

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université SAAD DAHLEB, BLIDA
Département d'électronique



MEMOIRE

Présenté par :

HAMMOUDA Amirouche



En vue de l'obtention
Du DIPLOME de MAGISTER en ELECTRONIQUE
Option : micro électronique

THEME

Approche Physique dans la détermination de caractéristiques des matériaux en contrôle non destructif par courants de Foucault

Devant la commission d'examen composée de:

Président	: K. FERDJANI	Maître de conférence	Université de Blida
Examineur	: N. BACHA	Maître de conférence	Université de Blida
Examineur	: T. BELAROUSSI	Maître de recherche	C.D.T.A, Alger
Examineur	: M. BOUNAKHLA	Chargé de cours	Université de Blida
Encadreur	: M. ZERGOUG	Maître de recherche	C. S. C, Cheraga

Soutenu en juillet 2003

Avant Propos.

Le travail de recherche exposé dans ce mémoire, a été réalisé au sein du laboratoire d'électronique et d'électrotechnique (L.E.E) du centre de recherche scientifique et technique en soudage et contrôle (C.S.C) de Chéraga.

Je tiens à remercier Monsieur **A. Benchaala**, professeur et directeur du (C.S.C) d'avoir mis à notre disposition tous les moyens nécessaires pour mener à bien ce projet.

Je remercie aussi Monsieur **M. Zergoug**, chef du laboratoire (L.E.E) de m'avoir accepté dans son équipe, de m'avoir dirigé, de son attention, son amitié et sa patience.

Je remercie vivement Monsieur **K. Ferdjani**. Maître de conférence et directeur de la post graduation du département d'électronique de l'université de Blida d'avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

J'exprime aussi mes vifs remerciement à :

Monsieur **N. Bacha**, Maître de conférence et directeur de la post graduation du département de mécanique de l'université de Blida,

Monsieur **T. Belaroussi**, Maître de recherche du Centre de recherche et développement des technologies avancées (C.D.T.A), et

Monsieur **M. Bounakhla** d'avoir accepté de faire partie du jury en tant qu'examineur.

Mes sincères remerciements s'adressent aussi au personnel de l'atelier de fonderie de l'institut d'Aéronautique de Blida, des entreprises (E.N.C.C) de Blida et l'unité de fonderie de Rouïba d'avoir accepté de contribuer à la concrétisation de ce projet.

Je suis aussi très reconnaissant envers mes collègues du (C.S.C), et tous mes amis de leurs précieuses aides ainsi que leurs soutiens en particulier **A. Haddad** pour ces orientations et ces conseils.

Un grand merci s'adresse en particulier à tous les membres de ma famille qui ont toujours soutenu et cru en moi.

Que tout le monde, trouve dans ces quelques phrases, le témoignage de ma profonde gratitude et mes sincères remerciements.

ملخص:

إن طريقة المراقبة الغير مدمرة بواسطة تيارات فوكولت طريقة جد مستعملة في الميدان الصناعي لقدرتها على كشف العيوب و تحديد خصائصها.
إن هذه الطريقة مستعملة أيضا في ميدان علم المواد لقدرتها على استحصال الخواص.
إن تيارات فوكولت مرتبطة بالخصائص الكهربائية و المغناطيسية للمعادن و بالتالي تعتبر الناقلية الكهربائية خصية مهمة
توجب علينا تحديدها للأهميتها في تحليل ، تمييز العيوب و إستكشاف التغيرات التي تصيب المعادن.
إن قياس الخصائص الكهربائية لكاشف تيارات فوكولت مرتبطة بالخصائص الكهربائية و المغناطيسية للمعادن و بالتالي
تعتبر الناقلية الكهربائية خصية مهمة توجب علينا تحديدها.
أن قياس الخصائص الكهربائية لكاشف تيارات فوكولت في غياب و حضور معدن يمكننا من رسم مخطط الممانعة لهذا
الكاشف واستخلاص الناقلية الكهربائية لمعدن مجهول الخصائص.
أن العمل المقدم يستهدف تطوير نظرية فيزيائية لقياس الناقلية الكهربائية واستعمالها في تحسين طريقة التحليل و
المراقبة لاستخلاص خصائص المواد.

Résumé :

Le contrôle par Courants de Foucault est une technique très utilisée en contrôle et évaluation non destructifs des matériaux. Il permet aussi les mesures de certaines propriétés, de dimensions et la détection d'anomalies. Ce procédé trouve des applications dans des domaines métallurgiques de traitement des aciers ou il peut évaluer rapidement les dommages, les transformations subit durant un processus de fabrication.

Les courants de Foucault sont sensibles aux trois paramètres (conductivité électrique, perméabilité magnétique, géométrie de la pièce à contrôler) de ce fait les variables métallurgiques intéressantes devront se référer aux changements de ces paramètres. La conductivité électrique est un paramètre intéressant à utiliser pour la caractérisation de matériaux. elle fourni des informations importantes sur l'état de la structure.

La mesure de la partie active et réactive de la sonde de courant de Foucault pour un échantillon de référence à différentes fréquences permet de tracer un diagramme d'impédance et de déterminer la conductivité électrique d'un échantillon inconnu.

A cet effet, notre travail a pour objectif de développer une approche qui permet de mesurer la conductivité électrique à des fins de contrôle et d'évaluation non destructive des matériaux.

Abstract:

Eddy currents are very used in materials controls and no destructive evaluation. It allows the measurement of certain properties, dimension and detection of anomalies.

This process finds also applications in metallurgical fields of steels treatment where it can evaluate quickly damage, transformations happened during a manufacturing process or by mechanical effects.

Eddy currents are especially sensitive to three parameters (electric conductivity, magnetic permeability, and geometry). In this fact the interesting metallurgical variables have to be referred with the changes of its parameters.

In this purpose, it is interesting to use electric conductivity for materials characterization and the recognition of defects. This parameter can give important information about the structure's state.

The measure of active and reactive part of eddy current sensor for an identify sample at different frequency allows to obtain an impedance diagram and the electric conductivity thereafter, by the measure of the impedance of a probe on presence of an unknown sample.

Work that we present develops a physical approach permitting the measure of the electric conductivity by eddy currents across a simulation on an impedance diagram to use it in materials characterization and to detect anomalies in some samples.

Liste des Figures, Tableaux et Organigrammes

Chapitre I : Le Contrôle Par Courants de Foucault

Figure I-1 :	Chaîne de mesure par Courants de Foucault	6
Figure I-2 :	Courants de Foucault induit dans un matériau	7
Figure I-3 :	Profondeur de pénétration des courants de Foucault.	8
Figure I-4 :	Déphasage en fonction de la profondeur	9
Figure I-5 :	Répartition des courants de Foucault dans un cylindre plein.	9
Figure I-6 :	Diagramme d'impédance normalisé	10
Figure I-7 :	Diagramme d'impédance normalisée pour $f=100$ kHz	11
Figure I-8 :	Diagramme d'impédance normalisée	12
Figure I-9 :	Diagramme d'impédance normalisée	12
Figure I-10 :	Variation de la résistivité électrique en fonction de la température.	14
Figure I-11 :	Schématisation de la répartition des courants de Foucault dans un tube présentant un petit défaut volumique.	17
Figure I-12 :	Mesure de revêtement par courants de Foucault	18
Figure I-13 :	Mesure de revêtement en titane sur un support en laiton	19
Figure I-14 :	Mesure d'épaisseur de revêtement en laiton sur l'acier	20
Figure I-15 :	Visualisation du déplacement d'un spot pour différentes conductivités de matériaux	20
Figure I-16 :	Détection de fissures en surface	21
Figure I-17 :	Différentes positions de la sonde de contrôle	22
Tableau I-1:	Conductivité électrique de certains matériaux	15

Chapitre III Etude et réalisation de sonde

Figure III-1 :	Sonde à courants de Foucault.	40
Figure III-2 :	Champ magnétique créée par une spire.	41
Figure III-3 :	L'allure de l'induction magnétique B_x selon le plan (O,X,Y)	43
Figure III-4 :	L'allure de l'induction magnétique B_z selon le plan (O,X,Y)	44
Figure III-5 :	Induction en fonction du rayon	45
Figure III-6 :	Induction en fonction de la distance Z	46
Figure III-7 :	Induction des spires en fonction du rapport distance/rayon	47
Figure III-8 :	Induction en fonction du rapport hauteur/rayon	48
Figure III-9 :	Diagramme d'impédance des sondes réalisées	50
Tableau III-1 :	Caractéristiques de certaines sondes utilisés	49

Chapitre IV Approche physique et Expérimentale

Figure IV-1 :	Photos de certaines pièces réalisées	53
Figure IV-2 :	Visualisation des défauts sur les pièces fabriquées par rayons X	54
Figure IV-3 :	Diagramme d'impédance de trois alliages	55
Figure IV-4 :	Diagramme d'impédance des pièces XC48	59
Figure IV-5 :	Diagramme d'impédance des pièces 20nc6	59
Figure IV-6 :	Diagramme d'impédance normalisé d'une pièce d'aluminium	61
Figure IV-7 :	Diagramme d'impédance normalisé d'une pièce d'aluminium représentant les différentes valeurs de k	61
Figure IV-8 :	Diagramme d'impédance normalisé représentant différentes conductivités de matériaux obtenu par simulation	61
Figure IV-9 :	Diagramme d'impédance normalisé des échantillons de Bronze, cuivre et Aluminium	65

Figure IV-10 :	Représentation des déplacements des points du diagramme d'impédance normalisé pour différentes valeurs de Lift-off pour une pièce de cuivre	66
Figure IV-11 :	Représentation des déplacements des points du diagramme d'impédance normalisé pour différentes valeurs de Lift-off pour une pièce ferromagnétique	67
Figure IV-12 :	Simulation de la projection du point de mesure sur le diagramme d'impédance normalisé	67
Figure IV-13 :	Diagramme d'impédance normalisé représentant les différents points de mesures des pièces de référence standard.	68
Figure IV-14 :	Représentation du lift-off en fonction de la distance PoPx	70
Figure IV-15 :	Représentation du logarithme du lift-off en fonction de la distance PoPx	70
Figure IV-16 :	Mesure de conductivité sur des matériaux revêtus d'une feuille d'aluminium	71
Figure IV-17 :	Conductivité électrique de certains matériaux avec ou sans revêtement de 1.8mm d'épaisseur en aluminium	72
Figure IV-18 :	Variation de la distance PoPx en fonction de l'épaisseur d'un revêtement	72
Figure IV-19 :	Représentation de différentes conductivités électriques pour différentes épaisseurs de revêtements en Aluminium	73
Figure IV-20 :	1ere Page menu du programme élaboré montrant la fenêtre d'acquisition et de commande du système de mesure	75
Figure IV-21 :	2eme Page de menu du programme élaboré montrant la fenêtre de balayage et la mesure de la conductivité électrique	79
Tableau IV-1 :	Traitement thermique effectué sur les échantillons ferromagnétiques	57
Tableau IV-2 :	Micro dureté des échantillons ferromagnétiques	58
Tableau IV-3 :	Dureté des échantillons ferromagnétiques	58
Tableau IV-4 :	Conductivités électriques mesurés des pièces de référence standard	68
Tableau IV-5 :	Tableau illustrant différentes conductivités électriques pour différentes épaisseurs de revêtement en Aluminium	73
Organigramme IV-1 :	Système de mesure d'impédance de la sonde	77
Organigramme IV-2 :	Système de déplacement	80

Annexel

Propriétés magnétiques des matériaux

Figure A-1 :	Variation de la perméabilité en fonction de l'induction	89
Figure A-2 :	Courbe de première Aimantation	89
Figure A-3 :	Courbe de première aimantation.	90
Figure A-4 :	Cycle d'Hystérésis des matériaux magnétiques doux et dur.	91
Figure A-5 :	Cycle d'Hystérésis de certains matériaux.	91

Liste des Symboles

Symbole	Désignation
E	Champ électrique
D	Induction électrique
H	Champ magnétique
B	Induction magnétique
ϕ_T	Flux magnétique totale
ϕ_e	Flux magnétique du tube
ϕ_c	Flux magnétique au centre du tube
σ_0	Conductivité électrique du matériau inconnu
σ_T	Conductivité électrique du matériau de référence
σ_{m1}	Conductivité électrique du revêtement
σ_{m2}	Conductivité électrique du matériau non revêtu
ρ_D	Résistivité électrique due au défauts
ρ_T	Résistivité électrique due au vibration thermique
ρ	Charge volumique
μ	perméabilité magnétique absolu
μ_r	Perméabilité magnétique relatif
μ_0	Perméabilité magnétique de l'air
X	La susceptibilité magnétique
J	Densité de Courant
V	Tension électrique
I	Courant électrique
T	Température
t	Temps
F	Fréquence
ω	Pulsation angulaire
Z	Impédance
R	Résistance
L	Inductance
C	Capacité
ϕ	Phase
l	Longueur de la bobine
m	Masse
IACS	International Annealed Cooper Standard
B _s	Induction de saturation
B _r	Induction remmanante
H _c	Champ coercitif
τ	Temps de parcours du libre parcourt moyen
J	La densité de courant
δ	Profondeur de pénétration standard des CF
CF	Courants de Foucault
i_{cf}	Intensité des Courants de Foucault.
NDT	Non destructif testing
CND	Contrôle non destructif
ϵ_0	Permittivité électrique, perméabilité magnétique.

SOMMAIRE

Introduction	1
Historique	4
Chapitre I : Le contrôle non destructif	6
I Le contrôle par courants de Foucault	6
I-1 Répartition des courants de Foucault :	6
I-1-1 Cas plan	7
I-1-2 Cas du cylindre plein	9
I-2 Construction du diagramme d'impédance	9
I-2-1 Coefficient de remplissage	11
I-2-2 Choix de la fréquence	12
II Conductivité électrique des matériaux.	13
II-1 Définition de la conductivité électrique des métaux.	13
II-1-1 Conductivité électrique des alliages Fe-C à l'état D'équilibre.	15
II-2 Analogie entre un petit défaut volumique et une faible variation de la conductivité électrique.	16
III Cas de mesure par courant de Foucault	17
III-1 Mesure d'épaisseur de matériaux	17
III-1-1 Mesure de diamètre de tube et épaisseur de conducteur plane	17
III-1-2 Mesure de revêtement isolant sur un matériau conducteur	17
III-1-3 Mesure de revêtement conducteur sur un matériau conducteur	18
III-1-4 Exemple de mesure de revêtement	18
III-2 Mesure de conductivité électrique.	20
IV Détection des défauts	21
IV-1 Position de la sonde par rapport à l'échantillon	21
IV-2 Mode de mesure.	22
IV-2-1 Mode absolu	22
IV-2-2 Mode différentiel	22
IV-3 Les pièces étalons	22

Chapitre II :	Différents Modèles	24
I	Description des modèles théoriques	24
I-1	Modèle mathématique.	24
I-2	Modèle analytique	24
I-3	Modèle numérique	25
II	Développement de Certains Modèles	26
II-1	Equation fondamentale de propagation du champ magnétique	26
II-2	Modèle de Forster	27
II-2-1	Mesure du flux	28
II-2-2	Mesure de l'impédance de la bobine	29
II-3	Modèle de F. Guerin	30
II-3-1	Hypothèse fondamentale du modèle	30
II-3-2	Equation générale de propagation dans un cylindre:	31
II-3-3	Bobine centrée sur un conducteur tubulaire.	32
II-3-4	Flux total à travers une spire de la bobine.	36
II-3-5	Impédance normalisée de la bobine	37
Chapitre III :	Etude et Réalisation de Sonde	38
I	Etude des sondes	38
I-1	Différents types de sondes	38
I-2	Mesure de l'impédance de la sonde.	39
I-3	Champ magnétique crée par une spire.	41
I-4	Paramètres influants dans la construction de sonde	45
I-4-1	Influence du diamètre de la sonde	45
I-4-2	Influence de la hauteur de la sonde	46
II	Construction de Sonde	48
II-1	Supports de sondes	49
II-2	Caractérisation de sonde	49

Chapitre IV : approche Physique et expérimentale	52
I Préparation des pièces de référence	52
I-1 Caractéristiques des pièces de référence standard	52
I-2 Pièces de référence d'aluminium	52
I-2-1 Visualisation des défauts des pièces de fonderie par rayons X	53
I-2-2 diagrammes d'impédances des pièces réalisées :	55
I-3 Pièces de références Ferromagnétiques	56
I-3-1 Le traitement thermique effectué	56
I-3-2 Micrographie et structures observées	57
I-3-5 Diagramme d'impédance des pièces ferromagnétiques	59
II Modèle expérimental proposé	60
II-1 Description du modèle	60
II-2 Mesure de la conductivité électrique	62
II-2-1 Condition de mesure :	62
II-2-2 Le tracé du diagramme d'impédance	63
II-2-3 Choix de la fréquence de mesure F_c et la gamme de fréquences $[F_1 F_2]$.	64
II-2-4 fréquence équivalente et conductivité électrique	64
II-3 Influence du Lift-off sur la mesure de la conductivité.	65
II-3-1 Simulation du lift-off	66
II-4 Mesure de l'épaisseur de revêtements	69
II-4-1 Mesure d'un revêtement isolant sur un matériau conducteur	69
II-4-2 Mesure de l'épaisseur d'un revêtement conducteur	71
III Algorithme et Programme	74
III-1 Description du système de mesure	74
III-2 Description du système de déplacement micrométrique	74
III-3 Mesure des caractéristiques de la sonde	76
III-3-1 Organigramme du mesureur d'impédance	77
III-4 Mesure de conductivité et Système de déplacement	78
III-4-1 Système de déplacement	80
III-4-2 Mesure de conductivités électriques	81
 Conclusion Générale	 82
 Annexe	 85
 Bibliographie	 90

Introduction

INTRODUCTION

Le contrôle par Courants de Foucault est une technique très utilisée en contrôle et évaluation non destructifs des matériaux. Cette technique est sollicitée pour résoudre des problèmes très complexes dans le nucléaire, l'aérospatiale et la construction navale, dans des conditions extrêmes de pression, de température où une haute précision est exigée.

De même que les autres techniques non destructives, le contrôle par courants de Foucault permet la mesure de certaines propriétés de matériaux, de dimensions et la détection d'anomalies.

En général, elle offre des résultats instantanés qui lui permettent de l'intégrer dans les productions de ligne.

Ce procédé trouve aussi des applications dans des domaines métallurgiques de traitement des aciers où il peut évaluer rapidement des dommages, des transformations subis durant un processus de fabrication où des effets de processus mécaniques tel que le soudage, forage...

Le contrôle en série des matériaux nécessite des moyens d'identification, de vérification des conditions du processus de fabrication. Une identification absolue des compositions chimiques d'un matériau est fréquemment obtenue par des analyses spectrochimiques.

Ces méthodes destructives coûteuses nécessitent du temps et ne sont pas recommandées pour des productions série. Le contrôle par courants Foucault offre alors une solution qui consiste à pratiquer un contrôle simple et dont l'analyse des matériaux permet d'avoir un gain économique et temporel.

L'analyse analytique du contrôle par Courants de Foucault est difficile et spécialement pour le contrôle en série. Ceci est dû au fait que les appareils à Courants de Foucault sont surtout sensibles aux trois paramètres (conductivité électrique, perméabilité magnétique, et géométrie). De ce fait les variables métallurgiques intéressantes devront se référer aux changements de ces paramètres.

Les travaux de recherche et de développement nécessitent des moyens technologiques très grands et les investigations sont nombreuses.

La détermination des propriétés intrinsèques du matériau dans les conditions réelles de leurs utilisations afin de mieux évaluer leurs potentialités et comprendre les mécanismes physiques mis en jeu nécessitent des moyens spécifiques importants à mettre en œuvre et qui

s'accompagnent de problèmes théoriques et pratiques importants. Ils sont dus aux matériaux, aux grandeurs électriques et magnétiques à déterminer, à la structure des capteurs de mesures, aux conditions d'excitation, à l'instrumentation associée, à l'influence de la fréquence et la forme d'onde. Il est nécessaire aussi de valider ces modèles et de les confronter à la réalité expérimentale. Ce travail ne peut se faire sans le soutien des spécialistes des logiciels de conception et de simulation. En effet, de nombreux problèmes numériques accompagnent l'intégration des modèles dans ces logiciels de calcul qui nécessitent de nouvelles méthodes numériques de résolutions.

Notre travail s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche qui a pour objectif de développer cette technique à des fins de contrôle et d'évaluation non destructive des matériaux. Le travail effectué principalement au niveau du laboratoire d'électronique et d'électrotechnique du centre de recherche scientifique et technique en soudage et contrôle CSC de Cheraga est décrit dans notre manuscrit en 4 chapitres essentiels.

Le premier chapitre, présente la technique de contrôle non destructif par courants de Foucault à savoir la chaîne de mesure et de contrôle, les paramètres et les conditions importantes exigées par cette technique pour le contrôle et la mesure pour des cas de géométrie et de nature de matériau bien spécifique. Il montre aussi l'influence et l'importance de la conductivité électrique dans la caractérisation des matériaux et la reconnaissance de défauts.

Le second chapitre énonce différents modèles existants dans la littérature. Diverses solutions sont alors proposées pour des cas spécifiques de géométrie. Deux modèles très réputés et sollicités (Celui de Forster et de Guerrin) sont développés expliquant certaines conditions, comportements, influences ou approches prises en compte pour l'élaboration du modèle expérimental proposé et développé dans notre étude.

Le troisième chapitre décrit un paramètre important dans le contrôle à savoir la sonde à CF où il est nécessaire de souligner que le succès d'une recherche de faisabilité dépend en grande partie de la bonne définition de ces capteurs de mesure. En effet la sensibilité aux défauts, la précision de détection et de la mesure dépendent de sa conception. L'étude du champ magnétique créé à son voisinage permet d'optimiser et de mieux concevoir la sonde.

Le dernier chapitre développe l'approche physique et expérimentale et cite les moyens mis en œuvre ainsi que les procédés expérimentaux ayant servi à notre étude à savoir :

- la préparation des échantillons de différentes natures.
- la description des résultats et observations obtenues à travers les deux modèles de Forster et Guerrin, d'expériences effectuées au niveau du laboratoire pour trouver certaines solutions ou approches afin d'optimiser et d'améliorer le procédé de mesure et de contrôle.
- les programmes développés pour le fonctionnement de l'appareillage.
- les exemples d'applications du modèle développé.

Finalement, nous terminons notre manuscrit par une conclusion générale sur les résultats de notre étude.

HISTORIQUE

Le contrôle par procédé électromagnétique ET (Electromagnétique Testing) est l'une des plus anciennes techniques de Contrôle non destructif (NDT) [8].

Durant ce dernier siècle, ce domaine s'est développé de simple procédé de détection à des systèmes assez complexes de contrôle et de caractérisation de matériaux.

« **Alexander Graham Bell** » a inventé le téléphone en 1876, en 1879 le premier contrôle par courants de Foucault fut réalisé par « **D.E. Hughes** » où il utilisa le téléphone comme un Sonomètre pour différencier deux conducteurs à travers une paire de bobines d'inductions. Dans sa démonstration il fait remarquer que si on introduisait entre deux bobines d'inductions une pièce conductrice, des courants s'induisaient dans ce matériau.

De ce principe il put mesurer des conductivités électriques de certains matériaux non ferromagnétiques en utilisant le cuivre comme matériau de référence pour une conductivité électrique de 100% donnant ainsi des mesures de conductivités électriques en rapport avec celle du cuivre, similaire à celle donnée aujourd'hui par « **International Annealed Cooper Standard IACS** ». Il effectuait aussi des tests sur les matériaux ferromagnétiques pour différencier les aciers durs et doux, représentait des courbes montrant les effets de la variation du pourcentage d'éléments dans un alliage, et il établit les premiers principes de bases du contrôle et d'interprétation par courants de Foucault tel qu'ils sont exploités aujourd'hui.

Plusieurs systèmes de contrôle comparatifs furent décrits dans la littérature entre 1925 et la fin de la deuxième guerre mondiale se référant sur des principes simples qui permettaient d'effectuer certains contrôles assez simples mais souvent accompagnés de difficultés de mesures vues les instruments de l'époque où en général le contrôle était effectué à une fréquence de 60 Hz avec des équipements fonctionnant à 110V.

Dès la fin de la deuxième guerre mondiale, le développement technologique dans les différents domaines a énormément contribué au développement du CND.

L'aérospatial et le nucléaire furent les premiers domaines à se développer rapidement et s'intéresser à ce domaine de contrôle où des précisions sur les résultats étaient exigées. Ces industries et les agences gouvernementales étaient alors les seules et uniques sponsors de la recherche en NDT. Par contre le développement de l'équipement en NDT n'était significatif que durant les années 1950 à 1965 lors de l'introduction aux USA d'équipements assez

sophistiqués, assez stables avec des méthodes d'analyses de signaux pratiques et des représentations en plan complexe de « **Friederich Forster** ».

A ce jour aux USA, « **Friederich Forster** » est identifié comme étant le père du contrôle par courants de Foucault par son expérience d'avant guerre, sa formation universitaire en physique et ses travaux dans les mesures par procédé électromagnétique en métallurgie.

Durant les années cinquante, il développa des théories précises en contrôle par Courants de Foucault pour des sondes absolues et différentielles avec des tests de calibrages effectués avec des simulations de défauts, de discontinuités simulés par l'insertion de petites feuilles de papiers dans du mercure. Chaque test était confirmé et accompagné par des solutions théoriques précises établies par les équations différentielles de Maxwell.

Non loin de « **Reutlingen** » en Allemagne, il créa l'institut « **Dr Forster** ».

Par des nouveaux concepts et les instrumentations développés par « **Friederich Forster** », le NDT fut alors fort développé aux USA. Les travaux créatifs de « **Hugo Libby** » à «**Hanford**», «**Robert Oliver**», «**Robert Mcclung**» et «**Caius Ridge** » durant les trente dernières années furent sponsorisés en réponse au travaux de «**Friederich Forster** ».

La collaboration entre « **l'institut Forster** » et « **Magnaflux Corporation** » furent très bénéfiques aux deux institutions sans oublier le développement des équipements et des théories en Contrôle non destructif par procédé électromagnétique.

CHAPITRE I

Le Contrôle Par Courants de Foucault

I Le contrôle par courants de Foucault

Les courants de Foucault sont des courants induits dans un matériau conducteur en présence d'un champ magnétique variable. Ils dépendent des caractéristiques électriques, magnétiques et structurelles du matériau (dimension, conductivité électrique, perméabilité magnétique.)

Les anomalies dans la structure conductrice sont détectées par la variation d'impédance de la sonde d'excitation.

Toute variation ou modification des lignes de courants induits dans la pièce se manifeste par une variation du flux magnétique, ce qui entraîne une variation d'impédance de la sonde.

Le système de mesure par courants de Foucault repose sur la mesure de cette variation d'impédance.

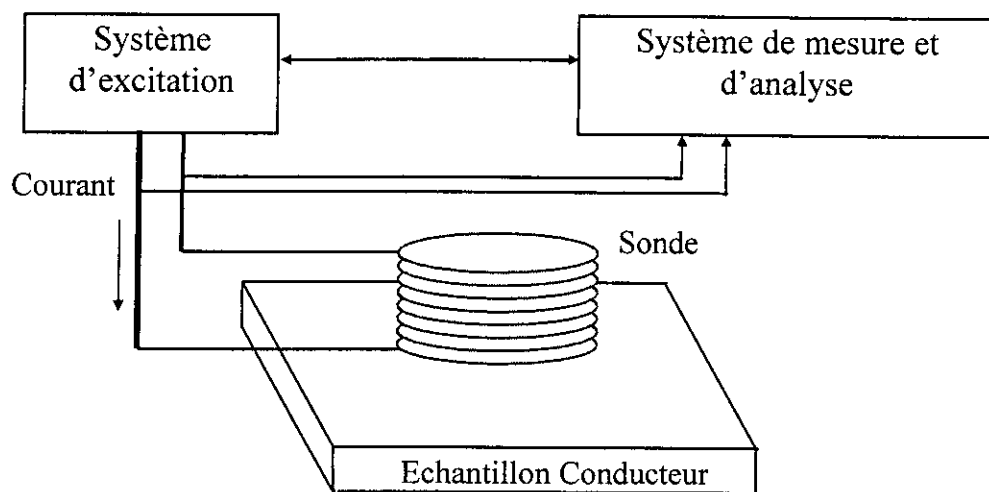


Figure I-1 : Chaîne de mesure par Courants de Foucault

I-1 Répartition des courants de Foucault :

- Les courants de Foucault (C.F.) suivent des trajectoires fermées perpendiculaires au flux magnétique induit.
- Les courants de Foucault sont normalement parallèles aux spires du bobinage.

I-1-1 Cas PLAN

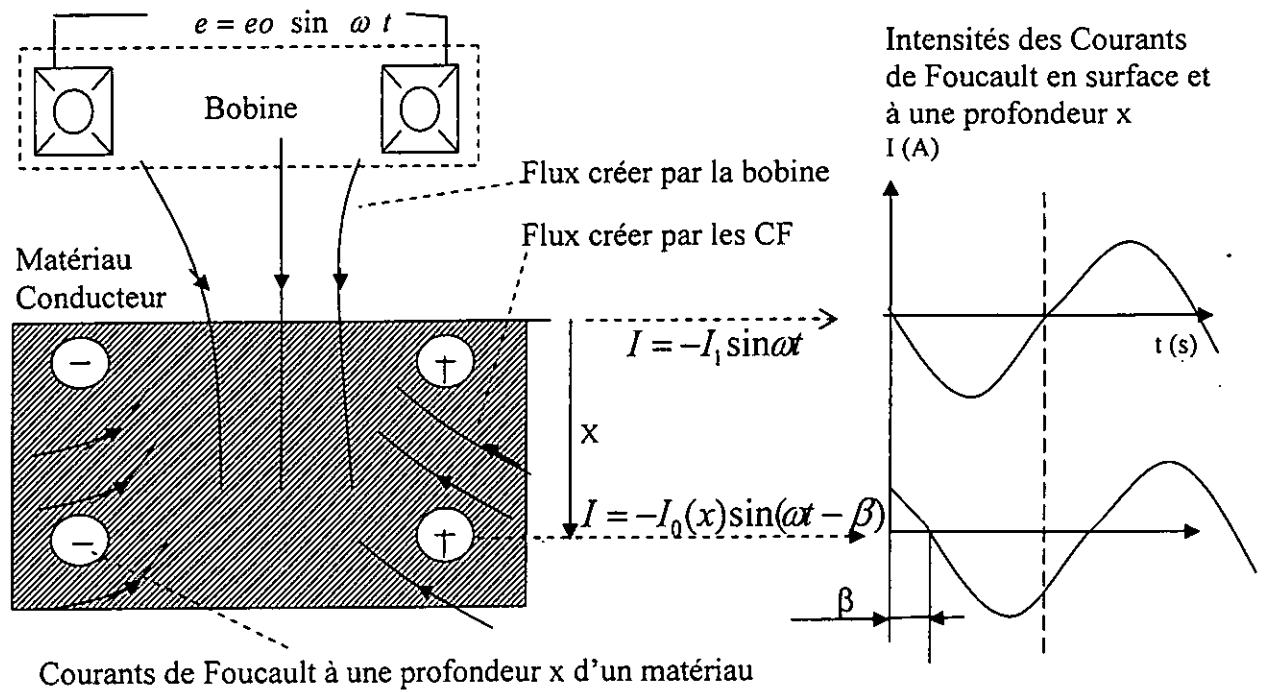


Figure I-2 : Courants de Foucault induits dans un matériau

Le rapport existant entre les densités de courants à la surface et un point interne situé à une distance x de la surface est exprimé par:

$$j_x/j_0 = e^{-\beta} \sin(\omega t - \beta) \dots\dots\dots 15$$

A La profondeur de pénétration standard :

C'est la profondeur δ pour laquelle l'amplitude du courant diminue dans le rapport $1/e$.

$$J_\delta/j_0 = 1/e \quad j_0 = \text{densité du courant de surface} \dots\dots\dots 16$$

La pénétration des courants de Foucault diminue lorsque la conductivité, la perméabilité magnétique ou la fréquence augmente [6], les courants de Foucault circulent de plus en plus en surface. Ce phénomène est appelé « l'effet de peau ». La densité de courant s'atténue exponentiellement avec la profondeur. A une profondeur δ la densité de courant atteint 37 % de la densité de surface,

La sensibilité de mesure ou de la détection dépend de ce paramètre. Les courants de Foucault pénètrent plus que cette profondeur standard. A deux fois la constante de pénétration standard (2δ), la densité de courant de Foucault atteint 13.5% de celle de la surface et à (3δ) la valeur de densité est inférieure à 5%.

En général, afin de négliger l'influence de l'épaisseur du matériau sur les mesures, le choix de la fréquence de contrôle est déterminé pour des épaisseurs supérieures à (3δ),

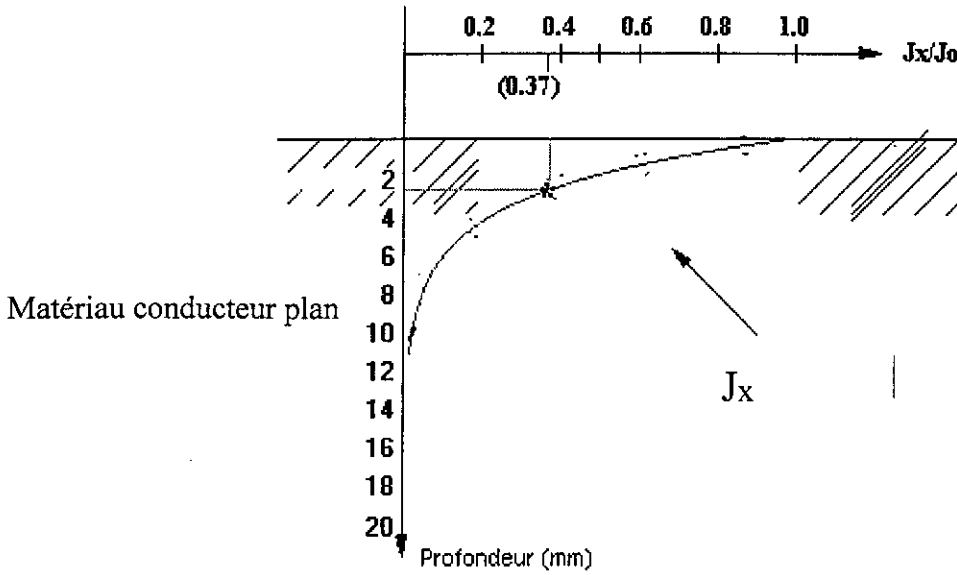


Figure I-3 : profondeur de pénétration des courants de Foucault.

B Phase standard

Les Courants de Foucault créés par le flux d'excitation varient en amplitude et en phase. Pour une profondeur égale à la profondeur de pénétration standard, le déphasage des courants de Foucault par rapport au courant de Foucault de surface atteint 57° ce qui équivaut à 1 radian. A deux fois la profondeur de pénétration standard (2δ) le déphasage est de 114° .

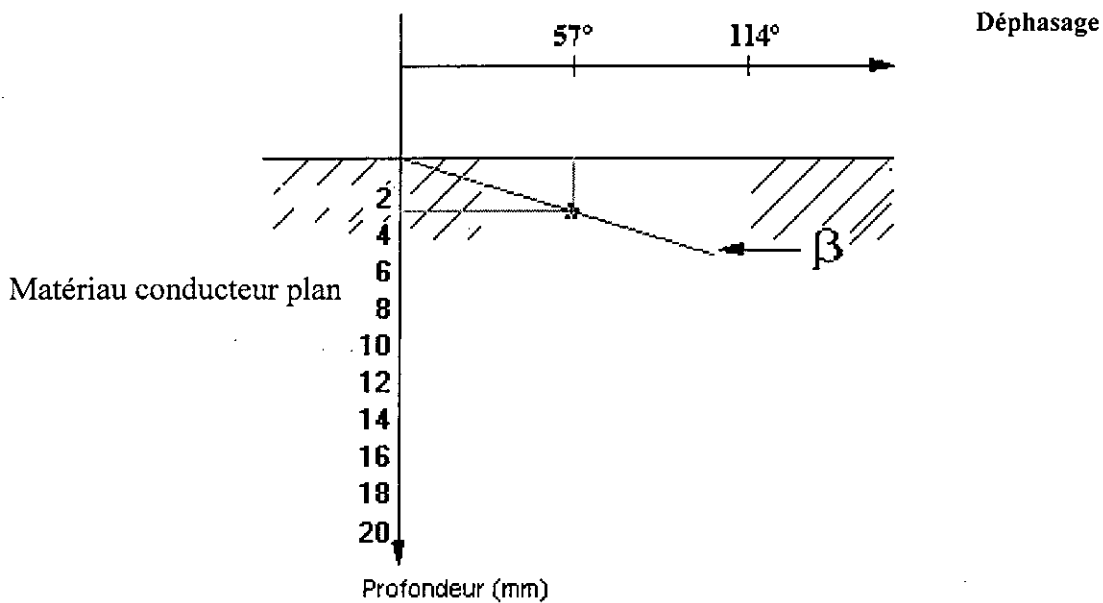


Figure I-4 : Déphasage en fonction de la profondeur

I-1-2 Cas du Cylindre plein

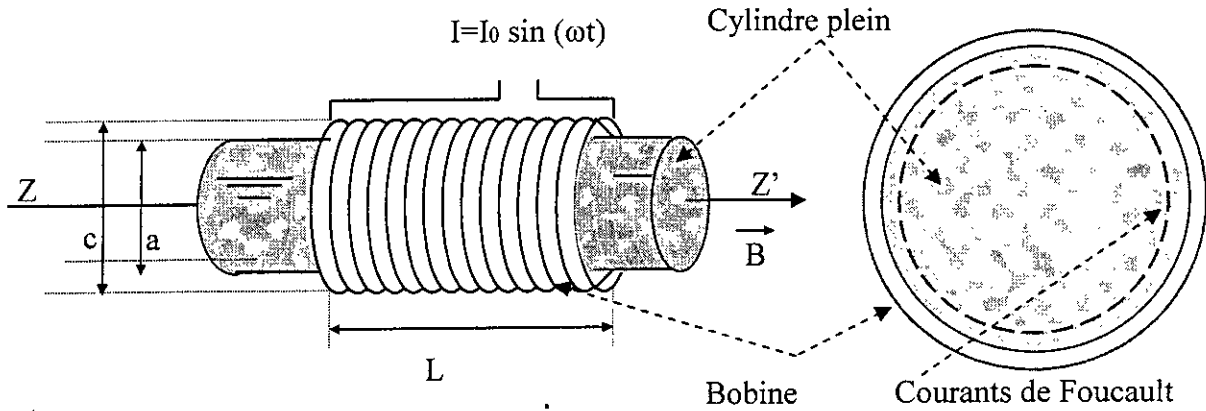


Figure I-5 : Répartition des courants de Foucault dans un cylindre plein.

Le cylindre plein est caractérisé par une fréquence « fg » appelée fréquence caractéristique.

$$f_g = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sigma \cdot \mu \cdot a^2} = \frac{5,06610}{\sigma \cdot \mu \cdot a^2} \quad \text{Avec } f_g \text{ [Hz]} \quad \dots\dots 17$$

$$\sigma \text{ [S m}^{-1}\text{]}$$

$$a \text{ (diamètre de la barre) [m]}$$

$$K = (2\pi f \mu \sigma)^{1/2} \quad \text{donc} \quad \dots\dots 18$$

$$K \cdot a = a \cdot (2\pi f \mu \sigma)^{1/2} \quad \dots\dots 19$$

k.a est sans dimension, elle est fonction de (f,μ,σ) et du rayon du cylindre (a)

$$K \cdot a = (f/f_g)^{1/2}$$

La profondeur de pénétration réelle ne peut atteindre 63% du rayon du cylindre plein [6].

Il est impossible de contrôler tout le cylindre plein et cela quel que soit son diamètre.

I-2 Construction du diagramme d'impédance

Dans un premier cas, on supposera que les dimensions de l'échantillon et la conductivité électrique du matériau sont constantes.

La bobine entourant le spécimen est alimentée par un générateur de fréquence variable.

L'augmentation de la fréquence à partir de zéro provoque l'apparition des courants de Foucault, qui se traduit par une augmentation de la partie réelle de l'impédance de la bobine.

Ces courants de Foucault diminuent le flux d'où une décroissance de la réactance.

La fréquence augmente, les courants de Foucault circulent de plus en plus en surface.

Les courants de Foucault génère un champ opposé au champ induit, ce qui atténue le flux total à l'intérieur du conducteur.

Pour une fréquence très élevée, le flux total tend à s'annuler et les courants de Foucault circulent en surface. Ce qui tend à annuler la partie active et réactive de l'impédance.

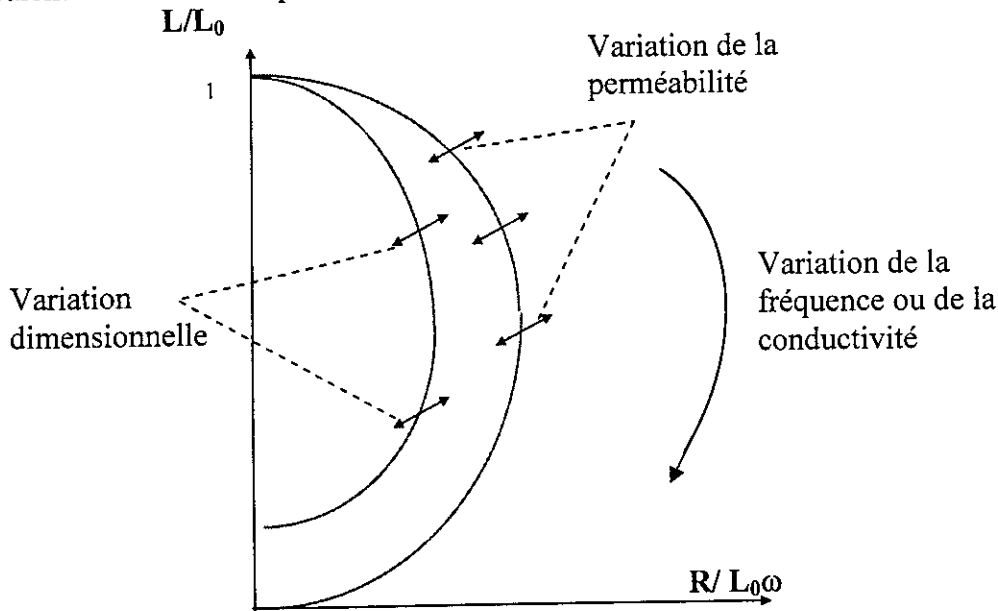


Figure I-6 : Diagramme d'impédance normalisé

Pour un diagramme d'impédance normalisé $Z_n = (R + jL\omega) / L_0\omega$ 20
 (Avec L_0 impédance à vide de la bobine).

Le point(0,1) correspond à:

- ◆ La bobine ne contient aucun matériau (bobine à vide)
- ◆ La bobine contient un matériau isolant (conductivité nulle)
- ◆ La bobine est excitée par un courant continu (pas de création des CF)

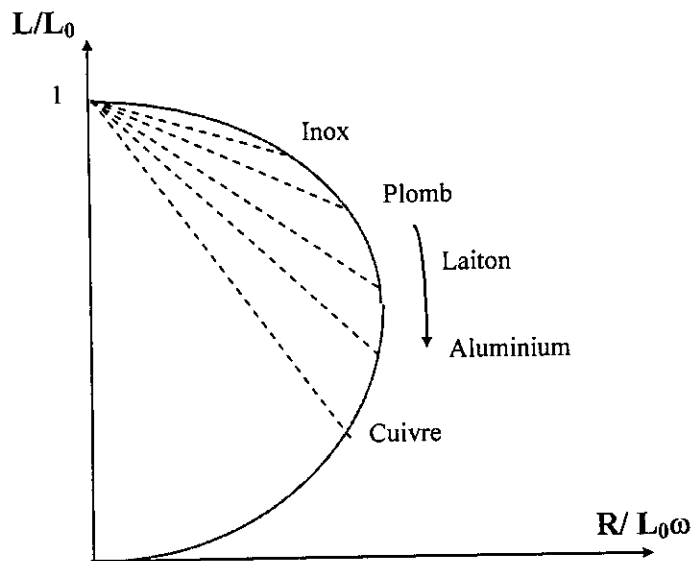


Figure I-7 : Diagramme d'impédance normalisée pour $f=100$ kHz

I-2-1 Coefficient de remplissage

C'est le rapport entre la section délimitée par la surface externe du produit et la section du

bobinage de mesure $\eta = \frac{Rb^2}{Rc^2}$ 21

Rb rayon externe

Rc rayon moyen du bobinage

Le coefficient de remplissage représente une grandeur sans dimension de caractère exclusivement géométrique [6].

Il ne faut pas confondre entre le coefficient de remplissage et le coefficient de couplage

Le coefficient de remplissage : caractérise l'adaptation du capteur à la pièce à examiner.

Le coefficient de couplage caractérise une interaction électromagnétique entre la pièce et le capteur.

Pour des résultats plus précis, il est impératif de travailler avec un coefficient de remplissage proche de l'unité.

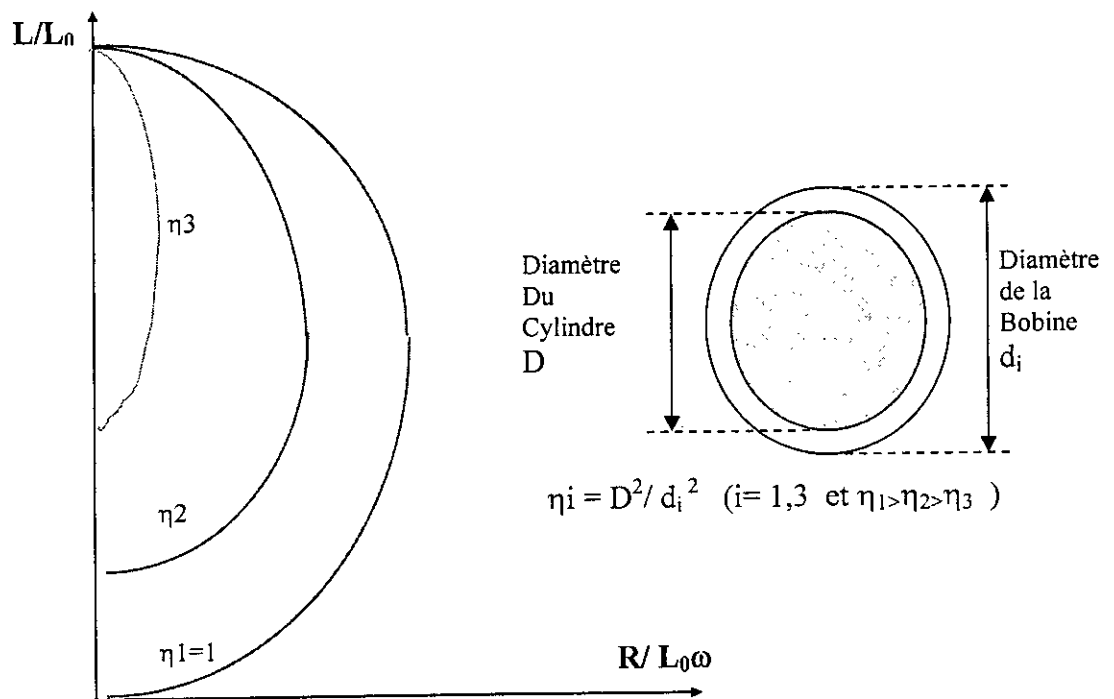


Figure I-8 : Diagramme d'impédance normalisée

Toute variation dimensionnelle ou du coefficient de remplissage correspondra à une réduction du diagramme d'impédance.

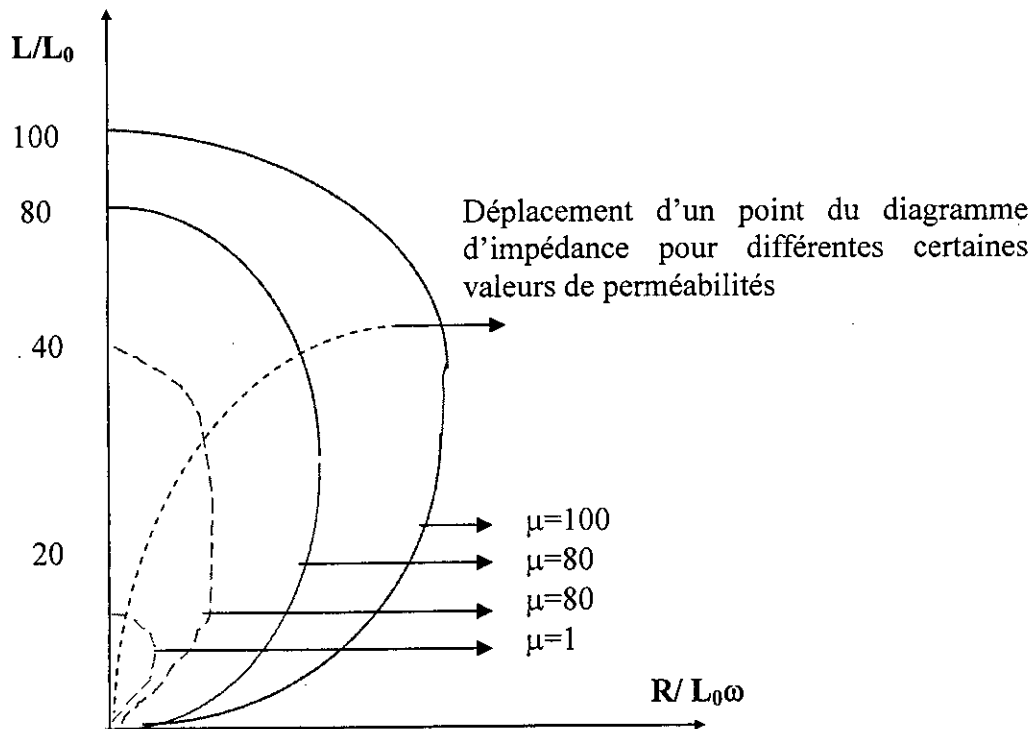


Figure I-9 : Diagramme d'impédance normalisée

I-2-2 Choix de la fréquence

Le premier facteur qui intervient dans le choix de la fréquence est la pénétration des courants de Foucault.

Pour des pénétrations importantes, il faudrait choisir des fréquences basses

Puisque la conductivité est indépendante de la variation du diamètre et que la variation d'impédance est fonction de la conductivité et du diamètre, alors un choix judicieux de la fréquence permettra la séparation de ces deux dernières caractéristiques.

Les autres facteurs essentiels sont :

- Une sensibilité élevée, une fréquences basse est approprié.
- Une variation linéaire correspondant à une fréquence élevée.
- Une fréquence élevée pour détecter de petits défauts.

II Conductivité électrique des matériaux.

II-1 Définition de la conductivité électrique des métaux.

L'ensemble des caractéristiques d'un alliage métallique est fonction de la composition chimique, du procédé d'élaboration et des traitements thermiques.

La conductivité électrique d'un matériau est due, sous l'influence d'un champ électrique, à la variation de vitesse des électrons libres de plus grande énergie situés dans la première zone de BRILLOUIN. Dans les conditions théoriques idéales (cristal parfait à 0°K), ces électrons ne trouvent pas de résistance à leurs mouvements ; leurs vitesses ne peuvent cependant pas augmenter indéfiniment. En pratique, le potentiel périodique correspondant à la structure cristalline est désorganisé par des imperfections du réseau. De même, la propagation des électrons est aussi perturbée par différents types de défauts.

Les électrons subissent également des collisions avec les phonons provenant de l'agitation thermique du réseau. Ces considérations conduisent à définir un intervalle de temps τ séparant deux collisions successives.

La densité de courant J dans un métal s'écrit :

$$J = N e v \quad \dots\dots\dots 4$$

Dans laquelle N est le nombre d'électrons libres par unité de volume.

La vitesse moyenne v acquise par un électron pendant le temps τ est proportionnelle au

champ électrique E :

$$v = \frac{e\tau}{m} E \quad (m = \text{masse de l'électron}) \quad \dots\dots\dots 5$$

D'où

$$J = \frac{N e^2 \tau}{m} E \quad \dots\dots\dots 6$$

Le libre parcours moyen L des électrons en fonction du temps de relaxation est :

$L = V_f \cdot \tau$, avec V_f = vitesse à la surface de fermi.

On obtient en définitive la conductibilité du métal:

$$\sigma = \frac{N e^2 L}{m V_f} \quad \dots\dots\dots 7$$

Cette expression montre que la conductibilité électrique est d'autant plus élevée que le nombre de porteurs par unité de volume est grand et que le libre parcours moyen L est grand.

Ce dernier paramètre est fonction de certaines particularités du réseau qui sont de deux types :

- Les électrons sont diffusés par les vibrations thermiques du réseau et cela de plus en plus lorsque la température T s'élève. D'où une première composante ρ_T de la résistivité électrique ρ ($\rho=1/\sigma$) qui s'annule au zéro absolu et croît avec T .
- Les électrons sont diffusés par tous les défauts atomiques que peut comporter un métal tels que les lacunes, atomes étrangers, joints de grains ou dislocation, mais également dans le cas d'alliages métalliques. Tous ces obstacles sont à l'origine d'une deuxième composante ρ_D de la résistivité électrique qui en première approximation, est indépendante de la température.

La loi de MATHIESSEN donne alors la résistivité électrique totale $\rho = \rho_D + \rho_T$, qui se traduit par le diagramme de la figure (I-10).

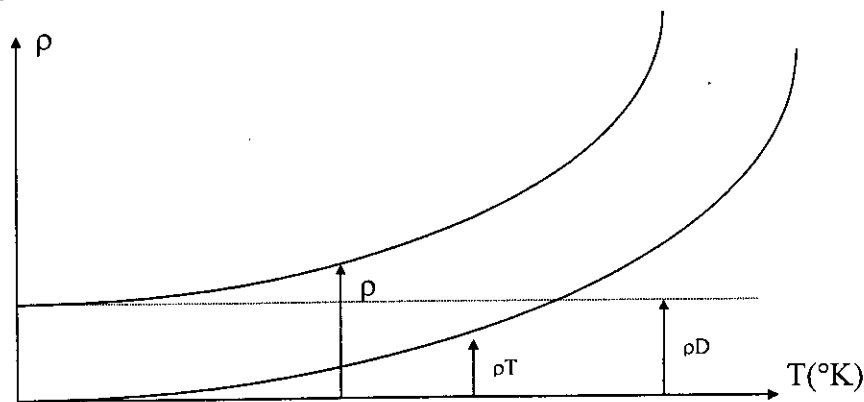


Figure I-10 : Variation de la résistivité électrique en fonction de la température.

ρ_D dépend donc des caractéristiques physiques et chimiques du métal ou de l'alliage considéré. Cette valeur appelée résistivité résiduelle, est par exemple de l'ordre de $10^{-8} \Omega\text{m}$ par pourcentage atomique d'impureté chimique.

Dans le cas de la détermination d'un état métallurgique à des fins de contrôle non destructif, les valeurs comparatives sont intéressantes. On peut très bien accepter que les mesures soient effectuées à la température ambiante.

Il est important que la température, à laquelle sont réalisées les examens, soit aussi constante que possible de telle sorte que l'on ait : $\Delta\sigma_T \ll \Delta\sigma_D$.

En contrôle par courants de Foucault, la conductivité électrique est souvent donnée en (%IACS).

Dans ce système, la conductivité électrique d'un matériau est représentée en % par rapport à celui du cuivre pur à 20°C qui représente 100%.

La conductivité électrique d'un matériau est donnée par la formule

$$\sigma = \%IACS = 172/\rho.$$

..... 8

MATERIAUX	RESISTIVITE ($\mu\Omega.cm$)	CONDUCTIVITE (siemens/m)	CONDUCTIVITE (%IACS)
ARGENT	1.6	6.14×10^7	105
CUIVRE	1.7	5.81×10^7	100
OR	2.4	4.10×10^7	70
ALUMINIUM	2.8	3.55×10^7	61
ZINC	5.9	1.70×10^7	29
MAGNESIUM	4.6	2.17×10^7	37
PHOSPHOR- BRONZE	16	0.63×10^7	11
70 CU-30 NI	37.4	0.27×10^7	4.5

Tableau I-1 : Conductivité électrique de certains matériaux

II-1-1 Conductivité électrique des alliages Fe-C à l'état D'équilibre.

En règle générale, σ_D peut donner des informations sur le pourcentage d'une substance (A) ajouté à un élément de base (B). En effet, l'élément (A) qui pour de faibles valeurs, peut être considéré comme un défaut dans un métal de base, déforme les zones de BRILLOUIN. Les électrons de conduction sont donc diffusés par les différences de potentiels qui apparaissent autour des atomes (A).

Dans le cas de solution solide et pour des métaux qui ont des valeurs atomiques similaires, la règle de « NORDHEIM » traduit ces propriétés : $\sigma_D = Kx(1-x)$ ou (K) est une constante et (x) la concentration atomique de l'élément (A).

Cette loi n'est cependant pas valable dans le cas d'alliages dont les états énergétiques sont de forme complexe en raison de la couche (3d) incomplètement remplie. Quoiqu'il en soit, la présence d'atomes de carbone dans le fer conduit alors à une diminution de la conductivité électrique du matériau.

II-2 Analogie entre un petit défaut volumique et une faible variation de la conductivité électrique.

Considérons un tube de section (S) portant une rainure longitudinale de surface (ΔS) et de longueur (ΔL). ΔL est très faible devant la longueur moyenne (L) d'une ligne de courant. La bobine induit des nappes de courants cylindriques situés dans le plan de section principale du tube [32].

R_S et R_d sont respectivement les résistances de la zone saine et de la zone défectueuse.

$$R_s = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} \dots\dots\dots 9$$

$$R_d = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{L - \Delta L}{S} \right) + \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\Delta L}{S - \Delta S} \right) \dots\dots\dots 10$$

$$R_d = \frac{L}{\sigma S} \left(1 - \frac{\Delta L}{L} \right) + \frac{\Delta L}{\sigma S} \left[1 + \frac{\Delta S}{S} \right] \dots\dots\dots 11$$

soit : après calcul $R_d = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} \left[1 + \frac{\Delta L}{L} \frac{\Delta S}{S} \right] \dots\dots\dots 12$

donc $R_d = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{\Delta L}{L} \frac{\Delta S}{S} \right)} \right] \dots\dots\dots 13$

tout se passe comme si $\sigma' = \sigma \left[1 + \frac{\Delta L}{L} \frac{\Delta S}{S} \right] \dots\dots\dots 14$

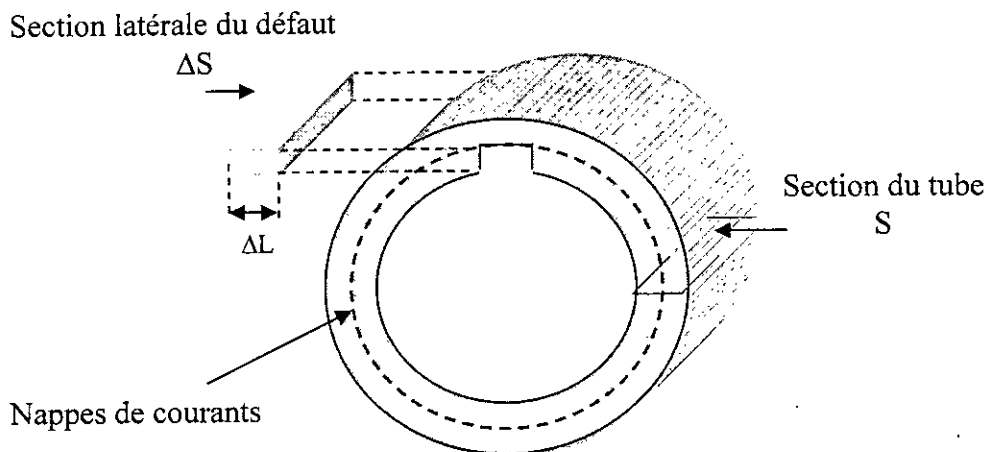


Figure I-11 : Schématisation de la répartition des courants de Foucault dans un tube présentant un petit défaut volumique.

III Cas de mesure par courant de Foucault

III-1 Mesure d'épaisseur de matériaux

Les épaisseurs suivantes peuvent être mesurées par courant de Foucault [15]:

- Section transversale d'un tube cylindrique.
- Epaisseur de fine feuille de métal, revêtement conducteur sur un substrat conducteur ou isolant.
- Epaisseur d'un revêtement isolant sur un substrat conducteur.

III-1-1 Mesure de diamètre de tube et épaisseur du conducteur plan

Le diamètre d'un tube cylindrique peut être mesuré par une bobine encerclante ou une sonde axiale interne. La relation entre la variation d'impédance et le diamètre de la bobine est approximativement constant à basse fréquence. Par contre, la mesure du diamètre à des fréquences élevées offre deux avantages :

- réduire la contribution de la conductivité.
- augmenter la sensibilité.

L'application importante de la mesure d'épaisseur est la détection d'éventuelle corrosion.

La mesure d'épaisseur du conducteur plan sur un substrat non-conducteur est réalisée par des palpeurs de surfaces mais malheureusement l'effet de la conductivité du matériau ne peut pas être négligé du fait que la sensibilité de celui ci est plus élevée en basse fréquence que celle de la variation d'épaisseur.

III-1-2 Mesure de revêtement isolant sur un matériau conducteur

La mesure de faible épaisseur d'un revêtement isolant sur un matériau conducteur telle que peinture, porcelaine plastic, se base sur l'effet d'éloignement de la sonde appelé aussi Lift-off. Pour négliger l'influence de la conductivité électrique, la mesure doit se faire à des fréquences élevées. L'épaisseur d'ordre de micron peut être mesurée avec une bonne précision.

Dû à la profondeur de pénétration des courants de Foucault pour une fréquence donnée, l'influence du support sous-jacent en acier ne sera ressentie que pour une épaisseur inférieure à la profondeur standard convenablement étalonnée, cela permettra la mesure de faibles épaisseurs.

III-1-3 Mesure de revêtement conducteur sur un matériau conducteur

Il est possible de mesurer l'épaisseur de fine couche de métal sur un substrat conducteur où il y a pénétration totale des courants de Foucault ayant des conductivités assez différentes.

Dodd et Deeds [15] ont développés l'analyse d'impédance pour deux conducteurs plans en contact. La méthode fut utilisée avec succès pour mesurer l'épaisseur d'un revêtement conducteur protecteur très fin sur un matériau ferromagnétique. L'emploi de sonde de petit diamètre augmente la sensibilité de la mesure de faible épaisseur de revêtement.

Pour un revêtement plus conducteur que celui du métal de base, l'emploi de sonde de faible diamètre et une fréquence plus élevée est recommandé afin de concentrer le maximum des courants induits dans le matériau de revêtement.

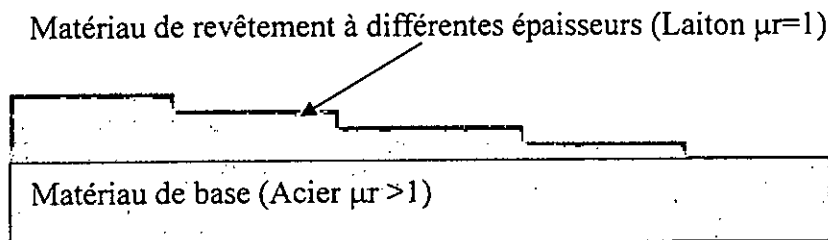


Figure I-12 : Mesure de revêtement par courants de Foucault

III-1-4 Exemple de mesure de revêtement

A- Couche de Titane déposée sur un support en laiton :

Pour une fréquence de contrôle f , on obtient deux points dans le diagramme d'impédance correspondant à l'impédance du titane et du Laiton.

En partant d'un matériau massif (laiton), l'adjonction d'une couche conductrice de Conductivité inférieure à celle du support (titane) réduit l'importance des courants de Foucault.

Pour le cas inverse (Laiton sur un support en Titane), l'adjonction d'une couche conductrice de conductivité supérieure à celle de matériau de base, revient à augmenter artificiellement la conductivité du matériau pour un coefficient de remplissage constant.

Cette structure à deux couches n'est pas homogène. La distribution des courants n'est pas la même, la mesure de l'épaisseur du revêtement n'est possible que si l'épaisseur de la couche est inférieure à (δ) dans le laiton, faute de quoi le revêtement se comporte comme un matériau massif.

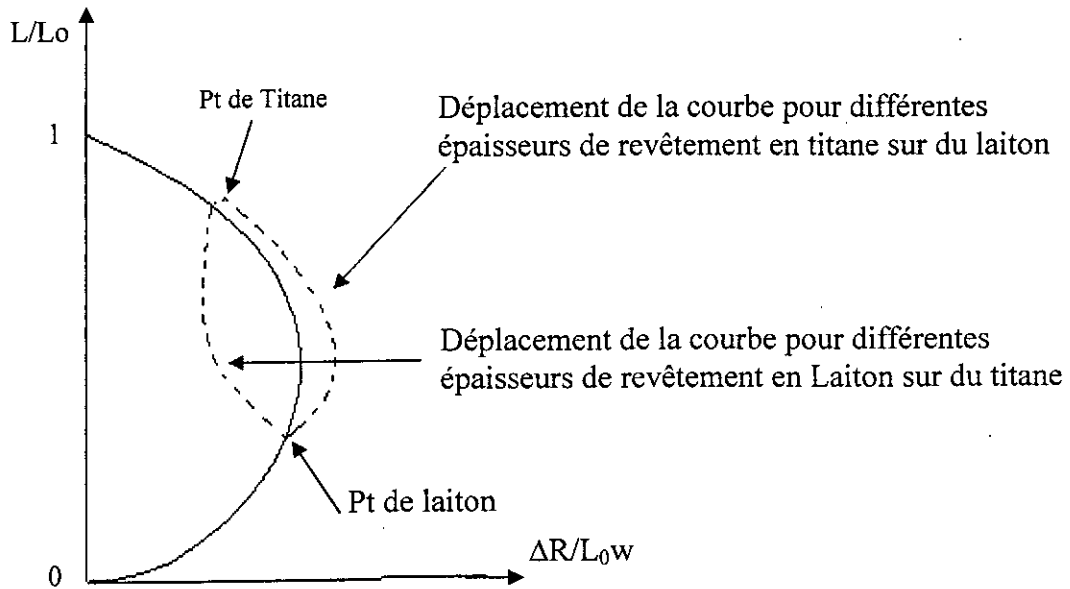


Figure I-13 : mesure de revêtement en titane sur un support en laiton

Le rajout d'un substrat moins conducteur se comporte de la même manière qu'une augmentation de l'épaisseur.

De l'extérieur, la profondeur de pénétration augmente inversement avec l'épaisseur de laiton.

B- Matériau non magnétique sur matériau magnétique

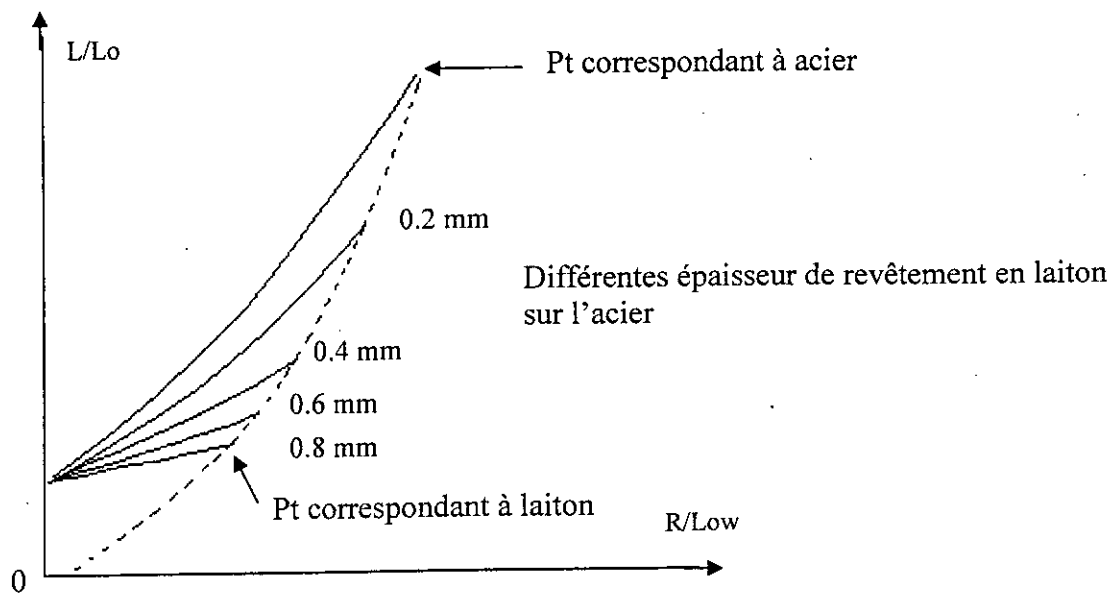


Figure I-14 : mesure d'épaisseur de revêtement en laiton sur l'acier

Pour une fréquence f , le point correspondant à acier dans le diagramme d'impédance normalisé se déplace vers le point correspondant au matériau de revêtement (laiton).

III-2 Mesure de conductivité électrique.

Une différence de conductivité électrique provoque une variation d'impédance de la sonde. Les valeurs de l'impédance sont établies en utilisant des pièces de références standards où l'effet de l'épaisseur et du lift-off doivent être atténués.

Les équipements de mesure de la conductivité disponibles dans le marché, effectuent leurs mesures à des fréquences élevées (en général 60 kHz) afin d'élargir la mesure de conductivité à des pièces assez fine (réduire l'effet de l'épaisseur) et d'atténuer l'influence de l'effet de décollement (Lift-off) sur des pièces de conductivité bien connue gradué en Ms/m ou %IACS. Et cela en sachant que la précision de la mesure de la conductivité électrique à cette fréquence est réduite [15].

Les instruments à visualisation cathodique ou cristaux liquide restent les plus appropriés car ils permettent l'observation de l'influence du Lift-off sur une surface scannée de plusieurs pièces de conductivités connues à une fréquence donnée.

L'ajustement du déphasage du signal permettra d'annuler l'effet de ce dernier pour de meilleurs résultats.

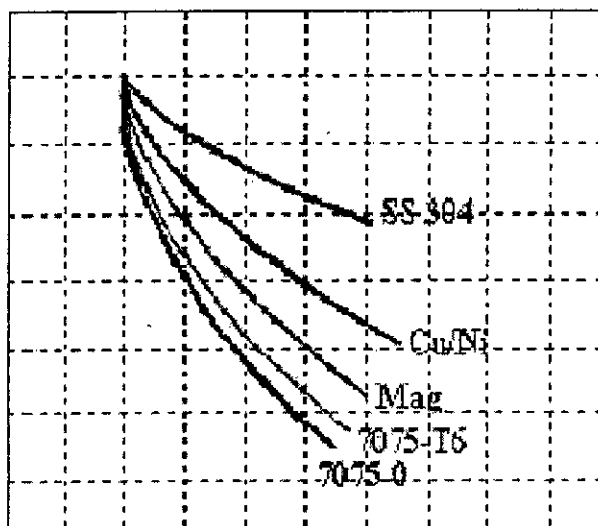


Figure I-15 : Visualisation du déplacement d'un spot pour différentes conductivités de matériaux

IV Détection des défauts

Soit une pièce plane de matériau non ferromagnétique contenant des défauts artificiels (fissure).

Le point de fonctionnement se déplace vers le centre (0,1) au fur et à mesure que la profondeur augmente. Toutefois le bord des pièces se situe dans la zone d'action du palpeur, il en résulte une perturbation du signal qui se traduit par une diminution du couplage magnétique mais surtout par une augmentation de la composante résistive (interruption des lignes de courants) comme si l'élément circuit équivalent matériau-bobine devenait plus résistif (phénomène de bord).

L'amplitude et la phase changent avec la profondeur du défaut.

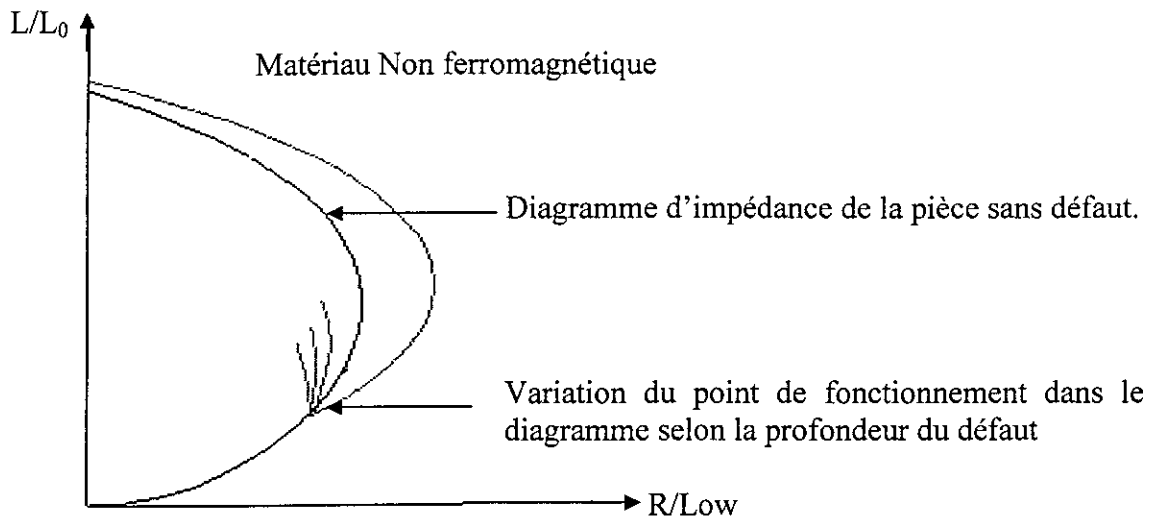


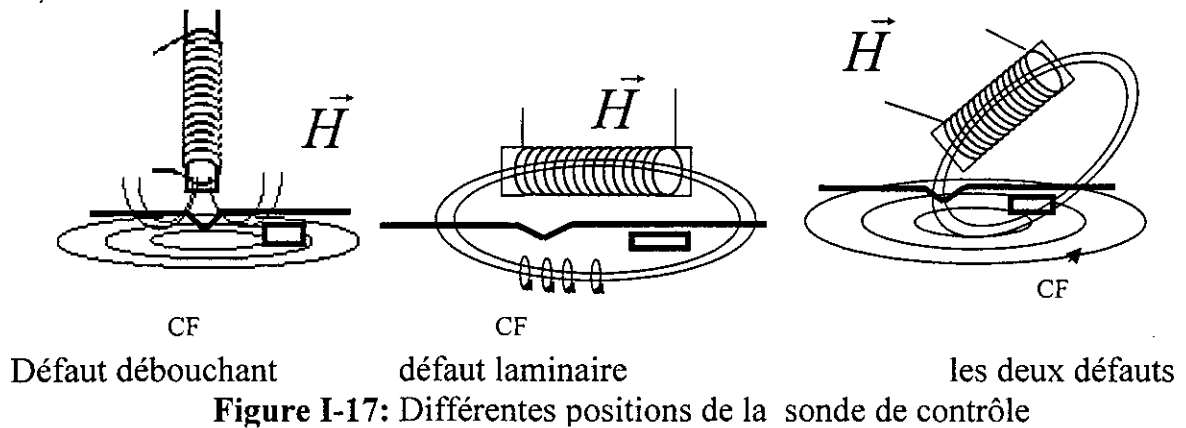
Figure I-16 : Détection de fissures en surface

IV-1 Position de la sonde par rapport à l'échantillon

L'amplitude du signal d'un défaut dépend du rapport (volume défaut / volume examiné), il est donc fonction de la dimension du capteur.

La meilleure détection est obtenue lorsque les courants de Foucault sont perpendiculaires aux défauts.

L'augmentation des dimensions du capteur améliorent la surface examinée par contre la sensibilité est réduite.



L'éloignement du capteur de l'échantillon à contrôler diminue la sensibilité.

IV-2 Mode de mesure.

IV-2-1 Mode Absolu

C'est une bonne méthode pour la mise en évidence des défauts longs (corrosion étendue, modification d'épaisseur, ovalisation....)

La détection des défauts longs est faite en vraie grandeur, l'interprétation est facile mais elle présente l'inconvénient de la dérivé due à la température.

IV-2-2 Mode différentiel

Ce mode est adapté pour la recherche de défauts ponctuels (craques, corrosion localisée, ...), il est insensible aux variations lentes (variation de température, dimensionnelles ..) avec une réponse en fonction de la configuration du capteur et de la taille du défaut .

IV-3 Les pièces étalons

Les étalons de mesure ont un rôle important dans la qualité de la mesure et des résultats. La méthode de contrôle par les courants de Foucault est basée sur la reproductibilité des résultats par rapport à un étalonnage d'origine (étalon).

Il est important de connaître parfaitement les qualités à exiger d'une pièce étalon.

- Pièces de géométrie simple : fils, tubes, barres, plaques, etc.
- Pour déterminer une pièce servant d'étalon, il est nécessaire d'avoir un lot identique de même nuance, de même dimensions.

- Avant de réaliser les défauts étalons, ces pièces sont contrôlées par courants de Foucault. afin d'éliminer celles qui présenteront une anomalie non détectable de manière visuelle.
- Les défauts étalons à réaliser doivent être proche des défauts réels qui seront détecter.
 - Un trou est similaire à une crevasse.
 - Une réduction d'épaisseur est similaire à une corrosion étendue.
 - Une fente peut représenter une fissure.
- Ces défauts devront être réalisés sans traçage ni pointage.

Pour les pièces de fonderie, les différentes coulées ne sont pas aussi reproductibles, ceci peut perturber la mesure dans le cas de tri de dureté.

CHAPITRE II

Différents Modèles

I Description des modèles théoriques

I-1 Modèle Mathématique.

Par définition, un modèle est la conception d'un système mathématique qui obéit à certaines conditions de base qui découlent des lois de la physique afin d'expliquer et de comprendre les systèmes physiques analogues [28].

La valeur du modèle établi dépend de son habilité à reproduire les mêmes réponses du système réel. Les phénomènes électromagnétiques et celles relatés au contrôle non destructif par courants de Foucault sont décrites par les équations de Maxwell.

La conception de modèles mathématiques n'est pas possible avant d'avoir pu expliquer l'interaction du champ électromagnétique avec le matériau dans tous ses aspects.

Le cœur de la caractérisation des matériaux par ces procédés électromagnétiques revient à notre habilité à résoudre ces équations de Maxwell.

La résolution de ces équations a intéressé beaucoup de scientifiques, la complexité de l'interaction du champ électromagnétique avec la matière a limité les modèles capables de décrire ces phénomènes électromagnétiques à des cas bien spécifiques.

En effet, le manque de modèle capable de décrire tout les phénomènes électromagnétiques est du à la nature des problèmes de champ, en particulier les applications NDT à trois dimensions, aux équations différentielles partielles non linéaires avec des conditions limites assez complexes. Toute ces complications ont fait apparaître différents types de modèles.

I-2 Modèle Analytique

Les modèles analytiques sont issus des principes de bases de la théorie du champ et essayent de résoudre directement les équations de Maxwell.

Ces modèles offrent des solutions à ces équations différentielles non linéaires à trois dimensions, pour des cas de géométrie spécifiques et des conditions d'excitations simples.

Le premier modèle élaboré est celui du Dr Forster [6], pour le cas des bobines encerclantes ou il introduit le plan d'impédance complexe comme méthode de représentation des données issues du contrôle.

Forster et Stumbke utilisèrent les fonctions de Bessel pour résoudre ces équations et arrivèrent à mesurer l'impédance de la sonde en fonction des différents paramètres influents.

Hochschild utilisa une sonde concentrique pour le cas cylindrique et les fonctions de Bessel d'ordre zéro en coordonnées cylindriques pour résoudre l'expression (1)

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial r^2} + \frac{\partial B_z}{r \partial r} - \gamma^2 B_z = 0 \quad \text{avec} \quad \gamma^2 = j\omega \sigma \mu \quad \text{et} \quad \delta = \sqrt{2/w \sigma \mu} \quad \dots\dots 1$$

Il mesure la densité du flux magnétique dans un conducteur cylindrique et la tension induite selon les expressions suivantes :

$$\phi = \int_s B \, ds \quad \dots\dots\dots 2$$

$$V_s = -n \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{ou} \quad n : \text{nombre de spires}$$

En divisant sur le courant et en normalisant par division sur la réactance de la bobine à vide (X_0), il a pu décrire la conductivité électrique et la fréquence selon des représentations de (X/X_0) par rapport à (R/X_0).

L'utilisation du modèle analytique pour obtenir une forme approchée des solutions pour une géométrie simple demande quelque fois des solutions en formes intégrales.

De ce fait, la méthode intégrale reste une solution hybride entre le modèle analytique et numérique du fait que dans certains cas complexes on a recourt à des intégrales numériques qui sont souvent plus intéressantes.

I-3 Modèle Numérique

L'aspect le plus important de la modélisation numérique est que les conditions initiales établies dans le modèle analytique ne sont pas nécessaires pour avoir une solution approchée. De même que le modèle analytique [28], les équations du système découlent des équations de Maxwell.

Il y a différentes manières de procéder et chacune demande une formulation des équations d'origines selon une forme particulière pour obtenir une formulation simple mais pas nécessairement résoluble.

Une formulation linéaire devra être établie en premier lieu comme première approximation.

Les modèles numériques sont plus puissants que les modèles analytiques et ils s'attaquent à des problèmes plus complexes. Les solutions approchées sont obtenues comme des données numériques où il n'est pas possible de déduire les paramètres tel que le permet le modèle analytique. Les modèles numériques les plus réputés à ce jour utilisent la méthode des éléments finis et des différences finis.

Etape 3 : Détection du rayon externe exact de l'iris

On utilise l'image après détection de contour

- Charger dans une matrice les coordonnées de tous les points de contour qui se trouvent dans le disque partiel délimité par les arcs concentriques de centre P_c (centre de la pupille) et de rayons $(R_c - \Delta R)$ et $(R_c + \Delta R)$, ΔR est une bande autour du cercle de rayon R_c . On prend par exemple $(\Delta R / R_c) = 10 \%$,
- Le rayon externe exact R_2 de l'iris sera la moyenne des distances entre ces points de contour et le centre P_c .

Remarque: Cette étape est répétée plusieurs fois éventuellement avec des bandes ΔR plus étroites autour du rayon R_c (dénommé aussi R_2) pour une estimation affinée du rayon externe de l'iris.

6 CONCLUSION

Dans ce chapitre, on a présenté une approche pour la détection automatique des limites intérieure et extérieure de l'iris et la localisation de son centre. La méthode comporte deux étapes fondamentales, la première est la détection de la limite interne de l'iris, et la seconde consiste à détecter sa limite externe. Cette méthode est simple et pratique, elle donne de bons résultats même avec des images de l'œil comportant des taches de flashes (de dimensions modérées).

Ainsi, on a déterminé l'endroit exact de l'information irienne utile qu'on se propose de traiter ultérieurement.

En posant $K^2 = \mu\sigma\omega$

$$\nabla^2 B - j\mu\sigma\omega B = 0 \quad \dots 16$$

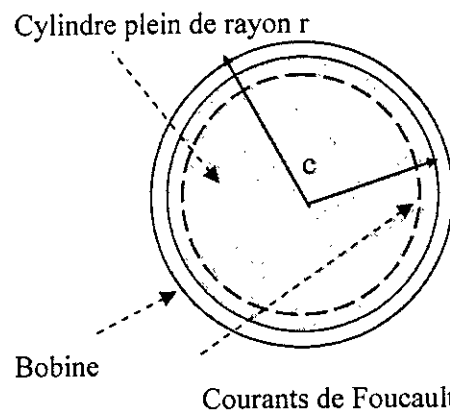
En posant $K = \sqrt{\mu\sigma\omega}$ on trouve l'équation générale de propagation de l'induction magnétique dans le matériau conducteur

$$\nabla^2 B - j K^2 B = 0 \quad \dots 17$$

II-2 Modèle de Forster

Le modèle de Forster est l'un des premiers modèles des courants de Foucault développé pour un conducteur cylindrique plein.

Il permet de mettre en évidence les différents paramètres importants dans le contrôle.



L'induction magnétique d'un conducteur cylindrique de rayon (r) parcouru par un courant sinusoïdal est donné par la formule (17):

La symétrie du système étant observée $\vec{B} // (OZ)$ et ne dépend que du rayon (r).

$$\nabla^2 B = \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + \frac{\partial B}{r \partial r} - j K^2 B \quad \dots 18$$

Cette équation différentielle est de « KELVIN BESSEL » dont la solution générale est :

$$B = C1 J_0(kr J^{1/2}) + C2 K_0(kr J^{1/2}) \quad \dots 19$$

J_0 : fonction de « KELVIN BESSEL » de 1^{er} espèce d'ordre zéro.

K_0 : fonction de « KELVIN BESSEL » de 2^{eme} espèce d'ordre zéro.

En appliquant les conditions aux limites, nous obtenons :

$$B(r) = B_a \frac{M_1(kr)}{M_0(ka)} \exp[j(\theta_0(kr) - \theta_0(ka))] \quad \dots 20$$

Où B_a représente l'induction à la surface du cylindre et $B(r)$ représente l'induction à la distance radiale (r) du cylindre.

$[\theta_0(kr) - \theta_0(ka)]$ représente le déphasage entre l'induction à la distance (r) de l'axe et l'induction à la surface.

L'origine des phases est prise à la surface.

$$B = B_a \frac{M_0(kr)}{M_0(ka)} \exp[j\theta_0(kr)] \quad \dots\dots\dots 21$$

$$B = \mu n i \exp[j\omega t] \quad \dots\dots\dots 22$$

$$B = \mu n i \frac{M_0(kr)}{M_0(ka)} \exp[j\omega t + \theta_0(kr)]$$

M_0 et θ_0 Le module et l'argument de la fonction de KELVIN d'ordre 0.

$$\vec{B} // (OZ) \text{ et ne dépend que du rayon } (r) : \quad \text{rot } \vec{B} = - \frac{\partial B_z}{\partial r} \vec{\theta} \quad \dots\dots\dots 23$$

$$\vec{J} = - \frac{1}{\mu} \frac{\partial B_z}{\partial r} \vec{\theta} = - \frac{ni}{M_0(ka)} \frac{\partial}{\partial r} \{ M_0(kr) \exp(j\omega t + \theta_0(kr)) \} \quad \dots\dots\dots 24$$

II-2-1 Mesure du flux

La mesure du flux du vecteur d'induction à travers une section (S) orientée dans le sens de l'axe (ZZ').

$$\phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S B \, dS \quad \dots\dots\dots 25$$

$$\phi = \int_0^a B \cdot 2\pi r \, dr + \int_0^c B_0 \cdot 2\pi r \, dr \quad \dots\dots\dots 26$$

$$\phi = 2\pi n i \exp(j\omega t) \left\{ \frac{\mu}{M_0(ka)} \int_0^a M_0(kr) \exp(j\theta_0(kr)) r \, dr + \int_0^c r \, dr \right\}$$

$$\int_0^a M_0(kr) \exp(j\theta_0(kr)) r \, dr = \frac{a}{k} M_1(ka) \exp[j(\theta_1(ka) - \frac{3\pi}{4})] \quad \dots\dots\dots 27$$

$$\int_0^a M_0(kr) \exp(j\theta_0(kr)) r \, dr = -j \frac{a}{k} M_1(ka) \exp[j(\theta_1(ka) - \frac{\pi}{4})]$$

M_1 et θ_1 sont le module et l'argument de la fonction de « KELVIN BESSEL » d'ordre 1

$$\phi = 2\pi n i \exp(j\omega t) \left\{ -j \frac{\mu a}{k} \frac{M_1(kr)}{M_1(ka)} \exp\left[j\left(\theta_1(ka) - \frac{\pi}{4}\right) + \frac{\mu_0}{2} (c^2 - a^2) \right] \right\} \dots\dots\dots 28$$

On posant :

$$\frac{M_1(ka)}{M_0(ka)} \sin\left[\theta_1(ka) - \frac{\pi}{4}\right] = u$$

$$\frac{M_1(ka)}{M_0(ka)} \cos\left[j\theta_1(ka) - \frac{\pi}{4}\right] = v$$

On obtient :

$$\phi = 2\pi n i \exp(j\omega t) \left\{ \frac{\mu a}{k} (u - jv) + \frac{\mu_0}{2} (c^2 - a^2) \right\} \dots\dots\dots 29$$

II-2-2 Mesure de l'impédance de la bobine

Le système constitué de la bobine et le matériau parcourue par des courants de Foucault crée un certain champ et dissipe une certaine énergie par effet joule, le circuit est équivalent à une résistance en série avec une inductance. À vide, la partie réelle peut être négligée.

La f.e.m. aux bornes du bobinage est :

$$e_f = -N \frac{\partial \phi}{\partial t} \text{ avec } \phi = \phi_0 \exp(j\omega t), \dots\dots\dots 30$$

N : nombre totale de spires,

n = N/L (nombre de spires par unité de longueur) donc :

$$e_f = -j N \omega \phi \dots\dots\dots 31$$

En fonction de l'impédance du système :

$$Z = R + jL\omega \dots\dots\dots 32$$

$$e = Z \times I \Rightarrow jnL\omega\phi = (R + jL\omega)I \exp(j\omega t) \dots\dots\dots 33$$

$$j(2\pi n^2 L\omega) \left\{ \frac{\mu a}{k} (u - jv) + \frac{\mu_0}{2} (c^2 - a^2) \right\} = R + jL\omega$$

$$R = 2\pi n^2 L\omega \frac{\mu a}{k} v \dots\dots\dots 34$$

$$L\omega = 2\pi n^2 L\omega \left\{ \frac{\mu a}{k} u + \frac{\mu_0}{2} (c^2 - a^2) \right\} \dots\dots\dots 35$$

Pour obtenir des résultats valables quelle que soient les caractéristiques de la bobine on mesure l'impédance de la bobine en absence de matériau.

Pour a = 0 on a :

$$L_{0\omega} = 2\pi n^2 L_0 \omega \left\{ \frac{\mu_0}{2} (c^2 - a^2) \right\} \dots\dots\dots 36$$

$$\frac{R}{L_{0\omega}} = 2 \frac{\mu a}{\mu_0 k c^2} v \dots\dots\dots 37$$

$$\frac{L_{\omega}}{L_{0\omega}} = 2 \frac{\mu a}{\mu_0 k c^2} u + \frac{c^2 - a^2}{c^2} \dots\dots\dots 38$$

$\eta = a/c$ tel que $0 < \eta < 1$ est le facteur de remplissage du bobinage, on aura donc :

$$\frac{R}{L_{0\omega}} = 2. a. v. \mu r. \frac{\eta^2}{ka} \dots\dots\dots 39$$

$$\frac{L_{\omega}}{L_{0\omega}} = 1 + 2. a. v. \mu. \mu r. \frac{\eta^2}{ka} - \eta^2 \dots\dots\dots 40$$

II-3 Modèle de F. GUERIN

La théorie des Courants de Foucault dans un barreau cylindrique placé dans une bobine parcourue par un courant alternatif est bien connue et développée à partir de l'expression du champ magnétique par Dr Forster.

Le cas des tubes est plus complexe et moins étudié, le modèle de GUERIN offre une théorie approchée, mais plus accessible et utilisable des courants de Foucault dans les tubes, permettant de distinguer ce cas de celui des cylindres pleins en montrant le rôle essentiel des deux dimensions les caractérisant (épaisseur et diamètre intérieur) dans les phénomènes électromagnétiques dont ils sont le siège [12].

II-3-1 Hypothèse fondamentale du modèle

- Soit une bobine centrée sur un conducteur tubulaire dont le rapport $\frac{\text{épaisseur}}{\text{rayonintérieur}} < 2/3$.
- Les équations de MAXWELL doivent être complétées par les conditions de continuité à la surface de séparation des deux milieux différents.
- Le solénoïde indéfini est parcouru par un courant $i = I e^{j\omega t}$.

- champ magnétique H est uniforme à l'intérieur du solénoïde.

$$H = n.i ; \dots\dots\dots 41$$

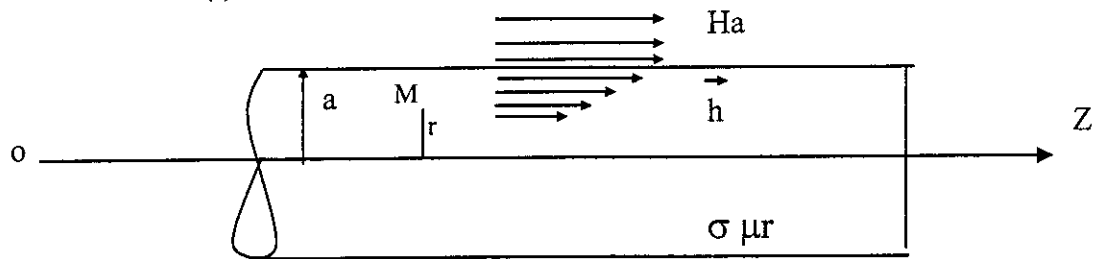
N = nombre de spires du solénoïde.

- Le champ magnétique H est nul à l'extérieur de la bobine ou de la nappe de courant circulaire.

II-3-2 Equation générale de propagation dans un cylindre:

Le champ magnétique dans le cylindre \vec{h} est parallèle a l'axe oz et ne dépend que du rayon (a) du cylindre.

Donc $H_z = H(r) e^{j\omega t}$ 42



A partir des équations de Maxwell appliquées au cas d'un conducteur isotrope et parfait au point de vue diélectrique et magnétique, nous allons établir l'expression du champ magnétique h dans le cylindre.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \dots\dots\dots 43$$

\vec{E} est un champ sinusoïdale de pulsation ω donc $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = j\omega \vec{E}$ 44

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad \dots\dots\dots 45$$

$\vec{j} = \sigma \vec{E}$, \vec{j} représente la densité de courants de Foucault dans le cylindre en un point M.

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \ll \vec{j}$ on obtient $\text{rot } \vec{h} = \vec{j} = \sigma \vec{E}$ 46

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \text{div } \vec{B} = 0 \quad \Rightarrow \quad \text{div } \vec{h} = 0$$

par définition $\Delta \vec{h} = \text{grad. div. } \vec{h} - \text{rot. rot. } \vec{h}$ 47

$\text{div. } \vec{h} = 0$ cela implique que $\Delta \vec{h} = - \text{rot. rot. } \vec{h}$ 48

$$\Delta \vec{h} = \vec{j} = -\text{rot. } \sigma \vec{E} = -\sigma \text{rot } \vec{E} \quad \dots\dots\dots 49$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial \mu \vec{h}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \quad \dots\dots\dots 50$$

d'ou l'expression de h :

$$\Delta \vec{E} = \sigma \mu \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \quad \dots\dots\dots 51$$

en coordonné cylindrique en obtient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial h_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 h_z}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\partial^2 h_z}{\partial z^2} = \sigma \mu \frac{\partial h_z}{\partial t} \quad \dots\dots\dots 52$$

sachant que $h_z = H(r)e^{j\omega t}$ on obtient l'équation différentielle de Kelvin-Bessel pour H(r):

$$\frac{d^2 H(r)}{dr^2} + \frac{d H(r)}{r \cdot dr} - k^2 H(r) = 0 \quad \text{avec } k^2 = \mu \sigma \omega \quad \dots\dots\dots 53$$

La solution générale de cette équation est $H(r) = C_1 I_0(\sqrt{jkr}) + C_2 K_0(\sqrt{jkr})$

Avec I_0 : la fonction de Bessel modifiée de 1^{ère} espèce d'ordre zéro.

K_0 : la fonction de Bessel modifiée de 2^{ème} espèce d'ordre zéro

Etant donné que la fonction $K_0(\sqrt{jkr})$ augmente indéfiniment lorsque r tend vers 0.

Physiquement ceci est impossible, le champ au centre du cylindre doit être fini, donc $C_2 = 0$.

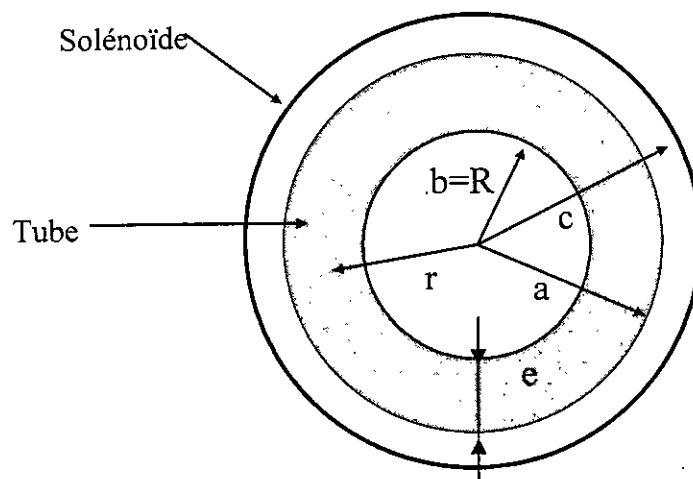
Donc pour un conducteur cylindrique la solution est : $H(r) = C_1 I_0(\sqrt{jkr}) \quad \dots\dots\dots 54$

$$H_z = C_1 I_0(\sqrt{jkr}) e^{j\omega t} \quad \dots\dots\dots 55$$

II-3-3 Bobine centrée sur un conducteur tubulaire.

On obtient la même équation différentielle de Kelvin-Bessel que celle obtenue pour le cas cylindrique soit : $H(r) = C_1 I_0(\sqrt{jkr}) + C_2 K_0(\sqrt{jkr}) \quad \dots\dots\dots 56$

C_1 et C_2 sont déterminés par les conditions aux limites.



Le champ à l'intérieur du tube est de la forme $hz = H(r) e^{j\omega t}$.

Avec $H(r)$ solution de l'équation différentielle $\frac{d^2 H(r)}{dr^2} + \frac{d H(r)}{r \cdot dr} - jk^2 H(r) = 0$ 57

On posant $x = \frac{r-R}{R}$ ou R désigne le rayon interne du tube et e son épaisseur.

X varie alors de 0 à $\varepsilon = \frac{e}{R}$.

L'équation de propagation devient alors : $\frac{d^2 H}{dx^2} + \frac{1}{1+x} \frac{d H}{dx} - jk^2 H = 0$

En posant de nouveau $z = k(1+x)\sqrt{j}$, elle se transforme en :

$$\frac{d^2 H}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d H}{dz} - H = 0 \quad \text{.....58}$$

Equation de Bessel modifiée d'ordre 0, dont la solution est : $H(z) = A I_0(z) + B K_0(z)$

$I_0(z)$ et $K_0(z)$ étant les fonctions de Bessel modifiées de 1^{er} et 2^{eme} espèce d'ordre zéro. A et B sont deux constantes déterminées par les conditions aux limites.

Il n'est pas commode d'utiliser H sous forme $H = A I_0 + B K_0$ pour le calcul de l'impédance de la bobine centré sur un tube.

Pour contourner cette difficulté, il faut développer H en série de Mac Laurin directement à partir de l'équation différentielle pour $\varepsilon \leq 2/3$.

$$H = H_0 + x H_1 + \frac{x^2}{2!} H_2 + \frac{x^3}{3!} H_3 + \dots \quad \text{.....59}$$

L'utilisation du rayon interne R du tube à la place du rayon extérieur vient du fait que les conditions aux limites sont connues sans ambiguïté sur la surface interne donc pour $r=R$.
alors que le champ électrique, en particulier, ne s'exprime pas simplement dans l'entrefer.

$$H = A + Bx + C \frac{x^2}{2!} + D \frac{x^3}{3!} + E \frac{x^4}{4!} + \dots \quad \text{.....60}$$

d'où $\frac{\partial H}{\partial x} = B + Cx + D \frac{x^2}{2!} + E \frac{x^3}{3!} + \dots \quad \text{.....61}$

$$\frac{\partial H}{\partial x^2} = C + Dx + E \frac{x^2}{2!} + \dots \quad \text{.....63}$$

pour que H soit nul pour toute valeur de x , il suffit que les coefficients des différentes puissances de x soient toujours nuls, ce qui entraîne:

$$B+C-jk^2A=0$$

$$2C+D-jk^2(A+B)=0$$

$$E+3D-jk^2(2B+C)=0$$

Donc on trouve $C=jk^2 A-B$ 64

$$D=jk^2(B-A)+2B$$
65

$$E=jk^2(3A-2B)-(k^4A+6B)$$
66

A et B sont déterminées par les conditions aux limites (Continuité des composantes tangentielles du champ magnétique et du champ électrique sur les surfaces interne et externe du tube).

Sur la surface extérieure ($x = \epsilon$) $H_a = ni$ 67

Sur la surface intérieure ($x = 0$) $H_0 = A$

Mais H_0 , tout en étant le champ à l'intérieur du tube, n'est pas connu.

La continuité de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface interne

entraîne : si on désigne par \vec{i}_{CF} l'intensité des C.F. dans le tube :

$$\vec{E} = \frac{1}{\sigma} \vec{i}_{CF} = \text{rot } \vec{h}$$
68

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{h}}{\partial t}$$
69

$$\vec{h} \left| \begin{array}{l} h_r=0 \\ h_\theta=0 \\ h_z=H(r)e^{j\omega t} \end{array} \right. \quad \text{rot } \vec{h} \left| \begin{array}{l} 0 \\ -\frac{\partial h_z}{\partial r} \\ 0 \end{array} \right. \rightarrow \vec{i}_{CF} \quad \text{rot } \vec{h} \left| \begin{array}{l} 0 \\ -\frac{\partial H(r)}{\partial r} \\ 0 \end{array} \right. e^{j\omega t}$$

\vec{i}_{CF} et \vec{E} n'ont qu'une composante i_θ et E_θ dans le sens circulaire évidemment.

$$E_\theta = \frac{1}{\sigma} i_\theta = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H(r)}{\partial r} e^{j\omega t} = -\frac{1}{\sigma} \frac{dH}{dr} e^{j\omega t}$$
70

puisque H est fonction de r uniquement donc :

$$\frac{dH}{dr} = -\frac{1}{R} \frac{dH}{dx} \quad E_\theta = -\frac{1}{\sigma R} \frac{dH}{dx} e^{j\omega t}$$
71

pour $x = 0$ $E_{\theta,0} = -\frac{1}{\sigma R} \left(\frac{dH}{dx}\right) e^{j\omega t} = -\frac{1}{\sigma R} B e^{j\omega t}$

à l'intérieur du tube $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{h}}{\partial t}$ puisque $\vec{B} = \mu_0 \vec{h}$

$$\vec{E} \begin{matrix} 0 \\ E_\theta = E_\theta(r) \\ 0 \end{matrix} \Rightarrow \text{rot } \vec{E} \begin{matrix} 0 \\ 0 \\ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} \right] \end{matrix} \text{ soit } \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} \right] = -\mu_0 j \omega H_0 e^{j\omega t}$$

mais à l'intérieur du tube $H=H_0$.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} = -\mu_0 j \omega H_0 e^{j\omega t} \quad \text{d'ou} \quad E_\theta = -j \omega \mu_0 \frac{r}{2} H_0 e^{j\omega t} + \frac{C}{r} \dots\dots\dots 72$$

E_θ doit avoir une valeur finie au centre ($r=R$), donc la constante est nulle à l'intérieur du tube.

$$E_\theta = -j \omega \mu_0 \frac{r}{2} H_0 e^{j\omega t} \dots\dots\dots 73$$

pour $x=0$, c'est à dire pour $r=r$, cela implique que $E_\theta = -j \omega \mu_0 \frac{R}{2} H_0 e^{j\omega t} \dots\dots\dots 74$

les deux expressions de E_θ doivent être égales donc :

$$B = j \omega \mu_0 \sigma \frac{R^2}{2} H_0 \quad \text{soit}$$

$$B = j k^2 \frac{\mu_0}{2} H_0$$

\dots\dots\dots 75

En reportant dans les différentes valeurs des autres coefficients des puissances de x on obtient :

- $A = H_0$
- $B = j k^2 \frac{\mu_0}{2} H_0$
- $C = j k^2 H_0 \left(1 - \frac{\mu_0}{2\mu}\right)$
- $D = \frac{k^4}{2} \frac{\mu_0}{\mu} H_0 - j k^2 H_0 \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu}\right)$
- $E = 3 j k^2 H_0 \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu}\right) - k^4 H_0 \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu}\right)$

Pour les conducteurs non magnétiques : $\mu = \mu_0$, on obtient alors :

- $A = H_0$
- $B = j k^2 \frac{\mu_0}{2} H_0$
- $C = j k^2 \frac{\mu_0}{2} H_0$
- $E = 0$

L'expression de H devient alors :

$$H = H_0 \left[\left(1 - \frac{k^4}{2} \frac{x^3}{6}\right) + j k^2 \frac{x}{2} \left(1 + \frac{x}{2}\right) \right] \dots\dots\dots 76$$

Pour $x = \varepsilon \Rightarrow \frac{e}{R} H_a = H_\varepsilon = H_0 \left[\left(1 - \frac{k^4}{2} \frac{\varepsilon^3}{6}\right) + j \frac{k^2}{2} \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \right]$

soit $K = \frac{k^2}{2} \varepsilon, n^1$ alors :

$$H_a = H_0 \left[1 - K \frac{2\varepsilon}{3} + jK \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \right] \dots\dots\dots 77$$

II-3-4 Flux total à travers une spire de la bobine.

Il est formé de trois parties (ϕ_e : flux de entrefer, ϕ_c : flux du tube, ϕ_c : flux du centre).

$$\phi_T = \phi_e + \phi_t + \phi_c \dots\dots\dots 78$$

$$\phi_e = \pi \mu_0 H_a \left[c^2 - (R+e)^2 \right] \dots\dots\dots 79$$

$$\phi_c = \pi R^2 \mu_0 H_0 \dots\dots\dots 80$$

$$\phi_t = \int_0^\varepsilon 2\pi r dr \mu_0 H(x) \quad \text{avec} \quad 0 \leq x \leq \varepsilon = \frac{e}{R} \quad dr = R dx \quad r = R(1+x) \dots\dots\dots 81$$

$$\phi_t = \int_0^\varepsilon 2\pi R(1+x) R \mu H_0 \left[\left(1 - \frac{k^4}{2} \frac{x^3}{6}\right) + j \frac{k^2}{2} x \left(1 + \frac{x}{2}\right) \right] dx \dots\dots\dots 82$$

en développant on obtient avec $K = \frac{k^2}{2} \varepsilon$:

$$\phi_t = 2\pi R e \mu_0 H_0 + \pi e^2 \mu_0 H_0 + \pi R^2 \mu_0 H_0 \left[-K^2 \frac{\varepsilon^2}{6} - 2 \frac{k^2 \varepsilon^3}{15} + jK\varepsilon + jK\varepsilon^2 + jK \frac{\varepsilon^3}{4} \right] \dots\dots\dots 83$$

en additionnant avec ϕ_c :

$$\phi_t + \phi_c = \pi(R+e)^2 \mu_0 H_0 + \pi R^2 \mu_0 H_0 \left[-K^2 \frac{\varepsilon^2}{6} \left(1 + \frac{4}{5}\varepsilon\right) + jK\varepsilon \left(1 + \varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{4}\right) \right] \dots\dots\dots 84$$

en remarque que $R = \frac{R+e}{1+\varepsilon}$

en appelant **Coefficient de remplissage** le rapport : $\eta = \frac{(R+e)^2}{C^2} \dots\dots\dots 85$

$$\phi_t + \phi_c = \pi \eta C^2 \mu_0 H_0 \left[1 + \frac{1}{1+\varepsilon} \left(-K^2 \frac{\varepsilon^2}{6} + jK\varepsilon\right) + \frac{\varepsilon^2}{(1+\varepsilon)^2} \left(K^2 \frac{\varepsilon}{30} + jK \frac{\varepsilon}{4}\right) \right] \dots\dots\dots 86$$

Le terme $\frac{\varepsilon^2}{(1+\varepsilon)^2} \left(K^2 \frac{\varepsilon}{30} + jK \frac{\varepsilon}{4}\right)$ est négligeable si $\varepsilon \leq 2/3$.

$$\phi_t + \phi_c \approx \pi \eta C^2 \mu_0 H_0 \left[1 + \frac{1}{1+\varepsilon} \left(-K^2 \frac{\varepsilon^2}{6} + jK\varepsilon\right) \right] \quad \text{d'ou} \dots\dots\dots 87$$

$$\phi_T = \pi\mu_0 C^2 H_a (1-\eta) + \pi\mu_0 C^2 H_0 \eta \left[1 - \frac{K^2 \varepsilon^2}{6(1+\varepsilon)} + j \frac{K\varepsilon}{1+\varepsilon} \right] \quad \dots\dots\dots 88$$

$$H_a = H_0 \left[1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} + jK \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \right] \quad \text{d'ou} \quad H_0 = \frac{H_a \left[1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} - jK \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \right]}{\left(1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} \right)^2 + \left(K^2 \frac{\varepsilon}{3} + K \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \right)^2} \quad \dots\dots\dots 89$$

en posant $D = \left(1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} \right)^2 + \left(K^2 \frac{\varepsilon}{3} + K \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \right)^2$ on obtient finalement :

$$\phi_T = \pi\mu_0 C^2 H_a \left[1 - \eta + \frac{\eta}{D} \left[1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} \left(1 - \frac{18 + 6\varepsilon + K^2 \varepsilon^2}{6(1+\varepsilon)} \right) - j \frac{\eta}{D} K \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \frac{6\varepsilon - K^2 \varepsilon^2 + K^2 \frac{\varepsilon^3}{2}}{6(1+\varepsilon)} \right] \right] \quad \dots\dots\dots 90$$

II-3-5 Impédance normalisée de la bobine

Sachant que la tension $V = -j\omega n \phi_T$ et $\eta = 0 \Rightarrow V = V_0 = -j\omega n \pi \mu_0 C^2 H_a$ 91

Ce qui implique : $-jV_0 = -\omega n \pi \mu_0 C^2 H_a$ d'ou $Z_n = \frac{V}{-jV_0}$ 92

$$Z_n = -j \left[1 - \eta + \frac{\eta}{D} \left[1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} \left(1 - \frac{18 + 6\varepsilon + K^2 \varepsilon^2}{6(1+\varepsilon)} \right) + \frac{\eta}{D} K \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \frac{6\varepsilon - K^2 \varepsilon^2 + K^2 \frac{\varepsilon^3}{2}}{6(1+\varepsilon)} \right] \right] \quad \dots\dots\dots 93$$

Le vecteur Z_n représentant l'impédance normalisée dans le plan d'impédance, pour $\varepsilon \leq 2/3$, lorsque $K\varepsilon \leq 2.5$.

$$\frac{R}{L\omega} = -\eta \frac{K}{D} \left[1 + \frac{\varepsilon}{2} \frac{6\varepsilon - K^2 \varepsilon^2 + K^2 \frac{\varepsilon^3}{2}}{6(1+\varepsilon)} \right] \quad \dots\dots\dots 94$$

$$\frac{L\omega}{L\omega} = 1 - \eta + \frac{\eta}{D} \left[1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} \left(1 - \frac{18 + 6\varepsilon + K^2 \varepsilon^2}{6(1+\varepsilon)} \right) \right] \quad \dots\dots\dots 95$$

$$\text{avec} \quad D = \left(1 - K^2 \frac{\varepsilon}{3} \right)^2 + \left(K^2 \frac{\varepsilon}{3} + K \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \right)^2 \quad \dots\dots\dots 96$$

CHAPITRE III

Etude et réalisation de sonde

I Etude des sondes

Il apparaît, après études des différents types de sondes (ferritiques, acier doux, isolant) avec des géométries différentes (plate, conique,..), nécessaire de souligner que le succès d'une recherche de faisabilité dépend en grande partie de la bonne définition des capteurs de mesure, de telle sorte que ceux-ci soient pour le mieux adaptés au problème considéré.

La sensibilité aux défauts et autres paramètres du contrôle de pièces peut être modifiée par la conception de la sonde, il suffit d'établir la direction de circulation des courants de Foucault, de régler l'intensité du champ magnétique, de choisir la bobine de taille appropriée et de la géométrie de la pièce à contrôler [34] .

Elles effectuent des mesures ponctuelles, elles sont maintenues perpendiculairement à la surface, leurs profils doit épouser le mieux possible celui de l'échantillon.

L'utilisation de la ferrite comme noyaux des sondes permet :

- d'augmenter l'induction magnétique (perméabilité importante),
- d'augmenter le flux magnétique (réductance très faible),
- de diminuer la surface de contact (l'assimiler à un point) par la focalisation du champ magnétique.

I-1 Différents types de sondes

Le capteur à courants de Foucault (le transducteur) est un des paramètres essentiels du contrôle par Courants de Foucault.

On distingue trois principaux types d'élément de mesure [6]:

- **Bobines encerclantes** : elles sont utilisées pour le contrôle des produits cylindriques.
- **Sonde interne** : c'est une bobine de petite section, qui permet le contrôle interne des produits cylindriques creux.
- **Palpeurs de surfaces** : ils sont destinés aux surfaces planes, et maintenus perpendiculairement à eux, leurs profils dois épouser le mieux possible celui de l'échantillon, pour l'obtention d'une meilleure sensibilité.

On trouve aussi des capteurs tournants destinés au contrôle d'alésage ou des profilés, pour la recherche des défauts longs et fins.

Il existe aussi des sondes focalisées afin de réduire la dispersion du champ magnétique qui permettent aussi :

- Une mesure ponctuel.
- Meilleure concentration.
- Augmentation de la densité de courant en surface.
- Diminution de la profondeur de pénétration.

Tout ces capteurs peuvent être concentrés pour diminuer les pertes du champ magnétique (blindés).

On peut les classer aussi selon deux critères :

La fonction du capteur : Si l'excitation se fait par l'intermédiaire d'un ou plusieurs bobinages différents pour la réception et la transmission, on parlera de capteur simple ou à fonction séparée.

Si le capteur est constitué d'un ou plusieurs bobinages qui agissent à la fois comme émetteur et récepteur, on parlera de capteur double fonction.

le mode de mesure : Lorsque la mesure (la réception) se fera par comparaison de zones adjacentes au moyen d'un couple de bobinages, on parlera de capteur différentiel, dans le cas contraire on parlera de capteur absolu.

I-2 Mesure de l'impédance de la sonde.

L'impédance d'une sonde a Courants de Foucault est donnée par :

$$Z = R + jLw \quad \dots\dots\dots 1$$

Le calcul de la partie réelle de la sonde R est donnée par la loi d'ohm :

$$R = \frac{\rho L}{s} \quad \text{avec } \begin{array}{l} \rho \text{ Résistivité électrique} \\ L \text{ Longueur du fil} \\ S \text{ section du fil} \end{array} \quad \dots\dots\dots 2$$

Le diamètre de la sonde est un des paramètres important de la sonde d'où :

$$R = \frac{\rho \Pi D N}{s} \quad \text{avec } \begin{array}{l} D \text{ Diametre de la sonde} \\ N \text{ Nombre de spires} \end{array} \quad \dots\dots\dots 3$$

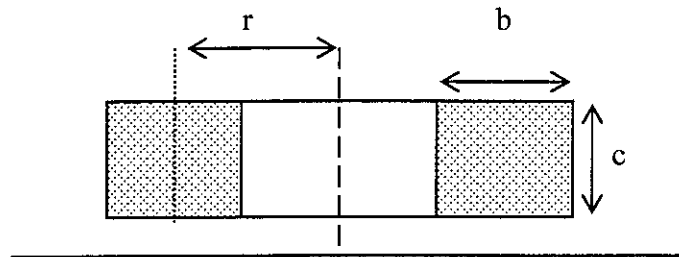
Le calcul de l'impédance de la sonde est appliquée pour des sondes à vide afin de prendre en considération les pertes dans le noyau qui peuvent s'avérer dé fois très difficile à évaluer, en particulier pour les noyaux ferritiques.

La partie réactive est alors calculée en supposant seulement l'effet inductif et en négligeant la mutuelle [28].

$$L = \frac{4 \pi S 10^{-7}}{l} \text{ avec } S: \text{section et } l: \text{longueur du fil} \dots\dots\dots 4$$

Si la longueur de la bobine n'est pas grande devant son diamètre, un paramètre correcteur « k » est introduit appelé le coefficient de « Nagaoka » obtenu selon la formule de « Nagaoka » ou selon des tables en fonction du rapport (r/l).

Les sondes à courants de Foucault sont généralement fabriquées à section rectangulaire, courte, multicouche.



Sonde à section rectangulaire

Figure III-1 : Sonde à courants de Foucault

Deux expressions existent pour un solénoïde relativement long ($c \gg b$) ou relativement court ($b \gg c$).

$$\begin{aligned} \text{pour } c > b \quad L &= 0.019739 \frac{2 r N^2 (K - k)}{b} \dots\dots\dots 5 \\ c > b \quad L &= 0.001 (N^2 r p f) \end{aligned}$$

(K, k, p, f): coefficients déterminés selon des tables de « Nagaoka » en fonction de c/b pour un solénoïde.

Ces formules sont précises mais demandent des interpolations selon des graphes et des tables. Dans différents cas, des formules approximatives plus simples sont utilisées.

$$\begin{aligned} \text{pour } \frac{b}{c} > 10 \quad L &= \frac{r^2 N^2}{9r + 10b} - \frac{cr N^2}{10 \pi b} \dots\dots\dots 6 \\ b \text{ et } c < r \quad L &= \frac{r N^2}{13.5} \log_{10} \left(\frac{4}{\sqrt{b^2 + c^2}} \right) \end{aligned}$$

I-3 Champ magnétique crée par une spire. [38]

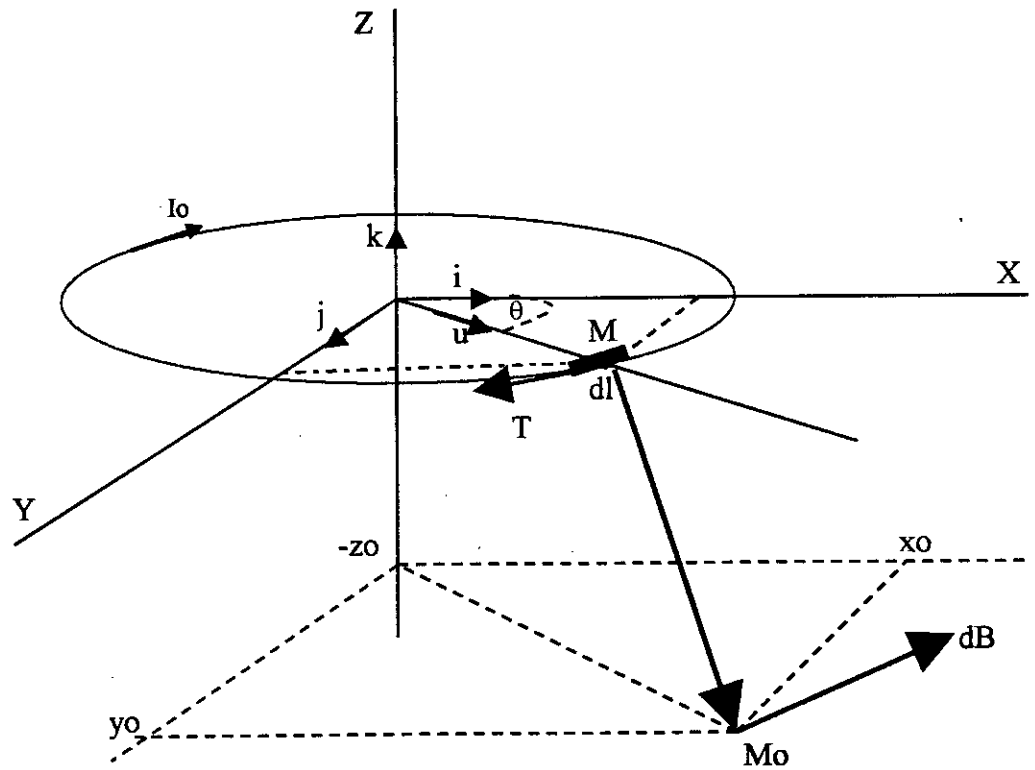


Figure III-2 : Champ magnétique crée par une spire

$$\vec{OM} = x \vec{i} + y \vec{j} = R [\cos\theta \vec{i} + \sin\theta \vec{j}] \quad \dots\dots\dots 7$$

$$\vec{OM_o} = x_0 \vec{i} + y_0 \vec{j} - z_0 \vec{k} \quad \dots\dots\dots 8$$

$$MM_o^2 = (x_0 - R \cos\theta)^2 + (y_0 - R \sin\theta)^2 + z_0^2 \quad \dots\dots\dots 9$$

$$MM_o^2 = x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 + R^2 - 2R(x_0 \cos\theta + y_0 \sin\theta) \quad \dots\dots\dots 10$$

$$dl = R d\theta \quad \dots\dots\dots 11$$

$$\vec{dl} = R d\theta \vec{T} \quad \text{avec} \quad \vec{T} = x\vec{i} + y\vec{j}$$

$$\vec{u} = \cos\theta \vec{i} + \sin\theta \vec{j}$$

$$\vec{T} \cdot \vec{u} = 0 \quad \text{dou} \quad \vec{T} = \sin\theta \vec{i} - \cos\theta \vec{j}$$

$$\vec{dl} = (R \sin\theta d\theta) \vec{i} + (R \cos\theta d\theta) \vec{j} \quad \dots\dots\dots 12$$

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 d\vec{l} \wedge \frac{\vec{MM}_0}{MM_0^3} \quad \dots\dots\dots 13$$

Sachant que $\vec{i} \wedge \vec{j} = \vec{k}$, $\vec{j} \wedge \vec{k} = \vec{i}$ et $\vec{k} \wedge \vec{i} = \vec{j}$

$$\begin{aligned} d\vec{l} \wedge \vec{MM}_0 &= \left[(R \sin\theta d\theta) \vec{i} - (R \cos\theta d\theta) \vec{j} \right] \wedge \left[(x_0 - R \cos\theta) \vec{i} + (y_0 - R \sin\theta) \vec{j} - z_0 \vec{k} \right] \\ &= (R \sin\theta d\theta)(y_0 - R \sin\theta) \vec{k} + z_0 (R \sin\theta d\theta) \vec{j} + \\ &\quad (R \cos\theta d\theta)(x_0 - R \cos\theta) \vec{k} + z_0 (R \cos\theta d\theta) \vec{i} \\ &= R d\theta \left[(z_0 \cos\theta) \vec{i} + (z_0 \sin\theta) \vec{j} + (\sin\theta y_0 + x_0 \cos\theta - R) \vec{k} \right] \quad \dots 14 \end{aligned}$$

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 R d\theta \frac{\left[(z_0 \cos\theta) \vec{i} + (z_0 \sin\theta) \vec{j} + (\sin\theta y_0 + x_0 \cos\theta - R) \vec{k} \right]}{\left[x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 + R^2 - 2R(x_0 \cos\theta + y_0 \sin\theta) \right]^{3/2}} \quad \dots 15$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 R \int_0^{2\pi} \frac{\left[(z_0 \cos\theta) \vec{i} + (z_0 \sin\theta) \vec{j} + (\sin\theta y_0 + x_0 \cos\theta - R) \vec{k} \right]}{\left[x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 + R^2 - 2R(x_0 \cos\theta + y_0 \sin\theta) \right]^{3/2}} d\theta \quad \dots 16$$

L'expression analytique de B [16] dépend de la résolution de l'intégrale. L'emploi de procédés numériques d'intégration est plus judicieux, vu que nous recherchons que les propriétés de l'induction elle-même en fonction de certains paramètres où l'allure est suffisante.

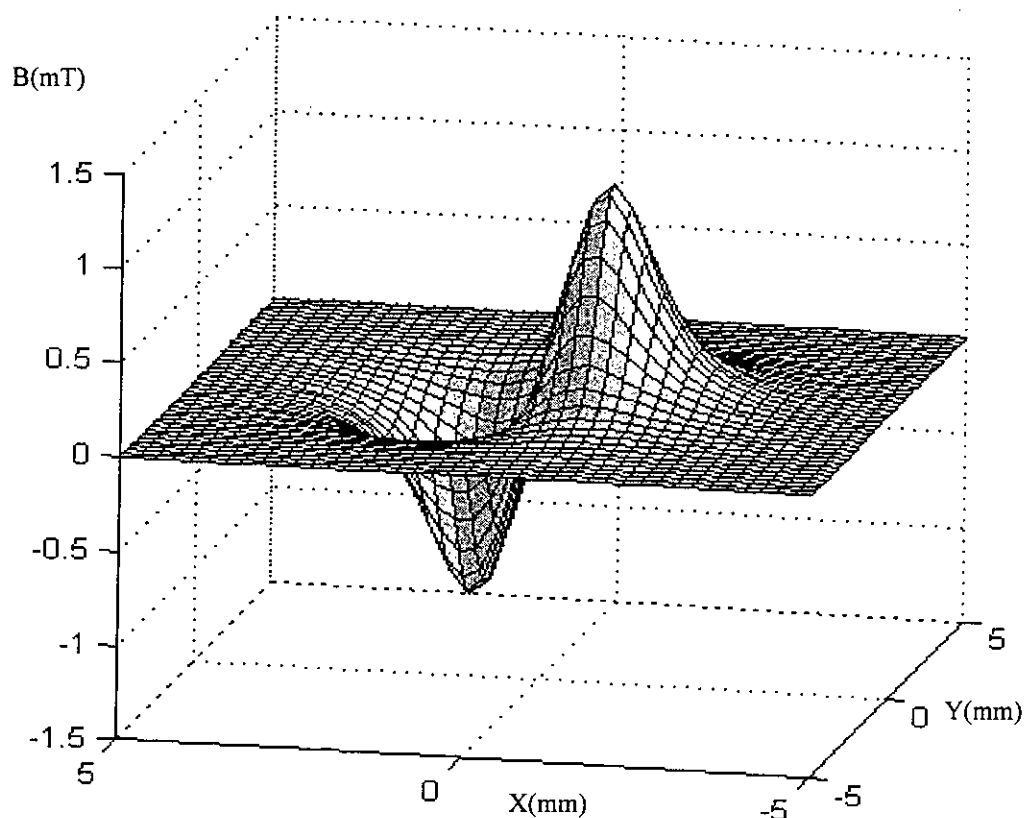


Figure III-3: L'allure de l'induction magnétique B_x selon le plan (O,X,Y) [38]

La figure (III-3) montre le comportement du champ magnétique B_x créée par une spire de rayon 1 mm en fonction des coordonnées cartésiennes x, y .

L'allure de l'induction nous indique que l'influence de celle-ci est négligeable au centre de la spire due à la symétrie du système mais elle est importante à ses extrémités jusqu'au changement total du sens d'orientation de l'induction.

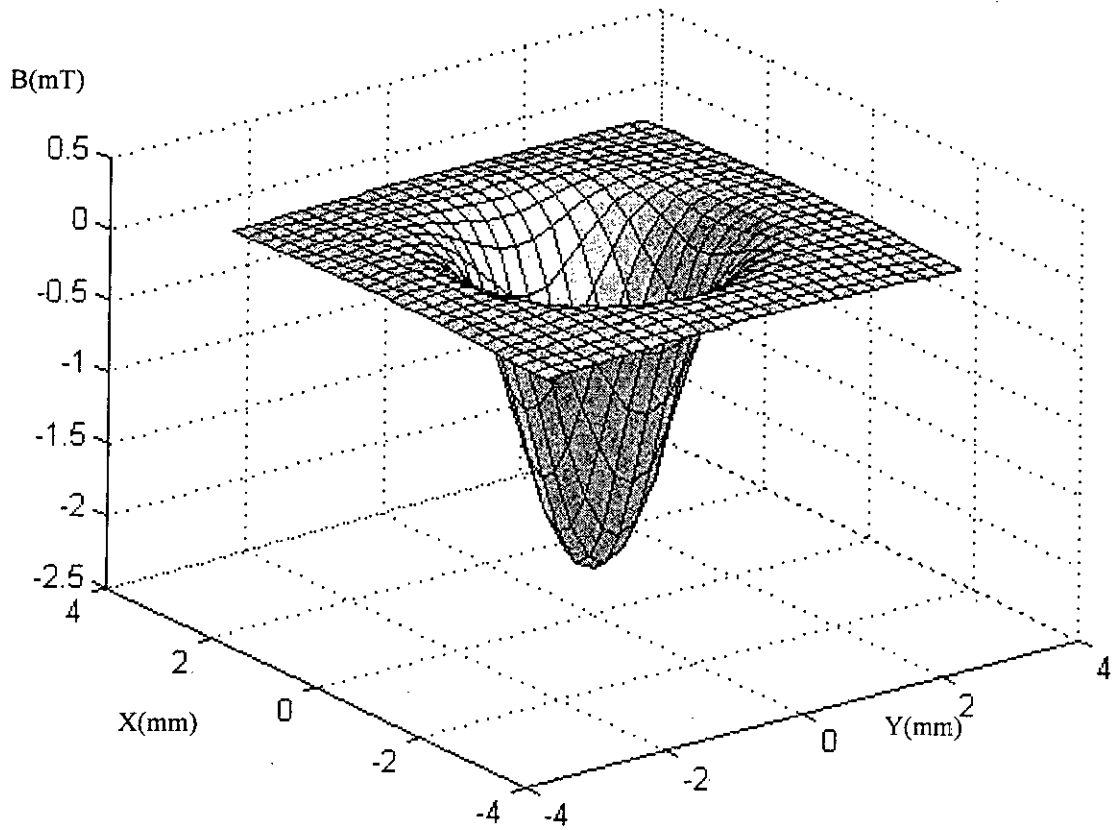


Figure III-4 : L'allure de induction magnétique B_z selon le plan (O,X,Y) . [38]

La figure (III-4) nous montre le comportement du champ magnétique B_z selon le plan (O,X,Y) . L'induction en forme de cloche nous indique que l'induction est maximale au centre de la spire et s'atténue exponentiellement.

Selon les figures (III-3, III-4), on constate que le champ d'action d'une sonde peut s'étendre jusqu'à deux fois son diamètre et l'uniformité peut être considérée si on travaille près du centre de la bobine.

I-4 Paramètres influants dans la construction de sonde

Les méthodes numériques appliquées pour la conception des sondes de courants de Foucault ont été appliquées depuis les années soixante-dix par Dodd et All [8] qui appliquèrent un modèle analytique pour la caractérisation de sondes à courants de Foucault. Leur travail incitât les chercheurs à développer cette approche.

Mais cette approche souffre de beaucoup de problèmes comme les autres techniques analytiques.

L'application de pur techniques numériques telle que la méthode des éléments finis ou différences finis offre certains avantages pour décrire et obtenir certaines réponses aux équations complexes qui régissent des phénomènes physiques. Elles offrent la possibilité de simuler la réponse de la sonde en présence de matériau ou en présence de défaut.

I-4-1 Influence du diamètre de la sonde

La construction des sondes à CF est régie par un choix optimal de ses paramètres afin d'augmenter leurs sensibilités.

L'étude du champ magnétique créé au voisinage d'une sonde nous permet de montrer le champ d'action de cette sonde pour un contrôle optimal[38].

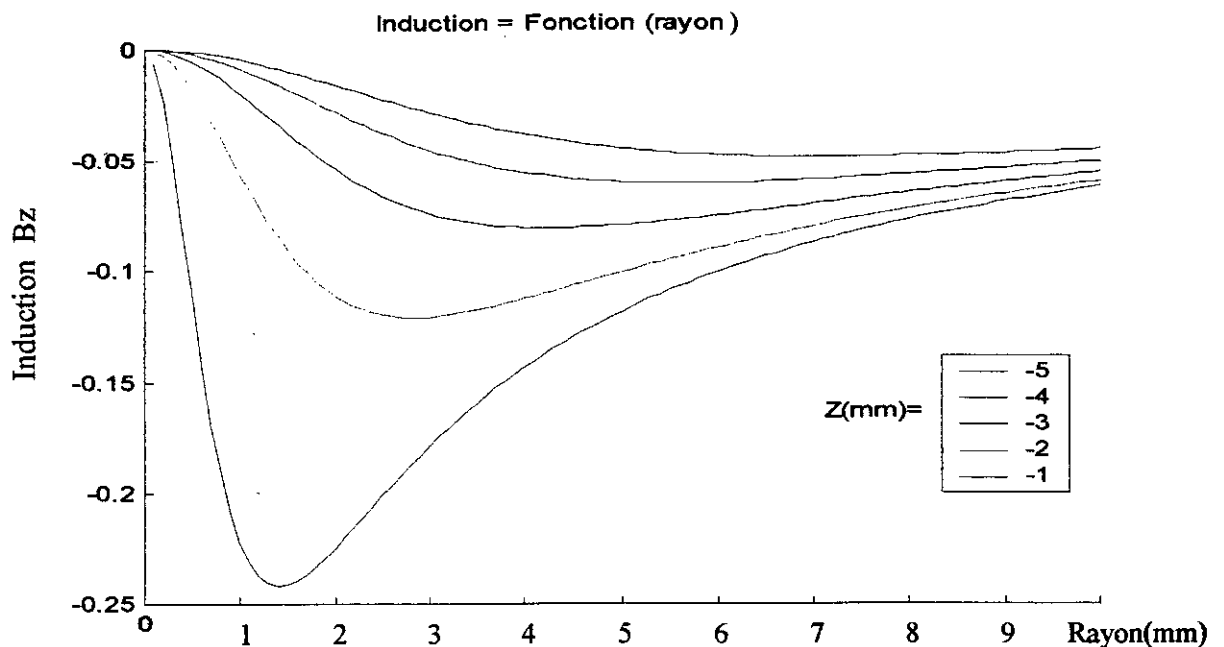


Figure III-5 : Induction en fonction du rayon [39]

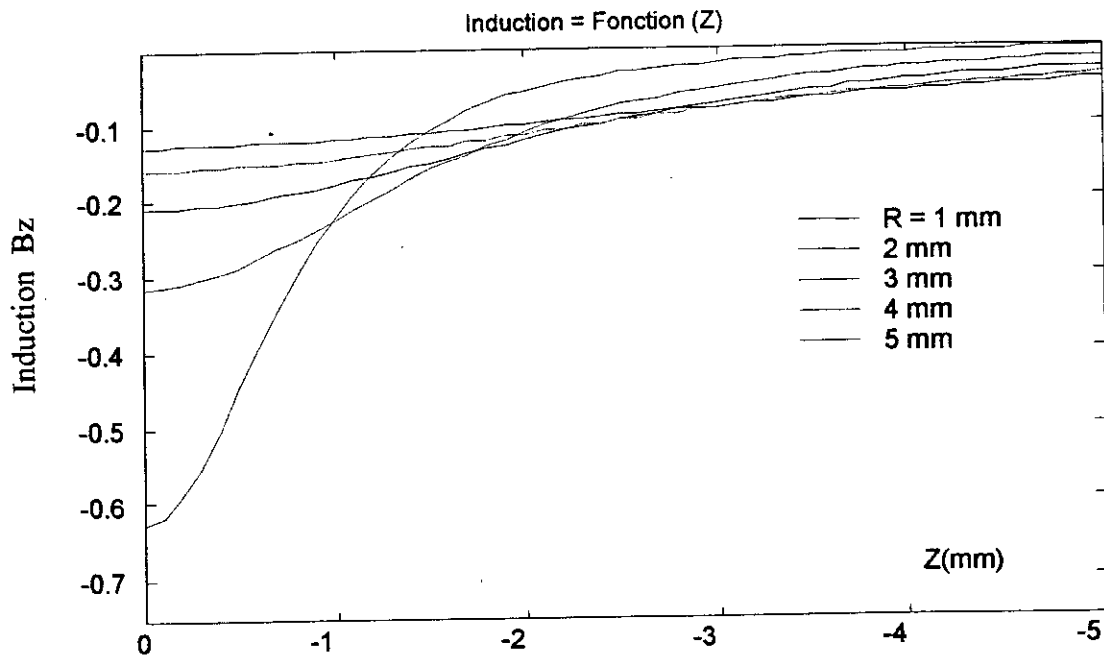


Figure III-6 : Induction en fonction de la distance Z

L'étude en fonction de la variation du diamètre de la sonde montre que:

- pour des petits diamètres, le champ d'action de celle-ci est petit mais l'induction est plus forte.
- pour des sondes à large diamètre, le champ d'action est large et l'induction est approximativement constante.
- L'effet de décollement (lift-off) montre que l'atténuation de l'induction magnétique est importante pour des sondes de petit diamètre.

1-4-2 Influence de la hauteur de la sonde

Elle est fonction du nombre de spires. Cette hauteur sera fonction de champ à obtenir, du choix du fil de bobinage.

Le choix du fil est adapté à la géométrie du capteur, il faut tenir compte du facteur d'échauffement et donc du risque de dérive.

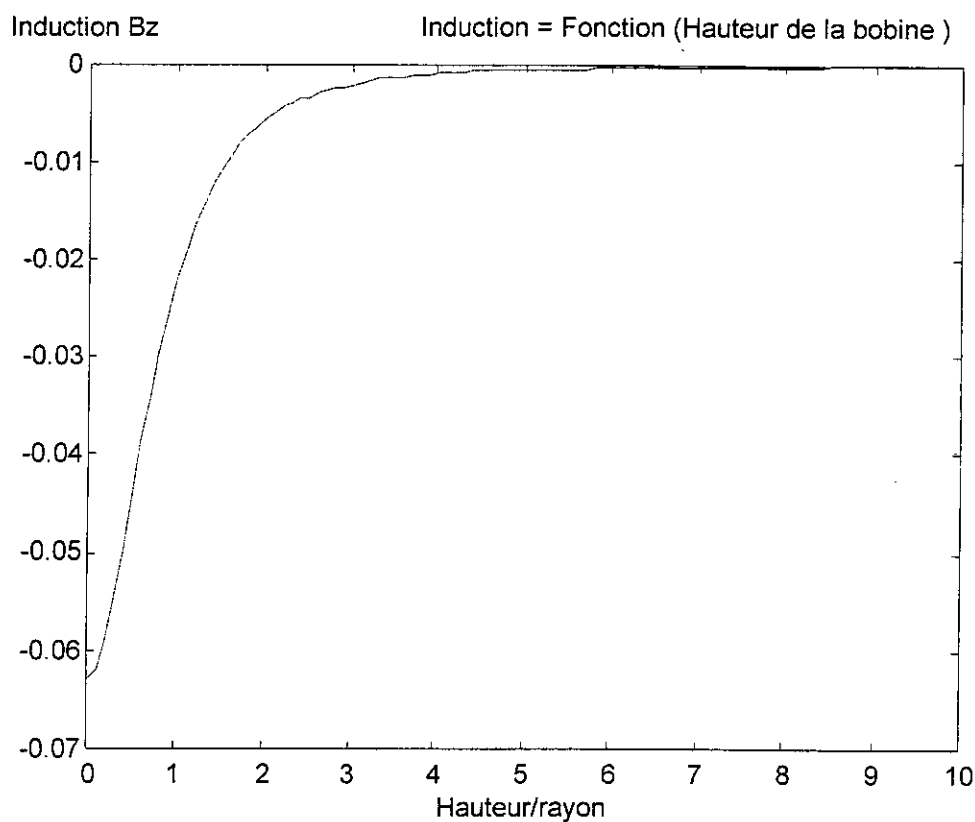


Figure III-7 : Induction des spires en fonction du rapport distance/rayon

L'induction créée par les spires d'une bobine suit la courbe représentée ci-dessus de ce fait on remarque que leurs inductions s'atténuent au fur et à mesure que la hauteur de la bobine augmente.

A partir d'une hauteur de 2 fois le diamètre de la bobine leurs effets sont quasi nuls.

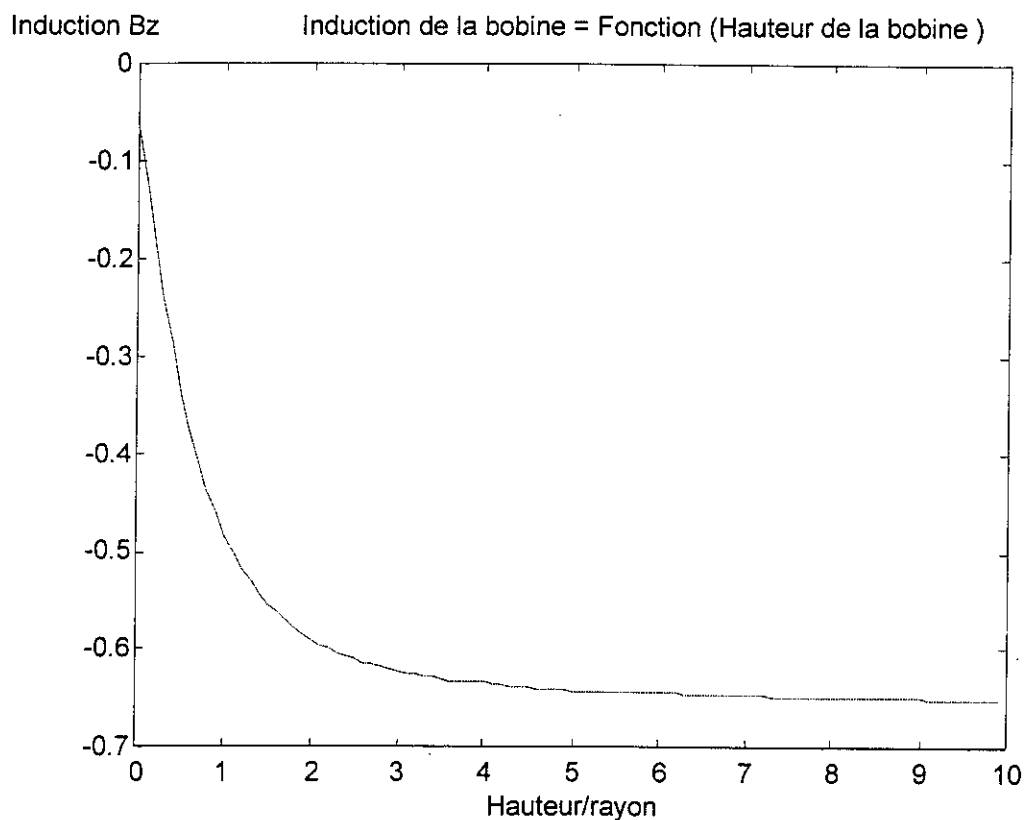


Figure III-8 : Induction en fonction du rapport hauteur/rayon.

L'induction de la bobine créée à une distance Z_0 croît exponentiellement en fonction du nombre de spire (hauteur de la bobine) et converge vers une valeur limite obtenue aux environs de 2 fois le diamètre de la bobine.

II Construction de Sonde

La construction des sondes à Courants de Foucault d'une configuration donnée est basée sur des principes relativement simples. La forme de la sonde, sa section transversal, sa taille, sa configuration et sa source d'excitation sont tous des paramètres qui peuvent servir au constructeur pour fabriquer des sondes particulières, souhaitables pour des applications spécifiques ou générales.

Elles peuvent être très petites, de diamètres inférieures à 2,5 mm ou atteindre des dimensions importantes supérieures à 300 mm de diamètre.

Elles peuvent être aussi longues ou courtes, à section transversale rectangulaire, circulaire ou elliptique, avec noyaux magnétiques, non magnétique ou à air, avec ou sans blindage.

La construction de capteurs est gouvernée par les paramètres, inductance de la sonde, résistance, distribution du champ à son voisinage, sa réponse en présence d'un matériau vis à vis d'un défaut (de type fissure, trou, discontinuité) et de la distance du matériau (lift-off).

La construction des sondes peut être aussi influencée par d'autres paramètres assez complexes tel que la fréquence d'excitation, le champ magnétique requis, impédance requise, forme spéciale et lignes de champ de trajectoires spécifiques.

Certains de ces paramètres réagissent de manière opposée d'où la nécessité d'optimiser ces paramètres judicieusement.

II-1 Supports de sondes

La fabrication d'un capteur dépend de la fréquence de travail. Et de ce fait du choix du noyau.

Les sondes à noyau **PVC, Nylon** sont équivalentes aux sondes à air.

Le **Numetal** est utilisé comme support pour sonde interne et palpeur de surface dont la bande de fréquence est de 1 à 50 kHz.

La **Ferrite** couvre une très large gamme de fréquences, très compactes mais difficile à usiner.

II-2 Caractérisation de sonde

La caractérisation des sondes par courants de Foucault est effectuée par le tracé du diagramme d'impédance normalisé de celle-ci obtenu par un balayage de fréquences.

Les fréquences choisies pour le tracé du diagramme d'impédance varie des basses fréquences 50Hz à de hautes fréquences 100 Khz.

Le diagramme d'impédance nous permet alors de voir :

- La meilleur gamme de fréquences où l'interaction sonde matériau est optimale.
- La sensibilité du capteur.

II-2-1 Sondes réalisées

Plusieurs types de sonde, de différents diamètres, de nombres de spires, de section de fil et de longueurs selon le type décrit dans la (figures III-1) ont été réalisés manuellement tel qu'ils sont représenté dans le tableau suivant.

Référence sonde	PPF2000	PCF2000	PPF600	PCF600
Type	Absolu plat	Absolu conique	Absolu plat	Absolu conique
Nombre de spire	2000	2000	600	600
Diamètre du fil (mm)	0.08	0.005	0.08	0.005
Noyau	Ferrite	Ferrite	Ferrite	Ferrite
rayon r (mm)	5	10	5	10
Largeur b (mm)	5	8	5	8
Hauteur c (mm)	20	5	20	5
Résistance à 1kHz (Ω)	114,699997	261	6,511	42,470001
Inductance à 1kHz (mH)	0,14748	0,09509	0,001452	0,008598

Tableau III-1 : Caractéristiques de certaines sondes utilisés.

La figure III-9 représente le diagramme d'impédance d'un palpeur (palpeur à noyaux conique de 2000 spires pcf2000) obtenu pour une gamme de fréquences allant de 100Hz à 20kHz sur une pièce en aluminium. Il nous permet de voir que :

- l'échange d'énergie est maximale pour une fréquence voisinant les 500Hz.
- au delà de 5khz, les points de mesures sont très proches, la sensibilité de mesure est réduite.
- déterminer les limites du capteur et ses caractéristiques.
- vérifier la stabilité de la réponse du capteur.



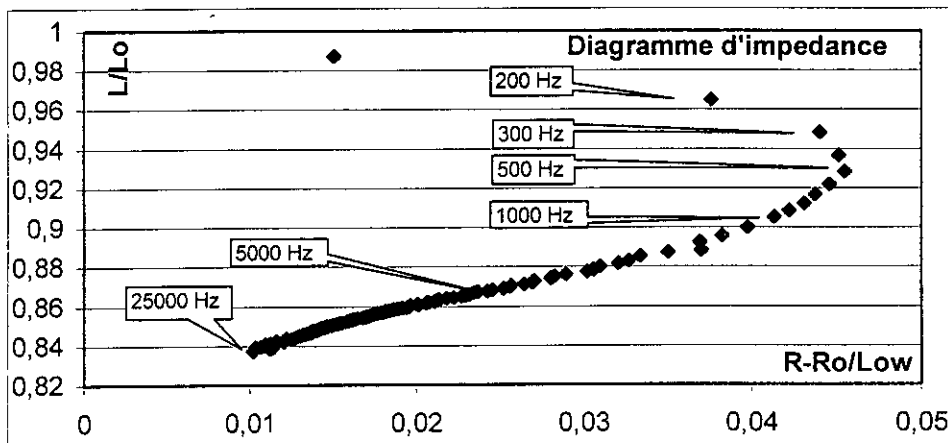


Figure III-9 : Diagramme d'impédance d'une pièce en aluminium

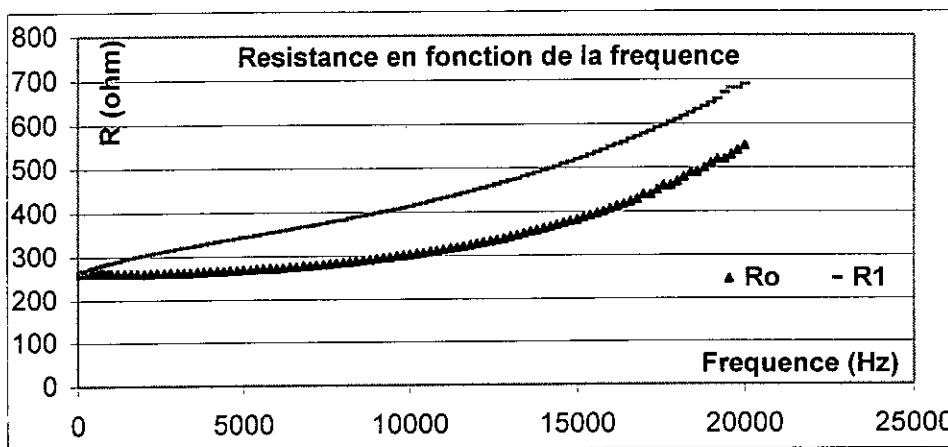


Figure III-10 : Variation de la partie active d'une sonde à CF en fonction de la fréquence en présence et en absence d'une pièce en aluminium.

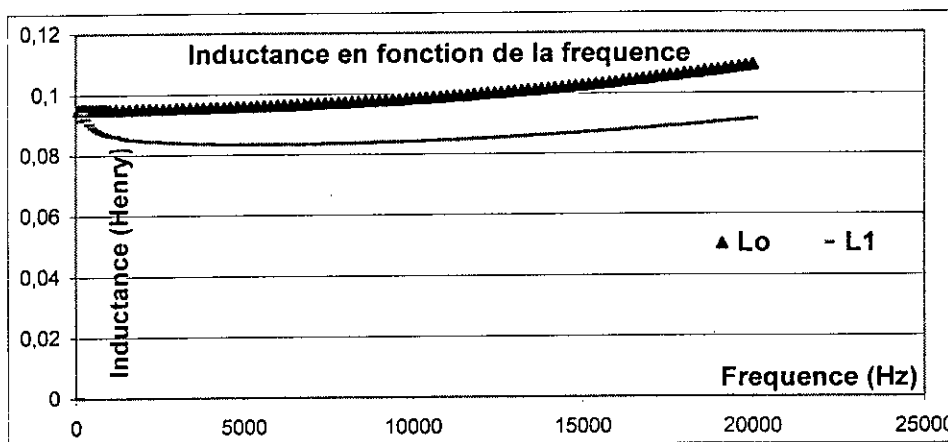


Figure III-11 : Variation de la partie réactive d'une sonde à CF en fonction de la fréquence en présence et en absence d'une pièce en aluminium

CHAPITRE IV

Approche physique et Expérimentale

Ce chapitre décrit les différents outils et moyens qui ont été nécessaires pour réaliser et concrétiser notre étude à savoir :

- Des approches théoriques validées par des expériences au laboratoire.
- Pièces de références nécessaires pour calibrer et diversifier les résultats.
- Outil informatique nécessaire pour faciliter l'analyse des résultats et la commande des équipements de mesures et de déplacements.

I Préparation des pièces de référence

La méthode de contrôle par CF est basée sur la reproductibilité des résultats par rapport à un étalonnage d'origine. De ce fait les pièces de référence standards ont un rôle important dans la qualité de la mesure et donc des résultats, il est donc essentiel de connaître parfaitement les qualités à exiger d'une pièce standard et leurs caractéristiques.

I-1 Caractéristiques des pièces de référence standard

Les pièces ont une géométrie simple : tubes, barres, plaques, etc..

Pour déterminer une pièce servant d'étalon, il est nécessaire d'avoir un lot identique de même nuance, et de même dimension.

Pour les pièces de forme, les considérations précédentes s'appliquent de la même manière, mais la complication est requise quant à la réalisation. Pour les pièces de fonderie, les différentes coulées ne sont pas aussi reproductibles, ceci peut perturber la mesure dans le cas du tri de dureté.

I-2 Pièces de référence d'aluminium

Pour la fabrication de pièces de références, nous avons choisi de faire des pièces de différents alliages d'aluminium silicium utilisés dans l'industrie aéronautique, au niveau du laboratoire de micro fonderie de l'institut d'aéronautique de Blida.

Le procédé de fabrication peut se résumer à :

- La confection d'un moule à partir d'un modèle reproduit en sable de fonderie (moulage au sable).
- Préparation de la coulée et la mise des métaux dans le four où la fusion permettra de les faire passer de l'état solide à l'état liquide et de réaliser les alliages.
- La mise du liquide dans le moule.

- La pièce coulée est refroidit est extraite du moule, nettoyée, ébarbée, usinée aux dimensions voulus.
- Un polissage final.

Remarque : Les pièces finis comportent des défauts de structure visible à l'œil nu, pour vérifier la présence de défauts internes (poche d'air, crevasse...), un contrôle par rayons X en temps réel a été effectué.

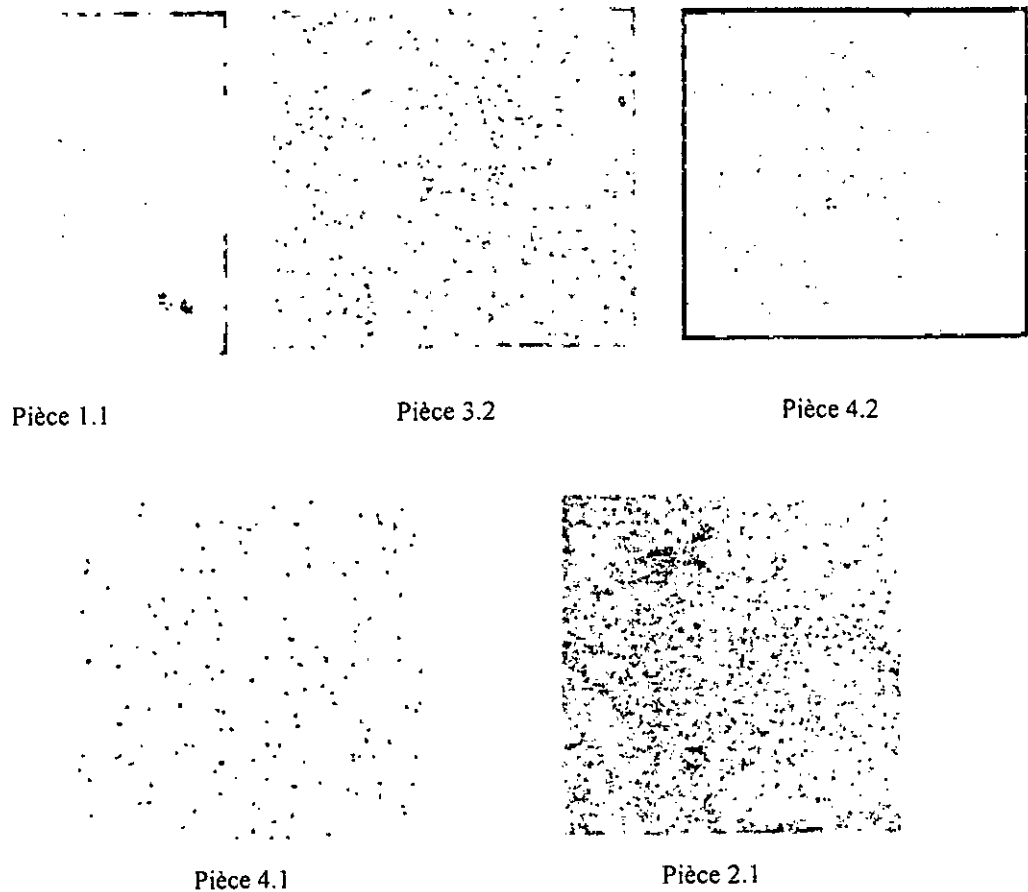


Figure IV-1 : Photos de certaines pièces réalisées

I-2-1 Visualisation des défauts des pièces de fonderie par rayon X

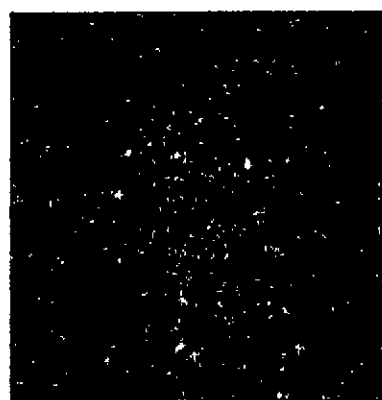
Sur l'ensemble des pièces fabriquées, on remarque une inhomogénéité de la structure métallurgique. Des crevasses sont aussi visible sur la pièce 1.1 et 4.1, due aux gaz emprisonnés durant le refroidissement des pièces.

Une deuxième tentative de fabrication a été réalisée mais sans résultats satisfaisants.

Sur tout le lot de pièces, seule la pièce 1.1, qui présente une homogénéité dans la structure et une crevasse à plus de 10mm de la surface finie a été acceptée.



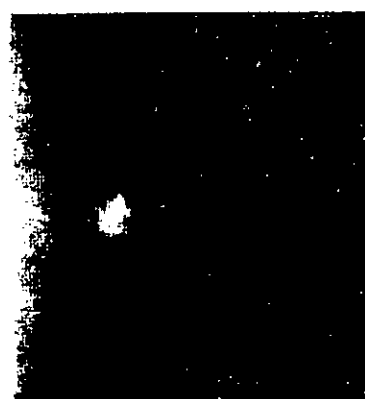
Pièce 1.1



Pièce 2.1



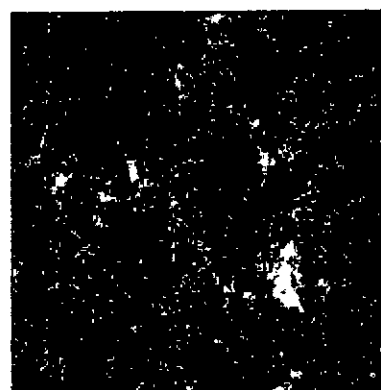
Pièce 3.1



Pièce 3.2



Pièce 4.1



Pièce 4.2

Figure IV-2: Visualisation des défauts sur les pièces fabriquées par rayons X

I-2-2 diagrammes d'impédances des pièces réalisées

On remarque une différence nette dans l'allure des diagrammes faite pour les quatre pièces d'alliages d'aluminium: la pièce 5, la pièce 1, la pièce 4.1 et la pièce 4.2. La différence observée entre deux pièces de même alliage justifie leurs rebuts, et indique une variation dans la structure entre les deux pièces.

Selon les diagrammes d'impédance observés dans la figure IV.3, on distingue une variation due aux différentes conductivités des matériaux.

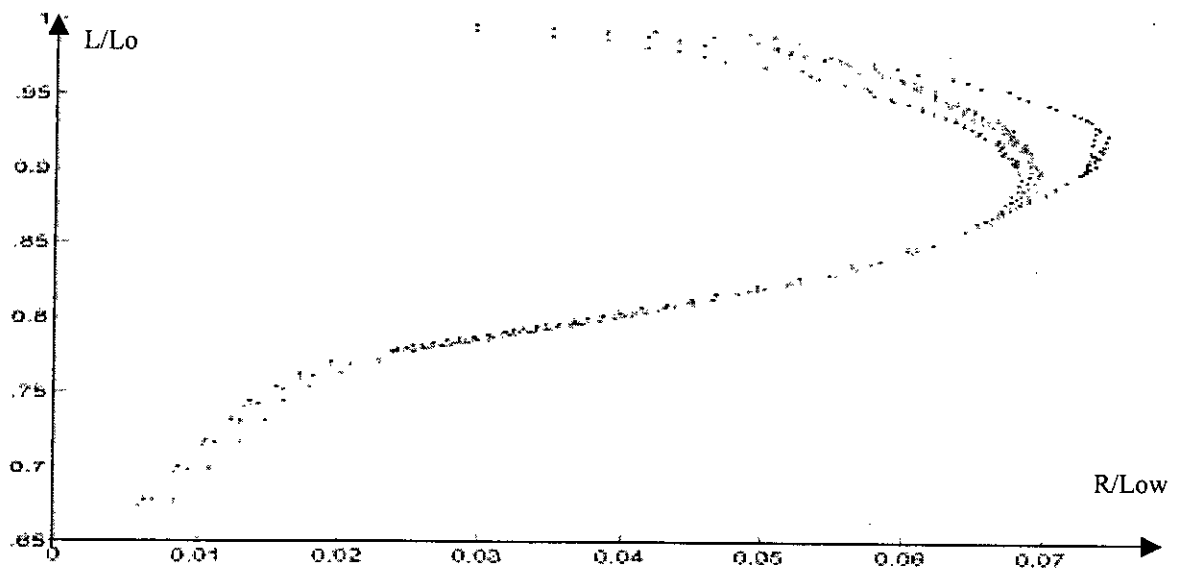


Figure IV-3 : Diagramme d'impédance de trois alliages

I-3 Pièces de références Ferromagnétiques

Les traitements thermiques sont des opérations de chauffages et de maintien suivies d'un refroidissement qui ont pour but de procurer à un acier les propriétés les plus convenables pour son emploi ou sa mise en forme. Ils permettent aussi d'améliorer dans une large mesure les propriétés de résistance et de réduire les défauts.

Pour obtenir des pièces de référence de différentes caractéristiques On a opté pour traiter thermiquement deux types d'acier de nuance :

- 20NC6 pour sa disponibilité au sein de l'unité de fonderie de Rouïba, disponible en forme d'une barre ronde, de diamètre 80 mm.
- Xc48 disponible au niveau du C.S.C.

I-3-1 Le traitement thermique effectué

Pour l'acier 20NC6, Le traitement thermique a été effectué au niveau de l'atelier de maintenance de l'ENCC de OUED SMAR, et L'acier XC48, au niveau de l'atelier de mécanique de l'entreprise ENCC de Blida.

Pour les deux nuances, 5 échantillons de forme cylindrique de 80 mm de diamètre et 10 mm d'épaisseur ont été découpés et meulés.

Les traitements thermiques effectués sur les cinq échantillons de chaque alliage sont illustrés dans le tableau suivant :

Echantillons	Température (°C)	Temps de maintien	Refroidissement
20NC6_0	(non traité)		
20NC6_1	1100	1h30	A l'air
20NC6_2	1100	3h00	A l'air
20NC6_3	1100	4h30	A l'air
20NC6_4	1100	6h00	A l'air
XC48_0	(non traité)		
XC48_1	1100	0h30	A l'air
XC48_2	1100	1h00	A l'air
XC48_3	1100	90	A l'air
XC48_4	1100	120 mn	A l'air

Tableau IV-1 : Traitement thermique effectué sur les échantillons ferromagnétiques

I-3-2 Micrographie et structures observées

Le Principe de l'examen métallographique consiste à examiner à l'échelle microscopique les différentes phases existantes dans les échantillons.

Afin de s'informer sur la nature des constituants, la structure existante dans chaque pièce, les modifications de structure ainsi que l'existence d'éventuelles fissures.

Le Polissage de chaque échantillon, a été procédé du 80 jusqu'à une granulométrie de 1200 des papiers abrasifs, afin de réduire au maximum les stries et la rugosité, avec arrosage à l'eau afin d'éviter tout risque d'échauffement suivi d'un polissage de finition à l'alumine sur un disque de feutre.

A- Micro durezza

Les traitements thermiques effectués provoquent une variation de structures au niveau de chaque échantillon, cette variation correspond à la variation des propriétés mécaniques que l'on ne peut connaître que par des filiations de micro durezza.

L'essai a pour but de confirmer les observations micrographiques, par suite d'apprécier l'importance des transformations que peut subir un acier lors des différents temps de maintien à une même température.

Son principe consiste à explorer plusieurs endroits au niveau de chaque échantillon par un dispositif d'essai constitué d'un système pour l'enfoncement d'une pyramide en diamant sous une faible charge et d'un microscope métallographique.

L'outil de type Vickers enfonce la surface mise à l'essai sous une charge qui varie de 15 à 500 grammes force. La mesure de la dimension de l'empreinte pyramidale est réalisée à l'aide du microscope ($\times 100$ ou $\times 400$). Un affinage digital sur écran permet de relever les valeurs de d_1 et d_2 et HV calculées automatiquement par la formule :

$$HV = \frac{1.8544}{d^2} \cdot P \quad \text{avec} \quad d = \frac{d_1 + d_2}{2} : \text{ diagonale de l'empreinte en } \mu\text{m} \quad \dots\dots\dots 1$$

P : la charge en Kg.f

Les mesures de micro durezza effectuées sous une charge de 500g.f et une durée de pénétration de 15 secondes sont représentées selon le tableau suivant.

Pour l'acier 20NC6 et XC48.

HV	20NC6_0	20NC6_1	20NC6_2	20NC6_3	20NC6_4
HV _{moy}	236	210.78	215.43	183.83	214.71

Tableau IV-2 : micro dureté des échantillons ferromagnétiques

B- Dureté

Essai de Brinell est un essai très utilisé pour sa simplicité. La dureté caractérise la résistance à la déformation et les valeurs obtenues permettent certains classement.

$$HB = \frac{0,102 \times 2F}{\pi D (D - (D^2 - d^2)^{1/2})} \quad \text{ou} \quad F = K \times 9,81 \times D^2 \quad \dots\dots\dots 2$$

et $K = 30$ pour les aciers

L'essai sur les échantillons de 20NC6 et le Xc48 a révélé les résultats suivants :

Echantillon	20NC6_0	20NC6_1	20NC6_2	20NC6_3	20NC6_4
Dureté (HB)	207	241	241	229	217

Echantillon	XC48_0	XC48_1	XC48_2	XC48_3	XC48_4
Dureté (HB)	225.2	357.6	333	331.33	293.2

Tableau IV-3 : Dureté des échantillons ferromagnétiques

remarque:

Le traitement thermique a provoqué des changements dans la structure de l'acier

I-3-5 Diagramme d'impédance des pièces ferromagnétiques

Le diagramme d'impédance des pièces traitées thermiquement à 1100°C à différents temps de maintien, nous montre la différence de structure qui a été affecté à ces pièces. La superposition de ces diagrammes nous permet de remarquer ces transformations structurales et métallurgiques.

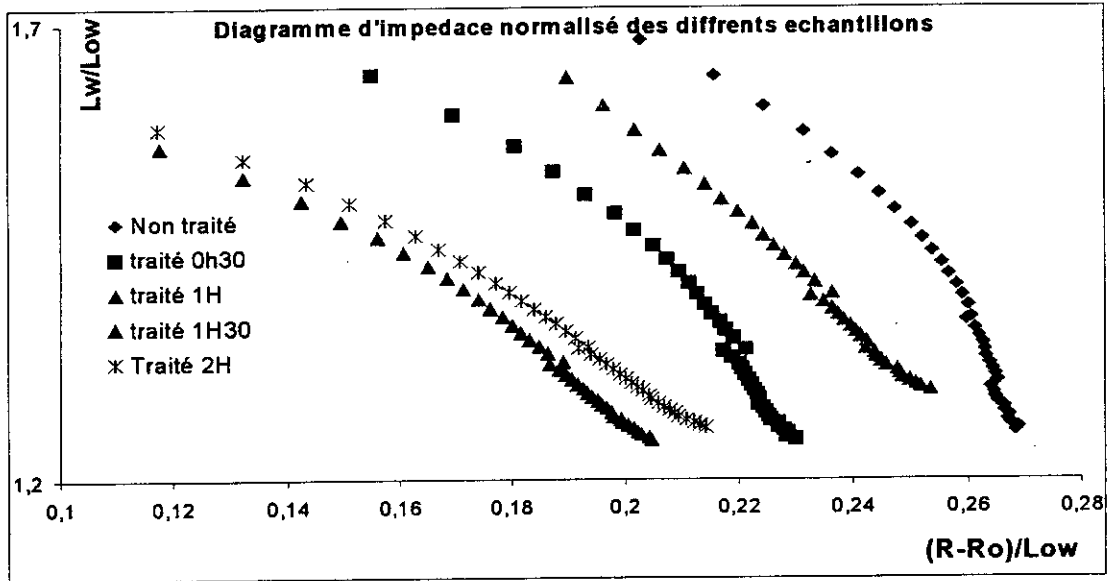


Figure IV-4: Diagramme d'impédance des pièces XC48

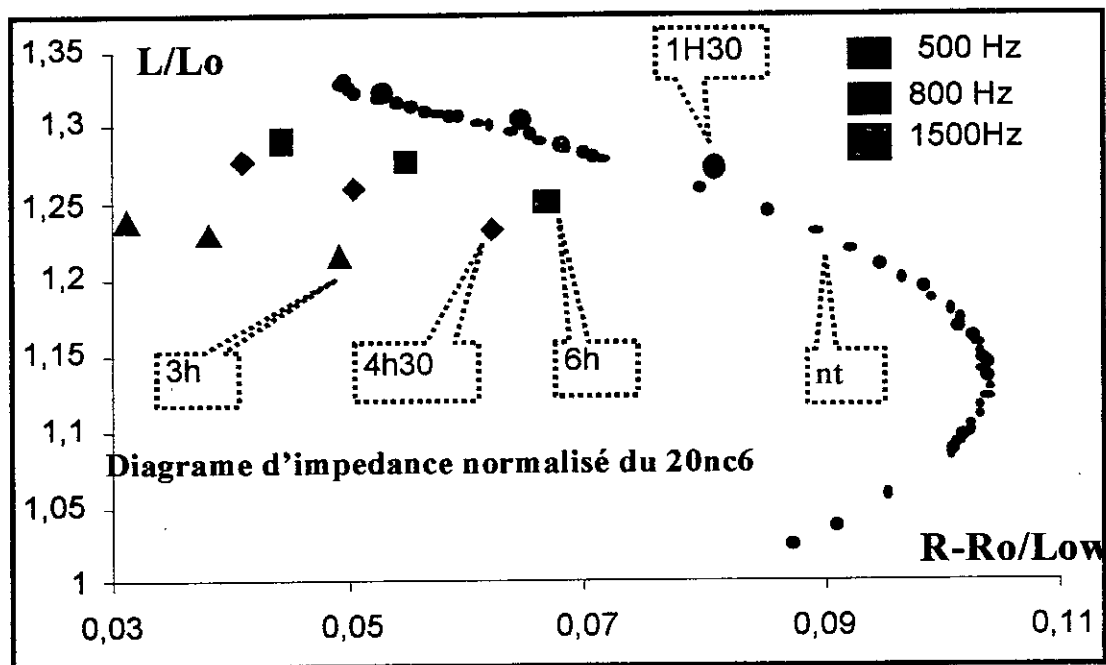


Figure IV-5: Diagramme d'impédance des pièces 20nc6

II Modèle expérimental proposé

II-1 Description du Modèle

Le modèle que nous proposons est issu de certaines observations et constatations obtenues d'après les modèles de Forster et Guérin appliqués pour le cas cylindrique et d'expériences réalisées au laboratoire afin de simuler le comportement des courants de Foucault dans un conducteur Plan.

D'après ces deux modèles, les courants de Foucault créés au niveau d'un cylindre plein ou tubulaire sont fonction de plusieurs paramètres tel que :

- La conductivité électrique.
- La perméabilité magnétique.
- La fréquence.
- Le coefficient de remplissage (distance entre sonde et pièce à contrôler).
- Rayon du cylindre et épaisseur du tube (dimension de la pièce).

Ces paramètres définis pour le cas des pièces cylindriques ou tubulaires peuvent être généralisés au cas plan avec une certaine analogie.

En effet, le comportement du diagramme d'impédance établi pour des pièces cylindriques est similaire pour les pièces planes, ce qui nous permettra d'établir notre modèle.

La mesure de la conductivité par courants de Foucault est basée sur la mesure de la variation d'impédance d'une bobine génératrice d'un champ magnétique variable perturbée par la présence des courants de Foucault.

Cette variation d'impédance peut se produire pour différentes valeurs du paramètre $K.a$ ($k^2 = \mu\sigma\omega$) soit une variation de fréquence, une variation de perméabilité magnétique, une variation de conductivité électrique ou une variation de dimension.

La détermination de ce paramètre sur le diagramme d'impédance permettra de simuler la variation de tous les paramètres influents sur la partie active et réactive de l'impédance de la sonde et donc sur la conductivité électrique des matériaux.

Le diagramme d'impédance d'une pièce conductrice plane de caractéristique bien connue servira de référence.

A travers des simulations de comportement des paramètres influents dans la variation de l'impédance de la bobine on pourra déduire ce paramètre K équivalent d'une pièce non identifiée.

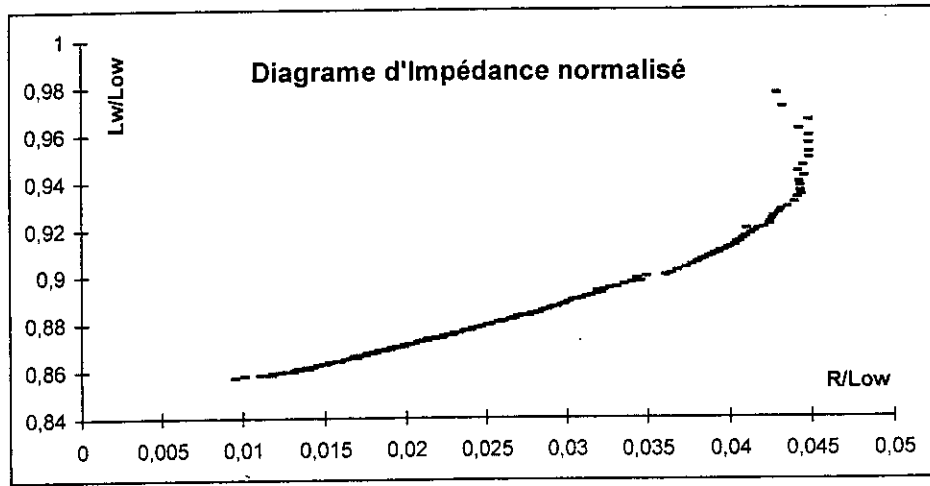


Figure IV-6 : Digramme d'impédance normalisé d'une pièce d'aluminium

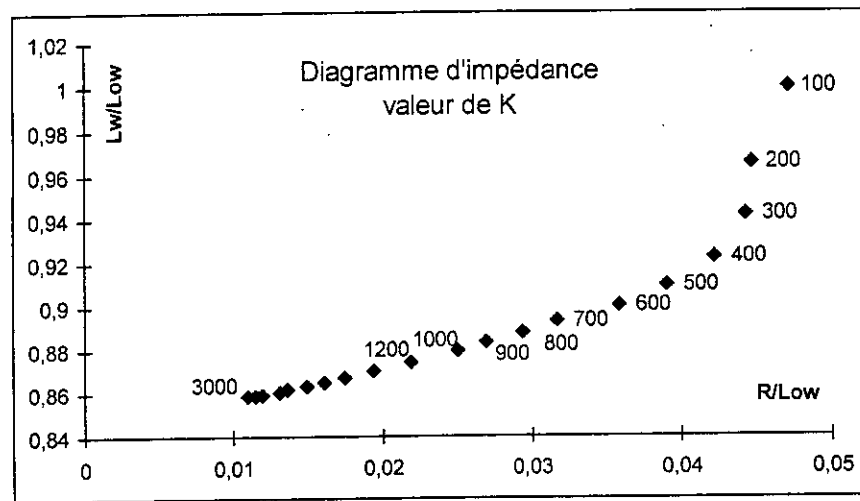


Figure IV-7 : Digramme d'impédance normalisé d'une pièce d'aluminium représentant les différentes valeurs de k

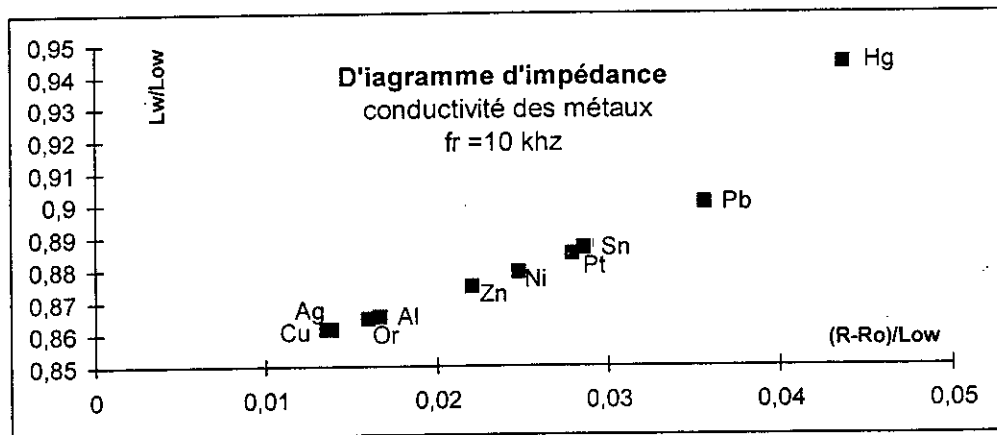


Figure IV-8 : Digramme d'impédance normalisé représentant différentes conductivités de matériaux obtenu par simulation

Néanmoins cette approche comporte certains inconvénients surtout vis à vis de la précision obtenue et du temps de mesure malgré sa simplicité et son originalité.

L'équipement utilisé et le perfectionnement des simulations appliquées ont un très grand rôle à jouer pour remédier à ces inconvénients.

A ce stade les travaux réalisés ont permis de valider ce modèle pour les pièces para et diamagnétiques, par contre les résultats obtenus pour les pièces ferromagnétiques restent à ce stade insuffisant et nécessitent toujours la saturation de ces dernières pour une éventuelle mesure de conductivité électrique.

II-2 Mesure de la conductivité électrique

Pour la mesure d'une conductivité électrique inconnue σ_0 à une fréquence de mesure F_0 par le biais du modèle proposé, des étapes importantes sont nécessaires:

- Vérification des conditions de mesures.
- Tracé du diagramme d'impédance d'une pièce de référence pour une gamme de fréquence déterminée.
- Mesure de la résistance et l'inductance de la sonde en présence de l'échantillon inconnu à une fréquence de mesure défini.
- Simulation du lift-off et détermination du facteur k équivalent.
- Mesure de la conductivité électrique.

II-2-1 Condition de mesure :

L'emploi du modèle pour la mesure de la conductivité électrique d'un matériau demande la vérification de certaines conditions à savoir :

- la sonde utilisée pour la mesure doit satisfaire ces critères :
 - Un diamètre assez large afin de réduire l'effet du lift-off sur la mesure.
 - Un diamètre inférieur à 1/3 de la largeur de la pièce afin de réduire l'effet de bord sur la mesure.
 - Aptitude à fonctionner dans la gamme de fréquences $[F1 F2]$ utilisées pour le tracé du diagramme d'impédance.
- La pièce à contrôler doit être saine et d'épaisseur supérieure à 3δ afin de négliger l'effet de l'épaisseur sur la mesure.

- La fréquence de mesure est déterminée en tenant compte de la constante de pénétration standard δ , la gamme de fréquences [F1 F2] utilisées pour le tracé du diagramme d'impédance et la conductivité électrique de la pièce de référence σ .
- Les limites du système de mesure pour l'obtention du diagramme d'impédance selon une gamme de fréquences [F1 F2] à savoir $50\text{hz} < F1 < F2 < 1\text{Mhz}$ et sa précision.

II-2-2 Le tracé du diagramme d'impédance

Le tracé du diagramme d'impédance normalisé est d'une importance capitale pour notre mesure. Il est obtenu selon les étapes suivantes :

- Mesure de la partie résistive R_0 et inductive L_0 de la sonde à courants de Foucault à vide (absence de tout matériau) et la partie résistive R_1 et inductive L_1 de la sonde en charge (sonde au contact avec la pièce de référence de conductivité électrique σ) à différentes fréquences de la gamme [F1 F2] choisie selon des conditions bien définies (voir choix de la fréquence).

Tracé du digramme complexe d'impédance normalisé représentant la variation d'impédance de la sonde pour une variation de fréquence à savoir :

$$\frac{L1w}{Low} \text{ en fonction de } \frac{(R1 - R0)}{(L0.w)} \text{ avec } w = 2.\pi.f \text{ et } F1 \leq f \leq F2 \quad \dots\dots 3$$

- Sachant que la courbe représentant uniquement diverses conductivités électriques dans le diagramme d'impédance normalisé peut être superposée à la courbe d'impédance obtenue par variation de la fréquence pour une pièce de référence de conductivité électrique σ si les autres paramètres influents sont maintenus constants, le diagramme d'impédance, représentant une gamme de conductivité électrique [σ_1 σ_2] à une fréquence de contrôle F_c , peut être obtenu par simulation à travers le diagramme d'impédance d'une pièce de référence de conductivité électrique σ pour la gamme de fréquence [F1 F2] tel que : $F1\sigma = F_c \sigma_1 \quad \dots\dots 4$

$$F2\sigma = F_c \sigma_2 \quad \dots\dots 5$$

- L'obtention du digramme d'impédance pour une gamme de conductivité électrique à une fréquence de contrôle F_c servira d'échelle de mesure de conductivité électrique d'une pièce non identifiée.
- Chaque point du diagramme d'impédance correspond à une fréquence, une conductivité électrique, une perméabilité magnétique bien connue donc à des valeurs k déterminées.

II-2-3 Choix de la fréquence de mesure F_c et la gamme de fréquences $[F_1 F_2]$.

Afin d'établir une échelle de conductivité électrique sur le diagramme d'impédance, la fréquence de mesure F_c est choisie de sorte à :

- Faire positionner le point de mesure obtenu pour une conductivité inconnue sur une partie bien définie du diagramme d'impédance.
- La partie du diagramme d'impédance choisie comme échelle de conductivité électrique est fonction des dimensions de la pièce, de la conductivité de la pièce de référence et la gamme de fréquences $[F_1 F_2]$.

La gamme de fréquences $[F_1 F_2]$ est déterminée selon ces critères :

- La conductivité et les dimensions de la pièce de référence.
- La précision demandée.
- La sonde utilisée.
- La capacité de notre système de mesure ($50\text{hz} < F_1 < F_2 < 1\text{Mhz}$).

F_1 et F_2 , la conductivité et la perméabilité de la pièce de référence, servent à définir les valeurs k dans le diagramme d'impédance afin d'établir une échelle de référence.

La fréquence de mesure et la conductivité étant choisie (F_c, σ_1, σ_2 sont fixés) on trouve :

$$F_1 = F_c \sigma_1 / \sigma_r. \quad \dots\dots\dots 6$$

$$F_2 = F_c \sigma_2 / \sigma_r. \quad \dots\dots\dots 7$$

II-2-4 fréquence équivalente et conductivité électrique

Sachant que la variation d'impédance est fonction de la fréquence et de la conductivité électrique et que ces deux paramètres suivent la même trajectoire dans un diagramme d'impédance normalisé si tous les autres paramètres influents dans la variation d'impédance de la sonde sont maintenus constants.

La fréquence équivalente F_x est alors considérée comme étant la fréquence qui permet de superposer deux points P_0 et P_x dans le même diagramme d'impédance tel que :

- P_0 correspond à l'impédance obtenue pour un échantillon de conductivité inconnue σ_0 et une fréquence de mesure F_0 .
- P_x correspond à l'impédance obtenue pour un échantillon de conductivité connu σ_r et une fréquence de mesure F_x .

La variation d'impédance est fonction du facteur k soit la fréquence et de la conductivité électrique alors :

$$\sigma_0 F_0 = \sigma_r F_x \quad \dots\dots\dots 8$$

Le point équivalent correspondant à la fréquence équivalente peut être déterminé analytiquement. Il correspond au point du diagramme d'impédance normalisé dont la distance avec le point Po est minimale.

La valeur k des deux points Po et Px étant égale donc :

$$\sqrt{\sigma_0 \cdot \mu_0 \cdot (2 \cdot \pi \cdot F_0)} = \sqrt{\sigma_T \cdot \mu_0 \cdot (2 \cdot \pi \cdot F_x)} \quad \dots\dots\dots 9$$

La conductivité électrique inconnue σ_0 correspondra alors à :

$$\sigma_0 = \sigma_T \cdot F_x / F_0 \quad \dots\dots\dots 10$$

II-3 Influence du Lift-off sur la mesure de la conductivité.

L'influence du lift-off est observée dans la courbe ci-dessous qui nous montre l'influence de la distance entre la pièce à contrôler et la sonde.

Le diagramme d'impédance des trois échantillons (cuivre, Aluminium, Bronze) nous permet d'observer deux déplacements :

- Un déplacement le long de la courbe qui est due aux différentes conductivités des échantillons.
- Un déplacement hors de la courbe due à l'effet d'éloignement de la sonde.

En effet, à cause de l'absence de l'influence de la perméabilité sur les matériaux paramagnétiques et diamagnétiques, les courbes d'impédances des trois échantillons (différentes conductivités) devraient être superposées.

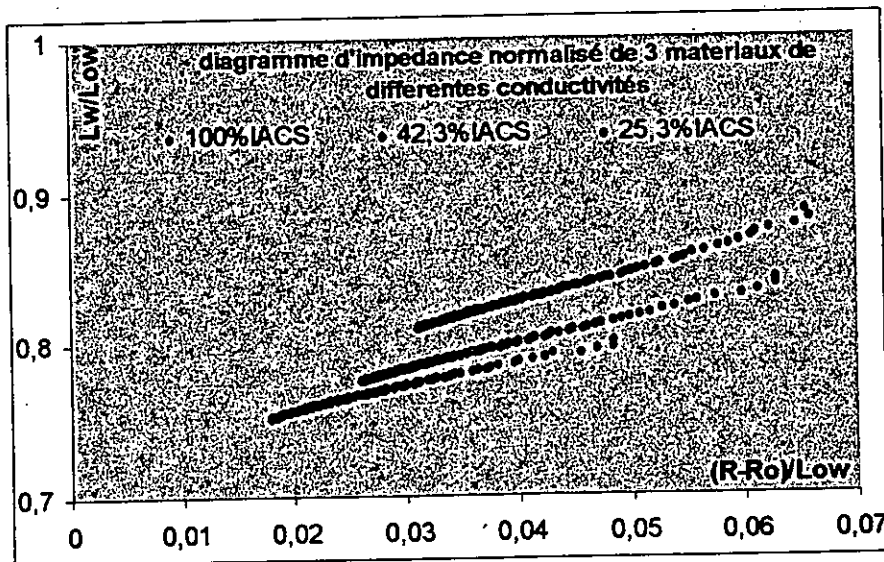


Figure IV-9 : Diagramme d'impédance normalisé des échantillons de Bronze, cuivre et Aluminium

Une mesure de conductivité rigoureuse n'est possible que si l'influence du lift-off est prise en considération.

II-3-1 Simulation du lift-off

Pour montrer l'influence du lift-off, nous avons représenté un diagramme d'impédance normalisé avec un balayage de fréquence allant de 1KHz à 10 KHz et une sonde au contact obtenu pour une pièce de cuivre (pièce non ferromagnétique) et une pièce de nuance 20NC6 (pièce ferromagnétique).

Grâce au système de déplacement micrométrique nous avons relevé les différentes mesures caractéristiques de la sonde (résistance, inductance, phase..) à différentes distances des pièces pour des fréquences 1KHz, 5KHz et 10kHz.

La représentation des impédances relevées sur le même diagramme d'impédance nous permet de constater que :

- La linéarité des déplacements des impédances dans le diagramme.
- Les points de mesures convergent vers le point de la courbe (0,1).
- Le déplacement des points n'est pas uniforme et diminue exponentiellement.

Ces observations sont très importantes pour simuler le lift-off dans la mesure de la conductivité et la mesure des épaisseurs de revêtement pour des pièces conductrices.

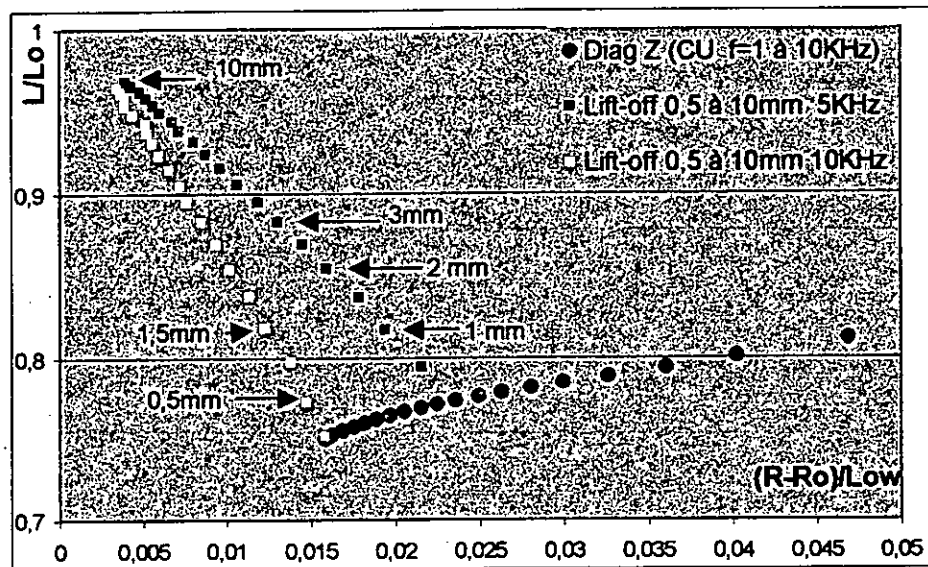


Figure IV-10: Représentation des déplacements des points du diagramme d'impédance normalisé pour différentes valeurs de Lift-off pour une pièce de cuivre

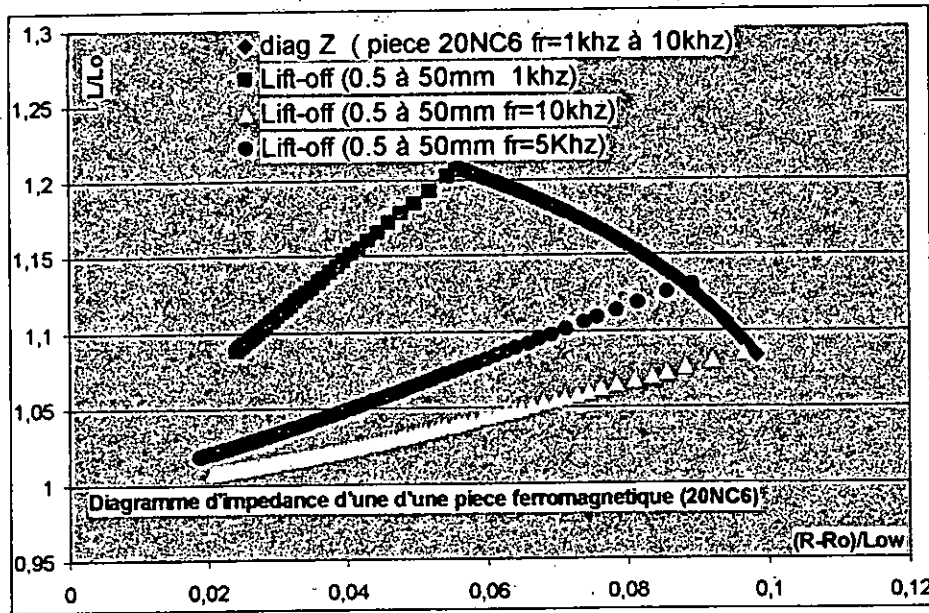


Figure IV-11: Représentation des déplacements des points du diagramme d'impédance normalisé pour différentes valeurs de Lift-off pour une pièce ferromagnétique

Comme il est montré dans le diagramme d'impédance représenté dans la figure IV-12, l'impédance mesurée d'un échantillon inconnu est projeté sur le diagramme selon la droite qui inclue le point de mesure et le point haut de la courbe.

Le point d'intersection de la droite et le diagramme d'impédance représentant les valeurs de K nous permettra de mesurer le K équivalent et ainsi la conductivité électrique du matériau par la suite. La fréquence de contrôle et la gamme de fréquences choisies pour les valeurs de k détermine la précision de notre mesure.

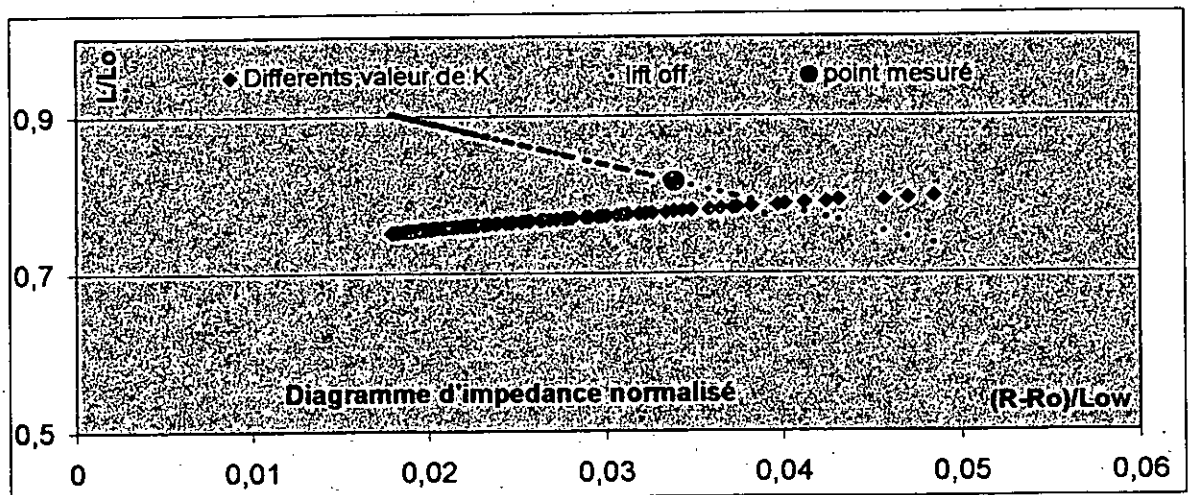


Figure IV-12 : Simulation de la projection du point de mesure sur le diagramme d'impédance normalisé.

Pour le cas des pièces ferromagnétiques, il est nécessaire de saturer ces dernières afin de négliger l'influence de la perméabilité magnétique.

Application sur les pièces de référence

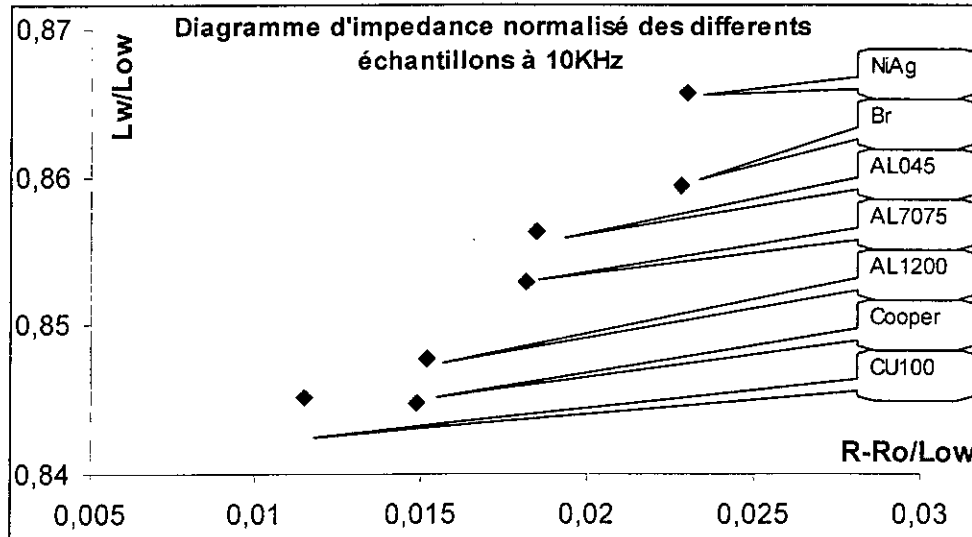


Figure IV-13 : Diagramme d'impédance normalisé représentant les différents points de mesures des pièces de référence standard.

Echantillons	Fréquence (Hz)	Conductivité	
		% IACS	Ms/m
copper	10000	92	53,73
AL1200	10000	86	50,22
AL7075	10000	62	36,21
NiAg	10000	34	19,86
300 Stn	10000	34	19,86
Carbon steel	10000	1	0,58
400 Stn	10000	1	0,58
ferrite	10000	22	12,85
Cu100	10000	100	74,75
Br	10000	36	21,02
AL043	10000	56	32,7
Std1	10000	52	30,37
Std2	10000	8	4,67

Tableau IV-4 : Conductivités électriques mesurés des pièces de référence standard

II-4 Mesure de l'épaisseur de revêtement

Si le lift-off représente un inconvénient pour la mesure de conductivité électrique, il offre un avantage considérable pour la mesure de l'épaisseur des revêtements.

Par cette technique, des épaisseurs allant de l'ordre de microns jusqu'à quelques dizaines de millimètres peuvent être mesurées avec précision.

II-4-1 Mesure d'un revêtement isolant sur un matériau conducteur

Le système de mesure de la conductivité électrique présenté par le modèle permet aussi la mesure d'un revêtement isolant (conductivité nul) sur un matériau conducteur (conductivité σ). En effet l'épaisseur du revêtement n'est autre qu'un lift-off.

L'influence du lift-off est réduite par une simulation de son effet sur le diagramme d'impédance. Par contre la mesure de la distance des deux points P_0 et P_x représentant l'impédance de la sonde de l'échantillon inconnu et le point équivalent du diagramme d'impédance nous permet de mesurer l'épaisseur du revêtement.

La distance P_0P_x est donnée par la formule suivante :

$$P_0 \begin{vmatrix} \frac{R_1 - R_0}{L_0 \omega} \\ \frac{L_1}{L_0} \end{vmatrix} \quad P_x \begin{vmatrix} \frac{R_x - R_0}{L_0 \omega} \\ \frac{L_x}{L_0} \end{vmatrix} \Rightarrow P_0 P_x = \sqrt{\left[\frac{R_1 - R_x}{L_0 \omega} \right]^2 + \left[\frac{L_1 - L_x}{L_0} \right]^2} \dots\dots\dots 11$$

les mêmes conditions de mesure que pour la conductivité électrique sont à prendre en considération à l'exception de :

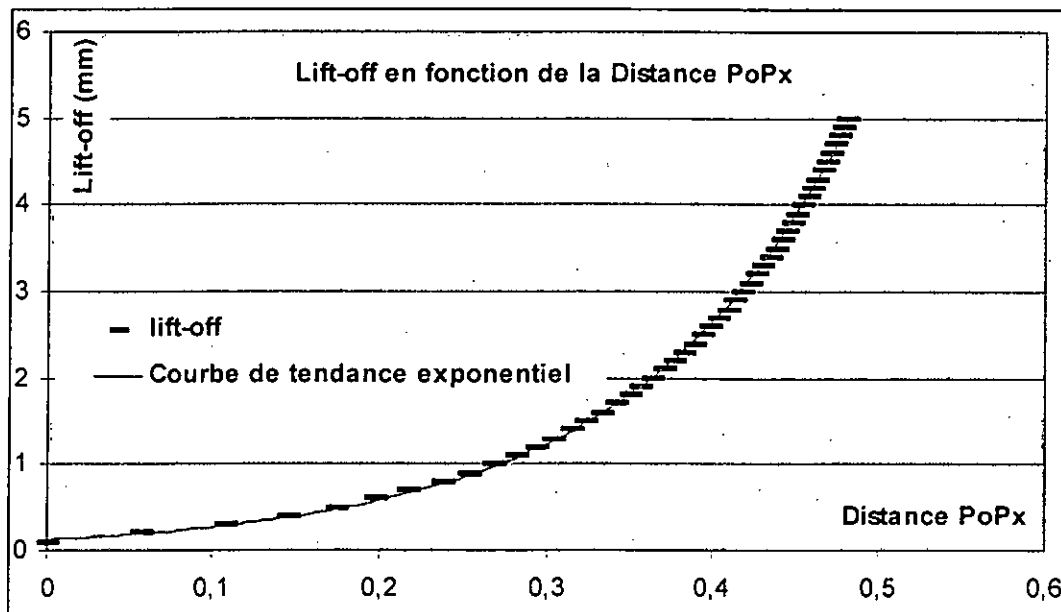
- La pièce de référence prise pour le tracé du diagramme d'impédance sera choisie de la même nuance que le matériau de base non revêtu.
- Un étalonnage est nécessaire pour la mesure avec une feuille de plastique d'épaisseur bien déterminé.

La mesure du revêtement est possible grâce à la courbe ci dessous qui montre la variation de l'épaisseur du revêtement par rapport à la distance (P_0P_x) :

Grâce au système de déplacement micrométrique et notre système de mesure d'impédance nous avons représenté pour différentes distances (sonde pièce) la relation entre la distance P_0P_x et le Lift-off pour une fréquence de 10Khz d'une pièce en cuivre.

La courbe obtenue nous montre que l'épaisseur du revêtement suit une courbe exponentielle qui ne passe pas forcément par l'origine.

En pratique, un étalonnage par l'emploi d'une feuille de plastique d'épaisseur connue permettra de déterminer cette fonction qui régie l'épaisseur en fonction de la distance PoPx et d'évaluer avec précision le lift-off donc l'épaisseur du revêtement.



FigureIV-14: Représentation du lift-off en fonction de la distance PoPx

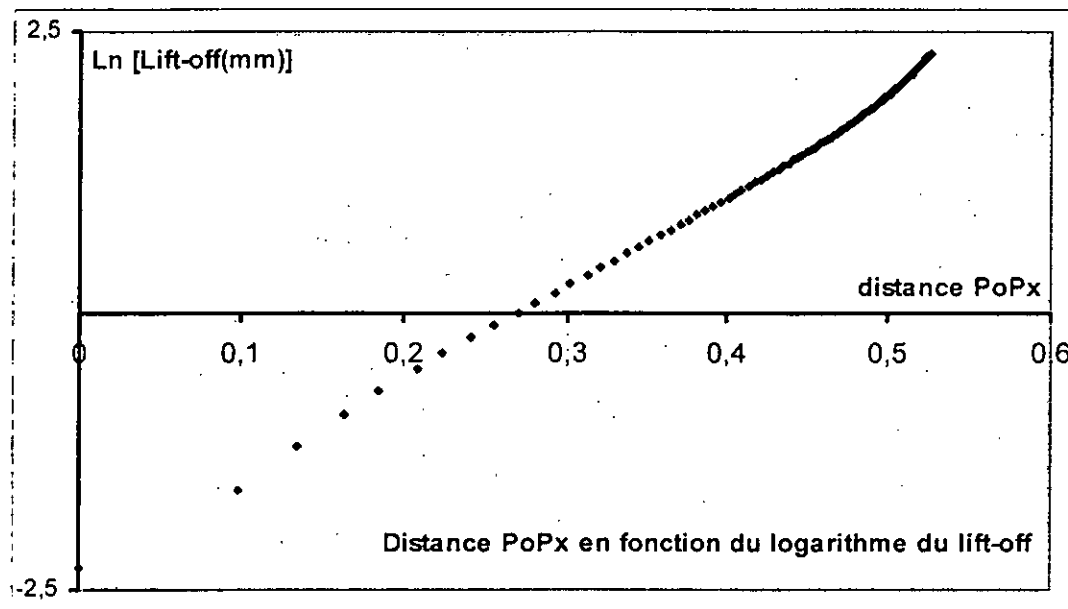


Figure IV-15: Représentation du logarithme du lift-off en fonction de la distance PoPx

II-4-2 Mesure de l'épaisseur d'un revêtement conducteur

De même que la mesure de l'épaisseur d'un revêtement isolant, la mesure de l'épaisseur d'un revêtement conducteur (conductivité σ_{m1}) sur un matériau de base conducteur (conductivité σ_{m0}) peut se faire grâce au modèle proposé en tenant compte de certaines conditions supplémentaires par rapport aux conditions appliquées à la mesure des revêtements isolants.

A savoir :

- Les conditions appliquées pour la mesure de l'épaisseur isolant sur un matériau de base conducteur sont valables pour le cas d'un revêtement conducteur.
- La fréquence de mesure est choisie tel que l'épaisseur du revêtement est inférieure à la constante de pénétration standard dans le matériau de revêtement.

Deux cas se présentent à savoir :

- La conductivité du matériau de base est supérieure à celle du revêtement ($\sigma_{m0} > \sigma_{m1}$).
- La conductivité du matériau de base est inférieure à celle du revêtement ($\sigma_{m0} < \sigma_{m1}$).

Afin de voir le comportement de la conductivité électrique mesurée par notre modèle pour des revêtements conducteurs, nous avons réalisé l'expérience suivante :

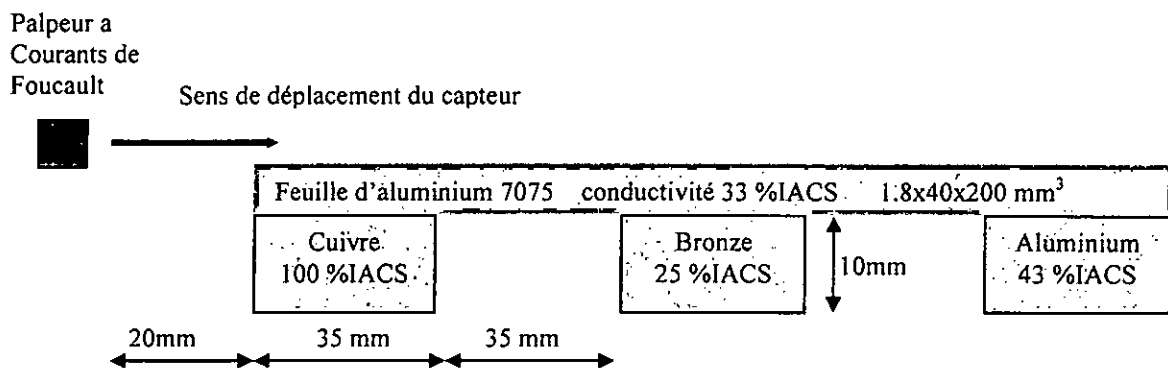


Figure IV-16 : Mesure de conductivité sur des matériaux revêtus d'une feuille d'aluminium

Grâce au système de déplacement micrométrique, nous avons fait un balayage d'un palpeur à courants de Foucault sur une feuille d'aluminium de 1,8 mm d'épaisseur à une fréquence de mesure de 1Khz, dont nous avons mis au-dessous certaines pièces de conductivités supérieures, inférieure ou égale à celle de la feuille d'aluminium.

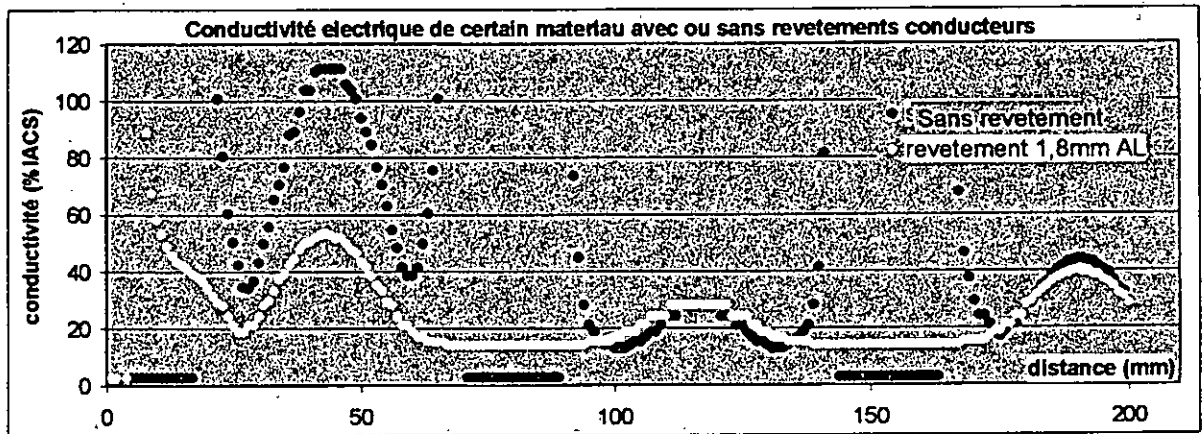


Figure IV-17 : Conductivité électrique de certains matériaux avec ou sans revêtement de 1.8mm d'épaisseur en aluminium

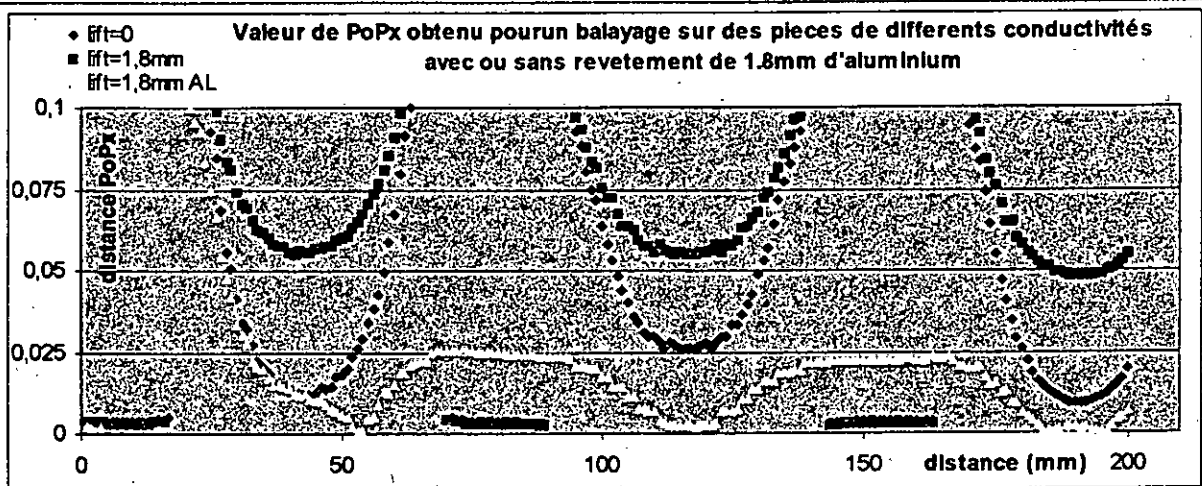


Figure IV-18 : Variation de la distance PoPx en fonction de l'épaisseur d'un revêtement

Les deux figures nous permettent de voir le comportement de la conductivité mesurée dans le cas où le revêtement conducteur est de conductivité inférieure à celle du matériau de base (Aluminium sur cuivre, Aluminium sur Aluminium) ou supérieure (aluminium sur bronze ou aluminium sur Air).

Ils nous permettent aussi de voir l'influence d'autres paramètres importants tel que l'effet de bord et le manque d'épaisseur.

Pour un revêtement d'aluminium sur un matériau de cuivre. (Voir figure (IV-17) pour une distance de 45mm du point d'origine) nous constatons que la conductivité du cuivre (proche de 100 %IACS) chute de 50% s'il est revêtu d'une feuille d'aluminium de 1.8mm d'épaisseur.

Cette chute est importante d'autant plus que les conductivités des deux matériaux sont différentes et on a tendance à mesurer de plus en plus la conductivité du matériau de base

Par contre pour un revêtement Aluminium sur bronze (Voir figure (IV-17) pour une distance de 120mm du point d'origine) on a tendance à s'approcher de la conductivité du matériau de revêtement.

En effet comme le montre la figure (IV-17), la valeur de la conductivité électrique de certains matériaux conducteurs revêtus par différentes épaisseurs d'aluminium, la conductivité croît ou décroît, de la conductivité du matériau de base (cuivre) pour un revêtement nul à la conductivité du matériau de revêtement (épaisseur de revêtement >>3δ).

Pièces revêtement (mm)	conductivité électrique %IACS				
	Cu	Br	AL	Eton	Air
0	91,61	24,94	41,3	31,72	0
0,43	74,64	31,72	43,75	36,71	10,57
0,85	66,78	33,04	42,3	38,45	11,53
1,32	56,65	32,53	40,93	36,88	14,1
1,5	51,16	32,53	39,65	37,32	15,85
1,8	45,32	30,5	36,71	37,76	15,86

Tableau IV-5 : Tableau illustrant différentes conductivités électriques pour différentes épaisseurs de revêtement en Aluminium

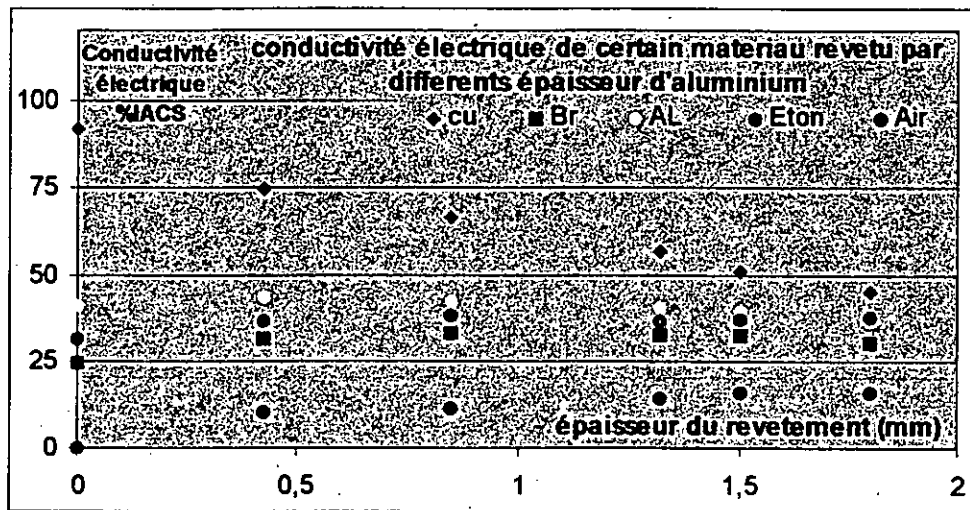


Figure IV-19 : Représentation de différentes conductivités électriques pour différentes épaisseurs de revêtements en Aluminium

La mesure des épaisseurs de revêtements conducteurs sur un matériau de base conducteur est possible par le biais de ce modèle. Elle nécessite seulement la mesure de la conductivité du matériau de base et celle du matériau de revêtement.

III Algorithme et Programme

Le programme développé doit assurer trois tâches essentielles à savoir :

- Initialisation et la commande du mesureur d'impédance de type AGILEN connecté au micro ordinateur par le biais de l'interface GPIB.
- Initialisation et commande du système de déplacement micrométrique.
- La caractérisation de la sonde.
- La mesure de la conductivité électrique des matériaux
- La mesure des revêtements.

III-1 Description du système de mesure

Le système de mesure est assuré par un appareil de type AGILEN. C'est un mesureur d'impédance qui permet de mesurer l'impédance de la sonde, sa résistance, son inductance, le déphasage avec une précision de l'ordre de 10^{-12} pour des fréquences allant de 20 Hz à un 1Mkz.

L'appareil est interfacé avec le micro ordinateur par le biais de l'interface GPIB.

Le logiciel développé doit alors assurer :

- Initialisation de la carte GPIB.
- Initialisation du mode opératoire de l'appareil
- Transmission des fréquences de mesures.
- Acquisition des mesures et leurs stockages.

III-2 Description du système de déplacement micrométrique

Le système de déplacement micrométrique est un appareil de type OWIS. Il assure des déplacements selon les trois degrés de liberté grâce à ces moteurs pas à pas de $5\mu\text{m}$ de résolution.

Interfacé par le biais de l'interface série RS232.

Le programme développé doit alors assurer :

- Initialisation du port série pour une communication synchrone.
- Transmission des commandes de déplacement à savoir le choix du moteur, le pas de déplacement.

Le programme dispose de deux fenêtres principales :

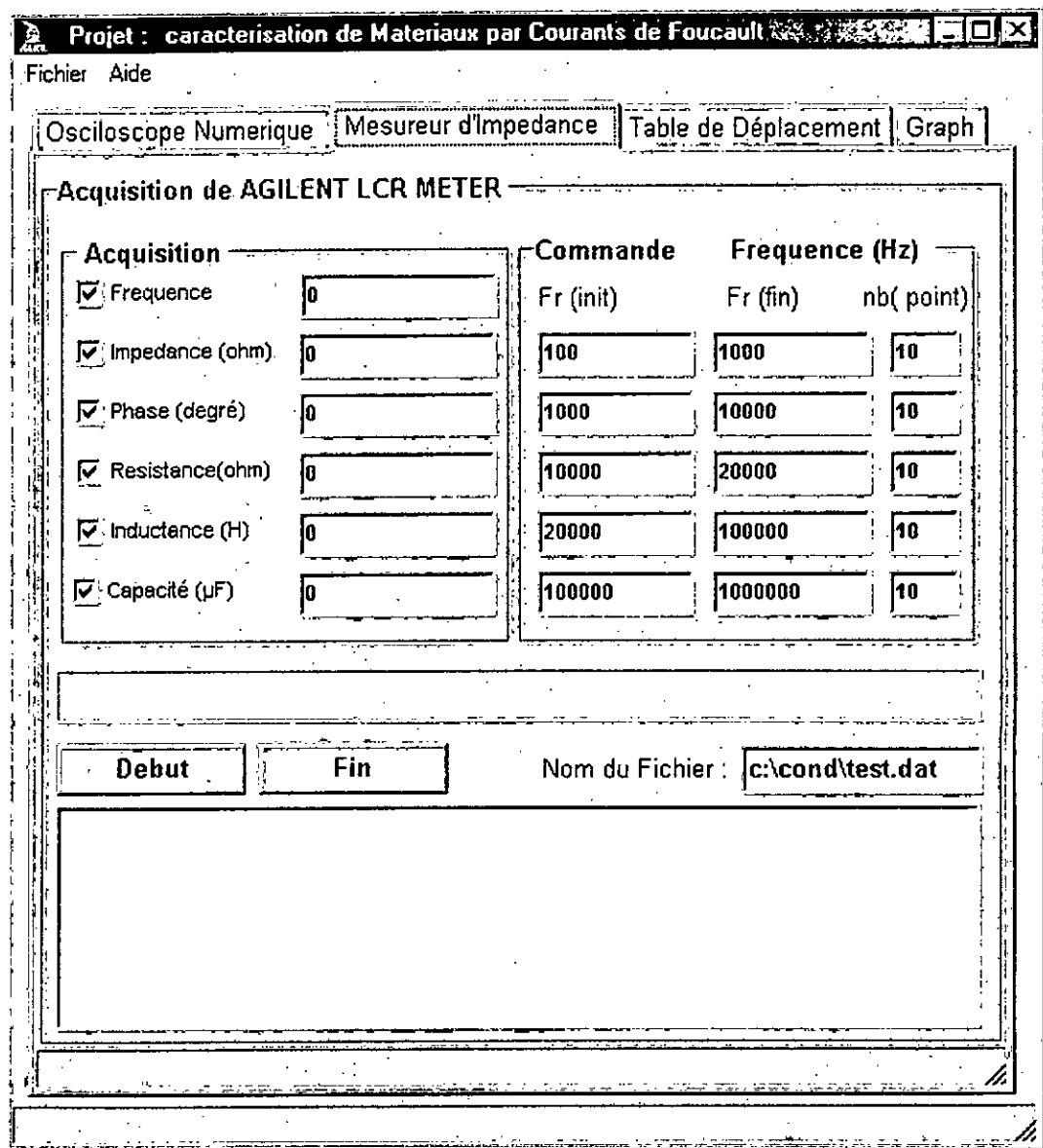


Figure IV-20 : 1ere Page menu du programme élaboré montrons la fenêtre d'acquisition et de commande du système de mesure

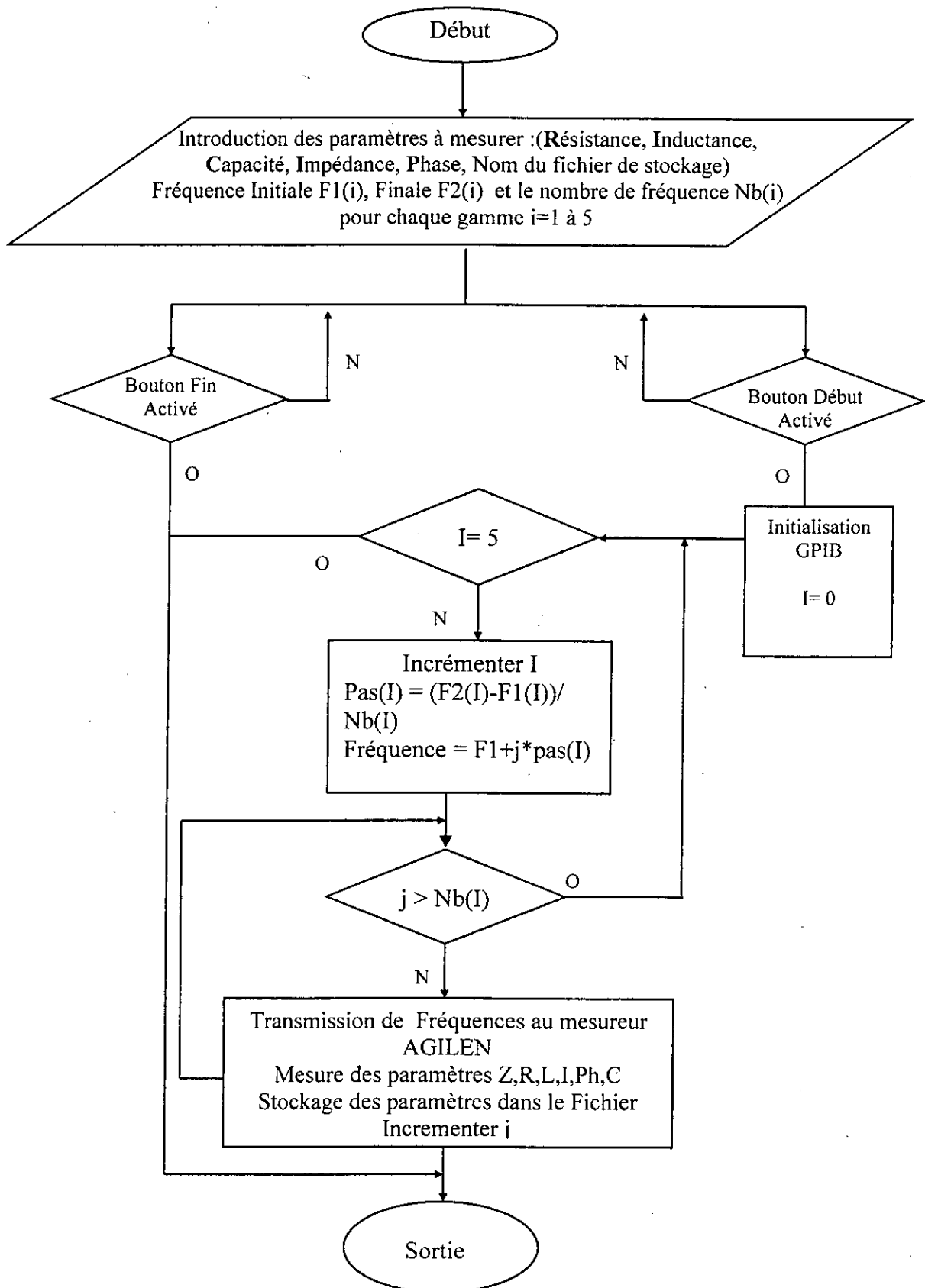
III-3 Mesure des caractéristiques de la sonde

La première fenêtre appelée **Mesureur d'impédance** assure :

- L'initialisation de la carte GPIB : Cette fonction est assurée automatiquement dès le début de l'acquisition par le bouton **Début**.
- L'introduction des paramètres à mesurer par le mesureur d'impédance tel que la résistance, l'inductance, l'impédance, la phase, la capacité définie dans la zone nommée Acquisition. Un simple cliquer sur la case à cocher permet de définir les paramètres désirés.
- Définir la fréquence initiale, finale, et le nombre de fréquences prises avec un pas constant dans chaque gamme de fréquences. Elles sont introduites manuellement dans la zone nommée commande.
- La transmission de chaque fréquence au mesureur d'impédance AGILEN, la mesure et le stockage des paramètres mesurés dans un fichier dont le nom et la destination sont introduit dans la zone **nom de Fichier**.

Cette partie du programme décrit dans l'algorithme suivant permet d'obtenir un fichier contenant des mesures de la résistance, inductance, capacité, impédance, phase de la sonde pour différentes fréquences choisies par l'utilisateur. Ce fichier obtenu pour les deux cas de la sonde (à vide ou à charge) permettra de caractériser cette dernière par le tracé du diagramme d'impédance normalisé ou la mesure de conductivité.

III-3-1 Organigramme du mesureur d'impédance



Organigramme IV-1 : Système de mesure d'impédance de la sonde

III-4 Mesure de conductivité et Système de déplacement

Cette partie du programme comporte quatre parties importantes :

1. Défini dans la zone nommée **paramètres** a pour objectif d'introduire les paramètres importants au déplacement à savoir la distance à déplacer selon chaque axe, le pas de déplacement pour chaque coordonné et la fréquence à laquelle seront effectuées les mesures.
2. La partie définie dans la zone nommée commande à pour objectif :
 - Initialisation du port série pour le mode de transmission synchrone à une vitesse de 2400b/s.
 - D'initialiser la carte GPIB.
 - De lancer le balayage de la sonde selon les trois axes X, Y, Z avec un pas qui peut atteindre 5 μm à travers le bouton **Balayage**.
 - De stocker les paramètres mesurés de la sonde (Impédance, Inductance, Résistance, capacité, Phase) à travers le mesureur d'impédance dans le fichier mentionné dans la zone Nom de Fichier pour chaque position X, Y, Z à une fréquence de mesure défini dans la zone **Paramètres**.
3. La partie Initialisation destinée à l'initialisation du mode de mesure de conductivité à pour objectif de charger le diagramme d'impédance normalisé. Le fichier à vide (absence de matériau) et à charge (présence du matériau) contenant les paramètres mesurés de la sonde caractérisée sont mentionnés dans les zones décrites par (Fichier à vide) et (Fichier à charge) pour une mesure de la conductivité électrique à une fréquence définie par (fréquence de contrôle).
4. La partie mesure de Conductivité.
 - Le bouton Conductivité assure alors la mesure de :
 - La conductivité électrique du matériau à la fréquence de contrôle définie dans la zone **Initialisation** selon le diagramme d'impédance chargé auparavant.
 - Le lift-off.
 - Indique la fréquence équivalente mesurée pour un éventuel choix judicieux de fréquence de mesure.
 - Le bouton balayage assure alors la mesure de la conductivité électrique pour différents points de mesure définie dans la zone **paramètres**.

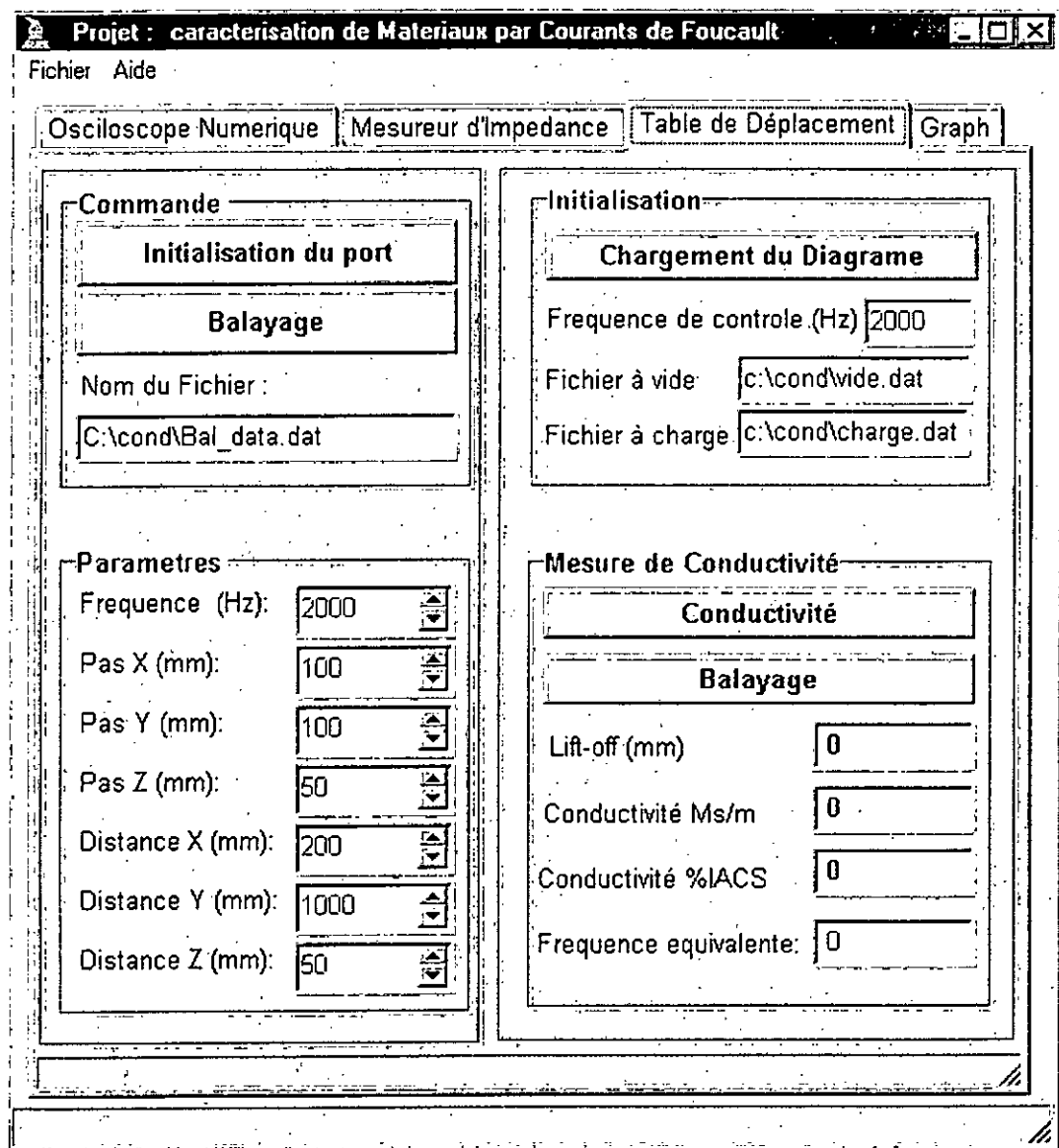
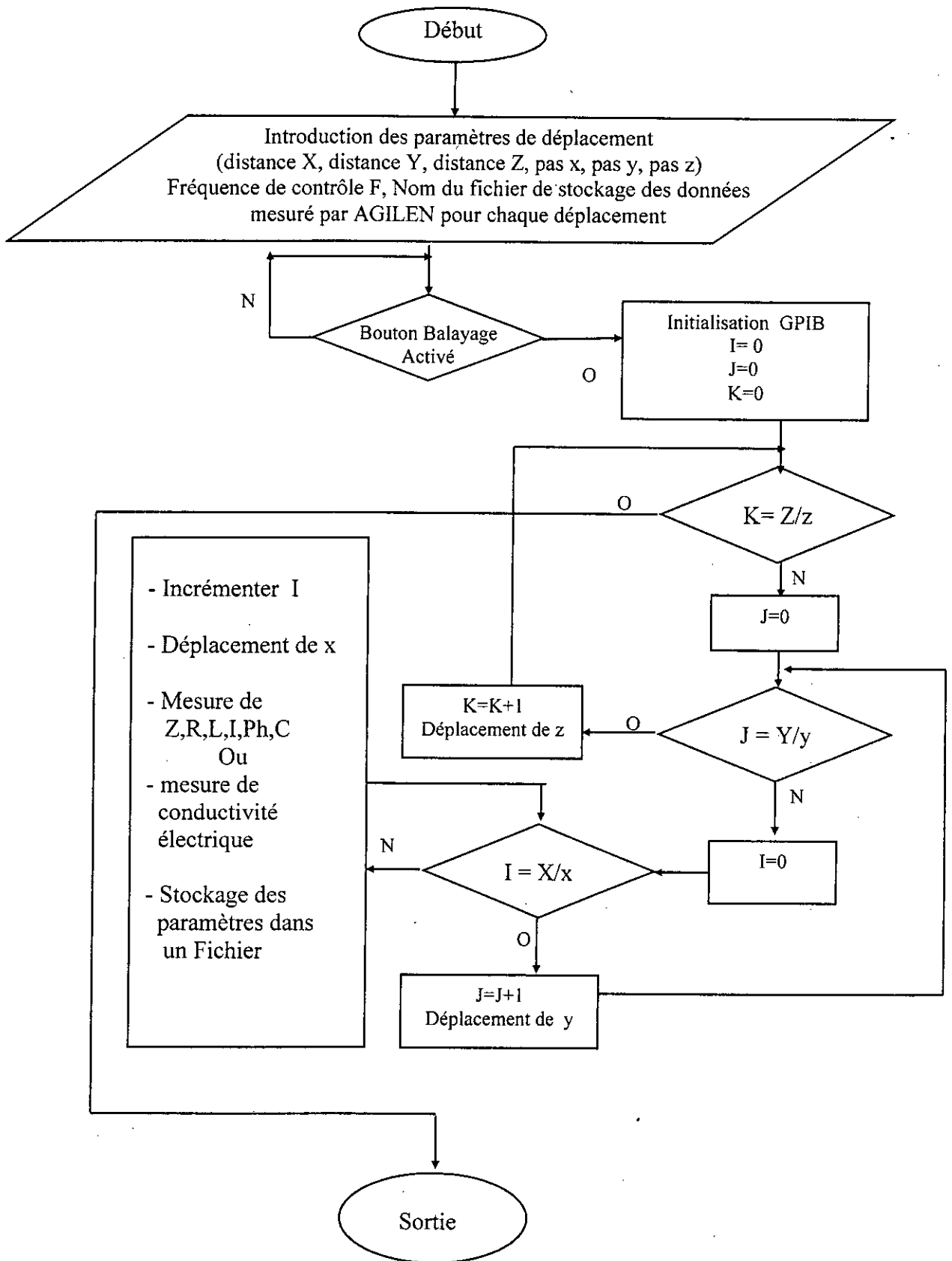


Figure IV-21 : 2eme Page de menu du programme élaboré montrant la fenêtre de balayage et la mesure de la conductivité électrique

III-4-1 Système de déplacement



Organigramme IV-2 : Système de déplacement

a) Lissage fort

$$\text{son masque est : } \frac{1}{9} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}$$

Normalisé par un facteur 1/9 pour ramener les valeurs entre 0 et 255, il remplace chaque pixel par la moyenne des 9 pixels voisins.

b) Lissage moyen

$$\text{son masque est : } \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}$$

Normalisé par 1/16. Le coefficient plus élevé du pixel central atténue l'effet du lissage.

2.7.2 LISSAGE NON-LINEAIRE

Ce type de filtrage s'oppose au précédent dans sa dénomination car il n'est pas le résultat d'une combinaison linéaire de pixels [TOUMAZET 90]. L'exemple classique de filtre non-linéaire est le filtre médian de Tuckey. Son principe est celui de la figure 3 et il peut être décomposé selon les étapes suivantes :

Pour chaque pixel de l'image

- On classe les pixels voisins du pixel courant, compris dans la fenêtre, par valeurs croissantes,
- On prend la valeur médiane des pixels classés et on l'affecte au pixel courant.

Ainsi le filtre médiane de Tuckey remplace le pixel central d'une fenêtre par la valeur médiane. Ce filtre non-linéaire permet d'éliminer des pixels isolés ou les traînées fines noyées dans des zones relativement homogènes.

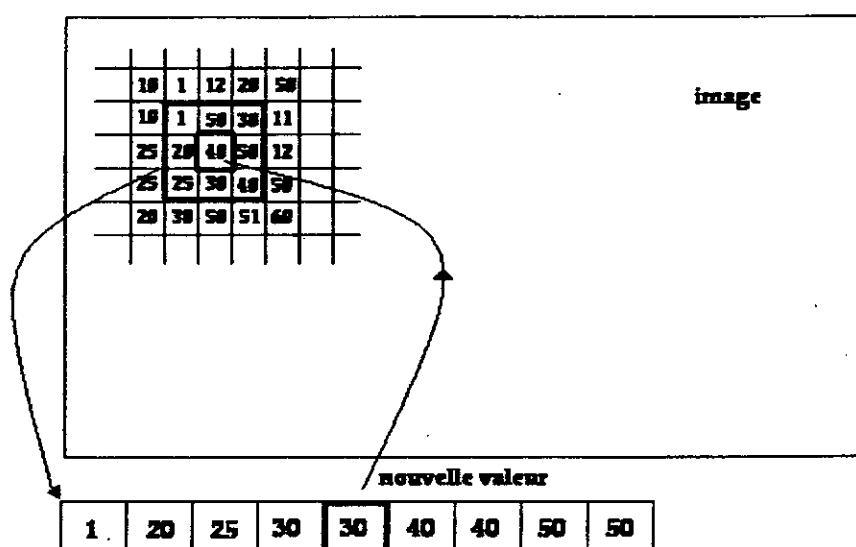


Figure 3 : Principe du filtre médian de Tuckey

Conclusion générale

Conclusion générale

Le contrôle et l'évaluation non destructifs des matériaux sont très demandés dans l'industrie grâce au gain économique et temps d'évaluation.

La recherche et l'investigation dans ce domaine étant très compétitives, la technique de contrôle par courants de Foucault tient par sa sensibilité une place importante qui la sollicite pour résoudre des problèmes complexes dans le nucléaire, l'aérospatiale et la construction navale.

La simplicité de cette technique et les divers avantages qu'elle offre dans la détermination des propriétés intrinsèques des matériaux n'empêche pas la difficulté de développer une analyse analytique qui explique les phénomènes physiques pour une meilleure exploitation.

En effet, cette technique fait appelle à diverses disciplines, et ainsi la coopération de plusieurs laboratoires de différents domaines. Sans oublier que les travaux de recherche et de développement nécessitent des moyens technologiques très grands.

A cet effet, le travail réalisé principalement dans le laboratoire d'électronique et d'électrotechnique du centre de recherche scientifique et technique en soudage et contrôle « CSC » a nécessité aussi des travaux aux niveaux du laboratoire de métallurgie du « CSC », de l'atelier de fonderie de l'institut d'AERONAUTIQUE de Blida, des entreprises ENCC de Blida et l'unité de fonderie de Rouïba.

Elle a aussi demandé l'acquisition de nouveaux équipements plus performants afin de réaliser et d'acquérir des pièces de référence de différentes nuances et d'obtenir plus d'informations sur le comportement des courants de Foucault dans des conditions réelles d'utilisation. Nos moyens technologiques limités ne nous ont pas permis de fabriquer des pièces en aluminium exigées.

L'étude relative entreprise dans la réalisation des sondes a permis d'optimiser certains de ces paramètres et mieux comprendre l'influence du champ électromagnétique sur les

structures métalliques dans le Contrôle non destructif par Courants de Foucault. Chaque contrôle et mesure effectués par cette technique nécessitent l'emploi d'une sonde appropriée.

Cette étude a permis de constater que :

- Pour des sondes larges, le champ magnétique est plus uniforme mais l'induction magnétique est moins importante.
- Les sondes de petits diamètres sont recommandées pour les mesures d'épaisseurs.
- L'effet de bord est un paramètre important dans le contrôle.
- Pour augmenter l'induction magnétique à basse fréquence, la réalisation de sondes à multicouches est préférable si le nombre de spires est important.
- Il est préférable que le bobinage ne dépasse pas deux fois le diamètre de la bobine.

L'étude menée sur les courants de Foucault, leurs propriétés et le comportement des paramètres importants selon la théorie du contrôle par CF et les modèles développés par le Dr Forsrter et Guerrin dans le cas des matériaux cylindriques ou tubulaires, nous ont permis de proposer un modèle issu de certaines approches et observations d'expériences effectuées au niveau du laboratoire.

La mesure de la conductivité par courants de Foucault est basée sur la variation d'impédance qui se produit pour différentes valeurs du paramètre K. La détermination de ce paramètre sur le diagramme d'impédance nous permet de simuler la variation de tous les paramètres influents sur la partie active et réactive de l'impédance de la sonde et donc la conductivité électrique des matériaux.

Le diagramme d'impédance d'une pièce conductrice plane de caractéristique bien connue sert de référence pour la mesure.

A travers des simulations de comportement des paramètres influents dans la variation de l'impédance de la bobine on déduit le paramètre K équivalent d'une pièce non identifiée.

Cette approche comporte certains inconvénients surtout vis à vis de la précision obtenue et du temps de mesure malgré sa simplicité et son originalité.

Les équipements utilisés et le perfectionnement des simulations appliquées sont importants pour remédier à ces inconvénients.

A ce stade les travaux réalisés ont permis de valider ce modèle pour les pièces para et diamagnétique, par contre les résultats obtenus pour les pièces ferromagnétiques nécessitent toujours leurs saturations pour une éventuelle mesure de conductivité électrique.

Ce modèle offre une simplicité et une bonne précision de mesure d'épaisseur de revêtement et ceci pour diverses conductivités de revêtements ou de matériaux de base.

Il donne aussi de bons résultats concernant la détection de défauts sachant qu'un défaut dans un matériau est une variation de conductivité.

A cet effet le logiciel développé facilite l'acquisition, la caractérisation de sonde, de mesure de conductivités, de mesure d'épaisseur de revêtements et de détections de défauts.

Ce modèle offre de nombreux avantages mais il ne reste toujours exploitable qu'à l'échelle du laboratoire vue qu'il nécessite l'utilisation d'équipements assez complexes.

Certaines limites de cette technique peuvent être remédié par l'utilisation d'autres procédés électromagnétiques tels que la technique des courants de Foucault pulsée qui est sollicitée pour des profondeurs plus importantes et la technique des micro-wave qui permet d'effectuer des mesures et des contrôles à très haute fréquence.

Bibliographie

Bibliographies

1. **Advanced manual for eddy current test method.**
Canadian general standards Board, CAN/CGSB-48.14-M86,
2. **A.Holyshkin and R. Vaillancourt ,**
Analytical solutions to Eddy-current Testing Problems for a Layered Medium with Varying Properties.
IEEE Transactions on Magnetics, vol.33, No. 4, july 1997.
3. **Adriana Savin, R. Grimberg, S. Chifan.**
Evaluation of delamination in carbon fibre composites using the eddy current method.
15^{eme} Conférence internationale sur le CND, Rome2000, idn 499
4. **B.P.C. RAO, C. BABU RAO, T. JAYAKUMAR, BALDEV,**
Simulation of eddy current signals from multiple defects.
NDT & E International, Vol. 29, No.5, PP.269-273, 1996.
5. **Benoit de Halleux, Bruno de limburg stirum, Andrei ptchelinsev.**
Eddy current measurement of the wall thickness and conductivity of circular non-magnetic conductive tubes.
NDT&E international, vol 29, No.2, pp 103-109, 1996
6. **CHEMIN, GUILLAUD, JAY, PALETTO,PERDRIX, ROZIER, TOITO,**
Contrôle non destructif niveau II et niveau III ingénieurs,
Ed. C.A.S.T.
7. **Charles KITTEL,**
Introduction à la physique de l'état solide. deuxième édition Dunod, paris 1970.
8. **Dodd, C.V, W.E Deeds and J.w.Luquire.**
Integral solutions to some Eddy Current problems.
International journal of NDT. Vol 1, 1969-1970, pp29-90.
9. **E.Kalwa, k. piekarski.**
Design of Hall- effect sensors for magnetic testing of steel ropes.
NDT&E international, vol 20, No.5, pp 295-301, 1987
10. **Edward M. purcell,**
Electricité et magnétisme, BERKELY
cours de physique, volume 2, library Armand colin, paris, 1973.
11. **Eddy-current characterisation of materials and structures**
A symposium sponsored by ASTM committee E7 on non destructive Testing
American society for non testing an materials, Gaithersburg, Md., 5-7 Sept. 1979.
12. **F. Guerin**
Etude particulière des courants de Foucault dans les tubes conducteurs non magnétiques.
Revue pratique de Contrôle Industriel, N° 97 à 102 sep à août 1979.

13. **Friederike Gruhl, Marc von Kreutzbruck, Michael Mueck and Christoph Heiden**
Eddy Current Measurements with a high spatial resolution SQUID system
Institute of Applied Physics, University of Giessen, Germany (rome 2000 idn 292)
14. **G. WACHE, J. JARDIN, R. LINK,**
Caractérisation des capteurs utilisés en contrôle non destructif par courants de Foucault.
6ème Conférence Européenne sur les Contrôles Non Destructifs.
15. **Hugo L. HOGO, Robert E.**
Introduction to electromagnetic nondestructive test methods.
Krieger Publishing Company Huntigton, -New york, 1977.
16. **Hiroshi Hoshikawa, Kiyoshi Koyama, H karasawa.**
A novel surface eddy current probe with phase information on surface flaw depth
15^{ème} Conférence internationale sur le CND, Rome2000 idn 037.
17. **HAMMOUDA A,**
Etude et réalisation d'un mesureur de conductivité électrique par la méthode de contrôle non destructif par courants de Foucault assisté par ordinateur.
thèse d'ingénieur en électronique, USTB décembre 1997.
18. **I. Skopal, F.Tobias , P. Ivanov**
Some problems of eddy current testing with air-cored probe coils.
NDT Intenational volume 21 Number 3 june 1988 p 159
19. **I.T. Rekanos, T.P Theodoulidis, S.M. panas , T.D. Tsiboukis**
Impedance inversion in eddy current testing of layered planar structure via neural networks.
NDT International vol 30 No 2 pp 69-74,1997
20. **J.C BOUR, I STANGUELLINI, A. BILLAT.**
Classification de défaut par réseaux de neurones
Application au contrôle non destructif par courants de Foucault pulsés.
15^{ème} colloque GRETSI-JUAN-LES-PINS- 18-21 septembre 1995.
21. **Kiyoshi Koyama, Hiroshi Hoshikawa, Noriyuki Taniyama.**
Investigation of eddy current testing of weld zone by uniform eddy current probe
15^{ème} Conférence internationale sur le CND, Rome, 2000, idn 046.
22. **M. BRASSARD, A. CHAHBAZ AND A. PELLETIER,**
Combined NDT Inspection Techniques for Corrosion Detection of Aircraft Structures
15^{ème} Conférence internationale sur le CND « ICNDT ROME 2000 », idn 534.
23. **N.D.T EXPERT BOOK**
Electromagnetic testing, Edition 2000.
24. **Nadia madaoui,**
Conception et modélisation d'un dispositif expérimental pour la reconstruction Tomographiques d'images 3D par courants de Foucault.
thèse de doctorat de l'université de paris-sud XI Orsay ; 10 juillet 1998.

25. **N.J.Siakavellas** ,
Two simple models for Analytical Calculation of Eddy Currents in Thin Conducting Plates.
IEEE Transactions on Magnetics, Vol 33, No. 3, May 1997, p 2245.
26. **N. Burais, A. Foggia, A. Nicolas, J.P pascal, J.c Sabonnadiere**
Numerical solution of eddy currents problems including moving conducting parts
IEEE transactions on magnetics, Vol. Mag-20, No. 5, septembre 1984. p 1995.
27. **N. IDA,**
Alternative approaches to the numerical calculation of impedance
NDT International volume 21 Number 1 February 1988 p 27
28. **Paul McIntire,**
Non destructive testing handbook, American society for non destructive testing, Second edition, Volume 4,
electromagnetic Testing, editor 1986
29. **Rémi Leclerc, Rock Samson,**
Eddy Current Array probes for Aircraft Application
15^{eme} Conférence internationale sur le CND, ROME, 2000, idn 514.
30. **Shao keran, chen xianzhhen, Zhou Keding,**
Transient solution of the diffusion equation by boundary element method (B.E.M)
IEE transactions on magnetics, Vol. Mag-20, No. 5, septembre 1984.p 1998
31. **Theodoros P. Theodoulidis.**
Eddy current testing simulation on a personal computer.
15^{eme} Conférence internationale sur le CND, Rome, 2000 idn 228
32. **ZERGOUG Mourad,**
Elaboration d'un modèle simplifié par courants de Foucault
Thèse 3eme cycle, Université catholique de Louvain , Belgique 1986
33. **ZERGOUG Mourad, et All.**
Elaboration d'un modèle physique par courant de Foucault et son application dans la caractérisation des défauts longs dans les produits cylindriques creux.
7^{eme} Conférence Européenne en CND (7 TH ECNDT 1998 proceedings vol 3 Copenhague 26-29 Mai 1998, pp 2607-2614.
34. **ZERGOUG Mourad, et All**
Réalisation des sondes et caractérisation non destructive par courant de Foucault de couches de rechargement et de revêtement dans les matériaux conducteurs.
Conférence maghrébine sur le contrôle non destructif (COM CND 97), Juin 1997, Alger, Algérie, pp 386-393.
35. **ZERGOUG Mourad,**
Caractérisation Non Destructive Par Courant De Foucault De Couches De Rechargement Et De Revêtement Dans Les Matériaux Conducteurs.
Communication au First Arab mechanics congrès CAM 97, June 1997, Damas, Syrie.

36. **ZERGOUG Mourad, Hammouda A, and all,**
Thermally affected Characterization region by BARKHAUSEN noise
Ultrasonics International, Vol 37, 2000, Ed Elsevier, pp 703-707,
37. **ZERGOUG Mourad, Hammouda A, and all,**
Probe characterization and simulation of conductivity.
15^{eme} Conférence internationale sur le CND, ROME, 2000 , p654
38. **ZERGOUG mourad, Hammouda A, and all,**
Conductivity simulation for material characterisation by eddy current.
3rd International conference on NDE to structural integrity for nuclear and pressurised
components , 14-16 novembre 2001- seville –Espagne.
39. **ZERGOUG mourad, Hammouda A, and all,**
Determination of small Electric Conductivity variation by eddy currents.
11^{eme} Symposium en NDT, Mai 2002, Berlin- Allemagne.

Annexes

I PROPRIETES MAGNETIQUES DES MATERIAUX

I-1 Champ et Induction magnétique

Dans le vide, les grandeurs vectorielles champ d'induction magnétique et champ d'excitation magnétique sont liées par la perméabilité magnétique du vide μ_0 , dans une relation linéaire.

Dans un matériau isotrope, l'aimantation, se superpose au champ d'excitation pour traduire l'influence du milieu.

L'aimantation est aussi liée à l'induction par la susceptibilité magnétique du matériau dans une relation linéaire.

On observe une relation vectorielle linéaire entre l'induction et l'excitation : le coefficient de perméabilité absolue remplace la perméabilité du vide.

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \quad \dots\dots\dots 1$$

la perméabilité magnétique relative μ_r : $\mu_r = 1 + \chi$ 2

La perméabilité magnétique absolue μ : $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ 3

La susceptibilité magnétique du matériau χ .

Du point de vue magnétique, les matériaux se classent en trois grandes catégories :

Paramagnétique : les vecteurs champ et aimantation sont de même sens et l'aimantation disparaît avec l'excitation.

Diamagnétique : l'influence est similaire au paramagnétique, mais le champ et l'aimantation sont de sens contraires.

Ferromagnétique : le coefficient de proportionnalité entre l'induction et l'excitation est important, mais non constant, ce qui procure à ces matériaux des comportements non linéaires.

A la différence des paramagnétiques et des diamagnétiques qui présentent une proportionnalité entre le champ magnétique H et l'induction B , ce dernier croît de manière non proportionnel vers une limite appelée Induction de saturation (B_s).

L'observation microscopique des matériaux ferromagnétiques permet de les décrire par la théorie des domaines.

Par ce biais, on peut justifier que l'induction résultante d'une excitation magnétique évolue de manière non linéaire. Ceci conduit à représenter le cycle d'hystérésis d'un matériau qui lie l'induction à l'excitation. Les caractéristiques de ces cycles (valeurs typiques, forme, surface) permettent une classification des matériaux ferromagnétiques doux ou durs.

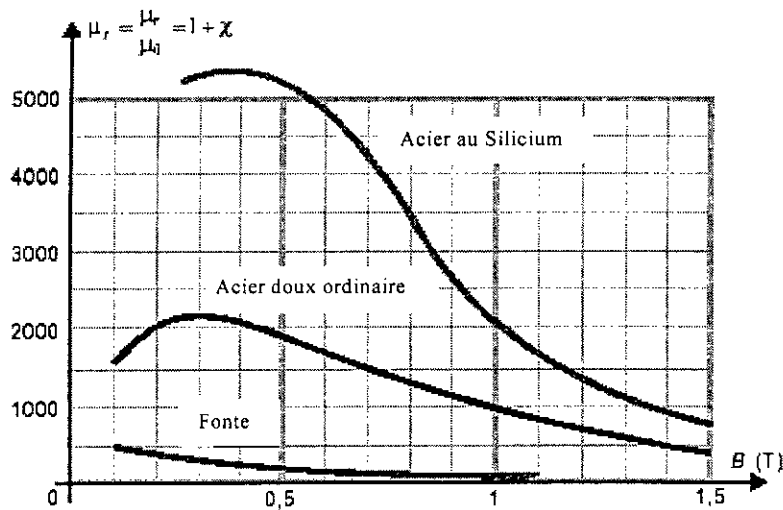


Figure A-1: Variation de la perméabilité en fonction de l'induction

I-2 Courbe de première aimantation

Le matériau est initialement démagnétisé. On fait progressivement croître le champ d'excitation dans lequel est plongé le matériau. La courbe de la Figure (I-2) représente l'induction B . On distingue trois zones :

- la première : droite linéaire,
- la seconde : coude de saturation,
- la dernière : zone de saturation.

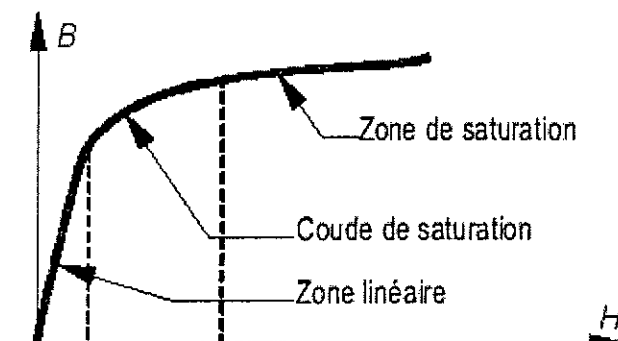


Figure A-2 : Courbe de première Aimantation

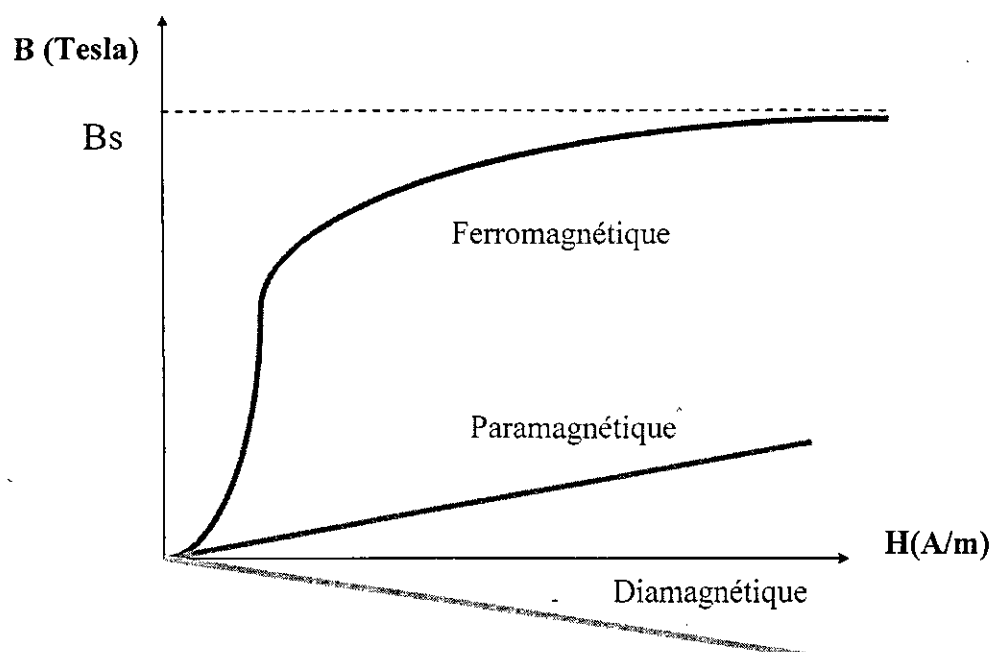


Figure A-3 : Courbe de première aimantation.

I-3 Cycle d'hystérésis

A partir d'un point (H, B) de la courbe de première aimantation, on diminue le champ H , l'induction B ne repasse pas sur la même courbe. En conséquence, B nulle ne correspond plus à une valeur nulle de H . Il subsiste une induction rémanente B_r (l'induction qui demeure après la disparition du champ). Le champ d'excitation doit s'inverser pour annuler B , c'est le champ coercitif H_c (le champ à appliquer pour annuler l'induction). L'induction maximale est l'induction de saturation B_{sat} .

L'observation des cycles d'hystérésis permet de regrouper les matériaux ferromagnétiques en deux catégories :

- **Matériaux ferromagnétiques doux :**

Leurs propriétés fondamentales est la capacité à réagir à un champ magnétique extérieur de faible intensité. Le champ coercitif doit être le plus faible possible (de l'ordre de 1 mT dans les matériaux les plus performants), l'induction rémanente B_r plutôt élevée, la Surface du cycle d'hystérésis faible et la perméabilité initiale doit être maximale (supérieure à 10^5).

Les matériaux doux servent de guide au flux magnétique (transformateur, moteur ...); dans d'autres applications, ils détectent la présence d'un champ de très faible intensité (tête de lecture, capteurs...).

- Matériaux ferromagnétiques durs :** dans ce type de matériaux l'aimantation rémanente et le champ coercitif sont les paramètres physiques essentiels. B_r est plutôt faible, H_c plutôt élevé, Surface du cycle d'hystérésis élevée.

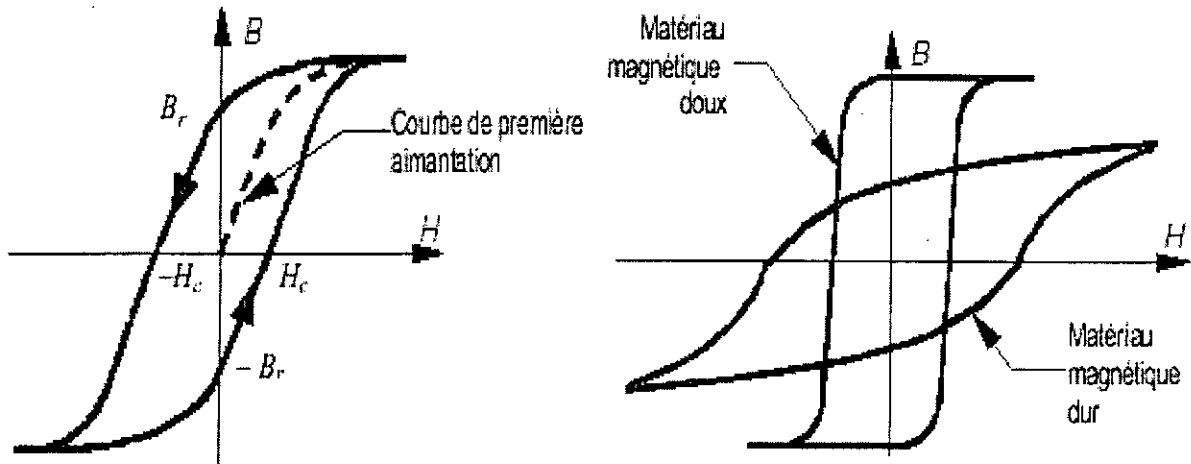


Figure A-4 : Cycle d'Hystérésis des matériaux magnétiques doux et dur.

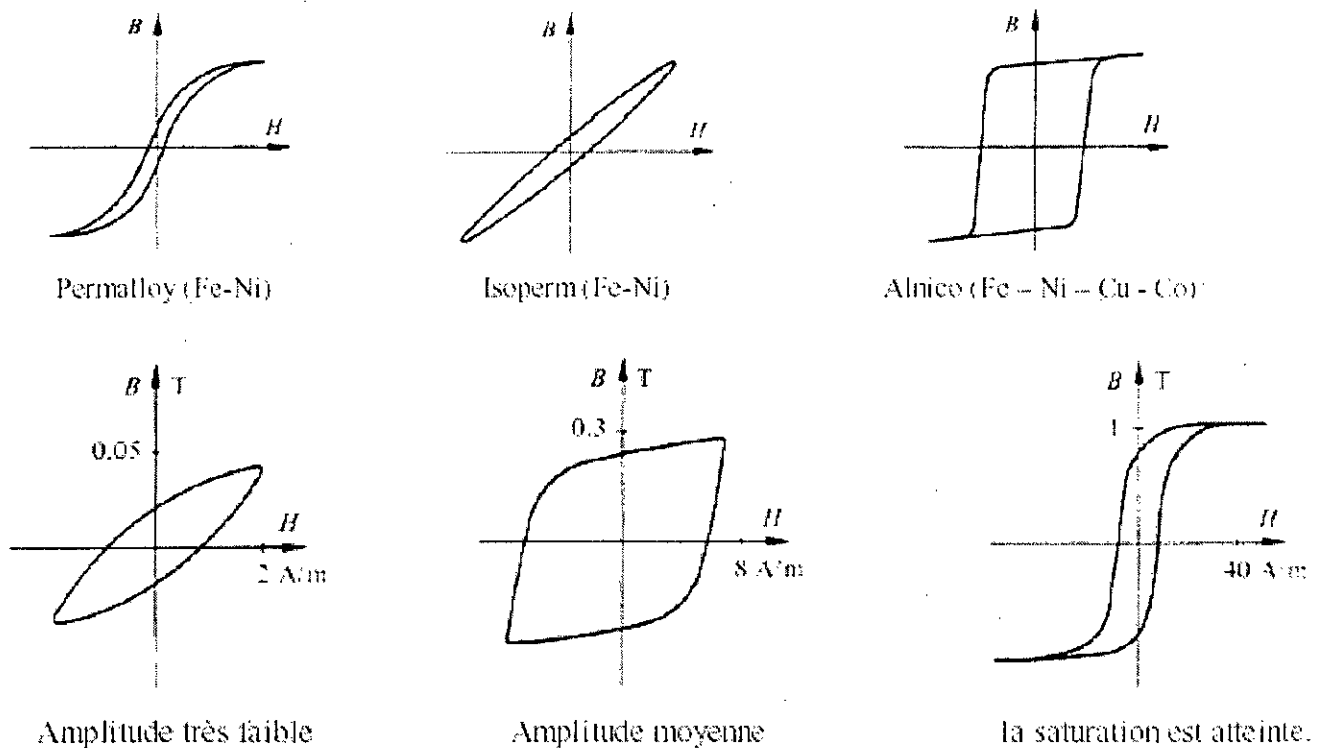
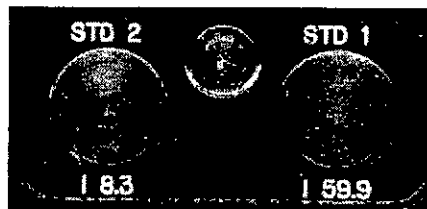
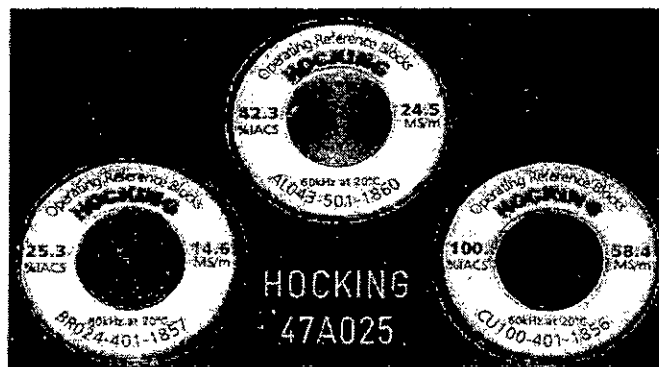


Figure A-5 : cycle d'Hystérésis de certains matériaux.

Pièces de références

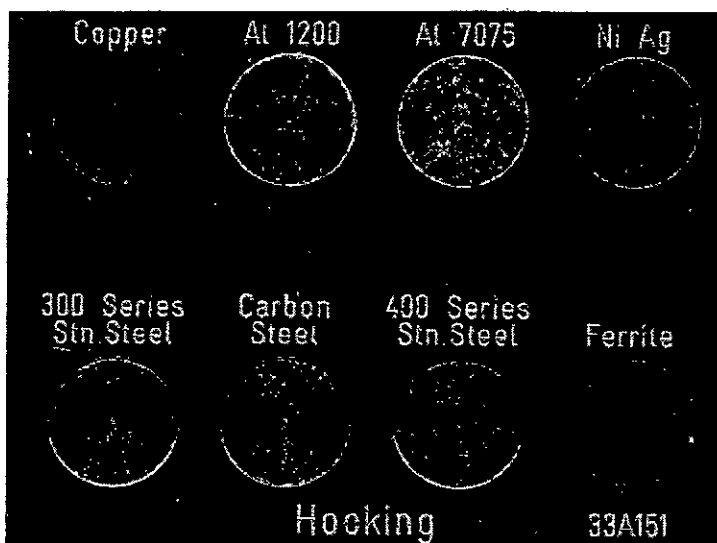
1. Bloc de reference Type HOCKING 47A025



Pièces de références standard fourni par la maison HOKING

Br	: pièce de Bronze	: conductivité électrique	14.6 MS/m
Cu100	: pièce de cuivre	: conductivité électrique	58.4 MS/m
AL043	: pièce d'aluminium	: conductivité électrique	24.5 MS/m
STD1	: pièce d'acier	: conductivité électrique	59.9%IACS
STD2	: pièce d'acier	: conductivité électrique	08.3 %IACS

2. Bloc de reference Type HOCKING 33A151



8 Pièces de références standard fourni par la maison HOKING

Cooper	: pièce de cuivre
AL1200	: pièce Aluminium série 1200
AL7075	: pièce Aluminium série 7075
NiAg	: pièce Nickel argent
300 Stn	: pièce d'acier série 300
Carbon steel	: pièce d'acier au carbone
400 Stn	: pièce d'acier série 400
ferrite	: pièce en ferrite