



**HAL**  
open science

# Etude des phénomènes électromagnétiques dans les condensateurs à films métallisés - nouvelle génération de condensateurs

Charles Joubert

► **To cite this version:**

Charles Joubert. Etude des phénomènes électromagnétiques dans les condensateurs à films métallisés - nouvelle génération de condensateurs. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 1996. Français. NNT : . tel-00002565

**HAL Id: tel-00002565**

**<https://theses.hal.science/tel-00002565>**

Submitted on 19 Mar 2003

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

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

**THESE**

Présentée devant

**L'ECOLE CENTRALE DE LYON**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

(Arrêté du 30/03/1992)

**Spécialité: Génie Electrique**

Préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE  
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE  
DE LYON

par

**Charles JOUBERT**

---

**ETUDE DES PHENOMENES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CONDENSATEURS  
A FILMS METALLISES - NOUVELLE GENERATION DE CONDENSATEURS**

---

Soutenu le 5 décembre 1996 devant la commission d'examen :

**JURY : Messieurs**

<b>A. MARTINEZ</b>	Professeur - LAAS	<b>Président</b>
<b>A. BEROUAL</b>	Maître de Conférences - CEGELY ECL	<b>Examineur</b>
<b>BUI AI</b>	Directeur de Recherche - LGET	<b>Rapporteur</b>
<b>B. DEMOULIN</b>	Professeur - Université des Sci. et Tech. Lille	<b>Examineur</b>
<b>A. GIZOLME</b>	Directeur général - Société "Le condensateur PRELYO"	<b>Invité</b>
<b>C. GLAIZE</b>	Professeur - USTL Montpellier II	<b>Rapporteur</b>
<b>G. ROJAT</b>	Maître de Conférences - CEGELY ECL	<b>Examineur</b>

A la mémoire du Professeur Louis Joubert, mon père

A ma mère

A tous les miens

## Résumé

Les condensateurs employés en électronique de puissance doivent fonctionner sous des courants importants de fréquences élevées et subissent ainsi des échauffements supplémentaires qui peuvent diminuer leur durée de vie.

Le travail présenté porte sur l'étude des phénomènes physiques prenant place dans les condensateurs bobinés à films secs métallisés. En particulier, les propriétés macroscopiques des bobinages (admittance, impédance) sont étudiées et permettent de calculer la répartition des champs électrique et magnétique et des courants dans une large gamme de fréquences. Il apparaît ainsi que les courants, homogènes à basse fréquence, se concentrent en certains points des condensateurs quand la fréquence augmente, ce qui peut conduire à des échauffements et à des défaillances.

Par ailleurs, les modèles élaborés ont permis de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques sur les performances des condensateurs, en particulier en haute fréquence. Ainsi, de nouvelles structures - plates et annulaires - permettent de minimiser les impédances propres des bobinages. Des connexions appropriées atténuent considérablement les effets des hautes fréquences dans les condensateurs de découplage. Une disposition symétrique des connexions réduit, en outre, les échauffements au sein des condensateurs. Les concepts présentés ont été validés expérimentalement sur différents prototypes et ont donné lieu à des réalisations dans des applications d'Electronique de Puissance et de Compatibilité Electromagnétique.

# **Introduction**



Dans l'évolution actuelle de l'électronique, le développement des systèmes d'électronique de puissance prend une place privilégiée. L'utilisation des composants de commutation statique permet, par exemple, la réalisation d'alimentations compactes et légères, de commandes sophistiquées pour les machines électriques, de dispositifs de compensation statique flexibles. Or, l'amélioration des convertisseurs statiques dépend de la capacité des composants actifs et passifs à commuter des puissances importantes à de hautes fréquences [1]. Les condensateurs employés en électronique de puissance doivent notamment résister à des courants de grande amplitude et dont le spectre fréquentiel peut s'étendre largement au-delà de 1 MHz. Par ailleurs, les condensateurs de découplage et de relèvement du facteur de puissance installés sur les réseaux à fréquence industrielle subissent, du fait du nombre croissant de convertisseurs statiques utilisés, des contraintes nouvelles liées à l'apparition d'harmoniques de courant élevés [2,3].

Il apparaît donc essentiel d'apporter aux condensateurs les mêmes soins dans l'étude et la réalisation qu'aux composants semi-conducteurs. En particulier, l'étude du comportement des condensateurs soumis à de hautes fréquences ne doit pas être seulement l'extrapolation de résultats classiques concernant les fréquences industrielles. Il nous a ainsi semblé important de considérer les différentes grandeurs physiques - champs électrique et magnétique, densité de courant - existant dans les condensateurs à films métallisés à basse et haute fréquences, de même que l'influence des constituants et de la structure des condensateurs sur ces mêmes grandeurs. Nos observations et les résultats de nos travaux ont été ordonnés en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous rappelons d'abord la structure générale des condensateurs, en insistant sur le rôle de leurs divers constituants. Nous présentons ensuite les diverses technologies utilisées et leurs domaines d'application, en retenant surtout les condensateurs bobinés à films secs métallisés.

Ceux-ci offrent une structure microscopique lamellaire qui induit des propriétés macroscopiques anisotropes. Ces propriétés sont mises en évidence, dans le deuxième chapitre, par l'étude de la répartition des courants et du champ électrique le long des armatures.

A partir du modèle macroscopique obtenu, nous pouvons modéliser la répartition du courant et du champ magnétique dans le condensateur pour diverses fréquences. Cette modélisation est présentée et validée expérimentalement, dans le troisième chapitre, pour différentes géométries des connexions.

Les phénomènes physiques ainsi décrits nous amènent à envisager de nouveaux types de condensateurs à films métallisés et nous décrivons en particulier, dans le quatrième chapitre, les structures qui permettent de diminuer l'inductance propre des condensateurs et le couplage entre circuits d'électronique de puissance.





# **Chapitre I**

## Généralités sur les condensateurs



## Introduction

Un condensateur est constitué de deux armatures conductrices séparées par un matériau diélectrique et reliées par des connexions aux bornes du circuit extérieur (fig. I-1). Son comportement électrique dépend des phénomènes physiques prenant place dans ses trois constituants - diélectrique, armatures et connexions.

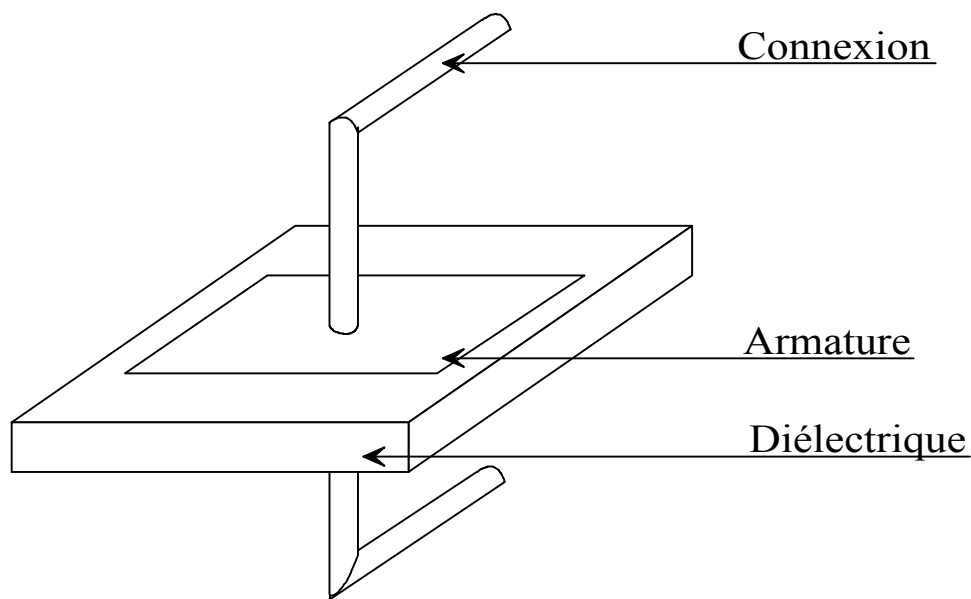


Figure I-1 : éléments constitutifs d'un condensateur

### I-1 Description schématique

Ainsi, quand les bornes du condensateur sont reliées à une source de tension, il apparaît un champ électrique  $E$  entre les deux armatures qui provoque la polarisation du diélectrique [4] et le stockage d'énergie électrostatique. Aux phénomènes de polarisation correspond l'apparition de courants de déplacement au sein du diélectrique et de courants de conduction dans les armatures. Ces derniers sont collectés par les connexions et dirigés vers les bornes du condensateur.

Cette description schématique du fonctionnement du condensateur montre la dépendance étroite qui existe entre diélectriques, armatures et connexions. On conçoit donc que la

modélisation et l'amélioration des condensateurs ne se résument pas à la seule étude des propriétés des diélectriques. Réciproquement, la conception de nouveaux diélectriques ou le choix entre diélectriques existants dépendent des contraintes exercées sur l'isolation par les champs et courants liés aux trois constituants du condensateur. Afin d'explicitier les contraintes subies, nous allons détailler le rôle de ces trois éléments et les conditions qui limitent leur fonctionnement.

## **I-2 Constituants des condensateurs**

### **I-2-1 Les diélectriques**

Les diélectriques, comme on l'a vu ci-dessus, sont des substances polarisables sous l'effet d'un champ électrique qui permettent d'emmagasiner de l'énergie électrostatique. Dans les diélectriques linéaires homogènes isotropes, cette énergie a pour expression :

$$w_e = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \|\mathbf{E}\|^2$$

où  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_r$  et  $\mathbf{E}$  représentent respectivement la permittivité du vide, la permittivité relative du diélectrique et le champ électrique. Pour augmenter cette densité d'énergie, on peut soit choisir un diélectrique à forte permittivité (céramique), soit utiliser le diélectrique sous des champs élevés homogènes. Cependant, au-delà d'une certaine valeur, le claquage du diélectrique survient. On peut distinguer plusieurs mécanismes de claquage.

#### **I-2-1-a Claquage intrinsèque**

Il est lié à l'interaction des électrons et des atomes du corps considéré. Les électrons gagnent de l'énergie sous l'influence du champ électrique qui les accélère. Pour les faibles valeurs de  $\mathbf{E}$ , l'énergie que gagnent ainsi les électrons est néanmoins rapidement cédée aux

atomes du matériau, ce qui conduit à un état d'équilibre. Cependant, à partir d'une certaine valeur du champ électrique, cet équilibre n'est plus possible car l'énergie gagnée par les électrons n'est pas complètement restituée au matériau : c'est la condition de claquage [5].

Le claquage peut également avoir lieu par avalanche. En effet, lorsque le nombre d'électrons dépasse une certaine limite, le courant de conduction électronique augmente de façon très importante jusqu'à rendre le diélectrique pratiquement conducteur.

### **I-2-1-b Claquage thermique**

Un diélectrique soumis à un champ électrique est le siège de différents types de pertes : les pertes dues aux phénomènes de polarisation (établissement de la polarisation), aux courants de conduction inhérents à la résistance finie du diélectrique et aux décharges partielles.

L'énergie perdue se transforme en chaleur et la température du diélectrique s'élève jusqu'à ce que la chaleur évacuée dans le milieu ambiant compense exactement la chaleur créée par les pertes. Cette température doit cependant rester inférieure à un certain seuil pour éviter la dégradation du diélectrique.

Par ailleurs, au-delà d'une certaine température, les pertes diélectriques augmentent. La chaleur dégagée croît et entraîne une élévation supplémentaire de température qui, en retour, augmente l'importance des pertes. Ce mécanisme de rétroaction positive peut conduire à un emballement thermique : la température augmente indéfiniment, le diélectrique se dégrade, et on en arrive au claquage.

### **I-2-1-c Claquage électromécanique**

Le claquage électromécanique est lié à la pression électrostatique

$$p = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \left( \frac{V}{e} \right)^2$$

qui est exercée sur le diélectrique d'épaisseur  $e$  quand une différence de potentiel  $V$  est appliquée aux bornes des armatures. Cette pression provoque une diminution de l'épaisseur du diélectrique, ce qui, en retour, augmente la pression. Il apparaît alors un déséquilibre mécanique qui peut conduire au claquage.

On peut remarquer qu'un matériau mou sera davantage sujet au claquage électromécanique qu'un matériau rigide. En particulier, les polymères sont fortement affectés par ce type de claquage. Il est cependant possible d'augmenter leur rigidité diélectrique en leur faisant subir des traitements mécaniques, comme la biorientation, qui les rendent plus résistants.

Le claquage peut aussi être favorisé par d'autres mécanismes :

### **I-2-1-d Les décharges partielles**

Elles se produisent dans des inclusions gazeuses [6,7]. La déperdition locale d'énergie qu'elles provoquent et l'élévation de température conséquente facilitent les claquages. De plus, les ions et les électrons produits lors des décharges altèrent les matériaux.

### **I-2-1-e Les charges d'espace**

Il peut exister, au sein du diélectrique, des charges qui perturbent la distribution du champ électrique [8] ; les zones où ce dernier est ainsi renforcé deviennent plus sujettes au claquage.

Ces charges proviennent de modifications du diélectrique (rupture de liaisons) ou sont injectées par les électrodes.

### **I-2-2 Les armatures**

Les armatures d'un condensateur possèdent deux fonctions : d'une part, elles imposent un champ électrique dans le diélectrique et, d'autre part, elles collectent le courant et le conduisent vers les connexions.

#### **I-2-2-a Etablissement du champ électrique**

Le champ électrique produit par les armatures doit être le plus homogène possible et son intensité doit être proche de

$$\|\mathbf{E}\| = \frac{V}{e}$$

où  $V$  et  $e$  représentent respectivement la différence de potentiel entre armatures et l'épaisseur du diélectrique. Cependant, sur les bords des armatures, l'intensité de  $\mathbf{E}$  est généralement plus forte, le rayon de courbure de l'armature étant beaucoup plus faible. Par ailleurs, la résistance finie des armatures entraîne, comme nous le verrons dans le deuxième chapitre de notre étude, une répartition non homogène du champ à fréquence élevée. Enfin, l'intensité du champ électrique peut aussi être augmentée localement à cause des rugosités du film, des défauts de la métallisation, de la présence de particules étrangères ou des inclusions gazeuses situées entre armatures et diélectrique [9]. Dans tous les cas, les renforcements du champ peuvent conduire à des décharges partielles et à des claquages, en particulier à l'extrémité des armatures, du fait de la présence de gaz et éventuellement d'impuretés dues aux connexions. Ces décharges partielles peuvent à leur tour endommager les connexions.

#### **I-2-2-b Collectage du courant**

Les armatures doivent permettre la circulation de courants importants sans dissipation de chaleur excessive. Cette chaleur s'ajoute en effet à celle produite par les pertes diélectriques et élève la température du condensateur. Notons aussi que le volume des armatures doit rester faible pour obtenir des condensateurs compacts. Enfin, pour les condensateurs dits auto-cicatrisants, les armatures ont elle-mêmes un rôle de fusible : en cas de rupture locale de l'isolation conduisant à un court-circuit, elles se volatilisent autour du défaut et l'isolent, évitant ainsi la mise hors service de la totalité du condensateur [10].

Notons également que les armatures participent à l'évacuation de la chaleur à l'extérieur du condensateur.

### **I-2-3 Les connexions**

Les connexions servent à relier les armatures au circuit extérieur. Le point faible de cette liaison se situe à la jonction avec les armatures, peu épaisses et donc mécaniquement fragiles. Les efforts électrostatiques et électrodynamiques qui s'exercent sur les armatures peuvent par conséquent entraîner des ruptures [11]. De plus, la réalisation de la jonction par projection de matières fondues (brasure, schoopage) provoque un échauffement du diélectrique qui doit être soigneusement contrôlé pour éviter sa dégradation et la dégradation du contact.

En outre, pour améliorer l'homogénéité du courant et de la température dans les armatures et pour diminuer l'inductance parasite du condensateur, une grande partie des armatures doit être effectivement reliée au circuit extérieur, ce qui constitue une contrainte supplémentaire.

Enfin, la nature et la disposition des fils de connexion au circuit extérieur sont loin d'être sans importance pour le fonctionnement du condensateur. En effet, comme nous le verrons dans le troisième chapitre de ce travail, la répartition des courants et donc les échauffements sont fortement affectés par la structure des conducteurs. Signalons, par ailleurs, que l'inductance du câblage est principalement responsable de l'inductance série du condensateur [12].



### I-3 Les condensateurs réels

La capacité d'un condensateur plan (fig. I-1) est proportionnelle à la surface des armatures en regard. Pour obtenir des capacités importantes dans des dimensions acceptables, il est donc nécessaire de replier le diélectrique sur lui-même pour parvenir à la disposition schématisée sur la figure I-2 où les armatures et les couches de diélectriques alternent. Dans la pratique, cette disposition est obtenue soit par un empilement de couches de diélectriques discontinues (technologies "cerfeuil", fig. I-3a), soit en enroulant les films continus de diélectriques autour d'un noyau isolant (fig. I-3b). Les technologies "cerfeuil" conviennent particulièrement pour les diélectriques rigides (céramiques, mica) mais elles sont parfois utilisées pour des polymères diélectriques [13]. En revanche, il est évident que les condensateurs bobinés sont réalisés uniquement avec des matériaux souples (papier, polymères).

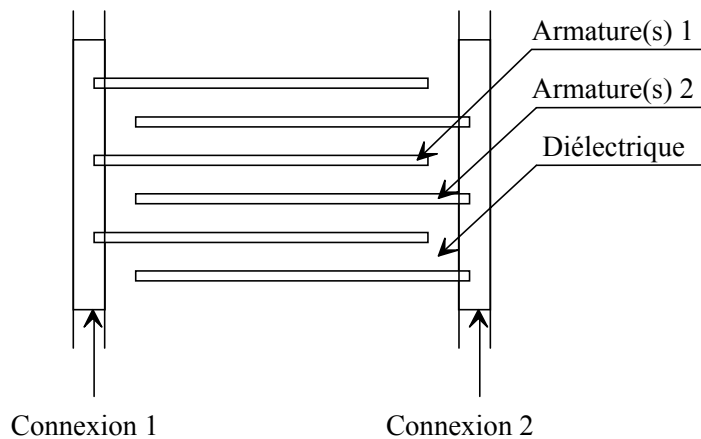
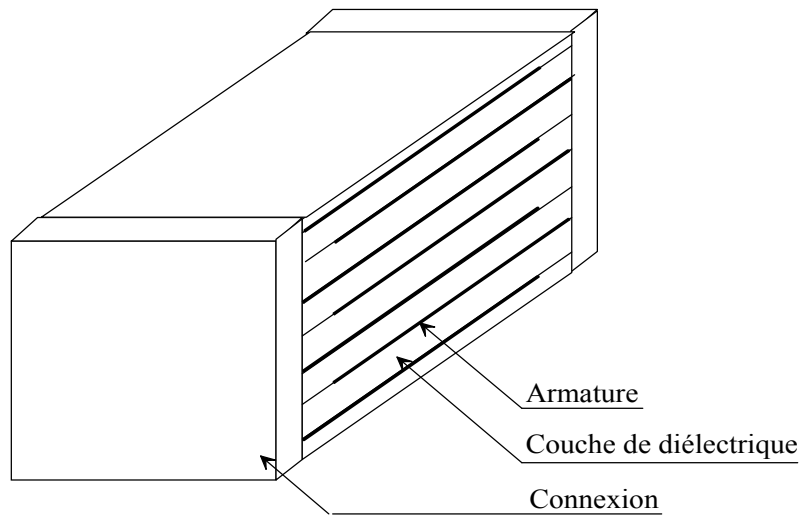
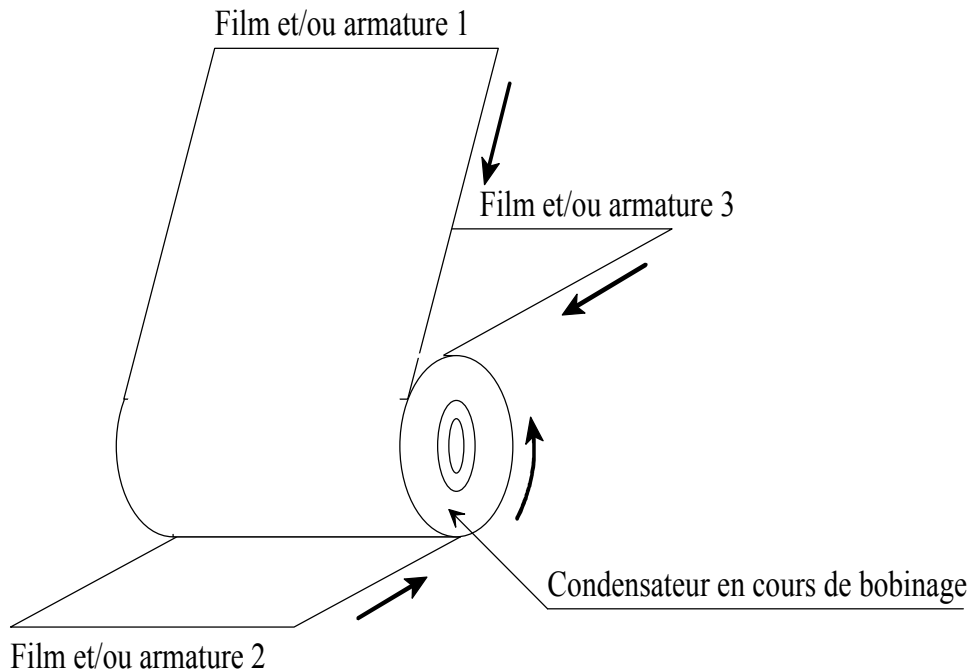


Figure I-2 : schéma d'un condensateur réel



a : technologie "cerfeuil"



b : condensateur bobiné

Figure I-3 : technologies employées pour la fabrication des condensateurs

### I-3-1 Technologies

#### I-3-1-a Les condensateurs céramiques multicouches

Les couches de diélectrique et les armatures ne sont pas ici enroulées autour d'un axe, mais empilées (technologie "cerfeuil") [14]. Les céramiques employées comme diélectriques

possèdent des permittivités relatives élevées, de 300 à 12000. La résistance et l'inductance série de ce type de condensateur sont très faibles ; le prix reste élevé. On utilise ces condensateurs dans le filtrage de sortie des alimentations à découpage haute fréquence ainsi que dans les circuits d'aide à la commutation, pour leur comportement non linéaire.

### **I-3-1-b Les condensateurs électrolytiques**

Les deux armatures d'un condensateur électrolytique sont plongées dans un électrolyte [15]. Lors de la fabrication, on relie les deux armatures à une source de tension continue ; l'armature qui joue le rôle d'anode se couvre alors d'un dépôt d'oxyde isolant qui constitue le diélectrique. La principale caractéristique de ce type de condensateur est donc d'être polarisé. La valeur de la résistance et de l'inductance série est assez importante. On utilise ces condensateurs pour le filtrage continu.

### **I-3-1-c Les condensateurs imprégnés**

Les condensateurs imprégnés [16,17] sont constitués de deux diélectriques, un diélectrique solide et un diélectrique liquide. Le diélectrique liquide remplit l'espace libre laissé par le diélectrique solide et empêche ainsi le développement de décharges partielles préjudiciables à la durée de vie du condensateur. Les armatures sont des bandes d'aluminium présentant un minimum d'aspérités. Le diélectrique solide utilisé a d'abord été le papier (cellulose) dans les condensateurs tout papier.

Les condensateurs à diélectrique mixte papier-polypropylène sont apparus par la suite. Ils permettent d'utiliser les propriétés diélectriques du polypropylène (faibles pertes en particulier). Le papier sert de mèche pour imprégner le condensateur.

Une nouvelle étape technologique a été franchie avec l'apparition des condensateurs tout film. Dans ce type de condensateur, le papier est supprimé. L'imprégnation correcte du condensateur peut alors être obtenue de deux façons :

- par l'emploi de films en polypropylène rugueux ;

- par l'emploi d'armatures d'aluminium ondulées.

Dans les deux cas, les modifications apportées au contact armatures-diélectrique permettent au liquide d'imprégnation d'atteindre le cœur du composant.

La connexion des armatures admet plusieurs procédés :

- à l'aide de languettes métalliques reliées aux armatures : le contact s'établit alors en un seul point ; la résistance et l'inductance du condensateur sont assez élevées ;
- grâce à des armatures débordantes : chaque armature dépasse d'un côté du condensateur. Cela permet de souder en parallèle tous les tours de bobinage et de diminuer ainsi l'impédance du condensateur. Ce type de connexion est proche du schoopage des condensateurs à film métallisé.

#### **I-3-1-d Les condensateurs métallisés**

Les armatures d'un condensateur métallisé sont obtenues par métallisation des faces du diélectrique employé. Ce type d'armatures apporte deux avantages. D'abord, la couche métallique, peu épaisse, occupe un volume réduit et participe à la diminution de l'encombrement du condensateur [18]. Cependant, l'avantage majeur de cette technologie réside dans le pouvoir autocicatrisant des couches métalliques minces qui augmente la fiabilité du dispositif.

Les diélectriques employés peuvent être soit le papier (condensateurs au papier métallisé), soit des films de polymères (condensateurs à films métallisés) bobinés ou utilisés en technologie "cerfeuil". Dans la suite du présent travail, nous nous restreindrons à l'étude des condensateurs bobinés à film métallisé.

#### **I-3-2 Condensateurs bobinés à film métallisé**

Dans les condensateurs à film métallisé, une face de chaque film est métallisée et sert d'armature [15,16,17]. L'épaisseur de la couche de métal est de l'ordre d'une dizaine de nanomètres à 50 nanomètres. Comme elle est très fine, le film est autocicatrisable : si un

court-circuit apparaît entre les deux armatures, le courant qui circule alors dans le métal est suffisant pour échauffer et détruire localement la couche conductrice. L'isolation entre les deux armatures est ainsi rétablie au prix d'une légère diminution de la capacité totale du condensateur.

La métallisation ne couvre pas la totalité du film de polypropylène ; une marge de quelques millimètres est laissée pour éviter les courts-circuits entre les deux armatures. Du côté opposé à cette marge, l'épaisseur du dépôt est renforcée pour faciliter la connexion des armatures avec le circuit extérieur.

Pour former le condensateur, deux films métallisés sont enroulés sur un support isolant. La couche métallique de chaque film constitue une armature. La disposition des films est indiquée sur la figure I-4. Les deux films sont placés de telle sorte que leurs bords renforcés ne soient pas sur la même face latérale de l'enroulement. Un décalage latéral entre les deux films facilite le contact avec le schoopage.

Sur chaque face du bobinage alors constitué, on projette un alliage de zinc fondu qui établit un contact avec les armatures, appelé schoopage, et facilité par le décalage latéral obtenu, pendant le bobinage, entre les deux films. La métallisation du film 1 est en contact avec le schoopage sur une face du bobinage ; la métallisation du film 2 est en contact avec le schoopage de l'autre face. Le schoopage relie ainsi en parallèle toutes les spires du bobinage. En conséquence, l'inductance et la résistance dues au bobinage sont minimisées, ce qui constitue une propriété intéressante des condensateurs à film métallisé.

Sur chaque schoopage, on soude un fil de connexion qui mène à une borne de sortie. Un de ces fils peut repasser au centre du condensateur si le support isolant est creux.

Il ne reste plus qu'à introduire le condensateur dans un boîtier ou le mouler.

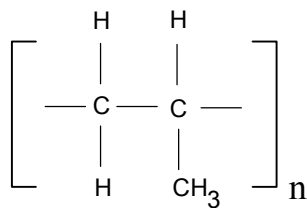
### **I-3-2-a Le diélectrique**

Les polymères utilisés dans la fabrication des condensateurs à films métallisés sont principalement le polypropylène, le polycarbonate et le polyterephthalate d'éthylène glycol

(Mylar ®). Le choix de l'un de ces matériaux dépend des conditions de fonctionnement et du type de condensateur à réaliser.

Le polypropylène, grâce à la stabilité de ses propriétés et à sa rigidité diélectrique élevée, est particulièrement répandu en électronique de puissance et en électrotechnique. Nous allons donc nous limiter à l'étude de ce matériau.

Le polypropylène, obtenu par polymérisation du propylène sous une pression comprise entre 1 et 5 MPa, est constitué de séquences de n motifs chimiques :



n étant compris entre 5000 et 10000. On peut distinguer, en fonction de la position du groupe méthyle par rapport à la chaîne carbonnée, trois structures pour les chaînes de polymères (fig. I-5) : pour la forme isotactique, les groupes méthyles sont tous situés du même côté ; pour la forme syndiotactique, leurs positions alternent ; pour la forme atactique, la répartition est aléatoire.

Le polypropylène utilisé dans la fabrication des films, polymérisé avec des catalyseurs stéréospécifiques de type Ziegler-Natta [19], contient principalement des chaînes isotactiques (taux d'isotacticité de 92% à 98%). Cette concentration en chaînes isotactiques entraîne l'existence de zones cristallines, les cristallites, entourées de zones amorphes. Le taux de cristallinité, qui est le rapport entre la masse des cristallites et la masse totale du polymère, varie de 60% à 70%.

Enfin, la masse volumique moyenne du polypropylène est de  $0,905.10^3 \text{ kgm}^{-3}$ .

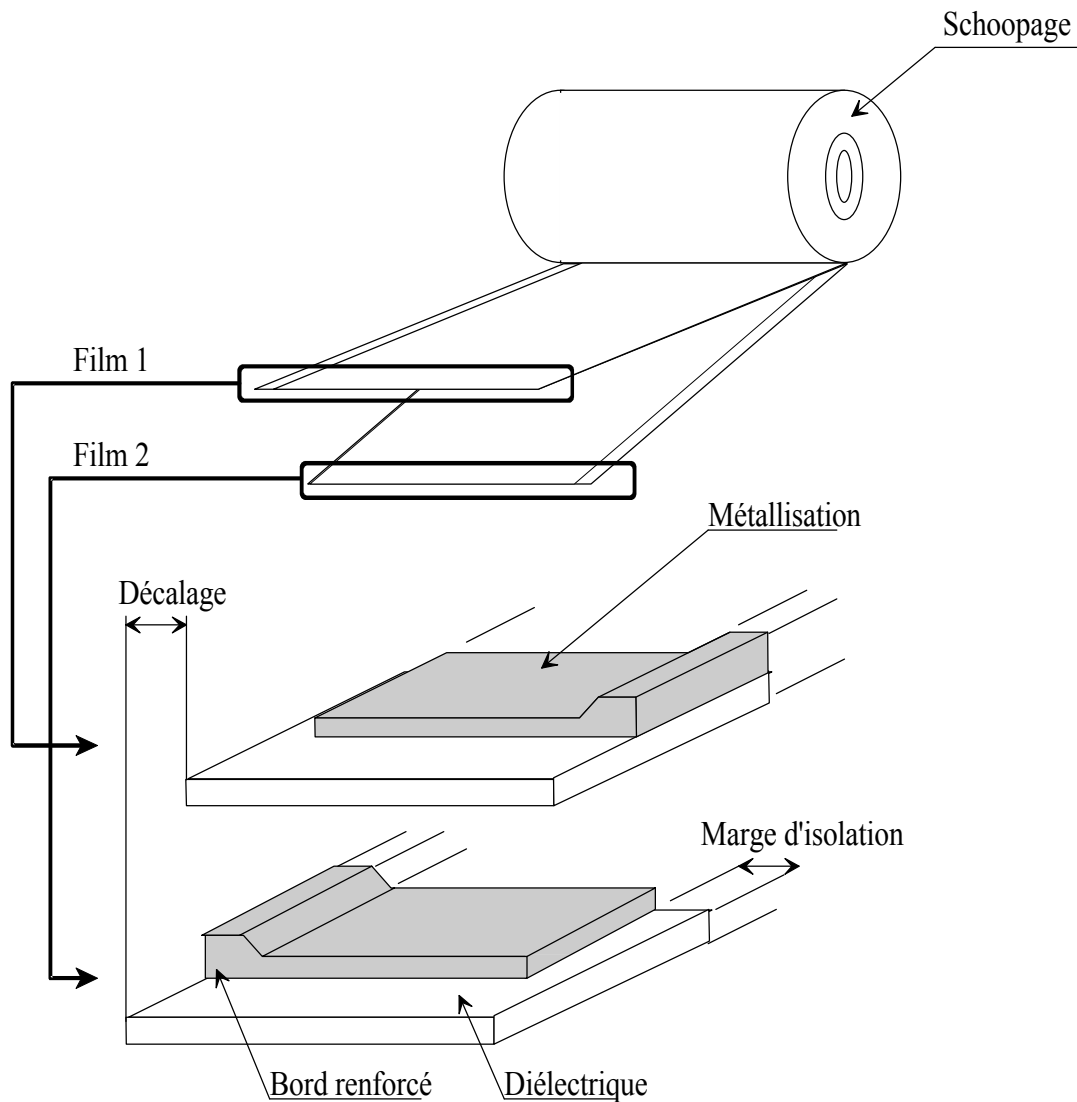


Figure I-4 : constitution d'un condensateur bobiné à films métallisés

### Propriétés thermiques

La température de fusion du polypropylène est comprise entre 160°C et 176°C et elle augmente quand la cristallinité augmente. Les condensateurs ne peuvent cependant pas supporter des températures aussi élevées à cause de la perte de rigidité diélectrique du film au-delà de 100°C.

La capacité thermique massique du polypropylène et sa conductivité thermique sont respectivement  $1700 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  et  $0,22 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

## Propriétés mécaniques

La résistance en traction du polypropylène et son module d'Young augmentent quand le taux de cristallinité augmente, ce qui explique l'emploi de polymères de haute isotacticité. Par ailleurs, un polymère de forte masse moléculaire est plus résistant à la traction mais son module d'Young est plus faible.

En outre, pour obtenir des films très résistants à la traction, on emploie des polymères à macromolécules orientées. Cette orientation est réalisée par un étirage du film à vitesse élevée. En effet, les molécules s'orientent parallèlement à la direction de l'effort et cette orientation est d'autant plus marquée que la vitesse d'étirage est importante. Ainsi, on peut obtenir des films orientés dont la résistance à la rupture avoisine 400 MPa alors qu'un film non orienté possède une résistance à la rupture de seulement 50 MPa.

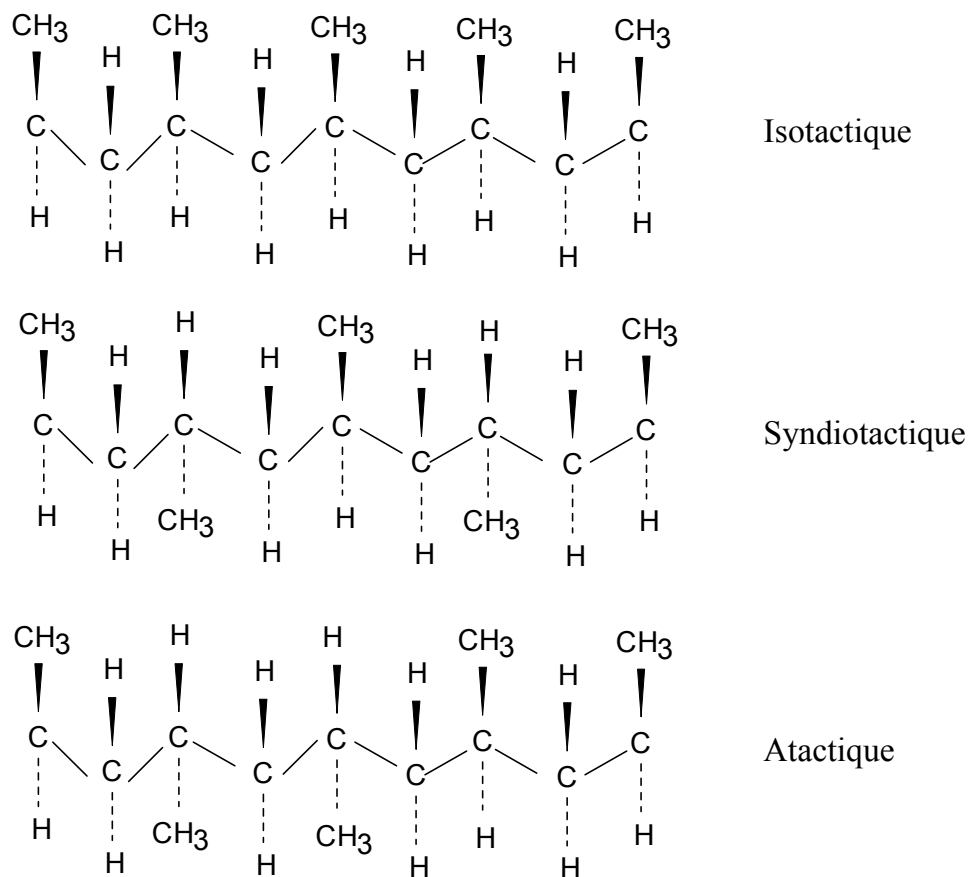


Figure I-5 : structures des chaînes de polypropylène.



### Propriétés diélectriques

Le polypropylène, qui possède une structure non polaire, constitue un très bon diélectrique. En particulier, son angle de pertes est faible (environ  $2 \cdot 10^{-4}$  à 1 kHz), sa rigidité diélectrique avoisine  $50 \text{MVm}^{-1}$  pour un film non étiré (de  $10 \mu\text{m}$  d'épaisseur) et  $400 \text{MVm}^{-1}$  en courant alternatif 50 Hz pour un film biétiré. En fait, la rigidité diélectrique dépend de l'épaisseur du diélectrique et des armatures utilisées (composition, état de surface, nature de l'interface [8]). La figure I-6 donne ainsi des tensions de service caractéristiques appliquées aux films métallisés [20].

Enfin, la constante diélectrique relative du polypropylène est de 2,2 et l'évolution de cette constante en fonction de la fréquence et de la température est peu marquée (fig. I-7).

### Causes de dégradation

Les causes de dégradation du polypropylène sont liées à des phénomènes mécaniques, thermiques ou chimiques [21].

Les agressions **mécaniques** du film de polypropylène (rayures, pliures) peuvent intervenir durant son élaboration, sa métallisation ou son bobinage. Les défauts occasionnés alors peuvent entraîner, à cause des irrégularités de surface qui leur sont liées, l'apparition de zones de concentration de champ électrique et la création de poches remplies de gaz. Lors de la mise en service du condensateur, il s'ensuit des risques accrus de décharges partielles. En outre, lorsque le bobinage est alimenté, les efforts électrostatiques et électrodynamiques dus respectivement aux tensions et aux courants électriques sont susceptibles de fragiliser le diélectrique.

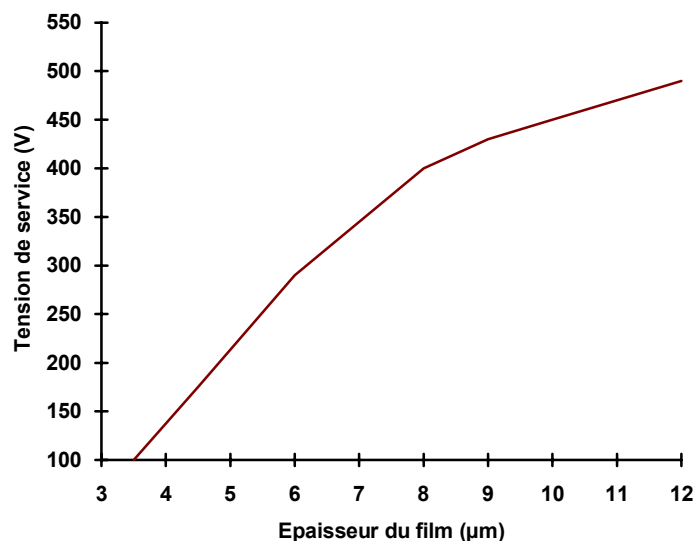


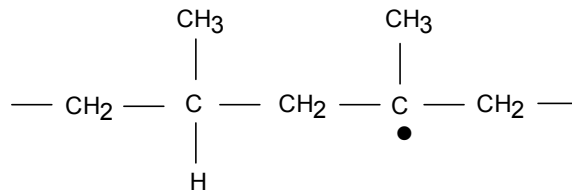
Figure I-6 : tension de service de films de polypropylène métallisé en fonction de leur épaisseur.

La dégradation **thermique** du polypropylène intervient à des températures supérieures à 350°C, c'est-à-dire lorsque le polymère est déjà fondu. Cette dégradation est due à la rupture des chaînes macromoléculaires qui entraîne par ailleurs la formation de radicaux. Elle conduit à l'apparition de produits de décomposition, en particulier de gaz (propane, éthane, méthane, ...) [21,22] qui peuvent à leur tour détériorer le condensateur, soit directement (effets mécaniques dus à la pression du gaz), soit indirectement (décharges partielles). Toutefois, la dégradation thermique n'intervenant qu'à des températures élevées, elle n'est généralement pas la cause de défaillance du condensateur, mais plutôt la conséquence d'un claquage.

La dégradation **chimique** du polypropylène sous les conditions normales d'utilisation correspond à une oxydation des chaînes de polymères. Cette oxydation résulte d'un mécanisme radicalaire qui comprend trois étapes : l'initiation, la propagation et la terminaison.

#### \* Initiation

L'initiation du processus est due à la formation de radicaux tertiaires sur une chaîne de polymère :

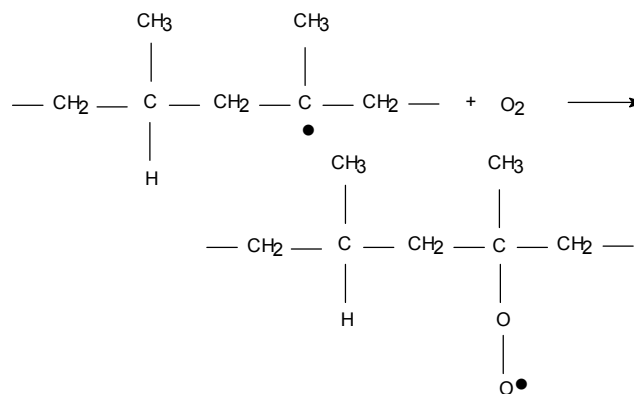


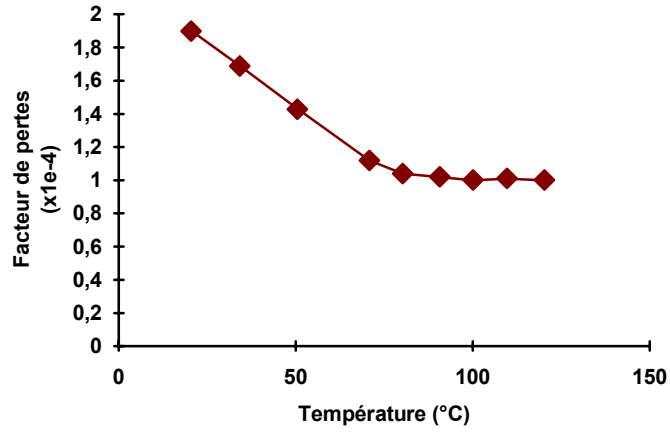
L'apparition de tels radicaux est liée :

- à une température élevée ;
- à des rayonnements énergétiques (rayons X,  $\alpha$ ,  $\beta$ ) ;
- à la présence d'impuretés dans le polymère (anthracène, résidus catalytiques) qui captent les rayons ultra-violet ;
- aux décharges dans les gaz (décharges partielles) et aux espèces excitées alors générées ;
- aux contraintes mécaniques.

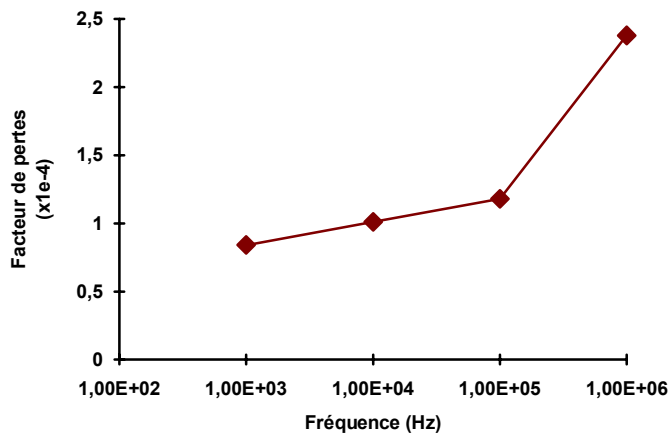
\* Propagation

Les radicaux tertiaires réagissent alors sur l'oxygène pour former des radicaux peroxydes :





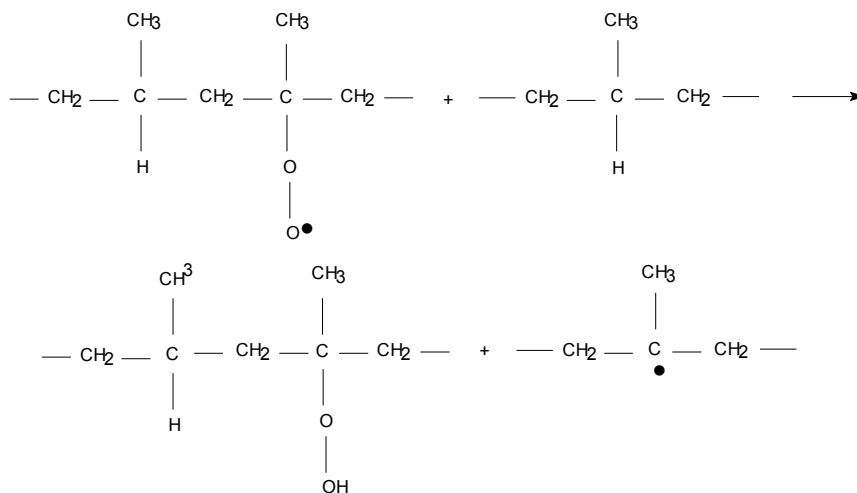
Fréquence : 1kHz



Température : 23°C

Figure I-7 : évolution des caractéristiques du polypropylène en fonction de la température et de la fréquence.

Les radicaux peroxydes réagissent à leur tour sur le polypropylène et régénèrent ainsi les radicaux tertiaires :



Cette étape de propagation peut intervenir entre deux chaînes distinctes de polymère (propagation intermoléculaire) ou le long de la même chaîne (propagation intramoléculaire). Cette dernière propagation est facilitée par la présence de chaînes isotactiques, les groupements méthyles se situant tous du même côté de la chaîne.

#### \* Terminaison

L'évolution des radicaux peroxydes conduit à la formation de diverses espèces chimiques :

- des alcools tertiaires ;
- des cétones avec éventuellement une rupture de la chaîne ;
- des aldéhydes ;
- des liaisons peroxydes entre chaînes qui conduisent à la réticulation du matériau.

Ces modifications peuvent fragiliser le polypropylène de deux façons :

- les transformations mécaniques (ruptures de chaînes, réticulations) entraînent l'apparition de contraintes mécaniques et éventuellement de fissures ;
- les groupements oxygénés peuvent capter les rayonnements ultra-violets et engendrer de nouveaux radicaux.

Pour limiter l'oxydation du polypropylène, il est nécessaire de réduire la quantité résiduelle de catalyseur. De plus, lors de la fabrication, divers additifs peuvent être rajoutés au polymère : des stabilisateurs d'états excités, des stabilisateurs de résidus catalytiques et des capteurs de radicaux.

### **I-3-2-b Fabrication du film**

#### Extrusion du film

Le polypropylène, obtenu sous forme de granulés, doit être chauffé à une température inférieure à sa température de fusion et extrudé à travers une filière pour obtenir un film qui est ensuite orienté par étirage suivant les directions longitudinales et transversales. Deux techniques permettent l'étirage : la technique du film tubulaire et celle du film à plat [23].

#### *Film tubulaire*

Dans la technique du film tubulaire, le film de polypropylène est extrudé à partir d'une filière circulaire (a) (fig.I-8) et atteint, à travers un premier jeu de rouleaux (b), la zone d'étirage (c). Dans cette partie du dispositif, il est réchauffé et surtout gonflé par de l'air injecté, ce qui conduit à son étirage simultané dans les directions transversales et longitudinales. Enfin, il est tiré par un deuxième jeu de rouleaux (d) et refroidi.

#### *Film à plat*

Le film peut aussi être extrudé à partir d'une filière plate (a), réchauffé puis étiré longitudinalement grâce à deux jeux de rouleaux (b) et (c) tournant à des vitesses différentes (fig. I-9). Le rapport des vitesses des rouleaux correspond aux taux d'étirage et varie de 5 à 7. Ainsi, un morceau de film carré de 50 cm de côté et de 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur mesurera 2,5 m de longueur pour 40  $\mu\text{m}$  d'épaisseur à la sortie du jeu (c) de rouleaux pour un taux d'étirage de 5. Ce même film est ensuite réchauffé et ses bords sont maintenus par une série de pinces (d) qui accompagnent son mouvement tout en s'écartant (fig. I-9). Le taux d'étirage transversal alors obtenu est voisin du taux d'étirage longitudinal. Ainsi, le morceau de film de l'exemple précédent aura l'apparence, en fin de chaîne, d'un carré de 2,5 m de côté et d'épaisseur 8  $\mu\text{m}$ .

La technique du film à plat permet d'obtenir des films minces d'épaisseur uniforme et est pour cela préféré à la technique du film tubulaire pour la fabrication de films à métalliser sous vide.

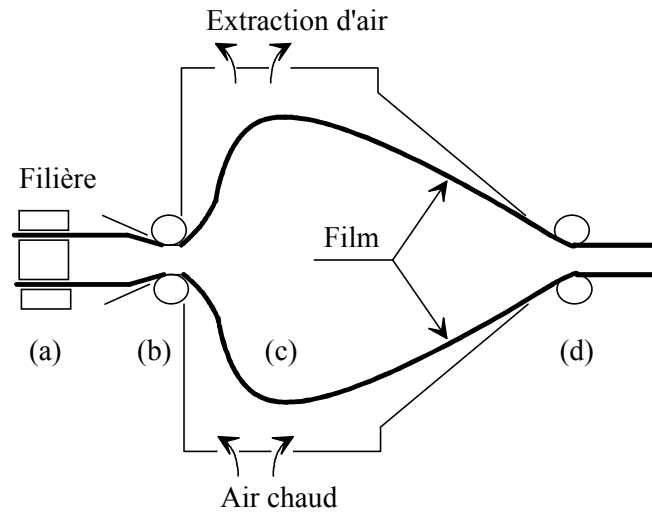


Figure I-8 : fabrication des films de polypropylène - film tubulaire.

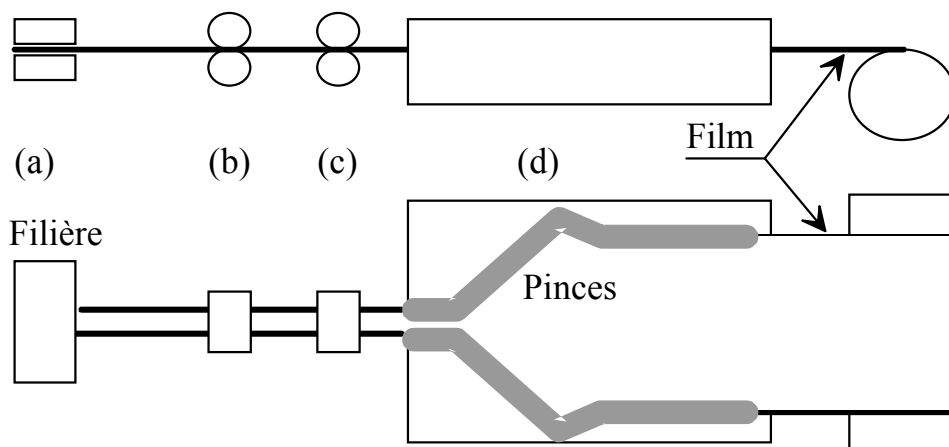


Figure I-9 : fabrication des films de polypropylène - film plat.

L'examen au microscope optique de la surface d'un film de polypropylène de 20  $\mu\text{m}$  d'épaisseur avant traitement et métallisation (fig. I-10a) fait apparaître deux types de défauts de surface :

- une rugosité uniformément répartie dont les grains mesurent environ 2 $\mu\text{m}$  de diamètre ;

- la présence de "bulles" elliptiques dont le grand axe est orienté suivant la largeur du film et qui résultent des étirages.

### Traitement du film

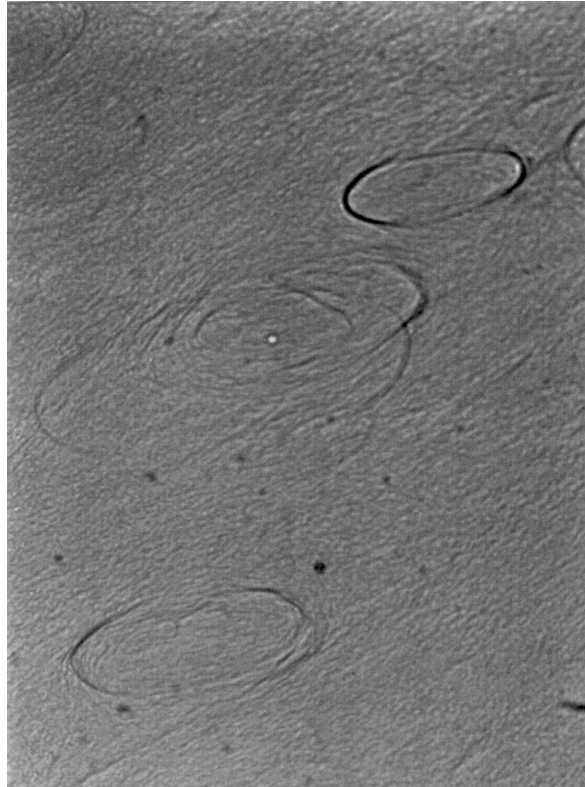
Afin de faciliter l'accrochage des couches métallisées et de diminuer la rugosité du film, ce dernier est traité par "effet corona" : un plasma est généré à la surface du film par une électrode portée à un potentiel élevé. Ce plasma entraîne l'injection de charges dans le polypropylène, la création de radicaux chimiques et ainsi la modification des chaînes de polymère.

D'autres traitements de surface sont envisageables, en particulier pour renforcer la tenue diélectrique du polypropylène [24]

### **I-3-2-c La métallisation**

Le film de diélectrique, traité par effet corona, reçoit ensuite une métallisation de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur qui joue le rôle d'armature. Cette métallisation est déposée par évaporation sous vide [25] dans une enceinte étanche. Sur la figure I-11, on distingue le film de polypropylène (a), qui est déroulé du dévideur (b) et passe sur un jeu de rouleaux (c) refroidis intérieurement. Ces rouleaux assurent la condensation des vapeurs métalliques issues des creusets (d) sur le film, tout en évitant la dégradation thermique de ce dernier. Enfin, le film métallisé est enroulé sur une bobine réceptrice (e). Durant tout le processus, une pompe (f) maintient dans l'enceinte un vide poussé (pression de gaz résiduels inférieure à  $10^{-2} Pa$ ) de façon dynamique. En effet, l'évaporation des métaux, les fuites éventuelles de l'enceinte et la présence de gaz adsorbé dans les métaux ou emprisonné dans les rouleaux de film tendent à "casser" le vide.



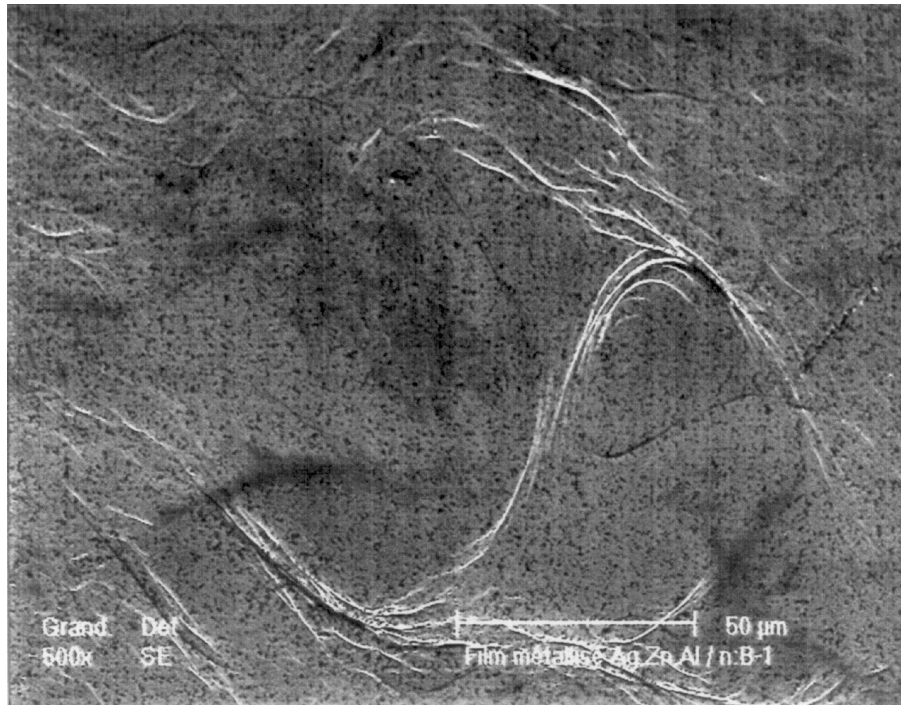


(a)

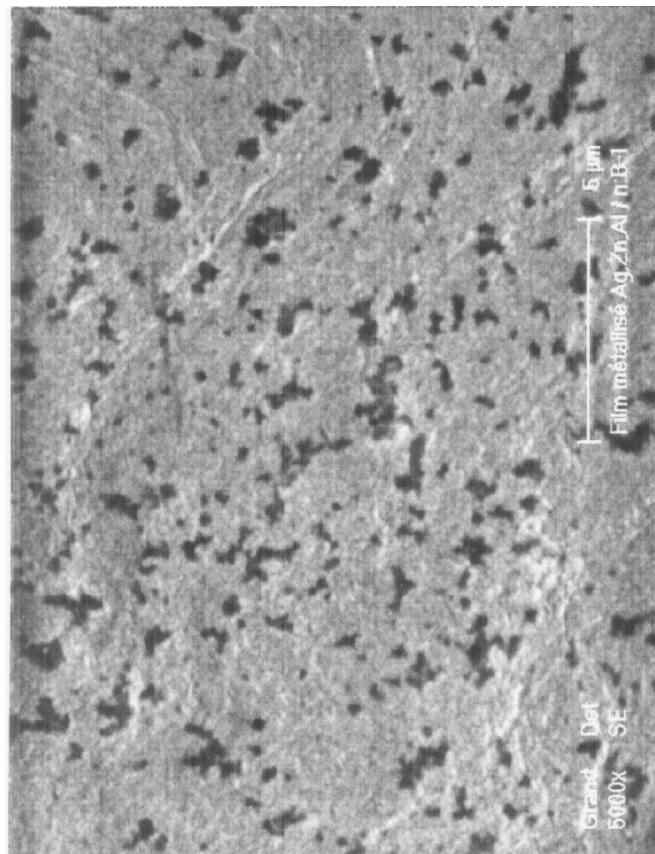


(b)

Figure I-10 : photographies du film de polypropylène : film de 20  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, non métallisé et non traité par effet corona (microscope optique, grossissement 150x) (a) ; film de 5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, non métallisé et traité par effet corona (microscope optique, grossissement 150x) (b) ;



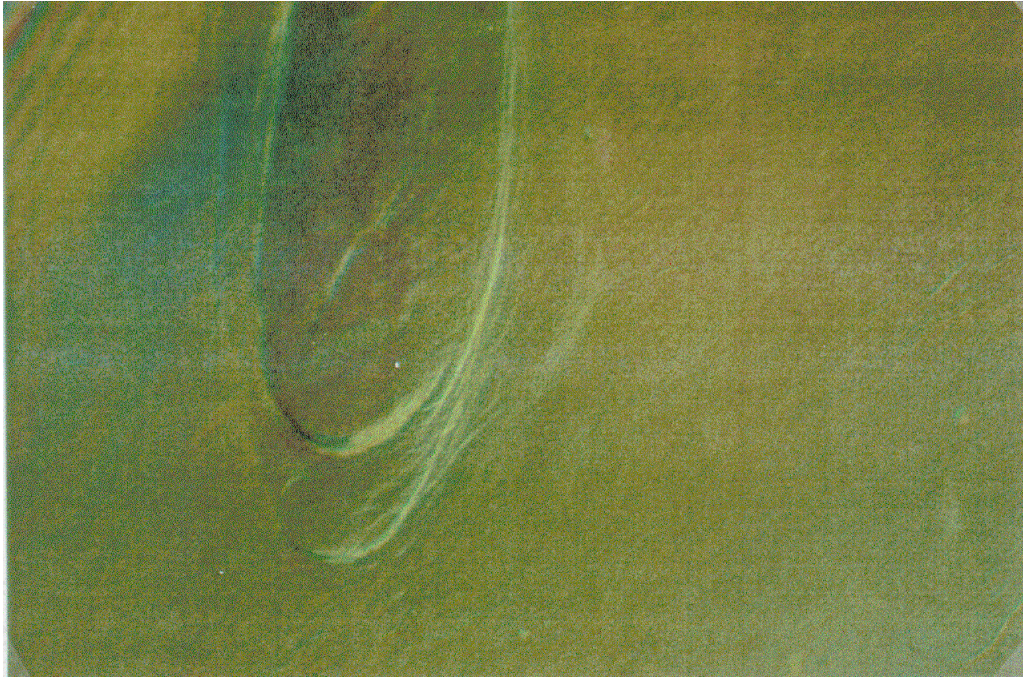
(c)



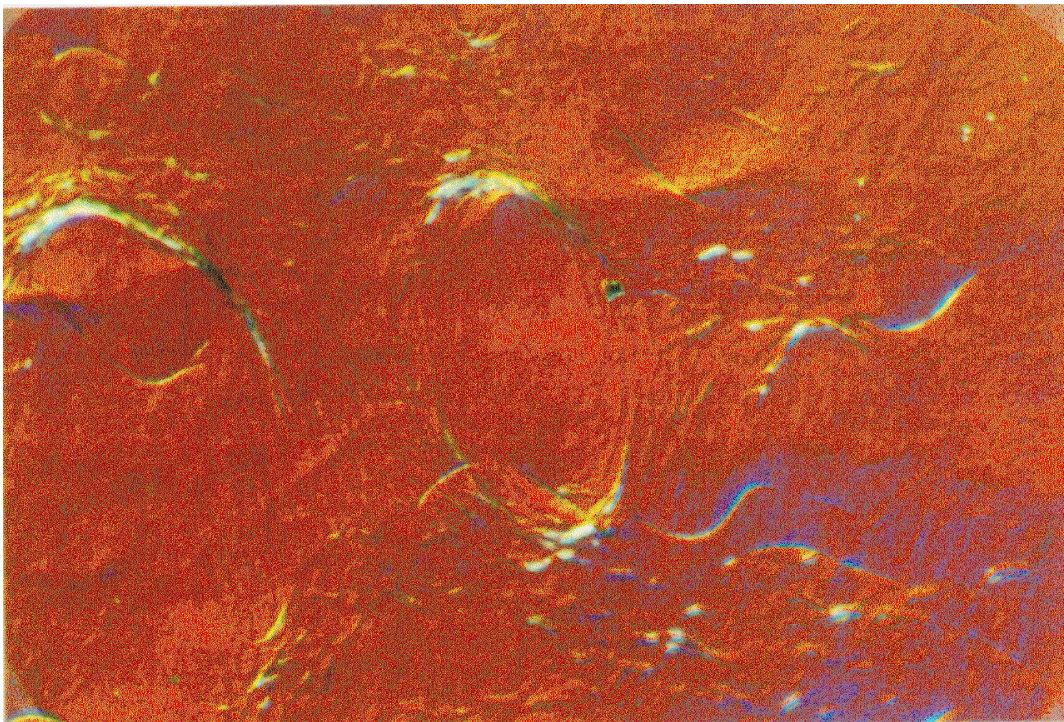
(d)

Figure I-10 : photographies du film de polypropylène : film traité par effet corona et métallisé (microscope électronique à balayage, grossissement 500x) (c) ; film traité par effet corona et métallisé (microscope électronique à balayage, grossissement 5000x) (d)





(e)



(f)

Figure I-10 : photographies du film de polypropylène : film traité par effet corona non métallisé (microscope à contraste interférentiel différentiel, grossissement 400x) (e) ; film traité par effet corona métallisé (microscope à contraste interférentiel différentiel, grossissement 400x) (f)

### Profil de métallisation

Pour obtenir le profil de métallisation du film représenté sur la figure I-4, on commence par métalliser un rouleau de film plus large, suivant, par exemple, le profil de la figure I-12. Ensuite le film est découpé aux marques A, B, C, D et E.

On obtient ainsi, toujours suivant l'exemple de la figure I-12, six rouleaux semblables de film : trois rouleaux correspondant au profil du film 1 (fig. I-4), découpés suivant UA, BC et DE ; et trois rouleaux correspondant au profil du film 2 (fig. I-4), découpés suivant AB, CD et EV.

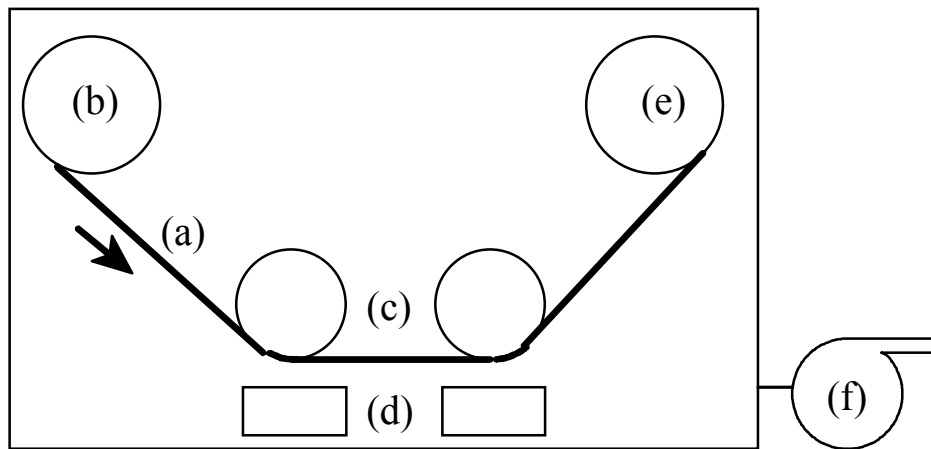


Figure I-11 : métallisation du film de polypropylène.

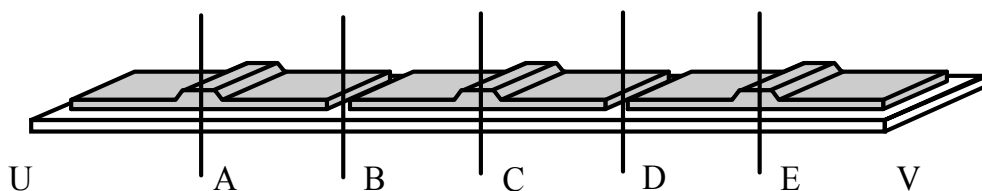


Figure I-12 : exemple de profil de métallisation.

Afin d'obtenir le profil de métallisation de la figure I-12, on place, entre le creuset d'évaporation et le film, un masque tel que celui représenté sur la figure I-13. La largeur des fentes est proportionnelle à l'épaisseur de la métallisation à déposer. Ainsi, les zones notées (c), largement ouvertes, permettent la réalisation des bords renforcés alors que les zones (a) correspondent aux marges d'isolation.

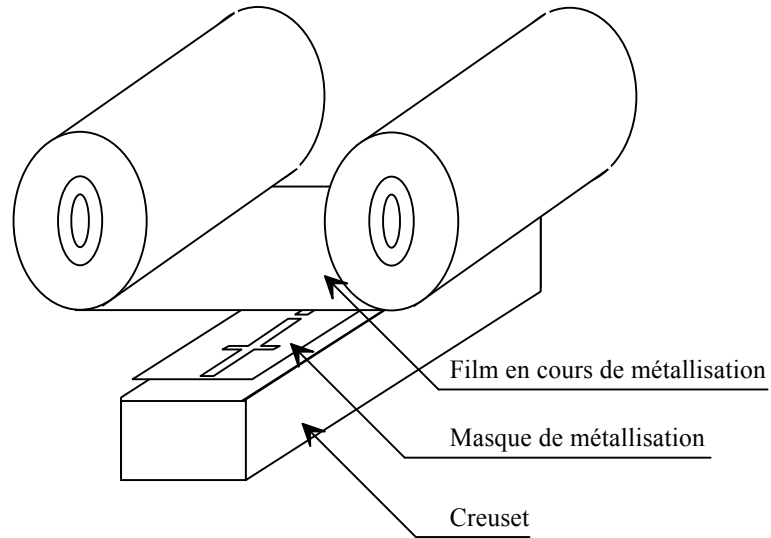
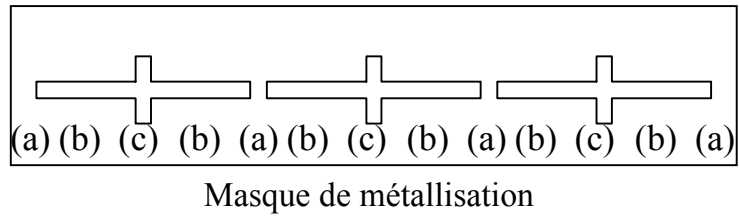


Figure I-13 : position du masque de métallisation.

Pour améliorer encore la tenue du condensateur à des défaillances localisées du diélectrique, certaines métallisations de films peuvent être "crénelées" (fig.I-14) [10]. Une série d'éléments capacitifs (a) est réalisée par démétallisation de bandes (b) parallèles à la largeur du film. Une bande métallisée peu épaisse (c) connecte tous les éléments de condensateurs en parallèle et sert de fusible en cas de surintensité liée à un claquage.

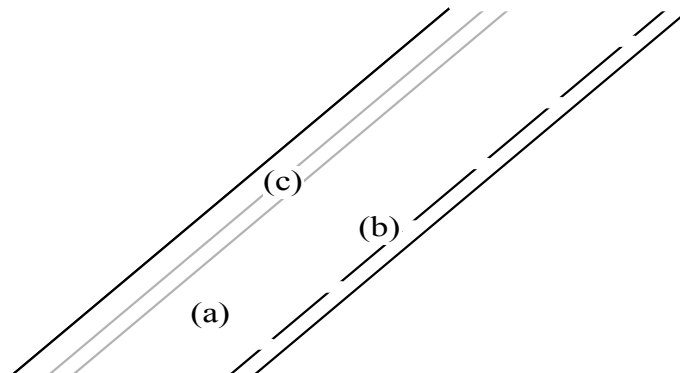


Figure I-14 : métallisation crénelée.



### Composition de la métallisation

Les métaux utilisés pour la métallisation des électrodes sont le zinc et l'aluminium [20]. L'aluminium possède l'avantage de se recouvrir très rapidement, en présence d'oxygène, d'une couche non poreuse d'alumine  $Al_2O_3$  qui protège le métal contre une corrosion atmosphérique en profondeur et, en conséquence, contre la mise hors service d'une partie des armatures. Cependant, l'aluminium est sensible, en présence de champ électrique et d'humidité, à une corrosion électrochimique [26,27]. Inversement, le zinc est insensible à ce dernier type de corrosion, même en couches minces, mais il est sensible à la corrosion atmosphérique, en présence d'humidité. Enfin, il est possible de combiner les avantages des deux métaux en déposant sur le support, en premier lieu, une couche de zinc, puis de protéger cette dernière par vaporisation d'une mince couche d'aluminium protectrice. Enfin, l'accrochage des métaux sur le polypropylène est facilité par le dépôt préalable d'une très mince sous-couche d'argent.

Le tableau I-1 présente, en guise d'exemple, les épaisseurs caractéristiques des différents métaux relevées par analyse chimique d'un échantillon de film. Il est à noter que l'alumine n'est pas déposée volontairement mais résulte, comme on l'a vu ci-dessus, de l'oxydation partielle de l'aluminium.

Matériau	Epaisseur (nm)
Argent	(traces)
Aluminium	7,5
Alumine	10,0
Zinc	14,5

Tableau I-1 : épaisseur des matériaux composant une métallisation de condensateur.

Des couches supplémentaires de matériaux tels que le carbone peuvent par ailleurs être rajoutées à l'interface métal-diélectrique afin de limiter l'injection de charges [8,28] dans le polymère et la création de charges d'espace.

### Processus de métallisation

Les métaux utilisés pour la métallisation du polypropylène sont placés dans des récipients réfractaires chauffés à haute température et disposés sous le masque de métallisation. Ces récipients peuvent être soit des nacelles en tungstène, tantale ou céramique conductrice chauffées par la circulation d'un courant électrique dans leur corps, soit des creusets chauffés par rayonnement grâce à des résistances situés dans leur voisinage immédiat. Dans les deux cas, des dispositifs de distribution de granulés ou des dérouleurs de fils permettent de recharger ces récipients en continu pendant la métallisation, ce qui autorise un apport régulier et contrôlé de matière. On obtient ainsi une épaisseur homogène des couches. Cette homogénéité est encore améliorée par le pilotage de la vitesse du film : l'épaisseur du métal obtenue, par exemple, par mesure en continu de la résistivité de la couche, diminue en effet quand le film se déroule plus rapidement.

Lorsque la température des nacelles ou des creusets est suffisante, un flux d'atomes s'échappe de la surface des métaux à une vitesse de l'ordre de  $100\text{ms}^{-1}$  en direction du film. Cependant, la présence de gaz résiduels dans l'enceinte gêne ce transfert de matière. Une pression trop importante réduit ainsi le libre parcours moyen des atomes métalliques. Ces derniers heurtent alors d'autres molécules avant de parvenir sur le film et suivent, de ce fait, une ligne brisée. En conséquence, les vapeurs métalliques forment un nuage diffus, ce qui provoque une détérioration du profil de la métallisation. En outre, les molécules de gaz résiduels se déposent sur le film et contaminent le dépôt métallique ultérieur ou empêchent son accrochage. Il est donc nécessaire d'assurer un vide poussé dans l'enceinte tout au long de la métallisation.

Lorsque les atomes métalliques parviennent sur la surface du polypropylène à une température comprise entre  $1000^{\circ}\text{C}$  et  $2000^{\circ}\text{C}$ , ils échangent leur énergie avec le substrat

(phase dite de coalescence). Une fois qu'ils se sont suffisamment refroidis, ils se condensent sur des sites particuliers, dits sites de nucléation, créés en particulier par le traitement corona du film et la vaporisation préalable d'argent. A partir des sites de nucléation, on observe la croissance de monocristaux qui se rejoignent progressivement.

Toutefois, la couverture du film n'est pas parfaite pour les faibles épaisseurs utilisées et des microtrous subsistent [25]. Si ces microtrous, visibles sur les figures I-10c et I-10d, ne débouchent pas forcément sur le polypropylène, ils peuvent cependant entraîner un renforcement local du champ électrique et ainsi des risques de claquage accrus.

Enfin, comme on peut le constater sur les figures I-10e et I-10f, la métallisation ne change pas considérablement l'état de surface du film et les défauts (plis, "bulles" elliptiques) subsistent en grande partie.

### **I-3-2-d Mécanisme d'autocicatrisation**

Les condensateurs métallisés ont pour avantage de supporter un certain nombre de claquages sans modifications importantes de leurs caractéristiques. Cette propriété est liée aux armatures qui, grâce à leur finesse et leur résistivité, peuvent se sublimer en cas de court-circuit local du condensateur. Afin de caractériser l'aptitude à l'autocicatrisation d'une métallisation, on mesure la résistance du dépôt métallique entre deux électrodes parallèles (fig. I-15). Suivant la composition de la couche métallique, le degré de fiabilité requis et la perte de capacité acceptable, on emploie ainsi des résistances de couche comprises entre  $2\Omega$  et  $10\Omega$ . Il est en effet à noter qu'une résistance de couche élevée, et donc une épaisseur de dépôt faible, autorise une autocicatrisation efficace mais conduit en contrepartie à une oxydation accélérée par la finesse de la couche, qui entraîne une diminution de la capacité en fonction du temps plus importante (fig. I-16). Par ailleurs, les couches fines sont le siège de pertes par effet Joule supérieures à celles observées dans les couches épaisses et leur emploi entraîne donc une augmentation du facteur de pertes.



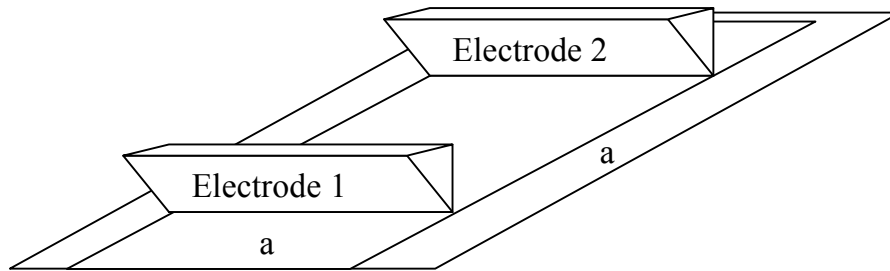


Figure I-15 : mesure de la résistance de surface du film

Le mécanisme d'autorégénération est difficile à observer directement car il se produit de façon aléatoire en quelques microsecondes sur une étendue de l'ordre du millimètre. R. Goffaux [29] propose un mécanisme en plusieurs étapes :

- d'abord, à cause des contraintes électriques (surtension, renforcement du champ local) et thermiques, un précanal conducteur se crée par emballement thermique : une augmentation de la conductivité du matériau entraîne une augmentation de la température ce qui, en retour, accroît la conductivité. Le rayon de ce précanal et sa résistance sont alors voisins respectivement de  $1\ \mu\text{m}$  et de  $100\text{k}\Omega$  ;

- le courant passant dans le canal provoque des oscillations de la tension dans le condensateur et donc une surtension aux bornes du canal. En conséquence, la barrière de potentiel métal-polypropylène devient plus "transparente". Ce phénomène, lié à l'échauffement local du dépôt métallique, conduit à l'extension de l'aire de circulation du courant, qui est multipliée par  $10^3$ . Dans le même temps, la résistance du canal tombe aux environs de  $10\Omega$  ;

- le condensateur se décharge alors dans la résistance du canal ;
- cette décharge, qui fournit une énergie de l'ordre de  $1\ \text{mJ}$ , entraîne la vaporisation du métal sur une surface de  $10^{-6}\text{m}^2$  autour du canal ;

- enfin, les charges résiduelles du canal s'écoulent mais sans entraîner de nouvelles démétallisations.

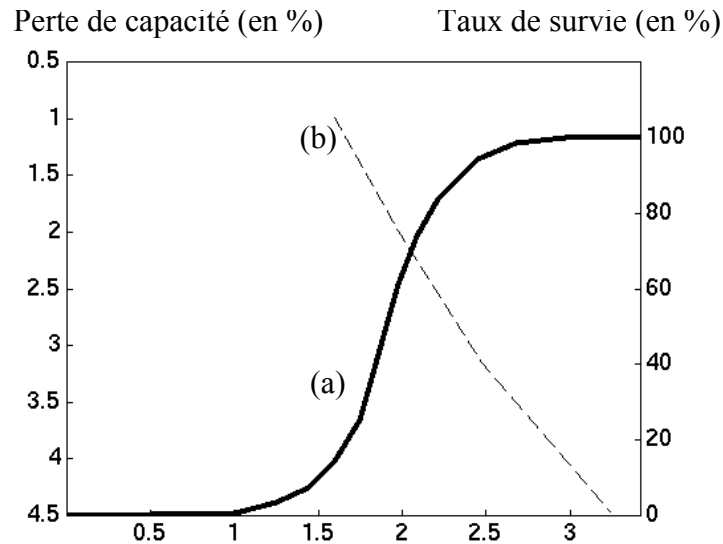


Figure I-16 : taux de survie des condensateurs à films métallisés après cicatrisation (a) et perte de capacité (b) en fonction de la résistance de métallisation [23].

Lors de la décharge et de la démétallisation, l'énergie électrique provoque l'évaporation de l'électrode métallique, l'ionisation des vapeurs ainsi produites et, enfin, l'émission d'un rayonnement. Ce rayonnement, dû au freinage des électrons (bremsstrahlung) [22], est absorbé par la couche de diélectrique, ce qui entraîne la décomposition superficielle de cette dernière et la création d'un gaz d'atomes de carbone et d'hydrogène. Ce gaz est lui-même faiblement ionisé à cause de la forte énergie d'ionisation des éléments qui le composent. La vitesse de sa formation a pour conséquence l'apparition d'une onde de choc qui comprime le plasma de gaz métallique et, de ce fait, contribue à son ionisation thermique.

Lorsque l'énergie électrique devient insuffisante pour entraîner l'évaporation du métal par bombardement cathodique, ainsi que son ionisation, la décharge cesse. A ce moment, les vapeurs métalliques, chassées pendant la décharge par les vapeurs de décomposition du diélectrique, se condensent à l'extérieur de la zone de cicatrisation. Le gaz issu de la décomposition du diélectrique donne naissance à des particules de carbone qui se déposent, elles, dans la zone cicatrisée, et créent alors une couche de graphite. Il apparaît que l'épaisseur de cette couche, qui doit rester inférieure à 10 nm pour assurer une régénération sûre, est proportionnelle à celle de la métallisation.

### **I-3-2-e Causes de dégradation de la métallisation**

Comme nous l'avons vu précédemment, les métaux composant les armatures des condensateurs à films métallisés sont sensibles soit à la corrosion électrochimique (Aluminium), soit à l'oxydation (Zinc). En conséquence, des zones d'oxydes métalliques isolants apparaissent à la surface du film, ce qui conduit à une légère diminution de la capacité totale du condensateur. La diminution de la capacité peut aussi être due :

- au phénomène d'autorégénération du film, qui laisse des zones démétallisées ;
- à l'érosion des bords des métallisations [27] sous l'effet du champ électrique, renforcé à cause du faible rayon de courbure de l'électrode ;
- à la présence de gaz et donc de décharges partielles ;
- à l'humidité éventuelle.

La pénétration d'air et d'eau au voisinage des bords d'armatures est facilitée. Elle est également possible entre les spires externes du condensateur à cause de la tension moindre du film à cet endroit. Enfin, l'élévation de la température du noyau isolant, sur lequel se trouve bobiné le film, peut entraîner des dégagements gazeux corrosifs [20].

La métallisation des films peut aussi être sujette à des dégradations mécaniques. Ces dernières interviennent en particulier pendant le bobinage du film. Elles sont souvent dues à des rayures de la surface du film, à des plis ou à une tension trop importante du film entraînant des dislocations. Par ailleurs, l'imprégnation des condensateurs par des liquides diélectriques conduit à des modifications du polypropylène - en particulier un gonflement - qui dépendent du type d'imprégnant. Si ces modifications sont trop importantes, c'est-à-dire si l'imprégnant est incompatible avec le diélectrique solide, elles produisent des tensions sur le film et des craquelures de la métallisation [27]. L'ensemble de ces dégradations - rayures, ruptures, craquelures - perturbe la répartition du courant (fig. I-17) et entraîne ainsi des échauffements et une augmentation du facteur de pertes.

### **I-3-2-f Bobinage du film**

Afin de réaliser le bobinage du condensateur, deux films sont bobinés sur un support isolant (fig. I-18). Ces deux films sont légèrement décalés l'un par rapport à l'autre pour permettre un meilleur accrochage du schoopage. L'apparition de décharges partielles et de courts-circuits aux extrémités des films est évitée par une démétallisation. En outre, une force constante est exercée sur le film afin de le tendre et de chasser l'air du bobinage. Pour maintenir cette tension, un film de frettage plus épais est ensuite bobiné par-dessus les autres films.

### **I-3-2-g Schoopage et connexion**

La connexion des métallisations au circuit extérieur est rendue possible par schoopage, c'est-à-dire par pulvérisation de zinc fondu sur les extrémités du bobinage. Cette phase est délicate car un mauvais accrochage du schoopage sur les armatures peut entraîner des focalisations de courant analogues à celles dues aux défauts de métallisation (fig. I-17). Pour cela, les extrémités du bobinage avant schoopage doivent être propres (sans graisse, taches de doigts ni poussières métalliques), de même que le zinc et l'air comprimé utilisé pour la pulvérisation. Les paramètres du pistolet de schoopage (pression et débit d'air, température de flamme, distance) requièrent un contrôle soigneux pour garantir la finesse du grain et éviter son oxydation. La température des grains métalliques, quand ils parviennent sur le bobinage, doit être suffisamment basse pour éviter le retrait du film, sa dégradation thermique ou l'oxydation de la métallisation. En conséquence, la projection s'effectue en plusieurs passes afin d'éviter un échauffement excessif.

Après la phase de traitement thermique du bobinage, le schoopage permet de souder ou braser des fils de connexions (fig. I-18) qui rejoignent les bornes du condensateur. Un fusible peut être inséré à cette occasion.

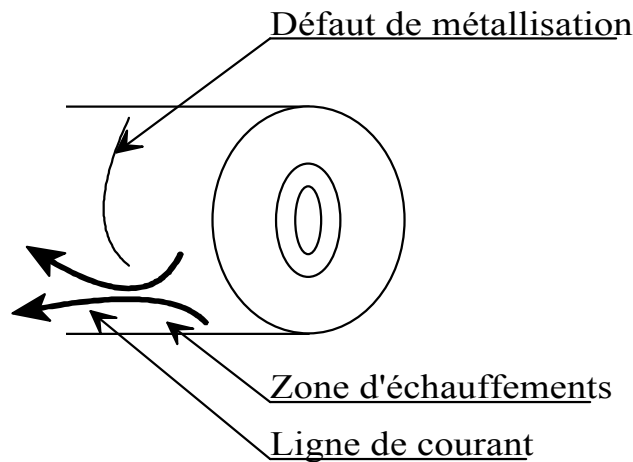


Figure I-17 : influence des défauts de métallisation sur la répartition des courants

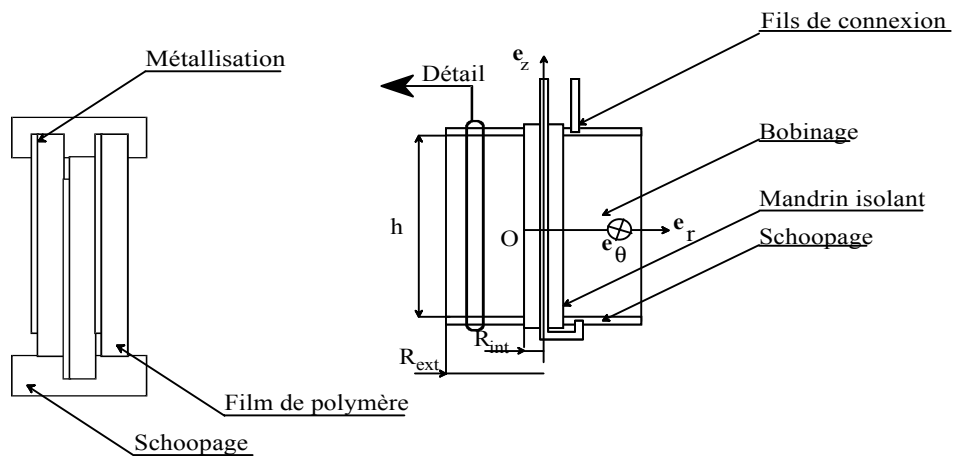


Figure I-18 : structure du condensateur bobiné.

### I-3-2-h Traitement thermique et électrique

Afin de chasser les gaz encore présents dans le bobinage, ce dernier est soumis après schoopage à un passage en étuve pendant quelques heures à des températures de l'ordre de 100°C. Outre son action dessiccative, cette température entraîne un retrait du film qui expulse l'air. Par la même occasion, les propriétés mécaniques et électriques du film sont stabilisées.

Afin d'éliminer les défauts qui ont pu apparaître pendant la fabrication, les bobinages sont ensuite soumis à la décharge d'un condensateur chargé qui provoque l'autocicatrisation du film autour des points faibles. Les caractéristiques électriques du bobinages (capacité et facteur de pertes) sont alors mesurées pour contrôler son aptitude au service.

## **Conclusion**

Les caractéristiques communes de tous les condensateurs employés en électrotechnique est la présence, dans leur structure, de matériaux diélectriques, d'un système d'armatures et de connexions. A partir de la nature et de la disposition de ces éléments constitutifs - diélectriques, armatures et connexions - découlent les propriétés des condensateurs et leurs domaines d'application.

Grâce à leur capacité d'autorégénération, les condensateurs bobinés à films secs métallisés sont particulièrement bien adaptés au domaine de la basse tension et de l'électronique de puissance. Leurs caractéristiques de fonctionnement en haute fréquence doivent être toutefois précisées.

# **Chapitre II**

## Homogénéisation des matériaux





## Introduction

La puissance des ordinateurs actuels et l'évolution des méthodes de conception assistée par ordinateur facilitent l'obtention des grandeurs électromagnétiques dans les dispositifs électrotechniques en réduisant les temps de calcul et en augmentant la précision et la fiabilité des résultats. Un grand nombre de problèmes insolubles par des méthodes analytiques ont par ailleurs été résolus par ces méthodes informatiques. Celles-ci ont cependant des limites. En particulier, le nombre de noeuds du maillage ne peut augmenter indéfiniment. Pour cela, il est difficile de traiter des problèmes faisant intervenir des éléments de tailles très dissemblables et/ou en grand nombre.

Les constituants des condensateurs à films bobinés métallisés ont des dimensions qui varient justement dans de larges proportions. Ainsi, le diamètre des schoopages est de l'ordre du centimètre alors que leur épaisseur est voisine du millimètre. Les films de polymère ont quelques micromètres d'épaisseur pour une longueur de plusieurs centaines de mètres correspondant à plusieurs milliers de tours. Enfin, l'épaisseur des couches métalliques ne dépasse pas quelques dizaines de nanomètres. On ne peut donc pas déterminer, directement à partir de la structure complète et détaillée du condensateur, les grandeurs physiques - champs magnétique et électrique, température.

La méthode qui sera employée ici pour mener à bien les calculs de champ consiste à utiliser des paramètres macroscopiques homogènes [30,31] qui décrivent, à l'échelle du millimètre, le comportement des éléments constitutifs du condensateur. On considérera ainsi que le bobinage du condensateur est réalisé à partir d'un hypothétique matériau "homogénéisé" possédant une conductivité thermique, une perméabilité magnétique, une conductivité électrique. Ces caractéristiques, généralement anisotropes, reflètent les propriétés du polypropylène et de la métallisation sans leur être toutefois identiques. Le bobinage réel reste, en effet, fondamentalement non homogène puisqu'il est constitué de couches alternées de matériaux. Le tableau II-1 résume les différences entre les deux types de matériaux.

	Matériaux réels (polypropylène, métal)	Matériau homogénéisé
Echelle de variation des paramètres physiques	Microscopique (à partir de 1 nanomètre)	Macroscopique (1 millimètre)
Homogénéité	Assemblage non homogène	Homogène
Isotropie	Isotropes	Non isotrope

□

Tableau II-1 : caractéristiques comparées des matériaux réels composant le bobinage et du matériau homogénéisé.

Le matériau homogénéisé est mieux adapté aux calculs des grandeurs physiques à l'aide de méthodes numériques - et éventuellement analytiques - par son homogénéité. En effet, il masque les discontinuités de structure des matériaux réels, au prix, toutefois, d'une plus grande complexité des grandeurs qui le caractérisent (anisotropie).

Avant d'utiliser le matériau homogénéisé pour résoudre le problème posé, il reste à en déterminer les caractéristiques. Ces dernières ne peuvent être obtenues qu'à partir de la structure microscopique de l'objet étudié, c'est-à-dire, pour le bobinage du condensateur qui nous intéresse, de la disposition des armatures métalliques et des films diélectriques. La portion de cette structure à considérer dans les calculs des grandeurs physiques n'a pas à englober la totalité du bobinage mais seulement une zone, correspondant à l'épaisseur de deux films de diélectrique, qui se répète par translation.

En définitive, l'obtention des champs électrique et magnétique, de la densité de courant et de la température dans le bobinage peut être effectuée en deux étapes :

1. la détermination, à partir d'une faible portion de bobinage, des caractéristiques macroscopiques du matériau homogénéisé ;
2. la résolution des équations de la physique dans la totalité du bobinage supposé rempli par le matériau homogénéisé.

On remplace ainsi une résolution directe et complexe par la résolution de deux problèmes simplifiés soit par l'étendue moindre du domaine considéré (étape 1), soit par l'homogénéité du milieu (étape 2).

Le présent chapitre a pour objectif de décrire la première étape d'homogénéisation du matériau. Ainsi, nous nous intéressons d'abord aux propriétés magnétiques et thermiques du bobinage. Nous étudions ensuite les répartitions de courant de conduction et de déplacement dans le bobinage et les schoopages et nous déduisons de cette étude une conductance surfacique équivalente du bobinage entre les schoopages ainsi qu'une impédance de surface des schoopages. Enfin, nous analysons la répartition des courants induits dans les armatures en présence de champ magnétique.

## **II-1 Propriétés magnétiques du bobinage**

### **II-1-1 Perméabilité magnétique**

Les matériaux qui composent les condensateurs bobinés à films métallisés (zinc, aluminium et polymère) ont tous une perméabilité magnétique relative voisine de 1. En conséquence, le matériau homogénéisé possède aussi une perméabilité relative de 1. Un champ magnétique statique ne sera donc pas perturbé par le bobinage du condensateur.

### **II-1-2 Effet du champ magnétique**

Cependant, les champs magnétiques variables vont induire des forces électromotrices et des courants dans le bobinage et les schoopages. Ces courants vont à leur tour perturber la répartition du champ magnétique. Ainsi, un champ magnétique axial variable induit des courants qui circulent dans le schoopage (fig. II-1a). Au-delà de quelques dizaines de kilohertz, les schoopages se comportent alors comme des écrans magnétiques qui empêchent

la pénétration du bobinage par les champs magnétiques. Nous considérerons donc, dans la suite de notre étude, qu'il n'y a pas de composante axiale du champ magnétique dans le condensateur.

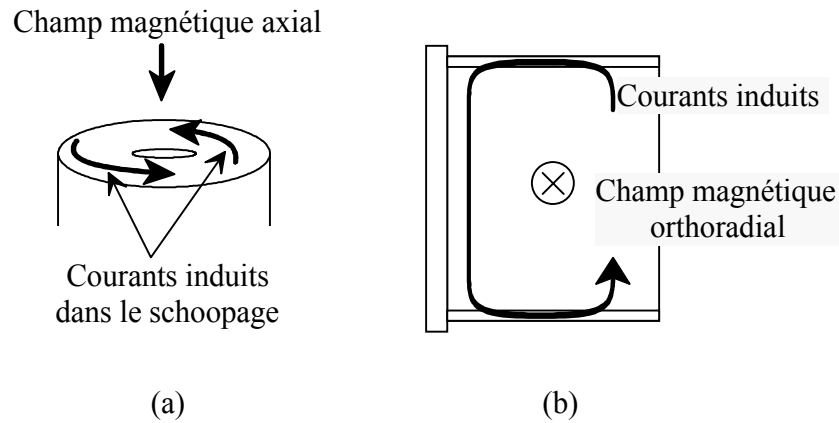


Figure II-1 : courants induits dans le schoopage (a) et dans le bobinage (b).

Par ailleurs, les composantes radiales et orthoradiales induisent des courants de déplacement et de conduction dans le polymère et les armatures métallisées (fig. II-1b). Ces courants et leurs effets sur le comportement du condensateur seront étudiés dans le chapitre III.

## II-2 Propriétés thermiques du bobinage

### II-2-1 Conductivité thermique

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de cette étude, les condensateurs au polypropylène ne peuvent conserver leurs caractéristiques au-delà de 100°C à cause de la rétraction du matériau. La chaleur dissipée dans les armatures et dans le diélectrique doit par conséquent être transférée facilement à l'extérieur du bobinage. Ce transfert de chaleur dépend de la conductivité thermique macroscopique des couches de polypropylène et de métallisation ainsi que de la géométrie du bobinage.

La conductivité thermique de ce dernier est, à la différence de sa perméabilité magnétique, une grandeur tensorielle. En effet, un flux de chaleur orienté parallèlement à l'axe de révolution du condensateur, et donc suivant la largeur du film (axe  $e_z$ ), circulera facilement dans les métallisations, de conductivité thermique élevée, d'un schoopage à l'autre. Un flux de chaleur radial (axe  $e_r$ ), en revanche, traversera principalement des épaisseurs de polymère peu conducteur.

La résistance thermique du petit élément de bobinage représenté sur la figure II-2 entre les faces A et B vaut ainsi :

$$R_{AB} = \frac{1}{\lambda_p} \frac{e_p}{ab} + \frac{1}{\lambda_m} \frac{e_m}{ab}$$

où  $\lambda_p$ ,  $\lambda_m$ ,  $e_p$  et  $e_m$  représentent respectivement la conductivité thermique du polypropylène, la conductivité thermique du métal, l'épaisseur du polypropylène et celle du métal [32].

La conductivité thermique suivant l'axe  $e_r$  est alors :

$$\lambda_r = \frac{1}{R_{AB}} \frac{c}{ab} = \frac{c}{\frac{e_p}{\lambda_p} + \frac{e_m}{\lambda_m}} = \frac{e_p + e_m}{\frac{e_p}{\lambda_p} + \frac{e_m}{\lambda_m}}$$

Comme on a :

$$e_m \ll e_p \text{ et } \lambda_m \gg \lambda_p$$

la conductivité radiale du bobinage est proche de celle du polymère seul :

$$\lambda_r \approx \lambda_p \tag{II-1}$$

La conductivité thermique radiale du bobinage est donc proche de la conductivité du polymère.

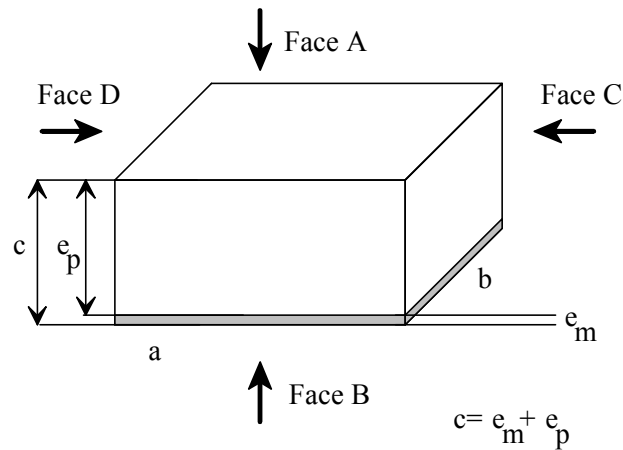


Figure II-2 : détermination des conductivités thermiques des condensateurs à films métallisés.

La résistance thermique du même élément de bobinage prise, maintenant, entre les faces C et D vaut :

$$R_{CD} = \left[ \lambda_p \frac{e_p b}{a} + \lambda_m \frac{e_m b}{a} \right]^{-1}$$

La conductivité thermique suivant l'axe  $e_z$  est donc :

$$\lambda_z = \frac{1}{R_{CD}} \frac{a}{bc} = \frac{e_p \lambda_p + e_m \lambda_m}{e_m + e_p} \approx \lambda_p + \frac{e_m}{e_p} \lambda_m \quad (\text{II-2})$$

Pour un condensateur constitué de films de  $5 \mu\text{m}$  d'épaisseur recouverts d'une couche de zinc de  $15 \text{ nm}$ , les conductivités radiale et axiale sont ainsi :

$$\lambda_r = 0,24 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\lambda_z = 0,58 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

On constate que la conductivité axiale est plus de deux fois supérieure à la conductivité radiale, ce qui prouve que la couche de zinc, malgré sa finesse, modifie fortement les

propriétés du matériau. L'écart entre les deux conductivités serait encore plus important si la métallisation avait été effectuée à l'aluminium.

### **II-2-2 Echauffement des condensateurs**

A partir des conductivités thermiques du matériau homogénéisé, il est possible de calculer la répartition de température dans le bobinage pour une répartition donnée de la puissance calorifique volumique  $\chi$  fournie par les pertes diélectriques et les pertes Joule.

Dans le cas général, où la puissance calorifique volumique n'est pas homogène et où aucune hypothèse particulière n'est formulée quant aux dimensions du bobinage, l'équation de la chaleur à résoudre est bidimensionnelle :

$$\text{div}\mathbf{W} = \chi$$

où  $\mathbf{W}$  représente la densité de courant de chaleur. En faisant intervenir la température  $T$  du matériau, l'équation précédente s'écrit :

$$\text{div}(\lambda\mathbf{grad}T) + \chi = 0 \tag{II-3}$$

Cette équation se simplifie toutefois si l'on considère que la puissance calorifique volumique est constante et que le bobinage forme un cylindre soit très long soit, au contraire, très plat.

#### **II-2-2-a Cylindre long**

Si la hauteur du bobinage est grande par rapport au rayon  $R_{ext}$  de ce dernier, on peut

supposer que la répartition de température est à symétrie cylindrique. L'équation (II-3) devient alors :

$$\lambda_r \Delta T + \chi = 0$$

soit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\chi}{\lambda_r} = 0$$

où  $r$  représente la distance au centre du cylindre.

Les solutions de cette dernière équation sont :

$$T(r) = T_{\text{int}} - \frac{r^2}{4\lambda_r} \chi$$

où  $T(r)$  et  $T_{\text{int}}$  représentent respectivement la température à la distance  $r$  du centre du condensateur et la température au centre.

La différence de température entre le centre et l'extérieur du condensateur (échauffement) est donc :

$$\Delta T_r = \frac{R_{\text{ext}}^2}{4\lambda_r} \chi \quad (\text{II-4})$$

### II-2-2-b Cylindre plat

Si, en revanche, le cylindre est plat, la température ne varie que suivant l'axe  $e_z$  et l'équation (II-3) se simplifie :

$$\lambda_z \Delta T + \chi = 0$$

soit :



$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\chi}{\lambda_z} = 0$$

où  $z$  représente la distance au centre sur l'axe du condensateur.

Les solutions de cette équation sont :

$$T(z) = T_{\text{int}} - \frac{z^2}{2\lambda_z} \chi$$

où  $T(z)$  représente la température à une distance  $z$  du centre.

La différence de température entre l'intérieur et l'extérieur du condensateur est alors :

$$\Delta T_z = \frac{h^2}{8\lambda_z} \chi \quad (\text{II-5})$$

### II-2-2-c Influence de la géométrie sur l'échauffement

On conçoit aisément qu'il faille utiliser, pour limiter l'échauffement, soit des condensateurs longs, soit des condensateurs plats, ces deux types de condensateurs possédant une surface d'échange thermique élevée. L'échauffement d'un condensateur "carré", de hauteur et de diamètre comparables, serait en effet supérieur.

Afin de départager les condensateurs longs et plats, nous pouvons comparer l'échauffement dans un condensateur A, de rayon  $1,41\text{cm}$  et de hauteur  $8\text{cm}$  et dans un condensateur B, de rayon  $4\text{cm}$  et de hauteur  $1\text{cm}$ . Le volume des deux condensateurs est identique ( $50\text{cm}^3$ ). Si nous reprenons les valeurs des conductivités thermiques calculées précédemment, à savoir  $\lambda_r = 0,24\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et  $\lambda_z = 0,58\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , nous obtenons comme

rapport entre les échauffements des deux condensateurs :

$$\frac{\text{Echauffement du condensateur long}(A)}{\text{Echauffement du condensateur plat}(B)} \approx 9,6$$

On constate que l'échauffement du condensateur long est bien supérieur, pour un encombrement assez comparable (le condensateur plat étant, cependant, un peu plus large). Il semble donc important, pour faciliter le refroidissement des condensateurs utilisés en électronique de puissance, d'utiliser plutôt des condensateurs plats. Ce choix doit permettre de faire travailler ces condensateurs à des courants et des fréquences plus élevés.

### **II-2-3 Capacité thermique**

La masse des condensateurs à films métallisés est due principalement à la masse de diélectrique. En conséquence, la capacité thermique massique du bobinage est voisine de celle du polypropylène, soit  $1700 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

## **II-3 Circulation des courants dans le condensateur**

Dans un condensateur tel que celui représenté sur la figure II-3, le courant est amené par le conducteur CA, il circule dans le schoopage SA suivant la direction  $\mathbf{e}_r$ , passe dans la métallisation d'un film, traverse le diélectrique sous forme de courant de déplacement, rejoint la métallisation du deuxième film puis le schoopage SB et revient par le conducteur CB.

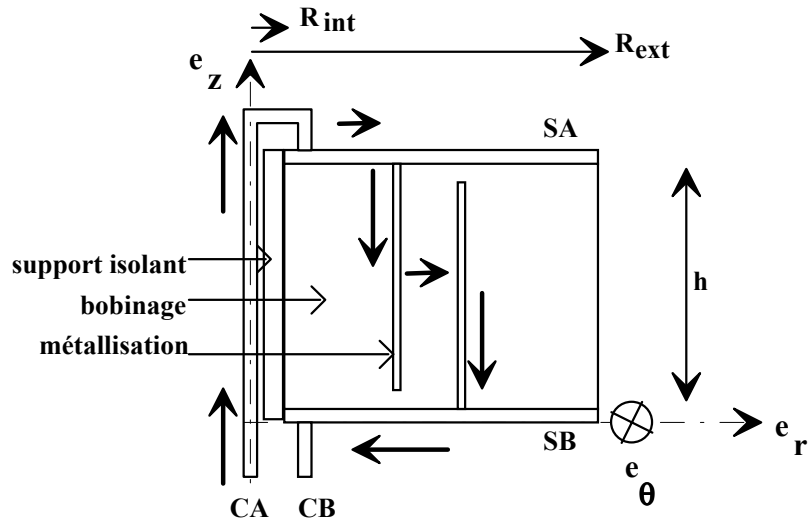


Figure II-3 : circulation des courants dans les condensateurs.

On peut noter que, lors de son passage dans le bobinage, le courant est dirigé, sur la plus grande partie de son trajet, suivant l'axe  $e_z$ . Nous considérerons donc, par la suite, que le courant qui passe d'un schoopage à l'autre dans le matériau homogénéisé ne se déplace que suivant une direction axiale. Le courant dans les fils de connexion circule, lui aussi, suivant une direction axiale, alors que le courant dans le schoopage circule dans un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie du bobinage.

La densité surfacique de courant  $\underline{J}_{sc}$  (dirigé suivant  $e_z$ ) qui circule dans le bobinage dépend en particulier de la circulation du champ électrique  $\underline{\zeta}$  entre les deux schoopages. Le paramètre du matériau homogénéisé qui lie  $\underline{J}_{sc}$  et  $\underline{\zeta}$  est une admittance surfacique que nous noterons  $\underline{Y}_{sc}$  :

$$\underline{J}_{sc} = \underline{Y}_{sc} \underline{\zeta} \quad (\text{II-6})$$

Afin de déterminer cette conductivité surfacique, nous allons d'abord nous intéresser, au paragraphe II-3-1, à la répartition du champ électrique et des courants le long des armatures.

Par ailleurs, la densité linéique de courant  $I_l$  dans un schoopage dépend, si l'on néglige la force électromotrice dans ce même schoopage, du gradient de potentiel électrostatique  $\underline{V}$ . La relation entre ces deux grandeurs peut s'écrire :

$$I_l = -\frac{1}{z_s} \text{grad} V \quad (\text{II-7})$$

où  $z_s$  désigne l'impédance du schoopage qui sera explicitée dans le paragraphe II-3-2.

### II-3-1 Répartition du champ électrique et des courants le long des armatures

L'étude détaillée de la répartition du champ **E** dans un condensateur est nécessaire pour déterminer d'une part la densité d'énergie emmagasinée en tout point, d'autre part les points faibles où l'intensité du champ risque d'entraîner un claquage. De plus, cette étude nous permettra de déterminer la conductivité surfacique  $Y_{sc}$  du matériau homogénéisé.

Dans le cas idéal, la totalité du volume de diélectrique est soumise à un champ électrique homogène. En réalité, le champ électrique se répartit de façon non homogène à cause de la variation de densité de courant, de la concentration du champ à l'extrémité des armatures, de la chute de potentiel due à la résistivité des armatures, de l'état des surfaces du diélectrique et de la métallisation (renforcement du champ).

Après avoir introduit les notations utilisées (paragraphe II-3-1-a), nous décrivons les phénomènes de renforcement de **E** aux extrémités (paragraphe II-3-1-b) et l'influence de la résistivité des armatures (paragraphe II-3-1-c). Enfin, nous déduisons un modèle de la conductivité surfacique du condensateur (paragraphe II-3-1-d).

#### II-3-1-a Notations utilisées

Dans la suite de cette étude,  $R_{int}$ ,  $R_{ext}$  et  $h$  représenteront respectivement le rayon interne du bobinage (c'est-à-dire le rayon externe du mandrin isolant), le rayon externe du bobinage et la hauteur de ce dernier (fig. I-18). On note par ailleurs  $e$ ,  $e_m$ ,  $l_t$ ,  $l_m$ ,  $m_i$  et  $d$  respectivement l'épaisseur du film, l'épaisseur de la métallisation, la largeur totale du film, la largeur de la métallisation, la largeur de la marge d'isolation et le décalage entre les deux films (fig. II-4).

Dans la suite de notre étude, nous supposons, pour simplifier, que les armatures sont des cylindres concentriques et non des spirales. Ces éléments ont un rayon moyen  $r$  compris entre  $R_{int}$  et  $R_{ext}$ , une épaisseur  $dr = 2e$  et une hauteur  $h$ . Leur périmètre est par conséquent égal à  $L = 2\pi r$  et leur section à  $S = 2Le = 4\pi r e$ .

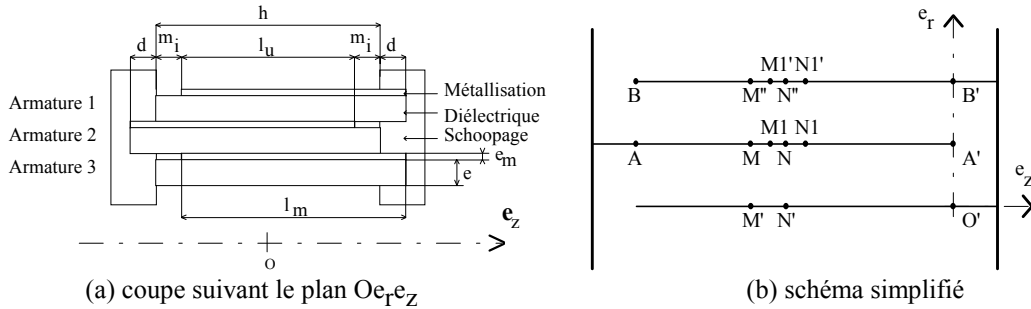


Figure II-4 : détail des armatures

Sur la figure II-4, on peut distinguer trois régions le long de l'armature :

1. une région comprise entre les plans  $z = \frac{l_u}{2}$  et  $z = \frac{l_u}{2} + m_i$  dans laquelle le champ électrique est perturbé à cause de l'effet du bord de la métallisation ; la répartition de ce champ électrique sera étudiée dans le paragraphe II-3-1-b ;
2. une région comprise entre les plans  $z = -\frac{l_u}{2}$  et  $z = -\frac{l_u}{2} - m_i$  dans laquelle le champ électrique est perturbé comme dans le cas précédent ;
3. une région de largeur  $l_u = l_m - d - m_i$  comprise entre les plans  $z = -\frac{l_u}{2}$  et  $z = \frac{l_u}{2}$  dans laquelle, **si l'impédance de la métallisation est suffisamment faible devant l'impédance du diélectrique**, le champ électrique est uniforme. Nous verrons dans le paragraphe II-3-1-c que, pour des fréquences élevées, la répartition du champ dans cette région n'est plus uniforme.

### II-3-1-b Calcul du champ électrique en bord d'armature

L'épaisseur des armatures est très petite par rapport à l'épaisseur du film diélectrique. Ces armatures pourront donc être assimilées à des nappes infiniment minces. La figure II-4b représente une coupe de ces nappes dans le plan  $O'e_z e_r$ . En prenant comme unité de longueur l'épaisseur  $e$  du diélectrique, les points  $O'$ ,  $A'$  et  $B'$  ont pour affixes respectivement  $0$ ,  $j$  et  $2j$ . Les intersections des plans 1, 2 et 3 avec le plan  $O'e_z e_r$  ont pour équations :

pour le plan 1 :  $\Im(z)=0$  ;

pour le plan 2 :  $\Im(z)=1$  et  $\Re(z)\leq 0$  ;

pour le plan 3 :  $\Im(z)=2$ .

Les plans 1, 2 et 3 sont soumis respectivement aux potentiels réduits  $\psi = 0$ ,  $\psi = 1$  et  $\psi = 0$ .

Par la méthode des transformations conformes, nous pouvons déterminer le potentiel complexe  $w = \varphi + j\psi$  - où  $\varphi$  représente la fonction de flux - sur le domaine correspondant à  $0 \leq \Im(z) \leq 2$ . Pour cela, nous avons considéré la répartition de potentiel complexe générée par trois nappes d'ordonnée  $y = 0$ . Leurs intersections avec le plan  $O'e_z e_r$  ont pour équations respectivement  $(\Im(z)=0, \Re(z)\leq -1)$ ,  $(\Im(z)=0, -1 \leq \Re(z)\leq 1)$  et  $(\Im(z)=0, \Re(z)\geq 1)$  (fig. II-5). Dans ces conditions, l'expression du potentiel complexe sera [33] :

$$w = \frac{1}{\pi} \ln \left[ \frac{z'-1}{z'+1} \right] \quad \text{avec } \Im(z') > 0$$

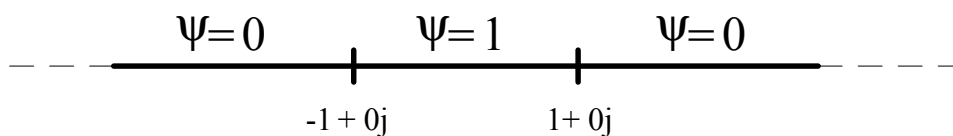


Figure II-5 : configuration des plans qui donnent la répartition du champ de l'équation (1)

La transformation qui associe le point d'affixe  $z$  de la figure II-4b au point d'affixe  $z'$  de

la figure II-5 est donnée par la méthode de Schwarz-Christoffel [34] :

$$z = \frac{1}{\pi} [\ln(z'-1) + \ln(z'+1)]$$

En combinant les relations précédentes, on obtient le potentiel complexe  $w$  au point d'affixe  $z$  :

$$w = -\frac{2}{\pi} \operatorname{argsh} \left( e^{-\frac{\pi}{2}z} \right) \quad (\text{II-8})$$

Remarquons que la fonction qui donne le potentiel complexe présente une coupure pour les points d'affixe  $z = x + j$  où  $x \leq 0$ . Ces points correspondent à l'armature interne 2 (fig. II-4).

Le module du champ électrique peut être déduit de l'équation (II-8) :

$$|E| = \left| \frac{dw}{dz} \right| = \left| \frac{e^{-\frac{\pi}{2}z}}{\sqrt{1 + e^{-\pi z}}} \right| \quad (\text{II-9})$$

Il apparaît, lorsqu'on se rapproche du bord de l'armature, que le champ électrique augmente et devient infini. En fait, la valeur maximale du champ dépend de l'épaisseur de l'armature et surtout du rayon de courbure du bord de l'armature. Pour une armature réelle (épaisse de quelques dizaines de nanomètres), le champ électrique devient très grand mais reste fini. Enfin, la relation (II-9) ne traduit évidemment pas les perturbations du champ causées par les irrégularités de la surface des armatures.

Afin de limiter le renforcement du champ et, par conséquent, les risques de claquage, il est possible de recouvrir les bords des armatures avec une couche de matériaux semi-conducteurs [35,36,37]. Cette couche permet une redistribution du potentiel et une diminution de l'intensité maximale du champ électrique.

#### Capacité supplémentaire due au renforcement du champ

La fonction de flux au voisinage de l'armature interne (c'est-à-dire pour des points d'affixe  $z$  tels que  $z = (1-\varepsilon)j+x$  avec  $|\varepsilon| \ll 1$  et  $x \leq 0$ ) permet de déterminer la capacité par unité de longueur  $C_l$  entre les armatures. Pour obtenir cette fonction de flux, on part de l'expression du potentiel complexe pour  $z = (1-\varepsilon)j+x$  :

$$w = -\frac{2}{\pi} \operatorname{argsh} \left[ e^{\frac{\pi}{2}[(1-\varepsilon)j+x]} \right]$$

Au voisinage inférieur de l'armature interne, c'est-à-dire pour  $\varepsilon \rightarrow 0^+$  et  $x \leq 0$ , la fonction de flux s'écrit alors :

$$\varphi(x) = \Re(w) = -\frac{2}{\pi} \ln \left( e^{-\frac{\pi}{2}x} + \sqrt{e^{-\pi x} - 1} \right) = -\frac{2}{\pi} \operatorname{argch} \left( e^{-\frac{\pi}{2}x} \right)$$

La capacité par unité de longueur de l'armature sera donc :

$$C_l(x) = 2 \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right| \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{L}{e} = \frac{2e^{-\frac{\pi}{2}x}}{\sqrt{e^{-\pi x} - 1}} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r L}{e}$$

Loin du bord de l'armature, la capacité par unité de longueur tend vers  $2 \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r L}{e}$ . En revanche, quand on se rapproche du bord de l'armature, le champ électrique augmente et la capacité linéique croît rapidement.

La capacité entre le bord de l'armature et l'abscisse  $x$  ( $x < 0$ ) est égale à :

$$C(x) = 2|\varphi(x) - \varphi(0)| \varepsilon_0 \varepsilon_r L = \frac{4}{\pi} \operatorname{argch} \left( e^{-\frac{\pi}{2}x} \right)$$

Si la longueur d'armature considérée est grande ( $|x|$  grand), la relation précédente devient :



$$C(x) \underset{x \rightarrow +\infty}{\approx} \frac{4}{\pi} \ln \left( 2e^{-\frac{\pi}{2}x} \right) \epsilon_0 \epsilon_r L = 2\epsilon_0 \epsilon_r L \left( \frac{2}{\pi} \ln 2 - x \right)$$

L'expression de  $C(x)$  peut être comparée à l'expression que l'on obtiendrait s'il n'y avait pas de phénomènes de renforcement du champ à l'extrémité de l'armature :

$$C'(x) = -2\epsilon_0 \epsilon_r L x$$

Le terme  $\frac{4}{\pi} \ln 2 \epsilon_0 \epsilon_r L = C(x) - C'(x)$  correspond à la capacité supplémentaire due à l'augmentation de la capacité linéique à l'extrémité de l'armature. Comme la longueur utile du bobinage  $l_u$  est grande devant l'épaisseur du diélectrique, cette capacité reste faible par rapport à la capacité totale du condensateur. Nous considérerons donc, par la suite, que l'influence du bord de l'armature sur la répartition des courants est négligeable et que la capacité linéique  $C_l$  reste constante.

### II-3-1-c Champ électrique entre armatures

A l'intérieur de conducteurs parfaits, le champ électrique est nul, la répartition du champ entre deux armatures sera uniforme. Néanmoins, dans le cas de couches minces et de conducteurs résistifs, ce champ peut être perturbé. Cette perturbation dépend de l'impédance de la métallisation. Pour déterminer le champ réel, nous allons utiliser un schéma équivalent.

#### Schéma équivalent

La figure II-6 donne le schéma équivalent de l'impédance d'une armature sous forme d'une combinaison série de résistances  $R_l dz$  et d'inductances  $L_l dz$ .

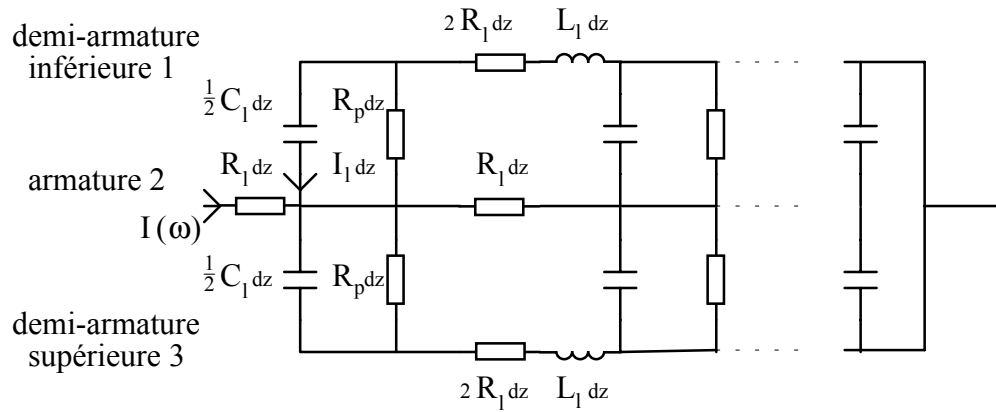


Figure II-6 : schéma électrique équivalent des armatures

Les éléments de résistance  $R_1 dz$  de l'armature 2 correspondent à la résistance comprise entre les points  $M_1$  et  $N_1$  de la figure II-4b. Comme on ne considère, pour les armatures 1 et 3, que la moitié de l'épaisseur, les éléments de résistance ont une valeur double. Si on note  $\rho_m$  la résistivité de la métallisation,  $e_m$  son épaisseur et  $dz$  la distance entre  $M_1$  et  $N_1$ , on obtient :

$$R_1 dz = \frac{\rho_m}{e_m} \frac{dz}{L} = \frac{R_{\square}}{L} dz \quad \text{avec } R_{\square} = \frac{\rho_m}{e_m}$$

Les éléments de capacité  $\frac{1}{2} C_1 dz$  correspondent à la capacité entre les portions de plan MN et M'N'. Si on note  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\epsilon_r$  la permittivité relative du matériau diélectrique et  $e$  son épaisseur, on obtient :

$$C_1 dz = 2\epsilon_0 \epsilon_r \frac{L dz}{e}$$

Les éléments de résistance  $R_p dz$  correspondent aux pertes diélectriques dans les éléments capacitifs  $\frac{1}{2} C_1 dz$ . Nous considérerons par la suite que les courants qui traversent ces résistances sont faibles par rapport aux courants capacitifs et qu'ils n'influencent pas sur la répartition de tension et de courant le long des armatures.

Les éléments d'inductance  $L_1 dz$  correspondent à l'énergie électromagnétique  $w_e$  stockée dans la région MNN'M' de volume  $L e dz$ . Si on note  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $i(t)$  le courant circulant dans la boucle MNN'M',  $w_e$  s'écrit :

$$w_e = \frac{1}{2\mu_0} \left[ \mu_0 \frac{i(t)}{L} \right]^2 \times L dz = \frac{1}{2} edz [i(t)]^2$$

En conséquence,  $L_1 dz$  s'écrit :

$$L_1 dz = \frac{\mu_0}{L} edz$$

Il convient de noter que l'impédance  $L_1 \omega dz$  due aux éléments d'inductance reste faible par rapport à la résistance  $R_1 dz$  pour des fréquences de l'ordre du gigahertz. En prenant  $e = 8.10^{-6} m$ ,  $e_m = 20.10^{-9} m$  et  $\rho_m = 5,8.10^{-8} \Omega m$ , on a en effet :

$$\frac{L_1 dz}{R_1 dz} = \mu_0 e \frac{e_m}{\rho_m} = 3,4.10^{-12} s$$

En conséquence, nous négligerons l'influence des inductances.

Si on suppose les potentiels des armatures 1 et 3 identiques, le schéma de la figure II-6 se ramène au schéma de la figure II-7 :

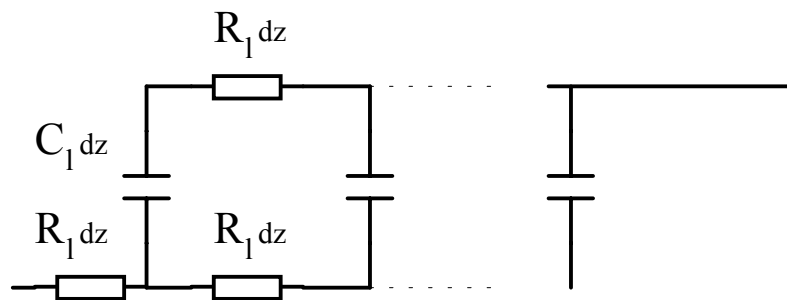


Figure II-7 : schéma simplifié des armatures

### Equation de répartition du potentiel

Soit  $i_A(z,t)$  le courant dans la branche A à l'abscisse  $z$ , dirigé suivant  $e_z$ ,  $i_B(z,t)$  le courant dans la branche B à la même abscisse,  $i(t)$  le courant à l'entrée de l'armature A ( $i(t) = i_A\left(-\frac{l_u}{2}, t\right)$ ),  $v_A(z,t)$  le potentiel à l'abscisse  $z$  dans la branche A et  $v_B(z,t)$  le potentiel à l'abscisse  $z$  dans la branche B.

La loi d'Ohm entre les points  $M_1$  et  $N_1$  peut s'écrire :

$$i_A(z,t) = \frac{v_A(z,t) - v_A(z+dz,t)}{R_l dz}$$

et entre les points M et N :

$$i_B(z,t) = \frac{v_B(z,t) - v_B(z+dz,t)}{R_l dz}$$

Quand  $dz$  tend vers 0, les deux relations précédentes deviennent :

$$R_l i_A(z,t) = -\frac{\partial v_A(z,t)}{\partial z} \quad (\text{II-10})$$

$$R_l i_B(z,t) = -\frac{\partial v_B(z,t)}{\partial z} \quad (\text{II-11})$$

La loi des noeuds appliquée au point  $M_1$  donne le courant  $i_l(z,t)dz$  traversant l'élément de capacité à l'abscisse  $z$  :

$$\begin{aligned} i_l(z,t) &= i_A(z,t) - i_A(z+dz,t) \\ &= -i_B(z,t) + i_B(z+dz,t) \end{aligned}$$

Soit, en faisant tendre  $dz$  vers 0 :

$$i_l(z,t) = \left( -\frac{\partial i_A}{\partial z} \right) = \left( \frac{\partial i_B}{\partial z} \right) \quad (\text{II-12})$$

La différence de potentiel  $v_A - v_B$  aux bornes de l'élément  $C_l dz$  est par ailleurs liée au courant  $i_l$  par la relation :

$$i_l(z,t) = C_l \left( \frac{\partial v_A(z,t)}{\partial t} - \frac{\partial v_B(z,t)}{\partial t} \right) = C_l \frac{\partial v(z,t)}{\partial t}, \quad (\text{II-13})$$

avec  $v(z,t) = v_B(z,t) - v_A(z,t)$

Les relations (II-10), (II-11), (II-12) et (II-13) donnent :

$$\frac{\partial^2 v(z,t)}{\partial z^2} - 2\tau_l \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II-14})$$

où :

$$\tau_l = R_l C_l = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r R_{\square}}{e} \quad (\text{II-15})$$

### Solutions de l'équation de répartition du potentiel électrique

Aux deux extrémités des armatures, c'est-à-dire aux points A' et B, le courant est nul :

$$i_A \left( \frac{l_u}{2}, t \right) = 0 \quad \text{et} \quad i_B \left( -\frac{l_u}{2}, t \right) = 0$$

D'autre part, les courants aux points A et B' sont égaux :

$$i_A \left( -\frac{l_u}{2}, t \right) = i_B \left( \frac{l_u}{2}, t \right)$$

Les solutions complexes de l'équation (II-14) avec les conditions aux limites précédentes sont de la forme :

$$\underline{V}(z, \omega) = \frac{R_l \underline{I}(\omega)}{(1+j)k \operatorname{sh}\left[(1+j)\frac{kl_u}{2}\right]} \operatorname{ch}[(1+j)kz], \quad (\text{II-16})$$

avec :  $k = \sqrt{\tau_l \omega} = \sqrt{R_l C_l \omega}$ ,

$\underline{I}(\omega)$  étant associé à  $i(t)$

La valeur efficace de  $v(z, t)$ , donnée par  $|\underline{V}(z, \omega)|$ , varie le long de l'armature. Il en est de même pour le champ électrique :

$$\underline{E}(z, \omega) = \frac{\underline{V}(z, \omega)}{e} = \frac{R_l \underline{I}(\omega)}{e(1+j)k \operatorname{sh}\left[(1+j)\frac{kl_u}{2}\right]} \operatorname{ch}[(1+j)kz] \quad (\text{II-17})$$

La figure II-8 donne les variations de  $|\underline{E}|$  pour les valeurs suivantes des paramètres :  $h = 5\text{cm}$ ,  $l_u = 48\text{mm}$ ,  $e = 5\mu\text{m}$ ,  $R_{\square} = 8\Omega$ . Ces variations sont d'autant plus importantes que la fréquence est grande, ainsi que le montre la figure II-9. Nous remarquons également que plus on s'éloigne du centre du condensateur, plus le champ électrique augmente. Il apparaît cependant que la variation de champ électrique n'est sensible qu'à partir d'une fréquence de  $1\text{MHz}$ . A cette fréquence, la différence de potentiel appliquée aux bornes des condensateurs reste faible et c'est la valeur du courant maximal admissible qui limite le domaine d'utilisation du condensateur.

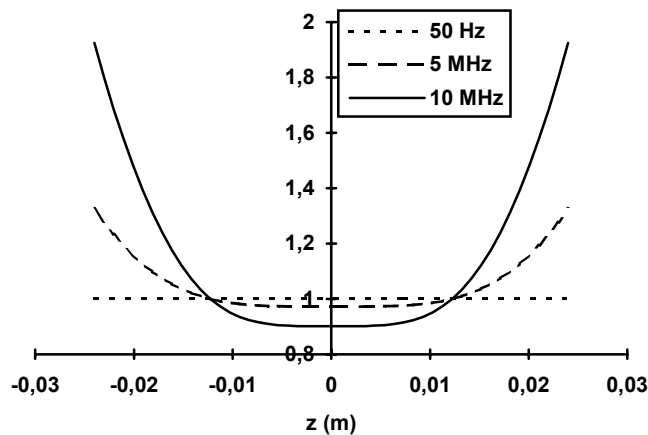


Figure II-8 : module du champ électrique le long des armatures. Les valeurs sont normalisées par rapport au champ électrique obtenu pour une résistivité nulle.

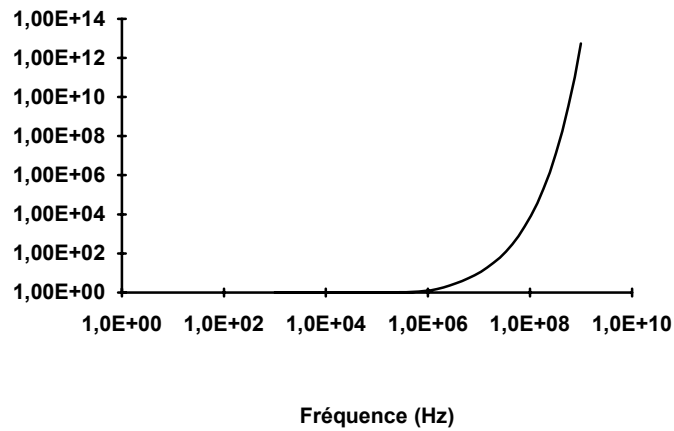


Figure II-9 : rapport entre le champ électrique à l'extrémité de l'armature et le champ au centre en fonction de la fréquence.

### II-3-1-d Circuit équivalent et conductivité surfacique du bobinage

La connaissance des courants et des pertes est une information essentielle permettant d'apprécier les échauffements dans le condensateur et rendant de ce fait possible la prédétermination du courant maximal admissible. De plus, les puissances active et réactive échangées dans le bobinage servent d'intermédiaires de calcul pour trouver l'impédance du bobinage.

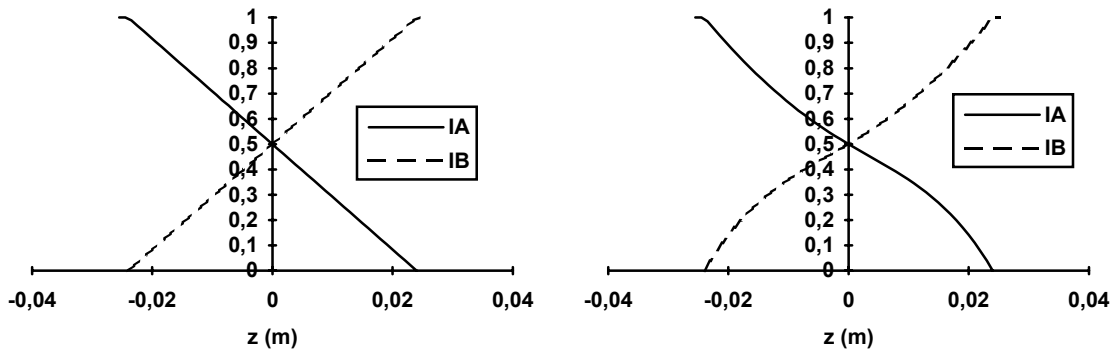
La répartition des courants peut s'obtenir à partir de l'expression de la différence de

potentiel le long des armatures :

$$\frac{\partial \underline{I}_A(z, \omega)}{\partial z} = -C_l j \omega \underline{V}(z, \omega)$$

En intégrant la relation précédente par rapport à  $z$ , on obtient les expressions de  $\underline{I}_A(z, \omega)$  et  $\underline{I}_B(z, \omega)$  (annexe B).

La figure II-10 représente l'évolution des courants. Il apparaît d'une part que le courant n'est pas partout le même le long de l'armature et que, d'autre part, la distribution de ce courant est légèrement influencée par la fréquence (fig. II-10b).



(a) fréquence 1 MHz

(b) fréquence 10 MHz

Figure II-10 : répartition du courant le long des armatures pour  $|\underline{I}(\omega)| = 1A$ .

Cette répartition de courant nous permet de déterminer la puissance volumique de pertes par effet Joule le long de l'armature :

$$\text{Si } -\frac{l_u}{2} \leq z \leq \frac{l_u}{2}, \quad P_v(r, z, \omega) = \frac{1}{2Le} R_l \left( |\underline{I}_A(z, \omega)|^2 + |\underline{I}_B(z, \omega)|^2 \right)$$

$$P_v(r, z, \omega) = eR_{\square} |J_{-sc}(r, \omega)|^2 \left[ 1 + \frac{\text{ch}(2kz) - \cos(2kz)}{\text{ch}(kl_u) - \cos(kl_u)} \right]$$

(II-18)

où  $J_{-sc}(r, \omega) = \frac{\underline{I}(\omega)}{2Le}$ , est la densité surfacique de courant dans le condensateur.



$$\text{Si } |z| > \frac{l_u}{2}, \quad P_v(r, z, \omega) = \frac{R_l |I(\omega)|^2}{2Le}$$

$$P_v(r, z, \omega) = 2eR_{\square} |J_{sc}(r, \omega)|^2 \quad (\text{II-19})$$

Pour déterminer les pertes diélectriques, nous partons de l'expression de la puissance réactive par unité de surface de schoopage :

$$\text{Pour } -\frac{l_u}{2} \leq z \leq \frac{l_u}{2}, \quad Q_v(r, z, \omega) = \frac{1}{2Le} C_l \omega |V(z, \omega)|^2$$

$$Q_v(r, z, \omega) = R_{\square} e |J_{sc}(\omega)|^2 \frac{\text{ch}(2kz) + \cos(2kz)}{\text{ch}(kl) - \cos(kl)} \quad (\text{II-20})$$

A partir de l'expression de la puissance volumique, on obtient facilement la densité de pertes diélectriques :

$$D_v(r, z, \omega) = Q_v(r, z, \omega) \text{tg } \delta \quad (\text{II-21})$$

où  $\delta$  est l'angle de pertes du diélectrique à la fréquence  $\omega/2\pi$ .

La figure II-11 représente la répartition des pertes et de la puissance réactive le long des armatures.

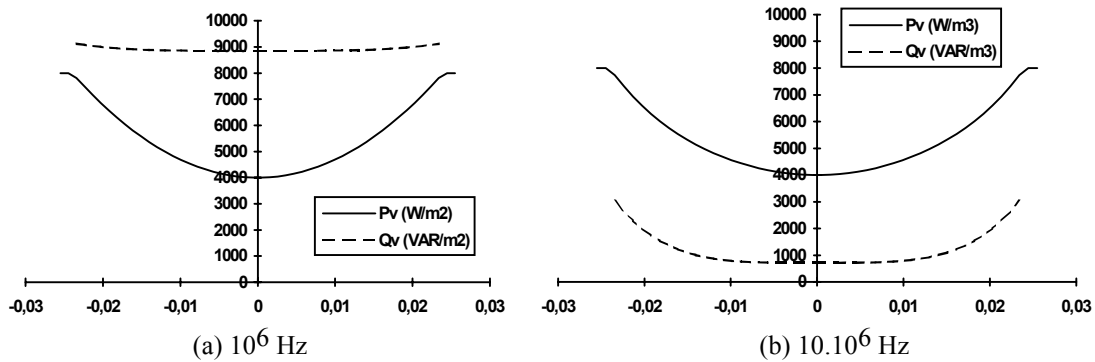


Figure II-11 : répartition de la densité volumique de puissance active  $P_v$  et réactive  $Q_v$  le long des armatures pour  $|I(\omega)| = 1A$ . La densité surfacique de courant est  $|J_{sc}(r, \omega)| = 10^4 Am^{-2}$

On constate que la densité volumique de pertes est peu homogène, les pertes étant plus importantes vers les schoopages. Par ailleurs, la répartition de ces pertes à densité de courant

surfactive  $|\underline{J}_{sc}(r, \omega)|$  constante est peu influencée par la fréquence. En revanche, la densité volumique de puissance réactive dépend fortement de la fréquence. On peut observer de plus que, à basse fréquence, la puissance réactive se répartit uniformément alors que, à fréquence plus élevée (fig. II-11b), elle se concentre vers les schoopages. Ce phénomène est une conséquence de l'augmentation du champ électrique aux extrémités du condensateur à fréquence élevée. Il se traduit par un échauffement plus important aux extrémités du condensateur (fig. II-12).

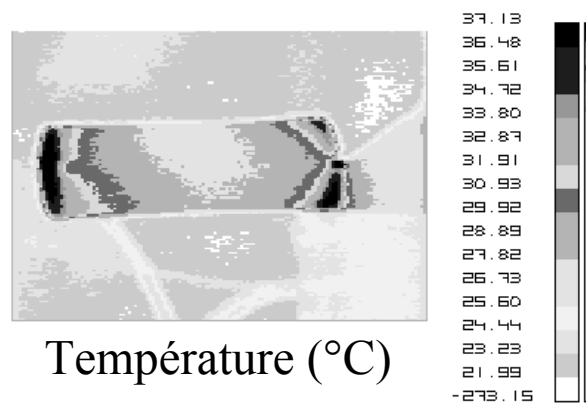


Figure II-12 : répartition de température à la surface d'un condensateur (vue de profil)

Enfin, il apparaît, dans les équations (I-18), (I-19), (I-20) et (I-21), que les densités de puissances volumiques dans le bobinage s'expriment comme produits de  $|\underline{J}_{sc}(r, \omega)|^2$  par un terme qui ne dépend que de  $z$ , de  $\omega$  et des caractéristiques du bobinage. Par conséquent, les pertes et la puissance réactive dans un morceau de bobinage cylindrique, traversé par un courant axial de densité  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  supposée constante, sont de la forme :

$$P(r, \omega) = K_p(\omega) S |\underline{J}_{sc}(r, \omega)|^2$$

$$Q(r, \omega) = K_q(\omega) S |\underline{J}_{sc}(r, \omega)|^2$$

où  $K_p(\omega)$  et  $K_q(\omega)$  représentent deux coefficients ne dépendant que de la pulsation des courants et  $S$  l'aire de la section droite du cylindre. L'utilisation des puissances surfaciques  $P_s(r, \omega) = P(r, \omega)/S$  et  $Q_s(r, \omega) = Q(r, \omega)/S$ , qui ne dépendent pas de la variable  $z$ , nous permet

alors d'effectuer l'étape d'homogénéisation du bobinage décrite au début de ce chapitre. Nous appellerons par la suite  $P_s(r, \omega)$  et  $Q_s(r, \omega)$  les puissances par unité de surface du schoopage.

Pour déterminer les puissances par unité de surface de schoopage, considérons la portion de condensateur comprise entre les cylindres de rayons  $r$  et  $r+2e$ . La surface de chacun des deux schoopages en contact avec cette portion de condensateur est  $S = 4\pi r e$ . Le volume de la portion est  $V = S \times h$ .

La puissance active consommée et la puissance réactive fournie dans le volume  $V$  peuvent être obtenues par intégration :

$$\begin{aligned} P &= \iiint_V P_v(r, z, \omega) dv \\ &= \int_{-\frac{l_u}{2} - m_i}^{\frac{l_u}{2} + m_i} P_v(r, z, \omega) S dz \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} Q &= \iiint_V Q_v(r, z, \omega) dv \\ &= \int_{-\frac{l_u}{2}}^{\frac{l_u}{2}} Q_v(r, z, \omega) S dz \end{aligned}$$

La puissance active consommée due aux pertes diélectriques se déduit de la puissance réactive :

$$D = Q \operatorname{tg} \delta$$

Les puissances par unité de surface du schoopage peuvent être obtenues à partir de ces

derniers résultats :

$$P_s = P/S \quad (\text{II-22a})$$

$$Q_s = Q/S \quad (\text{II-22b})$$

$$D_s = D/S \quad (\text{II-22c})$$

Les expressions de ces puissances sont données dans l'annexe B.

### Circuit équivalent

Pour déterminer le circuit équivalent, nous procédons par identification en partant des relations précédentes. L'impédance de l'élément de condensateur de volume  $V$  et de surface  $S = 2Le$  peut être modélisée par le schéma de la figure II-13 où  $G_s$  représente la conductance par unité de surface et  $C_s$  la capacité par unité de surface.

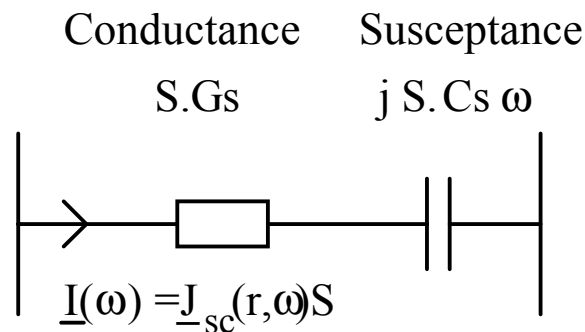


Figure II-13 : schéma électrique équivalent d'une portion de bobinage.

En identifiant la puissance active surfacique consommée  $\frac{1}{G_s} |\underline{J}_{sc}(r, \omega)|^2$  dans l'élément de capacité avec les expressions (II-22a) et (II-22c), on obtient la conductance surfacique  $G_s$  (annexe B) :

$$G_s = \frac{|\underline{J}_{sc}(r, \omega)|^2}{P_s + D_s} \quad (\text{II-23})$$

De même, en identifiant la puissance réactive surfacique  $\frac{1}{C_s \omega} |J_{sc}(r, \omega)|^2$  produite dans l'élément de capacité avec l'expression (II-22b), il vient (annexe B) :

$$C_s = \frac{|J_{sc}(r, \omega)|^2}{Q_s \omega} \quad (\text{II-24})$$

La figure II-14 représente l'évolution de  $G_s$  et  $C_s$  en fonction de la fréquence. L'angle de pertes a été pris constant égal à  $2.10^{-4}$ .

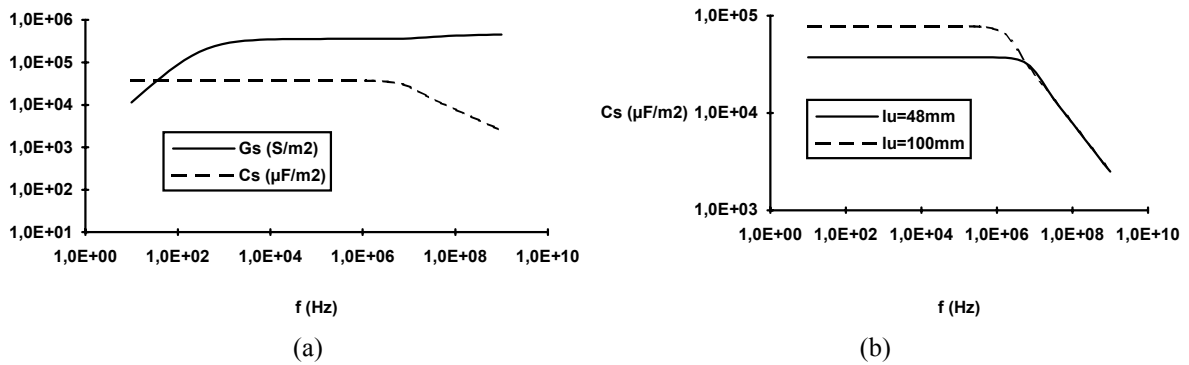


Figure II-14 : évolution de la conductance surfacique  $G_s$  et de la capacité surfacique  $C_s$  en fonction de la fréquence.

On peut remarquer que la conductance surfacique  $G_s$  évolue peu en haute fréquence. En revanche, la capacité surfacique  $C_s$  chute rapidement à partir de 2MHz pour une longueur utile de métallisation  $l_u = 48\text{mm}$  (II-14a). Cette chute se produit à fréquence plus faible quand la largeur de la métallisation augmente (II-14b).

Enfin, l'admittance surfacique  $Y_{sc}$  peut être exprimée à partir des paramètres  $G_s$  et  $C_s$  :

$$Y_{sc} = \frac{jC_s \omega}{1 + j \frac{C_s}{G_s} \omega} \quad (\text{II-25})$$

L'évolution de  $Y_{sc}$  en fonction de la fréquence (fig. II-15) fait apparaître deux régions successives : au-dessous d'une certaine valeur de la fréquence (environ 1 MHz pour le condensateur considéré), l'admittance surfacique est largement capacitive. Au-delà, les pertes

Joule dans les métallisations deviennent prépondérantes et la valeur de l'admittance surfacique se rapproche de celle de la conductance surfacique  $G_s$ .

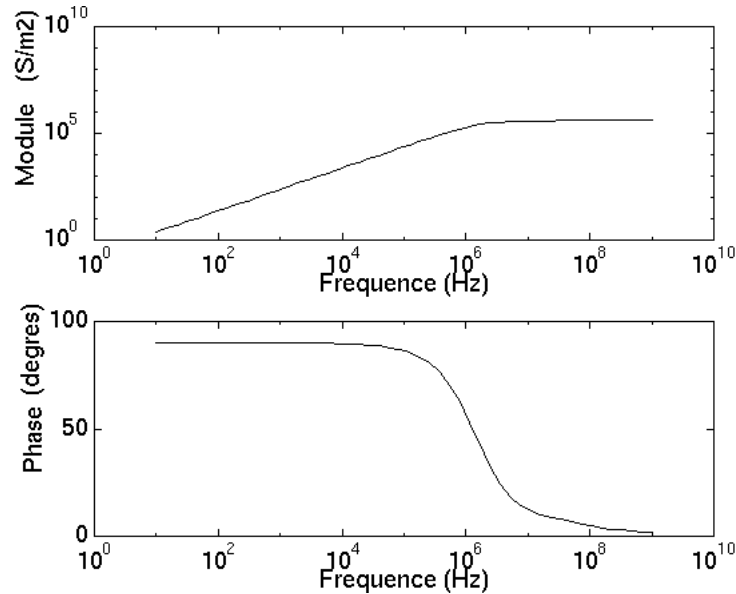


Figure II-15 : évolution de l'admittance surfacique  $\underline{Y}_{sc}$  en fonction de la fréquence.

### II-3-2 Impédance de surface du schoopage

Le courant qui circule dans un schoopage est lié à la répartition du potentiel électrostatique  $V(x, y)$  à sa surface. Ainsi, si nous considérons l'élément de schoopage abcd de la figure II-16, les intensités  $I_x$  et  $I_y$  des courants qui circulent respectivement suivant la direction du vecteur  $e_x$  et celle du vecteur  $e_y$  sont données par les relations :

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{1}{\underline{z}_s} \frac{dy}{dx} [V(x, y) - V(x + dx, y)] \\ I_y &= \frac{1}{\underline{z}_s} \frac{dx}{dy} [V(x, y) - V(x, y + dy)] \end{aligned} \quad (\text{II-26})$$

où  $\underline{z}_s$  représente l'impédance de surface du schoopage. Quand la fréquence des courants est suffisamment faible, ce dernier est traversé par un courant de densité uniforme, et  $\underline{z}_s$  vaut :

$$\underline{z}_s = \frac{\rho_s}{e_s}$$

où  $\rho_s$  et  $e_s$  représentent respectivement la résistivité et l'épaisseur du schoopage. Quand, au contraire, l'épaisseur de peau  $\delta$  est faible devant l'épaisseur  $e_s$ , l'impédance du schoopage peut s'écrire :

$$\underline{z}_s \approx \frac{(1+j)\rho_s}{\delta}$$

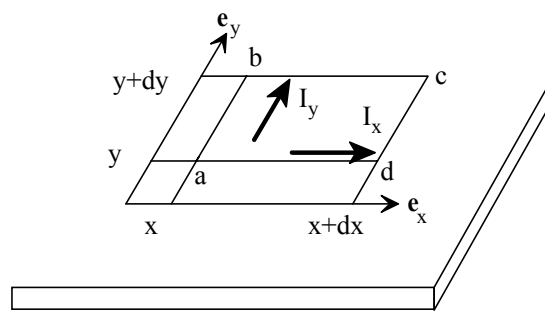


Figure II-16 : courants dans les schoopages.

Si nous prenons des dimensions  $dx$  et  $dy$  suffisamment petites, les expressions (II-26) deviennent :

$$I_x = I_{lx} dy = -\frac{1}{\underline{z}_s} dy \frac{\partial V(x, y)}{\partial x}$$

$$I_y = I_{ly} dx = -\frac{1}{\underline{z}_s} dx \frac{\partial V(x, y)}{\partial y}$$

où  $I_{lx}$  et  $I_{ly}$  représentent les composantes de la densité linéique de courant respectivement suivant les axes  $e_x$  et  $e_y$ . Cette densité de courant peut alors s'écrire :

$$\mathbf{I}_l = -\frac{1}{\underline{z}_s} \text{grad} V \quad (\text{II-27})$$

### II-3-3 Courants induits dans les métallisations

La présence d'un conducteur de retour du courant à proximité du bobinage d'un condensateur entraîne l'apparition d'un champ magnétique qui traverse les métallisations du condensateur (fig. II-17a) [38]. Ce champ magnétique produit à son tour des courants induits de densité surfacique  $\underline{J}_{sm}$  qui circulent dans les métallisations des condensateurs comme indiqué sur la figure II-17b. Le trajet de ces courants peut être décomposé grossièrement en quatre segments : deux segments AB et A'B' parallèles à l'axe de symétrie de révolution du condensateur ; un segment AA' qui suit le bord de la métallisation ; enfin un segment BB' compris dans le schoopage.

Afin de préciser la répartition des courants induits, nous supposons que le bobinage du condensateur est plongé dans une induction magnétique homogène d'intensité  $B_0$ . La portion de métallisation de hauteur  $h$  et de longueur  $\pi R_m$  correspondant à un demi-tour de bobinage pour un rayon moyen  $R_m = \frac{1}{2}(R_{int} + R_{ext})$  est représentée sur la figure II-18. Cette portion est soumise à une induction magnétique normale :

$$B(R_m, \theta, z) = B_0 \cos\left(\frac{\pi}{\pi R_m} R_m \theta\right)$$

La répartition de champ électrique dans la métallisation obéit à la relation :

$$\mathbf{rotE} = -j\omega\mathbf{B}$$

soit :

$$\Delta\mathbf{E} = j\omega\mathbf{rotB}$$



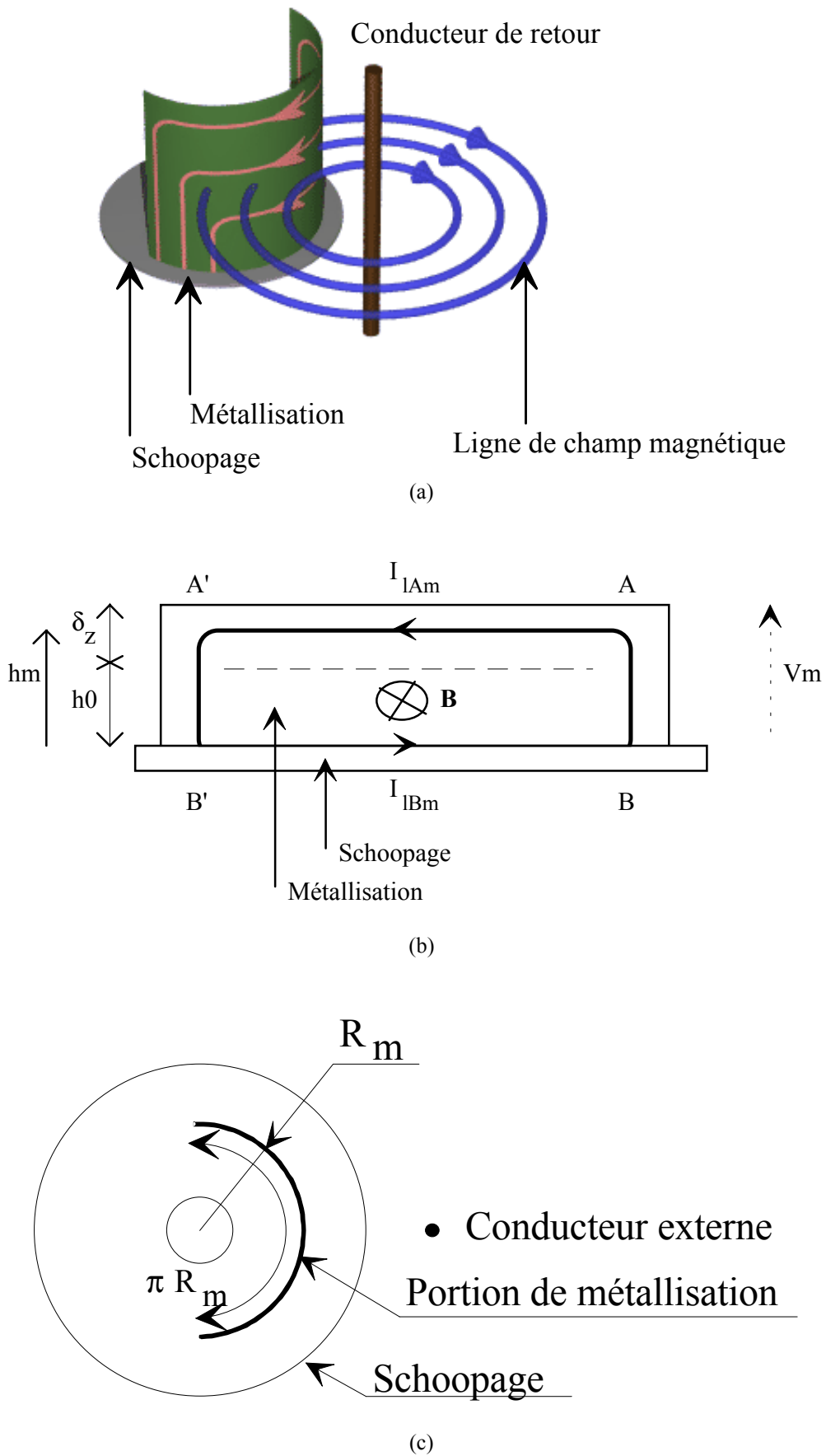


Figure II-17 : courants induits. (a) perspective ; (b) vue développée de la métallisation, (c) vue de dessus.

avec :

$$\text{rot}\mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}_0}{R_m} \sin(\theta) \mathbf{e}_z$$

La composante du champ électrique parallèle à l'axe des abscisses obéit à l'équation :

$$\Delta E_\theta = 0$$

En tenant compte des conditions aux limites :

$$E_\theta\left(-\frac{1}{2}\pi R_m, z\right) = E_\theta\left(\frac{1}{2}\pi R_m, z\right) = 0$$

$$E_\theta(0, z) = -E_\theta(0, -z)$$

la composante horizontale du champ électrique est alors de la forme :

$$E_\theta = E_{0\theta} \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{\pi R_m} z\right) \cos(\theta)$$

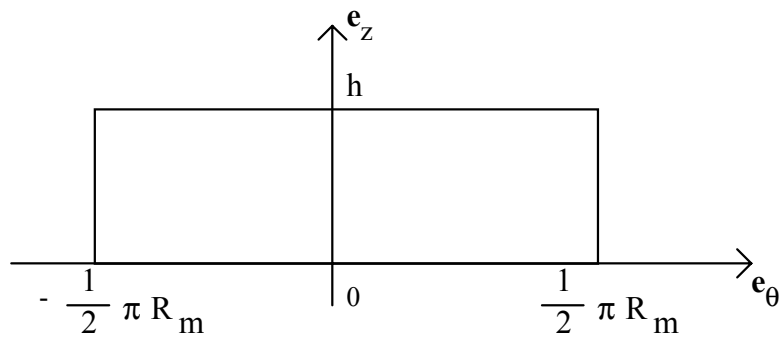


Figure II-18 : portion de métallisation étudiée.

Cette composante varie donc de façon continue de sa valeur maximale  $E_x(0, h)$  (au bord de la métallisation) à zéro (sur le schoopage). Pour faciliter les calculs ultérieurs, nous

supposons cependant que le courant se distribue de façon uniforme dans une zone de largeur  $\delta_z$  au bord de l'armature,  $\delta_z$  étant défini par :

$$\frac{E_x(0, h)}{E_x(0, h - \delta_z)} = e$$

soit, en posant  $\lambda = \frac{2h}{R_{int} + R_{ext}}$  :

$$\delta_z = \left[ 1 - \frac{1}{\lambda} \operatorname{arg} \operatorname{sh} \left( \frac{1}{e} \operatorname{sh}(\lambda) \right) \right] h \quad (\text{II-28})$$

L'évolution du paramètre  $\alpha = \delta_z/h$  en fonction de  $\lambda$  est représentée sur la figure II-19. On peut remarquer que, pour les dimensions usuelles de condensateurs,  $\delta_z$  est du même ordre de grandeur que la hauteur  $h$ . Ainsi, pour un condensateur de hauteur 48 mm, de capacité 76  $\mu\text{F}$ , de résistance de couche  $R_{\square} = 8 \Omega$ , de rayons interne et externe respectivement 4,5 mm et 32 mm, les paramètres  $\delta_z$  et  $\alpha$  valent :

$$\begin{aligned} \delta_z &= 17,7 \text{ mm} \\ \alpha &= 0,37 \end{aligned}$$

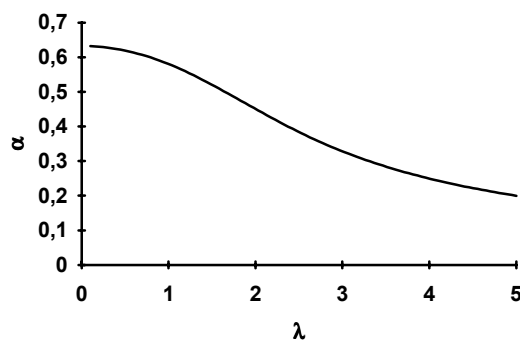


Figure II-19 : évolution du paramètre  $\alpha = \delta_z/h$  en fonction de  $\lambda = 2h/(R_{int} + R_{ext})$

Par ailleurs, pour les faibles valeurs de  $\lambda$  (condensateur plat), le rapport entre  $\delta_z$  et la hauteur  $h$  du condensateur croît jusqu'à 0,6.

Paramètres liés aux courants induits

Connaissant la valeur de  $\delta_z$ , nous pouvons définir l'impédance de surface  $\underline{z}_m$  de la métallisation entre les points A et A' ainsi que l'admittance surfacique  $\underline{Y}_{sm}$  de cette même métallisation entre les points A et B. Ces paramètres  $\underline{z}_m$  et  $\underline{Y}_{sm}$  sont analogues respectivement à l'impédance de surface du schoopage  $\underline{z}_s$  et à l'admittance surfacique du bobinage  $\underline{Y}_{sc}$ .

Pour calculer le paramètre  $\underline{Y}_{sm}$ , on peut supposer que le condensateur est constitué d'un empilement de couches métallisées de résistance de surface  $R_{\square}$ , espacées d'une largeur  $e$ , de hauteur  $h_0$  et couvrant une surface  $S = l \times L$  (fig. II-17b et fig. II-20a).

Le nombre de couches métallisées considéré est  $n = \frac{l}{e}$ , la résistance d'une armature entre les plans 1 et 2 est  $R = R_{\square} \frac{h_0}{L}$ . La conductance des  $n$  armatures en parallèle est donc  $\gamma_n = n \frac{1}{R} = \frac{l.L}{eh_0 R_{\square}} = \frac{S}{eh_0 R_{\square}}$ . L'admittance par unité de surface  $\underline{Y}_{sm}$  a, par conséquent, pour expression :

$$\underline{Y}_{sm} = \frac{\gamma_n}{S} = \frac{1}{eh_0 R_{\square}}$$

Pour calculer le paramètre  $\underline{z}_m$ , on suppose que le courant  $I_{lAm}$  se répartit de façon uniforme dans une couche d'épaisseur  $\delta_z$ , de largeur  $dl$  et de longueur  $dx$  (fig. II-20b). La résistance entre les plans 3 et 4 est alors  $R = \frac{e}{dl} R_{\square} \frac{dx}{\delta_z}$  et, en conséquence, le paramètre  $\underline{z}_m$  vaut

:

$$\underline{z}_m = \frac{e R_{\square}}{\delta_z}$$

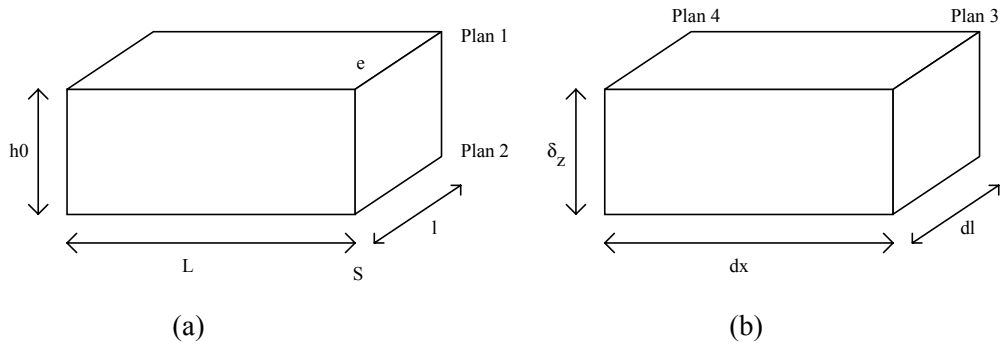


Figure II-20 : calcul des paramètres de la simulation.

Les paramètres  $\delta_z$ ,  $h_0$  et  $h_m$  (fig. II-17b) sont par ailleurs liés :

$$h_0 = h - \delta_z$$

$$h_m = \frac{1}{2}(h_0 + h) = h - \frac{\delta_z}{2}$$

Ainsi, pour la capacité de 76  $\mu\text{F}$  de l'exemple précédent, les différents paramètres qui caractérisent le condensateur valent :

$$\begin{aligned} \delta_z &= 17,7\text{mm} \\ \alpha &= 0,37 \\ h_m &= 39,2\text{mm} \\ h_0 &= 30,3\text{mm} \\ e &= 6,2\mu\text{m} \\ \underline{Y}_{sm} &= 6,64 \cdot 10^5 \text{Sm}^{-2} \end{aligned} \tag{II-29}$$

Dans le chapitre III, la répartition des courants et des potentiels dans le cas de retours de courant asymétriques sera calculée à partir des valeurs précédentes.

## Conclusion

Les condensateurs bobinés à films secs métallisés sont constitués d'un nombre important de couches de diélectrique et de métallisation. Il est par conséquent très difficile de déterminer directement la répartition des champs électromagnétiques et des courants dans de tels condensateurs. Nous avons donc entrepris d'homogénéiser le matériau constitutif du bobinage, c'est-à-dire, à partir de la structure microscopique des films de diélectrique et des métallisations, de déterminer les propriétés macroscopiques de ce bobinage.

En particulier, nous avons défini et calculé l'admittance surfacique du bobinage entre les deux schoopages ainsi que l'impédance de surface des schoopages. De façon similaire et pour prendre en compte les courants induits dans les métallisations, nous avons défini et calculé une admittance surfacique et une impédance de surface de métallisation.

# **Chapitre III**

Répartition de l'induction magnétique  
et des courants





## Introduction

Un condensateur intégré dans un montage d'électronique de puissance est traversé, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, par des courants de conduction et de déplacement qui circulent dans le bobinage et le schoopage. Par ailleurs, d'autres conducteurs placés à proximité du condensateur peuvent être parcourus par des courants de haute fréquence : il s'agit d'une part des fils de connexion du condensateur au circuit extérieur et d'autre part des conducteurs liés aux autres composants du montage. L'ensemble de ces courants crée un champ magnétique alternatif à l'intérieur du bobinage qui, à son tour, peut être la cause de courants induits [39,40]. La circulation de ces courants ne se limite pas aux métallisations, elle s'étend à tout le bobinage.

L'objet du présent chapitre est l'étude des courants induits dans les condensateurs à films métallisés et des conséquences de leur présence. Nous nous limiterons d'abord au cas particulier où les éventuels conducteurs de retour du courant présentent une symétrie de révolution. En conséquence, les courants induits dans les armatures pourront être négligés, ce qui facilitera notre étude. L'impact du champ magnétique sur la répartition du courant et des échauffements sera alors mis en évidence. Enfin, nous proposerons un modèle de répartition des courants dans le bobinage pour des structures de connexion dissymétrique. Nous devons alors prendre en considération l'existence de courants induits dans les armatures.

### III-1 Répartition symétrique des champs et des courants

#### III-1-1 Conditions de symétrie

Le bobinage des condensateurs à films métallisés présente naturellement un axe de symétrie de révolution, noté  $e_z$  sur la figure I-18. Cette propriété géométrique a pour conséquence la symétrie de répartition des champs et courants, à condition, toutefois, que les conducteurs externes au bobinage (conducteurs de connexion) soient aussi disposés de

manière symétrique par rapport à l'axe  $e_z$ . Ainsi, les répartitions des grandeurs physiques dans les condensateurs représentés sur les figures III-1a et III-1b seront-elles symétriques. Au contraire, cette symétrie fera défaut pour les condensateurs représentés sur les figures III-1c et III-1d. Nous supposons désormais que la disposition des conducteurs par rapport au bobinage se ramène soit au cas de la figure III-1a (retour interne), soit au cas de la figure III-1b (retour externe).

### III-1-2 Mise en équations

Nous considérons donc que les courants d'intensité  $\underline{I}(r, \omega)$  dans les schoopages, les courants de densité surfacique  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  dans le bobinage et l'induction magnétique d'intensité  $\underline{B}(r, \omega)$  sont orientés respectivement suivant les axes  $e_r$ ,  $e_z$  et  $e_\theta$  (fig. I-18). Par ailleurs, ces trois grandeurs ne varient ni en fonction de l'azimut  $\theta$  - grâce à la symétrie supposée du condensateur -, ni en fonction de l'élévation  $z$  - grâce à l'homogénéisation effectuée dans le chapitre précédent.

Les variations du courant  $\underline{I}(r, \omega)$  orienté suivant  $e_r$  qui traverse la boucle ( $C_1$ ) (fig. III-2) dépendent du type de connexions adopté (retour interne ou externe).

Dans le cas d'un retour interne :

$$\underline{I}(r = R_{int}, \omega) = \underline{I}_c \qquad \underline{I}(r = R_{ext}, \omega) = 0$$

Dans le cas d'un retour externe :

$$\underline{I}(r = R_{int}, \omega) = 0 \qquad \underline{I}(r = R_{ext}, \omega) = -\underline{I}_c$$

où  $\underline{I}_c$  désigne le courant d'alimentation du condensateur.

Les conditions aux limites sur le schoopage donnent une relation entre le champ

magnétique orthoradial  $\underline{B}(r, \omega)$  dans le bobinage et le courant  $\underline{I}(r, \omega)$  :

$$\underline{B}(r, \omega) = -\frac{\mu_0}{2\pi r} \underline{I}(r, \omega) \quad (\text{III-1})$$

Cette relation est valable pour les deux configurations.

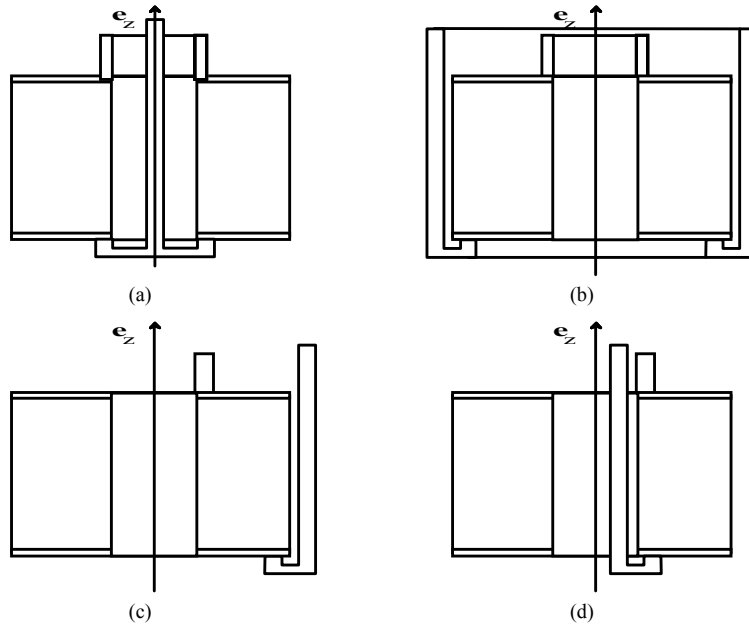


Figure III-1 : différents types de connexions : retour interne symétrique (a) ; retour externe symétrique (b) ; retour externe dissymétrique (c) ; retour interne décentré (d).

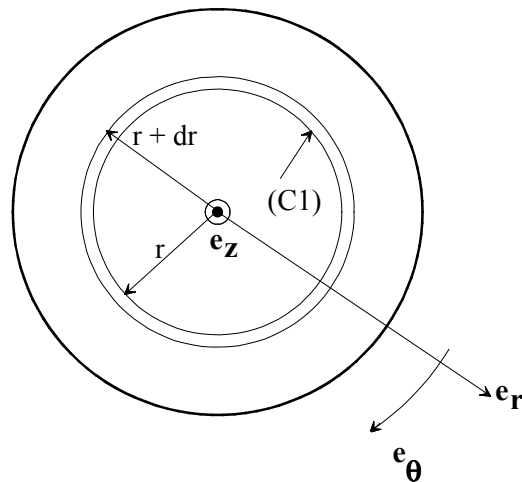


Figure III-2 : condensateur vu de dessus (côté schoopage).

Le champ magnétique alternatif  $\underline{B}(r, \omega)$  va à son tour créer des forces électromotrices et ainsi perturber la répartition de potentiel dans le condensateur. Soit  $\underline{\zeta}(r, \omega)$  la circulation du champ électrique entre deux points, situés à la même distance  $r$  de l'axe  $(O, \underline{e}_z)$ , et placés chacun sur un schoopage différent (fig. III-3), et  $\underline{Z}_s(r, \omega)dr$  l'impédance du schoopage entre deux couronnes circulaires de rayons  $r$  et  $r+dr$  (fig. III-2). L'impédance  $\underline{Z}_s(r, \omega)dr$  peut s'exprimer en fonction de l'impédance de surface du schoopage  $\underline{z}_s$  :

$$\underline{Z}_s(r, \omega)dr = \frac{\underline{z}_s}{2\pi r} dr \quad (\text{III-2})$$

Les simulations ont été effectuées en prenant comme expression de  $\underline{z}_s$  :

$$\underline{z}_s = \frac{(1+j)\rho_s}{\delta_s}$$

avec  $\delta_s = \sqrt{\frac{2\rho_s}{\mu_s \omega}}$

où  $\mu$  représente la perméabilité magnétique du schoopage. Par ailleurs, on a considéré que le schoopage était en zinc, ce qui revient à prendre comme valeurs de  $\mu$  et de  $\rho$  :

$$\mu_s = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1} \quad \rho_s = 5,8 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m} .$$

En appliquant la loi de Faraday au contour abcda de la figure III-3, nous obtenons :

$$-\underline{\zeta}(r+dr, \omega) + \underline{\zeta}(r, \omega) - 2\underline{Z}_s(r, \omega)\underline{I}(r, \omega)dr = -j\omega h \underline{B}(r, \omega)dr \quad (\text{III-3})$$

En faisant tendre  $dr$  vers zéro, l'équation (III-3) devient :

$$\frac{\partial \underline{\zeta}(r, \omega)}{\partial r} = -2\underline{Z}_s(r, \omega)\underline{I}(r, \omega) + j\omega h \underline{B}(r, \omega) \quad (\text{III-4})$$

La relation précédente montre que le potentiel entre les deux schoopages dépend en général de la distance à l'axe  $(O, \underline{e}_z)$ .

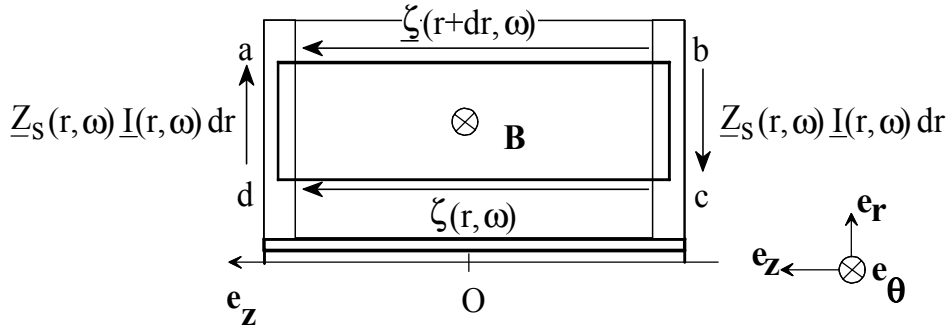


Figure III-3 : circulation du champ électrique dans une boucle.

Cette évolution est d'autant plus marquée que le schoopage présente une grande impédance ( $Z_s(r, \omega)$  grand) et que le terme  $\omega h |B(r, \omega)|$  est important. On peut donc prévoir que plus la pulsation  $\omega$  sera élevée, moins la répartition de potentiel sera homogène.

A partir des équations (III-1) et (III-4), nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial \underline{\zeta}(r, \omega)}{\partial r} = \left( \frac{4\pi r}{\mu_0} Z_s(r, \omega) + j\omega h \right) \underline{B}(r, \omega) \quad (\text{III-5})$$

A partir des équations (III-2) et (III-5), on trouve :

$$\frac{\partial \underline{\zeta}(r, \omega)}{\partial r} = \left( \frac{2Z_s(\omega)}{\mu_0} + j\omega h \right) \underline{B}(r, \omega) \quad (\text{III-6})$$

Nous pouvons par ailleurs lier la répartition de potentiel entre les deux schoopages à la densité surfacique de courant  $\underline{J}_c(r, \omega)$  qui traverse le condensateur suivant  $\underline{e}_z$ . Si on note  $\underline{Y}_{sc}(\omega)dS$  la conductance entre deux portions de schoopage en regard, on peut écrire :

$$\underline{J}_{sc}(r, \omega) = \underline{Y}_{sc}(\omega) \underline{\zeta}(r, \omega) \quad (\text{III-7})$$

Le paramètre  $\underline{Y}_{sc}$  est calculé d'après la relation (II-25) du chapitre II.

La densité surfacique de courant  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  est d'autre part liée au courant  $\underline{I}$  par la

relation :

$$\frac{\partial I(r, \omega)}{\partial r} = -2\pi r J_{sc}(r, \omega) \quad (\text{III-8})$$

où  $2\pi r J_{sc}(r, \omega) dr$  représente le courant qui traverse le bobinage à une distance du centre comprise entre  $r$  et  $r + dr$ .

En combinant les équations (III-6), (III-7) et (III-8), nous pouvons écrire l'équation de répartition du champ magnétique dans le condensateur.

Nous posons pour simplifier :

$$\delta_c^2 = \frac{-1}{2Y_{sc}(\omega)\underline{z}_s + j\omega h\mu_0 Y_{sc}(\omega)} \quad (\text{III-9})$$

ou encore :

$$\delta_c = \left[ \frac{-1}{Y_{sc}(\omega)[2\underline{z}_s + j\omega h\mu_0]} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Nous obtenons alors l'équation :

$$r^2 \frac{\partial^2 B(r, \omega)}{\partial r^2} + r \frac{\partial B(r, \omega)}{\partial r} + \left[ \frac{r^2}{\delta_c^2} - 1 \right] B(r, \omega) = 0 \quad (\text{III-10})$$

L'équation (III-10) a la même forme que celle qui régit la répartition du champ magnétique dans un conducteur cylindrique. Le coefficient  $\delta_c$  est ainsi analogue à l'épaisseur de peau dans les conducteurs, mais son expression est évidemment différente.

Ainsi, si le bobinage du condensateur était remplacé par un conducteur de conductivité

$\sigma_m$ , l'admittance surfacique  $\underline{Y}_{sc}$  deviendrait :

$$\underline{Y}_{sc} = \frac{\sigma_m}{h}$$

En supposant alors que  $\underline{z}_s$  soit nul, l'expression de  $\delta_c$  deviendrait :

$$\delta_c = \left[ \frac{-1}{j\mu_0\sigma_m\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\delta_m}{1-j}$$

avec :

$$\delta_m = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\sigma_m\omega}}$$

Le paramètre  $\delta_m$  correspond donc à l'épaisseur de peau dans le conducteur.

### III-1-3 Solutions

Pour résoudre l'équation (III-10), nous notons  $J_n$  et  $Y_n$  les fonctions de Bessel d'ordre  $n$  respectivement de première et de deuxième espèces.

En tenant compte des conditions aux limites, les solutions de l'équation (III-10) s'écrivent [41] :

- pour un retour au centre :

$$\underline{B}_i(r, \omega) = \frac{\mu_0 I_c}{2\pi R_{int} \Delta} \left[ Y_1 \left( \frac{R_{ext}}{\delta_c} \right) J_1 \left( \frac{r}{\delta_c} \right) - J_1 \left( \frac{R_{ext}}{\delta_c} \right) Y_1 \left( \frac{r}{\delta_c} \right) \right] \quad (\text{III-11a})$$

- pour un retour externe :

$$\underline{B}_e(r, \omega) = \frac{\mu_0 I_c}{2\pi R_{int} \Delta} \left[ Y_1 \left( \frac{R_{int}}{\delta_c} \right) J_1 \left( \frac{r}{\delta_c} \right) - J_1 \left( \frac{R_{int}}{\delta_c} \right) Y_1 \left( \frac{r}{\delta_c} \right) \right] \quad (\text{III-11b})$$

où :

$$\Delta = J_1\left(\frac{R_{ext}}{\delta_c}\right)Y_1\left(\frac{R_{int}}{\delta_c}\right) - J_1\left(\frac{R_{int}}{\delta_c}\right)Y_1\left(\frac{R_{ext}}{\delta_c}\right) \quad (\text{III-12})$$

D'autre part, les équations (III-1) et (III-8) permettent de déterminer la densité de courant dans le condensateur :

- pour un retour au centre :

$$\underline{J}_{sci}(r, \omega) = \frac{I_c}{2\pi R_{int} \delta_c \Delta} \left[ Y_1\left(\frac{R_{ext}}{\delta_c}\right) J_0\left(\frac{r}{\delta_c}\right) - J_1\left(\frac{R_{ext}}{\delta_c}\right) Y_0\left(\frac{r}{\delta_c}\right) \right] \quad (\text{III-13a})$$

- pour un retour externe :

$$\underline{J}_{sce}(r, \omega) = \frac{I_c}{2\pi R_{int} \delta_c \Delta} \left[ Y_1\left(\frac{R_{int}}{\delta_c}\right) J_0\left(\frac{r}{\delta_c}\right) - J_1\left(\frac{R_{int}}{\delta_c}\right) Y_0\left(\frac{r}{\delta_c}\right) \right] \quad (\text{III-13b})$$

On peut remarquer que cette densité de courant dépend en partie du rapport entre le rayon extérieur du condensateur et la "pseudo épaisseur de peau"  $\delta_c$ .

L'impédance totale du condensateur ( $\underline{Z}_{tot}$ ) se déduit directement de l'expression de la répartition de la densité de courant dans le condensateur (III-13),  $l_s$  et  $r_s$  représentant respectivement l'inductance et la résistance des connexions du condensateur. L'impédance  $\underline{Z}_{tot}$  se met sous la forme :

$$\underline{Z}_{toti} = \frac{\underline{J}_{sci}(R_{int}, \omega)}{\underline{Y}_{sc}(\omega) I_c} + j l_s \omega + r_s \quad \text{pour un retour interne ;} \quad (\text{III-14a})$$

et

$$\underline{Z}_{toie} = \frac{\underline{J}_{sce}(R_{ext}, \omega)}{\underline{Y}_{sc}(\omega) I_c} + j l_s \omega + r_s \quad \text{pour un retour externe.} \quad (\text{III-14b})$$

Pour les faibles fréquences, le paramètre  $\delta_c$  devient grand par rapport aux dimensions du condensateurs  $R_{int}$  et  $R_{ext}$ . Les variables des fonctions de Bessel dans les équations (III-13a) et (III-13b) tendent alors vers 0. En effectuant un développement de ces fonctions au voisinage de zéro et en reportant les expressions de  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  ainsi obtenues dans les équations (III-14a) et (III-14b), on obtient :



$$\underline{Z}_{toti} = \underline{Z}_{toie} = \underline{Z}_{tot} = \frac{1}{jC_t\omega} + jl_s\omega + r_s$$

$C_t$  étant la capacité totale du condensateur :

$$C_t = \pi(R_{ext}^2 - R_{int}^2) \times jC_s\omega$$

On retrouve ainsi l'impédance du condensateur à basse fréquence.

### III-1-4 Validation du modèle et interprétation des résultats

La méthode la plus rigoureuse de validation du modèle présenté consisterait à mesurer, sur un condensateur alimenté en courant alternatif sinusoïdal, la répartition de la densité de courant  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  et de l'induction  $\underline{B}(r, \omega)$  à l'intérieur du bobinage. Ce type d'expérience ne peut cependant pas être réalisé facilement à cause des dommages que provoquerait la mise en place de sondes au sein du condensateur.

Une autre solution serait de mesurer la température en surface du condensateur et de déduire de l'échauffement la répartition des pertes et donc des courants. Cette méthode requiert néanmoins un matériel élaboré d'utilisation délicate (caméra infrarouge) et implique l'étude préalable de la répartition de la température dans le bobinage.

En définitive, la méthode utilisée consiste à mesurer l'impédance d'un condensateur et à la comparer à celle prévue par les équations (III-14a) et (III-14b). Cette comparaison est toutefois rendue difficile par l'impédance  $jl_s\omega + r_s$  des connexions du condensateur qui masque l'impédance propre du bobinage. Ainsi, l'impédance d'un condensateur au-delà de sa fréquence de résonance série croît en fonction de la fréquence avec une pente voisine de 20 DB par décade (fig. III-4). On peut pourtant noter, aux environs de 1,6MHz, une variation assez nette du module de l'impédance ainsi que de sa phase. Cette variation, qui se répète à un degré moindre à 3MHz, correspond à un minimum de l'expression  $\Delta$  donnée en (III-12) et, par conséquent, à un maximum de la densité de courant  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$ . On peut donc constater le bon accord entre le modèle proposé et les résultats expérimentaux.

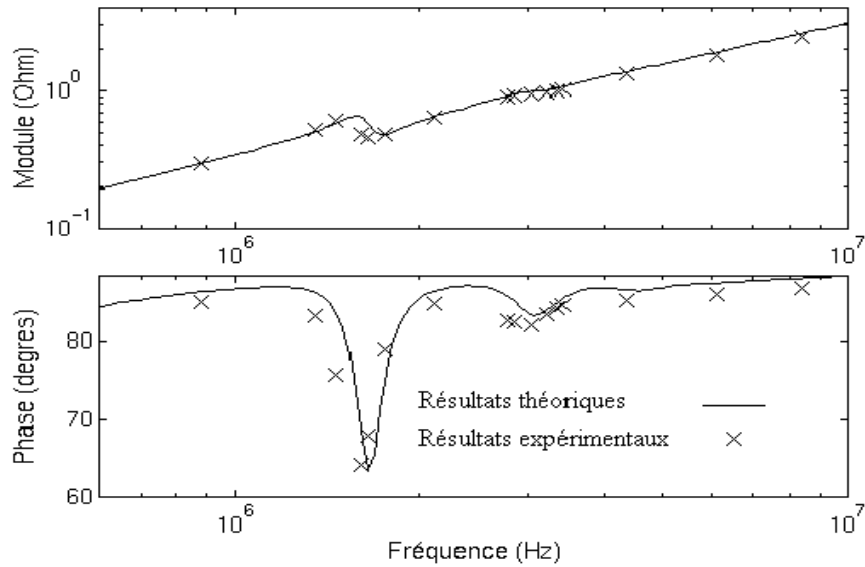


Figure III-4 : évolution de l'impédance en fonction de la fréquence d'un condensateur de capacité  $C_{tot} = 16,310^{-6} F$  , de hauteur  $h = 2,4cm$  , de rayon extérieur  $R_{ext} = 3,8cm$  et de rayon intérieur  $R_{int} = 6mm$  . La résistance de la couche métallique est  $R_{\square} = 8\Omega$  et la largeur des marges est  $m_i = 1,5mm$  . Par identification, on trouve comme caractéristiques des conducteurs de connexion :  $l_s = 47nH$  et  $r_s = 20m\Omega$  . Le conducteur de retour du courant passe à l'intérieur du bobinage.

A l'évolution de l'impédance représentée sur la figure III-4 correspondent des variations de distribution de la densité de courant  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  (fig. III-5) et d'induction  $\underline{B}(r, \omega)$  (fig. III-6) dans le bobinage. Nous pouvons en effet constater que la densité de courant, homogène en basse fréquence, augmente considérablement en certains points quand la valeur du paramètre  $\Delta$  approche d'un minimum. A ces augmentations correspondent des changements de phase de  $\underline{J}_{sc}(r, \omega)$  qui traduisent l'existence de boucles de courants dans le bobinage comme celle représentée sur la figure II-1. Ainsi les condensateurs bobinés à films métallisés se comportent d'une manière analogue aux circuits antirésonants ou aux cavités hyperfréquence [42] : au voisinage de fréquences d'antirésonance, qui correspondent aux minima de  $\Delta$ , l'impédance du bobinage et l'intensité des courants croissent fortement, ce qui correspond aussi à l'augmentation des pertes.

Toutefois, les fréquences d'antirésonance des condensateurs sont beaucoup plus basses que celles des cavités hyperfréquence à cause de la valeur élevée de l'admittance  $\underline{Y}_{sc}$  du matériau homogénéisé. Inversement, les pertes dans ce même matériau sont plus importantes

et les antirésonances sont, par conséquent, amorties. La disparition des antirésonances intervient même, pour des fréquences élevées, quand l'argument de l'admittance  $\underline{Y}_{sc}$  chute et que le matériau homogénéisé devient donc résistif (fig. II-15). Les boucles de courants disparaissent alors du bobinage et le courant se concentre au voisinage du conducteur de retour (fig. III-5). Simultanément, l'induction magnétique décroît plus rapidement et pénètre dès lors moins profondément dans le bobinage. Ce dernier se comporte ainsi comme un conducteur faisant écran au champ magnétique à cause de l'effet de peau "classique". Cette particularité a été mise en application dans des condensateurs de découplage quadripolaires qui seront décrits dans le chapitre IV.

### **III-1-5 Pertes supplémentaires dues aux courants**

L'augmentation de la densité de courant dans le bobinage au voisinage des fréquences d'antirésonance a pour effet d'augmenter les pertes et donc l'échauffement du condensateur, ce qui peut entraîner des défaillances [43]. Ces pertes ne sont pas réparties uniformément, comme on peut le constater sur la figure III-7 qui représente la puissance volumique  $P_v$  dissipée dans le condensateur étudié pour une fréquence  $f = 1MHz$  et un courant de  $1A$  efficace.

Pour cette fréquence, la répartition de densité volumique de pertes dans le condensateur dépasse  $60Wm^{-3}$  vers le centre du condensateur et reste au-dessous de  $15Wm^{-3}$  pour une distance au centre de  $20mm$ . Cette différence est d'autant plus gênante que le condensateur, constitué de polymères, est peu conducteur de la chaleur.

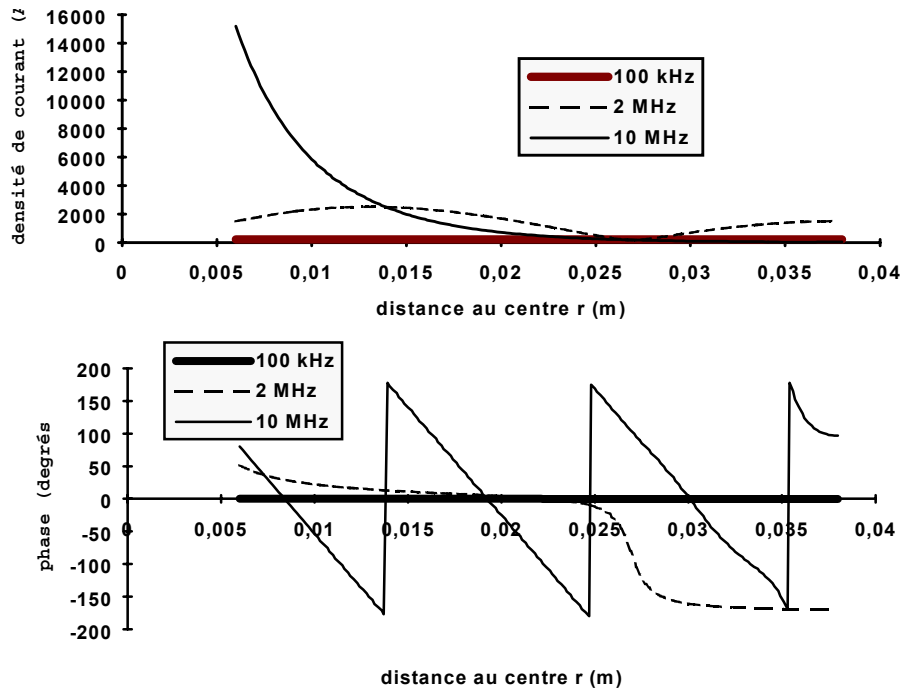


Figure III-5 : évolution de la densité de courant en fonction de la fréquence dans le condensateur étudié.

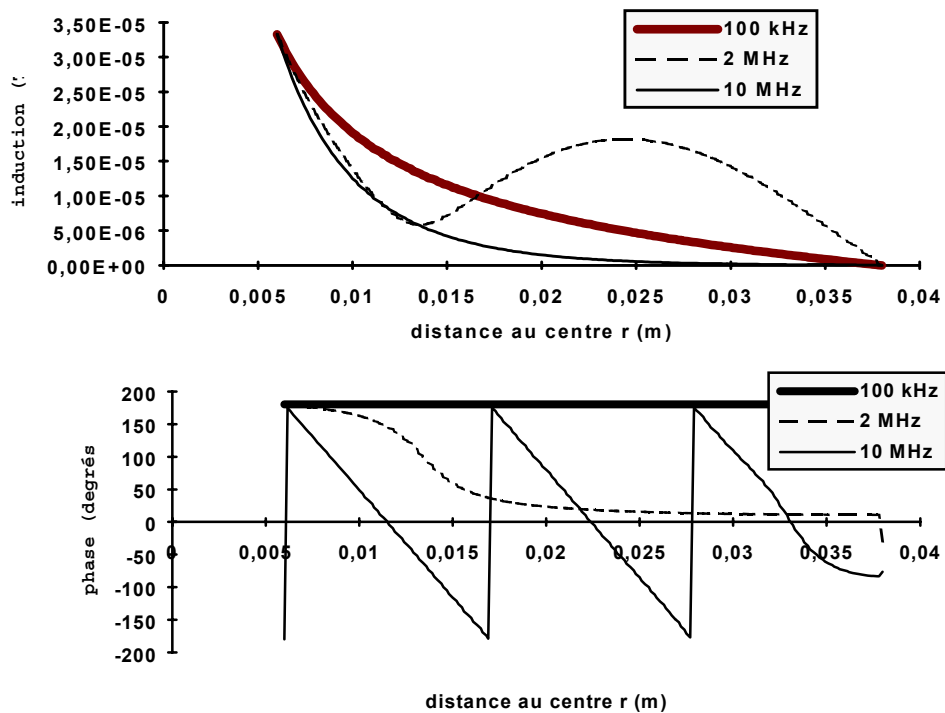


Figure III-6 : évolution de l'induction magnétique en fonction de la fréquence dans le condensateur étudié.

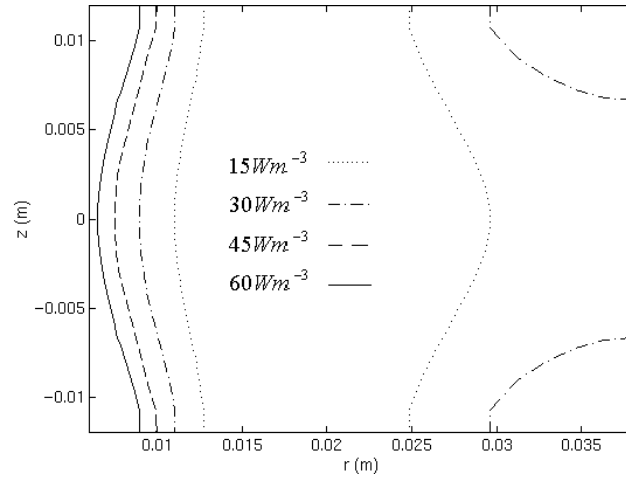


Figure III-7 : répartition de la densité volumique de puissance  $P_v$  dans le condensateur (lignes isopuissances). La puissance  $P_v$  est obtenue à partir des relations (II-18), (II-19) et (III-13a).

La concentration des pertes en certains points du condensateur est par ailleurs d'autant plus marquée que la fréquence du courant est importante, comme on peut le remarquer sur la figure III-8, donnant la répartition des pertes surfaciques pour trois fréquences.

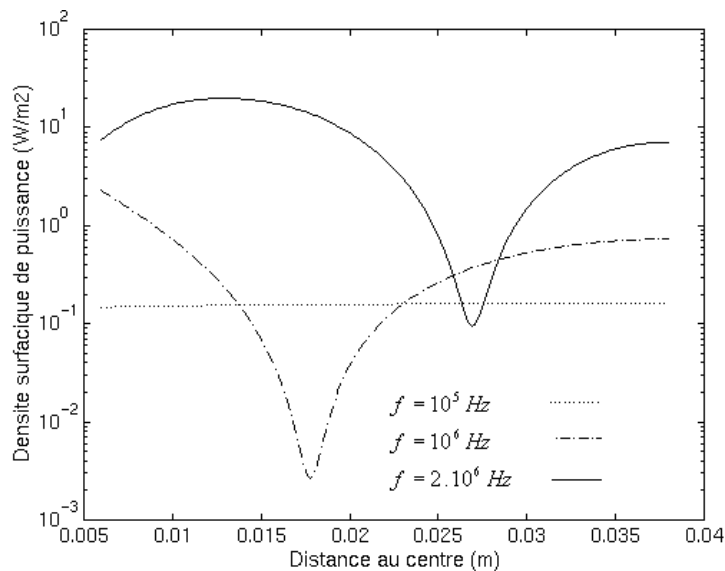


Figure III-8 : densité de pertes surfaciques  $P_s$  dans le condensateur en fonction de la distance au centre  $r$ , pour trois fréquences. La densité de pertes  $P_s$  est donnée par l'équation (II-22a).

L'exploitation du modèle fait aussi apparaître (fig. III-9) que, en diminuant la résistance  $R_{\square}$  de la couche métallisée - par exemple en augmentant l'épaisseur de la métallisation - , on diminue les pertes en basse fréquence. En revanche, pour certaines fréquences élevées, une telle augmentation de la conductivité entraîne une augmentation des pertes. Ce résultat, en apparence paradoxal, vient du fait que des valeurs élevées de  $R_{\square}$  conduisent à un amortissement des courants de circulation dans le condensateur.

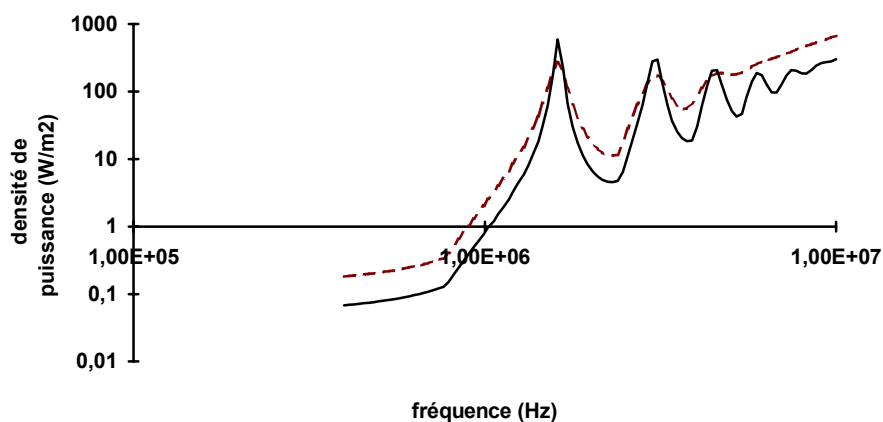


Figure III-9 : évolution du maximum de pertes surfaciques dans le condensateur en fonction de la fréquence. Les résultats sont donnés pour des résistances de couche de  $8\Omega$  (tirets) et  $3\Omega$  (traits pleins).

Enfin, la puissance dissipée dans les condensateurs peut aussi être due à des courants induits dans les armatures. Ces courants peuvent en effet devenir importants quand les conditions de symétrie des connexions ne sont plus respectées.

## III-2 Répartition asymétrique des champs et des courants

L'utilisation de condensateurs à connexions symétriques, bien que souhaitable pour minimiser les inductances propres et les champs rayonnés, n'est pas toujours possible à cause des technologies de fabrication employées. On trouve ainsi souvent, dans les montages d'électronique de puissance, la structure de la figure III-1c. Par ailleurs, même quand il est possible de placer le conducteur de retour du courant à l'intérieur du bobinage, le fil peut n'être

qu'imparfaitement centré (fig. III-1d). Il est donc apparu intéressant de modéliser les phénomènes physiques à l'intérieur du condensateur pour diverses configurations non symétriques des conducteurs [38].

### III-2-1 Mise en équations

#### III-2-1-a Courants de conduction et de déplacement

A la différence du cas précédent (paragraphe III-1) où existait une symétrie axiale, la densité de courant  $\underline{J}_{sc}$  et l'induction magnétique  $\underline{B}$  dépendent à la fois de la distance au centre  $r$  et de l'azimut  $\theta$ . On peut cependant toujours considérer, d'une part, que  $\underline{J}_{sc}$  et  $\underline{B}$  ne dépendent pas de l'élévation  $z$  et que, d'autre part, les lignes d'induction sont comprises dans des plans orthogonaux à  $\underline{e}_z$ . En conséquence, le potentiel vecteur magnétique  $\underline{A}$  sera parallèle à l'axe  $\underline{e}_z$  et nous notons  $\underline{A}$  sa projection sur ce même axe.

La circulation du champ électrique  $\underline{\zeta}$  entre les schoopages s'exprime alors simplement :

$$\underline{\zeta} = \underline{V} - j\omega \underline{A}h$$

où  $\underline{V}$  désigne la différence de potentiel entre deux portions de schoopage de surface  $dS = dx.dy$  en regard (fig. III-10). Entre ces portions de schoopage, la densité de courant  $\underline{J}_{sc}$  a par conséquent comme expression :

$$\underline{J}_{sc} = (\underline{V} - j\omega \underline{A}h)\underline{Y}_{sc} \tag{III-15}$$

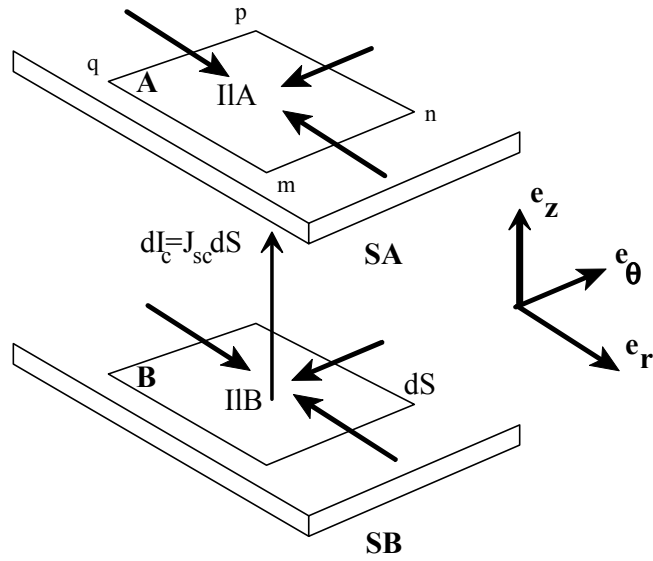


Figure III-10 : circulation des courants dans les schoopages et entre les schoopages

A cette densité surfacique de courant correspond un courant  $dI_c$  :

$$dI_c = J_{sc} dS$$

En supposant que les charges électriques ne s'accumulent pas dans les schoopages, le courant  $dI_c$  qui entre dans l'élément de schoopage A est égal au courant de surface  $\underline{I}_{lA}$  qui sort de ce même élément par les côtés mn, np, pq et qm :

$$dI_c = -\underline{I}_{lAx}(x, y)dy + \underline{I}_{lAx}(x + dx, y)dy - \underline{I}_{lAy}(x, y)dx + \underline{I}_{lAy}(x, y + dy)dx = (div \underline{I}_{lA})dS \quad (III-16a)$$

Il vient de même, pour le schoopage B :

$$dI_c = -(div \underline{I}_{lB})dS \quad (III-16b)$$

Les intensités de courants de surface  $\underline{I}_{lA}$  et  $\underline{I}_{lB}$  dans les schoopages A et B peuvent, d'après l'équation (II-27), être exprimées en fonction des distributions de potentiels  $V_A$  et  $V_B$



dans les schoopages A et B :

$$\underline{I}_{LA} = -\frac{1}{\underline{z}_s} \mathbf{grad} \underline{V}_{-A} \quad (\text{III-17a})$$

$$\underline{I}_{LB} = -\frac{1}{\underline{z}_s} \mathbf{grad} \underline{V}_{-B} \quad (\text{III-17b})$$

En remarquant que  $\underline{V} = \underline{V}_B - \underline{V}_A$  et en posant :

$$\underline{I}_{lc} = \underline{I}_{LB} - \underline{I}_{LA}$$

il vient, d'après les équations (III-16) et (III-17) :

$$\text{div} \underline{I}_{lc} = -2(\underline{V} - j\omega \underline{Ah}) \underline{Y}_{sc} \quad (\text{III-18})$$

$$\text{div} \underline{I}_{lc} = -2 \underline{J}_{sc} \quad (\text{III-19})$$

$$\underline{I}_{lc} = -\frac{1}{\underline{z}_s} \mathbf{grad} \underline{V} \quad (\text{III-20})$$

Ces relations font intervenir les courants de conduction dans le schoopage ainsi que les courants dans le bobinage autres que les courants induits dans les armatures.

### III-2-1-b Courants induits dans les armatures

Ces courants présentent une analogie avec les autres types de courants dans le bobinage et les schoopages, en particulier leurs trajets sont parallèles.

Nous proposons donc, par analogie avec les équations (III-18), (III-19) et (III-20), de prendre comme équations de répartition des courants induits :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \underline{I}_{lm}}{\partial \theta} = -2(\underline{V}_m - j\omega \underline{Ah}_m) \underline{Y}_{sm} \quad (\text{III-21})$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \underline{I}_{lm}}{\partial \theta} = -2 \underline{J}_{sm} \quad (\text{III-22})$$

$$\underline{I}_{lm} = -\frac{1}{z_m} \frac{1}{r} \frac{\partial V_m}{\partial \theta} \quad (\text{III-23})$$

où  $V_m$ ,  $h_m$ ,  $I_{lm}$  et  $\underline{Y}_{sm}$  représentent respectivement la différence de potentiel entre les points A et B (fig. II-16b), la distance entre A et B, l'intensité du courant de surface parallèle aux schoopages et l'admittance par unité de surface entre A et B.

On peut noter, toutefois, que les termes en gradient et en divergence des équations (III-18), (III-19) et (III-20) sont remplacés par des dérivées suivant la seule direction orthoradiale  $e_\theta$ . Ce choix s'explique parce que les courants induits  $\underline{I}_{lm}$  se dirigent forcément de façon parallèle aux métallisations.

### III-2-1-c Potentiel vecteur magnétique

Enfin, la projection du potentiel vecteur magnétique sur l'axe  $e_z$  est liée aux densités de courant dans le bobinage :

$$\frac{1}{\mu_0} \Delta \underline{A} = -(\underline{J}_{sc} + \underline{J}_{sm}) \quad (\text{III-23})$$

où  $\mu_0$  représente la perméabilité magnétique du vide.

L'ensemble des relations (III-18), (III-19), (III-20), (III-21), (III-22) et (III-23) permet alors de déterminer la répartition des grandeurs physiques dans le bobinage. Il est en particulier possible, si l'on considère que les densités de courant induit sont nulles, de retrouver l'équation de répartition de l'induction magnétique déjà obtenue dans le cas d'un retour symétrique (annexe C).

### III-2-2 Résolution des équations de répartition des champs

En éliminant  $\underline{J}_{sc}$ ,  $\underline{J}_{sm}$ ,  $\underline{I}_{lc}$  et  $\underline{I}_{lm}$  dans les équations (III-18), (III-19), (III-20), (III-21), (III-22) et (III-23), on obtient un système d'équations qui lie  $\underline{A}$ ,  $\underline{V}$  et  $\underline{V}_m$  :

$$\begin{aligned} (\Delta - 2z_s \underline{Y}_{sc}) \underline{V} + 2z_s \underline{Y}_{sc} j\omega h \underline{A} &= 0 \\ \left( \frac{1}{z_m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - 2\underline{Y}_{sm} \right) \underline{V}_m + 2j\omega h_m \underline{Y}_{sm} \underline{A} &= 0 \\ \underline{Y}_{sc} \underline{V} + \frac{1}{2z_m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \underline{V}_m + \left( \frac{1}{\mu_0} \Delta - j\omega h \underline{Y}_{sc} \right) \underline{A} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III-24})$$

En supposant l'impédance  $z_s$  suffisamment petite, la différence de potentiel entre les schoopages peut être supposée constante égale à  $V_{ext}$  (alimentation en tension) et le système précédent se réduit à :

$$\begin{aligned} \left( \frac{1}{z_m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - 2\underline{Y}_{sm} \right) \underline{V}_m &= -2j\omega h_m \underline{Y}_{sm} \underline{A} \\ \left( \frac{1}{\mu_0} \Delta - j\omega h \underline{Y}_{sc} \right) \underline{A} &= -\frac{1}{2z_m} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \underline{V}_m - \underline{Y}_{sc} V_{ext} \end{aligned} \quad (\text{III-25})$$

Le système d'équations différentielles précédent a été résolu par la méthode des différences finies en deux dimensions. Cette méthode ne permet certes pas d'atteindre une précision des résultats et une vitesse de calcul très élevées. Elle a cependant été utilisée afin de faciliter d'éventuelles modifications de la mise en équation.

### III-2-3 Validation expérimentale

Afin de déterminer la validité du modèle proposé, nous avons alimenté un condensateur de 76  $\mu\text{F}$  correspondant aux paramètres (II-29), par un conducteur externe asymétrique (fig. III-11) éloigné du bord du bobinage d'une distance  $d_c = 4\text{mm}$ . La détermination directe des densités de courant dans le bobinage étant difficile à réaliser, nous avons choisi de mesurer

l'induction magnétique à proximité du condensateur pour la comparer aux valeurs prévues par le modèle. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'une spire placée à côté du bobinage pour capter la force électromotrice induite. L'influence de l'impédance des conducteurs sur les résultats expérimentaux est ainsi réduite.

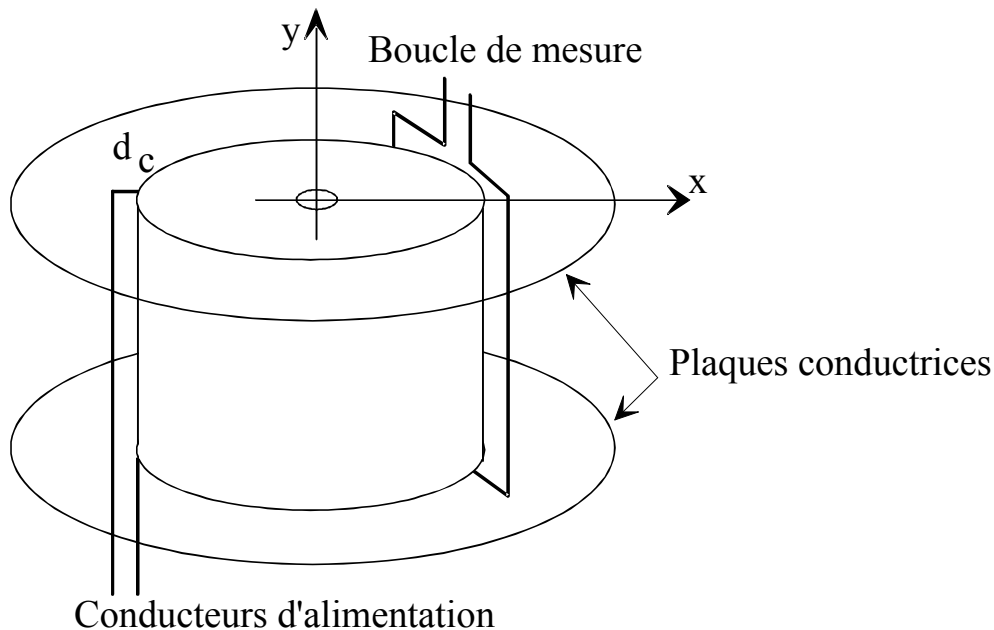


Figure III-11 : montage expérimental utilisé pour la validation du modèle. La capacité du condensateur utilisé est  $76\mu F$ . Ses autres caractéristiques sont données par (II-29)

Cependant, les lignes d'induction autour du condensateur évoluent normalement dans un espace tridimensionnel alors que le modèle proposé ne prend en compte que des phénomènes bidimensionnels. Afin de pouvoir effectuer la comparaison expérimentale, il a donc été nécessaire de rajouter, sur les schoopages du condensateur, deux larges plaques conductrices qui forcent les lignes de champ à conserver une répartition bidimensionnelle à l'extérieur du bobinage (fig. III-11). Cet artifice écarte toutefois le montage expérimental des cas réels d'utilisation des condensateurs en électronique de puissance.

La figure III-12 montre une bonne concordance entre les résultats expérimentaux (traits pleins) et les résultats théoriques pour des valeurs normales des paramètres ( $\delta_z = 17,7mm$ ). Par ailleurs, on a représenté les résultats de calculs effectués pour des courants de Foucault dans

les métallisations réduits ( $\delta_z = 0,1mm$ ). On peut constater que, dans ce dernier cas, le tracé s'éloigne nettement du tracé expérimental. Ce résultat démontre l'importance des courants de Foucault dans les armatures.

L'effet de ces courants apparaît sur la figure III-13 où sont représentées les répartitions théoriques de courant total  $\underline{J}_s$  (fig. III-13a et III-13b) et de courant de Foucault  $\underline{J}_{sm}$  (fig. III-13c et III-13d) dans le bobinage pour une fréquence de 100 kHz. Les figures III-13a et III-13c donnent la répartition de courants pour  $\delta_z = 17,7mm$  et les figures III-13b et III-13d pour  $\delta_z = 0,1mm$ . Dans tous les cas, le courant d'alimentation est ramené à 1 A.

On peut tout d'abord remarquer que la densité de courant total est beaucoup plus grande pour une valeur normale de  $\delta_z$  (fig. III-13a) que pour une valeur réduite (fig. III-13b). Dans ce dernier cas, les variations de densité de courant sont dues aux phénomènes de résonance dans le condensateur et restent faibles pour la fréquence utilisée. La valeur importante de la densité de courant de la figure III-13a est due principalement aux courants induits dans les métallisations (fig. III-13c). La comparaison des figures III-13c et III-13d montre que ces courants dépendent fortement du paramètre  $\delta_z$ .

La valeur élevée des courants dans les métallisations peut avoir comme conséquence une élévation de la température du condensateur préjudiciable à sa durée de vie. Il faut donc éviter de placer les conducteurs d'alimentation du condensateur de façon asymétrique pour éviter les échauffements supplémentaires. On peut remarquer que l'apparition d'une forte densité de courants induits n'est pas liée uniquement à l'emploi d'un conducteur de retour externe. Un conducteur interne décentré de 3 mm peut être cause d'une augmentation importante de la densité de courant dans le condensateur par rapport à un retour parfaitement centré (fig. III-14).

### III-2-4 Répartition de l'induction

A partir du calcul des courants, il est possible d'obtenir l'allure de l'induction magnétique au voisinage du condensateur. Nous nous sommes en particulier intéressé à la composante radiale dans le plan de coupe longitudinal incluant l'axe x (fig. III-11).

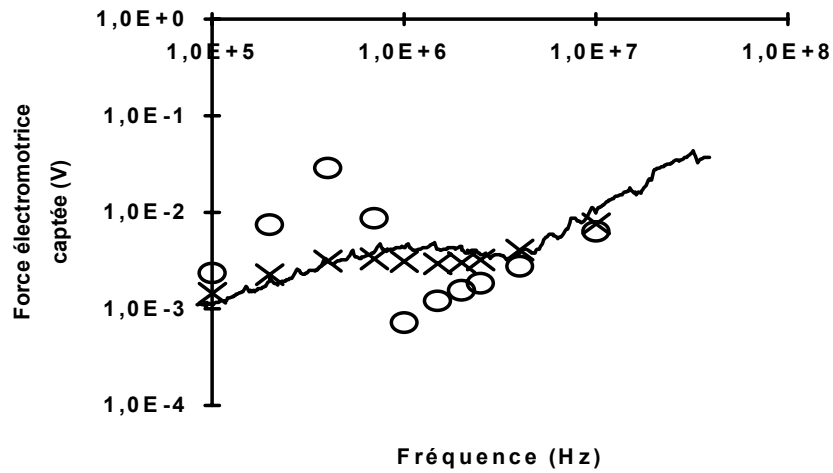


Fig. III-12 : comparaison expérimentale. La force électromotrice captée dans la boucle est tracée en fonction de la fréquence pour un courant d'alimentation ramené à 1 A. Les traits pleins représentent les mesures. Les simulations sont effectuées soit pour des courants de Foucault normaux (croix) soit pour des courants réduits (cercles).

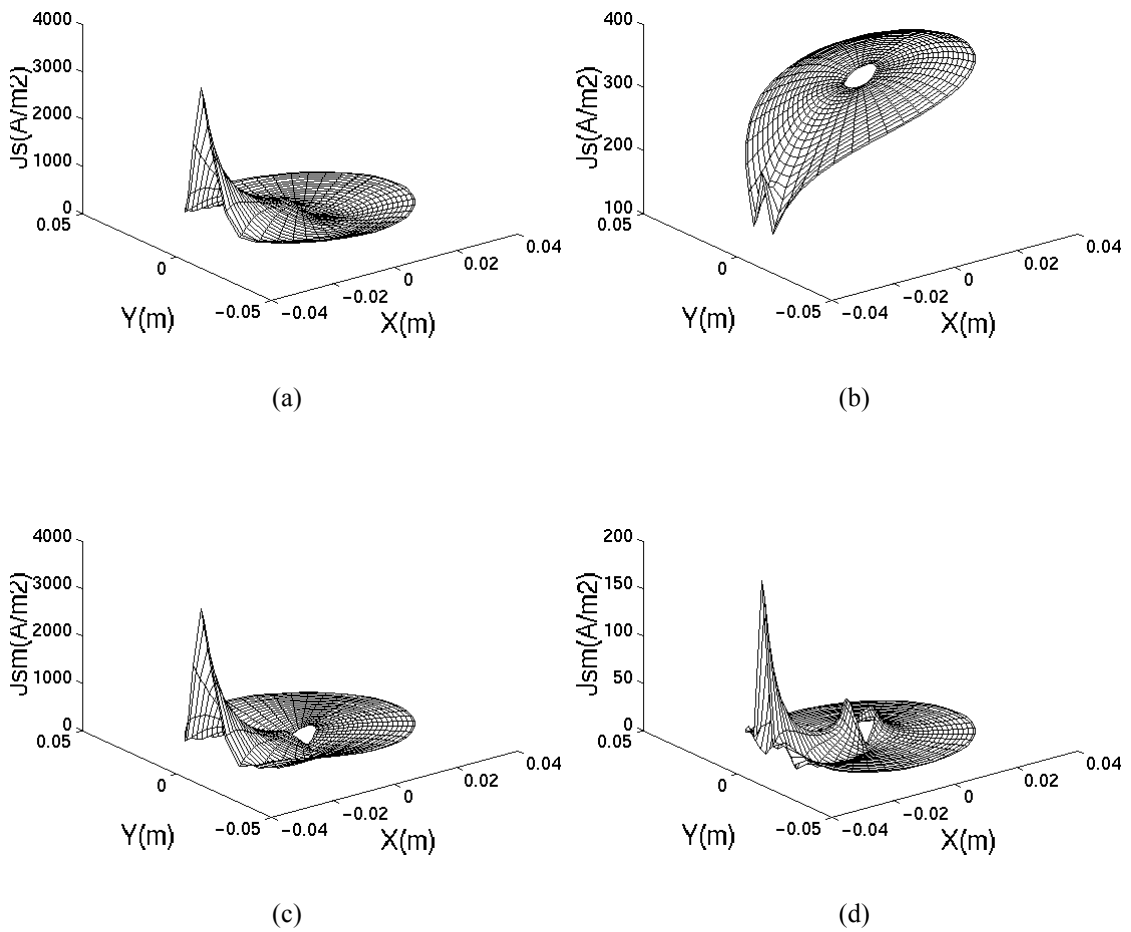


Fig. III-13 : répartition du courant total (figures a et b) et du courant induit (figures c et d) dans le condensateur. Pour les figures a et c,  $\delta_z = 17,7 \text{ mm}$  ; pour les figures b et d,  $\delta_z = 0,1 \text{ mm}$ .

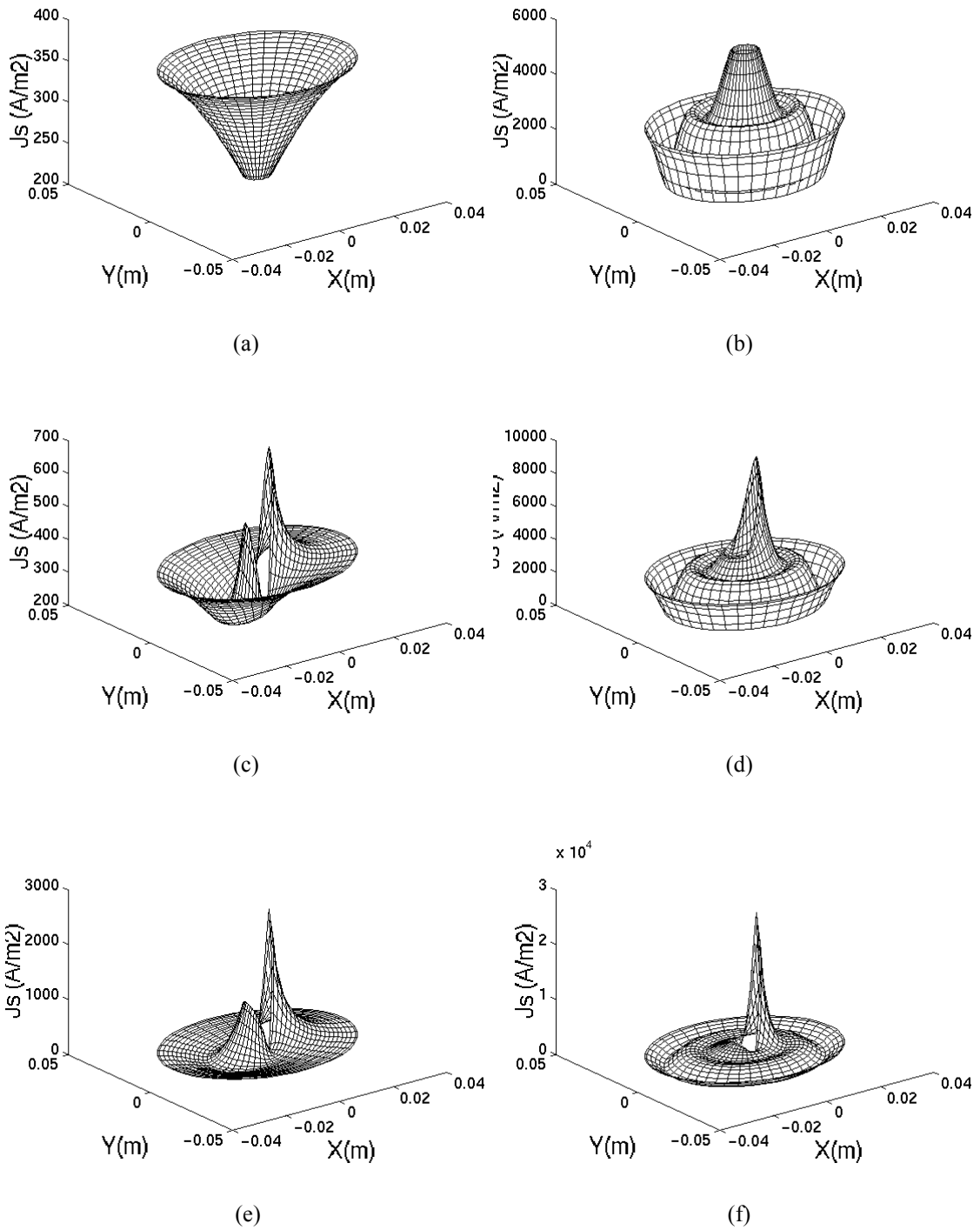


Fig. III-14 : répartition de la densité des courants dans le condensateur pour diverses fréquences et divers décalages du conducteur central. Les figures (a), (c) et (e) sont obtenues pour une fréquence de 100kHz ; les figures (b), (d) et (f) sont obtenues pour une fréquence de 1MHz. Les décalages valent 0mm (a et b), 1mm (c et d) et 3mm (e et f).

Pour des abscisses négatives - c'est-à-dire au voisinage du condensateur de retour - l'induction à 100 kHz décroît rapidement avec l'éloignement et dépend peu de la présence ou de l'absence des courants induits (fig. III-15). Ce comportement peut s'expliquer par la proximité du conducteur de retour qui impose le champ magnétique, indépendamment des courants dans le condensateur. En revanche, pour des abscisses positives - c'est-à-dire du côté opposé au conducteur - , l'induction varie plus lentement et l'influence des courants est plus nette (fig. III-16). Ceci est dû aux courants induits dans les métallisations qui font écran à la pénétration du champ.

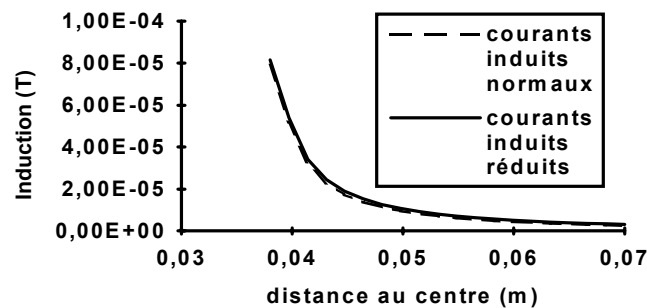


Figure III-15 : induction calculée dans le plan du conducteur de retour en fonction de la distance au centre à 100 kHz.

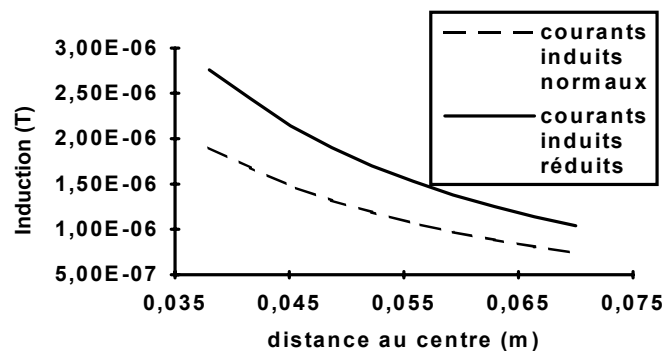


Figure III-16 : induction calculée dans le plan opposé au conducteur de retour en fonction de la distance au centre à 100kHz.

Par ailleurs, l'induction magnétique en un point donné du domaine d'étude dépend aussi de la fréquence des courants (fig. III-17 et III-18). Pour certaines fréquences, on note ainsi la présence de résonances d'amplitude importante quand les courants de Foucault sont négligés, mais plus faible dans le cas réel. Comme précédemment, on peut souligner l'effet des courants



induits sur le champ magnétique, plus sensible à l'opposé du conducteur de retour qu'à son voisinage.

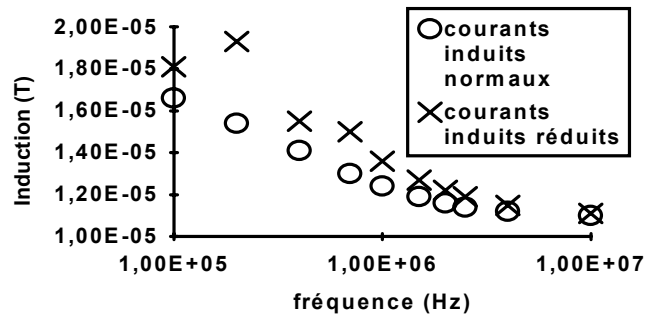


Figure III-17 : induction calculée dans le plan du conducteur de retour ( $x = -45mm$ ) en fonction de la fréquence.

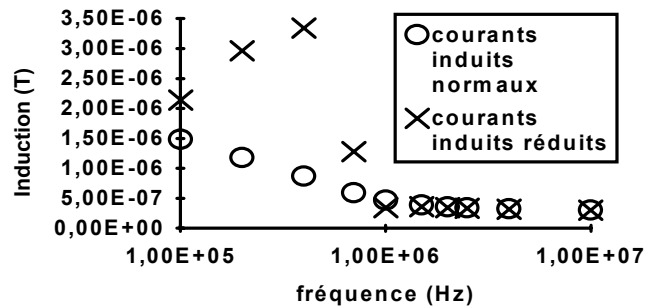


Figure III-18 : induction calculée dans le plan opposé au conducteur de retour ( $x = +45mm$ ) en fonction de la fréquence.

Afin de réellement prévoir le pouvoir perturbateur des condensateurs bobinés et de leurs connexions, il reste cependant nécessaire d'améliorer le modèle proposé pour tenir compte de la répartition tridimensionnelle des champs autour du bobinage.

### III-2-5 Discussion

D'après le modèle de répartition de courant dans les condensateurs à retours non symétriques qui a été présenté, les courants induits dans les armatures métallisées constituent une part importante des courants qui circulent dans le condensateur et contribuent ainsi fortement à l'élévation de température. De plus, l'influence de ces courants se fait sentir à partir de fréquences relativement faibles (100kHz). Il est d'autre part possible de prévoir dans

des cas particuliers, à partir de la connaissance des courants, la répartition de l'induction magnétique tant à l'intérieur qu'à l'extérieur du condensateur. Un certain nombre d'améliorations reste cependant nécessaire pour pouvoir exploiter le modèle.

D'abord, il serait intéressant de remplacer le procédé de résolution employé (différences finies) par des méthodes plus souples et plus rapides, comme, par exemple, la méthode des éléments finis. Il est aussi envisageable d'utiliser des méthodes de résolution analytiques adaptées aux corps à symétries cylindriques [44]. Les mises en équations sont toutefois compliquées par la présence, dans le système à résoudre (III-24), d'équations non isotropes.

En outre, le modèle est peu adapté pour prédire la répartition des champs et des courants dans les cas généraux de retour du courant par conducteurs externes, quand aucun artifice n'est employé pour confiner le champ magnétique. Il serait ainsi souhaitable de pouvoir calculer les grandeurs électromagnétiques pour des géométries tridimensionnelles à l'aide d'un logiciel approprié qui intégrerait les caractéristiques du matériau homogénéisé remplaçant le bobinage.

Une autre amélioration possible serait d'affiner le calcul des paramètres  $\underline{z}_m$  et  $\underline{y}_{sm}$  liés aux courants induits dans les armatures. En particulier, leurs valeurs sont actuellement supposées constantes sur toute l'étendue du bobinage, ce qui peut être abusif pour des condensateurs de rayons interne et externe très différents. On peut donc envisager de calculer l'épaisseur  $\delta_z$  (équation II-28) dans laquelle sont supposés circuler les courants induits en fonction de la distance au centre  $r$  :

$$\delta_z = h - r \operatorname{arg} \operatorname{sh} \left( \frac{1}{e} \operatorname{sh} \left( \frac{h}{r} \right) \right)$$

Les paramètres  $\underline{z}_m$  et  $\underline{y}_{sm}$ , calculés à partir de  $\delta_z$ , dépendraient alors aussi de  $r$ . Adopter une telle démarche conduirait toutefois à abandonner l'idée d'un matériau constitutif du bobinage qui soit homogène, ce qui compliquerait la mise en équation des problèmes.

Enfin, il serait intéressant de compléter les mesures d'induction magnétique pour une plus grande rigueur de la validation expérimentale du modèle. Par exemple, une cartographie complète de l'induction magnétique autour du condensateur permettrait de déterminer la

répartition réelle du courant dans le bobinage. Cette répartition pourrait ensuite facilement être comparée aux résultats théoriques.

## **Conclusion**

En prenant en compte la présence d'un champ magnétique dans les condensateurs à film métallisé traversés par un courant sinusoïdal, nous avons établi l'équation de répartition du courant dans ces condensateurs. D'après cette équation, la densité de courant dans le condensateur devient, sous l'effet du champ magnétique, non homogène à haute fréquence (>100 kHz). Ce phénomène est analogue à l'effet de peau dans les conducteurs ; l'établissement de l'équation de répartition du courant fait d'ailleurs intervenir un coefficient  $\delta_c$  assez semblable à l'épaisseur de peau. En outre, à cet effet de peau s'ajoutent des courants induits dans les armatures métalliques qui apparaissent quand les conducteurs de retour du courant se trouvent décentrés par rapport à l'axe du bobinage.

L'ensemble de ces phénomènes conduit alors à un renforcement de la densité surfacique du courant en certains points du bobinage. En conséquence, la puissance dissipée en ces mêmes points par effet Joule et par pertes diélectriques augmente sensiblement et peut conduire à des défaillances du condensateur.



# Chapitre IV

## Applications



## Introduction

Dans les montages d'électronique de puissance, les condensateurs sont employés à cause de l'évolution de l'impédance en fonction de la fréquence : celle-là, très élevée en courant continu, décroît en effet au fur et à mesure que la fréquence s'élève. Un condensateur permet de limiter les variations de tension aux bornes des composants (utilisation de condensateurs dans les circuits d'aide à la commutation) et d'empêcher la propagation de perturbations haute fréquence le long des lignes d'alimentation (utilisation de condensateurs dans les filtres). Ses performances sont cependant limitées en haute fréquence par les inductances parasites liées à son bobinage et à l'impédance des connexions. Il est donc intéressant de se servir des modèles de répartition des courants présentés dans le chapitre III pour déterminer les géométries et les structures de condensateurs qui présentent les impédances les plus faibles.

Nous envisagerons d'abord la minimisation des inductances propres des condensateurs à films métallisés (paragraphe IV-1). Nous proposerons ensuite une structure originale de condensateurs de découplage permettant de diminuer fortement les perturbations conduites en haute fréquence (paragraphe IV-2). Nous présenterons enfin brièvement d'autres applications possibles des modèles de distribution des courants et des champs dans le condensateur (paragraphe IV-3).

### IV-1 Minimisation des inductances propres

L'inductance propre d'un condensateur est liée à la densité volumique d'énergie magnétique  $w_m$  et donc à l'induction magnétique créée par la circulation de courants dans le bobinage et dans les fils de connexions. Nous pouvons donc considérer que bobinage et connexions sont responsables d'une partie de l'inductance propre.

#### IV-1-1 Influence des connexions

Pour analyser l'importance relative des inductances dues au bobinage et aux connexions, nous utilisons le montage de la figure IV-1. L'injection d'un courant dans le condensateur est effectuée par les connexions A. La tension est mesurée aux bornes des connexions B (montage de mesure d'impédance 4 points). Le retour du courant se fait, pour ce montage, soit à l'intérieur (fig. IV-1a), soit à l'extérieur du condensateur par un conducteur tubulaire qui épouse la forme du condensateur (retour externe, fig. IV-1b). Les connexions A et B sont tenues éloignées les unes des autres pour éviter un couplage magnétique entre les circuits.

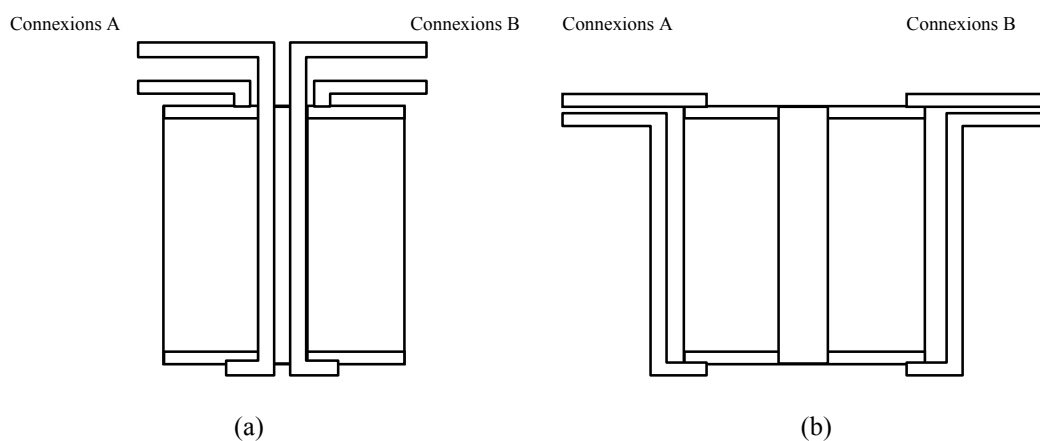
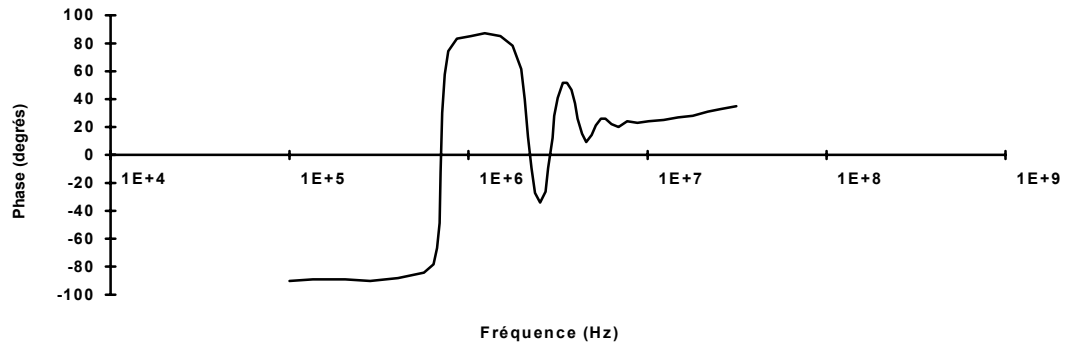
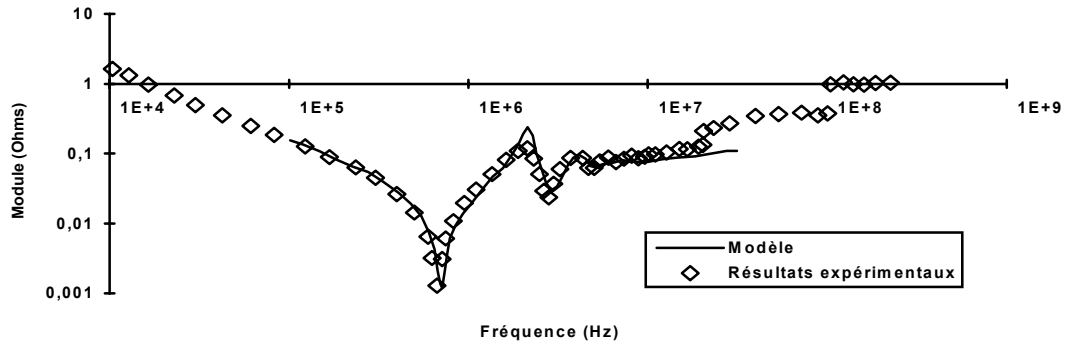


Figure IV-1 : connexions du condensateur - (a) Retour interne du courant. (b) Retour externe.

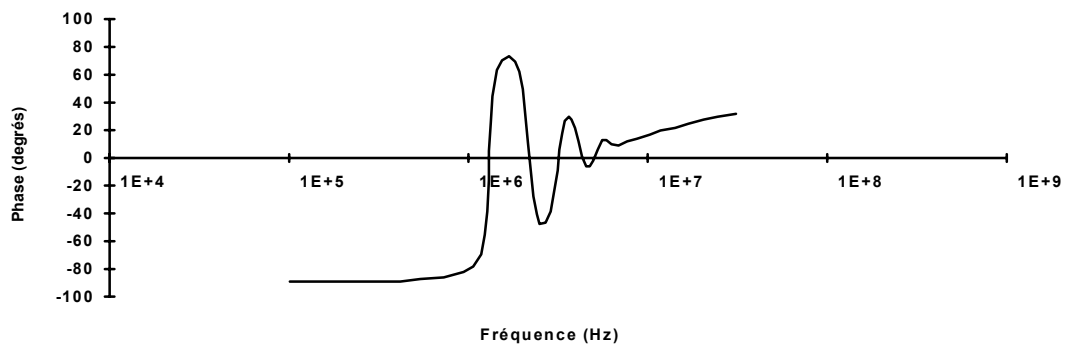
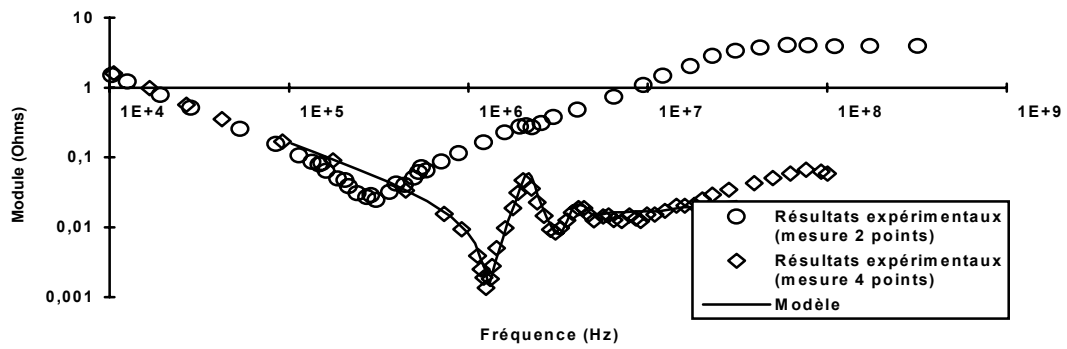
L'impédance mesurée par la méthode 4 points est représentée par des losanges sur les figures IV-2a (interne) et IV-2b (externe). Par ailleurs et à titre de comparaison, les cercles (fig. IV-2b) représentent l'évolution de l'impédance mesurée de façon traditionnelle avec un montage 2 points (l'injection de courant et la mesure de la tension se font par les mêmes connexions).

Les résultats des méthodes 2 points et 4 points montrent que l'inductance rajoutée par les connexions est importante. Ainsi, pour un montage retour externe, la fréquence de résonance série est de 1,25 MHz pour le bobinage seul et de 275 kHz pour le bobinage plus les connexions.





(a)



(b)

Figure IV-2 : évolution de l'impédance du condensateur en fonction de la fréquence - (a) Retour interne du courant. (b) Retour externe. Les valeurs des paramètres pour ce condensateur sont : Capacité ,  $C= 9,7 \mu\text{F}$  ; hauteur du bobinage,  $h= 2,4 \text{ cm}$  ; rayon interne du bobinage,  $R_{\text{int}}= 0,6 \text{ cm}$  ; rayon externe du bobinage,  $R_{\text{ext}}= 3,1 \text{ cm}$  ; résistance de la métallisation du film ,  $R_{\square}=8 \Omega$ .

En calculant à partir de ces fréquences de résonance série les valeurs de l'inductance série équivalente du condensateur, nous trouvons une inductance de 1,7 nH pour le bobinage seul et de 35 nH pour le bobinage plus les connexions ; cette dernière valeur est proche de celles mesurées dans les convertisseurs statiques [45]. Par ailleurs, à haute fréquence, l'impédance mesurée avec le montage 2 points est nettement plus grande que celle obtenue avec le montage 4 points (40 dB $\mu$ V à 20 MHz). Il apparaît en définitive que l'inductance des connexions peut être bien supérieure à l'inductance du bobinage. Il convient donc, pour limiter les inductances du système, de porter le plus grand soin aux connexions entre les bornes du condensateur et le circuit électrique extérieur ainsi que, à l'intérieur du boîtier, entre le bobinage et les bornes. Il est souhaitable, par exemple, de réaliser les connexions internes et externes au condensateur en fils plats, qui présentent une très faible inductance linéique. On peut d'autre part envisager d'associer, au sein d'un même boîtier, les composants actifs et leurs circuits d'aide à la commutation pour optimiser la structure des connexions et diminuer ainsi la surface des boucles.

On remarque que l'évolution de l'impédance du bobinage seul fait apparaître des pics à 2MHz et 4 MHz (pour les plus importants) au-delà de la fréquence de résonance série. Ces pics correspondent aux phénomènes d'antirésonance et de circulation de courants élevés à l'intérieur du condensateur, phénomènes décrits dans le chapitre III.

#### **IV-1-2 Influence de la géométrie du bobinage**

La variation de l'impédance donnée par le modèle décrit au chapitre III est représentée en traits pleins sur les figures IV-2a et IV-2b. La fréquence  $f_a$  des phénomènes d'antirésonance observés est pratiquement indépendante du mode de connexion (retour interne ou externe). En revanche, la fréquence de résonance série  $f_r$  est plus faible quand le retour du courant a lieu à l'intérieur (fig. IV-2a). Ce fait est dû à la répartition du champ magnétique  $\mathbf{B}$  dans le condensateur. En effet, dans le cas d'un retour interne, le champ magnétique à l'intérieur du condensateur (fig. IV-3) est plus important que celui observé dans le cas d'un retour externe.

En conséquence, l'énergie magnétique emmagasinée dans le condensateur est plus forte et la

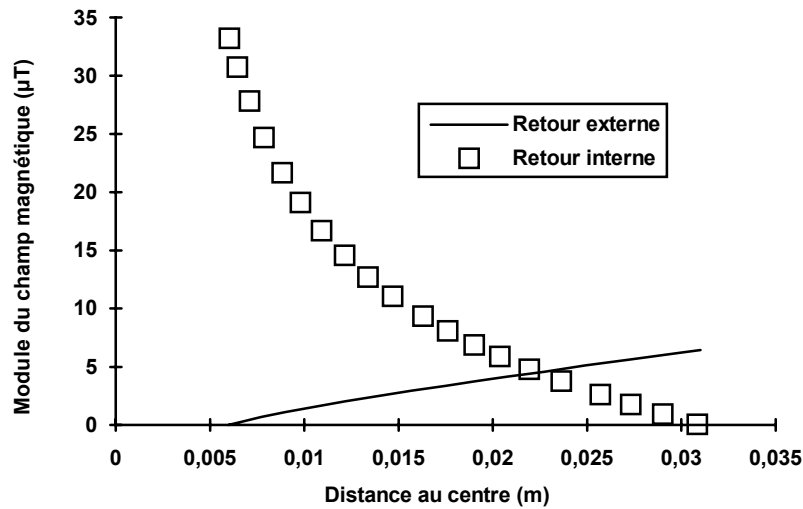


Figure IV-3 : répartition du champ magnétique dans le condensateur à 200 kHz.

fréquence de résonance diminue. De façon générale, pour diminuer le champ magnétique, à courant constant et à perméabilité constante, on peut augmenter la longueur des lignes de champ, c'est-à-dire faire circuler les courants inducteurs à la **périphérie** du condensateur. L'orientation de notre travail va donc porter sur des géométries qui permettent d'éloigner les courants du centre du condensateur.

Afin de déterminer l'influence des paramètres géométriques, des simulations de divers types de condensateurs ont été effectuées. Pour que les résultats soient comparables, le volume du bobinage et la capacité ont été maintenus constants (égaux respectivement à  $6,97 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$  et  $9,7 \text{ } \mu\text{F}$ ). Pour chaque géométrie de bobinage - caractérisée par sa hauteur  $h$  et ses rayons interne et externe  $R_{\text{int}}$  et  $R_{\text{ext}}$  respectivement -, nous relevons la fréquence de résonance série  $f_r$  correspondant au minimum d'impédance ainsi que la fréquence  $f_a$  correspondant au premier minimum relatif de phase après  $f_r$  (fig. IV-2).

Ces condensateurs peuvent être rangés dans deux "familles" : les condensateurs **plats** (à faible hauteur  $h$ ) et les condensateurs **annulaires** (à rayon interne du bobinage  $R_{\text{int}}$  important).

## Condensateur plat

L'évolution des fréquences de résonance et d'antirésonance du condensateur est représentée, sur la figure IV-4, pour les deux modes de connexion (interne et externe) en fonction du rayon externe du condensateur. On remarque que les fréquences de résonance et d'antirésonance augmentent avec le rayon extérieur. Il apparaît, quelle que soit la géométrie du condensateur, que :

- \* la fréquence d'antirésonance dépend peu du mode de connexion ;
- \* la fréquence de résonance avec retour interne du courant est inférieure à la fréquence de résonance avec retour externe et augmente moins vite quand le rayon externe croît.

On peut expliquer que la fréquence d'antirésonance dépend peu du mode de connexion en remarquant que le volume du condensateur compris entre  $R_{int}$  et  $R_{ext}$  se comporte comme une cavité cylindrique résonante d'hyperfréquence, l'amortissement étant cependant supérieur. En effet, **pour un mode donné**, la fréquence d'antirésonance de cette cavité est fixée par sa seule géométrie. Par ailleurs, la présence sur la figure IV-2b d'un second pic d'antirésonance à 4,1 MHz correspond, pour une cavité hyperfréquence, à un second mode de résonance. Cependant, les pics d'antirésonance de fréquence supérieure, qui correspondent aussi aux minima de  $\Delta$ , n'apparaissent plus à cause des pertes dans le bobinage, très supérieures aux pertes dans une cavité hyperfréquence.

## Condensateur annulaire

La figure IV-5 représente l'évolution des fréquences de résonance et d'antirésonance pour un condensateur annulaire dans les deux modes de connexion. Comme pour le condensateur plat, la fréquence d'antirésonance est quasi indépendante du mode de connexion et la fréquence de résonance est plus grande quand le retour du courant se fait à l'extérieur. Cependant, à la différence du condensateur plat, l'écart des fréquences de résonance pour les deux modes de connexion diminue quand le rayon externe du condensateur augmente.

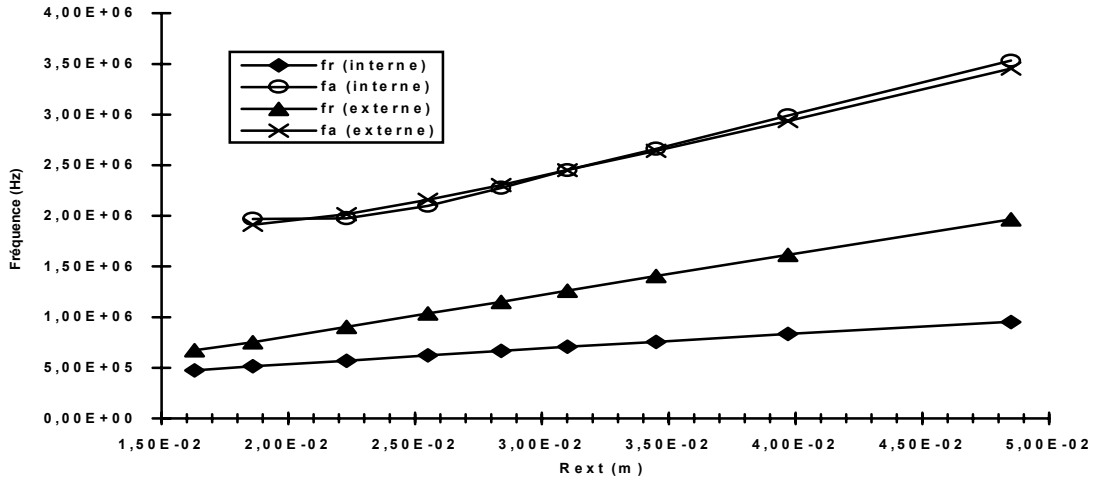


Figure IV-4 : fréquences de résonance  $f_r$  et d'antirésonance  $f_a$  pour un condensateur plat en fonction du rayon externe.

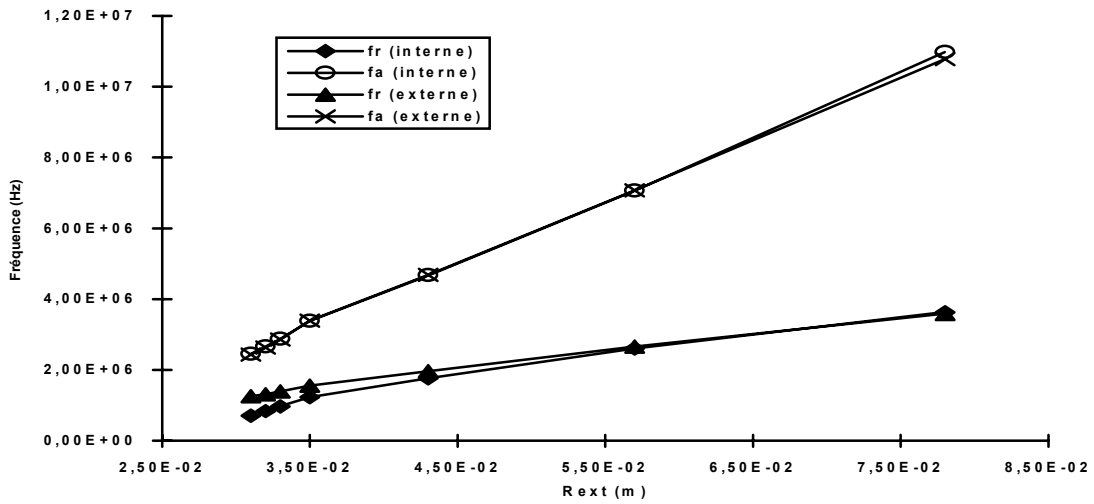


Figure IV-5 : fréquences de résonance  $f_r$  et d'antirésonance  $f_a$  pour un condensateur annulaire en fonction du rayon externe.

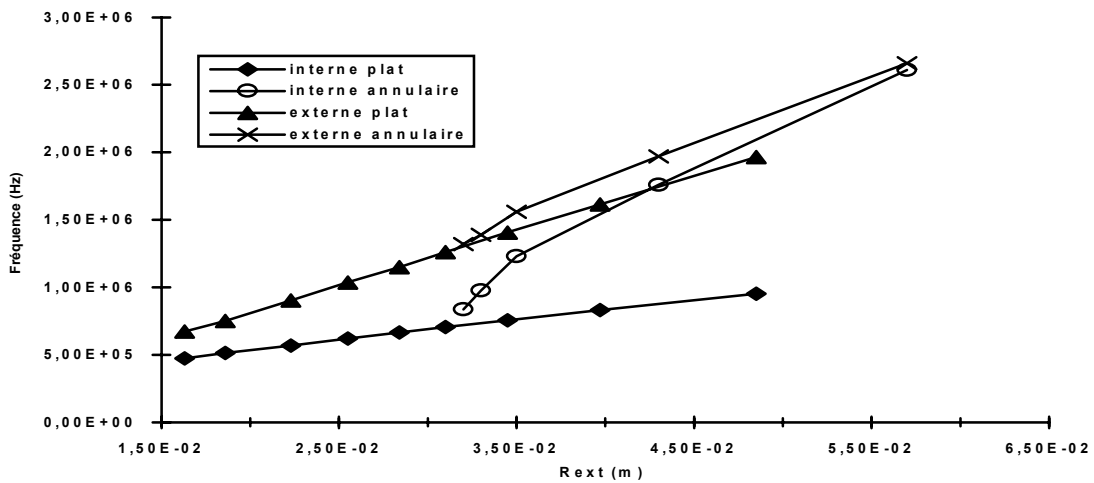


Figure IV-6 : fréquences de résonance pour des condensateurs plats et annulaires en fonction du rayon externe.

C'est parce que la différence entre rayons interne et externe du condensateur diminue pour garder un volume de bobinage constant et que, de ce fait, la différence entre un retour interne et un retour externe du courant s'estompe.

D'autre part, comme on peut le constater sur la figure IV-6, la fréquence de résonance série est plus grande, à même rayon externe, pour un condensateur annulaire que pour un condensateur plat. Pour une même géométrie, elle est aussi plus grande avec un retour externe du courant. Il convient donc, pour diminuer l'inductance propre du condensateur, d'employer des condensateurs de **géométrie annulaire, de grands rayons externe et interne** et d'effectuer la connexion de retour du courant **à l'extérieur du condensateur** [46]. L'utilisation de conducteurs de retour internes au bobinage a par ailleurs été proposée par R. Ropa et C. Glaize [47].

### **IV-1-3 Conclusion**

Les mesures d'impédance effectuées sur les condensateurs et l'exploitation d'un modèle théorique nous ont permis de mettre en avant l'importance de l'inductance des connexions. Celle-ci peut en effet être plusieurs dizaines de fois supérieure à celle du bobinage seul pour un montage peu soigné. Il ressort des simulations d'impédance présentées par des bobinages de géométries diverses que les bobinages plats ou, mieux encore, annulaires, à grands rayons externe et interne, présentent une fréquence de résonance élevée. De façon générale, les connexions de retour du courant doivent passer à l'extérieur du bobinage pour réduire l'inductance série équivalente du condensateur.

## **IV-2 Condensateurs de découplage**

Les condensateurs de découplage traditionnels sont placés en parallèle sur les lignes d'alimentation afin de court-circuiter les courants de haute fréquence qui circulent du circuit perturbateur au circuit victime (fig. IV-7). La boucle (hachurée sur la figure IV-7) formée par

les fils de connexion (de résistance  $r_s$ ) qui joignent le bobinage à la ligne d'alimentation possède cependant une inductance  $l_s$  qui diminue l'efficacité du condensateur. Le condensateur de découplage est donc équivalent au circuit de la figure IV-8, où  $\underline{Z}_b$  représente l'impédance du bobinage. Afin de contrer la baisse de performances des filtres à haute fréquence, il est possible d'utiliser des condensateurs céramiques qui, du fait de leur volume réduit, possèdent une impédance faible. Cependant, le coût de ces condensateurs demeure élevé et leurs capacités, réduites, ne permettent pas d'atténuer les basses fréquences. Une solution souvent employée consiste à associer en parallèle un condensateur à film de forte capacité et un condensateur céramique peu inductif pour éliminer les perturbations dans une large bande de fréquences. Ce dernier montage n'apporte pourtant qu'une piètre amélioration et entraîne l'apparition de résonances entre les deux condensateurs [48].

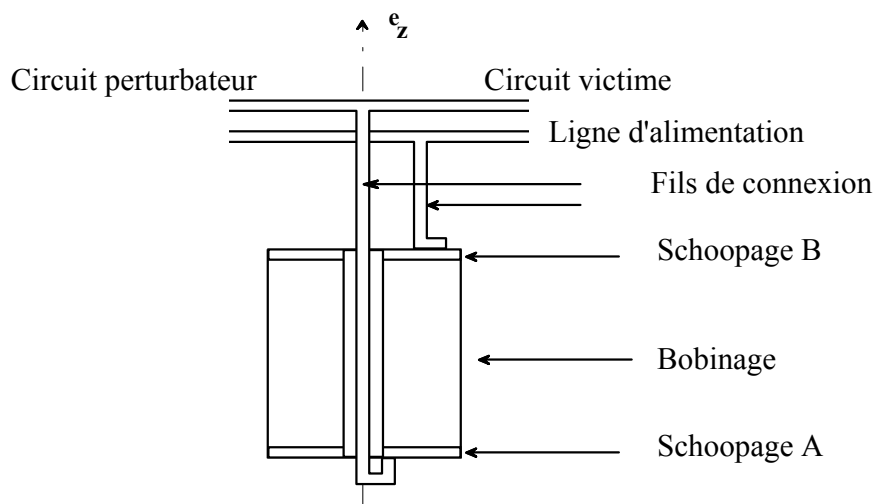


Figure IV-7 : montage d'un condensateur de découplage traditionnel.

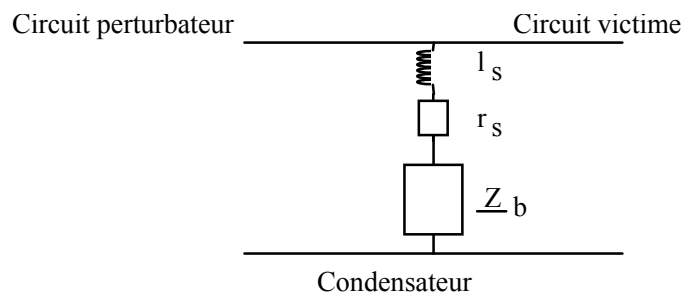


Figure IV-8 : circuit équivalent du condensateur de découplage traditionnel.

### IV-2-1 Structure du condensateur

Pour diminuer le couplage magnétique dû au câblage, il apparaît donc nécessaire de séparer les connexions du bobinage au circuit perturbateur et au circuit victime, et d'utiliser des montages "quatre points" (ou quadripolaires) tels que ceux représentés sur la figure IV-1. L'inductance  $l_s$  est alors scindée d'une part en deux inductances propres  $l_{11}$  et  $l_{22}$  et, d'autre part, en une inductance mutuelle  $l_{12}$  (fig. IV-9). Si les connexions du circuit perturbateur (connexions A) et celles du circuit victime (connexions B) sont maintenues éloignées et/ou séparées par un écran magnétique, l'inductance  $l_{12}$  reste très faible et les circuits sont correctement découplés.

On note en effet que les courants perturbateurs injectés par les connexions A sont fortement atténués, même à haute fréquence (fig. IV-2). Toutefois, la tension aux bornes du circuit victime (connexions B) augmente de nouveau au-delà de 1 MHz. Ceci est dû, pour le condensateur représenté sur la figure IV-2a (retour interne), à la concentration du courant vers le centre du condensateur aux fréquences élevées (fig. III-6, traits pleins). Pour le condensateur représenté sur la figure IV-2b, la concentration intervient cette fois à la périphérie du bobinage. Pour les deux types de condensateurs, l'augmentation de la densité du courant  $\underline{J}_{sc}(R_{ext}, \omega)$  entraîne l'augmentation de la circulation  $\underline{\zeta}_2$  de  $\mathbf{E}$  aux bornes du circuit victime et, par conséquent, le couplage entre les circuits :

$$\underline{\zeta}_2 = \frac{1}{\underline{Y}_{sc}} J_{sc}(R_{ext}, \omega)$$

où  $\underline{Y}_{sc}$  représente l'admittance surfacique du bobinage.

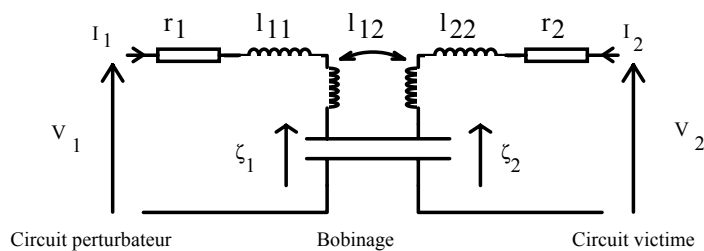


Figure IV-9 : schéma équivalent des condensateurs quadripolaires.



Afin de réduire le couplage par le bobinage précédemment décrit, nous avons adopté la structure de connexions représentée sur la figure IV-10 [49,50,51]. dans laquelle les circuits perturbateur ABCC'D et victime EFGG'H sont dissociés.

### **Circuit perturbateur ABCC'D**

La portion de circuit AB est constituée d'un fil conducteur traversant le condensateur par son centre ou par un tube de matériau conducteur creux placé lui aussi au centre du condensateur. Cette dernière disposition possède l'avantage, entre autres, de diminuer l'inductance propre du circuit ABCD.

La portion de circuit BC est constituée par la face interne d'une pièce conductrice P qui établit le contact entre le schoopage 2 et la portion de circuit AB d'une part et qui, d'autre part, empêche le champ magnétique créé par le circuit ABCC'D d'engendrer une force électromotrice induite dans les connexions du circuit EFGG'H.

La portion de circuit CC' est comprise dans le bobinage du condensateur.

La portion de circuit C'D représente une connexion du circuit perturbateur.

### **Circuit victime EFGG'H**

La portion de circuit EF établit la connexion du condensateur avec les bornes.

La portion de circuit FG est constituée par la face externe de la pièce conductrice P. La séparation des portions de circuit BC et FG est possible, à haute fréquence, grâce à l'effet de peau dans la pièce P.

La portion de circuit GG' est comprise dans le bobinage du condensateur.

Enfin, la portion de circuit GH est un matériau conducteur cylindrique.

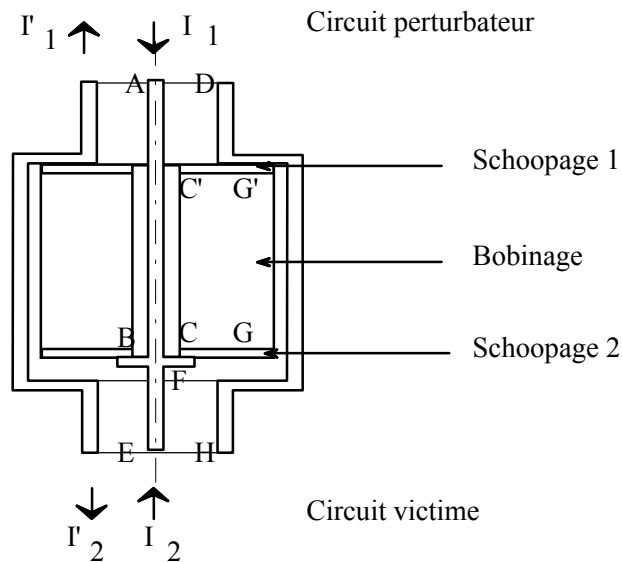


Figure IV-10 : coupe du condensateur de découplage quadripolaire.

Dans cette structure, la connexion du circuit perturbateur se fait à l'intérieur du bobinage alors que celle du circuit victime se fait à l'extérieur. La concentration des courants à haute fréquence au centre du condensateur ne constitue donc plus un handicap. Elle forme au contraire un écran qui empêche la pénétration du champ magnétique jusqu'au circuit victime. On obtient ainsi une bonne atténuation des perturbations aux fréquences élevées. En outre, si la symétrie axiale des conducteurs est parfaitement respectée, l'inductance mutuelle  $l_{12}$  entre les circuits (fig. IV-9) est nulle.

On peut noter que le dispositif décrit est réversible : si les branchements du condensateur aux circuits perturbateur et victime sont intervertis, le découplage reste efficace car les courants du circuit perturbateur se concentrent cette fois à la périphérie du bobinage. L'impédance du condensateur vue du circuit perturbateur et du circuit victime n'est toutefois pas la même.

Enfin, pour augmenter la tension de service des condensateurs de découplage, il est possible de remplacer le bobinage unique par une pile de plusieurs bobinages dont chacun des éléments ne supporte qu'une partie de la tension appliquée. En revanche, la mise en parallèle de plusieurs bobinages - bien que techniquement possible - est à éviter à cause des phénomènes de résonance qui peuvent exister entre les différents bobinages. Pour obtenir de fortes capacités, il est alors préférable d'utiliser un bobinage unique de taille importante. Des

prototypes de condensateurs de découplage de 500  $\mu\text{F}$  et de 850  $\mu\text{F}$  ont ainsi été réalisés au CEGELY (fig. IV-11).

#### IV-2-2 Matrice d'impédance du condensateur

Afin de déterminer la matrice d'impédance du quadripôle formé par le condensateur de découplage, nous supposons que ce dernier est uniquement alimenté par des courants de mode différentiel. En conséquence, les courants notés  $I_1$ ,  $I_1'$ ,  $I_2$  et  $I_2'$  sur la figure IV-10 obéissent aux relations :

$$I_1 = I_1' \text{ et } I_2 = I_2'$$

En appliquant le théorème d'Ampère sur un contour circulaire centré sur l'axe de symétrie de révolution du condensateur, on obtient alors l'induction magnétique à la limite interne du bobinage :

$$\underline{B}(R_{int}, \omega) = -\frac{\mu_0 I_1(\omega)}{2\pi R_{int}} \quad (\text{IV-1})$$

Il est de même possible de calculer l'induction magnétique à la périphérie du bobinage :

$$\underline{B}(R_{ext}, \omega) = \frac{\mu_0 I_2(\omega)}{2\pi R_{ext}} \quad (\text{IV-2})$$

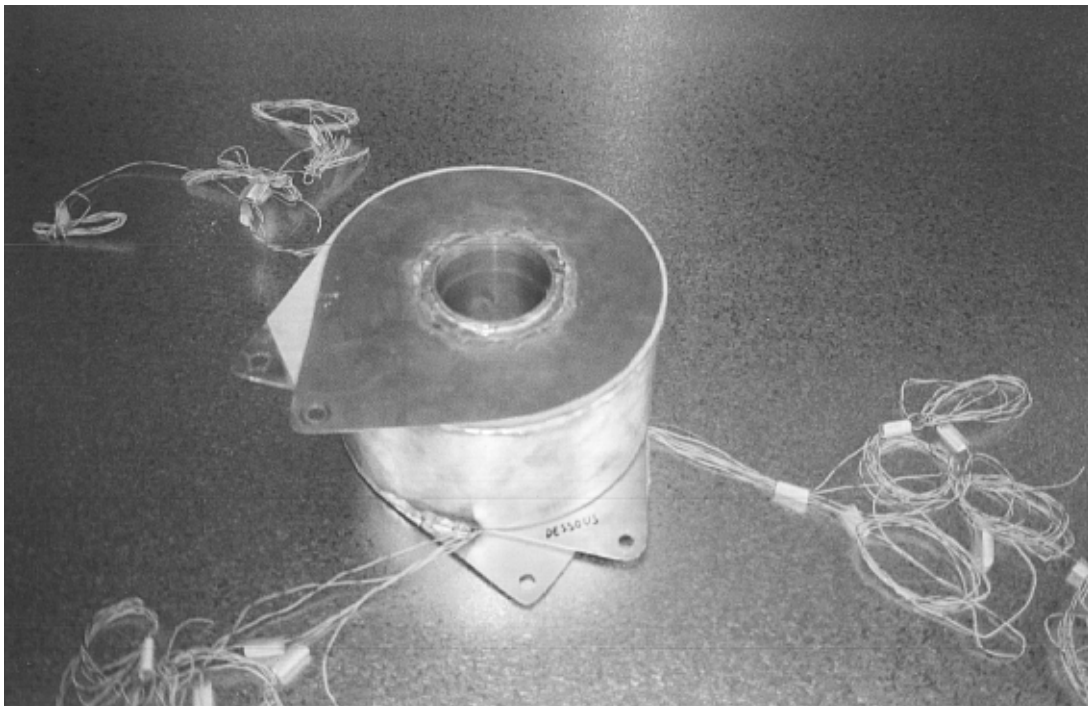
L'induction magnétique dans le bobinage à une distance  $r$  du centre est par ailleurs solution de l'équation (III-10) et s'écrit sous la forme :

$$\underline{B}(r, \omega) = \alpha_B \mathbf{J}_1\left(\frac{r}{\delta_c}\right) + \beta_B \mathbf{Y}_1\left(\frac{r}{\delta_c}\right)$$

où  $\alpha_B$  et  $\beta_B$  sont des coefficients à déterminer à partir des relations (IV-1) et (IV-2).



(a)



(b)

Figure IV-11 : prototypes de condensateurs de découplage : condensateur de  $2,2 \mu\text{F}$  (a) et condensateur de  $500 \mu\text{F}$  (b).

En posant :

$$M_1 = \begin{bmatrix} \mathbf{J}_1 \left( \frac{R_{int}}{\delta_c} \right) & \mathbf{Y}_1 \left( \frac{R_{int}}{\delta_c} \right) \\ \mathbf{J}_1 \left( \frac{R_{ext}}{\delta_c} \right) & \mathbf{Y}_1 \left( \frac{R_{ext}}{\delta_c} \right) \end{bmatrix}$$

il vient en effet :

$$\begin{bmatrix} \underline{B}(R_{int}, \omega) \\ \underline{B}(R_{ext}, \omega) \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{2\pi} \begin{bmatrix} -\frac{I_1}{R_{int}} \\ \frac{I_2}{R_{ext}} \end{bmatrix} = M_1 \begin{bmatrix} \alpha_B \\ \beta_B \end{bmatrix}$$

soit :

$$\begin{bmatrix} \alpha_B \\ \beta_B \end{bmatrix} = \frac{\mu_0}{2\pi} M_1^{-1} \begin{bmatrix} -\frac{I_1}{R_{int}} \\ \frac{I_2}{R_{ext}} \end{bmatrix}$$

A partir de l'expression de l'induction dans le bobinage, on obtient, par l'intermédiaire des équations (III-1) et (III-8), la densité de courant dans le bobinage :

$$\underline{J}_{sc}(r, \omega) = \alpha \mathbf{J}_0 \left( \frac{r}{\delta_c} \right) + \beta \mathbf{Y}_0 \left( \frac{r}{\delta_c} \right)$$

avec :

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \frac{1}{\mu_0 \delta_c} \begin{bmatrix} \alpha_B \\ \beta_B \end{bmatrix} = \frac{1}{2\pi \delta_c} M_1^{-1} \begin{bmatrix} -\frac{I_1}{R_{int}} \\ \frac{I_2}{R_{ext}} \end{bmatrix} \quad (\text{IV-3})$$

En tenant compte de l'équation (II-6), on peut déterminer les circulations  $\underline{\zeta}_1$  et  $\underline{\zeta}_2$  du champ électrique suivant les trajets CC' et GG' respectivement (fig. IV-10) :

$$\begin{bmatrix} \underline{\zeta}_1 \\ \underline{\zeta}_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\underline{Y}_{sc}} \begin{bmatrix} \underline{J}_{sc}(R_{int}, \omega) \\ \underline{J}_{sc}(R_{ext}, \omega) \end{bmatrix} = M_0 \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad (IV-4)$$

avec :

$$M_0 = \begin{bmatrix} \mathbf{J}_0 \left( \frac{R_{int}}{\delta_c} \right) & \mathbf{Y}_0 \left( \frac{R_{int}}{\delta_c} \right) \\ \mathbf{J}_0 \left( \frac{R_{ext}}{\delta_c} \right) & \mathbf{Y}_0 \left( \frac{R_{ext}}{\delta_c} \right) \end{bmatrix}$$

Enfin, les tensions  $V_1$  et  $V_2$  aux bornes du condensateur de découplage peuvent être exprimées de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\zeta}_1 \\ \underline{\zeta}_2 \end{bmatrix} + j\omega \begin{bmatrix} l_{11} & l_{12} \\ l_{12} & l_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} r_1 & 0 \\ 0 & r_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

où  $[Z]$  représente la matrice d'impédance du quadripôle.

A partir des relations (IV-3) et (IV-4), on obtient comme expression de  $[Z]$  :

$$[Z] = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} = -\frac{1}{2\pi\delta_c \underline{G}_s(\omega)} M_0 M_1^{-1} \begin{bmatrix} \frac{1}{R_{int}} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{R_{ext}} \end{bmatrix} + j\omega \begin{bmatrix} l_{11} & l_{12} \\ l_{12} & l_{22} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} r_1 & 0 \\ 0 & r_2 \end{bmatrix}$$

Le couplage entre les deux circuits est d'autant plus faible que les termes  $z_{12}$  et  $z_{21}$  de la matrice  $[Z]$  sont plus petits en module. Les termes  $l_{12}$  de la matrice d'inductance doivent donc être minimisés - ce qui est l'objectif du montage proposé - de même que les termes non

diagonaux de la matrice :

$$M_0 M_1^{-1} \begin{bmatrix} \frac{1}{R_{int}} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{R_{ext}} \end{bmatrix}$$

Ces termes existent à cause du couplage qui se produit entre les deux circuits à l'intérieur du bobinage du condensateur.

### IV-2-3 Pertes d'insertion

Plusieurs prototypes de condensateurs quadripolaires de découplage ont été réalisés (fig. IV-11) et étudiés pour déterminer les performances de la structure proposée. En particulier, les pertes d'insertion des condensateurs ont été obtenues selon la méthode présentée sur la figure IV-12 : la tension  $V_a$  aux bornes du récepteur est d'abord mesurée en l'absence de tout dispositif de découplage. Le condensateur est ensuite introduit dans le circuit et on mesure alors la nouvelle tension  $V_b$  aux bornes du récepteur. Les pertes d'insertion  $P_i$  valent alors :

$$P_i(dB) = 20 \log \left( \frac{V_a}{V_b} \right)$$

Ces pertes d'insertion, qui dépendent de façon complexe de la matrice d'impédance  $[Z]$ , permettent de caractériser l'efficacité des condensateurs pour diverses fréquences.

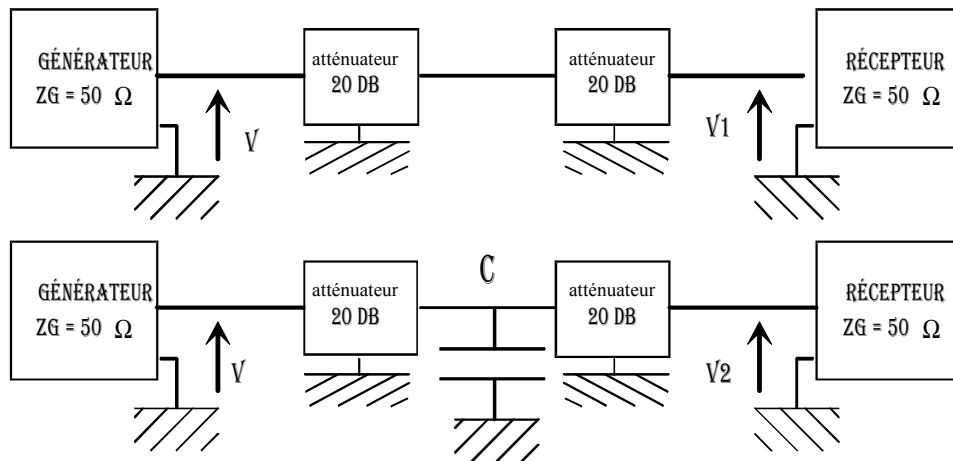


Figure IV-12 : dispositif de mesure des pertes d'insertion.

On note ainsi que les pertes d'insertion des différents prototypes réalisés restent élevées jusqu'à des fréquences supérieures à 100 MHz (fig. IV-13). L'évolution de ces pertes en fonction de la fréquence pour le condensateur de 2,2  $\mu$ F peut se décomposer en plusieurs parties :

- jusqu'à 600 kHz, le condensateur se comporte comme un condensateur parfait (pente de +20 dB/décade des pertes d'insertion) ;
- autour de 1 MHz, on observe un maximum local des pertes d'insertion correspondant à la résonance série du bobinage ;
- entre 1 MHz et 4 MHz, des pics d'antirésonance apparaissent ;
- de 4 MHz à 100 MHz, le couplage des circuits perturbateur et victime à l'intérieur du bobinage décroît et les pertes d'insertion augmentent ;
- à partir de 100 MHz, on observe une diminution apparente de l'atténuation due vraisemblablement aux résonances parasites dans les connexions externes du condensateur.

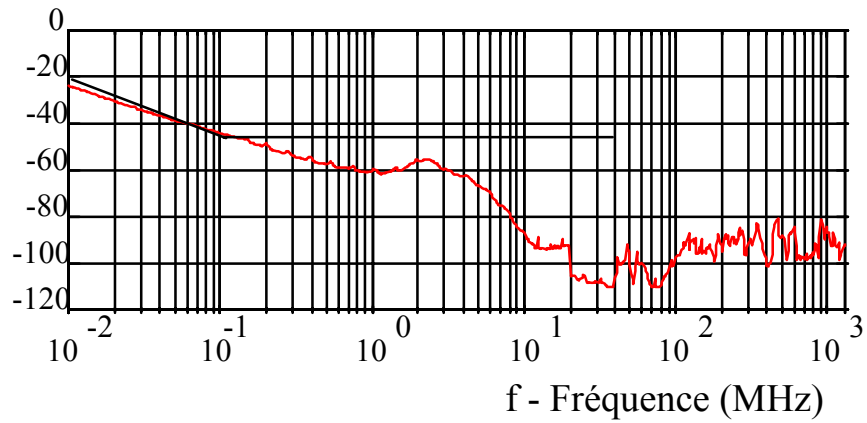
Les caractéristiques des autres condensateurs prototypes sont similaires, seules changent les fréquences.

#### IV-2-4 Influence des caractéristiques géométriques du condensateur

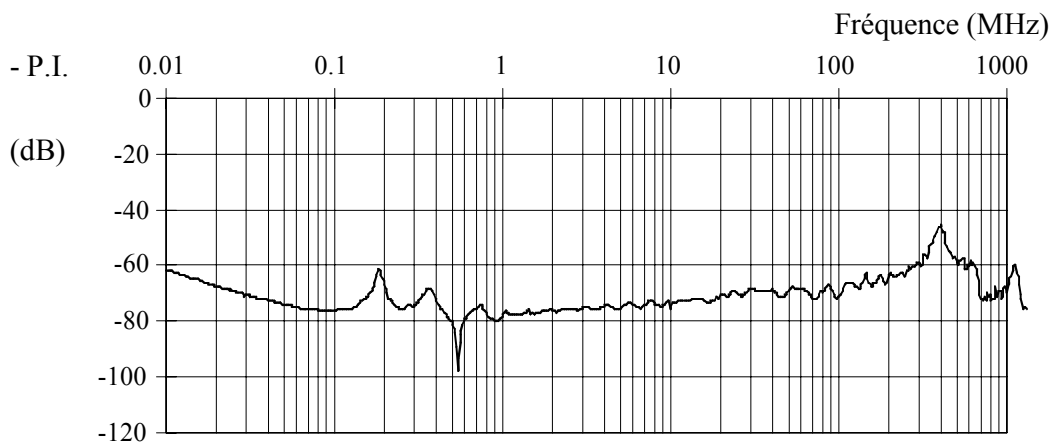
Nous pouvons observer sur les figures IV-14a et IV-14b que la géométrie du bobinage a une influence sur l'impédance de transfert du condensateur.



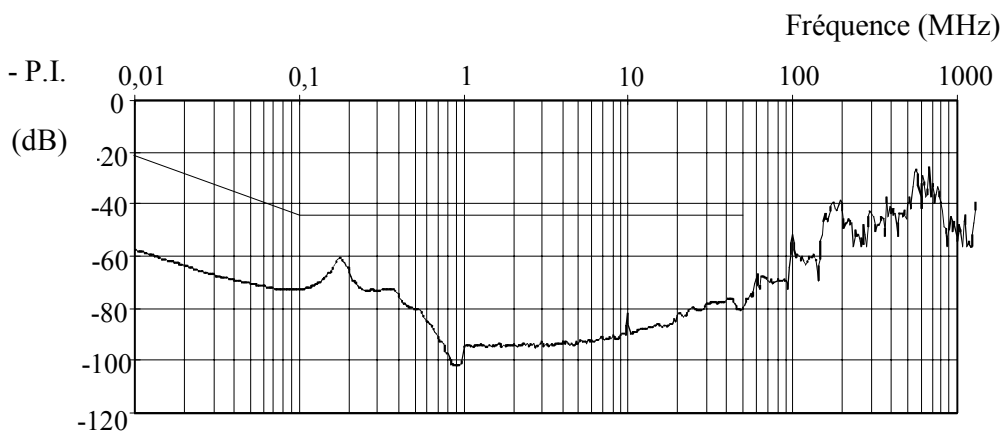
-P. I. - Opposé des pertes d'insertion (dB)



(a)



(b)



(c)

Figure IV-13 : pertes d'insertion en fonction de la fréquence pour divers condensateurs : condensateur de 2,2  $\mu\text{F}$  (a), 850  $\mu\text{F}$  (b) et 500  $\mu\text{F}$  (c).

En effet, l'impédance du condensateur plat (fig. IV-14a) décroît rapidement pour des fréquences supérieures à 6 MHz. En outre, on constate la présence d'un pic d'antirésonance net à 3 MHz. En revanche, pour un condensateur long (fig. IV-14b), la résonance est atténuée alors que l'impédance décroît plus lentement à haute fréquence. La différence de comportement des deux condensateurs provient de la largeur plus importante de la métallisation - et donc des pertes par conduction plus élevées - dans le condensateur long. En conséquence, la conductance surfacique  $G_s$  (équation II-25) de ce dernier condensateur sera plus importante. Elle entraînera ainsi un amortissement des résonances et de l'admittance surfacique  $\underline{Y}_{sc}$  à haute fréquence.

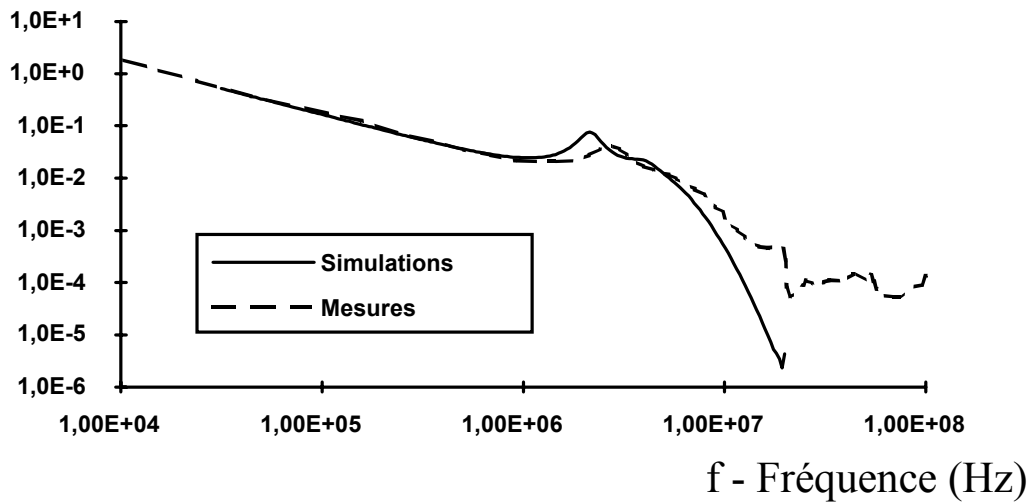
Pour déterminer l'influence de l'inductance mutuelle  $l_{12}$  sur les caractéristiques du condensateur, nous avons représenté (fig. IV-15) l'évolution de l'impédance de transfert du condensateur en fonction de la fréquence pour deux valeurs de l'inductance :  $l_{12} = 0$  et  $l_{12} = 0,2nH$ . On constate que pour cette dernière valeur, pourtant très faible, l'impédance de transfert du condensateur remonte nettement. Il est donc nécessaire de soigner les connexions, en particulier à la jonction entre les circuits perturbateur et victime, pour éviter une dégradation importante des performances du condensateur.

Enfin, il apparaît que les impédances propres  $z_{11}$  et  $z_{22}$  vues par les circuits perturbateur et victime sont différentes (fig. IV-16). Cette différence est liée au retour du courant qui se fait soit à l'intérieur, soit à l'extérieur du bobinage. Dans ce dernier cas, l'impédance du condensateur apparaît plus faible, comme nous l'avons déjà vu au paragraphe IV-1. Il est donc judicieux de relier les dispositifs nécessitant une alimentation faiblement inductive (cellules de commutation) aux connexions externes.

#### **IV-2-5 Applications**

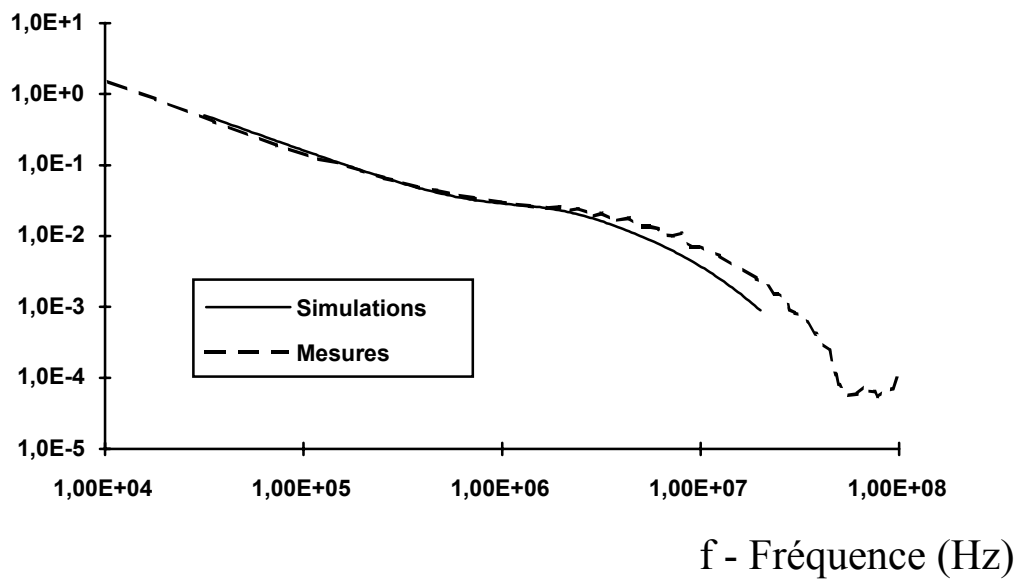
Divers prototypes de condensateurs de découplage quadripolaires ont été expérimentés dans des cellules de commutation par Maurice Lardellier au CEGELY pour déterminer les performances de la structure proposée [51].

$Z_{12}$ - Impédance de transfert ( $\Omega$ )



(a)

$Z_{12}$ - Impédance de transfert ( $\Omega$ )



(b)

Figure IV-14 : évolution de l'impédance de transfert ( $z_{12}$ ) en fonction de la fréquence pour un condensateur large ( $C_t = 10\mu F$ ,  $R_{ext} = 31mm$ ,  $h = 24mm$ )(a) et un condensateur long ( $C_t = 10\mu F$ ,  $R_{ext} = 11mm$ ,  $h = 50mm$ )(b).

$Z_{12}$ - Impédance de transfert ( $\Omega$ )

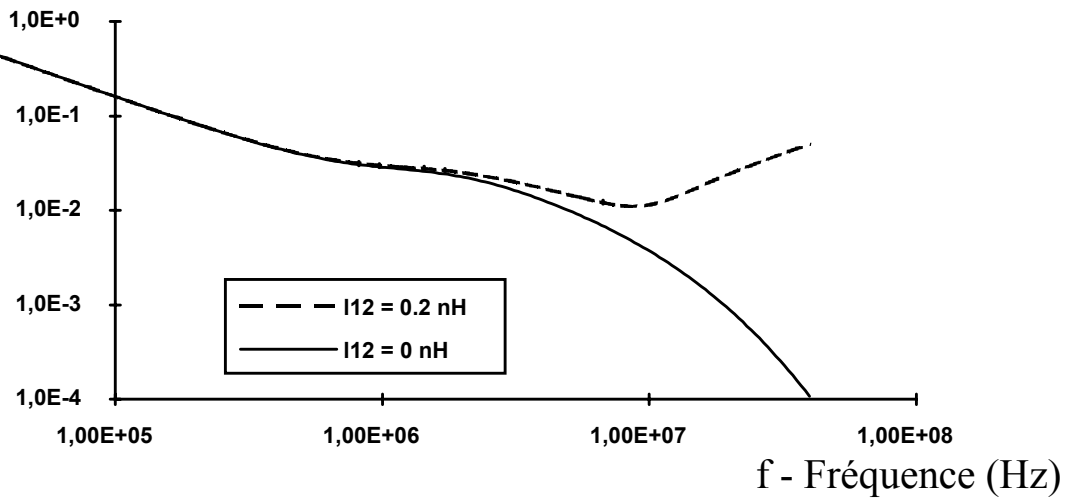


Figure IV-15 : influence de l'inductance mutuelle  $l_{12}$  sur l'impédance de transfert en fonction de la fréquence ( $C_t = 10\mu F$ ,  $R_{ext} = 11mm$ ,  $h = 50mm$ ).

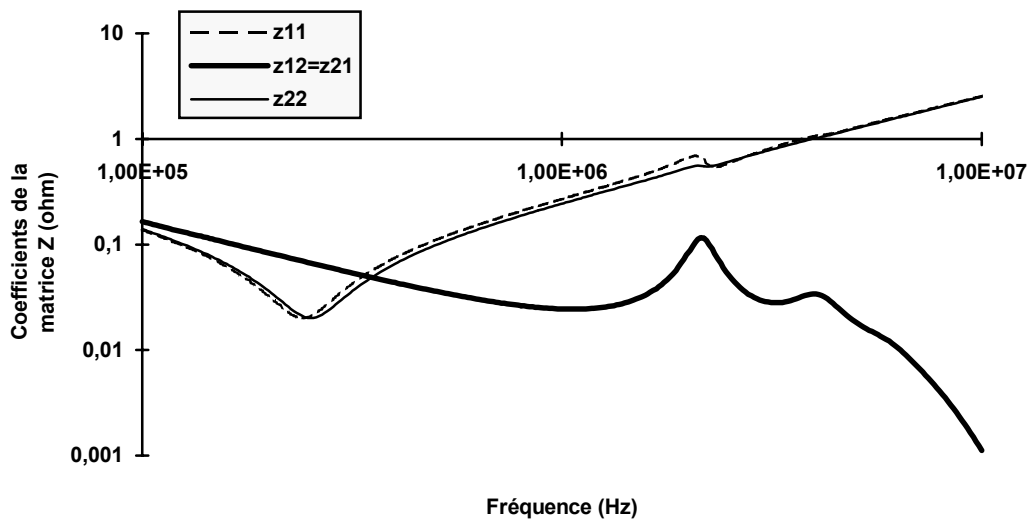


Figure IV-16 : évolution des coefficients de la matrice d'impédance en fonction de la fréquence pour un condensateur plat ( $C_t = 10\mu F$ ,  $R_{ext} = 31mm$ ,  $h = 24mm$ ).

#### IV-2-5-a Découplage d'une cellule de commutation

Le découplage d'une cellule de commutation de hacheur à commutations forcées comme celle représentée sur la figure IV-17 constitue une application typique des condensateurs quadripolaires décrits dans ce chapitre. Le condensateur  $C$  possède en effet deux fonctions. Il fournit d'une part une réserve d'énergie lors des commutations ; en conséquence, son impédance vue depuis la cellule doit être faible. D'autre part, il doit court-circuiter les harmoniques de courant produits par cette même cellule et les empêcher ainsi d'atteindre l'alimentation ; les perturbations conduites se trouvent alors réduites, de même que les perturbations rayonnées par les fils d'alimentation [51].

Le convertisseur employé pour les essais est un hacheur abaisseur de 1 kW (alimentation de 100 V sous 10 A) fonctionnant à 500 kHz. Le condensateur utilisé possède une capacité de 5,5  $\mu\text{F}$ . Enfin, l'impédance de la ligne d'alimentation est fixée par un réseau stabilisateur d'impédance de ligne (RSIL).

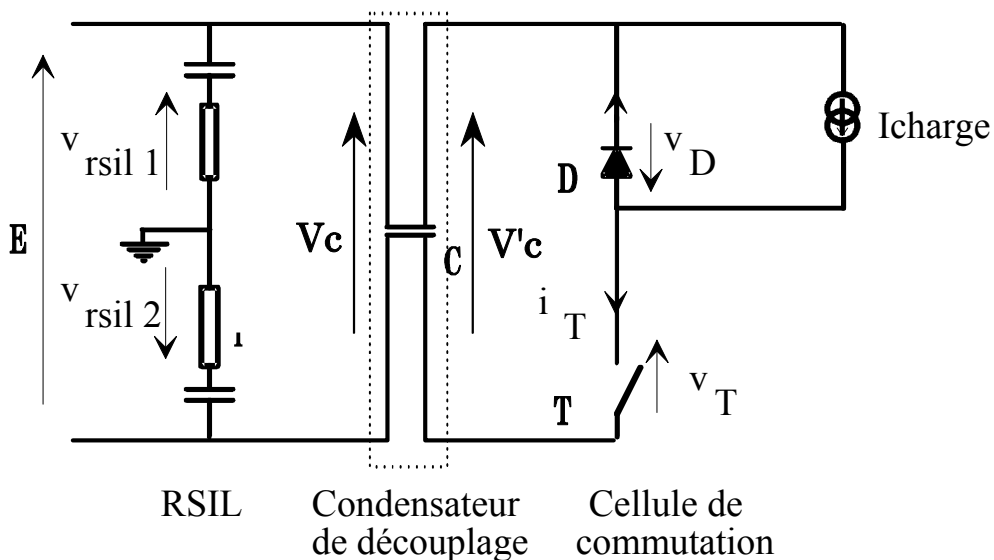


Figure IV-17 : cellule de commutation et condensateur de découplage.

On peut constater, sur la figure IV-18, que les tensions  $V_c$  et  $V'c$  de part et d'autre du condensateur sont différentes du fait de l'emploi d'une structure quadripolaire. Cette différence

est particulièrement sensible pour les oscillations parasites dues aux commutations qui sont atténuées par un rapport nettement supérieur à 10.

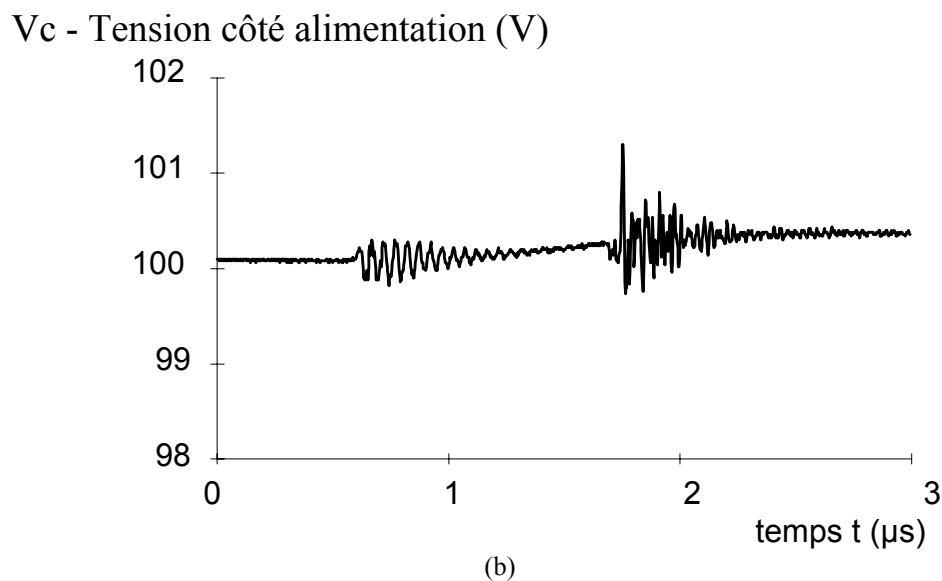
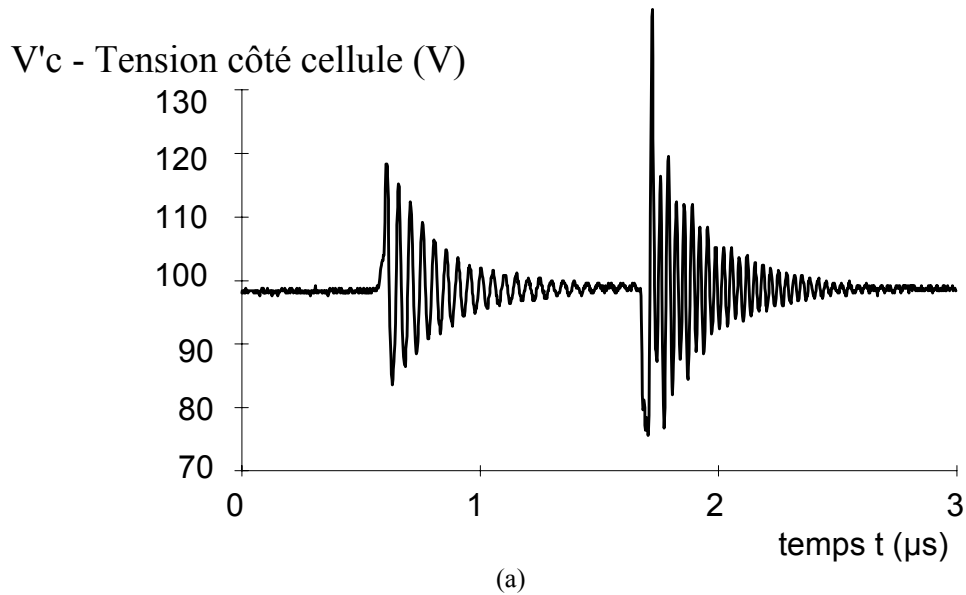
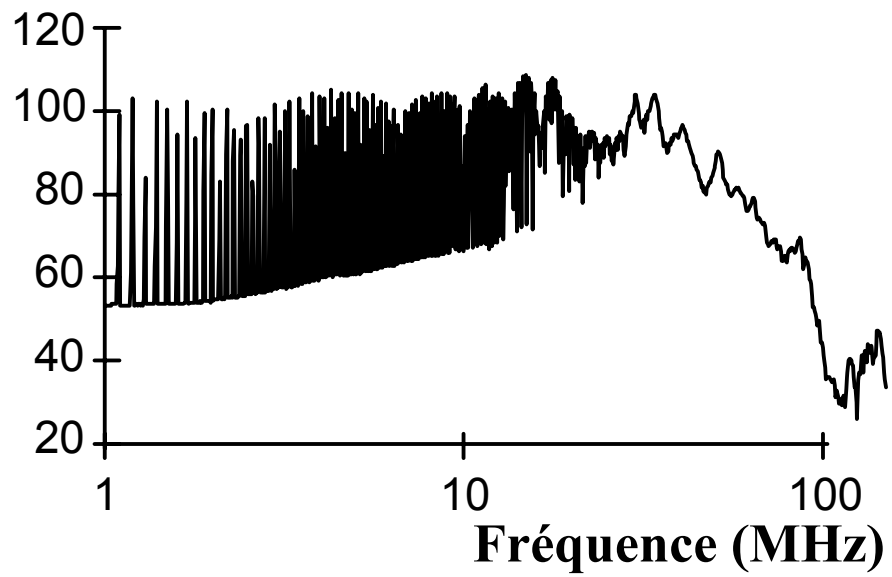


Figure IV-18 : tensions recueillies de part et d'autre du condensateur de découplage : tension côté cellule de commutation (a) et tension côté alimentation (b).

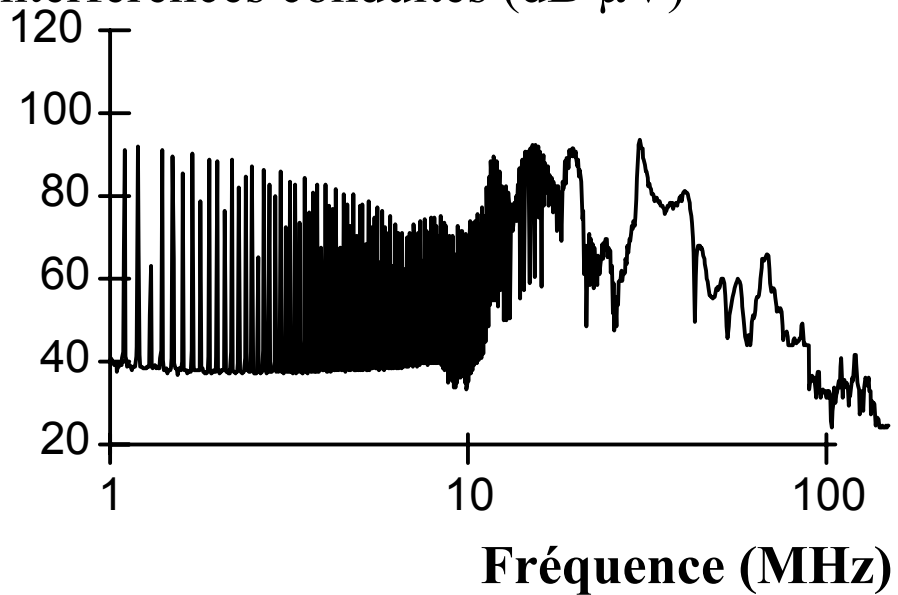
En remplaçant le condensateur de découplage quadripolaire par un condensateur au polypropylène classique connecté en parallèle sur la ligne d'alimentation, on constate une dégradation des performances. En effet, la tension  $V_c$  aux bornes de la cellule de commutation se trouve appliquée directement sur la ligne d'alimentation ( $V_c = V'_c$ ) et les perturbations conduites augmentent.

### Vrsil - Interférences conduites (dB $\mu$ V)



(a)

### Vrsil - Interférences conduites (dB $\mu$ V)



(b)

Figure IV-19 : interférences mesurées aux bornes des RSIL pour un condensateur de découplage traditionnel (a) et pour un condensateur de découplage quadripolaire (b).

Sur la figure IV-19, on observe par exemple que les perturbations mesurées à l'aide du RSIL augmentent de 20 dB autour de 10 MHz pour un même courant absorbé, quand on utilise le condensateur classique.

#### IV-2-5-b Filtrage de la tension de sortie d'un hacheur survolteur

Il est également possible d'utiliser un condensateur de découplage en sortie d'une cellule de hacheur survolteur (fig. IV-20). Ce montage illustre bien l'aptitude des condensateurs quadripolaires à assumer les fonctions de stockage de l'énergie et de filtrage.

La comparaison de la tension  $V_r$ , mesurée aux bornes de la résistance prouve encore la supériorité du condensateur quadripolaire sur un condensateur classique, surtout pour l'élimination des oscillations à haute fréquence dues aux inductances et capacités parasites de la cellule de commutation (fig. IV-21).

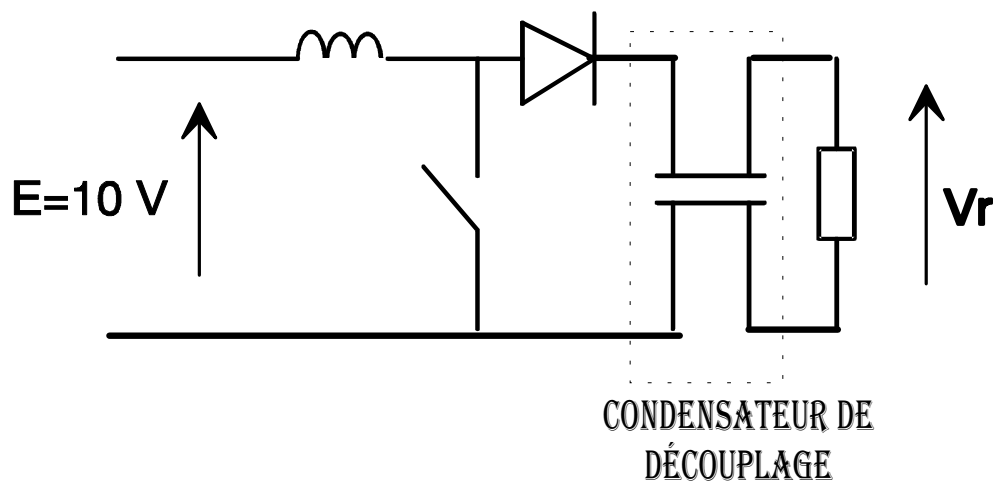
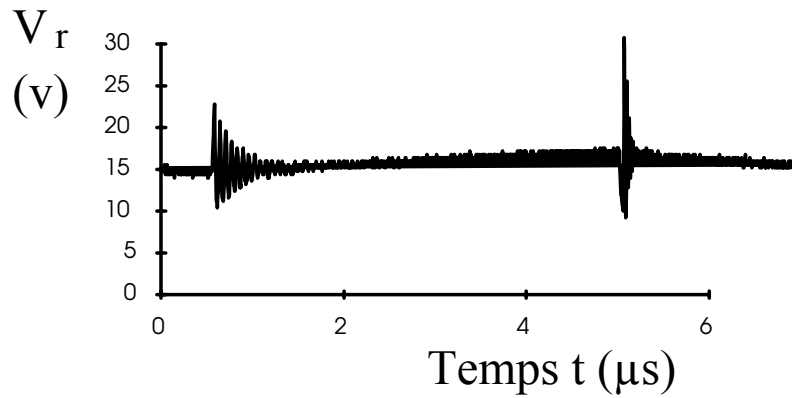
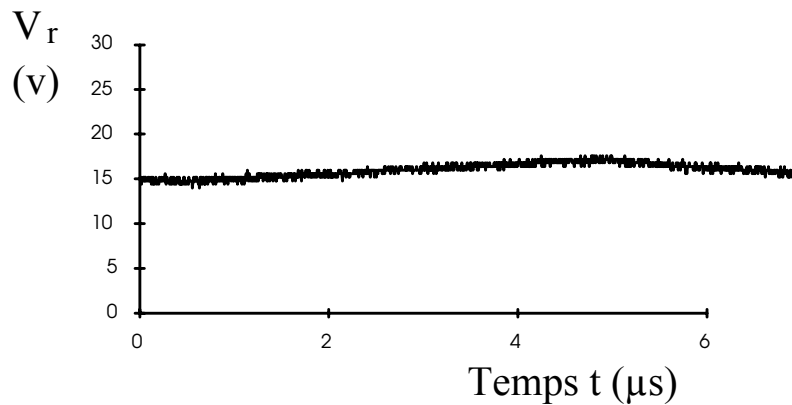


Figure IV-20 : condensateur de découplage utilisé dans un hacheur élévateur de tension.





(a)



(b)

Figure IV-21 : tension  $V_r$  mesurée aux borne de la charge du hacheur survolteur pour un condensateur de découplage traditionnel (a) et un condensateur quadripolaire (b).

#### IV-2-6 Conclusion

L'efficacité des condensateurs de découplage peut être fortement augmentée par l'utilisation de structures de connexions particulières à quatre bornes. En particulier, le couplage magnétique entre les circuits perturbateur et victime présent à l'intérieur et à l'extérieur des bobinages se trouve diminué à haute fréquence. La technologie des condensateurs bobinés à films métallisés permet en outre d'obtenir des capacités importantes et ainsi de réaliser simultanément les fonctions de filtrage et de stockage de l'énergie. Ainsi, les montages d'électronique de puissance sont rendus plus compacts et moins sujets aux oscillations parasites entre condensateurs placés en parallèle.

### **IV-3 Autres applications**

Les modèles de répartition des champs et des courants dans les bobinages présentés au chapitre III ont permis la conception des deux types de condensateurs décrits précédemment - les condensateurs à faibles inductances propres et les condensateurs de découplage quadripolaires. Il est aussi envisageable d'utiliser ces modèles pour la conception des bobinages, pour le contrôle non destructif de ces bobinages et pour la détermination des perturbations électromagnétiques rayonnées.

Les bobinages des condensateurs à films métallisés doivent être conçus d'abord pour présenter une capacité donnée et supporter une tension de service donnée. Cependant, les critères de capacité et de tenue en tension ne sont pas les seuls à intervenir en électronique de puissance, où des courants importants et de fréquences élevées doivent être supportés par les composants. Il faut aussi tenir compte de la répartition des échauffements [52] et déterminer comment la chaleur peut être évacuée, ce qui suppose le couplage, par exemple au sein d'un même logiciel, entre l'étude de la répartition des courants et l'étude de la répartition de la température au sein des bobinages. Afin de prévenir les risques de rupture du contact entre métallisation et schoopage, les efforts électromagnétiques subis par les films à cause de la présence simultanée de courants et d'induction magnétique pourraient en outre être calculés.

Le contrôle de la qualité des bobinages de condensateurs est effectué de façon systématique après la phase de régénération par des mesures de capacité et d'angle de pertes à 1 kHz. A ces mesures sont associés des tests destructifs de condensateurs prélevés par échantillonnage dans des conditions prévues par les normes [53]. Ces dispositions, relativement adaptées pour les condensateurs utilisés en fréquences industrielles, sont insuffisantes pour des composants destinés à l'électronique de puissance ou aux réseaux parcourus par des courants de hautes fréquences [3]. Par ailleurs, il est nécessaire de limiter le nombre d'essais destructifs effectués sur des condensateurs de très fortes capacités et donc chers. Il apparaît donc judicieux de développer, à partir des modèles de répartition des champs et des courants, des méthodes expérimentales non destructives de contrôle. Par exemple, à travers la cartographie de la densité du courant dans le bobinage, ces méthodes pourraient

mettre en évidence des défauts de métallisation ou des liaisons défectueuses entre métallisations et schoopages. Elles contribueraient aussi à la détection des décharges partielles. Les différentes méthodes de contrôle non destructif du bobinage nécessitent toutefois l'emploi d'onduleurs fournissant aux condensateurs un courant important (plusieurs dizaines d'ampères) à des fréquences supérieures à 100 kHz [54].

Enfin, à partir d'un modèle amélioré de répartition de l'induction magnétique, il serait souhaitable de prévoir les perturbations rayonnées engendrées par un condensateur pourvu de connexions non symétriques [38].

## **Conclusion**

La répartition non homogène des courants à haute fréquence dans les condensateurs bobinés à films métallisés entraîne, comme conséquence néfaste, des échauffements supplémentaires. Il appartient pourtant aux concepteurs des condensateurs de prévoir et d'utiliser les courants plutôt que de les subir. Nous avons ainsi montré qu'il était possible de réduire l'inductance propre d'un condensateur en employant des formes plates ou annulaires. D'autre part, la diminution du couplage magnétique entre circuits peut être obtenue avec des condensateurs de découplage quadripolaires. Enfin, la conception et le contrôle des condensateurs doivent bénéficier des modèles de répartition des champs et des courants.



# Conclusion



Les condensateurs bobinés à films secs métallisés possèdent sur les condensateurs imprégnés l'avantage d'occuper un volume moindre. En outre, leur facteur de pertes est faible et leurs fines armatures les rendent autocicatrisables, c'est-à-dire qu'un défaut ponctuel d'isolation entraîne une vaporisation locale de la couche métallique et l'isolation consécutive du défaut. Ce type de condensateurs convient donc aux applications de l'électronique de puissance. Pourtant, les effets des courants de haute fréquence produits par les cellules de commutation sur les condensateurs sont mal connus. Afin d'apprécier ces effets, nous nous sommes attaché à étudier la répartition du champ électrique, de l'induction magnétique et des courants dans les condensateurs.

Comme la fine structure stratifiée du bobinage constitue un obstacle à la résolution directe des équations de la chaleur et des équations de Maxwell, nous avons d'abord dû déterminer, lors d'une étape d'homogénéisation, les propriétés macroscopiques du bobinage du condensateur. Nous avons ainsi déterminé successivement les paramètres thermiques du bobinage (conductivité thermique, capacité thermique massique), les paramètres électriques relatifs à la circulation des courants de conduction et de déplacement (admittance surfacique  $\underline{Y}_{sc}$ , impédance de surface du schoopage  $\underline{z}_s$ ) et les paramètres électriques relatifs à la circulation des courants induits dans les armatures (admittance surfacique  $\underline{Y}_{sm}$ , impédance de surface de la métallisation  $\underline{z}_m$ ). Nous avons obtenu l'expression de l'admittance  $\underline{Y}_{sc}$  en étudiant la répartition - non homogène - du champ électrique le long des armatures. L'impédance de surface  $\underline{z}_s$  a été calculée à partir du potentiel à la surface des schoopages. Enfin, les paramètres  $\underline{Y}_{sm}$  et  $\underline{z}_m$  ont été déterminés en fonction de la répartition des courants induits dans les armatures métallisées par des lignes d'induction magnétique décentrées.

A partir des caractéristiques du matériau homogénéisé, nous avons pu calculer la répartition de la densité de courant et de l'induction magnétique dans une section droite du bobinage. Le cas où la disposition des connexions assure au condensateur une structure symétrique a d'abord été étudié. Nous avons constaté que la répartition des courants devient non homogène à hautes fréquences à cause de la présence d'une induction magnétique au sein du bobinage. Ce phénomène, qui peut être rapproché à la fois de l'effet de peau dans les conducteurs et des résonances dans les cavités cylindrique hyperfréquences, entraîne une

augmentation importante des pertes dans le condensateur, en particulier au voisinage de certaines fréquences, et peut ainsi être cause de défaillances. Ensuite, l'étude a été étendue aux condensateurs dont les connexions décentrées provoquent l'apparition de courants induits dans les armatures. Il est apparu que ces courants induits, importants même pour des fréquences relativement faibles, peuvent à leur tour être à la source d'échauffements préjudiciables à la durée de vie du condensateur.

La connaissance des champs et des courants au sein des condensateurs permet en outre d'obtenir l'évolution de l'impédance de ces derniers en fonction de la fréquence pour des bobinages de géométries diverses. Nous avons ainsi pu déterminer que les condensateurs plats, de grands diamètres externes et annulaires présentent à haute fréquence une impédance plus faible que les condensateurs longs de faibles diamètres et sont donc moins inductifs. Il convient toutefois de noter que les connexions contribuent pour une part importante à l'inductance totale et doivent en conséquence être particulièrement soignées. Nous avons par ailleurs montré, à l'aide de simulations et de relevés expérimentaux, que des condensateurs à quatre bornes - ou condensateurs quadripolaires - permettaient de réduire considérablement les perturbations conduites jusqu'à des fréquences supérieures à 100 MHz. A l'intérieur de ces condensateurs, les courants produits par un éventuel circuit perturbateur sont en effet isolés du circuit victime grâce aux phénomènes électromagnétiques.

L'étude de la répartition des champs et des courants dans les condensateurs à films métallisés destinés à l'électronique de puissance apparaît donc nécessaire tant pour le développement de bobinages classiques que pour la recherche de structures originales. On peut ainsi envisager la diversification des types de condensateurs voire l'intégration de ces condensateurs avec d'autres composants passifs ou actifs. Enfin, la connaissance des phénomènes électromagnétiques prenant place dans les condensateurs peut conduire à l'amélioration des procédures de contrôle non destructif et à la prédiction des perturbations rayonnées par les circuits d'électronique de puissance.



# **Annexe A**

## Propriétés du polypropylène



## Propriétés du polypropylène [19]

Propriété	Valeur	Unité
Masse volumique	900 à 910	$kgm^{-3}$
Température de fusion	160 à 170	$^{\circ}C$
Température maximale d'utilisation	100	$^{\circ}C$
Conductivité thermique	0,22	$Wm^{-1}K^{-1}$
Capacité thermique massique	1700	$Jkg^{-1}K^{-1}$
Coefficient de dilatation linéique	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$K^{-1}$
Résistance à la rupture	31 à 42	MPa
Module d'Young en traction	1100 à 1600	MPa
Permittivité relative à $10^6$ Hz	2,2 à 2,3	
Facteur de pertes diélectriques à $10^6$ Hz	$3 \cdot 10^{-4}$	
Rigidité diélectrique (épaisseur $10\mu m$ , non étiré)	40	$MVm^{-1}$
Résistivité transversale	$> 10^{18}$	$\Omega m^{-1}$



# **Annexe B**

Courants et puissances le long des  
armatures



## B-1 Expression des courants le long des armatures

A partir de l'expression de la différence de potentiel le long des armatures (II-16) :

$$\underline{V}(z, \omega) = \frac{R_l I(\omega)}{(1+j)k \operatorname{sh}\left[(1+j)\frac{kl_u}{2}\right]} \operatorname{ch}[(1+j)kz] \quad (\text{II-16})$$

il est possible d'obtenir le courant dans les armatures du condensateur :

$$\text{Si } z < \frac{l_u}{2}, \quad \underline{I}_A(z, \omega) = \underline{I}(\omega) \quad (\text{B-1})$$

$$\text{Si } -\frac{l_u}{2} \leq z \leq \frac{l_u}{2}, \quad \underline{I}_A(z, \omega) = \frac{I(\omega)}{2} \left( 1 - \frac{\operatorname{sh}[(1+j)kz]}{\operatorname{sh}\left[(1+j)\frac{kl_u}{2}\right]} \right) \quad (\text{B-2})$$

$$\underline{I}_B(z, \omega) = \frac{I(\omega)}{2} \left( 1 + \frac{\operatorname{sh}[(1+j)kz]}{\operatorname{sh}\left[(1+j)\frac{kl_u}{2}\right]} \right) \quad (\text{B-3})$$

et

$$\text{Si } z > \frac{l_u}{2}, \quad \underline{I}_B(z, \omega) = \underline{I}(\omega) \quad (\text{B-4})$$

## B-2 Expression des puissances par unité de surface du schoopage

La puissance active de pertes Joule par unité de surface de schoopage a pour expression :

$$\begin{aligned} P_s &= \left[ 4m_i e R_{\square} + l_u e R_{\square} \left[ 1 + \frac{\operatorname{sh}(kl_u) - \sin(kl_u)}{k(\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u))} \right] \right] |J_s(r, \omega)|^2 \\ &= 4e R_{\square} \left[ m_i + \frac{1}{3} l_u \left[ \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \frac{\operatorname{sh}(kl_u) - \sin(kl_u)}{k(\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u))} \right] \right] |J_s(r, \omega)|^2 \end{aligned} \quad (\text{B-5})$$

La puissance réactive par unité de surface de schoopage a pour expression :

$$\begin{aligned} Q_s &= \frac{|J_s(\omega)|^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \omega} \frac{ke^2}{2} \frac{\operatorname{sh}(kl_u) + \sin(kl_u)}{\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u)} \\ &= \frac{e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r l_u \omega} \frac{kl_u}{2} \frac{\operatorname{sh}(kl_u) + \sin(kl_u)}{\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u)} |J_s(\omega)|^2 \end{aligned} \quad (\text{B-6})$$

Enfin, la puissance par unité de surface dissipée par pertes diélectriques se déduit de l'expression précédente :

$$D_s = Q_s \operatorname{tg} \delta \quad (\text{B-7})$$

### B-3 Conductivité et capacité surfaciques

Les éléments du circuit équivalent de la figure II-13 (conductance surfacique  $G_s$  et capacité surfacique  $C_s$ ) ont pour expression :

$$G_s = \frac{1}{4eR_{\square} \left[ m_i + \frac{1}{3} l_u \left[ \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \frac{\operatorname{sh}(kl_u) - \sin(kl_u)}{k(\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u))} \right] \right]} + \frac{e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r l_u \omega} \operatorname{tg} \delta \frac{kl_u}{2} \frac{\operatorname{sh}(kl_u) + \sin(kl_u)}{\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u)} \quad (\text{B-8})$$

$$C_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r l_u \omega}{e^2} \frac{2}{kl_u} \frac{\operatorname{ch}(kl_u) - \cos(kl_u)}{\operatorname{sh}(kl_u) + \sin(kl_u)} \quad (\text{B-9})$$



# **Annexe C**

Courants de conduction et de  
déplacement asymétriques



## C-1 Equation de répartition du potentiel vecteur magnétique en l'absence de courants induits dans les armatures

Si on suppose que la densité  $\underline{J}_{sm}$  de courants induits dans les métallisations est négligeable devant la densité  $\underline{J}_{sc}$  de courants de conduction et de déplacement, l'équation (III-23) :

$$\frac{1}{\mu_0} \Delta A = -(J_{sc} + J_{sm}) \quad (\text{III-23})$$

devient :

$$\frac{1}{\mu_0} \Delta A = -J_{sc} \quad (\text{C-1})$$

Les équations (C-1), (III-19) et (III-20) donnent :

$$-div\left(\frac{1}{z_{sc}} \mathbf{grad} V\right) = \frac{2}{\mu_0} \Delta A \quad (\text{C-2})$$

soit, si l'on considère  $z_{sc}$  constant :

$$\frac{2}{\mu_0} z_{sc} \Delta A + \Delta V = 0 \quad (\text{C-3})$$

De l'équation (C-3), on peut déduire que A et V sont liés par la relation :

$$V + \frac{2}{\mu_0} z_{sc} A = \Phi \quad (\text{C-4})$$

où  $\Phi$  représente une fonction scalaire qui vérifie :

$$\Delta \Phi = 0 \quad (\text{C-5})$$

Les équations (III-18) et (III-20) donnent :

$$\frac{1}{\mu_0} \Delta A = -(V - j\omega Ah) Y_{sc} \quad (C-6)$$

En reportant dans l'équation précédente l'expression de V donnée par (C-3), on obtient l'équation de répartition du potentiel vecteur A :

$$\Delta A - (2z_{sc} Y_{sc} + j\omega h \mu_0 Y_{sc}) A = -\mu_0 \Phi Y_{sc} \quad (C-7)$$

## C-2 Conditions aux limites

Le potentiel vecteur A et le potentiel V restent continus au passage entre deux milieux. Entre deux milieux d'impédance surfacique  $z_{sc}$  différente et/ou d'admittance surfacique  $Y_{sc}$  différente, la grandeur  $\Phi$  subit la discontinuité :

$$\begin{aligned} \Phi_2 - \Phi_1 &= V_2 - V_1 + \left( \frac{2}{\mu_0} z_{sc2} A_2 - \frac{2}{\mu_0} z_{sc1} A_1 \right) \\ &= \frac{2}{\mu_0 A} (z_{sc2} - z_{sc1}) \end{aligned} \quad (C-8)$$

où  $V_1, V_2, A_1, A_2, z_{sc1}$  et  $z_{sc2}$  représentent respectivement le potentiel V dans les régions 1 et 2 ( $V_1=V_2$ ), le potentiel A dans les régions 1 et 2 ( $A=A_1=A_2$ ) et l'impédance de surface dans les milieux 1 et 2.

La dérivée de  $\Phi$  par rapport à la normale à un contour a pour expression (si  $z_{sc}$  est constante) :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = \frac{2}{\mu_0} z_{sc} \frac{\partial A}{\partial \mathbf{n}} + \frac{\partial V}{\partial \mathbf{n}} \quad (C-9)$$

Dans le cas particulier où le contour considéré ne peut être traversé par le courant  $I_l$  (par exemple au bord du schoopage), on a, d'après l'équation (III-20) :

$$\frac{\partial V}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad (\text{C-10})$$

L'expression (C-9) se réduit à :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = \frac{2}{\mu_0} z_{sc} \frac{\partial A}{\partial \mathbf{n}} \quad (\text{C-11})$$

### C-3 Résolution dans le cas d'un retour symétrique au centre

Quand le retour du courant s'effectue par un conducteur central, l'induction magnétique à l'extérieur du condensateur est nulle et, par conséquent :

$$\frac{\partial A}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = 0$$

sur le bord externe du schoopage. La fonction  $\Phi$  est par ailleurs constante sur le bord interne du schoopage et égale à  $\Phi_{\text{int}}$ . D'après (C-5), il en est de même sur tout le schoopage.

L'équation (C-7) s'écrit :

$$\Delta A + \frac{1}{\delta_c^2} A = -\mu_0 \Phi_{\text{int}} Y_{sc} \quad (\text{C-12})$$

avec :

$$\delta_c^2 = \frac{-1}{2z_{sc} Y_{sc} + j\omega h \mu_0 Y_{sc}} \quad (\text{C-13})$$

L'équation (C-12) s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{1}{\delta_c^2} A = -\mu_0 \Phi Y_{sc} \quad (\text{C-14})$$

L'ensemble des solutions de l'équation (C-14) est :

$$A(r) = \alpha J_0\left(\frac{r}{\delta_c}\right) + \beta Y_0\left(\frac{r}{\delta_c}\right) - \mu_0 \Phi_{\text{int}} G_{sc} \delta_c^2 \quad (\text{C-15})$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes qui dépendent des conditions aux limites :

$$\begin{aligned} A(R_{\text{int}}) &= \alpha J_0\left(\frac{R_{\text{int}}}{\delta_c}\right) + \beta Y_0\left(\frac{R_{\text{int}}}{\delta_c}\right) - \mu_0 \Phi_{\text{int}} Y_{sc} \delta_c^2 = A_{\text{int}} \\ \frac{\partial A}{\partial r}(R_{\text{ext}}) &= -\frac{\alpha}{\delta_c} J_1\left(\frac{R_{\text{ext}}}{\delta_c}\right) - \frac{\beta}{\delta_c} Y_1\left(\frac{R_{\text{ext}}}{\delta_c}\right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{C-16})$$

En posant :

$$\Delta = Y_1\left(\frac{R_{\text{ext}}}{\delta_c}\right) J_0\left(\frac{R_{\text{int}}}{\delta_c}\right) - J_1\left(\frac{R_{\text{int}}}{\delta_c}\right) Y_0\left(\frac{R_{\text{int}}}{\delta_c}\right) \quad (\text{C-17})$$

on trouve :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{Y_1\left(\frac{R_{\text{ext}}}{\delta_c}\right)}{\Delta} (A_{\text{int}} + \mu_0 \Phi_{\text{int}} Y_{sc} \delta_c^2) \\ \beta &= \frac{J_1\left(\frac{R_{\text{ext}}}{\delta_c}\right)}{\Delta} (A_{\text{int}} + \mu_0 \Phi_{\text{int}} Y_{sc} \delta_c^2) \end{aligned} \quad (\text{C-18})$$

D'autre part, si on dérive la relation (C-14), on obtient :

$$\frac{\partial^3 A}{\partial r^3} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{1}{\delta_c^2} \frac{\partial A}{\partial r} = 0 \quad (\text{C-19})$$

Comme, en coordonnées cylindriques,

$$B = -\frac{\partial A}{\partial r},$$

on trouve :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B}{\partial r} + \left[ \frac{1}{\delta_c^2} - \frac{1}{r^2} \right] B = 0 \quad (\text{C-20})$$

équation équivalente à l'équation (III-10).





# **Références bibliographiques**



- [1] C. Bateman, "Power Dissipation in Capacitors", *Electronics and Wireless World*, Vol. 101, N°1709, 1995, pp. 287-290
- [2] J.-P. Bejot, P. Trotry, "La perturbation des réseaux électriques par les harmoniques en milieu industriel. Conséquences sur les transformateurs et les condensateurs de puissance", mini-colloque GEC Alstom, septembre 1991
- [3] R. Waggoner, "Nonlinear Loads, High Frequency Currents, and Capacitors", *Electrical Construction and Maintenance*, Vol. 91, N°9, p. 22, 1992
- [4] R. Fournié, "Diélectriques, Bases théoriques", *Techniques de l'Ingénieur*, D2 I, D213
- [5] J. J. O'Dwyer, "The Theory of Electrical Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics", Clarendon Press, Oxford, 1973
- [6] F. H. Kreuger, "Industrial High Voltage", Delft University Press, Delft, 1991
- [7] M. Aguet, M. Ianoz, "Haute tension", *Traité d'électricité, d'électronique et d'électrotechnique*, Presses polytechniques romandes, 1987
- [8] P. Gouton, "Sur le comportement électrique des divers types d'interface électrode-polymère isolant, Application aux condensateurs de puissance", Thèse de Doctorat, Montpellier, 1991
- [9] S. N. Koikov, P. N. Bondarenko, V. Y. Gromov, "Breakdown of Plate Edge of Metal-Film Capacitors Under the Influence of Partial Discharge", *Elektrotehnika*, Vol. 59, N°4, pp. 56-59, 1988
- [10] G. Mouriès, "Condensateurs utilisés en électronique de puissance", *Techniques de l'Ingénieur*, D3 I, D 3280
- [11] C. A. Nucci, S. Pirani, M. Rinaldi, "Pulse Withstand Capability of Self-Healing Metalized Polypropylene Capacitors in Power Applications", *IEEE Transaction on Electrical Insulation*, Vol. 26, N°1, février 1991, pp. 146-155
- [12] F. Costa, "Contribution à l'étude des perturbations conduites par les convertisseurs haute fréquence", Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud Orsay, avril 1992
- [13] F. Fritze, "Metallized Film Capacitors - High Pulse Handling Capability Through Stacked Design", *Siemens Components : Englische Ausgabe*, N°2, 1989, pp. 75-78
- [14] "Condensateurs céramique", Eurofarad, notice technique, catalogue 894
- [15] R. Besson, "Technologie des composants électroniques", Tome 1, 5<sup>ème</sup> édition, SECF Editions Radio, Paris 1980
- [16] R. Fournié, J. Capelle, "Condensateurs de puissance", *Techniques de l'Ingénieur*, D4 II, D644
- [17] W. J. Sarjeant, "Capacitors", *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol. 25, N°5, octobre 1990

- [18] G. Aglietti, M. Rinaldi, "Report on the Utilization of Metallized Polypropylene Capacitors for SCR Commutation in Choppers for Electric Traction Applications", IEE International Conference on Power Electronics - Power Semiconductors and their Applications, Londres, 1977, pp. 29-32
- [19] S. Füzesséry, "Polypropylènes", Techniques de l'Ingénieur, AM 2, A3320
- [20] "Recommandations pour l'utilisation du film de polypropylène métallisé en condensateurs", Bolloré Technologies Industrie, notice technique, mai 1989
- [21] E. Sébillotte, "Dégradation sous champ électrique alternatif du polypropylène imprégné - Influence des époxydes", Thèse de Doctorat, Grenoble, 1989
- [22] J. Kammermaier, G. Rittmayer, S. Birkle, "Modeling of Plasma-Induced Self-Healing in Organic Dielectrics", Journal of Applied Physics, Vol. 66, N°4, 15 août 1989, pp. 1594-1609
- [23] A. Bursch, "Trespaphan, a General Description of Biaxially Oriented Polypropylene Film", Hoechst, notice technique
- [24] M. Binder, R. J. Mammone, W. L. Wade Jr., E. Rondeau, B. Lavene, "Use of Gas Plasmas to Increase Breakdown Strengths in Polycarbonate Film/Foil Capacitors", IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 8, N°4, juillet-août 1992, pp. 16-19
- [25] J.-J. Bessot, "Dépôts par évaporation sous vide", Techniques de l'Ingénieur, M 5, M1655
- [26] D. F. Taylor, "On the Mechanism of Aluminium Corrosion in Metallized Film ac Capacitors", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-19, N°4, août 1984, pp. 288-293
- [27] Y. Yoshida, K. Yamanaka, K. Matsunaga, K. Sato, J. Kano, T. Umemura, Y. Hayashi, "Status Quo of Self-Healing Power Capacitors in Japan", Rapport CIGRE, Session 1986, 27 août - 4 septembre, 15-04
- [28] A. Hadid, C. Laurent, M. Mammeri, R. Clavreul, F. Duchateau, J. Berdala, "An Investigation into Electrical Ageing of Insulating Polymers by Detection of Charge Injection under Alternative Divergent Field", Journal de Physique III, Vol. 4, N°1, janvier 1994, pp. 35-53
- [29] R. Goffaux, "Sur le mécanisme d'autorégénération des condensateurs - basse tension - à films plastiques métallisés", Bulletin scientifique de l'AIM, N°4, 1974, pp. 273-287
- [30] E. Matagne, "Contribution à la modélisation des dispositifs électrotechniques en vue de leur optimisation", Thèse de Doctorat, Louvain, Décembre 1991
- [31] D. Quivy, "Sur la permittivité et la perméabilité magnétique des mélanges", Bulletin de la Société française des Electriciens, série 7, tome VIII, N°88, avril 1958
- [32] J. Crabol, "Transfert de chaleur", Collection Technologies de l'Université à l'Industrie, Masson, Paris, 1989

- [33] E. Durand, "Electrostatique - Problèmes généraux - Conducteurs", Tome II, Masson et Cie Editeurs, Paris, 1966
- [34] K. J. Binns, P. J. Lawrenson, "Analysis and Computation of Electric and Magnetic Field Problems", 2<sup>ème</sup> édition, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig, 1973
- [35] P. N. Bondarenko, M. V. Gavrilov, V. S. Khaetskii, O. V. Tyvina, "Effect of Semiconducting Coatings on Redistribution of Potential on the Edge of Electrodes in Metallized Film Capacitors", *Elektrotehnika*, Vol. 62, N°7, 1991, pp. 10-14
- [36] K. S. Suh, C. R. Lee, J. S. Noh, J. Tanaka, D. H. Damon, "Electrical Conduction in Polyethylene with Semiconductive Electrodes", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 1, N°2, avril 1994
- [37] K. Kimura, S. Hirabayashi, "Improved Potential Grading Methods with Silicon Carbide Paints for High Voltage Coils", *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol. EI-20, N°3, juin 1985
- [38] C. Joubert, G. Rojat, A. Béréal, "Perturbations électromagnétiques engendrées par les condensateurs à films métallisés", *Congrès CEM 96*, 3-5 septembre 1996, Lille
- [39] C. Joubert, A. Béréal, G. Rojat, "Magnetic Field and Current Distribution in Metallized Capacitors", *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, N°9, 1<sup>er</sup> novembre 1994, pp. 5288-5293
- [40] C. Joubert, "Etude de la distribution des courants dans les condensateurs à film métallisé", *colloque Firelec 94*, 6-8 avril 1994, Grenoble, France
- [41] M. Abramowitz, I. A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", Dover Publications Inc., New York, 1972
- [42] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", Tome II, Chap. 23, Addison-Wesley Publishing Compagny, 1967
- [43] C. Joubert, G. Rojat, A. Béréal, "Influence de la fréquence sur les pertes dans les condensateurs métallisés", *colloque EPF'94*, 28-30 septembre 1994, Cachan, France
- [44] M. Kane, "Modèles analytiques originaux pour la détermination des paramètres linéaires des lignes et câbles multifilaires parcourus par des signaux large bande", *Thèse de Doctorat*, Ecole Centrale de Lyon, Ecully, juin 1994
- [45] F. Costa, F. Forest, A. Puzo, G. Rojat, "Etude des perturbations conduites et rayonnées dans une cellule de commutation", *Journal de Physique III*, Vol. 3, N°12, décembre 1993, pp. 2221-2248
- [46] C. Joubert, G. Rojat, A. Béréal, "Minimisation des inductances propres des condensateurs à film métallisé", *Journal de Physique III*, Vol. 5, N°7, juillet 1995

- [47] P. Ropa, C. Glaize, "Decrease of Inductance and Electromagnetic Interference in Power Electronics Capacitors", IEE Fifth International Conference on Power Electronics and Variable-Speed Drives, 26-28 octobre 1994, Londres, pp. 169-174
- [48] C. R. Paul, "Effectiveness of Multiple Decoupling Capacitors", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 34, N°2, mai 1992, pp. 130-133
- [49] C. Joubert, M. Lardellier, A. Bérroual, G. Rojat, "An Original Decoupling Capacitor", 6<sup>th</sup> European Conference on Power Electronics and Application, EPE'95, 19-21 septembre 1995, Séville, Espagne
- [50] A. Bérroual, C. Joubert, M. Lardellier, G. Rojat, Brevet d'invention numéro 94.10827, "Quadripole à condensateur de type bobine", propriété de la société Le Condensateur PRELYO
- [51] M. Lardellier, "Contribution à l'étude des perturbations électromagnétiques générées par des convertisseurs à liaisons directes", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Ecully, 21 mai 1996
- [52] D. Darrouzes, P. Dondon, C. Zardini, "Caractérisation en puissance des condensateurs céramiques multicouches par thermographie infrarouge", colloque EPF'94, 28-30 septembre 1994, Cachan, France
- [53] Normes NFC 54100 sur les essais de condensateurs
- [54] F. Pezet, "Conception, simulation et réalisation d'un onduleur de type résonant permettant de tester des condensateurs à de forts courants quasi-sinusoïdaux et à différentes fréquences", Mémoire Diplôme d'Ingénieur CNAM, Centre Régional Associé de Lyon, juin 1994

# **Table des matières**





Introduction générale.....	1
Chapitre I - Généralités sur les condensateurs .....	5
Introduction .....	7
I-1 Description schématique.....	7
I-2 Constituants des condensateurs .....	8
I-2-1 Les diélectriques .....	8
I-2-1-a Claquage intrinsèque.....	8
I-2-1-b Claquage thermique.....	9
I-2-1-c Claquage électromécanique .....	10
I-2-1-d Les décharges partielles.....	10
I-2-1-e Les charges d'espace .....	10
I-2-2 Les armatures.....	11
I-2-2-a Etablissement du champ électrique.....	11
I-2-2-b Collectage du courant .....	12
I-2-3 Les connexions .....	12
I-3 Les condensateurs réels.....	13
I-3-1 Technologies.....	14
I-3-1-a Les condensateurs céramiques multicouches.....	14
I-3-1-b Les condensateurs électrolytiques .....	15
I-3-1-c Les condensateurs imprégnés.....	15
I-3-1-d Les condensateurs métallisés.....	16
I-3-2 Condensateurs bobinés à film métallisé .....	16
I-3-2-a Le diélectrique .....	17
I-3-2-b Fabrication du film .....	26
I-3-2-c La métallisation.....	28
I-3-2-d Mécanisme d'autocicatrisation.....	36
I-3-2-e Causes de dégradation de la métallisation .....	39
I-3-2-f Bobinage du film.....	40
I-3-2-g Schoopage et connexion .....	40

I-3-2-h Traitement thermique et électrique.....	41
Conclusion.....	42
Chapitre II - Homogénéisation des matériaux.....	43
Introduction .....	45
II-1 Propriétés magnétiques du bobinage .....	47
II-1-1 Perméabilité magnétique .....	47
II-1-2 Effet du champ magnétique.....	47
II-2 Propriétés thermiques du bobinage.....	48
II-2-1 Conductivité thermique .....	48
II-2-2 Echauffement des condensateurs.....	51
II-2-2-a Cylindre long .....	51
II-2-2-b Cylindre plat .....	52
II-2-2-c Influence de la géométrie sur l'échauffement .....	53
II-2-3 Capacité thermique.....	54
II-3 Circulation des courants dans le condensateur .....	54
II-3-1 Répartition du champ électrique et des courants le long des armatures.....	56
II-3-1-a Notations utilisées .....	56
II-3-1-b Calcul du champ électrique en bord d'armature .....	58
II-3-1-c Champ électrique entre armatures .....	61
II-3-1-d Circuit équivalent et conductivité surfacique du bobinage.....	67
II-3-2 Impédance de surface du schoopage.....	74
II-3-3 Courants induits dans les métallisations.....	76
Conclusion.....	82
Chapitre III - Répartition de l'induction magnétique et des courants .....	83
Introduction .....	85
III-1 Répartition symétrique des champs et des courants .....	85
III-1-1 Conditions de symétrie.....	85

III-1-2 Mise en équations.....	86
III-1-3 Solutions.....	91
III-1-4 Validation du modèle et interprétation des résultats .....	93
III-1-5 Pertes supplémentaires dues aux courants .....	95
III-2 Répartition asymétrique des champs et des courants .....	98
III-2-1 Mise en équations.....	99
III-2-1-a Courants de conduction et de déplacement .....	99
III-2-1-b Courants induits dans les armatures.....	101
III-2-1-c Potentiel vecteur magnétique .....	102
III-2-2 Résolution des équations de répartition des champs.....	103
III-2-3 Validation expérimentale .....	103
III-2-4 Répartition de l'induction .....	105
III-2-5 Discussion .....	109
Conclusion.....	111
Chapitre IV - Applications .....	113
Introduction .....	115
IV-1 Minimisation des inductances propres.....	115
IV-1-1 Influence des connexions.....	116
IV-1-2 Influence de la géométrie du bobinage .....	118
IV-1-3 Conclusion .....	122
IV-2 Condensateurs de découplage.....	122
IV-2-1 Structure du condensateur.....	124
IV-2-2 Matrice d'impédance du condensateur.....	127
IV-2-3 Pertes d'insertion .....	131
IV-2-4 Influence des caractéristiques géométriques du condensateur .....	132
IV-2-5 Applications.....	134
IV-2-5-a Découplage d'une cellule de commutation.....	137

IV-2-5-b Filtrage de la tension de sortie d'un hacheur	
survolteur .....	140
IV-2-6 Conclusion .....	141
IV-3 Autres applications.....	142
Conclusion.....	143
Conclusion générale .....	145
Annexe A - Propriétés du polypropylène .....	149
Annexe B - Courants et puissances le long des armatures .....	153
Annexe C - Courants de conduction et de déplacement asymétriques.....	157
Références bibliographiques .....	165

Le travail présenté porte sur l'étude des phénomènes physiques prenant place dans les condensateurs bobinés à films secs métallisés. En particulier, les propriétés macroscopiques des bobinages (admittance, impédance) sont étudiées et permettent de calculer la répartition des champs électrique et magnétique et des courants dans une large gamme de fréquences. Il apparaît ainsi que les courants, homogènes à basse fréquence, se concentrent en certains points des condensateurs quand la fréquence augmente, ce qui peut conduire à des échauffements et à des défaillances.

Par ailleurs, les modèles élaborés ont permis de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques sur les performances des condensateurs, en particulier en haute fréquence. Ainsi, de nouvelles structures - plates et annulaires - permettent de minimiser les impédances propres des bobinages. L'efficacité des condensateurs de découplage peut aussi être améliorée grâce à des connexions appropriées et l'utilisation de conducteurs symétriques réduit les échauffements.

In this work, we study the physical phenomena in metallized capacitors. In particular, the macroscopic properties of the windings (admittance, impedance) are obtained and enable us to study the distribution of fields and currents in capacitors for a large frequency range. It appears that the currents, while homogeneous at low frequency, concentrate in some areas for higher frequencies, which can lead to heatings and failures.

On the other hand, the effects of geometrical parameters on capacitor characteristics are underlined, especially at high frequency. Thus, it comes out that the equivalent series inductance of capacitors can be considerably reduced when using flat and annular windings. The efficiency of decoupling capacitors can also be improved thanks to appropriate connexions and the use of symmetrical conductors reduces heatings.

**Titre :**

**Etude des phénomènes électromagnétiques dans les condensateurs à films métallisés  
- Nouvelle génération de condensateurs.**

**Mots-clefs :**

condensateur, film métallisé, modélisation, électronique de puissance, répartition de courant, échauffements, compatibilité électromagnétique.

**Résumé :**

Le travail présenté porte sur l'étude des phénomènes physiques prenant place dans les condensateurs bobinés à films secs métallisés. En particulier, les propriétés macroscopiques des bobinages (admittance, impédance) sont étudiées et permettent de calculer la répartition des champs électrique et magnétique et des courants dans une large gamme de fréquences. Il apparaît ainsi que les courants, homogènes à basse fréquence, se concentrent en certains points des condensateurs quand la fréquence augmente, ce qui peut conduire à des échauffements et à des défaillances.

Par ailleurs, les modèles élaborés ont permis de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques sur les performances des condensateurs, en particulier en haute fréquence. Ainsi, de nouvelles structures - plates et annulaires - permettent de minimiser les impédances propres des bobinages. L'efficacité des condensateurs de découplage peut aussi être améliorée grâce à des connexions appropriées et l'utilisation de conducteurs symétriques réduit les échauffements.

---

**Direction de recherche :**

Monsieur Gérard ROJAT, Maître de Conférences  
Monsieur Abderrahmane BEROUAL, Maître de Conférences  
Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY)  
UPRESA CNRS 5005  
Ecole Centrale de Lyon - -BP 163  
69131 Ecully Cedex, France

**Title :**

**Study of electromagnetic phenomena in metallized capacitors - New generation of capacitors.**

**Keywords :**

capacitor, metallized film, computer simulation, power electronics, current distribution, heatings, electromagnetic compatibility

**Abstract :**

In this work, we study the physical phenomena in metallized capacitors. In particular, the macroscopic properties of the windings (admittance, impedance) are obtained and enable us to study the distribution of fields and currents in capacitors for a large frequency range. It appears that the currents, while homogeneous at low frequency, concentrate in some areas for higher frequencies, which can lead to heatings and failures.

On the other hand, the effects of geometrical parameters on capacitor characteristics are underlined, especially at high frequency. Thus, it comes out that the equivalent series inductance of capacitors can be considerably reduced when using flat and annular windings. The efficiency of decoupling capacitors can also be improved thanks to appropriate connections and the use of symmetrical conductors reduces heatings.