloge sont utilisés pour effectuer l'échantillonnage de la tension de sortie de l'amplificateur différentiel. Les dix coups suivants sont utilisés pour transmettre les données. Le chronogramme temporel est illustré à la figure 8.18.



**Figure 8.18** Formes d'ondes théoriques du convertisseur.

Pour cette application, le taux maximal de variation du courant des MOSFET qui forment le circuit de puissance atteint  $350A/\mu s$  lors de l'ouverture. Cette pente génère un champ magnétique variant fortement dans le temps à l'intérieur du convertisseur et la tension induite par couplage dans les circuits de faible puissance peut facilement atteindre quelques Volts s'ils ne sont pas correctement immunisés. Les formes d'ondes expérimentales du convertisseur analogique à numérique sont présentées à la figure 8.19.

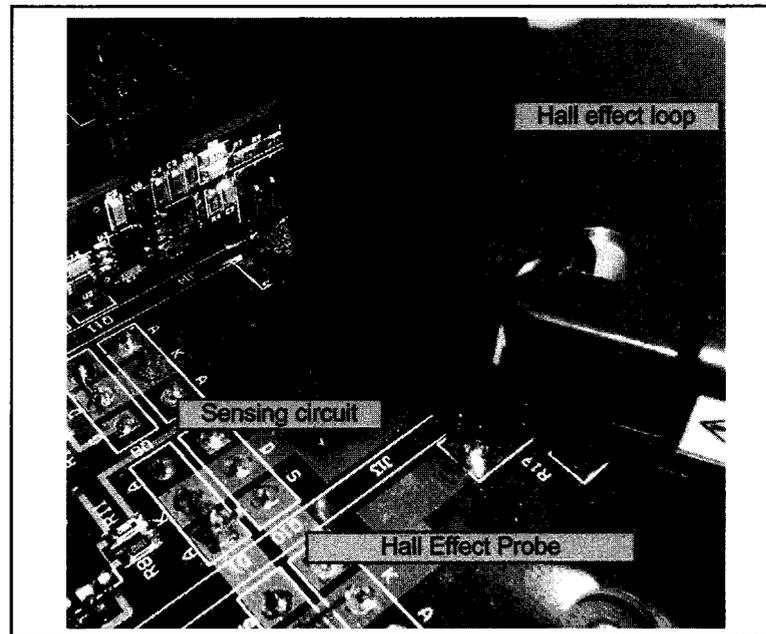


**Figure 8.19** Formes d'ondes expérimentales du convertisseur.

Le signal chip select ( $\overline{CS}$ ) indique le début de la conversion lorsqu'il passe du niveau haut au niveau bas. Ce signal doit être maintenu au niveau bas durant toute la conversion. Le signal EMI est la tension induite lors de la commutation des MOSFET par couplage dans une sonde d'un tour de fil placée dans le convertisseur de puissance. Le signal DATA est le résultat de la conversion analogique à numérique. En observant les échantillons 1, 2 et 3 sur la figure 8.20, on observe que la commutation du MOSFET de puissance n'altère pas du tout la communication entre le FPGA et le CAN.

## 8.6 Application 2 : Calcul des pertes de commutation par inductance mutuelle

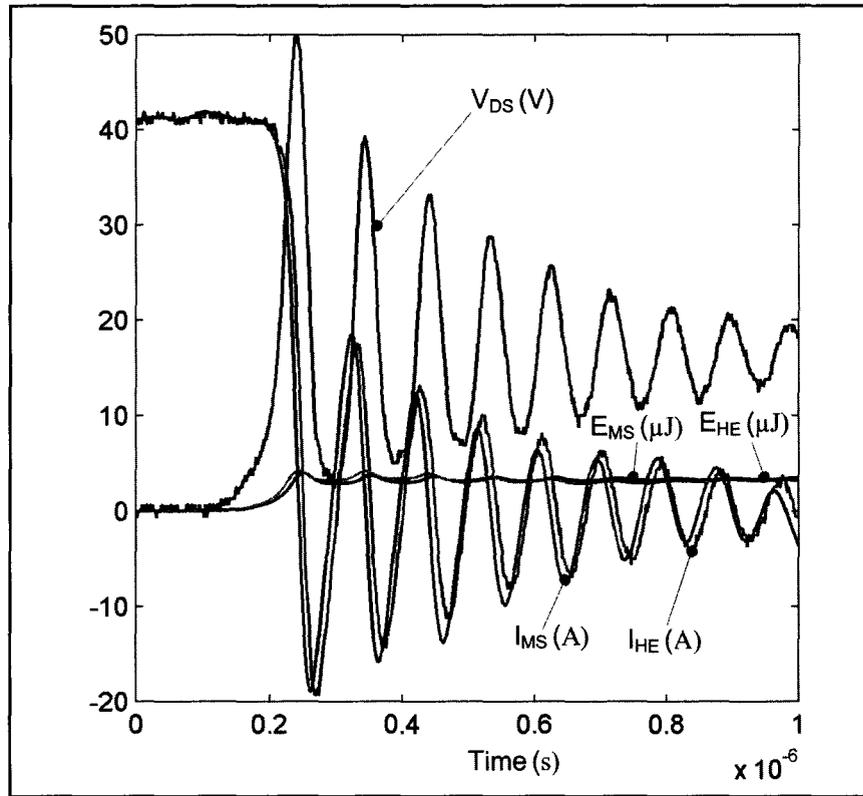
Cette application démontre comment il est possible de calculer les pertes de commutation d'un semi-conducteur de puissance qui est inséré dans un circuit imprimé. Pour calculer les pertes, le courant circulant dans le dispositif ainsi que la tension à ses bornes sont requis lors de la commutation. La mesure de la tension est facilement réalisable par l'utilisation d'une sonde différentielle isolée. La mesure du courant est toutefois plus complexe à obtenir.



**Figure 8.20 Circuit expérimental utilisé pour calculer les pertes de commutation du MOSFET de puissance.**

Les oscilloscopes que l'on retrouve sur le marché utilisent des sondes à effet Hall possédant une large bande passante. En raison de la mécanique volumineuse de ces sondes, cette technologie n'est pas utile pour mesurer le courant circulant dans une trace de circuit imprimé. De plus, effectuer la conception d'un circuit en incluant une maille supplémentaire permettant d'introduire ce type de sonde dans un circuit présentant de fortes variations temporelles de courant est peu recommandable. Effectivement, ceci augmente l'inductance de fuite de la maille. Rappelons que cette inductance de fuite entraîne une augmentation des pertes de conduction ce qui fausse la mesure.

Ce qui est proposé dans cette application est de mesurer le courant circulant dans le semi-conducteur en utilisant l'inductance mutuelle entre le circuit de puissance et le circuit de mesure. Ce circuit de mesure est en fait une sonde d'un tour de fil reliée à la sonde de l'oscilloscope. Cette sonde est illustrée à la figure 8.20.



**Figure 8.21 Mesures expérimentales de la tension et du courant du semi-conducteur de puissance.**

La tension induite dans le circuit de mesure est donnée par l'équation (8.14).

$$V_s(t) = M \frac{\partial i}{\partial t} \quad (8.14)$$

où  $M$  est l'inductance mutuelle entre le circuit de puissance et le circuit de mesure,  $\partial i / \partial t$  est la dérivée temporelle du courant circulant dans le circuit imprimé de puissance et  $V_s(t)$  est la tension collectée par le circuit de mesure. En intégrant de part et d'autre l'équation (8.14), on obtient la relation (8.15).

$$i(t) = \int \frac{\partial i}{\partial t} + i_0 = \int \frac{V_s(t)}{M} dt + i_0 \quad (8.15)$$

où  $i_0$  est le courant circulant dans la charge lorsque le semi-conducteur s'ouvre ou se ferme. Ce courant variant lentement dans le temps peut être mesuré facilement avec une sonde à effet Hall puisque les terminaux de la charge sont aisément accessibles. Les modèles électromagnétiques précalculés sont très utiles pour déterminer la valeur de l'inductance mutuelle  $M$ . Également, ils sont utilisés pour déterminer le meilleur emplacement pour l'insertion du circuit de mesure. Dans le cas présenté ici, l'inductance mutuelle est de 9nH. La figure 8.21 présente la tension aux bornes du drain du MOSFET ( $V_{DS}$ ), le courant circulant dans la trace de circuit imprimé ( $I_{MS}$ ) donné par la relation (8.15), le courant mesuré par la sonde à effet Hall ( $I_{HE}$ ), les pertes de commutation données par l'utilisation de (8.15) et de ( $V_{DS}$ ) et ( $E_{MS}$ ) et celles calculées par la sonde à effet Hall ( $E_{HE}$ ). La sonde à effet Hall présente un faible retard par rapport au courant relevé par la méthode proposée. Ce retard est de 8,5 ns tel que spécifié par le fabricant de la sonde. Ce retard doit être compensé pour calculer les pertes adéquatement. Comme démontré par la figure 8.21, les pertes calculées par la méthode proposée sont très similaires à celles obtenues par l'utilisation de la sonde à effet Hall (avec le délais compensé).

## 8.7 Conclusion

L'utilisation des modèles électromagnétiques précalculés est une approche efficace et précise pour prédire la distribution du champ magnétique dans les convertisseurs de puissance. Cette nouvelle technologie friendly-user ne demande pas un niveau d'expertise élevé en électromagnétisme et en éléments finis, ce qui permet aux concepteurs de faire des analyses d'EMI avancées. Deux applications ont été présentées dans ce chapitre. La première application est l'inclusion d'un circuit de faible puissance directement dans un convertisseur de puissance à proximité des champs magnétiques intenses variant dans le temps. Par une bonne orientation du champ, on évite le couplage entre le circuit de faible et de forte puissance ce qui augmente la fiabilité du convertisseur. Pour cette application, les modèles électromagnétiques précalculés sont utilisés pour visualiser la distribution du champ et de confirmer l'orientation du champ. Dans la seconde application, le courant dans une trace de circuit imprimé est relevé par couplage mutuel. Cette approche est non invasive et elle

préserve le comportement réel du circuit en ne modifiant pas le circuit imprimé. Le courant relevé est utilisé pour calculer les pertes de commutation d'un MOSFET de puissance. Dans ce cas, les modèles électromagnétiques précalculés sont utilisés pour calculer l'inductance mutuelle requise pour obtenir le courant circulant dans la trace de puissance. Ceci complète les travaux qui ont été effectués dans le cadre de cette thèse de doctorat. Nous allons maintenant passer à la conclusion et aux recommandations formulées suite à ce travail.

## CONCLUSION

Les techniques présentées dans cette thèse représentent une gamme d'outils intéressante permettant la modélisation des convertisseurs de puissance. Ces outils, développés lors de ces recherches, sont divisés en deux grandes familles : les techniques de modélisation et les techniques de conception. L'orientation du champ magnétique ainsi que les modèles électromagnétiques précalculés font partie des techniques de conception, car elles ne s'attaquent pas directement à la modélisation, mais fournissent des outils de conception efficaces. Ces outils permettent au concepteur d'un convertisseur de prendre des décisions plus éclairées sur la disposition des pièces dans le convertisseur. L'écriture des équations d'état et l'identification des inductances de fuite font partie de la seconde famille soit la modélisation des convertisseurs de puissance. Cette famille permet de développer des modèles qui permettent la quantification des pertes de commutation ainsi que les dynamiques de commutation.

Il serait prétentieux d'affirmer que les travaux présentés dans cette thèse permettent de résoudre tous les problèmes liés à la fabrication des convertisseurs de puissance, car il s'agit d'un domaine complexe qui possède plusieurs facettes. Malgré tous les efforts déployés pour rendre l'approche systématique, la conception des convertisseurs de puissance sera toujours un mélange entre l'imagination du concepteur et la boîte à outil disponible. Néanmoins, les travaux effectués dans le cadre de cette thèse permettent de combler une partie fondamentale des besoins dans l'un ou l'autre de ces requis et constitue à notre avis, un pas de géant dans l'amélioration des techniques de fabrication des convertisseurs de puissance.

## RECOMMANDATIONS

La modélisation des convertisseurs de puissance est un domaine très vaste et même si beaucoup d'efforts ont été déployés dans cette thèse pour y parvenir, il reste néanmoins plusieurs facettes non couvertes. Une de ces facettes est l'étude du champ magnétique autour des noyaux de poudre qui sont utilisés dans les convertisseurs de puissance à haute fréquence. Puisque la perméabilité de ces noyaux diminue avec la force magnétisante, la fuite des transformateurs hautes fréquences varie en fonction du courant. Puisque ces transformateurs sont utilisés dans la plupart des circuits d'alimentation tels que les flyback ou les ponts en H, il devient difficile de quantifier leur niveau d'émission électromagnétique due à cette variation fortement non linéaire.

## ANNEXE I

### LA DIFFUSION MAGNÉTIQUE

Si la montée du courant s'effectue plus rapidement que la diffusion des densités de courant dans un conducteur, certaines parties du conducteur présentent une densité de courant supérieure à celle qu'elles auront en régime établi. Puisque dans le cas des MOSFET de puissance le courant peut facilement varier de 50A en moins de 250ns et que la durée de diffusion de ces courants dans le conducteur atteint 1  $\mu$ s tel que mentionné précédemment, il est évident que la diffusion magnétique n'est pas un phénomène négligeable dans le calcul des modèles magnétiques précalculés. Il faut donc évaluer l'impact de ce phénomène important. Puisque la diffusion magnétique est un problème fort complexe à résoudre, il faut utiliser une géométrie simple qui permet néanmoins de représenter adéquatement le phénomène présent dans les traces métalliques d'un convertisseur de puissance.

Selon les recherches effectuées, il n'existe pas de modèles simples dans le domaine temporel pour déterminer l'effet pelliculaire dans une géométrie bidimensionnelle quelconque. La méthode présentée dans la prochaine section constitue alors une contribution importante qui permet de réaliser cette analyse sans avoir recours aux logiciels par éléments finis. La prochaine section est consacrée à la description de cette méthode. La diffusion magnétique compte parmi les phénomènes les plus complexes en électromagnétisme (Melcher et Hauss, 1989). La formulation de ce problème s'énonce en débutant par l'équation de Faraday.

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \dot{\vec{H}} \quad (I.1)$$

Si le milieu est métallique et que celui-ci est très conducteur, le courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Ampère peut être négligé en comparaison du courant de conduction se conduit à l'expression suivante :

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} \quad (I.2)$$

L'aluminium et le cuivre que l'on retrouve dans les convertisseurs de puissance font partie des excellents conducteurs. En utilisant la loi d'Ohm donnée par :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (I.3)$$

Et en l'introduisant dans (I.1), on obtient :

$$\nabla \times \frac{\vec{J}}{\sigma} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (I.4)$$

En remplaçant  $\vec{J}$  qui est donné par l'expression (I.2) dans (I.4), on a que :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = -\sigma \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} \quad (I.5)$$

En utilisant la jauge de Coulomb dans (I.5) ( $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ ), il est possible d'écrire finalement que :

$$\nabla^2 \vec{H} = \sigma \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (I.6)$$

Il s'agit de l'équation de la diffusion magnétique. La résolution de cette équation même pour une géométrie simple demeure une opération très ardue (Basto, 1997). En explicitant l'expression (I.6), il est possible d'évaluer la justesse de ce propos.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z^2} &= \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} \\
\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial z^2} &= \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} \\
\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial z^2} &= \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t}
\end{aligned} \tag{I.7}$$

Une méthode de calcul de l'effet pelliculaire est proposée dans (Yen, Fazarinc et Wheeler, 1982) mais seulement pour des conducteurs circulaires. Puisque le conducteur circulaire est rarement utilisé dans les convertisseurs de puissance, il faut déterminer l'influence de l'effet pelliculaire sur les conducteurs rectangulaires. De plus, les traces des circuits imprimés sont très minces ce qui diverge fortement de la géométrie des conducteurs circulaires. La densité de courant dans un conducteur est exprimée par :

$$\vec{J} = J_x \vec{u}_x + J_y \vec{u}_y + J_z \vec{u}_z \tag{I.8}$$

Le rotationnel de ce vecteur est donné par :

$$\nabla \times \vec{J} = \left( \frac{\partial J_z}{\partial y} - \frac{\partial J_y}{\partial z} \right) \vec{u}_x + \left( \frac{\partial J_x}{\partial z} - \frac{\partial J_z}{\partial x} \right) \vec{u}_y + \left( \frac{\partial J_y}{\partial x} - \frac{\partial J_x}{\partial y} \right) \vec{u}_z \tag{I.9}$$

En supposant que les densités de courant dans le conducteur sont dirigées selon l'axe x seulement, l'expression (I.9) devient alors :

$$\nabla \times \vec{J} = \left( \frac{\partial J_x}{\partial z} \right) \vec{u}_y + \left( -\frac{\partial J_x}{\partial y} \right) \vec{u}_z \tag{I.10}$$

En remplaçant (I.9) dans (I.4) et en considant que  $H_x$  est nul dans (I.4), on obtient finalement que :

$$\frac{\partial J_x \vec{u}_y}{\partial z} - \frac{\partial J_x \vec{u}_z}{\partial y} = -\mu\sigma \left( \frac{\partial H_y \vec{u}_y}{\partial t} + \frac{\partial H_z \vec{u}_z}{\partial t} \right) \quad (\text{I.11})$$

En égalisant terme à terme les composantes vectorielles de (I.11), il vient que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_x}{\partial z} &= -\mu\sigma \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial J_x}{\partial y} &= \mu\sigma \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

Il faut maintenant déterminer une relation entre  $J_x$  et les intensités de champ magnétique  $H_y$  et  $H_z$ . Dans (Yen, Fazarinc et Wheeler, 1982), puisque le conducteur est circulaire, cette relation est donné en appliquant le théorème d'Ampère qui est donné par l'équation (I.13).

$$\oint_C (\vec{H} \cdot \vec{T}) dl = \iint_S (\vec{j} \cdot \vec{n}) ds = I \quad (\text{I.13})$$

Puisque la géométrie est circulaire, la relation entre  $I$  et  $H$  à l'intérieur du conducteur est simplement donnée par l'expression classique :

$$H_\phi(r) = \frac{I(r)}{2\pi r} = \frac{J\pi r^2}{2\pi r} = \frac{Jr}{2} \quad (\text{I.14})$$

Une telle relation ne peut être dérivée dans le cas des conducteurs rectangulaires. Il faut donc trouver un autre moyen de lier  $H$  et  $J$ . Puisque dans un conducteur le courant de déplacement est négligeable par rapport au courant de conduction, il existe un rapport direct entre  $H$  et  $J$ . Basée sur le principe de superposition, l'intégrale de Biot et Savart permet d'établir cette relation. Elle se présente comme suit :

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{\vec{j} \times \vec{a}_R}{R^2} dV \quad (\text{I.15})$$

où  $\vec{a}_R$  est un vecteur unitaire pointant du conducteur vers le point de calcul du champ. Le produit vectoriel contenu dans l'intégrale de Biot et Savart est le suivant :

$$\begin{aligned} \vec{j} \times \vec{a}_R &= (a_z J_y - a_y J_z) \vec{u}_x + (a_x J_z - a_z J_x) \vec{u}_y + (a_y J_x - a_x J_y) \vec{u}_z \\ \vec{j} &= J_x \vec{u}_x + J_y \vec{u}_y + J_z \vec{u}_z \\ \vec{a}_R &= a_x \vec{u}_x + a_y \vec{u}_y + a_z \vec{u}_z \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

Dans notre cas, puisque la densité de courant est toujours orientée dans la direction  $\vec{u}_x$  les composants  $J_y$  et  $J_z$  sont nuls. L'équation (I.16) se ramène donc à :

$$\vec{j} \times \vec{a}_R = (-a_z J_x) \vec{u}_y + (a_y J_x) \vec{u}_z \quad (\text{I.17})$$

Les termes  $a_z$  et  $a_y$  sont les composants du vecteur qui pointent du point de la source vers le point de calcul du champ. En fait, le vecteur complet est donné par :

$$\vec{a}_R = \frac{a_x \vec{u}_x + a_y \vec{u}_y + a_z \vec{u}_z}{R} = \frac{(p_x - x) \vec{u}_x + (p_y - y) \vec{u}_y + (p_z - z) \vec{u}_z}{R}$$

$p_x$  Coordonée x du point de champ  
 $p_y$  Coordonée y du point de champ  
 $p_z$  Coordonée z du point de champ

$$\quad (\text{I.18})$$

$$\text{Évidemment } a_x = \frac{(p_x - x)}{R} \quad a_y = \frac{(p_y - y)}{R} \quad a_z = \frac{(p_z - z)}{R} \quad (\text{I.19})$$

où  $R$  est la distance du point de source au point de champ. Le vecteur  $\vec{a}_R$  est donc unitaire puisque tous les déplacements sont divisés par le module. En substituant  $\vec{J} \times \vec{a}_R$  de l'expression (I.15) par l'expression (I.17), on obtient alors l'intégrale triple (I.20).

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V ((-a_z J_x) \vec{u}_y + (a_y J_x) \vec{u}_z) dV = \left[ -\frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{(p_z - z) J_x dV}{R^{3/2}} \right] \vec{u}_y + \left[ \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{(p_y - y) J_x dV}{R^{3/2}} \right] \vec{u}_z \quad (\text{I.20})$$

Il est possible d'observer d'après (I.20) que la densité de courant  $J_x$  peut être mise en évidence et que l'intégrale devient alors une constante qu'il est possible de considérer comme un gain. En posant :

$$k_y = -\frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{(p_z - z) J_x dV}{R^{3/2}} \quad k_z = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{(p_y - y) J_x dV}{R^{3/2}} \quad (\text{I.21})$$

La densité du champ magnétique peut alors s'écrire :

$$\vec{B} = J_x k_y \vec{u}_y + J_x k_z \vec{u}_z \quad (\text{I.22})$$

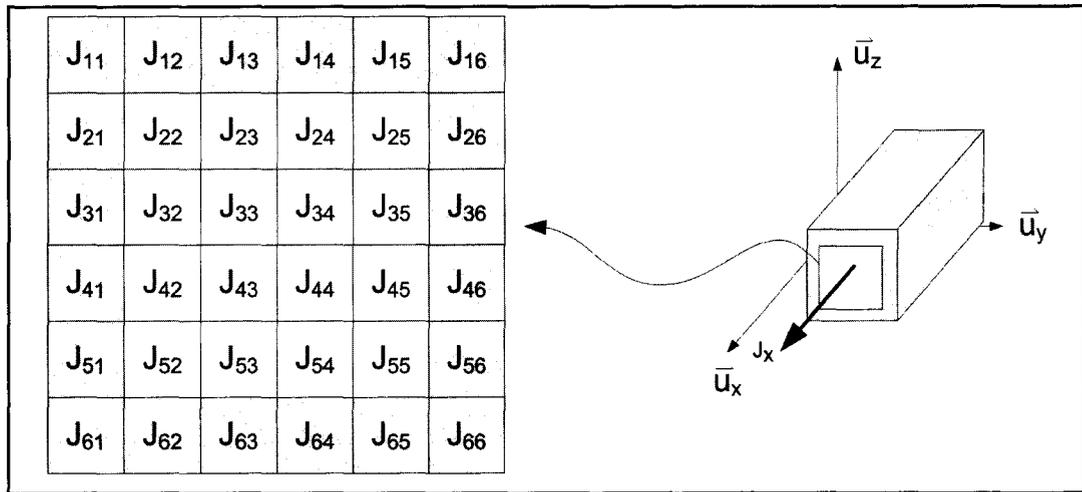
Puisque le métal est un milieu linéaire et isotropique, il est possible de lier  $B$  et  $H$  par la relation (I.23).

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{I.23})$$

En remplaçant (I.22) et (I.23) dans (I.12), on obtient l'expression (I.24).

$$\begin{aligned}\frac{\partial J_x}{\partial z} &= -\sigma \frac{\partial B_y}{\partial t} = -\sigma K_y \frac{\partial J_x}{\partial t} \\ \frac{\partial J_x}{\partial y} &= \sigma \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\sigma K_z \frac{\partial J_x}{\partial t}\end{aligned}\quad (\text{I.24})$$

Il faut maintenant résoudre cette équation. Le processus débute en identifiant la matrice des gains. La figure 1 illustre la division de la surface d'un conducteur rectangulaire en 36 tubes de courant rectangulaires orientés dans la direction des  $x$  positifs (sortant de la page).



**Figure I.1** Division du conducteur en tubes de courant.

Le champ magnétique résultant en un point est donné par :

$$\vec{B}_{P(x,y,z)} = \sum_{i=1}^{\text{Tous les segments}} J_{Xi} \left[ -\frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{(p_z - z)}{R^{3/2}} dV \right] \vec{u}_y + \left[ \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{(p_y - y)}{R^{3/2}} dV \right] \vec{u}_z \quad (\text{I.25})$$

Ou explicitement, dans le cas du conducteur rectangulaire présenté à la figure 1 :

$$\begin{aligned}B_{(p,q)y} &= ky_{11}^{pq} J_{21} + ky_{12}^{pq} J_{22} + ky_{13}^{pq} J_{23} + \dots + ky_{mn}^{pq} \\ B_{(pq)y} &= \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n ky_{ij}^{pq} J_{ij}\end{aligned}\quad (\text{I.26})$$

et

$$B_{(pq)z} = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n k_{ij}^{pq} J_{ij} \quad (I.27)$$

En considérant constantes les densités de courant des tubes en périphérie ( $J_{11}, J_{12}, \dots$ ), la variation temporelle du champ magnétique selon  $\hat{y}$  au point  $(pq)$  est donnée par :

$$\frac{\partial B_{(p,q)\hat{y}}}{\partial t} = \sum_{i=2}^{m-1} \sum_{j=2}^{n-1} k_{ij}^{pq} \frac{\partial J_{ij}}{\partial t} \quad (I.28)$$

Ainsi pour toutes les densités de courant situées au centre du conducteur :

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial B_{(1,2)\hat{y}}}{\partial t} \\ \frac{\partial B_{(1,3)\hat{y}}}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial B_{(m-1,n-1)\hat{y}}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{1,2}^{1,2} & k_{1,3}^{1,2} & \dots & k_{m-1,n-1}^{1,2} \\ k_{1,2}^{1,3} & k_{1,3}^{1,3} & \dots & k_{m-1,n-1}^{1,3} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{1,2}^{m-1,n-1} & k_{1,3}^{m-1,n-1} & \dots & k_{m-1,n-1}^{m-1,n-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial J_{(1,2)\hat{y}}}{\partial t} \\ \frac{\partial J_{(1,3)\hat{y}}}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial J_{(m-1,n-1)\hat{y}}}{\partial t} \end{bmatrix} \quad (I.29)$$

En substituant (I.29) dans (I.23), on obtient finalement que :

$$\begin{aligned}
 & -\sigma \begin{bmatrix} ky_{1,2}^{1,2} & ky_{1,3}^{1,2} & \dots & ky_{m-1,n-1}^{1,2} \\ ky_{1,2}^{1,3} & ky_{1,3}^{1,3} & \dots & ky_{m-1,n-1}^{1,3} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ ky_{1,2}^{m-1,n-1} & ky_{1,3}^{m-1,n-1} & \dots & ky_{m-1,n-1}^{m-1,n-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial J_{(1,2)}}{\partial t} \\ \frac{\partial J_{(1,3)}}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial J_{(m-1,n-1)}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial J_{(1,2)}}{\partial z} \\ \frac{\partial J_{(1,3)}}{\partial z} \\ \dots \\ \frac{\partial J_{(m-1,n-1)}}{\partial z} \end{bmatrix} \\
 & -\sigma \begin{bmatrix} kz_{1,2}^{1,2} & kz_{1,3}^{1,2} & \dots & kz_{m-1,n-1}^{1,2} \\ kz_{1,2}^{1,3} & kz_{1,3}^{1,3} & \dots & kz_{m-1,n-1}^{1,3} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ kz_{1,2}^{m-1,n-1} & kz_{1,3}^{m-1,n-1} & \dots & kz_{m-1,n-1}^{m-1,n-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial J_{(1,2)}}{\partial t} \\ \frac{\partial J_{(1,3)}}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial J_{(m-1,n-1)}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial J_{(1,2)}}{\partial y} \\ \frac{\partial J_{(1,3)}}{\partial y} \\ \dots \\ \frac{\partial J_{(m-1,n-1)}}{\partial y} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{I.30}$$

Or, il s'agit ici de deux systèmes qui peuvent être mis sous la forme :

$$\begin{aligned}
 [K_y] [j] &= [\partial J / \partial z] \\
 [K_z] [j] &= [\partial J / \partial y]
 \end{aligned} \tag{I.31}$$

Il est évident selon (I.31) qu'il n'est pas nécessaire de résoudre les deux systèmes. Par contre, les deux systèmes doivent donner le même résultat. Puisqu'il s'agit d'équation aux dérivées partielles hyperboliques, il faut discrétiser les variables temporelles et spatiales. La méthode des différences finies représente le moyen le plus direct d'y parvenir. En posant :

$$\begin{aligned}
\left. \frac{\partial J}{\partial z} \right|_{\substack{t = t_k \\ z = z_m \\ y = y_n}} &\approx \frac{J_{m+1,n}^k - J_{m-1,n}^k}{2\Delta z} & \left. \frac{\partial J}{\partial y} \right|_{\substack{t = t_k \\ z = z_m \\ y = y_n}} &\approx \frac{J_{m,n+1}^k - J_{m,n-1}^k}{2\Delta y} \\
\left. \frac{\partial J}{\partial y} \right|_{\substack{t = t_k \\ z = z_m \\ y = y_n}} &\approx \frac{J_{m,n}^{k+1} - J_{m,n}^k}{\Delta t}
\end{aligned} \tag{I.32}$$

Et en substituant les relations (I.32) dans (I.31), on obtient que :

$$\sigma [K_y] \left[ \frac{J_{m,n}^{k+1} - J_{m,n}^k}{\Delta t} \right] = \left[ \frac{J_{m+1,n}^k - J_{m-1,n}^k}{2\Delta z} \right] \tag{I.33}$$

Ainsi, en isolant  $J_{m,n}^{k+1}$ , dans (I.33), on a :

$$[J_{m,n}^{k+1}] = J_{m,n} + \sigma^{-1} [K_y]^{-1} \Delta t \left[ \frac{J_{m+1,n}^k - J_{m-1,n}^k}{2\Delta z} \right] \tag{I.34}$$

Il s'agit ici d'une méthode explicite de résolution. La convergence n'étant pas assurée, il faut choisir  $\Delta t$  et  $\Delta z$  convenablement. Selon les expérimentations numériques effectuées, un  $\Delta t$  de quelques picosecondes ainsi qu'un  $\Delta z$  de quelques millimètres suffisent pour assurer une convergence. En utilisant ces valeurs, le calcul s'effectue en quelques secondes. Une méthode implicite n'a pas été testée mais cette avenue pourrait certainement permettre l'utilisation d'un pas de calcul temporel plus large.

L'utilisation d'une trace rectangulaire de 0,5 mm par 20 mm illustre bien les géométries typiques que l'on rencontre dans les convertisseurs de puissance. Afin de valider les résultats obtenus par la méthode proposée, une équation analytique extraite de (Melcher et Hauss, 1989) pour un système similaire est utilisée. Elle est donnée par l'expression (I.35) :

$$J_y = \frac{K_p}{b} + \sum_{n=1}^{\infty} 2K_p \frac{(-1)^n}{b} \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) e^{-t/\tau_n} \quad (\text{I.35})$$

où

$$\tau_n = \frac{\mu\sigma b^2}{n\pi} \quad (\text{I.36})$$

En utilisant cette relation, on obtient des résultats similaires à ceux obtenus avec la méthode numérique présentée dans cette annexe.

## BIBLIOGRAPHIE

- Pan, Ching-Tsai, Tsung-Cheng Chen et Jenn-Jong Shieh. 1993. « A zero switching loss matrix converter ». In PESC'93 (20-24 Juin 1993). p. 545-550.
- Urankar, Laxmikant. 1982. « Vector potential and magnetic field of current-carrying finite arc segment in analytical form, Part III: Exact computation for rectangular cross section ». *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. 18, no .6, p. 545-550.
- Strydom, Johan Tjeerd et Jacobus Daniel van Wyk. 2003. « Volumetric limits of planar integrated resonant transformers : a 1MHz case study ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 18, no. 1, Janvier 2003, p. 236-247.
- Strydom, Johan Tjeerd et Jacobus Daniel van Wyk. 2002. « Investigation of thermally failure mechanism in integrated spiral planar power passives ». In *record of the 37th IAS Annual Meeting Conference* (13-18 octobre 2002). p. 1781-1786.
- Wheeler, Patrick W., José Rodriguez, Jon C. Clare, Lee Empringham et Alejandro Weinstein. 2002. « Matrix converters : a technology review ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 49, no. 2, Avril 2002, p. 276-288.
- Takayoshi, Matsuo, Steffen Berne, R. Stephen Colby et Thomas A. Lipo. 1996. « Application of the matrix converter to induction motor drives ». In *Industry Applications Conference, 1996. Thirty-First IAS Annual Meeting, IAS'96* (6-10 Octobre 1996). p. 60-67.
- Casadei, Domenico, Giovanni Serra et Angelo Tani. 2001. « The use of matrix converters in direct torque control of induction machines ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 48, no. 6, Décembre 2001, p.1057-1064.
- Craig, John. 2005. « Introduction to robotics : mechanics and control ». 4<sup>e</sup> éd. Upper Saddle River, N.J. : Pearson/Prentice Hall. 400 p.
- Incropera, Frank et David Dewitt. 2002. « Fundamental of heat and mass transfert ». 5<sup>e</sup> éd. New York ; Toronto : J. Wiley & Sons. 981p.
- Benda, Vitezslav. John Gowar et Duncan A. Grant. 1999. « Power semiconductor devices : theory and applications ». 1<sup>e</sup> éd. New York, N.Y. : J. Wiley and Sons. 419p.

- Gerald, Curtis Patrick O. Wheatley. 2004. « Applied numerical analysis ». 7<sup>e</sup> éd. Boston : Pearson/Addison-Wesley. 609 p.
- Fortin Blanchette, Handy. 2003. « Interfaçage d'une commande externe à un simulateur en temps réel d'entraînements électriques ». Mémoire de maîtrise en génie électrique, Montréal, École de technologie supérieure, 164 p.
- Hairer, Ernst et Gerhard Wanner. 1996. « Solving Ordinary Differential Equations II : Stiff and Differential-Algebraic Problems ». 3<sup>e</sup> éd. Springer.
- Champagne, Roger. 2001. « Simulation en temps réel à l'aide de la représentation d'état application à un entraînement électrique basé sur une machine asynchrone ». Thèse de doctorat. Montréal, École de technologie supérieure, 177 p.
- Balabanian, Norman et Theodore Bickart. 1969. « Electrical network theory / with contributions from the work of the late Sundaram Seshu ». 1<sup>e</sup> éd. New York, N.Y. : J. Wiley and Sons. 931 p.
- Gieras, Jacek et Mitchell Wing. 2002. « Permanent magnet motor technology : design and applications ». 2<sup>e</sup> éd. New York : Marcel Dekker. 590 p.
- Grant, Duncan et John Gowar. 1989. « Power MOSFETS : theory and applications ». 1<sup>e</sup> éd. New York, N.Y. : J. Wiley and Sons. 504 p.
- Anderson, Betty Lise et Richard Anderson. 2005. « Fundamentals of semiconductor devices ». 1<sup>e</sup> éd. Boston : McGraw-Hill Higher Education. 800p.
- Clementi, Steeve. B Pelly. 1981. « Understanding power MOSFET switching performance ». In *IEEE Ind. Appl. Symp. IAS81*. p. 763-776.
- Costa, François et Didier Magnon. 2005. « Graphical analysis of the spectra of EMI sources in power electronics ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 20, no. 6, Novembre 2005, p. 1491 - 1498.
- Boridy, Élie. 1990. « Électromagnétisme: Théorie et application ». 1<sup>e</sup> éd. corrigée. Sainte-Foy, Québec : Presses de l'Université du Québec. 843 p.
- Griffiths, David. 1999. « Introduction to electrodynamics ». 3<sup>e</sup> éd. Upper Saddle River, N.J. : Prentice-Hall. 576 p.

- Cheng, David. 1993. « Fundamentals of engineering electromagnetics ». 1<sup>e</sup> éd. Reading, Mass. : Addison-Wesley. 488 p.
- Bastos, Nathan Ida. 1997. « Electromagnetics and calculation of fields ». 2<sup>e</sup> éd. New York, N.Y. : Springer-Verlag. 565p.
- Melcher, James et Hermann Hauss. 1989. « Electromagnetic fields and energy ». 1<sup>e</sup> éd. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice-Hall. 742 p.
- Chandrupatla, Tirupathi et Ashok D. Belegundu. 2002. « Introduction to finite elements in engineering ». 3<sup>e</sup> éd. Upper Saddle River, N.J. : Prentice-Hall. 453 p.
- Ott, Henry. 1988. « Noise reduction techniques in electronic systems ». 2<sup>e</sup> éd. New-York, Toronto : John Wiley. 426 p.
- Jin, Meng, Ma Weiming, Pan Qijun, Kang Jun, Zhang Lei, Zhao Zhihua. 2006. « Identification of Essential Coupling Path Models for Conducted EMI Prediction in Switching Power Converters ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 21, no. 6, Novembre 2006, p. 1795-1803.
- Pengju, Jong, Shuo Wang et Fred C. Lee. 2008. « Common Mode EMI Noise Suppression for Bridgeless PFC Converters ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 23, no. 1, Janvier 2008, p. 291-297.
- Crebier, Jean-Christophe et Jean-Paul Ferrieux. 2004. « PFC full bridge rectifiers EMI modeling and analysis-common mode disturbance reduction ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 19, no. 2, Mars 2004, p. 378-387.
- Akagi, Hirofumi et Takayuki Shimizu. 2008. « Attenuation of Conducted EMI Emissions From an Inverter-Driven Motor ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 23, no. 1, Janvier 2008, p. 282-290.
- Gonzalez, David, Josep Blacells, Alfonso Santolaria, Jean-Charles Le Bunetel, Javier Gago, Didier Magnon et Stéphane Bréhaut. 2007. « Conducted EMI Reduction in Power Converters by Means of Periodic Switching Frequency Modulation ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 22, no. 6, Novembre 2007, p. 2271-2281.
- Mihalic, Frank et Dejan Kos. 2006. « Reduced Conductive EMI in Switched-Mode DC-DC Power Converters Without EMI Filters: PWM Versus Randomized PWM ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 21, no. 6, Novembre 2006, p. 1783-1794.

- Ala, Guido, Maria Di Piazza, Giovanni Tinè, Fabio Viola et Gianpaolo Vitale. 2006. « Numerical simulation of radiated EMI in 42 V electrical automotive architectures ». *IEEE Trans. on Magneticss*, vol. 42, no. 4, Avril 2006, p. 879-882.
- Laurin, Jean-Jacques, Safwat G. Zaky et Keith G. Balmain. 1995. « On the prediction of digital circuit susceptibility to radiated EMI ». *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, no. 4, Novembre 1995, p. 528-535.
- Vargas, René, Ulrich Ammann, José Rodriguez. 2009. « Predictive Approach to Increase Efficiency and Reduce Switching Losses on Matrix Converters ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 24, no. 4, Avril 2009, p. 894-902.
- Jussila, Matti et Heikki Tuusa. 2007. « Comparison of Simple Control Strategies of Space-Vector Modulated Indirect Matrix Converter Under Distorted Supply Voltage ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 22, no. 1, Janvier 2007, p. 139-148.
- Sato, Ikyua, Jun-ichi Itoh, Hideki Ohguchi, Akihiro Odaka et Hironori Mine. 2007. « An Improvement Method of Matrix Converter Drives Under Input Voltage Disturbances ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 22, no. 1, Janvier 2007, p. 132-138.
- Yoon, Young-Doo et Seung-Ki Sul. 2006. « Carrier-Based Modulation Technique for Matrix Converter ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 21, no. 6, November 2006, p. 1691-1703.
- Cardenas, Roberto, Ruben Pena et Jon Clare, Patrick Wheeler et Greg Asher. 2009. « Control of the Reactive Power Supplied by a WECS Based on an Induction Generator Fed by a Matrix Converter ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 56, no. 2, Février 2009, p. 429-438.
- Vargas, René, José Rodriguez, Ulrich Ammann et Patrick Wheeler. 2008. « Predictive Current Control of an Induction Machine Fed by a Matrix Converter With Reactive Power Control ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 55, no. 12, Décembre 2008, p. 4362-4371.
- Aten, M, G. Towers, C. Whitley, Patrick Weeler, Jon Clare et K. Bradley. 2006. « Reliability comparison of matrix and other converter topologies ». *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic System*, vol. 42, no. 3, Juillet 2006, p. 867-875.
- Casadei, Domenico, Jon Clare, Lee Empringham, Giovanni Serra, Angelo Tani, Andrew Trentin et Patrick Wheeler. 2007. « Large-Signal Model for the Stability Analysis of

- Matrix Converters ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 54, no. 2, Avril 2007, p. 939-950.
- Wheeler, Patrick, P. Zanchetta, Jon Clare, Lee Empringham, M. Bland, D. Katsis. 2007. « A Utility Power Supply Based on a Four-Output Leg Matrix Converter ». *IEEE Trans. on Industry Electronics*, vol. 44, no. 1, Février 2008, p. 174-186.
- Wijekoon, Thiwanka, Christian Klumpner, Pericle Zanchetta, Patrick Wheeler. 2008. « Implementation of a Hybrid AC/AC Direct Power Converter With Unity Voltage Transfer ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 23, no. 4, Juillet 2008, p. 1918-1926.
- Wheeler, Patrick, Jon Clare, Maurice Apap et Keith Bradley. 2008. « Harmonic Loss Due to Operation of Induction Machines From Matrix Converters ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 55, no. 2, Février 2008, p. 809-816.
- Zanchetta, Pericle, Patrick W. Wheeler, Jon C. Clare, Michael Bland, Lee Empringham et Dimosthenis Katsis. 2008. « Control Design of a Three-Phase Matrix-Converter-Based AC/AC Mobile Utility Power Supply ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 55, no. 1, Janvier 2008, p. 209-217.
- Wheeler, Patrick W. , Jon C. Clare, Michael Bland, Lee Empringham et Maurice Apap. 2002. « Gate drive level intelligence and current sensing for matrix converter current commutation ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 49, no. 21, Avril 2002, p. 382-389.
- Wheeler, Patrick W. , Jon C. Clare et Lee Empringham. 2004. « Enhancement of matrix converter output waveform quality using minimized commutation times ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 51, no. 1, Février 2004, p. 240-244.
- Podlesak, Thomas F, Dimosthenis C. Katsis, Patrick W. Wheeler, Jon C. Clare, Lee Empringham et Michael Bland. 2005. « A 150-kVA vector-controlled matrix converter induction motor drive ». *IEEE Trans. on Industry Electronics*, vol. 41, no. 3, Mai 2005, p. 240-244.
- Arias, Antoni, César A. Silva, Greg M. Asher, Jon C. Clare et Patrick Wheeler. 2006. « Use of a matrix converter to enhance the sensorless control of a surface-mount permanent-magnet AC motor at zero and low frequency ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 53, no. 2, Mai 2006, p. 440-449.

- Arias, Antoni, Lee Empringham, Greg M. Asher, Patrick W. Wheeler, Michael Bland, Maurice Apap, Mark Sumner et Jon C. Clare. 2007. « Elimination of Waveform Distortions in Matrix Converters Using a New Dual Compensation Method ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 54, no. 4, Août 2007, p. 2079-2087.
- Casadei, Domenico, Giovanni Serra, Angelo Tani et Luca Zarri. 2002. « Matrix converter modulation strategies: a new general approach based on space-vector representation of the switch state ». *IEEE Trans. on Industrial Electronics*, vol. 49, no. 2, Avril 2002, p. 370-381.
- Blanchette, Handy et Kamal Al-Haddad. 2005. « A new discrete packaging configuration of bidirectional power switch with less magnetic interference ». In *CCECE*. (1-4 Mai 2005). p. 1278-1282.
- Blanchette, Handy et Kamal Al-Haddad. 2006. « Switching Power MOSFET Performance: A Compromise Between EMI Generation and Thermal Consideration ». In *ISIE'06*. (9-13 Juillet 2006). p. 1293-1298.
- Blanchette, Handy et Kamal Al-Haddad. 2007. « Leakage inductance calculation for high power density converters applications ». In *IECON'07*. (5-8 Novembre 2007). p. 1402-1407.
- Blanchette, Handy et Kamal Al-Haddad. 2007. « The impact of power converter technologies on stand alone wind turbine applications ». In *EPC'07*. (25-26 Octobre 2007). p. 68-73.
- Blanchette, Handy et Kamal Al-Haddad. 2008. « A new approach to solve EMI related problems when designing reliable high power converters using precomputed electromagnetic models ». In *PESC'08*. (15-19 Juin 2008). p. 4405-4411.
- Blanchette, Handy et Kamal Al-Haddad. 2008. « Packaging bidirectional switch with less magnetic interference ». *IEEE Trans. on Power Electronics*, vol. 18, no. 1, Janvier 2008, p. 236-247.
- IXYS. 2008. « Fiche technique du transistor IXSFH32N50 ». En ligne. < <http://www.ixyspower.com> >. Consulté le 5 juin 2009.
- IRF. 2009. « HEXFET - MOSFET Spice model limitations ». En ligne. < <http://www.irf.com> : section faq Answer ID : 495 >. Consulté le 5 juin 2009.

- R-THETA. 2009. « R-TOOL thermal analysys software».  
En ligne. <[http://www.r-theta.com/rtools\\_front.html](http://www.r-theta.com/rtools_front.html)>. Consulté le 5 juin 2009.
- Texas. 2009. « Fiche technique du INA193 ».  
En ligne. <<http://www.ti.com>>. Consulté le 5 juin 2009.
- Avagotech. 2009. « Fiche technique du HCPL-3120 ».  
En ligne. <<http://www.avagotech.com>>. Consulté le 5 juin 2009.
- Wolfram. 2009. « Intégration à une variable par Mathematica. »  
En ligne. <<http://integrals.wolfram.com/index.jsp>>. Consulté le 5 juin 2009.
- Kramer, Kevin et Nicholas Hitchon. 1997. « Semiconductor Devices: A Simulation Approach ».  
1<sup>e</sup> éd. Prentice Hall. 704 p.
- Selberherr, Siegfried. 1984. « Analysis and Simulation of Semiconductor Devices ». 1<sup>e</sup> éd.  
Vien : Springer-Verlag.
- Gandhi, S.K.. 1977. « Semiconductor Power Devices: Physics of Operation and Fabrication Technology ». 1<sup>e</sup> éd. New-York : John Wiley & Sons.
- Yen, Chu-Sun, Zvonko Fazarinc et Richard L. Wheeler. 1982. « Time-domain skin-effect model for transient analysis of lossy transmission lines ». *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, no. 7, Juillet 1982, p. 750-757.
- Benda, H. et E. Spenke. 1967. « Reverse recovery processes in silicon power rectifiers - Référence suprême sur le fonctionnement des diodes épitaxiales ». *Proc. IEEE*, vol. 55, p. 1331-1354.