

Université Mouloud Mammeri. Tizi-ouzou



**Faculté de génie électrique et informatique
Département d'électrotechnique**

Mémoire de Magister en électrotechnique

Option : entraînements électriques

Présenté par :

BOUALI Ferroudja

Thème

Utilisation d'une méthode semi-analytique pour l'étude du contrôle non destructif en régime pulsé

Devant le jury composé de :

CHAIBI Rachid, Professeur, Université de Tizi-Ouzou, Président
MOHELLEBI Hassane, Professeur, Université de Tizi-Ouzou, Rapporteur
NEDJAR Mohammed, Professeur, Université de Tizi-Ouzou, Examineur
MAOUCHE Bachir, Maître de Conférences, Université de Béjaia, Examineur
MECHERI Yacine, Maître de Conférences B, Université de Tizi- Ouzou, Examineur

Soutenu le : 27.01.2010

Je dédie ce travail :

A la lumière de ma vie, ma mère

A mon très cher père

A mes frères et sœurs et leur conjoints ainsi qu'à leurs petits anges

A toute ma famille

A tous mes amis et collègues

A tous ceux qui me sont chers

Remerciements

Je remercie Dieu de m'avoir fourni la volonté nécessaire pour mener à terme ce travail.

Je remercie vivement mon promoteur le Professeur Hassane MOHLELLABI de m'avoir encadré avec clairvoyance et d'être toujours disponible pour ses riches discussions et ses précieux conseils.

Qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance et mon témoignage respectueux.

Je tiens à remercier Monsieur Arezki DICHE Maître assistant à l'université Mouloud Mammeri de Tizi-ouzou, pour ses encouragements et ses conseils avisés.

Mes remerciements vont aussi aux membres du jury pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Sommaire

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre I : Méthodes et outils du contrôle non destructif

I.1 Les méthodes du contrôle non destructif.....	4
I.1.1 Introduction.....	4
I.1.2 L'examen visuel.....	5
I.1.3 Le contrôle par radiographie.....	6
I.1.4 Le ressuage.....	6
I.1.5 Le contrôle par ultrasons.....	7
I.1.6 Le contrôle par émission acoustique.....	8
I.1.7 La magnétoscopie.....	9
I.1.8 La thermographie infrarouge.....	9
I.2 Les Capteurs et le contrôle par courants de Foucault.....	11
I.2.1 Principe des capteurs inductifs.....	11
I.2.2 Principe des capteurs à courants de Foucault.....	11
I.2.3 Profondeur de pénétration.....	12
I.2.4 Techniques de contrôle non destructif par courants de Foucault.....	13
I.2.5 Modes de fonctionnement du capteur.....	13
I.2.6 Types de capteurs.....	14
I.2.6.1 La bobine encerclante.....	14
I.2.6.2 Le palpeur.....	14
I.2.6.3 La sonde.....	15
I.2.6.3.1 Sonde avec un noyau ferromagnétique.....	15
I.2.6.3.2 Sonde sans noyau.....	15
I.2.7 Mode de contrôle.....	15
I.2.7.1 Mode de contrôle absolu.....	15
I.2.7.2 Mode de contrôle compensé.....	16
I.2.7.3 Mode différentiel.....	16
I.2.8 Régimes d'excitation.....	16
I.2.8.1 Excitation mono fréquence.....	16

I.2.8 .2 Excitation multifréquence.....	17
I.2.8.3 Contrôle par courant de Foucault pulsé.....	18
I.2.8.3.1 Profondeur de pénétration en régime pulsé.....	20

Chapitre II : Méthodes de traitement des problèmes CND

II.1 Introduction.....	21
II.2 Equation de Maxwell.....	21
II.3 Relations constitutives du milieu.....	22
II.4 Loi d'Ohm.....	22
II.5 Equation de continuité.....	23
II.6 Formulation en potentiel vecteur magnétique.....	23
II.7 Méthode de traitement des problèmes CND.....	25
II.7.1 Méthodes analytiques.....	25
II.7.1.1 Méthode de séparation des variables.....	25
II.7.2 Méthodes numériques.....	25
II.7.2.1 Méthode des différences finies.....	25
II.7.2.2 Méthode des intégrales de frontières.....	26
II.7.2.3 Méthode des éléments finis.....	26
II.7.2.3.1 Formulation variationnelle.....	27
II.7.2.3.2 Formulation résidus pondérés.....	27
II.7.2.3.3 Approximation par éléments finis.....	28
II.7.3 Méthodes semi analytique.....	29
II.7.3 1 Méthode des images électriques.....	29
II.7.3.2 méthode des circuits couplés.....	30
II.8 Conclusion.....	30

Chapitre III. Méthode des circuits couplés

III Méthode des circuits couplés.....	31
III.1 Principe de la méthode.....	31
III.2 Cas du capteur différentiel à doubles fonctions.....	32
III.3 Cas du capteur absolu.....	34
III.4 Cas du capteur différentiel à fonctions séparées.....	35

III.5 Calcul des paramètres du modèle.....	37
III.5.1 Méthodes utilisant le potentiel vecteur magnétique.....	37
III.5.2 Méthodes basée sur le calcul des selfs et mutuelles inductances.....	41
III.5.2.1 Détermination de l'inductance mutuelle de deux spires circulaires coaxiales	43
III.5.2.2 Inductance propre.....	47
III.5.2.3 Calcul de la résistance.....	49

Chapitre IV: Applications et résultats

IV.1 Introduction.....	50
IV.2 Capteur différentiel à double fonctions.....	50
IV.2.1 Présentation du dispositif d'étude.....	50
IV.2.2 Model électrique relatif au régime pulsé.....	51
IV.2.2.1 Schéma électrique.....	51
IV.2.2.2 Equations électriques.....	51
IV.2.2.3 Choix de la capacité et de la résistance extérieure.....	52
IV.2.3 Tension et courant d'alimentation.....	53
IV.2.4 Réponses du capteur à une onde obtenue à partir d'une décharge capacitive.....	53
IV.2.5 Application à la détection et à la caractérisation de défaut.....	55
IV.2.5.1. Détection de défaut.....	55
IV.2.5.2 Influence de la position du défaut.....	56
IV.2.5.3 Influence de l'épaisseur du défaut.....	57
IV.2.5.4 Présence de deux défauts dans la charge.....	58
IV.2.5.5 Cas d'une charge présentant deux couches avec et sans défauts.....	59
IV.2.5.6 Influence de la position du capteur.....	60
IV.2.5.6.1 Cas du capteur sans mouvement.....	60
IV.2.5.6.2 Cas du capteur en mouvement.....	61
IV.2.6 Effet de la variation de l'entrefer bobine-charge (lift off).....	62
IV.2.7 Effet de la variation de la conductivité.....	63
IV.3 Capteur absolu compensé.....	64
IV.3 .1 Domaine d'étude.....	64
IV.3.2 Tension et courant d'alimentation.....	65
IV.3.3 Effet de la variation de l'épaisseur de la charge.....	65
IV.4 Capteur différentiel à fonctions séparées.....	67
IV.4.1 Cas d'une alimentation en créneau.....	67

IV.4.2 Effet de la variation de l'épaisseur de la plaque.....	68
Conclusion générale.....	69
Bibliographie.....	72

Introduction générale

Les techniques de contrôle par courants de Foucault sont utilisées depuis 1926 [1], elles se sont développées essentiellement de manière expérimentale. Elles utilisent la variation du champ magnétique pour exciter des pièces conductrices et observer les courants induits qui reflètent la santé du matériau conducteur. Le besoin de disposer de grandeurs permettant de caractériser la répartition de ces courants induits s'est imposé très vite, mais s'est heurté aux problèmes posés par la résolution des équations de Maxwell [1]. Cependant les progrès remarquables accomplis dans le domaine de l'analyse numérique du champ électromagnétique et l'avènement de l'informatique, ont permis une meilleure compréhension des différents phénomènes mis en jeu.

Le contrôle par courants de Foucault est employé dans tous les types d'industrie utilisant des pièces en matériau conducteur d'électricité, particulièrement la métallurgie, le nucléaire, la pétrochimie, l'aéronautique, l'aérospatiale, l'armement, l'industrie navale, automobile et ferroviaire. La méthode des courants de Foucault peut opérer sur une chaîne de production, dans une installation en fonctionnement et dans des opérations de maintenance. Cette popularité et cette diversité sont dues aux caractéristiques techniques incluant la simplicité, la mise en œuvre sur des structures complexes avec des capteurs adaptables, les appareillages transportables, la sensibilité élevée, la non nécessité de contact avec la cible, la réponse en temps réel, la possibilité d'automatiser les essais de test et l'analyse des résultats [2, 3].

Ces dernières années des dispositifs innovants de contrôle non destructif (CND) à courant de Foucault ont été développés, ils utilisent des méthodes d'induction améliorées et de nouveaux capteurs magnétiques à haute sensibilité comme dispositifs de mesure. La qualité de ces nouveaux systèmes est importante par rapport aux systèmes conventionnels, tant en terme de détection et de performances qu'en terme de rapidité et de facilité d'utilisation [4].

La méthode conventionnelle du contrôle non destructif par courants de Foucault dans laquelle on utilise une excitation de forme sinusoïdale aboutit à des résultats importants, l'inconvénient majeur est sa faible profondeur de pénétration [5]. Pour remédier à cet inconvénient des méthodes du CND par courants de Foucault en régime pulsé ont été

développées. Elles offrent l'avantage de contenir un spectre étendu de fréquences ainsi que la possibilité d'exciter les capteurs par des impulsions de valeurs crêtes élevées [6]. Leurs performances en termes de détection à grande profondeur et en taille du défaut sont nettement supérieures à celles des méthodes classiques. Il ne s'agit plus de la détection des défauts, mais aussi de leur caractérisation et leur quantification [7, 8, 9]. Elle sont aussi appropriées pour l'évaluation des propriétés géométriques comme l'entrefer bobine_charge (lift off) [10, 11, 12] et l'épaisseur de la charge [6, 13] ou physiques comme la conductivité et la perméabilité de la pièce à contrôler, elles ouvrent donc un nouveau champ d'applications pour lesquelles le CND par courants de Foucault n'était pas envisageable.

Dans ce contexte, après une recherche bibliographique sur le sujet, nous proposons l'étude de capteurs à courant de Foucault en régime pulsé en utilisant une méthode semi-analytique couplée à un modèle de circuit électrique équivalent constituant un problème d'attaque en tension. La méthode utilisée est basée sur le calcul des mutuelles inductances exploitée pour la détection et la caractérisation de défaut, et aussi pour l'étude de l'effet de la variation des paramètres géométriques (épaisseur, lift off) et physiques (conductivité électrique) des pièces conductrices.

Nous avons entamé ce travail par une étude bibliographique qui constitue une brève présentation des méthodes de CND en se basant sur la technique de contrôle non destructif par courant de Foucault en régime pulsé, utilisé dans le cadre de ce travail.

Dans le deuxième chapitre une modélisation mathématique a été considérée présentant le couplage électrique-magnétique correspondant au système à étudier, en utilisant le potentiel vecteur magnétique. Des méthodes de résolutions analytiques, numériques et semi analytiques ont été présentées de manière succincte.

La méthode semi analytique à laquelle nous avons fait appel pour modéliser notre dispositif est la méthode des circuits couplés, cette dernière fera l'objet du troisième chapitre, où nous présenterons son principe ainsi que les différentes méthodes proposées pour le calcul des différents paramètres électriques.

Dans le quatrième chapitre, nous décrivons un code de calcul implémenté sous environnement MATLAB, exploité pour la détection et la caractérisation de défauts ainsi que pour l'étude de l'effet de la variation des paramètres physiques et géométriques de la pièce conductrice à contrôler et nous donnons les résultats et commentaires.

Nous terminons par une conclusion générale et les perspectives offertes par la présente étude.

CHAPITRE I :
METHODES ET OUTILS DU CONTROLE NON DESTRUCTIF

I.1 Les méthodes du contrôle non destructif

I.1.1 Introduction

Tout au long des siècles, les méthodes de contrôle ont été perfectionnées, à commencer de l'examen visuel pour en arriver à leurs développements exponentiels auxquels nous assistons aujourd'hui. Les méthodes de contrôle se multiplient sans cesse s'appuyant sur toutes les lois physiques connues (ou presque) et sur la technologie qui les utilise [14].

Les exigences au niveau de la qualité des produits et en matière de sécurité deviennent de plus en plus contraignantes dans l'activité industrielle [1]. L'emploi d'un matériau destiné à assurer un ensemble de fonctions n'est décidé qu'après un examen minutieux de ses propriétés et de leurs évolutions prévisibles au cours de la durée de vie de la structure, cet examen permettra en particulier de programmer les opérations de maintenances, voir de réparations en entravant le moins possible la production. De plus en évitant l'apparition de défauts trop importants, la durée de vie du produit va augmenter. Ceci justifie l'importance croissante que prend le contrôle non destructif.

L'appellation contrôle non destructif (CND) fait naturellement penser au diagnostic que le médecin formule lors de l'examen de son patient. Le même principe appliqué aux pièces mécaniques consiste à mettre en œuvre des méthodes d'investigation pour permettre d'apprécier sans destruction l'état de santé des pièces et de formuler un avis sur leur aptitude à remplir la fonction à laquelle elles sont destinées [15].

Le CND joue un rôle fondamental dans tous les domaines où les exigences de sécurité sont importantes comme l'industrie nucléaire aéronautique, automobile et ferroviaire. Les techniques utilisées sont diverses (ultrasons, courants de Foucault, radiographie, ressuage, inspections visuelles...), elles dépendent à la fois de la nature du matériau constituant les pièces à contrôler, de la nature de l'information recherchée (détection ou mesure, position et forme du défaut), du type de contrôle à effectuer (contrôle en ligne, sur pièce mobile, possibilité de contact ou non avec la pièce), les problèmes économiques (coût,...), ... etc [16].

Dans ce qui suit nous présenterons brièvement certaines techniques utilisées en contrôle non destructif ainsi que leur principe de base.

I.1.2 L'examen visuel

L'examen visuel est une technique de CND très simple à mettre en œuvre mais très riche en information. Elle va nous permettre aussi de préciser le mécanisme mis en jeu dans toutes les autres techniques [15].

L'examen visuel direct des pièces peut constituer un contrôle suffisant pour la détection des défauts débouchant en surface et surtout des hétérogénéités locales et superficielles (taches de différentes natures) constituant des défauts d'aspect rédhibitoires pour des produits plats du types tôles, tissus, verres... [4, 17]

L'œil est un capteur optique certes remarquable, mais possédant toute fois des limitations dont il faut tenir compte en contrôle non destructif [4], des moyens optiques (éclairage, lampe, miroir...) d'aides à la vision peuvent être spécifiés de manière précise afin que les conditions d'observation soient à la fois les meilleures possibles et comparable avec la qualité recherchée et indiscutable en cas de litige sur les conclusions d'un examen [14].

Le processus mis en jeu pour accroître les performances de l'examen visuel se décompose en trois phases essentielles qui sont les suivantes [15] :

- La phase d'excitation qui consiste à produire le faisceau lumineux.
- La phase de perturbation qui consiste à placer la pièce dans le champ optique du faisceau et rechercher son orientation la plus favorable pour la mise en évidence d'éventuels défauts de surfaces.
- La phase de révélation qui consiste à placer l'œil dans le champ du faisceau réfléchi par la surface de la pièce.

Il est possible de remplacer l'œil par une cellule photoélectrique, qui analyse un faisceau laser balayant la pièce au défilé, ou par une caméra qui scrute automatiquement toute la surface des pièces à contrôler.

I.1.3 Contrôle par radiographie

La radiographie est l'une des plus vieilles méthodes du contrôle non destructif elle est basée sur l'enregistrement des rayons X après passage à travers l'objet analysé. La technique est similaire à celle utilisée dans le domaine médical, mais avec une camera plutôt qu'un film, ce qui donne plus de liberté mais nécessite une source de plus grande intensité [18] . C'est généralement la technique retenue lorsqu'il s'agit de mettre en évidence et de dimensionner des hétérogénéités nocives à l'intérieur des objets de toutes natures, aussi bien au stade de la fabrication qu'à celui de contrôle de maintenance. Cette technique est extrêmement coûteuse et impose des conditions de sécurités pour l'opérateur et l'environnement.

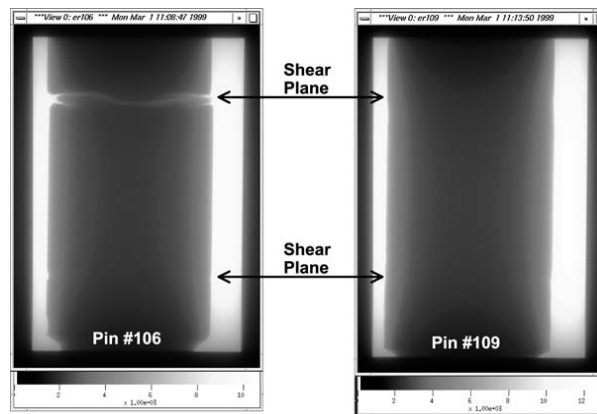


Fig I.1 : Contrôle par radiographie [19]

I.1.4 Le ressuage

Au moyen âge les armuriers avaient découvert le ressuage en même temps que la trempe des lames d'épées, une fois l'acier trempé à l'eau la lame était soigneusement essuyée et après plusieurs minutes observées en lumière rasante, l'œil collé à une extrémité de la lame orientée vers une fenêtre, l'eau que perlait des criques de surfaces était révélatrice des imperfections du forgeage [14].

Le ressuage est une technique destinée à révéler la présence de fissures en surface de pièces planes ou quasi-planes, elle consiste à appliquer sur la surface à contrôler préalablement nettoyée et séchée, un liquide d'imprégnation coloré ou fluorescent, qui pénètre dans les fissures. Le nettoyage de la cible est nécessaire pour éliminer l'excès du liquide présent à la surface de la pièce [4, 14].

Un révélateur qui peut être liquide ou sous forme de poudre est ensuite appliqué qui, réagissant avec le pénétrant resté dans les fissures forme des images révélatrices des défauts et interprétables par le contrôleur.

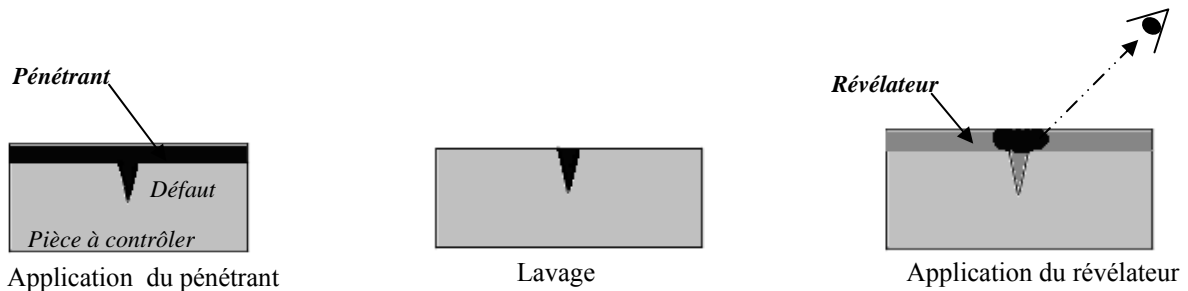


Fig I.2 : Examen par ressuage

I.1.5 Contrôle par ultrasons

Lorsqu'en montagne, quelqu'un crie face à une paroi rocheuse, il réentend les mêmes sons (plus au moins déformés) un bref instant après, c'est l'écho. Les sons émis se propagent dans l'air, se réfléchissent sur la paroi rocheuse et reviennent. Pour que la personne puisse comprendre cet écho, il faut qu'à ce moment elle ait terminé de crier. Son cri doit être suffisamment bref pour ne pas se superposer à l'écho. Enfin, plus la personne est éloignée de la paroi rocheuse et plus le laps de temps après lequel l'écho est susceptible est grand. C'est le même principe qui est employé dans le contrôle par ultrasons [15].

Le principe est simple un signal électrique est envoyé au transducteur ultrasonore qui émet une onde élastique qui se propage à l'intérieur du matériau à contrôler, puis se réfléchit sur les obstacles présents (défaut, face de la pièce...), les échos reviennent ensuite et détectés par un récepteur ultrasonore, et ils sont convertis en signal électrique que l'on peut mesurer facilement. Ce principe met en jeu des phénomènes physiques tels que la diffraction de la source, la réflexion/réfraction aux différentes interfaces, l'interaction de l'onde avec le défaut [16].

Connaissant la vitesse de propagation des ultrasons dans le matériau et le temps d'aller-retour d'une impulsion ultrasonore envoyée par le transducteur, on en déduit la distance parcourue par cette impulsion et, en définitive, la profondeur du défaut [20].

Dans la pratique l'onde ultrasonore est émise par un élément piézo-électrique, sous forme d'impulsion de quelques microsecondes. Lorsqu'elle est réfléchiée par une surface de séparation, cette onde est détectée par l'élément piézo-électrique qui agit alors comme récepteur, et transforme la vibration ultrasonore reçue en tension électrique [20]. Le CND par ultrason se prête bien au contrôle du cœur de pièces, même très épaisses, il est couramment utilisé pour rechercher des défauts dans des pièces métallurgiques, dans l'industrie nucléaire [16].

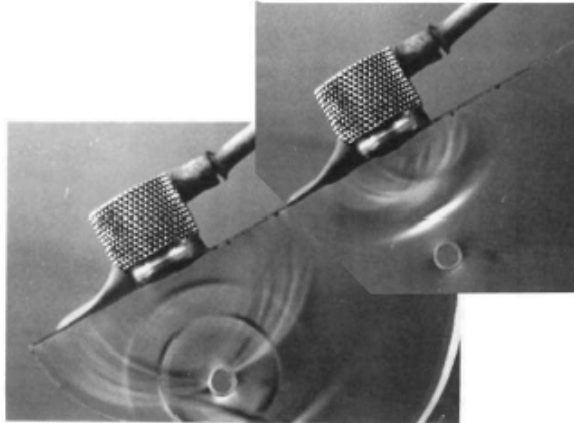


Fig I.3 : Examen par ultrasons [21]

I.1.6 Contrôle par émission acoustique

L'émission acoustique est un phénomène de libération d'énergie sous forme d'ondes élastiques transitoires au sein d'un matériau soumis à une sollicitation. Autrement dit, l'émission acoustique est analogue à l'activité sismique enregistrée sur la terre [15], La détection et l'analyse des signaux acoustiques permettent d'obtenir des informations sur la présence de défaut.



Fig I.4 : Examen par émission acoustique [22]

I.1.7 La magnétoscopie

L'examen magnétoscopique ne s'applique que sur des matériaux ferromagnétiques, il consiste à soumettre la pièce à contrôler à un champ magnétique alternatif ou continu. À la rencontre d'un obstacle (défaut), les lignes de champ magnétiques dans cette pièce s'épanouissent latéralement, créant ainsi un champ de fuite qui est matérialisé au moyen d'un révélateur constitué de particules ferromagnétiques [17].

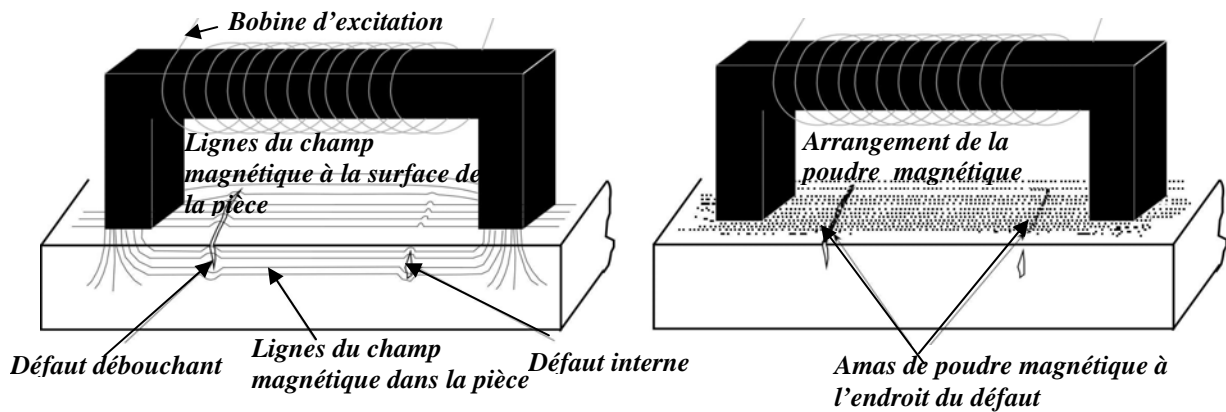


Fig I.5 : Examen par magnétoscopie [18]

La magnétoscopie est une technique qui permet d'inspecter l'ensemble d'une pièce en une seule opération, comme elle permet de mettre en évidence aussi bien les défauts débouchant que sous-jacents [4]. La sensibilité de cette méthode est dépendante de l'orientation du défaut par rapport à la direction générale des lignes d'induction, en effet, les défauts sont d'autant mieux détectés lorsqu'ils sont orientés dans une direction perpendiculaire aux lignes de champ.

Cette méthode ne permet pas une appréciation de la profondeur et l'interprétation dans la phase de révélation reste parfois très délicate.

I.1.8 Thermographie infrarouge

La thermographie est une méthode de mesure des rayonnements thermiques émis par un objet ou une installation. Elle permet de dresser une cartographie des valeurs de températures en tous les points de la scène observée [23], ces températures sont surveillées à l'aide de caméras infrarouges.

Par exemple l'inspection thermographique d'une installation se fait dans les conditions normales de travail. Les points anormalement chauds dans les tableaux électriques seront analysés avec le technicien de maintenance. Ces points chauds sont généralement l'indice d'une panne latente. En détectant précocement ces anomalies, on peut organiser les réparations et éviter les arrêts de production, l'inspection périodique est donc un outil idéal de maintenance préventive.

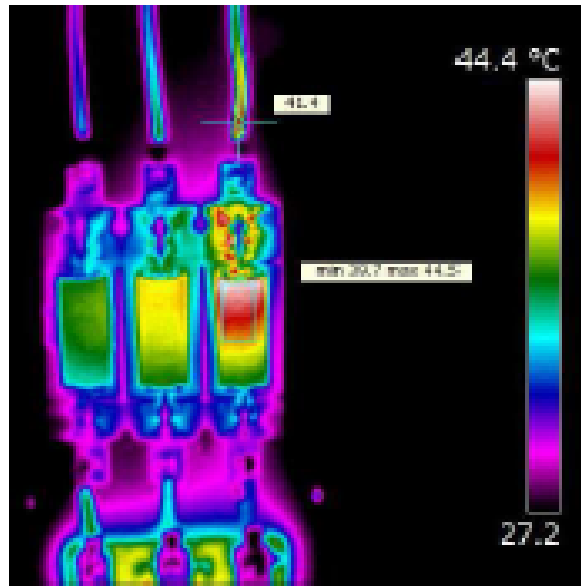


Fig I.6 : Examen par thermographie infrarouge [23]

Nous venons de citer quelques techniques de contrôle non destructif, en raison des avantages et des limitations qui caractérisent chacune de ces méthodes, elles sont le plus souvent complémentaires et l'ensemble d'informations apportées par chaque méthode construit un puzzle de la caractérisation du matériau à analyser.

I.2 Les Capteurs et le contrôle par courants de Foucault

I.2.1 Principe des capteurs inductifs

Un capteur inductif est en principe constitué d'un bobinage avec ou sans noyau ferromagnétique, l'approche d'une cible conductrice et /ou magnétique modifie la répartition des lignes de champ et se traduit par une variation de réluctance et l'apparition de pertes électromagnétiques dues à la pénétration du champ à l'intérieur de la cible

Lorsque la cible est purement conductrice, le champ incident induit des courants surfaciques dénommés courants de Foucault, qui à leur tour génèrent un champ magnétique réfléchi, s'opposant au champ excitateur. On parle dans ce cas de « capteur à courant de Foucault ». Si la cible est purement magnétique, l'effet se traduit par une modification des lignes de champ qui se trouvent attirées par le matériau en regard. Le dispositif fonctionne alors en « capteur magnétique ».

Dans le cas où la cible présente à la fois de bonnes propriétés conductrices et magnétiques, seule la gamme de fréquence de l'alimentation du capteur distingue les deux technologies. A fréquence élevée, le champ développé ne pénètre quasiment pas dans la cible. Le dispositif fonctionne en capteur à courants de Foucault. Par contre, lorsque la fréquence du champ d'excitation est faible, le dispositif fonctionne en capteur magnétique. Pour des fréquences d'excitations intermédiaires et à certaines distances de mesure, les deux phénomènes d'attraction et de répulsion du champ s'équilibrent et le dispositif peut être qualifié à la fois de capteur à courant de Foucault et de capteur magnétique. Les valeurs de ces fréquences intermédiaires dépendent des caractéristiques du matériau. On travaille en général assez peu à ces fréquences intermédiaires de manière à affirmer suffisamment le caractère capteur à courant de Foucault ou capteur magnétique [24].

I.2.2 Principe des capteurs à courants de Foucault

Le contrôle par courants de Foucault repose sur le phénomène de l'induction électromagnétique (découvert par Faraday en 1831). Tout matériau conducteur placé dans un champ magnétique variable est le siège d'une force électromotrice d'induction, cette f.é.m donne naissance à des courants induits appelés courants de Foucault, créant à leur tour un flux magnétique qui s'oppose au flux générateur.

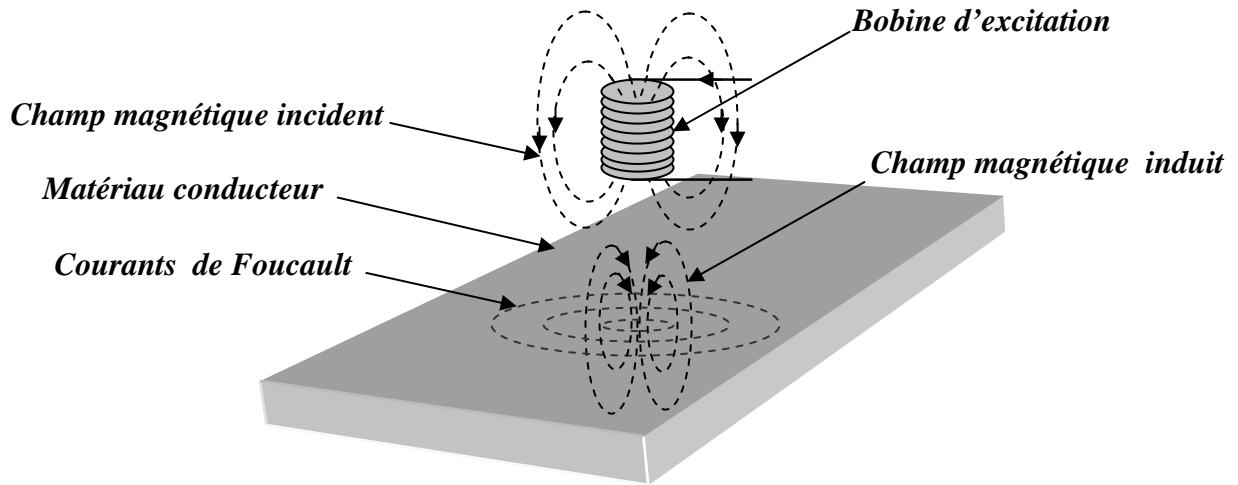


Fig I.7 : Principe du capteur à courants de Foucault

L'intensité des courants de Foucault dépend, entre autre des caractéristiques physiques (conductivité, perméabilité) et géométriques du conducteur ainsi que de la présence éventuelle de défauts dans celui-ci.

L'évaluation de la réaction électromagnétique de l'induit va permettre par l'intermédiaire de mesures adaptées, d'accéder à des informations concernant ses propriétés géométriques (épaisseur) ou physiques (conductivité, perméabilité) ou encore la présence d'un défaut qui modifie la trajectoire des courants induits, dans les deux premiers cas on parle de l'évaluation non destructif (END), et dans le dernier, de contrôle non destructif (CND) [6].

La topologie des courants de Foucault engendrés au sein d'une pièce est riche en informations. Cependant, cette topologie n'est pas directement accessible à la mesure. C'est par l'intermédiaire d'un capteur inductif que nous obtenons les informations utiles à l'analyse du système à contrôler sous forme de variation d'impédance ou de différence de potentiel aux bornes de ce capteur.

I.2.3 Profondeur de pénétration

Le concept de profondeur de pénétration est surtout utilisé dans les milieux conducteurs, notamment dans les métaux, lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique variable dans le temps. Le champ électromagnétique est alors concentré dans une couche mince en surface, d'épaisseur δ , et on parle d'effet de peau [25].

On définit l'épaisseur de peau par :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \sigma}} \quad (\text{I.1})$$

Où : f est la fréquence Hz;

μ_r est la perméabilité magnétique relative du matériau ;

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$;

σ est la conductivité électrique du matériau $(\Omega\text{m})^{-1}$;

La profondeur de pénétration dépend donc de la fréquence du champ variable et de la nature du matériau. En effet, celle-ci est inversement proportionnelle à la fréquence et les propriétés du matériau.

I.2.4 Techniques de contrôle non destructif par courant de Foucault

D'un point de vue pratique, les courants de Foucault sont créés par un bobinage alimenté sous tension ou courant variables, la réponse du dispositif à l'excitation est recueillie par un élément sensible à une grandeur électromagnétique. Cet élément qui assure les fonctions d'induction et la mesure du champ électromagnétique est le capteur.

I.2.5 Modes de fonctionnement du capteur

On distingue deux modes de fonctionnement du capteur :

- Les capteurs à double fonctions, pour lesquels les fonctions d'excitation et de mesure sont assurées par la même bobine.

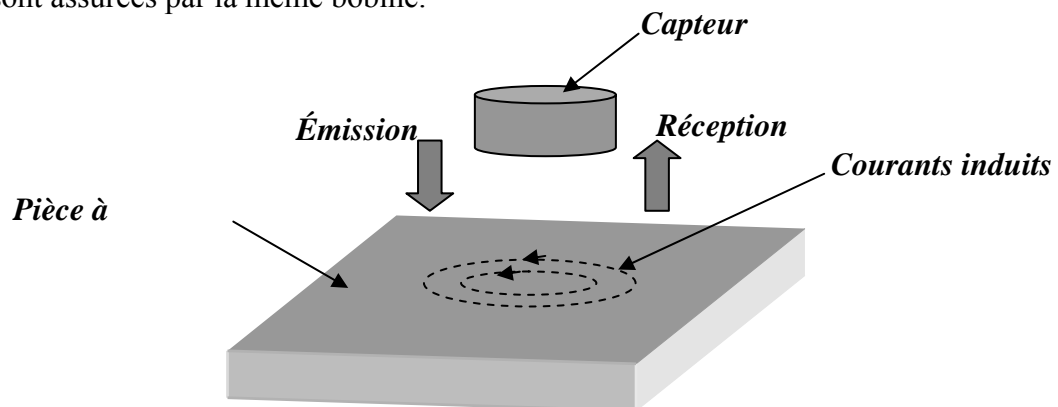


Fig I.8 : Capteur à double fonctions

- Les capteurs à fonctions séparées, pour lesquels les fonctions d'excitations et de mesure sont assurés par des éléments distincts.

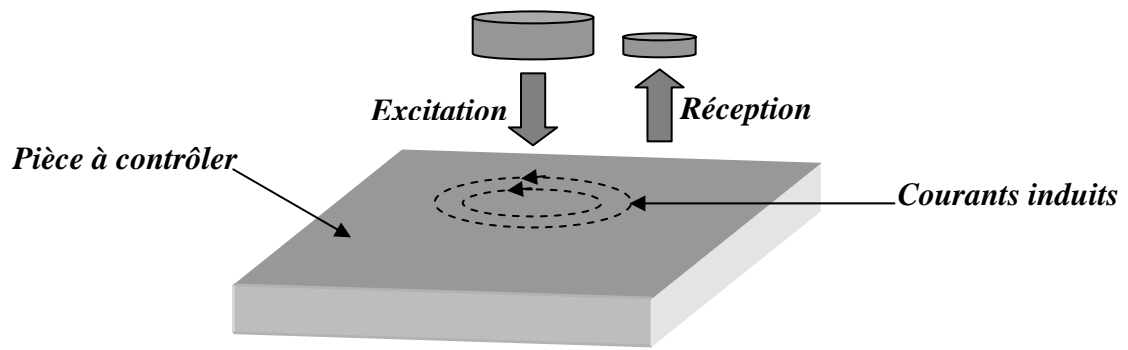


Fig I.9 : Capteur à fonction séparée

I.2.6 Types de capteurs

Du point de vue géométrique, on distingue trois types de capteur :

I.2.6.1 La bobine encerclante

Les bobines encerclantes sont des capteurs dont les enroulements de mesure entourent la pièce à contrôler, ils sont destinés au contrôle des produits longs ou des pièces au défilé (tubes, barres,...).

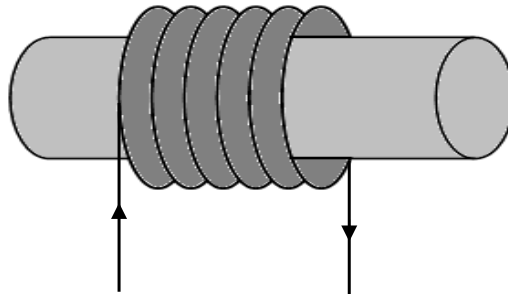


Fig I.10 : Bobine encerclante

I.2.6.2 Le palpeur

C'est une petite bobine qui est destinée à l'examen local d'un produit à partir de sa surface sur laquelle il peut se déplacer.

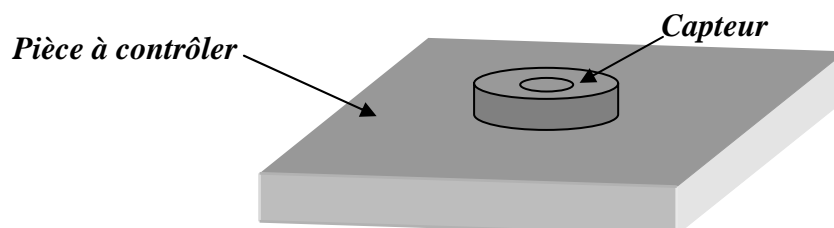


Fig I.11 : Palpeur

I.2.6.3 La sonde

Elle est destinée à l'examen des tubes par l'intérieur, développée principalement pour l'inspection des tubes des générateurs de vapeur dans les installations nucléaires. Il existe des sondes dites « axiales » pour lesquelles les enroulements sont bobinés autour de leurs axes de translation, et des sondes dites « tournantes » constituées de bobines ponctuelles autour de leurs axes de translation.

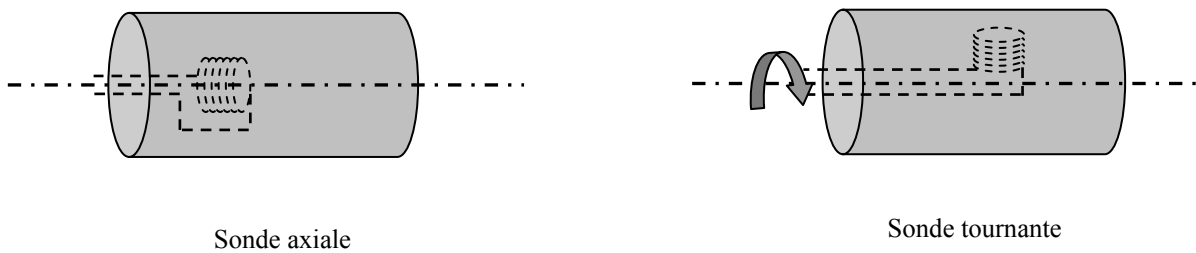


Fig I.12 : Sonde

I.2.6.3.1 Sonde avec un noyau ferromagnétique

Afin d'éviter que les lignes de champs se propagent dans l'air, on couple les bobines avec un noyau ferromagnétique, celui-ci peut être réalisé en tôle feuilletée à basse fréquence ou en ferrite pour les fréquences élevées, son rôle est de canaliser le champ magnétique près du centre de la sonde [17, 24].

Les sondes avec des noyaux de ferrite tendent à être plus sensibles que celles avec des noyaux d'air, et sont moins affectées par les oscillations et le décollement de la sonde [4].

I.2.6.3.2 Sonde sans noyau

La sonde à courants de Foucault sans noyau est facile à modéliser que celle avec noyau, mais elle est moins sensible car la distribution dans l'espace de l'énergie émise par le capteur n'est pas optimale.

On peut augmenter la sensibilité du capteur à courants de Foucault en augmentant son diamètre mais ceci nuit à sa résolution latérale [4].

I.2.7 Mode de contrôle

I.2.7.1 Mode de contrôle absolu

La méthode absolue utilise un seul élément de mesure, cette mesure se fait par comparaison du signal reçu à une référence artificielle électronique.

I.2.7.2 Mode de contrôle compensé

Dans ce mode de contrôle on utilise deux capteurs absolus dont l'un sert de référence. L'un est positionné à proximité d'une surface de la pièce à contrôler capte les grandeurs utiles et perturbatrices et l'autre placé à proximité d'une autre surface saine du même matériau, il ne capte donc que les signaux perturbateurs, une mesure comparative permet d'extraire seulement les signaux utiles donc d'éliminer les grandeurs d'influences.

I.2.7.3 Mode différentiel

Cette technique utilise deux capteurs rigidement liés parcourus par le même courant mais de signes opposés. La mesure différentielle consiste à comparer deux mesures effectuées simultanément en deux emplacements voisins. Cette méthode est essentiellement utilisée en contrôle de santé et particulièrement pour détecter des discontinuités lors d'un déplacement du capteur le long d'une pièce.

I.2.8 Régimes d'excitation

La sensibilité de la méthode dépend de la fréquence du courant d'excitation du capteur, celle-ci conditionne en effet la profondeur de pénétration des courants induits dans le matériau à inspecter [2].

I.2.8.1 Excitation mono fréquence

Dans ce cas le capteur est alimenté par un courant sinusoïdal ou une tension sinusoïdale de fréquence fixe qui peut varier de quelques Hz à une dizaine de MHz selon les applications [6]. Le contrôle s'effectue par mesure d'impédance de la bobine [1].

Pour ne garder dans l'expression de l'impédance que les variations dues à la présence de la cible, on introduit traditionnellement la notion d'impédance normalisée [24], où on définit :

$$\text{La résistance normalisée } R_n = (R - R_0) / X_0 \quad (\text{I.2})$$

$$\text{La réactance normalisée } X_n = X / X_0 \quad (\text{I.3})$$

Tel les que :

R_0 est la résistance de la bobine seule.

X_0 est la réactance de la bobine hors matériau.

X représente la réactance de la bobine en présence du matériau, elle est liée à la topologie des lignes de champs magnétiques.

R : représente la résistance de la bobine en présence du matériau, elle englobe les pertes par courant de Foucault dans la pièce et la bobine.

On trace alors l'évolution de l'impédance normalisée dans le plan $X_n=f(R_n)$

La trajectoire parcourue par l'extrémité du vecteur impédance, lors d'un déplacement de la bobine sera caractéristique d'une propriété du matériau et constituera une signature [1, 6].

Lorsque plus d'une grandeur vient perturber la détection (variation de l'entrefer, variation de perméabilité, de conductivité...) le contrôle mono fréquentiel atteint rapidement ses limites.

I.2.8 .2 Excitation multifréquences

La méthode multifréquence consiste à choisir judicieusement les fréquences d'excitation du capteur de manière à recueillir des informations riches et complémentaires sur le matériau à contrôler, le nombre de fréquences d'alimentation nécessaire est lié au nombre de paramètres à identifier et à la complexité du dispositif complet que l'on s'autorise, ces paramètres peuvent être de différentes natures [24]:

- Distances capteur/cible
- Conductivité électrique de la cible
- Perméabilité magnétique de la cible
- Défaut dans le matériau.
- Epaisseur du matériau à contrôler,...

Dans le CND par courants de Foucault le développement des techniques multifréquence a pour objectif de positionner et caractériser un défaut à partir d'un signal global résultant de la combinaison du signal utile dû au défaut et de bruits parasites ayant des origines diverses.

En mono-fréquence, on dispose de deux informations (amplitude et phase ou résistance et réactance) qui ne permettent pas toujours de caractériser un défaut, ou d'éliminer l'influence de grandeurs perturbatrices [1]. En multifréquence, chaque fréquence fournit deux grandeurs exploitables, l'utilisation de n fréquences permet d'avoir $2n$ informations [1] donc d'éliminer $2n-1$ perturbations [6].

Cette technique a été développée en particulier pour le contrôle des tubes des générateurs de vapeur et des rails ferroviaires, Ces environnements présentent en particulier des parties droites, des coudes et des éléments de fixation. Le contrôle dans certaines zones est rendu très délicat par l'apparition de signaux parasites de fortes amplitudes pouvant se superposer au signal du défaut [2]. La méthode pratiquée consiste à neutraliser les signaux parasites en procédant à leur soustraction. Ces fréquences peuvent être appliquée simultanément ou séquentiellement.

Cette méthode est appliquée dans les secteurs d'activité où le surcoût du matériel utilisé est justifié par des impératifs de sécurité importants [1, 6].

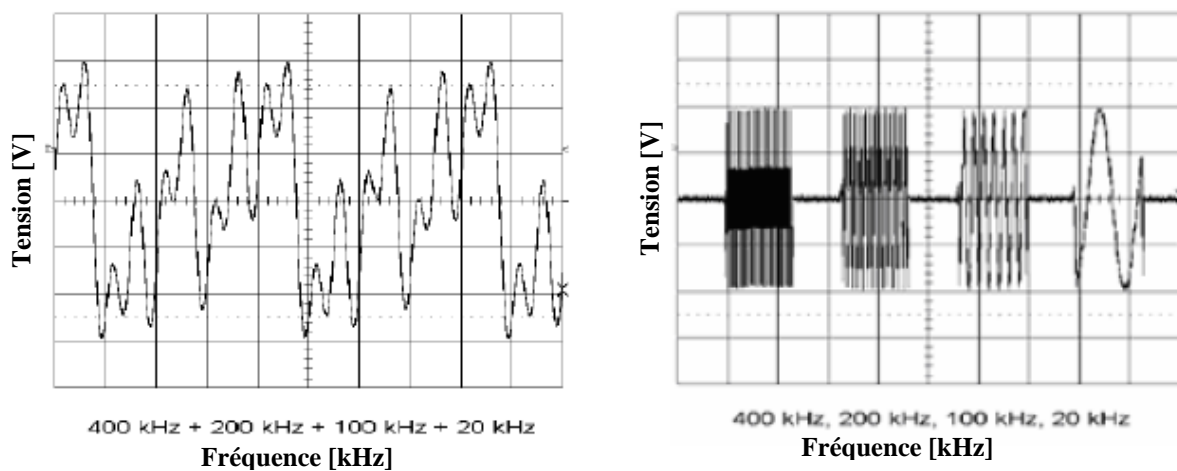


Fig I.13 : Fréquences simultanées et séquentielles [26]

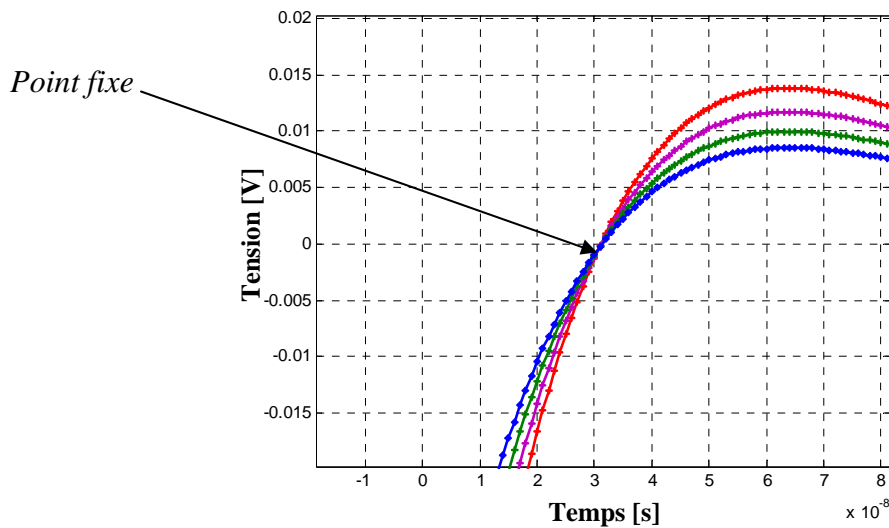
I.2.8.3 Contrôle par courants de Foucault en régime pulsé

Le contrôle par courants de Foucault pulsés est une nouvelle et émergente technique du contrôle non destructif [9]. Les premières applications des courants de Foucault pulsés ont été développées pour la mesure d'épaisseur de matériau [1, 24], la possibilité d'injecter une énergie importante dans un temps court avec un spectre riche en basses fréquences a conduit à utiliser les courants de Foucault en régime pulsé pour la détection de défauts profonds [1], cette technique est utilisée pour inspecter des assemblages rivetés [1], des inclinaisons et des objets de surfaces irrégulières [10]. C'est la première technique qui permet de détecter les corrosions dans les structures en multicouches [11], elle permet de diagnostiquer différentes couches collées mécaniquement ou empilées en plusieurs couches adhésives [5] et d'inspecter et de caractériser les revêtements [6, 13].

Dans un problème de contrôle où il s'agit de discriminer plusieurs paramètres [24], la méthode de contrôle par courants de Foucault pulsés représente une alternative à l'excitation multi fréquences pour laquelle la complexité de l'appareillage et la difficulté de mise au point pratique limite le nombre de fréquences exploitables.

Dans le cas du contrôle par courants de Foucault pulsés, on injecte dans le capteur un courant d'excitation de forme rectangulaire, en forme de trapèze ou de demi sinusoïde qui représentent des impulsions de courtes durées. Une onde obtenue à partir d'une décharge capacitive est aussi utilisée dans le cadre de ce travail. La décomposition en série de Fourier de l'onde engendre des signaux de fréquences multiples.

L'analyse du signal de mesure ne se fait plus à l'aide du plan d'impédance normalisée, mais c'est une analyse temporelle ou fréquentielle. La caractérisation de la grandeur recherchée se fait par l'étude de l'évolution d'un point particulier du signal, passage par zéro, extremum et aussi le point fixe (crossing-point) qui est un point insensible à la variation de l'entrefer capteur-charge (voir figure I.14), l'évolution de ces points permet de faire un diagnostic.



figI.14 : Réponses pulsés pour différentes valeurs de l'entrefer

Il a été montré par une analyse spectrale, que le phénomène du point fixe concerne aussi le signal transitoire que chacun de ses harmoniques [27], la variation des coordonnées de ce point est prédictible en fonction de la conductivité et de l'épaisseur [28], l'origine de ce phénomène ainsi que les éventuelles applications restent encore à explorer [6, 27].

Les figures (I.14) et (I.15) représentent les points particuliers qu'on pourrait extraire d'un signal pulsé, exploitables dans une analyse temporelle.

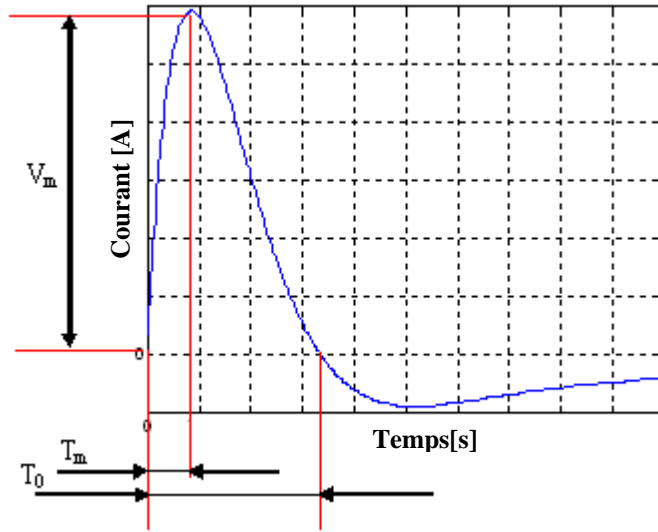


Fig I.15 : Points particuliers d'un signal pulsé

V_m : valeur crête du signal.

T_0 : temps de passage par zéro

T_m : temps correspondant à la valeur crête.

Le signal d'excitation pulsé est de courte durée, il peut donc atteindre une valeur élevée en intensité (plusieurs ampères), contre une centaine de milliampères pour le signal sinusoïdal [6].

I.2.8.3.1 Profondeur de pénétration en régime pulsé

Dans le cas d'une impulsion rectangulaire de courant de durée T_0 , l'expression de la profondeur de pénétration est donnée par [1, 5, 6, 28] :

$$\delta' = \sqrt{\frac{2 \cdot T_0}{\sigma \cdot \mu}} \quad (\text{I.4})$$

Elle dépend de la durée de l'impulsion, des caractéristiques du matériau et de la forme de l'impulsion. Cette grandeur ne constitue que des indications qualitatives du phénomène physique réel.

Différentes expressions de la profondeur de pénétration ont été considérées [1, 28], elles ne représentent que très partiellement la répartition des courants de Foucault et n'ont été établies que pour des géométries et des formes d'excitations très particulières.

CHAPITRE II :
METHODES DE TRAITEMENT DES PROBLEMES CND

II.1 Introduction

Dans l'étude de tout phénomène physique, l'établissement des équations qui le régissent constitue la première approche au problème, ces phénomènes sont en majorités traduits par les équations de Maxwell.

II.2 Equations de Maxwell

Jusqu'au milieu du 19^{ème} siècle, Electricité et Magnétisme forment deux théories distinctes et différenciées de la physique [29], c'est le savant James Clerk Maxwell (1831-1879) qui eu l'intuition, que tous les phénomènes électriques et magnétiques devaient être intimement liés entre eux. Il entreprit un ambitieux travail de synthèse, dont le but était de formuler sous une forme mathématique unifiée l'ensemble de tous les phénomènes électriques et magnétiques observés jusqu'alors [25].

Les équations de Maxwell spécifient que toute variation spatiale ou temporelle d'un champ électromagnétique en un point de l'espace entraîne ou est due à l'existence d'un autre champ au même point. Ces équations sont donc locales et sont valables dans n'importe quel système d'axes [2].

L'ensemble des phénomènes électromagnétiques peut être décrit par quatre grandeurs vectorielles qui dépendent du temps et de l'espace, elles sont : le champs électrique \vec{E} , le champs magnétique \vec{H} , l'induction magnétique \vec{B} et l'induction électrique \vec{D} .

Ces différentes grandeurs sont liées par les équations de Maxwell qui décrivent, de façon générale, les lois de l'électricité, leurs formes la plus générale s'écrivent :

{ Maxwell – Gauss	$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$	(II.1)
{ Maxwell – Faraday	$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	(II.2)
{ conservation du flux magnétique	$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$	(II.3)
{ Maxwell – Ampère	$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$	(II.4)

Où ρ est la densité volumique de charge.

\vec{J} est la densité de courant de conduction.

Le terme $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ exprime la densité de courant de déplacement.

II.3 Relations constitutives du milieu

Les grandeurs et les liaisons des champs vectoriels précédents dépendent des caractéristiques électromagnétiques du milieu où ils règnent [2]. La relation du milieu exprime le lien existant entre le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} , d'une part, à travers la perméabilité magnétique μ ainsi que celui existant entre le déplacement électrique \vec{D} et le champs électrique \vec{E} à travers la permittivité électrique ε , d'autre part. Elles sont données par :

$$\vec{D} = \varepsilon . \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{B} = \mu . \vec{H} \quad (\text{II.6})$$

Avec : $\varepsilon = \varepsilon_0 . \varepsilon_r$

Où : ε_0 est la permittivité électrique du vide, elle est égale à : $\varepsilon_0 = \frac{1}{36 . \pi} . 10^{-9} \text{ F / m}$.

ε_r est la permittivité relative du milieu.

ε est la permittivité absolue donnée en F/m.

et : $\mu = \mu_0 . \mu_r$

Où : μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, elle est donnée par: $\mu_0 = 4 . \pi . 10^{-7} \text{ H / m}$.

μ_r est la perméabilité magnétique relative du milieu.

μ est la perméabilité magnétique absolue donnée en H/m.

II.4 Loi d'Ohm

La loi d'Ohm exprime la relation liant la densité de courant \vec{J} au champ électrique \vec{E} à travers la conductivité électrique σ , cette loi est donnée par :

$$\vec{J} = \sigma . \vec{E} \quad (\text{II.7})$$

La densité de courant J s'exprime en fonction de la nature du milieu étudié.

- Pour un milieu conducteur avec source :

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{II.8})$$

\vec{J}_s : est la densité de courant source donné en A/m².

\vec{E} : est le champ électrique induit en V/m.

- Pour un milieu en mouvement, cette loi s'écrira :

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{E}') \quad (\text{II.9})$$

$$\text{Avec : } \vec{E}' = \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (\text{II.10})$$

\vec{E}' : est le champ électromoteur.

\vec{v} : est la vitesse de déplacement du milieu en mouvement en m/s.

\vec{B} : est l'induction magnétique en T.

II.5 Equation de continuité

L'équation de continuité, appelée aussi équation de la conservation de la charge électrique est donnée par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.11})$$

ρ : est la densité de charge électrique.

II.6 Formulation en potentiel vecteur magnétique

Bien que les équations de Maxwell permettant de modéliser le phénomène des courants de Foucault soient connues depuis longtemps, l'acquisition de cette connaissance se heurte à de nombreuses difficultés. En effet, ces courants induits sont purement tridimensionnels dans la plupart des situations de contrôle [1] ce qui demande un temps de résolution très coûteux. De plus les formulations en champs présentent un inconvénient majeur, c'est celui de la discontinuité aux interfaces et particulièrement aux coins [30].

Pour pallier à ces problèmes, on fait appel à une entité mathématique connue sous le nom de potentiel. Celle-ci provient de considération purement mathématiques (les identités vectorielles) plutôt que physiques. Par ailleurs, si le potentiel n'a à ce jour aucun sens physique, la nature de sa variation par contre, est significative [30].

Dans ce qui suit nous présenterons la formulation en terme de potentiel vecteur magnétique décrivant le système étudié.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \exists \vec{A} \text{ tel que } \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{II.12})$$

$$\begin{aligned} \text{On a } \begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{B} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} &\Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \\ &\Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \Rightarrow \exists \vec{V} / \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \vec{V} \\ &\Rightarrow \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \vec{V} \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

$$\text{Or } \vec{J} = \sigma \vec{E} \Rightarrow \vec{J} = -\sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \sigma \cdot \vec{\nabla} \vec{V} \quad (\text{II.14})$$

$$\text{on pose } \vec{J}_s = -\sigma \cdot \vec{\nabla} \vec{V} \quad (\text{II.15})$$

$$\text{On aura } \vec{J} = -\sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{J}_s \quad (\text{II.16})$$

Pour un problème de courants induits on considère l'hypothèse suivante : $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$ on aura

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{II.17})$$

$$\begin{cases} \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -\sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{J}_s \end{cases} \Rightarrow \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{B}}{\mu} = \vec{J}_s - \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

On a $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$ d'où :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} \right) &= \vec{J}_s - \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{A}}{\mu} \right) + \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} &= \vec{J}_s \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Avec $\vec{J}_s = -\sigma \cdot \vec{\nabla} \vec{V}$

L'équation (II.18) représente l'équation magnétodynamique transitoire en terme de potentiel vecteur magnétique \vec{A} . Cette équation traduit les phénomènes d'effet de peau dans les conducteurs ou le régime transitoire des dispositifs électromagnétiques.

II.7 Méthodes de traitement des problèmes CND

D'une façon générale on peut classer les méthodes de résolution en trois catégories : les méthodes numériques, les méthodes analytiques et à un degrés moindre les méthodes semi-analytiques.

II.7.1 Méthodes analytiques

Les méthodes de résolution analytiques utilisées pour la résolution des problèmes électromagnétiques régis par des équations aux dérivées partielles sont : la méthode de séparation des variables, la méthode des séries exponentielles, la méthode des transformations conformes.

II.7.1.1 Méthode de séparation des variables

Elle consiste à remplacer une équation aux dérivées partielles par des équations différentielles linéaires à coefficients constants.

Elle est introduite pour remplacer un problème à plusieurs dimensions par des problèmes unidimensionnels. Elle est utilisable pour la résolution de l'équation de Laplace dans des systèmes de coordonnées cartésiennes, cylindriques et sphériques, et quelques autres systèmes d'usage moins courant, dont les systèmes elliptique, parabolique et hyperbolique [25].

II.7.2 Méthodes numériques

Les méthodes numériques ont pris un essor considérable avec l'avènement des moyens informatiques, dans les années 50. Celles ci sont d'autant plus utilisées que les configurations à traiter sont complexes. Parmi ces méthodes on trouve la méthode des différences finis, la méthode des éléments finies et la méthode des intégrales de frontières.

II.7.2.1 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est la plus simple et historiquement la première [2], elle permet d'obtenir une approximation d'une dérivée [31] par une différence de valeurs de l'inconnue à déterminer en un certain nombre de points du domaine de résolution.

Si $f(p)$ est une fonction du paramètre scalaire p , une approximation de sa dérivée première s'obtient par :

$$\frac{df}{dp} \approx \frac{\Delta f}{\Delta p} = \frac{f(p+\Delta p) - f(p)}{\Delta p} \quad (\text{II.19})$$

Cette approximation est simple et générale, cela revient à considérer une combinaison linéaire des valeurs de l'inconnue au point considéré et au point environnant. Ceci mène à un système linéaire ou non linéaire d'équations qui peut être résolu.

Cette méthode est rarement utilisée à cause de son maillage qui s'adapte mal aux géométries à frontières complexes et à cause de l'importance de la taille des systèmes algébriques, ce qui induit un temps de résolution important et une précision des calculs coûteuse [32].

II.7.2.2 Méthode des intégrales de frontières

La méthode des intégrales de frontières a été utilisée dans le domaine numérique pour la résolution des équations de Maxwell par C.W Trowbridge et son groupe. Elle permet la détermination des grandeurs inconnues sur la frontière du domaine et ne s'applique que dans le cas où le milieu considéré est linéaire.

Cette méthode trouve son application lorsque les fréquences de travail sont très importantes car la profondeur de pénétration devient très faible vis-à-vis des autres dimensions géométriques du dispositif étudié et une discrétisation en éléments finis ferait aboutir à des difficultés insurmontables à cause du grand nombre d'éléments nécessaires à cette discrétisation.

Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte des domaines infinis, une taille de systèmes algébriques réduite et donc un temps de calcul minime. Comme elle présente l'inconvénient de ne résoudre que les problèmes linéaires et une imprécision due à la considération des courants surfaciques.

II.7.2.3 Méthode des éléments finis

Dès les années 1960, la méthode des éléments finis est devenue, par sa souplesse d'emplois et sa très grande généralité, une méthode numérique indispensable pour la résolution des problèmes aux dérivées partielles en électromagnétisme [31]. Le développement de cette méthode permet actuellement de traiter différents types de problèmes

couplés : magnétothermique, électrique-magnétique, électromagnétique-mécanique et magnétohydrodynamique.

Le principe de cette méthode est basé sur une formulation intégrale du problème aux dérivées partielles et de leurs conditions aux limites. Cette formulation peut être de type variationnel ou résidus pondérés.

II.7.2.3.1 Formulation variationnelle

La formulation variationnelle nécessite la connaissance à priori de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier. Celle-ci est déterminée à partir de l'action Hamiltonnienne qui stipule l'existence d'une fonctionnelle de type intégrale définie par:

$$F(A) = \int_{\Omega} L d\Omega \quad (\text{II.20})$$

L : est la fonction de Lagrange résultant de la coénergie du système de type cinétique et de son énergie potentielle.

Ω : est le domaine d'étude

Avec :

$$L = W_c - W_p \quad (\text{II.21})$$

W_c : énergie de type cinétique.

W_p : énergie de type potentiel.

II.7.2.3.2 Formulation résidus pondérés

Cette formulation est basée sur un théorème de l'espace de « Hilbert » qui stipule que seul le vecteur nul est orthogonal à tous vecteurs de l'espace.

Cette méthode est basée sur la détermination du résidu par :

$$R = L(a) - f \quad (\text{II.22})$$

R : est le résidu de l'approximation.

$L(a)$: opérateur différentiel.

f : fonction définie sur le domaine d'étude Ω .

a : inconnue.

A l'aide de fonctions de pondérations bien choisies, on impose à l'intégrale du résidu de s'annuler en n points du domaine Ω .

ϕ_i : Fonction de pondération ou de projection.

Les valeurs de a qui permettent d'annuler l'intégrale sont solution du système algébrique obtenu.

- **Remarque**

La formulation résidus pondérés est aussi appelée « Méthode projective », elle est plus employée que la formulation variationnelle car la méthode projective ne nécessite pas la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système.

- **Différentes méthodes des résidus pondérés**

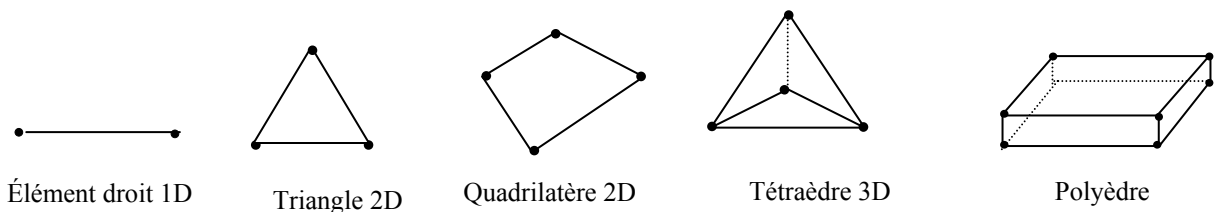
- Méthode de collocation par points.
- Méthode des moindres carrés.
- Méthode de Galerkin.

II.7.2.3 Approximation par éléments finis

L'approche de base de la méthode des éléments finis est de subdiviser le domaine d'étude en sous domaines appelés éléments dont on aurait préalablement considéré une forme géométrique de base.

- **Eléments de base**

Pour des problèmes à une, deux et trois dimensions les éléments de bases sont :



FigII.1 : Eléments de base

- **Fonctions d'approximations**

La fonction d'approximation consiste à chercher la meilleure approximation d'une fonction $U(x)$ du domaine Ω de manière à satisfaire au mieux les lois physiques auxquelles elle obéit. La méthode des éléments finis nécessite donc, lors de cette approximation, le passage par les étapes suivantes :

- Discrétiser le domaine Ω en sous domaines, de tel sorte que l'ensemble des sous domaines soient disjoints.
- La somme des sous domaines donne le domaine complet.
- Définir une fonction approchée sur le sous-domaine appelé « élément ».
- La fonction doit être continue sur l'élément.

- **Élément de référence**

Les éléments de référence utilisés sont des éléments simples tel que le rectangle, le tétraèdre, le parallélépipède ...auxquels on associe un système de coordonnées normées.

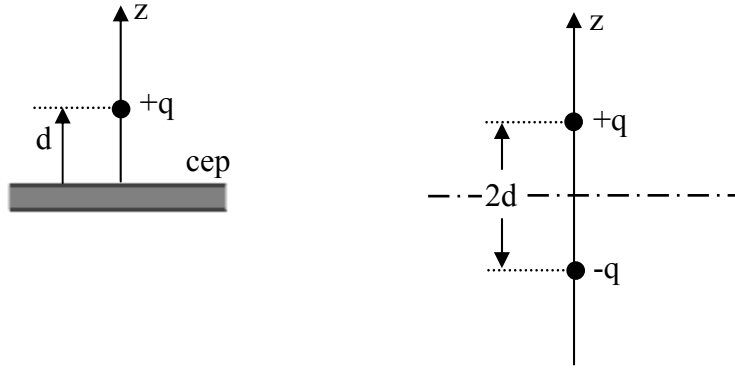
II.7.3 Méthodes semi analytiques

Dans les méthodes semi analytique on trouve la méthode des images électrique et la méthode des circuits couplés.

II.7.3 1 Méthode des images électriques

Une charge ponctuelle située près d'un plan métallique en cep (conducteur électrique parfait) crée un champs électrique qui à une composante tangentielle non nulle sur le conducteur. Ce champ ne satisfait pas les conditions aux limites, et il faut rajouter une solution de l'équation de Laplace, de façon à annuler la composante tangentielle totale. Le terme ajouté est le champ produit par les charges de surface qui apparaissent sur le conducteur pour annuler le champ électrique tangent [25].

Il existe toutefois une méthode beaucoup plus simple pour résoudre ce problème. En considérant le plan métallique comme un miroir, et en introduisant une charge image fictive, de l'autre coté du miroir. On supprime alors le conducteur et on obtient un dipôle électrique.



figII.2 : Charge électrique près d'un plan métallique (a) structure à étudier, (b) structure équivalente

Le potentiel est donné par [25]:

$$V(x, y, z) = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon} \left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - d)^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + d)^2}} \right] \quad (\text{II.23})$$

On remarque que pour $z=0$ le potentiel est nul. La condition sur la surface métallique est bien satisfaite.

II.7.3.2 Méthode des circuits couplés

La méthode intégrale permet de fournir la solution d'une équation aux dérivées partielles par une expression de type loi de Biot et savart. Cette méthode permet de calculer l'impédance du système considéré ; ce qui présente de l'intérêt quant à l'adaptation d'impédance avec le générateur d'alimentation. Dans ce cas on associe à la forme intégrale de la solution, une subdivision de l'inducteur en spires élémentaires. En appliquant les lois de Kirchhoff à ces circuits élémentaires, on aboutit à un système algébrique dont la solution conduit à la distribution des densités de courant [31].

La méthode des circuits couplés qui ne discrétise que les parties actives (inducteur, charge amagnétique...) peut être avantageusement couplée à une méthode numérique de représentation des milieux non linéaire [31]. En outre la méthode des circuits couplés permet de simuler aisément les systèmes comportant des pièces en mouvement [33].

II.8 Conclusion

Différentes méthodes de résolution, analytique, numérique et semi analytiques sont présentées. Celles-ci sont appliquées à des problèmes ayant différents niveaux de complexité. Une présentation détaillée de la méthode des circuits couplés fera l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE III :
METHODE DES CIRCUITS COUPLES

III Méthode des circuits couplés

Le modèle développé sur la base des circuits couplés est proposé dans le domaine du chauffage par induction [34], l'inducteur (sans ferrite) et la charge sont discrétisés en spire concentriques à l'intérieur des quelles la densité de courant est supposée constante. Le modèle est ensuite étendu au cas d'un inducteur muni d'un pot en ferrite qui est pris en compte en employant le principe des courants fictifs sur son contour [35]. Cette méthode a ensuite été appliquée à des systèmes de contrôle non destructif par courants de Foucault sans défaut et avec défaut axisymétrique [2, 36, 37].

III.1 Principe de la méthode des circuits couplés

La méthode des circuits couplés est une méthode semi-analytique, elle est basée sur une discrétisation du domaine en mailles aux quelles s'applique une expression intégrale (loi de Biot et Savart) des grandeurs électromagnétiques. Cette méthode consiste à subdiviser l'inducteur et la charge en éléments de circuits élémentaires, circulaires et coaxiaux, ce processus permet d'exprimer la résistance de chaque spire élémentaire, l'inductance propre et les inductances mutuelles entre spires. L'ensemble des éléments forme alors un système de circuits mutuellement couplés. Le type de discrétisation peut être régulier ou irrégulier selon la pièce modélisée.

La résolution mathématique nécessite le passage par les étapes suivantes

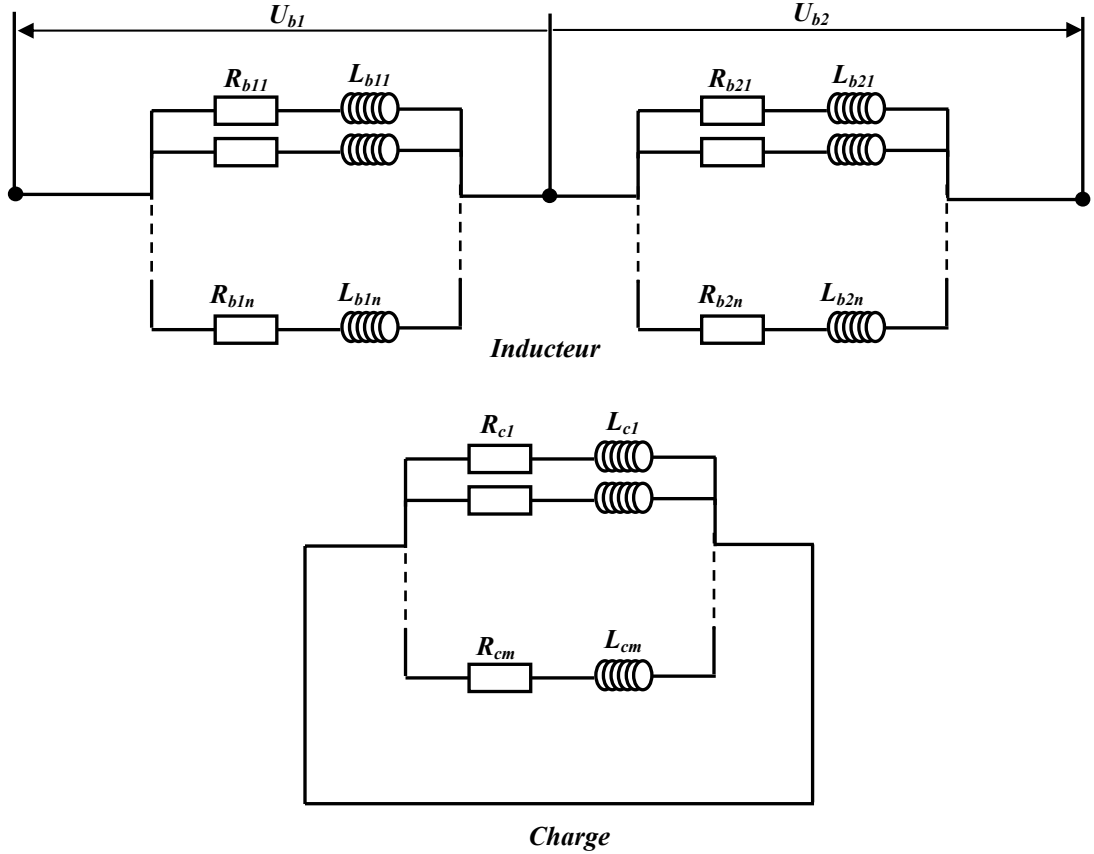
- 1- subdiviser l'induit et l'inducteur en éléments de circuits élémentaires, circulaires et coaxiaux.
- 2- Calcul des paramètres électriques (résistance, inductance propre et mutuelle inductance) pour chaque élément.
- 3- Ecrire les lois de Kirchhoff et aboutir à un système algébrique.
- 4- Résolution

Les inconnus du système algébrique peuvent être soit les tensions ou les courants dans l'ensemble du dispositif.

Dans notre cas, le dispositif considéré est un capteur différentiel à double fonctions dans un premier temps, puis un capteur absolu dans un second temps et enfin un capteur différentiel à fonctions séparées, et d'une charge conductrice dans les trois cas.

III.2 Cas du capteur différentiel à double fonctions

L'inducteur est composé de deux bobines parcourues par le même courant mais de signes opposés, chaque bobine est constituée de n spires élémentaires disposées en parallèle. La charge est composée de m spires élémentaires toutes en court-circuit et disposées en parallèle. Le dispositif est représenté sur la figure (III.1) :



FigIII.1 : Schéma électrique équivalent du capteur différentiel à double fonctions et de la charge

L'application des lois de Kirchhoff au schéma équivalent de la figure (III.1) nous permet d'écrire les expressions (III.1), (III.2) et (III.3) suivantes, dans l'induit et l'inducteur :

- Pour l'induit

$$0 = R_i \cdot I_i + L_i \cdot \frac{dI_i}{dt} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^m M_{ij} \cdot \frac{dI_j}{dt} + \sum_{k_1=1}^n M_{ik_1} \cdot \frac{dI_{k_1}}{dt} + \sum_{k_2=1}^n M_{ik_2} \cdot \frac{dI_{k_2}}{dt} \quad (\text{III.1})$$

Avec : R_i , L_i et I_i sont respectivement la résistance, l'inductance propre et le courant de l'élément i de la charge.

M_{ij} : Mutuelle inductance entre les deux éléments i et j de la charge.

M_{ik1} : Mutuelle inductance entre l'élément i de la charge et l'élément k_1 de la bobine1 de l'inducteur.

M_{ik2} : Mutuelle inductance entre l'élément i de la charge et l'élément k_2 de la bobine2 de l'inducteur.

I_j : Courant circulant dans l'élément j de la charge.

I_{k1} : Courant circulant dans l'élément k_1 de la bobine1 de l'inducteur.

I_{k2} : Courant circulant dans l'élément k_2 de la bobine2 de l'inducteur.

- **Pour l'inducteur**

Bobine 1

$$U_{b1} = R_{k_1} \cdot I_{k_1} + L_{k_1} \cdot \frac{dI_{k_1}}{dt} + \sum_{\substack{q_1=1 \\ q_1 \neq k_1}}^n M_{k_1 q_1} \cdot \frac{dI_{q_1}}{dt} + \sum_{k_2=1}^n M_{k_1 k_2} \cdot \frac{dI_{k_2}}{dt} + \sum_{i=1}^m M_{ik_1} \cdot \frac{dI_i}{dt} \quad (\text{III.2})$$

Avec : R_{k1} , L_{k1} sont respectivement la résistance, l'inductance propre de la spire élémentaire k_1 de la bobine1 de l'inducteur.

M_{k1q1} : Mutuelle inductance entre les deux éléments k_1 et q_1 de la bobine1 de l'inducteur.

M_{k1k2} : Mutuelle inductance entre l'élément k_1 de la bobine1 et l'élément k_2 de la bobine2 de l'inducteur.

I_{q1} : Courant traversant l'élément q_1 de la bobine1 de l'inducteur.

Bobine 2

$$U_{b2} = R_{k_2} \cdot I_{k_2} + L_{k_2} \cdot \frac{dI_{k_2}}{dt} + \sum_{\substack{q_2=1 \\ q_2 \neq k_2}}^n M_{k_2 q_2} \cdot \frac{dI_{q_2}}{dt} + \sum_{k_1=1}^n M_{k_1 k_2} \cdot \frac{dI_{k_1}}{dt} + \sum_{i=1}^m M_{ik_2} \cdot \frac{dI_i}{dt} \quad (\text{III.3})$$

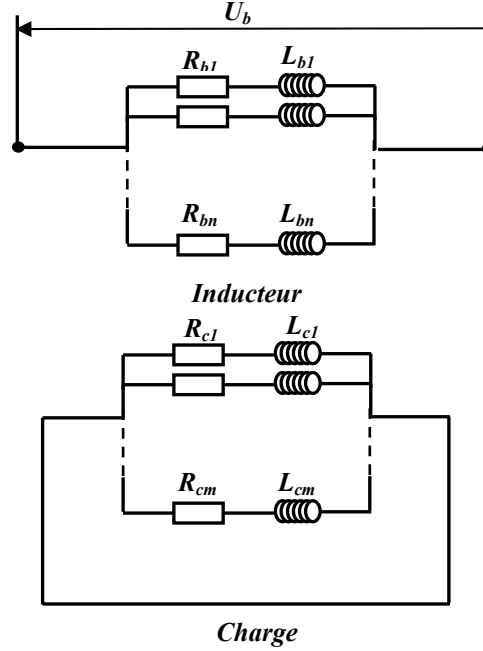
Avec : R_{k2} , L_{k2} sont respectivement la résistance, l'inductance propre de la spire élémentaire k_2 de la bobine2 de l'inducteur.

M_{k2q2} : Mutuelle inductance entre les deux éléments k_2 et q_2 de la bobine2 de l'inducteur.

I_{q2} : Courant traversant l'élément q_2 de la bobine2 de l'inducteur.

III.3 Cas du capteur absolu

L'inducteur est composé d'une bobine parcourue par un courant, elle est constituée de n spires élémentaires disposées en parallèle. La charge est composée de m spires élémentaires toutes en court-circuit et disposées en parallèle. Le dispositif est représenté sur la figure (III.2) suivante:



FigIII.2 : Schéma électrique équivalent du capteur absolu et de la charge

L'application des lois de Kirchhoff au schéma équivalent de la figure (III.2) nous permet d'écrire les expressions suivantes, dans l'induit et l'inducteur :

Pour l'induit

$$0 = R_i \cdot I_i + L_i \cdot \frac{dI_i}{dt} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^m M_{ij} \cdot \frac{dI_j}{dt} + \sum_{k=1}^n M_{ik} \cdot \frac{dI_k}{dt} \quad (\text{III.4})$$

Pour l'inducteur à vide

$$U_b = R_k \cdot I_k + L_k \cdot \frac{dI_k}{dt} + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq k}}^n M_{kq} \cdot \frac{dI_q}{dt} \quad (\text{III.5})$$

Pour l'inducteur en charge

$$U_b = R_k \cdot I_k + L_k \cdot \frac{dI_k}{dt} + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq k}}^n M_{kq} \cdot \frac{dI_q}{dt} + \sum_{i=1}^m M_{ik} \cdot \frac{dI_i}{dt} \quad (\text{III.6})$$

Avec : R_i , L_i et I_i sont respectivement la résistance, l'inductance propre et le courant de l'élément i de la charge.

M_{ij} : Mutuelle inductance entre les deux éléments i et j de la charge.

M_{ik} : Mutuelle inductance entre l'élément i de la charge et l'élément k de l'inducteur.

I_j : Courant circulant dans l'élément j de la charge.

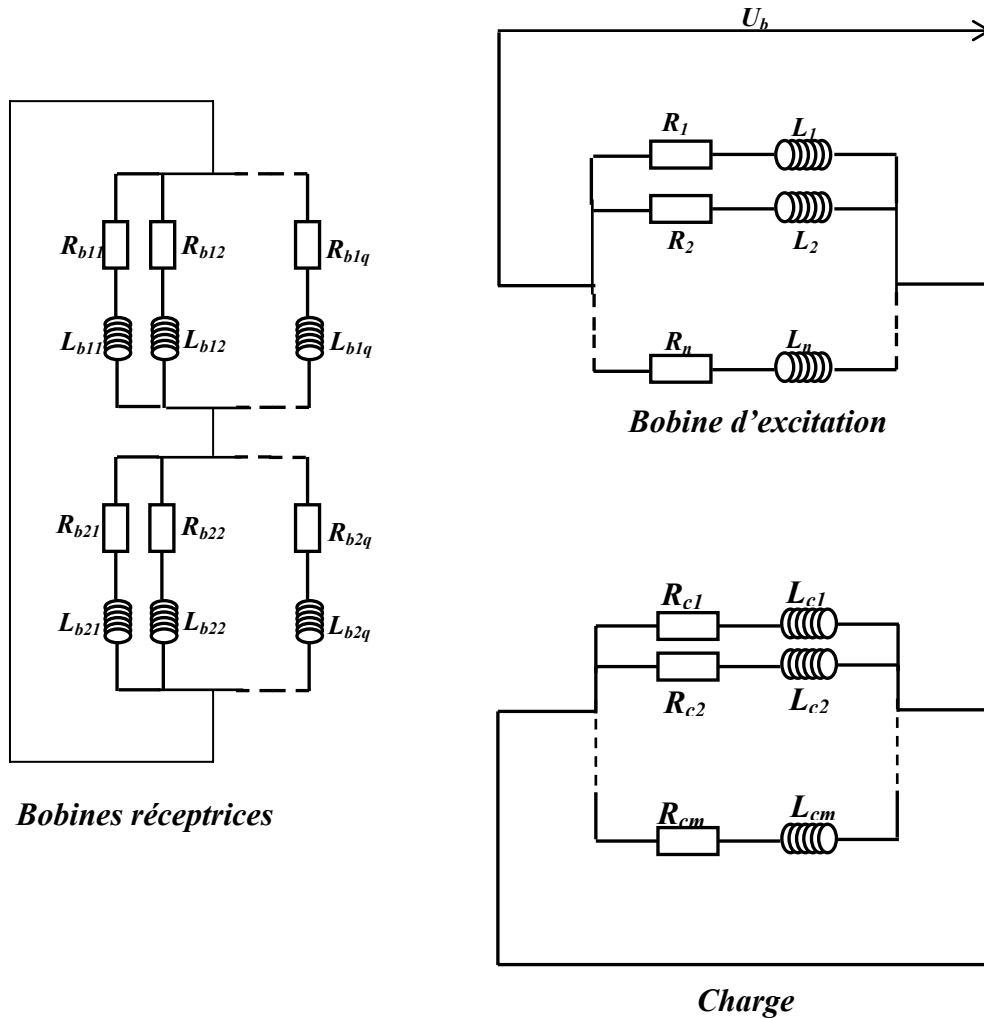
Avec : R_k , L_k et I_k sont respectivement la résistance, l'inductance propre et le courant circulant dans l'élément k de l'inducteur.

I_q : Courant traversant l'élément q de l'inducteur.

M_{kq} : Mutuelle inductance entre les deux éléments k et q de l'inducteur.

III.4 Cas du capteur différentiel à fonctions séparées

Le capteur est composé d'une bobine d'excitation parcourue par un courant, elle est constituée de n spires élémentaires disposées en parallèle, et de deux bobines réceptrices disposées en série chacune d'elles est constituée de q spires élémentaires disposées en parallèle. La charge est composée de m spires élémentaires toutes en court-circuit et disposées en parallèle. Le dispositif est représenté sur la figure (III.3) :



FigIII.3 : Schéma électrique équivalent du capteur différentiel à fonctions séparées et de la charge

L'application des lois de Kirchhoff au schéma équivalent de la figure (III.3) nous permet d'écrire les expressions suivantes, dans l'induit et l'inducteur

• **Pour l'induit**

$$0 = R_{ci} \cdot I_i + L_{ci} \cdot \frac{dI_i}{dt} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^m M_{ij} \cdot \frac{dI_j}{dt} + \sum_{k_1=1}^q M_{ik_1} \cdot \frac{dI_{k_1}}{dt} + \sum_{k_2=1}^q M_{ik_2} \cdot \frac{dI_{k_2}}{dt} + \sum_{k=1}^n M_{ip} \cdot \frac{dI_p}{dt} \quad (\text{III.7})$$

Avec : R_{ci} , L_{ci} et I_i sont respectivement la résistance, l'inductance propre et le courant de l'élément i de la charge.

M_{ij} : Mutuelle inductance entre les deux éléments i et j de la charge.

M_{ik_1} : Mutuelle inductance entre l'élément i de la charge et l'élément k_1 de la bobine1 réceptrice du capteur.

M_{ik_2} : Mutuelle inductance entre l'élément i de la charge et l'élément k_2 de la bobine2 réceptrice du capteur.

M_{ip} : Mutuelle inductance entre l'élément i de la charge et l'élément p de la bobine d'excitation du capteur.

I_j : Courant circulant dans l'élément j de la charge.

I_{k_1} : Courant circulant dans l'élément k_1 de la bobine1 réceptrice.

I_{k_2} : Courant circulant dans l'élément k_2 de la bobine2 réceptrice.

I_p : Courant circulant dans l'élément p de la bobine d'excitation.

• **Pour l'inducteur**

$$U_b = R_p \cdot I_p + L_p \cdot \frac{dI_p}{dt} + \sum_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq p}}^n M_{p\ell} \cdot \frac{dI_\ell}{dt} + \sum_{k_1=1}^q M_{pk_1} \cdot \frac{dI_{k_1}}{dt} + \sum_{k_2=1}^q M_{pk_2} \cdot \frac{dI_{k_2}}{dt} + \sum_{i=1}^m M_{ip} \cdot \frac{dI_i}{dt} \quad (\text{III.8})$$

Avec : R_{ci} , L_{ci} sont respectivement la résistance, l'inductance propre de l'élément p de la charge.

$M_{p\ell}$: Mutuelle inductance entre les deux éléments p et ℓ de la bobine d'excitation.

M_{pk_1} : Mutuelle inductance entre l'élément p de la bobine d'excitation et l'élément k_1 de la bobine1 réceptrice.

M_{pk_2} : Mutuelle inductance entre l'élément p de la bobine d'excitation et l'élément k_2 de la bobine1 réceptrice.

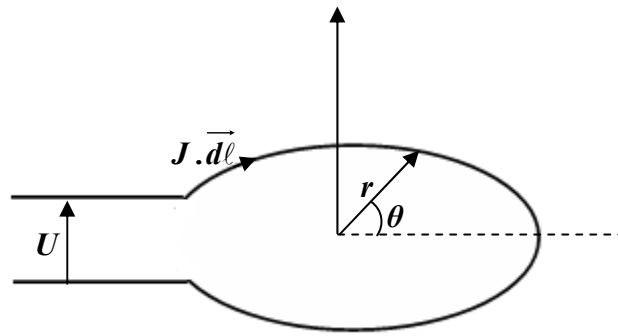
I_ℓ : Courant circulant dans l'élément ℓ de la bobine d'excitation.

III.5 Calcul des paramètres du modèle

Plusieurs méthodes ont été proposées pour le calcul des paramètres du modèle, à savoir la résistance et l'inductance. On peut classer celles-ci en deux grandes classes : les méthodes basées sur le potentiel vecteur magnétique et les méthodes basées sur le calcul des selfs et mutuelles inductances [34, 38].

III.5.1 Méthodes utilisant le potentiel vecteur magnétique

Considérons la spire élémentaire donnée par la figure suivante:



FigIII.4 : Représentation d'une spire élémentaire

Où J est la densité de courant.

\vec{dl} : Élément de longueur.

Les équations de Maxwell appliquées au système de la figure (III.4) sont telles que :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.9})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.10})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} ; \quad (\text{avec : } \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0) \quad (\text{III.11})$$

A partir de l'équation (III.10), on déduit :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{III.12})$$

En remplaçant (III.12) dans (III.9) et après calcul on obtient :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \vec{V} - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{III.13})$$

En appliquant la loi d'ohm, on aboutit à :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \left(-\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \quad (\text{III.14})$$

En tenant compte de la symétrie de révolution, \vec{J} , \vec{E} et \vec{A} ne présentent qu'une composante circonférentielle J_φ , E_φ et A_φ

Sachant que :

$$\vec{\nabla}V = \frac{\partial V}{\partial r} \cdot \vec{u}_r + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot \vec{u}_\theta \quad (\text{III.15})$$

D'où

$$\vec{\nabla}V = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot \vec{u}_\theta \quad (\text{III.16})$$

En considérant la tension U aux bornes de la spire élémentaire, on aboutit à l'expression suivante :

$$\vec{\nabla}V = \frac{U}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad (\text{III.17})$$

- Calcul du terme $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

Sachant que :

$$\phi = \iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (\text{III.18})$$

Avec ϕ le flux magnétique.

En considérant (III.12) et en remplaçant dans (III.18) on aura :

$$\phi = \iint_s (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) \cdot \vec{n} \cdot ds \quad (\text{III.19})$$

\vec{n} : Étant la normale par rapport à l'élément de surface $d\vec{s}$.

En appliquant le théorème de Stokes, on obtient :

$$\iint_s (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) \cdot \vec{n} \cdot ds = \oint_c \vec{A} \cdot d\vec{\ell} \quad (\text{III.20})$$

D'où :

$$\phi = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot A \quad (\text{III.21})$$

Soit :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (\text{III.22})$$

- Equation de la spire élémentaire

En combinant les équations (III.13), (III.17) et (II.7) on obtient l'équation de la spire élémentaire :

$$U = -2 \cdot \pi \cdot r \cdot \left(\rho \cdot \vec{J} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \quad (\text{III.23})$$

Avec :

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \text{ Exprimant la résistivité du milieu.}$$

Dans le cas d'une alimentation sinusoïdale, l'expression (III.23) peut être réécrite comme suit :

$$U = -2 \cdot \pi \cdot r \cdot (\rho \cdot J + j \cdot \omega \cdot A) \quad (\text{III.24})$$

Où : $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$

f : étant la fréquence du courant ou de la tension d'alimentation.

On reconnaît dans l'équation (III.24), les termes de chutes des tensions résistives et inductives. Le potentiel vecteur magnétique A correspond à la contribution du courant de la spire elle-même ainsi qu'à la contribution des courants circulant dans toutes les autres spires. L'expression (III.24) précédente peut être écrite pour toute spire élémentaire k de la spire ℓ comme suit [30, 39]:

$$U_{k\ell} = -2 \cdot \pi \cdot r_{k\ell} \cdot \left(\rho \cdot J_{k\ell} + j \cdot \omega \cdot \left(\sum_{q=1}^N \sum_{i=1}^n A_{iq,k\ell} \right) \right) \quad (\text{III.25})$$

Où :

$U_{k\ell}$: Tension aux bornes de la spire élémentaire k de la spire ℓ .

$r_{k\ell}$: Rayon de la spire élémentaire k de la spire ℓ .

$J_{k\ell}$: Densité de courant dans la spire élémentaire k la spire ℓ .

$A_{iq,k\ell}$: Potentiel vecteur magnétique crée par la spire élémentaire i de la spire q sur le centre de la spire élémentaire k de la spire ℓ .

Avec :

$$A_{iq,k\ell} = \frac{\mu_0}{2\pi} \iint_{s_{iq}} \left\{ J_{iq}(r, z) \cdot \frac{r_{iq,k\ell}}{r_{k\ell}} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2} \right) E_1(k) - E_2(k) \right] \right\} ds_{iq} \quad (\text{III.26})$$

Où : $E_1(k)$ et $E_2(k)$ sont les fonctions de légendre respectivement de 1^{ère} et de 2^{ème} espèce, données comme suit :

$$E_1(k) = \int_0^{2\pi} (1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{-1/2} d\varphi \quad (\text{III.27})$$

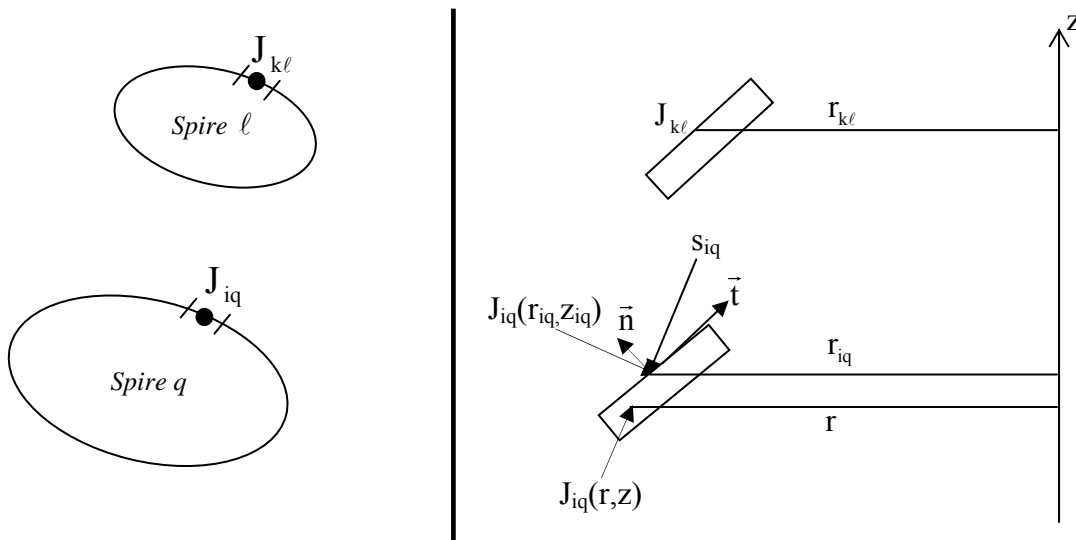
$$E_2(k) = \int_0^{2\pi} (1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{1/2} d\varphi \quad (\text{III.28})$$

Avec :

$$k = 2 \cdot \frac{\sqrt{r_{iq} \cdot r_{k\ell}}}{r_{iq,k\ell}} \quad (\text{III.29})$$

$$r_{iq,k\ell} = \left[(r_{iq} + r_{k\ell})^2 + z^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.30})$$

Les différents paramètres géométriques sont explicités par la figure suivante :



figIII.5 : Représentation de deux spires élémentaires i_q et k_ℓ

III.5.2 Méthodes basée sur le calcul des selfs et mutuelles inductances

A toute variation temporelle du champ d'induction correspond une variation spatiale du champ électrique, résultant de l'équation de Maxwell (III.31) :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.31})$$

Il en résulte qu'à toute variation de courant dans un conducteur va correspondre une tension induite, dans un éventuel autre conducteur placé à proximité et dans le conducteur lui-même.

Nous considérons l'effet du courant circulant dans une spire sur la tension aux bornes d'une deuxième spire (figure ci-dessous). La spire 1 est parcourue par un courant I_1 qui fait apparaître un champ magnétique \vec{H}_1 et un champ d'induction \vec{B}_1 dans l'espace entourant la spire 1. La spire 2 est ouverte donc elle n'est parcourue par aucun courant.

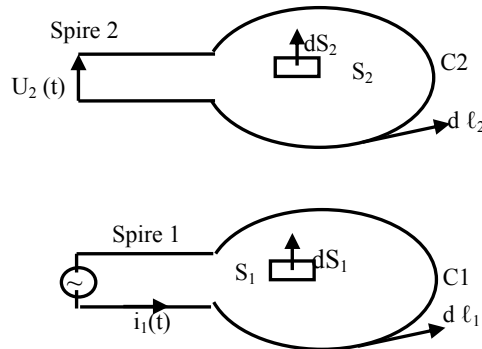


Fig.III.6 : Deux spires magnétiquement couplées

ds_1, ds_2 : éléments de surface

On intègre l'équation de Maxwell (III.31) sur une surface S_2 située à l'intérieur de la spire 2, et on fait usage du théorème de Stokes pour obtenir la circulation du vecteur \vec{E}_1 sur le contour fermé C_2 entourant la surface S_2 .

$$\int_{S_2} \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1 \cdot d\vec{s}_2 = \oint_{C_2} \vec{E}_1 \cdot d\vec{\ell}_2 = - \int_{S_2} \vec{n} \cdot \frac{d\vec{B}_1}{dt} \cdot d\vec{s}_2 \quad (\text{III.32})$$

Donc :

$$-\int_{s_2} \vec{n} \cdot \frac{d\vec{B}_1}{dt} \cdot ds_2 = \int_{C_2} \vec{E} \cdot d\vec{\ell}_2 = -U_2 \quad (\text{III.33})$$

L'apparition de la tension induite U_2 est liée à la variation du courant I_1 par la relation qui définit l'inductance mutuelle M suivante:

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= M \cdot \frac{dI_1}{dt} \\ -\oint_{s_2} \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \cdot \vec{n} \cdot ds_2 &= -U_2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \oint_{s_2} \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \cdot \vec{n} \cdot ds_2 = M \cdot \frac{dI_1}{dt} \quad (\text{III.34})$$

On obtient alors l'expression de la mutuelle inductance donnée par l'équation ci-dessus :

$$M = \frac{1}{I_1} \cdot \oint_{s_2} \vec{B}_1 \cdot \vec{n} \cdot ds_2 \quad (\text{III.35})$$

La combinaison entre les équations (III.12) et (III.35) donne :

$$M = \frac{1}{I_1} \cdot \oint_{s_2} (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}_1) \cdot \vec{n} \cdot ds_2 \quad (\text{III.36})$$

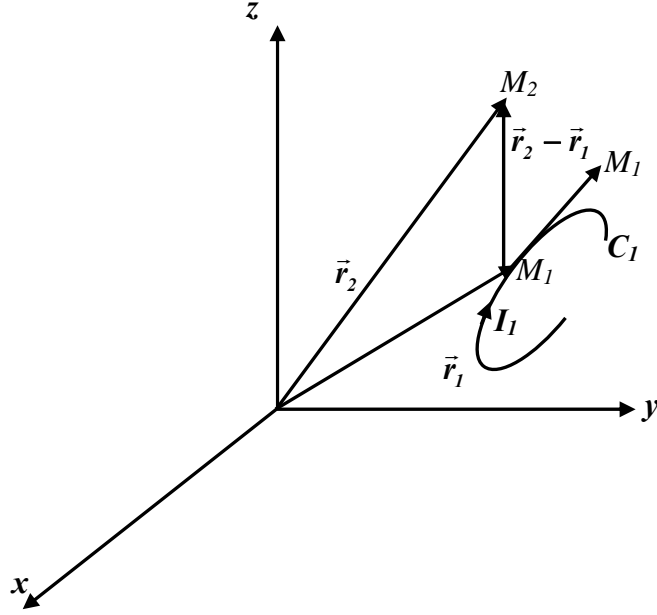
D'après le théorème de Stokes :

$$M = \frac{1}{I_1} \cdot \oint_{s_2} (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}_1) \cdot \vec{n} \cdot ds_2 = \frac{1}{I_1} \cdot \oint_{C_2} \vec{A}_1 \cdot d\vec{\ell}_2 \quad (\text{III.37})$$

- La loi de Biot et Savart pour le potentiel vecteur [25]

$$A_1(r) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \oint \frac{\vec{I}_1 \cdot d\vec{\ell}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} \quad (\text{III.38})$$

$d\vec{\ell}_1$ est l'élément du contour C_1 sur lequel porte l'intégration



FigIII.7 : Contour quelconque parcouru par un courant

En introduisant (III.38) dans (III.37) on trouve :

$$M = \frac{1}{I_1} \oint_{c_2} \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \oint_{c_1} \frac{I_1 \cdot \vec{d\ell}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} \cdot \vec{d\ell}_2 \quad (\text{III.39})$$

$$M = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \oint_{c_2} \oint_{c_1} \frac{\vec{d\ell}_1 \cdot \vec{d\ell}_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} \quad (\text{III.40})$$

L'expression (III.40) est connue sous le nom de « formule de Neumann ».

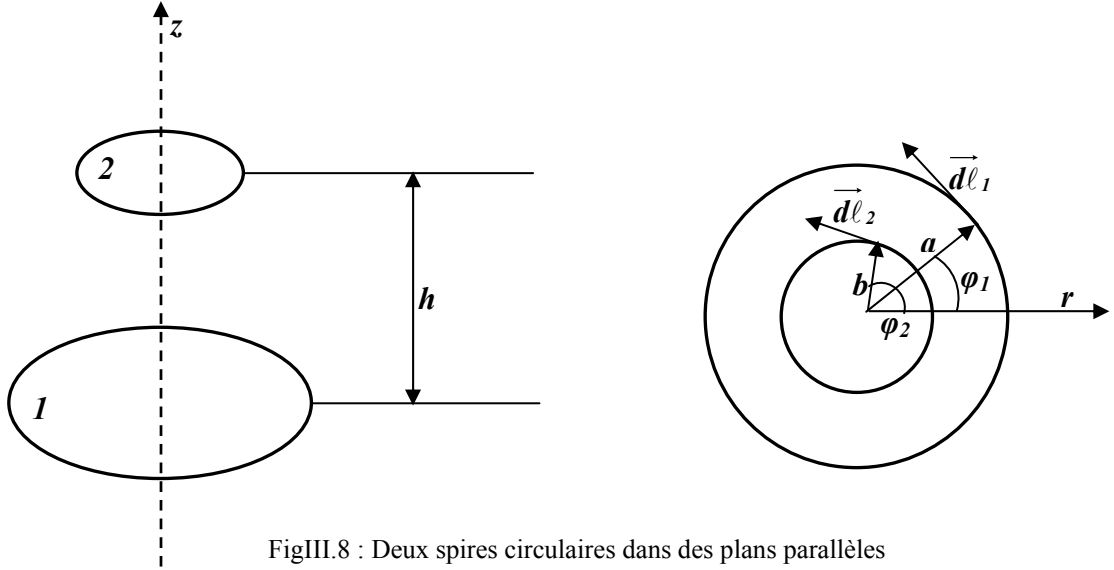
Nous constatons, en examinant cette formule, que l'effet d'induction est périodique, c'est-à-dire que nous pouvons intervertir les spires 1 et 2 et obtenir la même induction mutuelle.

III.5.2.1 Détermination de l'inductance mutuelle de deux spires circulaires coaxiales

Il s'agit d'un problème en coordonnées cylindriques (r, φ, z) , dans lequel les éléments de longueur sur les deux spires valent respectivement :

$$|\vec{d\ell}_1| = a \cdot d\varphi_1 \quad (\text{III.41})$$

$$|\vec{d\ell}_2| = b \cdot d\varphi_2 \quad (\text{III.42})$$



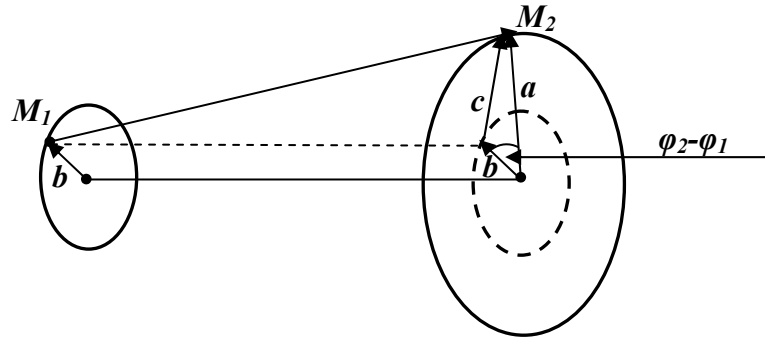
FigIII.8 : Deux spires circulaires dans des plans parallèles

Leur produits scalaire est donné par :

$$\vec{d\ell}_1 \cdot \vec{d\ell}_2 = |\vec{d\ell}_1| \cdot |\vec{d\ell}_2| \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{III.43})$$

D'où

$$\vec{d\ell}_1 \cdot \vec{d\ell}_2 = a \cdot b \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \cdot d\varphi_1 \cdot d\varphi_2 \quad (\text{III.44})$$



FigIII.9 : Distance entre deux point des deux spires

La distance $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ entre deux points M_1 et M_2 se trouvant respectivement sur la première et la deuxième spire est donnée par :

$$|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2 = A^2 = h^2 + C^2 \quad (\text{III.45})$$

A : distance entre les deux points M_1 et M_2 .

h : distance entre les centres des deux spires.

C : distance entre les deux points M_1 et M_2 si les centres des deux spires étaient confondus.

$$\text{Tel que : } C^2 = a^2 + b^2 - 2 \cdot a \cdot b \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{III.46})$$

$$\text{Donc : } |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2 = h^2 + a^2 + b^2 - 2 \cdot a \cdot b \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{III.47})$$

Par conséquent :

$$M = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a \cdot b \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \cdot d\varphi_1 \cdot d\varphi_2}{\sqrt{a^2 + b^2 + h^2 - 2 \cdot a \cdot b \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}} \quad (\text{III.48})$$

Lors de l'intégration par rapport à φ_2 pendant lequel φ_1 est une constante, on pose $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ il en résulte que $d\varphi_2 = d\varphi$

On obtient :

$$M = \frac{\mu \cdot a \cdot b}{4 \cdot \pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi \cdot d\varphi}{\sqrt{a^2 + b^2 + h^2 - 2 \cdot a \cdot b \cdot \cos \varphi}} \quad (\text{III.49})$$

La seconde intégrale n'est pas en fonction de φ_1 , ainsi on peut intégrer :

$$\int_0^{2\pi} d\varphi_1 = 2 \cdot \pi \quad (\text{III.50})$$

Pour intégrer la deuxième expression on fait usage à des intégrales elliptiques complètes de la première et de la seconde espèce $K(k)$, $E(k)$:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta}} \quad (\text{III.51})$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot d\theta \quad (\text{III.52})$$

Pour mettre l'équation (III.49) sous une forme de ce type, il suffit de faire usage de transformations trigonométriques. En posant $\varphi = \pi - 2 \cdot \theta$, on obtient :

$$1 + \cos \varphi = 1 + \cos(\pi - 2.\theta) = 2.\sin^2 \theta \Rightarrow \cos \varphi = 2.\sin^2 \theta - 1$$

$$d\varphi = -2.d\theta$$

$$\varphi \rightarrow 0 \Rightarrow \theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$$

$$\varphi \rightarrow 2.\pi \Rightarrow \theta \rightarrow -\frac{\pi}{2}$$

Par conséquent :

$$\sqrt{a^2 + b^2 + h^2 - 2.a.b.\cos\varphi} = \sqrt{a^2 + b^2 + h^2 - 2.a.b.(2\sin^2\theta - 1)} \quad (\text{III.53})$$

$$= \sqrt{(a+b)^2 + h^2 - 4.a.b.\sin^2\theta} \quad (\text{III.54})$$

$$= \sqrt{((a+b)^2 + h^2)(1 - \frac{4.a.b}{(a+b)^2 + h^2}.\sin^2\theta)} \quad (\text{III.55})$$

$$= \sqrt{(a+b)^2 + h^2} \sqrt{1 - \frac{4.a.b}{(a+b)^2 + h^2}.\sin^2\theta} \quad (\text{III.56})$$

$$\text{On pose : } k^2 = \frac{4.a.b}{(a+b)^2 + h^2} \quad (\text{III.57})$$

On aura alors

$$\sqrt{a^2 + b^2 + h^2 - 2.a.b.\cos\varphi} = \sqrt{(a+b)^2 + h^2} . \sqrt{1 - k^2.\sin^2\theta} \quad (\text{III.58})$$

Tenant compte de la symétrie par rapport à θ et simplifiant les termes constants on obtient la relation suivante:

$$M = \mu . \sqrt{a.b} . k . \int_0^{\pi/2} \frac{2.\sin^2\theta - 1}{\sqrt{1 - k^2.\sin^2\theta}} . d\theta \quad (\text{III.59})$$

Procédant par identification, nous trouvons que :

$$\frac{2 \cdot \sin^2 \theta - 1}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta}} = \frac{\frac{2}{k^2} - 1}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta}} - \frac{2}{k^2} \sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta} \quad (\text{III.60})$$

Par conséquent :

$$M = \mu \cdot \sqrt{a \cdot b} \cdot k \cdot \left[\int_0^{\pi/2} \frac{\frac{2}{k^2} - 1}{\sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta}} \cdot d\theta - \frac{2}{k^2} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \cdot \sin^2 \theta} \cdot d\theta \right] \quad (\text{III.61})$$

$$M = \mu \cdot \sqrt{a \cdot b} \cdot k \cdot \left[\left(\frac{2}{k^2} - 1 \right) \cdot K(k) - \frac{2}{k^2} \cdot E(k) \right] \quad (\text{III.62})$$

L'expression de la mutuelle inductance est donnée par l'équation (III.63) suivante [25] :

$$M = \mu \cdot \sqrt{a \cdot b} \cdot \left[\left(\frac{2}{k} - k \right) \cdot K(k) - \frac{2}{k} \cdot E(k) \right] \quad (\text{III.63})$$

III.5.2.2 Inductance propre

L'inductance propre L représente l'effet d'un courant sur lui-même, que l'on détermine en faisant tendre les deux spires l'une vers l'autre. Mais si le contour C_1 coïncide exactement avec le contour C_2 , on obtient une inductance infinie. On doit obligatoirement tenir compte de l'épaisseur non nulle du conducteur. On peut admettre que le courant circule au centre du conducteur, que l'on choisit comme contour C_1 , et déterminer l'effet du champ magnétique sur la surface extérieure du conducteur (contour C_2), mais dans ce cas la relation ne tient pas en compte du champ à l'intérieur du conducteur, elle ne donne que l'inductance propre produite par le champ externe au conducteur, à laquelle il faut ajouter l'inductance produite par le champ interne au conducteur [25].

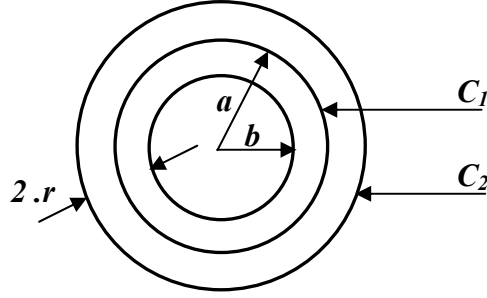
L'inductance total est donc la somme des contributions externe et interne.

$$L = L_e + L_i \quad (\text{III.64})$$

- **Inductance propre d'une spire circulaire de fil mince**

L'inductance externe est obtenus en appliquant le développement du paragraphe précédent à une spire circulaire de rayon a formée d'un conducteur de rayon r . le contour C_1 est le cercle de rayon a , le contour C_2 celui du rayon $b = a - r$. on utilise les résultats obtenus pour les deux spires en posant $h=0$, $r \ll a$ et $d = 2 \cdot \pi \cdot a$; le facteur k est alors donné par :

$$k^2 = \frac{4 \cdot a(a-r)}{(2 \cdot a - r^2)} = \frac{4 \cdot a^2 - 4 \cdot a \cdot r}{4 \cdot a^2 - 4 \cdot a \cdot r + r^2} = 1 - \left(\frac{r}{2 \cdot a - r} \right)^2 \quad (\text{III.65})$$



FigIII.10 : Spire circulaire de rayon moyen a

Le facteur k étant proche de 1 et on prend alors des valeurs asymptotiques des intégrales elliptiques.

$$K(k) = \ln \left(\frac{4}{\sqrt{1-k^2}} \right) \cong \ln \frac{8 \cdot a}{r} \quad (\text{III.66})$$

Et

$$E(k) \cong 1 \quad (\text{III.67})$$

On obtient alors l'inductance externe à l'aide de l'expression de la mutuelle et l'expression K(k) précédente.

$$L_e \cong \mu \cdot a \cdot \left(\ln \frac{8 \cdot a}{r} - 2 \right) \quad (\text{III.68})$$

L'inductance interne est évaluée à partir de l'énergie magnétique d'un conducteur rectiligne de rayon r et de longueur $d = 2 \cdot \pi \cdot a$, parcouru par un courant I [25]:

$$W_m = \frac{\mu \cdot d \cdot I^2}{16 \cdot \pi} \quad (\text{III.69})$$

L'énergie emmagasinée dans une inductance L est données par :

$$W_m = L_i \cdot \frac{I^2}{2} \quad (\text{III.70})$$

On identifie (III.69) et (III.70) et on tire l'inductance interne du conducteur

$$L_i = \frac{\mu.d}{8.\pi} \quad (\text{III.71})$$

Avec $d = 2 . \pi . a$

En faisant la somme de (III.68) et (III.71), on obtient l'inductance propre total :

$$L \cong \frac{\mu}{4.\pi} . \frac{2.\pi.a}{2} + \mu.a . \left(\ln \frac{8.a}{r} - 2 \right)$$

D'où

$$L = \mu.a . \left(\ln \frac{8.a}{r} - 1.75 \right) \quad (\text{III.72})$$

III.5.2.3 Calcul de la résistance

La résistance d'une spire est donnée par :

$$R = \rho . \frac{\ell}{s} \quad (\text{III.73})$$

Avec :

$\rho = \frac{1}{\sigma}$: est la résistivité du matériau.

s : est la section de la spire.

ℓ : est la longueur moyenne de la spire.

L'application de la méthode des circuits couplés pour l'étude du contrôle non destructif en régime pulsé fera l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE IV :

APPLICATIONS ET RÉSULTATS

IV.1 Introduction

Dans cette partie un outil de calcul sous environnement MATLAB a été exploité pour l'étude et la caractérisation d'une charge conductrice en utilisant une méthode semi-analytique couplée à un modèle de circuit électrique équivalent relatif au régime pulsé, constituant un problème d'attaque en tension. Trois types de capteurs ont été considérés : un capteur différentiel à double fonctions, un capteur absolu compensé et un capteur différentiel à fonctions séparées.

IV.2 Capteur différentiel à double fonctions

IV.2.1 Présentation du dispositif d'étude

Le dispositif d'étude est constitué de spires inductrices, de la charge constituant l'induit tel que représenté par la figure (IV.1) suivante :

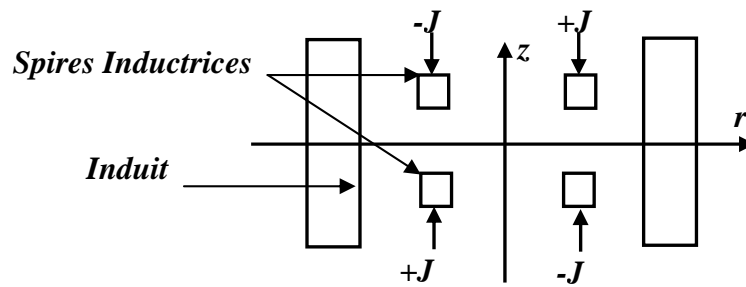


Fig.IV.1: Dispositif d'étude

- Paramètres géométriques et physiques

Pour le capteur

Epaisseur : $0,75 \cdot 10^{-3}$ m.

Hauteur : $0,75 \cdot 10^{-3}$ m.

Rayon intérieur : $7,5 \cdot 10^{-3}$ m.

Entrefer : $0,5 \cdot 10^{-3}$ m.

Perméabilité magnétique : $4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Résistivité électrique : $1 / (5,59 \cdot 10^{+7}) \Omega \cdot m$.

Pour la charge

Epaisseur : $1,27 \cdot 10^{-3}$ m.

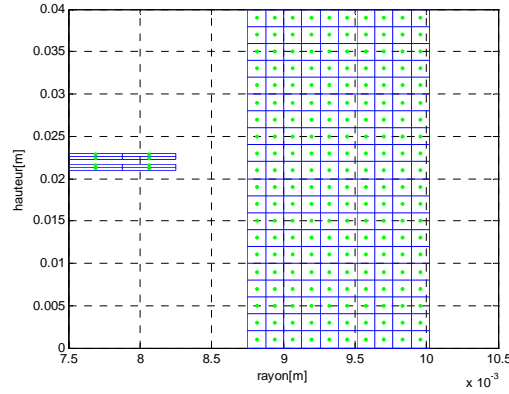
Hauteur : $40 \cdot 10^{-3}$ m.

Rayon intérieur : $8,75 \cdot 10^{-3}$ m.

Perméabilité magnétique : $4 \pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Résistivité électrique : $10^{-6} \Omega \cdot m$.

La figure (IV.2) représente le domaine d'étude discrétisé.



FigIV.2 : Discretisation du domaine d'étude.

IV.2.2 Modèle électrique relatif au régime pulsé

IV.2.2.1 Schéma électrique

Le modèle électrique relatif au régime pulsé est constitué du circuit équivalent du capteur-charge couplé à un circuit d'alimentation composé d'une capacité et d'une résistance en série (figure IV.3).

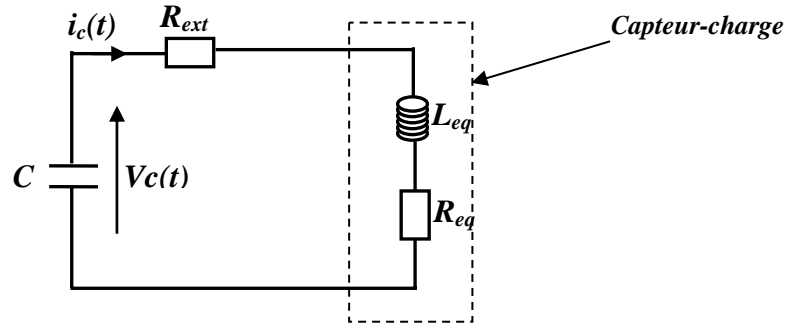


Fig. IV.3: Circuit électrique équivalent

IV.2.2.2 Equations électriques

L'équation électrique modélisant le système de la figure (IV.3) est donnée par :

$$V_c(t) - (R_{ext} + R_{eq})i_c(t) - L_{eq} \frac{di_c(t)}{dt} = 0 \quad (IV.1)$$

$$i_c(t) = -C \frac{dV_c(t)}{dt} \quad (IV.2)$$

R_{eq} : résistance équivalente.

L_{eq} : inductance équivalente.

R_{ext} : résistance extérieure.

C : Capacité.

Les conditions initiales sont :

$$V_c(0) = V_0 ; i_c(0) = 0$$

La résolution de l'équation différentielle (IV.1) associée à l'équation (IV.2) conduit à :

$$i_c(t) = C \cdot V_0 \left(\frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 - \alpha_2} \right) \cdot (e^{\alpha_1 t} - e^{\alpha_2 t}) \quad (IV.3)$$

$$\text{Avec : } \alpha_1 = \frac{-(R_{ext} + R_{eq}) - \sqrt{(R_{ext} + R_{eq})^2 - 4 \cdot \frac{L_{eq}}{C}}}{2 \cdot L_{eq}} ; \quad \alpha_2 = \frac{-(R_{ext} + R_{eq}) + \sqrt{(R_{ext} + R_{eq})^2 - 4 \cdot \frac{L_{eq}}{C}}}{2 \cdot L_{eq}}$$

IV.2.2.3 Choix de la capacité et de la résistance extérieure

Les figures (IV.4) et (IV.5) représentent respectivement la variation du courant de décharge i_c en fonction du temps pour différentes valeurs de la capacité, avec $R_{ext}=0 \Omega$ et $R_{ext}=0,55 \Omega$

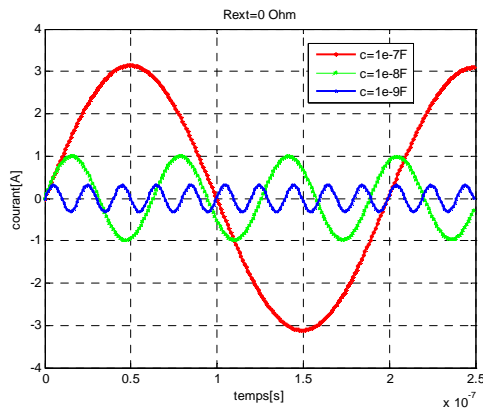


Fig. IV.4: Variation du courant de décharge en fonction du temps pour différentes valeurs de C avec $R_{ext}=0 \Omega$

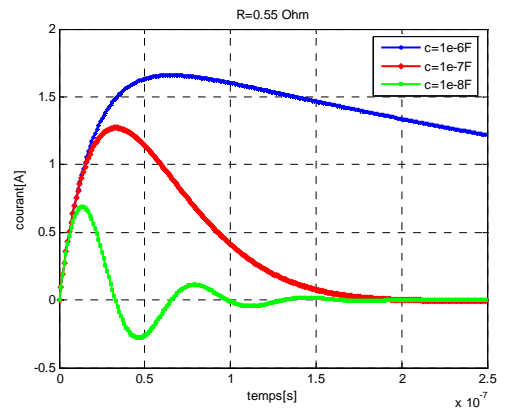


Fig. IV.5: Variation du courant de décharge en fonction du temps pour différentes valeurs de C avec $R_{ext}=0,55 \Omega$

La figure (IV.6) représente la variation du courant de décharge en fonction du temps pour différentes valeurs de la résistance extérieure avec $C=10^{-7}F$.

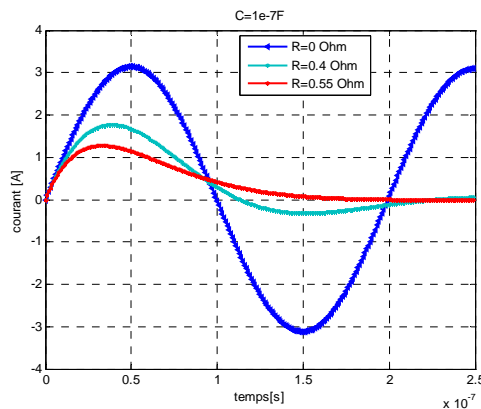


Fig. IV.6: Variation du courant de décharge en fonction du temps pour différentes valeurs de R_{ext} avec $C=10^{-7} F$

D'après ces résultats, on remarque que pour une résistance extérieure nulle le courant de décharge suit un régime sinusoïdal, la variation de la capacité entraîne la variation de la fréquence et de l'amplitude de ce courant. On conclue que le régime pulsé est obtenu pour une résistance extérieure non nulle et d'un choix judicieux de la capacité.

IV.2.3 Tension et courant d'alimentation

Pour $C = 10^{-7}$ F, $R_{\text{ext}} = 0,55 \Omega$, $R_{\text{eq}} = 1,6 \cdot 10^{-3} \Omega$, $L_{\text{eq}} = 1,0054 \cdot 10^{-8}$ H et $V_0 = 1$ V, les allures du courant et de la tension aux bornes de la bobine sont respectivement données par les figures (IV.7) et (IV.8).

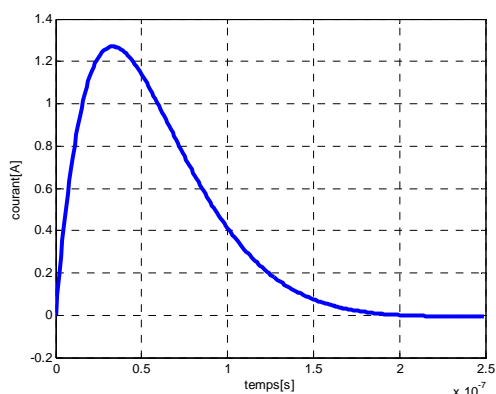


Fig. IV.7 : Allure du courant d'alimentation

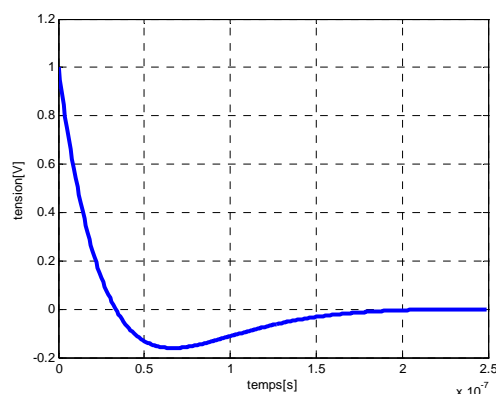


Fig. IV.8 : Allure de la tension d'alimentation

IV.2.4 Réponses du capteur à une onde obtenue à partir d'une décharge capacitive

Les figures (IV.9) et (IV.10) présentent respectivement la variation des courants et tensions dans chaque bobine du capteur.

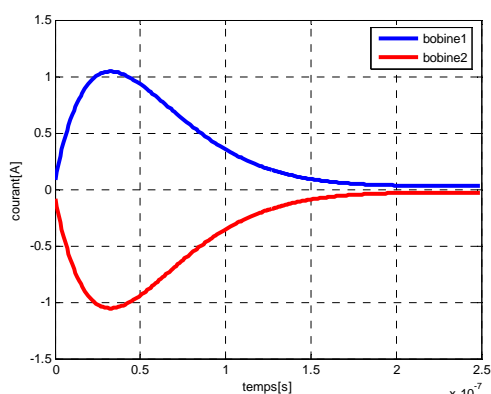


Fig.IV.9 Variation du courant en fonction du temps dans chaque bobine du capteur

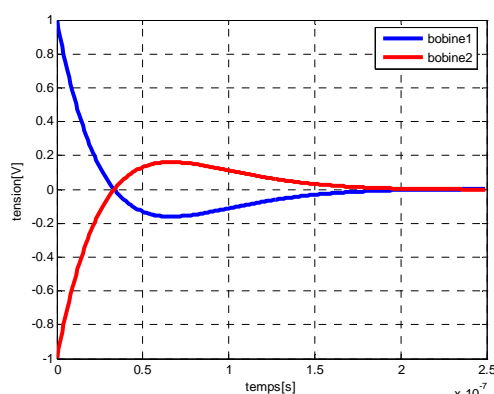


Fig.IV.10 Variation de la tension en fonction du temps dans chaque bobine du capteur

Les figures (IV.11) et (IV.12) suivantes présentent respectivement la variation du courant et celle de la f.e.m induite en fonction du temps dans une spire élémentaire de la bobine1.

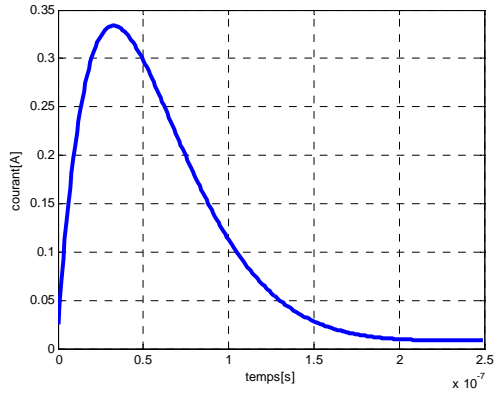


Fig.IV.11 Variation du courant en fonction du temps dans une spire élémentaire de la bobine1

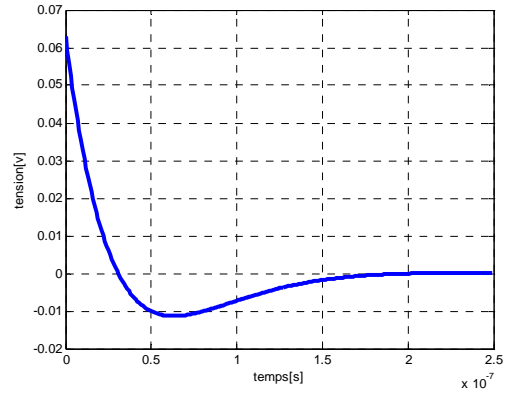


Fig.IV.12 Variation de la f.e.m induite en fonction du temps dans une spire élémentaire de la bobine1

La figure (IV.13) présente la variation des courants induits en fonction du temps dans une spire élémentaire d'une charge saine.

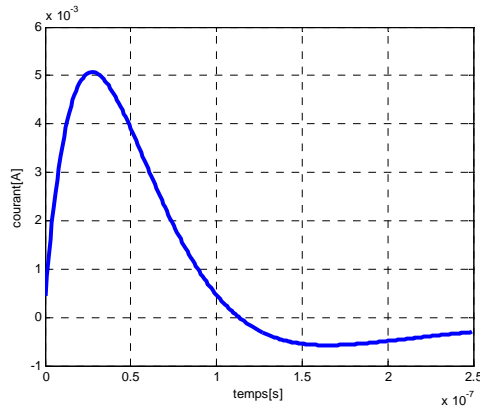


Fig.IV.13 Variation des courants induits en fonction du temps dans une spire élémentaire de la charge

Le tableau (IV.1) représente les valeurs des points particuliers correspondants à la courbe de la figure (IV.13) :

$V_m[A]$	$T_m[s]$	$T_0[s]$	$\delta[m]$
$5,0684 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$1,1319 \cdot 10^{-7}$	$4,2443 \cdot 10^{-4}$

Tableau (IV.1)

V_m : valeur maximale
 T_m : temps correspondant à la valeur maximale
 T_0 : temps de passage par zéro

On remarque que les réponses du capteur en tension et en courant à une impulsion obtenue à partir d'une décharge capacitive suivent le même régime que celui de l'alimentation.

IV.2.5 Application à la détection et à la caractérisation de défaut

Le défaut se traduit soit par l'absence de matière (air), ou par une anomalie non conductrice, il peut être situé à la surface de la pièce, au milieu ou à l'intérieur de la pièce à contrôler.

IV.2.5.1. Détection de défaut

Dans cette application on considère une charge avec un défaut en profondeur constitué par une gorge de 40% d'épaisseur et de 4mm de hauteur (figure IV.14).

Pour ne garder que l'influence du défaut nous nous intéressons à la somme des courants dans les bobines 1 et 2 ($\Delta i_1 = i_{b1} + i_{b2}$).

La figure (IV.15) représente la variation du courant Δi_1 en fonction du temps pour une charge saine et une charge avec un défaut en profondeur.

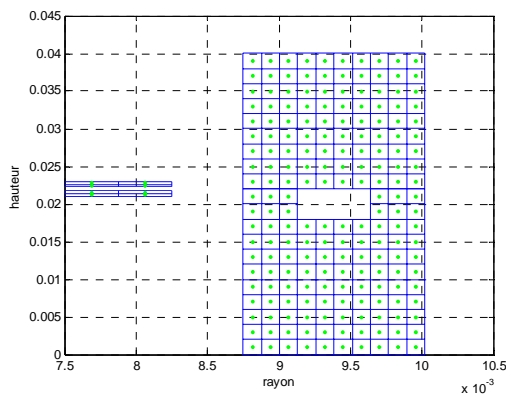


Fig. IV.14 : Charge avec un défaut en profondeur

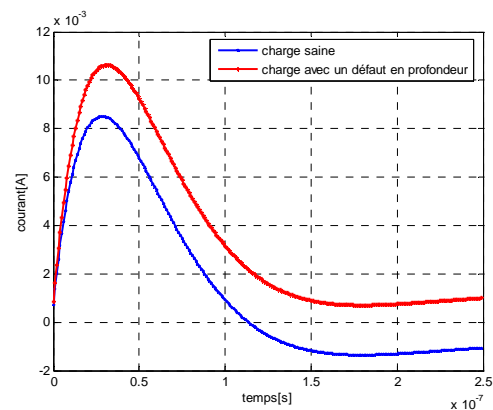


Fig. IV.15 variation du courant en fonction du temps dans le cas d'une charge saine et dans le cas d'une charge avec un défaut en profondeur

On remarque que le courant Δi_1 suit un régime impulsionnel, il augmente au fur et à mesure que le champ électromagnétique pénètre dans la charge et atteint le maximum lorsque le champ pénètre complètement la charge, il décroît ensuite, jusqu'à s'annuler, à cause de la résistance de la charge. Le courant Δi_1 dans le cas d'une charge présentant un défaut est supérieur à celui de la charge saine.

La figure (IV.16) représente l'allure de la f.e.m induite en fonction du temps, aux bornes d'une spire élémentaire de la bobine 1 pour une charge saine et pour une charge avec

défaut consistant en une gorge de 40% d'épaisseur et de 4mm de hauteur, pour $C = 10^{-8}F$, $R_{ext} = 0,55 \Omega$. La figure (IV.17) représente des résultats de confrontation [5].

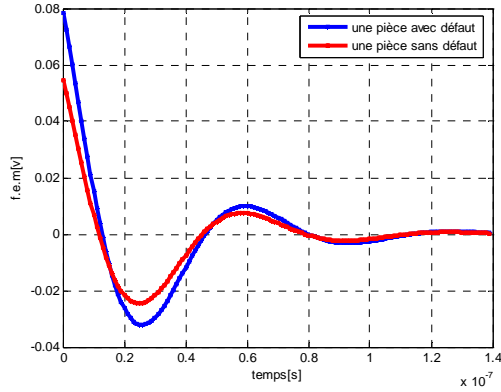


Fig. IV.16 : Variation de la f.e.m induite dans une spire élémentaire de la bobine1 pour une charge saine et une charge avec défaut

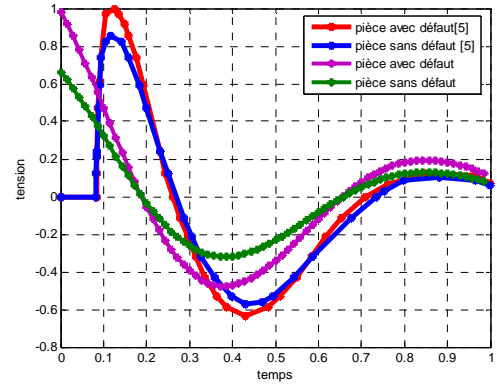
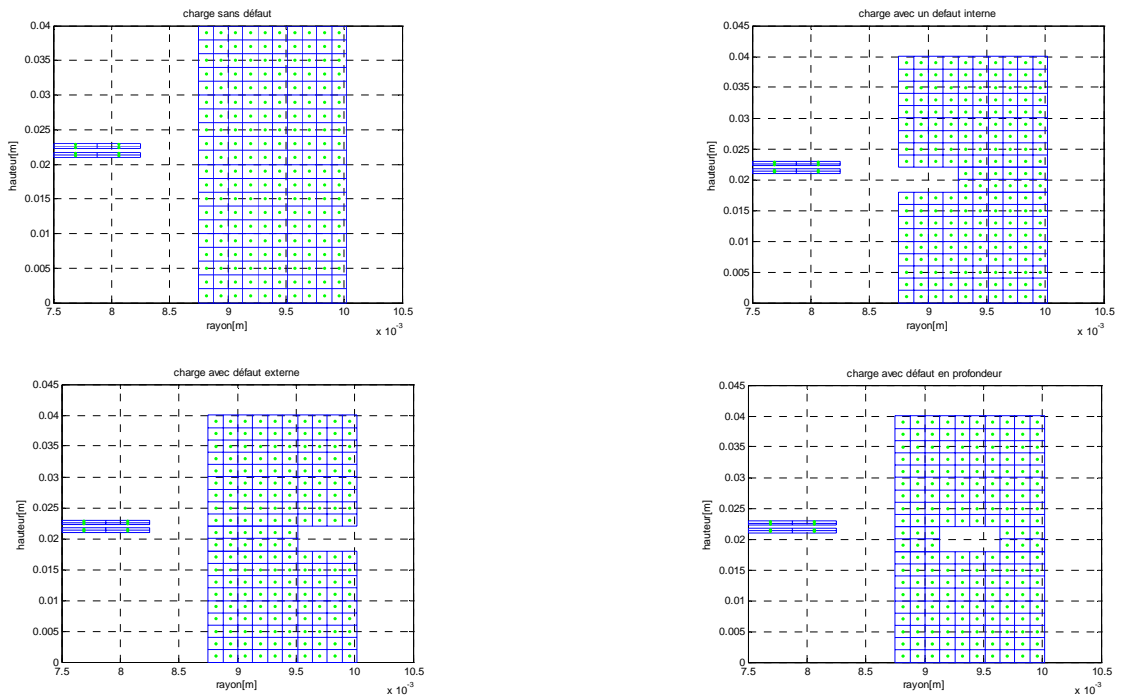


Fig. IV.17: Résultats de confrontation [5]

La f.e.m induite d'une spire élémentaire de la bobine1 dans le cas d'une charge présentant un défaut est supérieure à celle d'une charge saine, cela est dû à l'augmentation des courants induits dans la charge présentant un défaut qui créent à leur tour des f.e.m induites dans les spires du capteur.

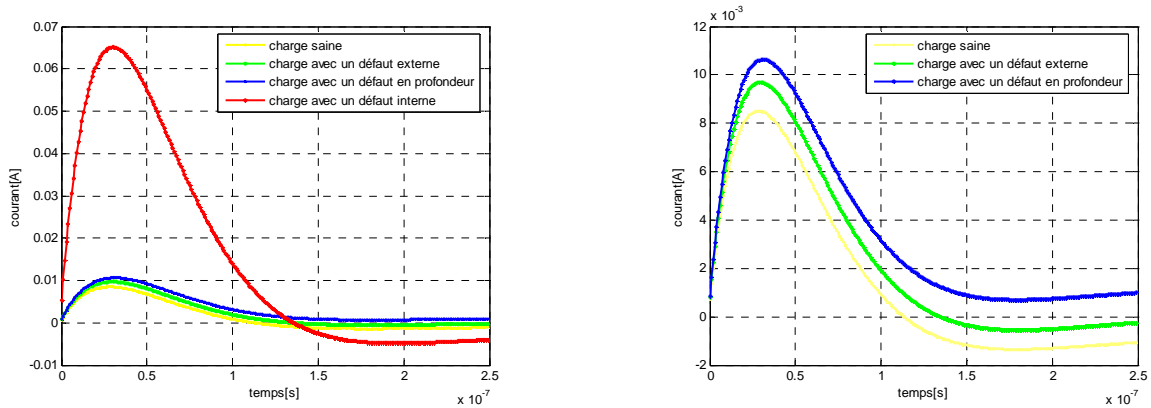
IV.2.5.2 Influence de la position du défaut

Dans cette application on considère une pièce saine (sans défaut) et des pièces avec différents types de défauts (défaut interne, en profondeur et externe).



FigIV.18: Discretisation du domaine d'étude pour une charge présentant différents types de défauts

La figure (IV.19) représente l'allure des courants Δi_1 en fonction du temps pour différents types de défauts :



FigIV.19 : variation du courant Δi_1 en fonction du temps pour différents types de défauts

Le tableau (IV.2) représente les valeurs des points particuliers correspondants aux courbes de la figure (IV.19) :

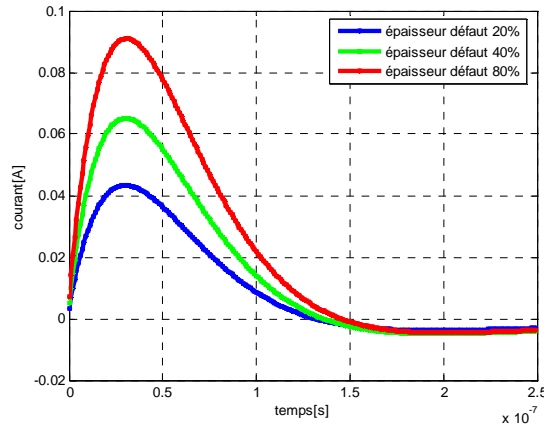
	$V_m[A]$	$T_m[s]$	$T_0[s]$	$\delta[m]$
Charge saine	$8,5048.10^{-3}$	$2,8.10^{-8}$	$1,1357.10^{-7}$	$4,2514.10^{-4}$
Charge avec un défaut externe	$9,6834.10^{-3}$	3.10^{-8}	$1,34691.10^{-7}$	$3,2738.10^{-4}$
Charge avec un défaut en profondeur	$1,06.10^{-2}$	$3,1.10^{-8}$	Pas de passage par zéro	
Charge avec un défaut interne	$6,51.10^{-2}$	3.10^{-8}	$1,3592.10^{-7}$	$4,6510.10^{-4}$

Tableau (IV.2)

En examinant ces figures on remarque que la valeur crête du courant Δi_1 augmente à chaque fois que le capteur est proche du défaut. Ce qui nous permet de dire que le défaut interne est le plus détecté vu qu'il est le plus proche du capteur puis vient le défaut en profondeur et enfin le défaut externe.

IV.2.5.3 Influence de l'épaisseur du défaut

Dans la présente application on considère un défaut interne et on fait varier son épaisseur. La figure (IV.20) représente l'allure du courant Δi_1 en fonction du temps pour différentes épaisseurs du défaut.



FigIV.20 : variation du courant Δi_1 en fonction du temps pour différentes épaisseurs du défaut

Le tableau (IV.3) représente les valeurs des points particuliers correspondants aux courbes de la figure (IV.20) :

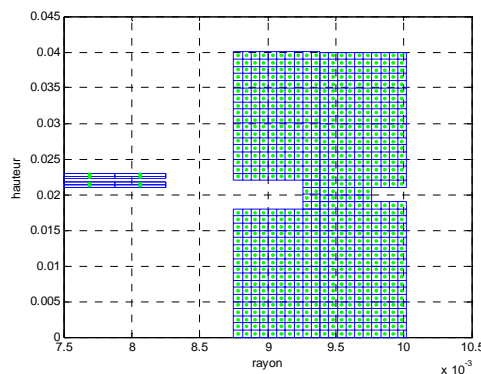
	$V_m[A]$	$T_m[s]$	$T_0[s]$	$\delta[m]$
Épaisseur du défaut 20%	$4,33.10^{-2}$	3.10^{-8}	$1,3162.10^{-7}$	$4,57689.10^{-4}$
Épaisseur du défaut 40%	$6,51.10^{-2}$	3.10^{-8}	$1,3592.10^{-7}$	$4,651.10^{-4}$
Épaisseur du défaut 80%	$9,1.10^{-2}$	$3,1.10^{-8}$	$1,4532.10^{-7}$	$3,4006.10^{-4}$

Tableau (IV.3)

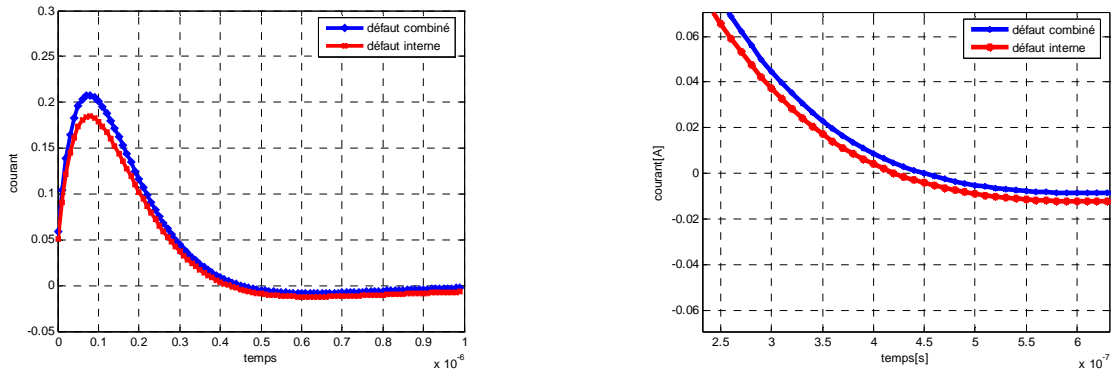
Dans ce cas on remarque que le paramètre qui varie le plus avec la variation de l'épaisseur du défaut est la valeur crête du courant qui augmente au fur et à mesure que l'épaisseur du défaut augmente.

IV.2.5.4 Présence de deux défauts dans la charge

Dans cette application on considère une charge avec un défaut combiné (défaut interne 40%, défaut externe 20%), la figure (IV.22) représente les allures du courant Δi_1 dans le cas de la charge avec un défaut interne et dans le cas de la charge avec un défaut combiné, pour $c=10^{-6}$ F et $R=0,2\Omega$. La figure (IV.21) représente la discrétisation du domaine d'étude.



FigIV.21 : Charge avec un défaut combiné



figIV.22 : Variation du courant Δi_1 en fonction du temps pour une charge avec défaut interne et une charge avec défaut combiné

Le tableau (IV.4) représente les valeurs des points particuliers correspondants aux courbes de la figure (IV.22) :

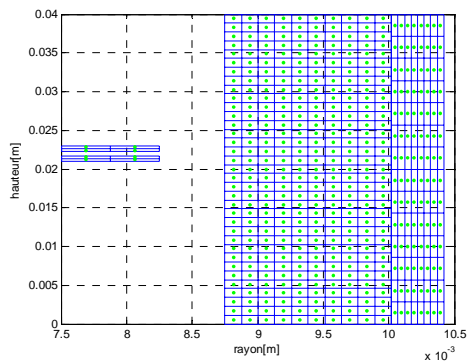
	$V_m[A]$	$T_m[s]$	$T_0[s]$	$\delta [m]$
Défaut interne	$1,846.10^{-1}$	8.10^{-8}	$4,2129.10^{-7}$	$8,1884.10^{-4}$
Défaut combiné	$2,075.10^{-1}$	8.10^{-8}	$4,4925.10^{-7}$	$8,4557.10^{-4}$

Tableau (IV.4)

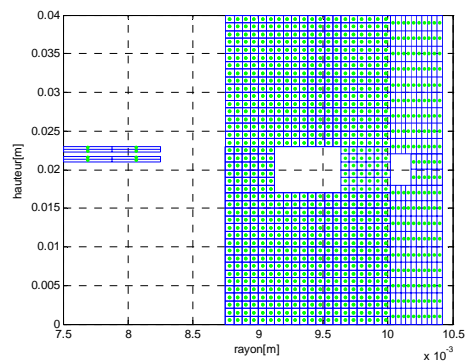
D'après les résultats de la figure (IV.22) , on note une différence entre le courant Δi_1 dans le cas du défaut interne et celui du défaut combiné, le défaut combiné est plus détecté. On peut donc conclure que malgré que le défaut interne soit important, il ne cache pas la présence du défaut externe.

IV.2.5.5 Cas d'une charge présentant deux couches avec et sans défauts

Dans cette application on considère une charge en deux couches saines et deux couches avec défauts.

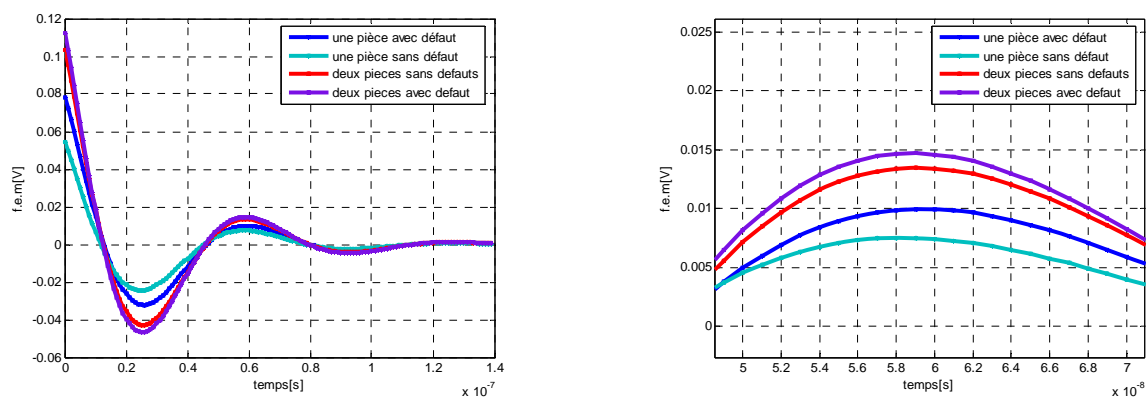


FigIV.23 : Charge avec deux couches saines



FigIV.24 : Charge avec deux couches avec défauts

La figure (IV.25) représente la variation de la f.e.m induite dans une spire élémentaire de la bobine1 en fonction du temps pour une pièce sans défaut, une pièce avec défaut, deux pièces sans défauts et deux pièces avec défauts.



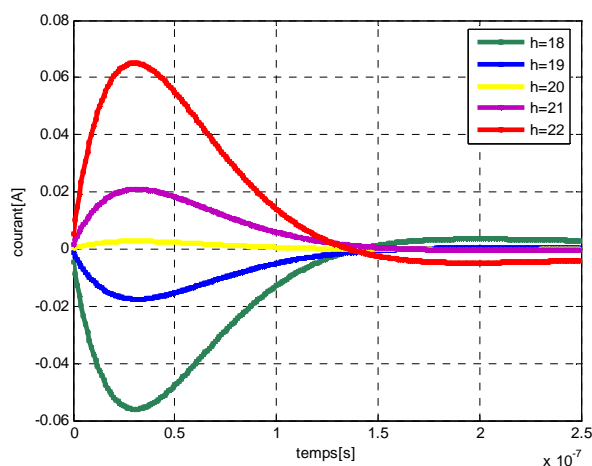
FigIV.25: f.e.m induite dans une spire élémentaire de la bobine en fonction du temps

Cette f.e.m induite augmente avec l'augmentation du nombre de pièces et du nombre de défauts. Ce qui nous permet de dire que la technique des courants de Foucault en régime pulsé permet de caractériser des défauts présents en sous couches, d'évaluer l'épaisseur des couches des pièces, de détecter des défauts de différentes profondeurs et de manière simultanée la présence de plusieurs types de défauts dans la charge. Ces résultats concordent qualitativement avec d'autres résultats donnés dans [5].

IV.2.5.6 Influence de la position du capteur

IV.2.5.6.1 Cas du capteur sans mouvement

La figure (IV.26) représente la variation du courant Δi_1 en fonction du temps pour différentes positions du capteur dans le cas d'un défaut interne.

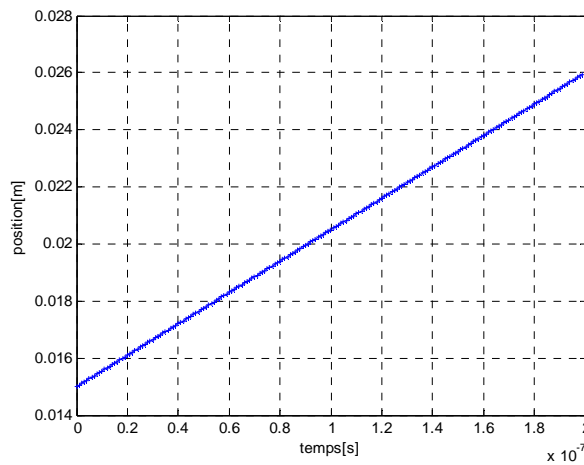


FigIV.26 : Courant en fonction du temps pour différentes positions du capteur

Dans ce cas les paramètres qui sont influencés par la variation de la position du capteur sont la valeur crête de Δi_1 , le temps qui lui correspond et le signe du courant, ce dernier est maximum aux arrêtes du défaut et présente une antisymétrie par rapport aux centre de ce défaut où le courant est presque nul.

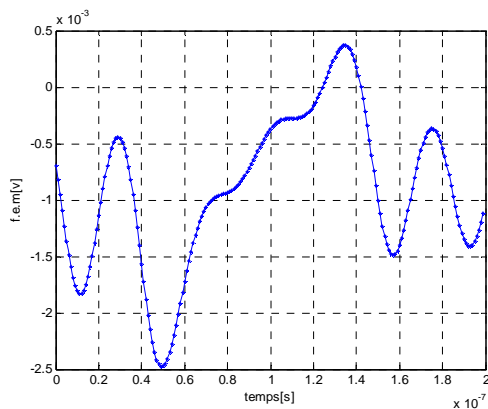
IV.2.5.6.2 Cas du capteur en mouvement

Le capteur se déplace à une vitesse constante durant la décharge. La figure (IV.27) représente la variation de la position du capteur en fonction du temps durant la décharge.

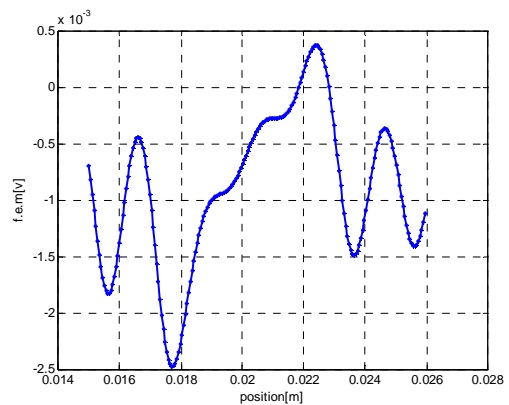


FigIV.27: Variation de la position du capteur en fonction du temps

Les figures (IV.28) et (IV.29) représentent respectivement la variation de la f.e.m induite en fonction du temps et celle de la f.e.m induite en fonction de la position aux bornes d'une spire élémentaire de la bobine1, pour un balayage durant la décharge, dans le cas d'un défaut interne.



FigIV.28: variation de f.e.m induite en fonction du temps pour un capteur en mouvement



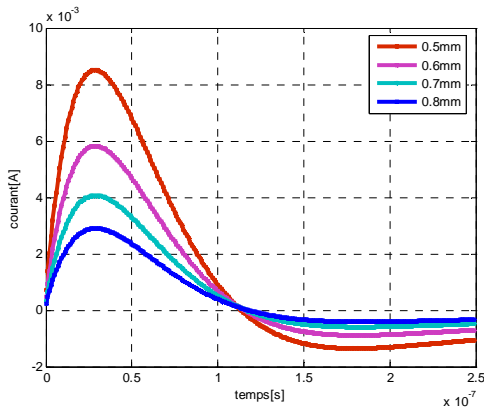
FigIV.29: variation de f.e.m induite en fonction de la position du capteur

On remarque que la f.e.m induite en fonction du temps d'une spire élémentaire pour un capteur en mouvement présente deux extremums qui correspondent au temps où le capteur est positionné aux arêtes du défaut, ces deux points permettent de positionner le défaut.

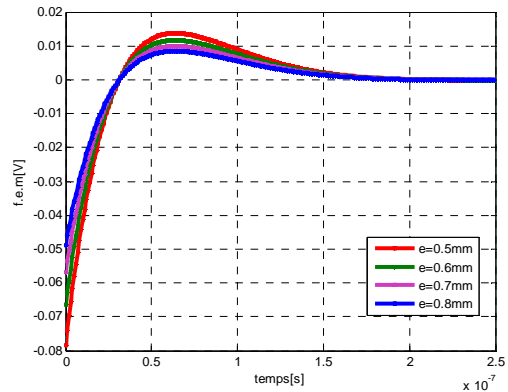
IV.2.6 Effet de la variation de l'entrefer bobine-charge (lift off)

Dans la pratique il doit avoir une distance entre le capteur et la pièce à tester, pour éviter les frottements, en outre, à cause de la variation de l'épaisseur d'un revêtement, de l'irrégularité de la surface de la pièce à tester et des vibrations durant le mouvement du capteur, le lift off reste difficilement le même. Cette variation du lift off modifie la mutuelle inductance entre le capteur et la pièce et par conséquent cause des distorsions dans les réponses [9]. Plusieurs travaux ont été considérés en vue de la compensation de la variation du lift off [12, 40].

Dans cette application on s'intéresse à l'étude de l'effet de la variation du lift off sur la réponse du capteur. Les figures (IV.30) et (IV.31) représentent la variation du courant Δi_1 et celle de la f.e.m induite dans une spire élémentaire de la bobine2 en fonction du temps pour différentes valeurs de l'entrefer, lorsque la charge est saine. Ces résultats sont confrontés aux résultats donnés dans [5, 11, 41]



FigIV.30: variation du courant Δi_1 pour différentes valeurs de l'entrefer

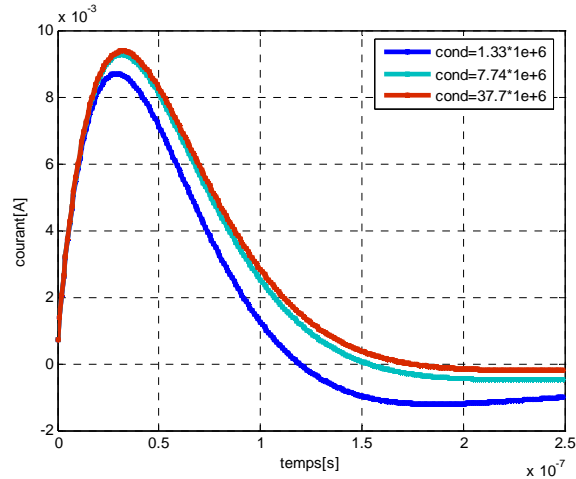


FigIV.31 : Variation de la f.e.m induite en fonction du temps pour différentes valeurs de l'entrefer

On remarque que le courant Δi_1 ainsi que la f.e.m induite dans une spire élémentaire diminuent avec l'augmentation de l'entrefer bobine_charge, à chaque fois que le capteur s'approche de la pièce le champ pénètre plus dans celle-ci et des courants de Foucault plus importants sont induits dans la pièce. Comme on note l'existence du point fixe qui est insensible à la variation de l'entrefer capteur-charge.

IV.2.7 Effet de la variation de la conductivité

La figure (IV.32) représente l'allure du courant Δi_1 en fonction du temps pour des charges de différentes conductivités.



FigIV.32: variation du courant en fonction du temps pour des charges de différentes conductivités

Le tableau (IV.5) représente les valeurs des points particuliers correspondants aux courbes de la figure (IV.32) :

	$V_m[A]$	$T_m[s]$	$T_0[s]$	$\delta[m]$
$\sigma = 1,33 \cdot 10^{+6} (\Omega m)^{-1}$	$8,6973 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	$1,1928 \cdot 10^{-7}$	$3,7780 \cdot 10^{-4}$
$\sigma = 7,74 \cdot 10^{+6} (\Omega m)^{-1}$	$9,2657 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$1,5307 \cdot 10^{-7}$	$1,7741 \cdot 10^{-4}$
$\sigma = 37,7 \cdot 10^{+6} (\Omega m)^{-1}$	$9,3767 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-8}$	$1,7393 \cdot 10^{-7}$	$8,5689 \cdot 10^{-5}$

Tableau (IV.5)

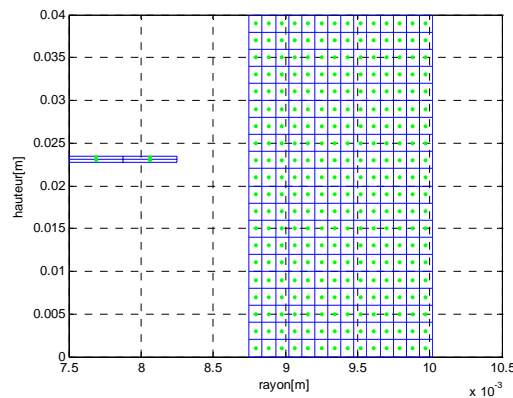
On note que la conductivité influe considérablement sur le maximum du courant Δi_1 , sur le temps qui lui correspond et aussi sur le temps du passage par zéro. Ce courant augmente avec la conductivité de la charge, ce qui s'explique par l'augmentation des courants induits dans la charge à cause de la diminution de la résistivité de celle-ci.

IV.3 Capteur absolu compensé

Dans ce mode de contrôle on utilise deux bobines dont l'une sert de référence. L'une capte les grandeurs utiles et perturbatrices et l'autre ne capte que les signaux perturbateurs, une mesure comparative permet d'extraire seulement les signaux utiles donc d'éliminer les grandeurs d'influences.

IV.3.1 Domaine d'étude

La discrétisation du domaine d'étude est représentée par la figure (IV.33) suivante :



FigIV.33 : Discrétisation du domaine d'étude

- Paramètres géométriques et physiques

Pour le capteur

Epaisseur : $0,75 \cdot 10^{-3}$ m.

Hauteur : $0,75 \cdot 10^{-3}$ m.

Rayon intérieur : $7,5 \cdot 10^{-3}$ m.

Perméabilité magnétique : $4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Résistivité électrique : $1 / (5,59 \cdot 10^{+7}) \Omega \cdot m$.

Pour la charge

Epaisseur : $1,27 \cdot 10^{-3}$ m.

Hauteur : $40 \cdot 10^{-3}$ m.

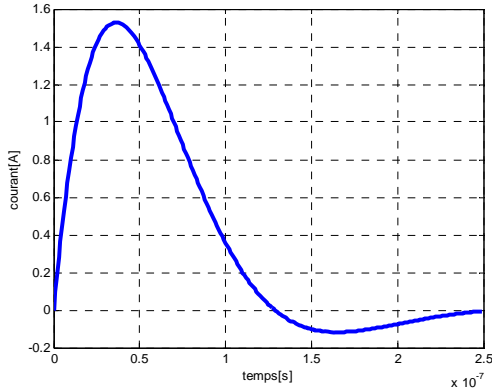
Rayon intérieur : $8,75 \cdot 10^{-3}$ m.

Perméabilité magnétique : $4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

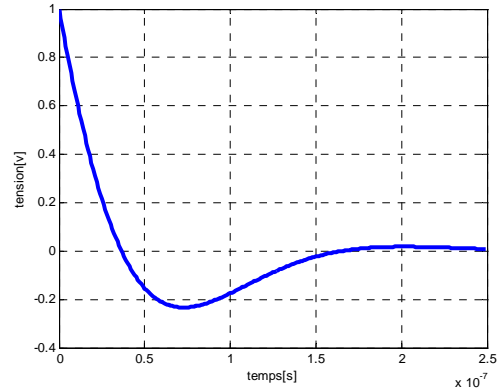
Résistivité électrique : $1 / (7,74 \cdot 10^{+6}) \Omega \cdot m$.

IV.3.2 Tension et courant d'alimentation

Pour $R_{ext}=0,4 \Omega$; $c=10^{-7} F$, le courant ainsi que la tension d'excitation sont donnés par les figures (IV.34) et (IV.35) suivantes :



figIV.34 : Courant d'alimentation

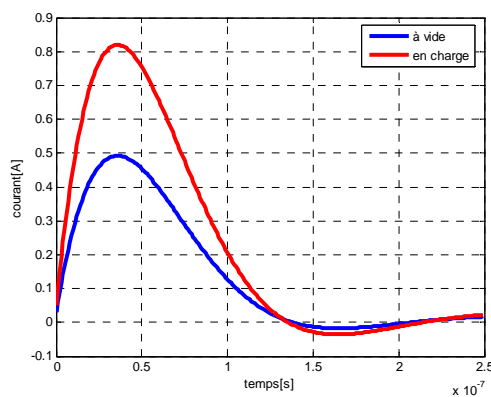


figIV.35 : Tension d'alimentation

IV.3.3 Effet de la variation de l'épaisseur de la charge

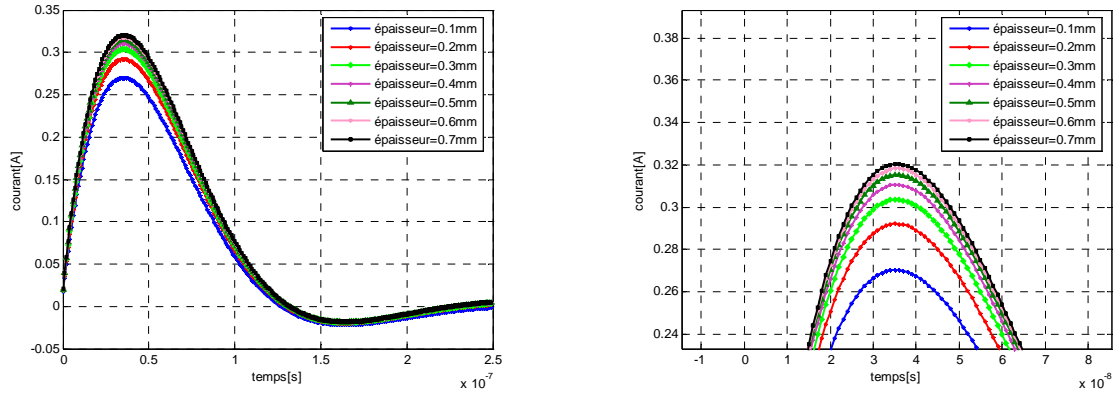
Dans cette application on considère une charge saine et on fait varier son épaisseur, pour ne garder que l'influence de la charge, nous nous intéressons à la différence des courants à vide et en charge $\Delta i_2 = i_c - i_o$.

La figure (IV.36) représente la variation des courants dans la bobine du capteur à vide et en charge, en fonction du temps.



figIV.36 : variation du courant dans le capteur à vide et en charge en fonction du temps

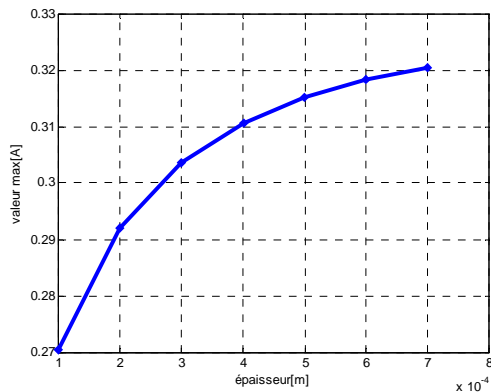
La figure (IV.37) suivante représente la variation du courant Δi_2 en fonction du temps pour différentes valeurs de l'épaisseur d'une pièce conductrice.



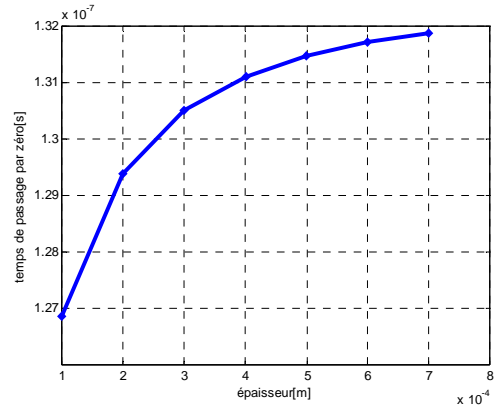
FigIV.37: variation du courant Δi_2 en fonction du temps pour différentes épaisseurs de la charge

On note que le courant Δi_2 augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la pièce à contrôler, jusqu'à atteindre une valeur de saturation, ce qui pourrait être expliqué par l'augmentation des courants induits dans la charge tant que l'épaisseur de celle-ci reste inférieure à la profondeur de pénétration. Ensuite ces courants se stabilisent même avec l'augmentation de cette épaisseur par ce que la profondeur de pénétration a atteint son maximum.

Les figures (IV.38), (IV.39), représentent respectivement la variation de la valeur crête de Δi_2 et le temps de passage par zéro en fonction de l'épaisseur de la pièce.



FigIV.38: variation de la valeur crête de Δi_2 en fonction de l'épaisseur de la pièce.



FigIV.39: variation du temps de passage par zéro en fonction de l'épaisseur de la pièce.

Les paramètres qui peuvent être exploitables pour l'évaluation de l'épaisseur de la pièce à contrôler sont la valeur crête du courant ainsi que le temps de passage par zéro [6].

IV.4 Capteur différentiel à fonctions séparées

Dans cette application on considère une bobine d'excitation et deux bobines réceptrices mises en court-circuit, et on exploite la différence des courants dans les deux bobines réceptrices pour l'étude de la variation de l'épaisseur de la charge.

- Paramètres géométriques et physiques [13]

Rayon intérieur des bobines réceptrices : $8 \cdot 10^{-3}$ m.

Epaisseur des bobines réceptrices: $4,5 \cdot 10^{-3}$ m.

Hauteur des bobines réceptrices: $3 \cdot 10^{-3}$ m.

Entrefer entre les deux bobines réceptrices : $14 \cdot 10^{-3}$ m.

Rayon intérieur de la bobine d'excitation : $18,5 \cdot 10^{-3}$ m.

Epaisseur de la bobine d'excitation : $2,25 \cdot 10^{-3}$ m.

Hauteur de la bobine d'excitation: $20 \cdot 10^{-3}$ m.

Entrefer entre bobines réceptrices et bobine d'excitation : $6 \cdot 10^{-3}$ m.

Résistivité du capteur : $1 / (5,59 \cdot 10^{+7}) \Omega \cdot m$.

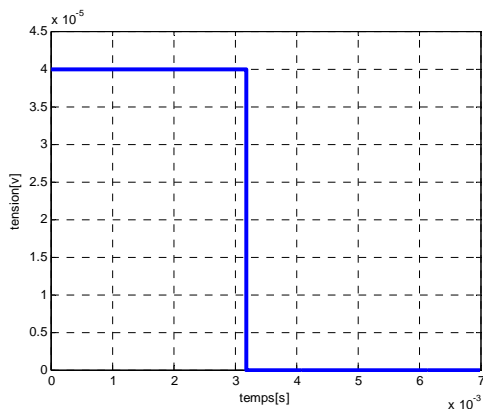
Lift off: $0,5 \cdot 10^{-3}$ m.

Résistivité de la plaque : $1 / (37,7 \cdot 10^{+6}) \Omega \cdot m$.

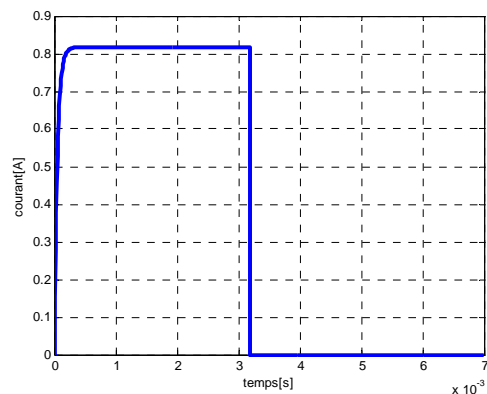
Perméabilité magnétique du capteur et de la plaque: $4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

IV.4.1 Cas d'une alimentation en créneau

Dans cette application nous appliquons une excitation en tension de forme carrée (figure IV.40), le courant d'excitation est représenté par la figure (IV.41).



FigIV.40 : tension d'alimentation

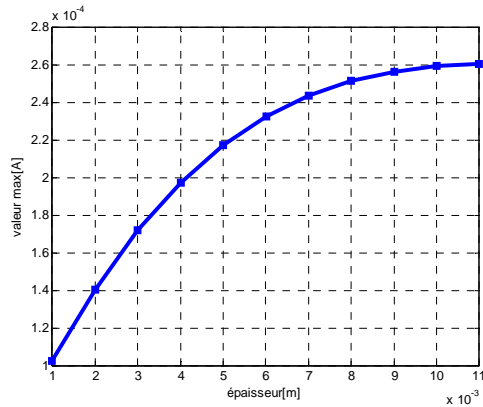


FigIV.41 : courant d'excitation

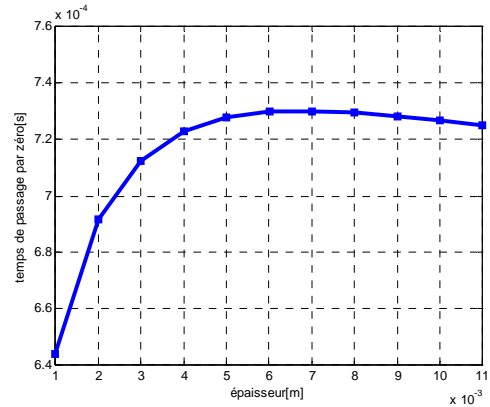
IV.4.2 Effet de la variation de l'épaisseur de la plaque

Pour ne garder que l'influence de l'épaisseur de la plaque conductrice nous nous intéressons à la différence des courants induits dans les deux bobines réceptrices. On constate que le courant augmente avec l'épaisseur de la plaque.

Les figures (IV.42), (IV.43), représentent respectivement la variation de la valeur crête du courant et le temps de passage par zéro en fonction de l'épaisseur de la pièce.



FigIV.42: variation de la valeur crête de Δi_2 en fonction de l'épaisseur de la pièce.



FigIV.43: variation du temps de passage par zéro en fonction de l'épaisseur de la pièce.

La valeur crête du courant ainsi que le temps de passage par zéro varie avec la variation de l'épaisseur de la plaque, ces paramètres sont exploitables pour l'évaluation de l'épaisseur de la pièce à contrôler [13].

Conclusion générale

L'objectif de ce travail est l'étude du contrôle non destructif en régime pulsé en utilisant une méthode semi analytique.

On a commencé notre étude par une recherche bibliographique concernant les différentes méthodes du CND en se basant sur la technique du contrôle non destructif par courant de Foucault en régime pulsé. Dans un second temps une modélisation mathématique des phénomènes électromagnétiques régissant le dispositif d'étude a été considérée, ainsi que les différentes méthodes de traitement des problèmes du CND en détaillant la méthode des circuits couplés qui est une méthode semi analytique utilisée dans le cadre de ce travail.

Un code de calcul sous environnement MATLAB a été élaboré pour l'étude et la caractérisation d'une charge conductrice.

Plusieurs applications ont été considérées soit pour la détection et la caractérisation du défaut soit pour l'étude de l'effet de la variation des paramètres physiques et géométriques de la charge conductrice.

Dans un premier temps, on a considéré un capteur différentiel à double fonctions constituant un problème d'attaque en tension impulsionnelle obtenue à partir d'un circuit d'alimentation comportant une capacité et une résistance en série.

La grandeur exploitée est le courant résultant de la somme des deux courants dans les deux bobines, ainsi que la f.e.m induite dans une spire élémentaire du capteur.

Dans un premier temps, l'étude a concerné la détection et la caractérisation de défaut. Plusieurs cas ont été considérés : une charge saine, une charge avec un défaut interne, une charge avec un défaut en profondeur et une charge avec un défaut externe. Les courbes des courants obtenues pour chaque cas sont en bonne concordance avec les résultats connus du régime pulsé. L'amplitude des courants augmente à chaque fois que le défaut est proche du capteur. Le défaut interne est le plus détecté puis vient le défaut en profondeur et enfin le défaut externe.

La variation de l'épaisseur du défaut interne a permis de mettre en évidence l'augmentation de la valeur crête du courant avec l'augmentation de l'épaisseur du défaut.

Une charge avec deux défauts (interne et externe) a été considérée, la comparaison du courant qui lui correspond à celui de la charge avec un seul défaut fait apparaître une différence dans ces réponses. Ce qui nous amène à dire que la technique des courants de Foucault en régime pulsé permet de détecter des défauts de différentes profondeurs et de manière simultanée.

Dans le cas d'une charge saine, une charge avec un défaut, une charge présentant deux couches saines et une charge à deux couches avec deux défauts, la f.e.m induite dans une spire élémentaire de la bobine augmente avec l'augmentation du nombre de couches de la charge et avec le nombre de défauts. Cette technique permet d'évaluer l'épaisseur des couches des pièces, ainsi que de caractériser des défauts présents dans les pièces à plusieurs couches.

Pour étudier l'influence de la position du capteur pour la caractérisation du défaut, on a considéré deux cas, le premier cas est celui du capteur sans mouvement où la décharge s'effectue à une position fixe du capteur. La valeur crête du courant atteint sa plus grande valeur aux arrêtes du défaut et s'annule à son centre, ce dernier présente l'axe de l'antisymétrie des différentes positions conjuguées.

Dans le deuxième cas le capteur, se déplace durant la décharge et la variation de la f.e.m induite en fonction du temps obtenue pour une spire élémentaire présente deux extremums au temps où le capteur est positionné aux arrêtes du défaut.

Pour une variation de l'entrefer bobine_charge, on remarque que le courant ainsi que la f.e.m induite dans une spire élémentaire de la bobine augmentent avec la diminution du lift off, comme on note la présence du point fixe dont l'amplitude et le temps ne varient pas avec la variation de l'entrefer.

Pour une variation de la conductivité, le courant dans la bobine du capteur augmente avec l'augmentation de celle-ci, pour atteindre une valeur de saturation au delà de laquelle le courant converge vers une même valeur.

Dans un second temps on considère un capteur absolu compensé exploité pour l'étude de l'effet de la variation de l'épaisseur d'une charge conductrice. La grandeur exploitée est le courant résultant de la différence des deux courants à vide et en charge. Le courant augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la charge tant que celle-ci reste inférieure à la profondeur de pénétration, la valeur crête ainsi que le temps de passage par zéro sont exploitables pour l'évaluation de l'épaisseur de la plaque.

Dans la dernière application on considère un capteur différentiel à fonctions séparées alimenté en tension de forme carrée. La grandeur exploitée dans ce cas est le courant résultant de la différence des courants dans les deux bobines réceptrices.

Pour cette alimentation en créneau l'allure du courant est différente des allures précédentes, ce courant augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la plaque.

Avec la confrontation des résultats obtenus avec d'autres résultats donnés dans la littérature scientifique, ces résultats sont prometteurs quant à l'utilisation des courants de Foucault en régime pulsé en contrôle non destructif.

Comme perspective à ce travail, il serait intéressant d'étudier le problème inverse pour la reconstruction de défauts ainsi que pour l'évaluation des paramètres physiques et géométriques des pièces conductrices.

Bibliographie

- [1] F. Thollon, « Conception et optimisation de capteur à courant de Foucault pour la détection de défauts profonds dans des matériaux amagnétiques ». Thèse de doctorat, spécialité Génie électrique, école doctorale de LYON des sciences pour l'ingénieur électronique, électrotechnique, automatique, 1995.
- [2] B. Maouche, « Elaboration de modèles par les grandeurs électromagnétiques couplées. Application au CND-CF ». Thèse de Doctorat en Electrotechnique, Université Ferhat Abbas, Sétif.
- [3] B. Maouche, R. Alkama, M. Feliachi « Semi-analytical calculation of the impedance of a differential sensor for eddy current non-destructive testing ». NDT&E International, 2009.
- [4] N. Benhadda, « Modélisation de capteur inductifs à courant de Foucault ». Mémoire de Magister en Electrotechnique, option matériau électrotechnique, Université Elhadj Lakhder de Batna, 2006.
- [5] N. Boucherou, M. Zergoug, A. Hammouda, G. K. H Boudjelal, A. Boutaghane, O. Bourdjam, « Evaluation des matériaux conducteurs par courant de Foucault pulsé ». 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 Août 2007
- [6] H. Mennana, « Contribution à l'étude d'un capteur à courant de Foucault en régime pulsé, Application à l'évaluation des paramètres d'une pièce conductrice ». Stage de Master recherche systèmes électroniques & génie électrique de l'université de Nantes, option : Génie électrique, 2006.
- [7] J-W. Wilson, Gui Yun Tian. « Pulsed electromagnetic methods for defect detection and characterisation ». NDT&E International 40, 275-283, 2005.
- [8] Gui Yun Tian, A. Sophian, « Defect classification using a new feature for pulsed eddy current sensors ». NDT&E International 38, 77-82, 2005.

- [9] Tianlu chen, Gui Yun Tian, A. Sophian, Pei Wen Que « Feature extraction and selection for defect classification of pulsed eddy current NDT». NDT&E International, 2008.
- [10] L. shu, H. Songling. Z. Wei. and Y peng « Improved Immunity to lift-off Effect in pulsed eddy current testing with two-stage differential probes». Russian Journal of non-destructive testing 2008, Vol.44. No.2. pp.138_144.
- [11] S. Giguère, B. A. Lepine, J.M.S Dubois «Pulsed eddy current technology : characterizing Material Loss with Gap and Lift-off variations». Res nondestr Eval, p.119-129, Novembre 2001.
- [12] Gui Yun Tian , A. Sophian, «Reduction of lift-off effects for pulsed eddy current NDT». NDT&E International 38, 319-324, 2005.
- [13] Young-Kil Shin, Dong_Myung Choi, Young-Joo Kim, Seung-Seok Lee, « Signal characteristics of differential-pulsed eddy current sensors in the evaluation of plate thickness». NDT&E International, 2009.
- [14] G. Forest, « Essais non destructifs, Choix d'une méthode de contrôle ». Edition AFNOR, Paris, 1992.
- [15] A. Lamber, J. Rivenez et G. Waché, « Les contrôles non destructifs, Généralités ». Centre technique des industries mécaniques, Senlis, 1994.
- [16] G. Haïat, « Étude d'une méthode d'inversion basée sur la simulation pour la caractérisation de fissures détectées par ultrasons dans un composant revêtu ». Thèse de Doctorat Spécialité Acoustique Physique, Ecole Doctorale de physique macroscopique, Paris, 2004.
- [17] A. Abdou, « Contrôle Non Destructif par Courant de Foucault, Etude et réalisation d'un Capteur Inductif ». Mémoire de Magister, Université Elhadj Lakhder de Batna, 2006.

- [18] M. Bentoumi, « Outils pour la détection et la classification. Application au diagnostic de défauts de surface de rail ». Thèse de Doctorat spécialité Automatique et Traitement Numérique du Signal université Henri Poincaré _ Nancy 1, 2004.
- [19] H. E.Martz, Jr ; C M. Logan, « Radiologie Nondestructive Evaluation Theory, Techniques, and Applications ». New York .Basel. Copyright © 2002 by Marcel Dekker, Inc.
- [20] M, Salhi, « Modélisation Electromagnétique des capteurs à fonctions séparées dans les dispositifs Axisymétriques de contrôle Non destructif par courant de Foucault ». Mémoire de Magister, Université Elhadj Lakhder de Batna, 2008.
- [21] P. J. Sulll ; B.r Tittmann, «Ultrason, Non destructive Evaluation Theory, Techniques, and Applications ». New York .Basel. Copyright © 2002 by Marcel Dekker, Inc.
- [22] M-L. Zani. « Contrôle des appareils à pression ». Mesures 748 - Octobre 2002.
- [23] M-L. Zani. « Thermographie infrarouge ». Mesures 740 - Décembre 2001.
- [24] L. Oukhellou, « Paramétrisation et classification de signaux en contrôle non destructif, Application à la reconnaissance des défauts de rail par courant de Foucault ». Thèse de Doctorat en Sciences, Université de Paris-sud, centre d'Orsay, Paris, 1997.
- [25] F. Gardiol, « Traité électricité, Electromagnétisme, Volume III ». Presse Polytechniques et Universitaires Romandes, Suisse, 1996.
- [26] D. J.Brown, C.M.Hils, and M.J.Johnson, « Massively Multiplexed eddy current testing and its comparison with pulsed eddy current testing ». Center for Non-destructive Evaluation, Iowa State University.
- [27] C. Mandache, J.H.V. Lefevre, « Transient and harmonic eddy current: Lift-off point of intersection ». NDT&E International 39, 57-60, 2006.
- [28] P. Weber, « Application des courants de Foucault pulsés au contrôle non destructif Approches expérimentales et théoriques ». Thèse de Doctorat, INSA. Lyon, 1990.

- [29] T. Bouchala, « Modélisation Semi-Analytique des Courants de Foucault, Application au Contrôle Non Destructif par des Capteurs à Noyau de Ferrite ». Mémoire de Magister en Electrotechnique, Université Elhadj Lakhder de Batna, 2008.
- [30] A. Diche, « Développement de modèles de transformations pour l'étude des capteurs à courant de Foucault ». Mémoire de Magister, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Avril 2003.
- [31] Sous la direction de G. Meunier, « Electromagnétisme et problèmes couplés, Electromagnétisme et éléments finis3 ». Hermès sciences publications, Lavoisier, Paris, 2002.
- [32] H. Mohellebi, « Model analytico-numérique de calcul de courant de Foucault dans des dispositifs axisymétriques ». Thèse de Magister, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 1996.
- [33] B. Maouche, M. Felliachi, « A discretized integral method for eddy current computation in moving objects with the coexistence of the velocity and time terms ». IEEE Trans. Mag, Septembre 1998.
- [34] D. Delage, R. Ernst, « Prédiction de la répartition du courant dans un inducteur à symétrie de révolution destinée au chauffage par induction MF et HF ». RGE, Vol. 4, no.84, pp.225_230, Apr.1984
- [35] R. Ernst, A. Gagnoud , I. Leclercq, « Etude du comportement d'un circuit magnétique dans un système de chauffage par induction ». RGE, Vol. 9, pp. 10-16, oct. 1987.
- [36] V. Doirat, « Contribution à la modélisation de systèmes de Contrôle non destructif par courants de Foucault, Application à la caractérisation physique et dimensionnelle de matériaux de l'aéronautique ». Thèse de Doctorat, Spécialité Electronique et Génie Electrique, Université de Nantes, Oct. 2007.

- [37] A. Nait Sidnas, H. Sadaoui, « Etude d'un capteur à courants de Foucault en utilisant la méthode des circuits couplés ». Mémoire d'Ingénieur, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2003.
- [38] J. Ndinga, « Modélisation des phénomènes magnéto-thermiques : application au chauffage par induction ». Thèse de doctorat de l'I.N.P de Grenoble, France 1987.
- [39] Y. Besbas, A/K. Djellaoui, « Etude des dispositifs électromagnétiques chauffés par induction par la méthode des circuits couplés ». Mémoire d'Ingénieur, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 1997.
- [40] Gui Yun Tian, Yong Li, C Manadache, « Study of lift-off Invariance for pulsed eddy-Current Signals ». IEEE Transactions on Magnetics, Vol, 45, No.1, January 2009.
- [41] M.S. Safizadeh, B. A. Lepine, D.S. forsyth, A. Fahr, «Time_Frequency Analysis of pulsed Eddy Current Signal ». Journal of Nondestructive Evaluation, Vol, 20, No2, June 2001.