



N° d'ordre :
N° de série :

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE D'EL-OUED
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE
Département D'électronique

Mémoire de fin d'étude présenté
Pour l'obtention du diplôme de

Licence ACADEMIQUE

Domaine : **Sciences et techniques**
Filière : **Electronique**
Spécialité : **Télécommunications**

Présenté par : **Béllabidi Houcine**

Zitouna Hamad Badre ddine

Etude de capteurs champ magnétique

Déposé le 01-06- 2014

Au niveau du jury composé de :

M. **BOULILA Mohamed**
M. **BABA Arbi Idris**
M. **LAKHDAR Nacereddine**

MA
MA
MCB

Président
Examineur
Directeur du mémoire

2013-2014

REMERCIEMENTS

**Avant tout on remercie DIEU pour
Tout et pour la volonté pour reprendre
Les études.**

**Nous tenons à remercier nos parents d'avoir sacrifiés leur
vie pour notre bien.**

**Notre profondes gratitude s'adresse tout particulièrement à
notre directeur de mémoire, Monsieur LAKHDAR
Nacereddine pour avoir accepté de suivre la réalisation de
notre mémoire, aussi pour ses conseils et son aide qu'il nous
apporté tout au long de ce travail.**

**Nos remerciements vont à tous les membres de jury qui ont
accepté de débattre notre sujet de mémoire.**

**En fin, nous adressons nos vifs remerciements aux
enseignants de notre spécialité.**

**Ainsi que tous ceux qui ont aidé de près ou loin pour
réalisation de nos études et de réalisation de ce travail**

Houcin + Badre ddine





Dédicace

Je dédie ce modeste travail aux deux êtres qui me sont très chers dans cette vie, à savoir ma mère et mon père. Je leur dis merci papa du fond de mon cœur pour ton éducation, ton sacrifice, ton assistance et pour ce que tu m'as fait et qui m'a permis d'avoir cette réussite et ce bonheur.

Je te dis merci et mille fois merci maman pour ta patience, ton courage et ton sacrifice pour moi.

Avec toute ma fidélité et tout mon amour pour vous, mes parents,

Je ne pourrai jamais égaler votre mérite

A mes très chers frères.

A mes très chères sœurs.

A toute ma famille, cet ensemble de personnes qui forment comme une forteresse au fond de nous et où l'on peut se réfugier à tout moment.

A tous mes proches, mes amis d'enfance.

A toute ma promotion de l'université.

Houcin



Dédicace

Je dédie ce modeste travail aux deux êtres qui me sont très chers dans cette vie, à savoir ma mère et mon père. Je leur dis merci papa du fond de mon cœur pour ton éducation, ton sacrifice, ton assistance et pour ce que tu m'as fait et qui m'a permis d'avoir cette réussite et ce bonheur.

Je te dis merci et mille fois merci maman pour ta patience, ton courage et ton sacrifice pour moi.

Avec toute ma fidélité et tout mon amour pour vous, mes parents,

Je ne pourrai jamais égaler votre mérite

A mes très chers frères.

A mes très chères sœurs.

A toute ma famille, cet ensemble de personnes qui forment comme une forteresse au fond de nous et où l'on peut se réfugier à tout moment.

A tous mes proches, mes amis d'enfance.

A toute ma promotion de l'université.

Badre ddine

Table des matières

Remerciements

Dédicaces

Résumé

Abstract

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Liste des symboles

Introduction générale 1

Chapitre 1: Généralité sur le champ magnétique

1.1 Introduction.....	3
1.2 Historique	3
1.3 RAPPEL DE DÉFINITIONS, NOTATIONS	4
1.3.1 Induction magnétique et champ magnétique dans le vide.....	4
1.3.2 Matériaux magnétiques.....	5
1.3.3 Moment magnétique atomique. Instrument d'étude des matériaux magnétiques.	6
1.3.4 Induction magnétique et champ magnétique dans la matière.....	7
1.3.5 Vecteur aimantation.....	7
1.3.6 Vecteur polarisation magnétique.....	8
1.3.7 Susceptibilité magnétique.....	8
1.3.8 Perméabilité magnétique.....	8
1.1.9 Magnéton de Bohr.....	8
1.4 CLASSIFICATION DES TYPES DE MAGNÉTISME	9
1.4.1 Le diamagnétisme.....	9
1.4.2 Le paramagnétisme.....	9
1.4.3 L' antiferromagnétisme.....	10
1.4.4 Le Ferromagnétisme.....	11
1.4.5 Commentaire.....	12

1.5 Généralités sur les capteurs magnétiques.....	12
1.5.1 Historique.....	13
1.5.2 Principe d'utilisations et de réalisation.....	13

Chapitre 2: Les différents types des capteurs de champs magnétiques

2.1 Introduction.....	15
2.2 Les différents types des capteurs de champs magnétiques.....	15
2.3 Principes de réalisation de différents capteurs.....	16
2.3.1 Effet Hall.....	16
2.3.2 Magnétorésistance.....	16
2.3.3 Supraconducting Quantum Interference Device (S.Q.U.I.D).....	17
2.3.4 Fluxgates.....	18
2.3.5 Bobine d'induction réalisée à partir de l'expérience de Faraday.....	19
2.4 Comparaison des capteurs.....	21

Chapitre 3: Capteur avec une bobine

3.1 Introduction.....	23
3.2 Réalisation du capteur avec une bobine d'inductance sans noyau (expérience de Faraday).....	23
3.3 Réalisation d'un capteur à bobine avec noyau Ferromagnétique.....	24
3.3.1 choix du noyau selon la perméabilité.....	24
A - noyau parallélépipédique (Supermalloy).....	24
B- Noyau torique utilisé pour des transformateurs (FeSi).....	26
3.3.2 La réalisation du capteur avec noyau ferromagnétique torique.....	27
3.4 Réalisation d'un capteur à bobine avec noyau de saturation variable ou Fluxgates.....	28
3.4.1 Choix du noyau selon sa saturation.....	28
A- Noyau parallélépipédique de type supermalloy.....	28
B- Noyau torique (FeSi) de transformateur.....	29
3.4.2 Réalisation du capteur avec un noyau de perméabilité variable ou fluxgates	31
Conclusion générale.....	40

Références bibliographiques

Liste des figures

Fig1. 1 $dF = i dl \times B$.

Fig1.2 $F = m H$.

Fig1.3 le dipôle magnétique .

Fig1.4 le courant ampérien .

Fig1.5 Etapes d'une étude complète du magnétisme.

Fig1.6 les très particulière de l'antiferromagnétisme se distingue par une variation de la susceptibilité en fonction de la température .

Fig1.7 représenté schématiquement de résulte un arrangement antiparallèle des moments.

Fig1.8 Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau ferromagnétique.

Fig1.9 Attention: ce graphique est une superposition de représentations de deux grandeurs différentes, en l'occurrence I et $1/I$, qui évoluent de manière inverse.

Fig2.10 Jonction de Josephson et courbe représentative du courant critique

Fig2.11-a-Principe de réalisation de SQUID

Fig2.11-b-Principe du fonctionnement de SQUID

Fig2.12 Exemple de configuration de type fluxgate

Fig2.13 Expérience de Faraday

Fig3.14 Détection de champs magnétiques variables

Fig3.15 Mesure de l'induction magnétique avec un noyau ferromagnétique supermalloy

Fig3.16Schéma du montage utilisé pour mesure l'induction magnétique

Fig3.17 Capteur avec noyau ferromagnétique Torique

Fig3.18 Mesure de la tension induite jusqu' à la saturation du noyau parallélépipédique

Fig3.19 Mesure de la tension induite jusqu' à la saturation du noyau torique

Fig 3.20 Bobine avec un noyau de perméabilité variable

Fig 3.21 Variation de la perméabilité du noyau sans appliquer un champ inverse

Fig3.22 Variation de la perméabilité dont la durée de saturation est courte

Fig3.23 Courbe représentative du courant pour saturer le noyau

Fig3.24 Courbe représentative de la saturation du noyau

Fig3.25 Courbe représentative de la dérivée de la fonction de la saturation

Fig3.26 Courbe représentative de la perméabilité d' un noyau, saturé périodiquement

Fig3.27 Courbe représentative du signal à la sortie du capteur

Fig3.28 Fenêtre pour délimiter la surface traversée par les champs magnétiques

liste des symboles

B_0 : Induction du champ magnétique dans le vide

B : Induction du champ magnétique dans un milieu

μ_0 : Perméabilité dans le vide

H : Champ intrinsèque.

μ_r : Perméabilité relative d'un noyau.

$\mu_{r\max}$: Perméabilité relative maximale d'un noyau

$\mu_{r\min}$: Perméabilité relative minimale d'un noyau

J : Polarisation dans le vide

χ_m : Susceptibilité magnétique.

μ : Perméabilité d'un noyau.

N : Nombre de spires d'une bobine.

S : Surface d'une bobine

h : Hauteur du support de la bobine

l : Largeur du support de la bobine

L : Longueur d'une bobine

$e(t)$: Tension induite aux bornes d'une bobine

E_{\max} : Amplitude de $e(t)$

$i(t)$: Intensité du courant variable appliqué à une bobine.

I_{\max} : amplitude de $i(t)$

Z : Impédance de la bobine

l_0 : Inductance de la bobine

R : Résistance de la bobine

f_0 : Fréquence du courant sinusoïdal (secteur)

$f_0 \omega = 2\pi$: Pulsation du courant

V_{\max} : Tension minimale pour saturer le noyau.

I_s : Amplitude du courant de saturation.

B_s : Amplitude du champ magnétique de saturation.

$x(t)$: Signal mesuré par un capteur.

$X(f)$: Transformée de Fourier de $x(t)$

$P(f)$: Puissance spectrale d'un signal $x(t)$

α : Coefficient de proportionnalité obtenu en faisant une régression linéaire.

S_B : Précision de mesure des champs magnétiques

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis l'antiquité, les aimants sont connus sous le nom de magnétite, pierre trouvée à proximité de la ville de Magnésie (Turquie). C'est de cette pierre que provient le nom actuel de champ magnétique.

A la fin du 19^{ième} siècle, la théorie complète sur l'électromagnétisme est apparue. Cette théorie nous a permis de savoir que les champs magnétiques peuvent être générés par d'autres corps que la magnétite. Ces champs sont parfois plus faibles de l'ordre de micron-tesla, pourtant, les études sur l'action du champ magnétique sur un corps, les détections des matières, les études en médecine et même en géologie, surtout les études en physique et chimie nécessitent la connaissance de l'intensité de ces champs magnétiques.

L'objectif de notre étude est d'étudier le capteur à bobine. Pour cela, nous avons subdivisé notre travail en trois chapitres.

Le premier chapitre est consacré à une généralité sur le magnétisme, le second décrit les différents types des capteurs magnétiques et le dernier est consacré exclusivement au capteur à bobine objet de notre étude[3].

Chapitre

1

Chapitre 1: Généralité sur le champ magnétique

Sommaire:

1.1 Introduction

1.2 Historique

1.3 Rappel de définitions et notations

1.4 Classification des types de magnétisme

1.5 Généralités sur les capteurs magnétiques

1.1 Introduction

Depuis l'antiquité, les aimants sont connus sous le nom de magnétite, pierre trouvée à proximité de la ville de Magnésie (Turquie). C'est de cette pierre que provient le nom actuel de champ magnétique. A la fin du 19^{ième} siècle, la théorie complète sur l'électromagnétisme est apparue. Cette théorie nous a permis de savoir que les champs magnétiques peuvent être générés par d'autres corps que la magnétite.

1.2 Historique

Le magnétisme préoccupe les hommes depuis les temps lointains. Il existe d'ailleurs une légende des matériaux magnétiques, qui remonte à leur découverte par les Chinois 2 500 ans av. J.C. La pierre à aimant (magnétite : $\text{Fe}_3 \text{O}_4$) aurait été utilisée à cette époque pour la fabrication de boussoles rudimentaires guidant les voyageurs dans les déserts.

Si l'on se limite aux témoignages historiques, la première observation du magnétisme date du 6ième siècle av. J.C. A cette date, Thales de Milet remarque que certains minerais de fer en provenance de Magnésie (Asie Mineure) attirent le fer. Sur le plan des applications, le plus ancien texte faisant mention d'une aiguille aimantée est chinois et date de la fin du 1ier siècle. Il faut attendre un siècle encore pour trouver pareille mention dans un texte européen. Il est certain que l'Occident a hérité la boussole de la Chine, sous une forme déjà élaborée.

Les théories du magnétisme furent nombreuses. Lucrèce (1ier s. av. J.C.) avait prévu, dans *De Rerum Natura*, que le chemin qui mènerait à la compréhension des phénomènes observés sur la pierre à aimant serait fort long. Cette prédiction devait se révéler d'une grande pertinence. La lettre sur la pierre d'aimant (1269) de Peregrinus de Maricourt peut être considérée comme la première contribution scientifique à la connaissance du magnétisme, par les développements de la méthode expérimentale qu'elle apporte.

En 1895, Pierre Curie ouvre la voie d'une théorie moderne du magnétisme en distinguant le diamagnétisme du paramagnétisme et du ferromagnétisme. Il observe également le passage du ferromagnétisme au paramagnétisme quand la température augmente.

Si la boussole a véritablement révolutionné la navigation au Moyen-âge, il est difficile de surestimer l'importance des matériaux magnétiques dans la société actuelle. Que l'on songe simplement à la production d'énergie électrique qui serait totalement impossible, à l'échelle que nous connaissons, sans la présence de tôle feromagnétiques dans les alternateurs .

1.3 RAPPEL DE DÉFINITIONS ET NOTATIONS

1.3.1 Induction magnétique et champ magnétique dans le vide

Dans le vide ,il existe une propriété que l'on appelle champ magnétique ou induction magnétique. On peut la mettre en évidence, en un point P quelconque, par l'une ou l'autre des expériences suivantes (les figures 1.1 et1. 2) [1].

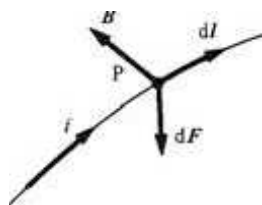


Fig1. 1: $dF = i dl \times B$



Fig1.2: $F = m H$

Dans l'expérience No 1, on fait passer par P un conducteur parcouru par un courant i. L'élément de longueur dl de ce conducteur autour de P subit une force dF donnée par la loi de Laplace .

$$dF = i dl \times B \quad (1.1)$$

La force dF est une mesure directe de l'induction magnétique B dont l'unité est le Tesla [T].

Dans l'expérience No 2, on place en P une masse magnétique m, subissant une force F donnée par la loi de Coulomb.

$$F = m H \quad (1.2)$$

La force F est une mesure directe du champ magnétique F dont l'unité est l'ampère par mètre [A/m].

La question de savoir si les masses magnétiques existent dans la nature et si l'on pourrait en placer une en P il n'a pas d'importance ici. Il suffit de considérer ces masses comme des objets dont le comportement dans un champ magnétique est identique à celui d'une masse ordinaire dans un champ de gravitation, ou mieux, à celui d'une charge dans un champ électrique.

Le caractère fictif de l'expérience No 2 n'en diminue nullement l'intérêt.

Les effets observés au point P proviennent de:

- la présence de courants électriques au voisinage de P.
- la présence de masses magnétiques au voisinage de P.
- ces deux causes réunies.

Les expériences No 1 et 2 ne donnent aucun moyen de déterminer laquelle de ces causes est à l'origine de la force mesurée.

En conclusion, B et H traduisent, dans le vide, une même propriété. Celle-ci se révélant sous un jour différent en présence d'une masse magnétique ou d'un courant, il est naturel de poser une relation de proportionnalité entre B et H:

$$B = \mu_0 H \quad (1.3)$$

en vertu des équations (1.3), et du fait que les forces observées dans les deux expériences sont toujours perpendiculaires l'une par rapport à l'autre.

Les unités choisies pour B [Wb/m²] et F [A/m] déterminent la constante de proportionnalité μ_0

$$\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

On appelle μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

1.3.2 Matériaux magnétiques

Définition

Soumises à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elles-mêmes, dans le volume qu'elles occupent et à l'extérieur, une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Il s'agit-là d'une propriété générale de la matière. Toutefois, cette propriété ne se manifeste très visiblement que dans certains matériaux appelés matériaux magnétiques [1].

Le spin des électrons et, dans une faible mesure, leur mouvement orbital autour du noyau sont responsables de ce phénomène, dont l'essence même ne peut être étudiée que par la physique quantique. Toutefois, du point de vue de l'ingénieur, le comportement détaillé des électrons dans le processus d'aimantation est décrit plus utilement par le concept de moment magnétique atomique que par celui de la fonction d'onde. On se bornera donc à énoncer certains résultats de la théorie quantique, et le plus souvent de manière qualitative. En effet, si quelques calculs quantiques élémentaires suffisent à donner une bonne image des semi-conducteurs, il n'en est malheureusement pas de même avec les matériaux magnétiques pour lesquels les développements, quand ils existent, sont toujours fort complexes.

1.3.3 Moment magnétique atomique

Le moment magnétique d'un atome est une propriété de celui-ci que l'on peut représenter par deux modèles: les figures 1.1 et 1. 2

- le dipôle magnétique (fig1. 3)
- le courant ampérien (fig1. 4)

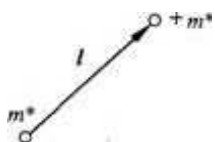


Fig1.3: le dipôle magnétique



Fig1.4: le courant ampérien

Le dipôle magnétique est constitué de deux masses magnétiques de signes opposés, séparées par une distance l . Le moment magnétique associé à ce modèle porte le nom de moment magnétique dipolaire m_d . Il est défini par

$$m_d = m l \quad [\text{Wb.m}] \quad (1.4)$$

Le courant ampérien est un petit courant circulaire censé exister à l'échelle atomique, qui pourrait représenter une résultante des mouvements des électrons autour du noyau. Le moment magnétique associé à ce modèle porte le nom de moment magnétique ampérien m_A . Il est défini par (1.5) dans laquelle A est le vecteur représentant la surface délimitée par le courant circulaire i .

$$m_A = i A \quad [\text{A-m}^2] \quad (1.5)$$

Il est essentiel de bien garder à l'esprit qu'il n'y a plus de courants ampériens que de dipôles magnétiques dans la matière[1].

Ce ne sont là que des concepts utiles pour représenter les propriétés du spin qui nous intéressent. Schématiquement, l'étude complète du magnétisme comprend les étapes (a) à (d) de la figure 5. Une théorie quantique, n'existant aujourd'hui que sous forme fragmentaire, établit la notion de moment magnétique atomique. Ce moment, représenté par les modèles du courant ampérien ou du dipôle magnétique, sert ensuite de base aux développements de la science des matériaux.

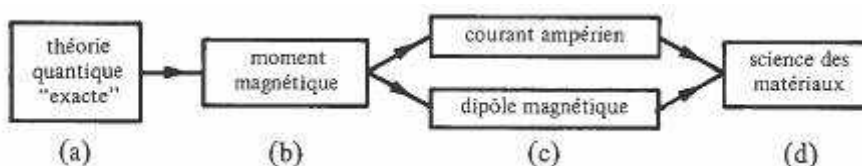


Fig1.5 Etapes d'une étude complète du magnétisme.

1.3.4 Induction magnétique et champ magnétique dans la matière

Les expériences décrites dans les figures 1 et 2 peuvent, théoriquement, être réalisées dans la matière. On supposera que la présence, entre les atomes, de la masse magnétique m , respectivement du courant i , ne modifie pas la polarisation magnétique de l'échantillon. Les forces agissant sur m , respectivement i , peuvent avoir plusieurs origines que l'on répartira en deux classes [1].

- Dans la première figure, seule, la polarisation magnétique de l'échantillon lui-même, résultant de la présence dans celui-ci de dipôles magnétiques ou de courants ampériens.
- Dans la seconde sont regroupés tous les autres facteurs susceptibles d'agir sur m et i tels que les courants circulant à l'extérieur ou même à l'intérieur de l'échantillon comme les courants de Foucault, les aimants se trouvant dans le voisinage, etc.

En utilisant les indices 1 et 2 pour marquer les contributions des facteurs relevant des classes correspondantes, on peut écrire par généralisation de (1) et (2)

$$dF = i \, dl \times (B_1 + B_2) \quad (1.6)$$

et

$$F = m (H_1 + H_2) \quad (1.7)$$

L'équation (1.7) serait encore valable si l'on posait $B = B_1 + B_2$ et $H = H_1 + H_2$. L'induction magnétique et le champ magnétique auraient alors des rôles totalement comparables, dans le vide aussi bien que dans la matière. Or,

- l'induction magnétique B , par définition, est une mesure des facteurs relevant des classes 1 et 2
- le champ magnétique H , par définition, est une mesure des facteurs relevant de la classe 2 uniquement.

Il en résulte que (1) est valable partout, tandis que les équations (1.2) et (1.3) sont valables dans le vide seulement.

1.3.5 Vecteur aimantation

L'induction magnétique dans la matière peut être exprimée par l'équation

$$B = \mu_0(H + M) \quad (1.8)$$

Cette équation définit le vecteur aimantation M , mesure de la densité volumique de moment magnétique ampérien. L'unité de M est l'ampère par mètre.

1.3.6 Vecteur polarisation magnétique

L'induction magnétique dans la matière peut aussi être exprimée par l'équation

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{I}) \quad (1.9)$$

Cette équation définit le vecteur polarisation magnétique \mathbf{I} , mesure de la densité volumique de moment magnétique dipolaire. L'unité de \mathbf{I} est le Tesla.

\mathbf{I} et \mathbf{M} rendent compte du même phénomène; par la suite on utilisera principalement \mathbf{I} , comme il est d'usage dans l'étude du ferromagnétisme [2].

1.3.7 Susceptibilité magnétique

On appelle susceptibilité magnétique absolue χ , le rapport

$$\chi = \mathbf{I} / \mathbf{H} \quad [\text{H/m}] \quad (1.10)$$

La susceptibilité magnétique relative χ_r est définie par

$$\chi_r = \mathbf{M} / \mathbf{H} \quad (1.11)$$

On suppose dans (1.10) et (1.11) que \mathbf{I} , \mathbf{M} et \mathbf{H} sont colinéaires. C'est à cette condition, vérifiée dans les matériaux isotropes (à l'échelle macroscopique au moins), que la susceptibilité est un scalaire. Dans les matériaux anisotropes, la susceptibilité est un tenseur[2].

1.3.8 Perméabilité magnétique

On appelle perméabilité magnétique absolue μ la grandeur

$$\mu = \mu_0 + \mu_0 \chi = \mu_0 (1 + \chi_r) \quad [\text{H/m}] \quad (1.12)$$

La perméabilité magnétique relative

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (1.13)$$

1.1.9 Magnéton de Bohr

La théorie montre qu'un moment magnétique est toujours un multiple entier d'un moment magnétique unitaire appelé magnéton de Bohr m_B [1].

Dans le modèle ampérien,

$$m_B = 9,273 \cdot 10^{-24} \quad [\text{Am}^2] \quad (1.14)$$

Dans le modèle dipolaire

$$m_B = 1,165 \cdot 10^{-29} \quad [\text{Wb.m}] \quad (1.15)$$

1.4 CLASSIFICATION DES TYPES DE MAGNÉTISME

1.4.1 Le diamagnétisme

Ce type de magnétisme est caractérisé par une susceptibilité relative négative, de faible amplitude. Le diamagnétisme est dû à un mouvement orbital des électrons, provoqué par le champ magnétique appliqué. Ce mouvement peut être assimilé à un courant microscopique dont le comportement serait comparable à celui d'un courant induit dans une bobine. En vertu de la loi de Lenz, le courant induit s'oppose au champ qui le produit, ce qui est en accord avec le fait que χ_r est négatif. Les gaz rares, certains métaux, la plupart des métalloïdes et un grand nombre de composés organiques sont diamagnétiques. Leurs susceptibilités relatives, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} , présentent peu d'intérêt pour l'ingénieur (table 1.1).

Matière	χ_r	Matière	χ_r
Si	$1,2 \cdot 10^{-6}$	Se	$4,0 \cdot 10^{-6}$
Cu	$1,08 \cdot 10^{-6}$	Ag	$2,4 \cdot 10^{-6}$
Zn	$1,9 \cdot 10^{-6}$	Pb	$1,4 \cdot 10^{-6}$
Ge	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$Al_2 O_3$	$3,5 \cdot 10^{-6}$

Table1 .1: Leurs susceptibilités relatives, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6}

1.4.2 Le paramagnétisme

Le paramagnétisme est caractérisé par une susceptibilité relative positive, de faible amplitude, c'est à dire comprise entre 10^{-6} et 10^{-3} . Il se rencontre dans les substances dont les atomes possèdent un moment magnétique permanent, lorsque ces moments ne sont pas couplés les uns aux autres. Sous l'action d'un champ magnétique, ces moments tendent à s'aligner. Toutefois, la polarisation qui en résulte demeure très faible, car l'effet de l'agitation thermique qui oriente aléatoirement les moments magnétiques reste prépondérant.

A quelques exceptions près telles que l'uranium et le titane, la susceptibilité relative suit la loi de Curie, c'est-à-dire qu'elle varie en raison inverse de la température absolue. Sont paramagnétiques la plupart des gaz, certains métaux, en particulier les matériaux alcalins, quelques sels, les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques lorsqu'ils sont chauffés au-dessus de leur température de Curie .

Le table 1.2 donne quelques valeurs de susceptibilités à température ambiante, respectivement à 1000°C pour les deux substances marquées d'un astérisque.

Matière	χ	Matière	χ
Na	$8,6 \cdot 10^{-6}$	Pt	$1,2 \cdot 10^{-5}$
Al	$7,7 \cdot 10^{-6}$	U	$3,3 \cdot 10^{-5}$
Mn	$1,2 \cdot 10^{-4}$	CoO	$0,75 \cdot 10^{-3}$
Ta	$1,1 \cdot 10^{-6}$	Fe ₃ C	$3,7 \cdot 10^{-5}$
W	$1,1 \cdot 10^{-6}$	Fe	$2,5 \cdot 10^{-5}$

Table 1.2 : Quelques valeurs de susceptibilités à température ambiante

1.4.3 L' antiferromagnétisme

L'antiferromagnétisme se distingue par une variation de la susceptibilité en fonction de la température d'une allure très particulière (figure1. 6).

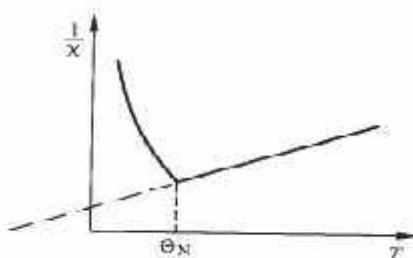


Fig1.6: la susceptibilité en fonction de la température d'une allure très particulière
 Comme dans les matériaux paramagnétiques, les atomes portent un moment magnétique permanent, toutefois ces moments ne sont plus indépendants les uns des autres mais au contraire fortement liés. De cette interaction, qui porte le nom de couplage antiferromagnétique, résulte un arrangement antiparallèle des moments, représenté schématiquement dans la figure1. 7.

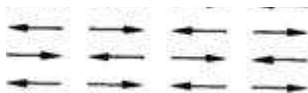


Fig1.7: résulte un arrangement antiparallèle des moments

Lorsque la température augmente, cet arrangement se dégrade. La diminution concomitante de l'effet de forces d'alignement rend plus sensible l'action d'un champ extérieur. Cela explique la décroissance de $1/\chi$ en fonction de la température le comportement des matériaux antiferromagnétiques devient comparable à celui des matériaux paramagnétiques, mais en général l'extrapolation de $1/\chi(T)$ ne passe pas par l'origine. Un assez grand nombre d'oxydes, de chlorures et autres composés des métaux de transition sont antiferromagnétiques[3].

1.4.4 Le Ferromagnétisme

Le ferromagnétisme est le type de magnétisme résultant de l'alignement de moments magnétiques permanents, ces moments étant orientés parallèlement les uns aux autres par une interaction mutuelle appelée couplage ferromagnétique (figure 1.8). Les matériaux ferromagnétiques présentent donc également une polarisation spontanée. Ce qui a été dit pour les matériaux ferrimagnétiques, concernant le retour à une distribution aléatoire des moments magnétiques sous l'effet d'une élévation de température, s'applique également ici (figure 1.9). Les matériaux ferromagnétiques ils deviennent paramagnétiques, leur susceptibilité suivant alors la loi de Curie-Weiss.

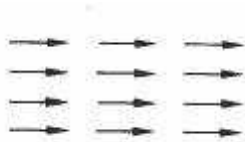


Fig1.8 Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau ferromagnétique.

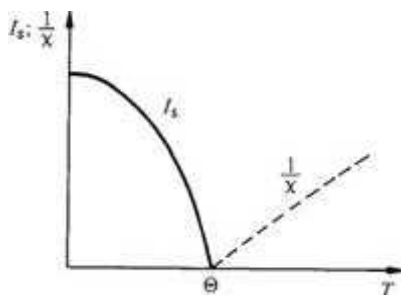


Fig1.9: graphique est une superposition de représentations de deux grandeurs différentes Attention: ce graphique est une superposition de représentations de deux grandeurs différentes, en l'occurrence I et $1/T$, qui évoluent de manière inverse.

Le fer, le cobalt, le nickel et un certain nombre de leurs alliages sont ferromagnétiques. Quelques terres rares, et certains alliages de manganèse avec l'aluminium et le cuivre le sont aussi.

Le ferromagnétisme dont l'importance technique est bien connue est étudié en détail à la section 4.

1.4.5 Commentaire

Le phénomène d'orientation des moments magnétiques à l'intérieur des matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques se produit de manière localisée. Un échantillon de taille macroscopique se trouve par conséquent divisé en un grand nombre de petits volumes, appelés domaines magnétiques possédant chacun une polarisation spontanée orientée différemment de celles des ses voisins.

1.5 Généralités sur les capteurs magnétiques

On rencontre les capteurs magnétiques dans divers objets qui nous entourent depuis la voiture jus qu'à la machine à laver.

Les capteurs magnétiques permettent en effet de détecter et de mesurer un champ magnétique, Ils affrontent donc de très nombreuses possibilités liées à la transmission d'information sans contact, à la détection à distance ou la mesure d'un courant[4].

Les différents types de capteurs magnétiques : il y a environ une quinzaine certains sont des capteurs de champ (c' est à dire mesurant directement la valeur du champ magnétique selon un ou plusieurs axes), d' autres mesurant l' intégrale du champ passant à travers une surface (capteurs de flux)

Tout fois, il est toujours difficile de comparer des capteurs dans la mesure où chacun possède des avantages particuliers ,par exemple, les capteurs à effet Hall ne sont pas très sensibles mais présentent l'intérêt d'être absolus et linéaires sur une très grande plage de champ: ils sont donc incontrôlables dans les applications mesurant de fortes valeurs de champs .un deuxième aspect déterminant est l'extension spatiale de champ magnétique à mesurer , si elle est grande comme pour l'imagerie terrestre, il faut réutiliser des capteurs de flux qui sont beaucoup plus sensibles que les capteurs de champ. Si au contraire, l'extension spatiale devient petite il faut utiliser des capteurs de champ. C'est pour cette raison que les capteurs à magnétorésistance géante issus de l'électronique de spin se sont implantés dans les têtes de lecteurs à la place des bobines inductives ils peuvent être miniaturisés à quelques dizaines de microns et intégrés à des systèmes CMOS contenant une électronique de traitement de signal. En fin, la fréquence du champ à détecter est aussi importante à très haute fréquence, les capteurs inductifs (bobines) deviennent vraiment plus performants car ils ont une sensibilité proportionnelle à la dérivée du flux et qui croît donc comme les fréquences.

1.5.1 Historique

La boussole mécanique inventée en Chine il y a 4500 ans, est le premier capteur magnétique utilisé par l'homme. Basée sur l'orientation d'une aiguille dans le champ magnétique terrestre donnant la direction du nord, la boussole est de moins utilisée cédant sa place aux systèmes GPS.

Les boussoles actuelles (électronique) se trouvent associées à un GPS (effet Hall) et l'effet d'impédance magnétique géante (GMI) [4].

1.5.2 Principe d'utilisations et de réalisation

Les principes utilisés par les capteurs magnétiques sont assez nombreux. Leurs applications sont aussi très différentes non seulement en fonction de leur plage de mesure ou de résolution.

Les capteurs inductifs objet de notre étude utilisés pour les têtes de lecteurs de magnétophone ou de magnétoscope utilise l'effet inductif. un bobinage est réalisé autour d'un circuit magnétique qui a pour rôle de canaliser le champ magnétique. Il est utilisé aussi pour les capteurs de position, de pression ou pour les détecteurs de défaut dans des structures mécaniques ce principe utilise les courants de Foucault générés dans les matériaux. le parcours de ces courant est modifie en présence de défaut mécanique[4].

L'effet hall est assez sensible et linéaire et ses caractéristiques le destinent particulièrement à l'instrumentation par exemple le capteur de courant.

Il est utilisé pour détecter l'induction magnétique générée par le passage d'un courant que l'on veut déterminer. Il est utilisé aussi dans les capteurs de position ou de distance.

Les magnétorésistances sont très sensibles mais pas linéaires, elles sont utilisées dans des capteurs de champ terrestre, les têtes de disque dur.

Chapitre

2

Chapitre 2: Les différents types des capteurs de champs magnétiques

Sommaire:

2.1 Introduction

2.2 Les différents types des capteurs de champs magnétiques

2.3 Principes de réalisation de différents capteurs

2.4 Comparaison entre les capteurs

2.1 Introduction

Les différents types des capteurs magnétiques : il y a environ une quinzaine certains sont des capteurs de champ (c' est à dire mesurant directement la valeur du champ magnétique selon un ou plusieurs axes), d' autres mesurant l' intégrale du champ passant à travers une surface (capteurs de flux) [10]

2.2 Les différents types des capteurs de champs magnétiques

Les capteurs de champs magnétiques sont distingués par leurs sensibilités et leurs bandes passantes.

Les capteurs couramment utilisés sont les suivants

- Sonde à effet Hall
- Capteur à effet magnétorésistif
- Capteur à effet Wiegand
- transistor magnétique
- SQUID (supraconducting quantum interference device)
- fluxgates
- capteurs magnétiques à fibres optiques
- capteurs à résonance magnétique nucléaire
- Bobine d'induction réalisée à partir de l'expérience de Faraday.

Les capteurs de champs magnétiques peuvent être classés en deux catégories : capteurs pour les champs forts supérieurs à 1mTesla (gauss-mètres) et capteurs pour les champs faibles inférieurs à 1mTesla (magnétomètres)

Nous nous intéressons, ici, aux capteurs d'utilisation courante et ayant un principe de base relativement simple. Les deux premiers types, sonde à effet Hall et magnétorésistance, sont les plus utilisés dans le secteur industriel (champs forts) tandis que les Fluxgates et SQUIDs sont à la base des magnétomètres les plus performants[10]

2.3 Principes de réalisation de différents capteurs

2.3.1 Effet Hall

Principe

Si un ruban conducteur est parcouru par un courant électrique et si un champ d'induction magnétique est perpendiculaire au plan du ruban, il apparaît une différence de potentielle entre les bords du ruban [5]

Selon la théorie élémentaire de la conductivité, les trous acquièrent une vitesse moyenne d'entraînement parallèle à E_y de valeur $v_{dp} = \mu_p E_y$. Ces charges subissent du fait du champ magnétique B une force $F = -q v_{dp} B$ (force dite de Lorentz ou de Laplace, dirigée vers la gauche). Il en résulte une tendance à l'accumulation de charges positives sur une face et symétriquement, un défaut de telles charges sur la face opposée. Ce qui se traduit par un champ électrique transversal E_H et puisque le champ dérive d'un potentiel, la différence de potentielle est

$$V_H = \int E_H dx = l_x E_H \quad (2.16)$$

V_H est dite tension de Hall

Ce principe est utilisé dans les gauss mètres, les ampèremètres, les wattmètres, les moteurs à courant continu, les multimètres analogiques, les compas magnétiques [6]

2.3.2 Magnéto-résistance

Principe

En exploitant dans un semi-conducteur, soumis à un champ magnétique, la variation de résistivité du matériau résultant de la distorsion des trajectoires électroniques, on peut réaliser des éléments dits magnéto-résistifs.

En mesurant la résistance d'un magnéto-résistance soumis à un champ magnétique, on connaîtra la valeur de l'induction magnétique [5]

2.3.3 Supraconducting Quantum Interference Device (S.Q.U.I.D)

Principe .

B.D. Josephson a imaginé dès 1962 qu'un supracourant pouvait intervenir entre deux supraconducteurs séparés par une fine couche isolante et depuis, on a montré que l'amplitude de ce courant était affectée par un champ magnétique. Ainsi la jonction Josephson est devenue la structure de base du magnétomètre à SQUID[6]

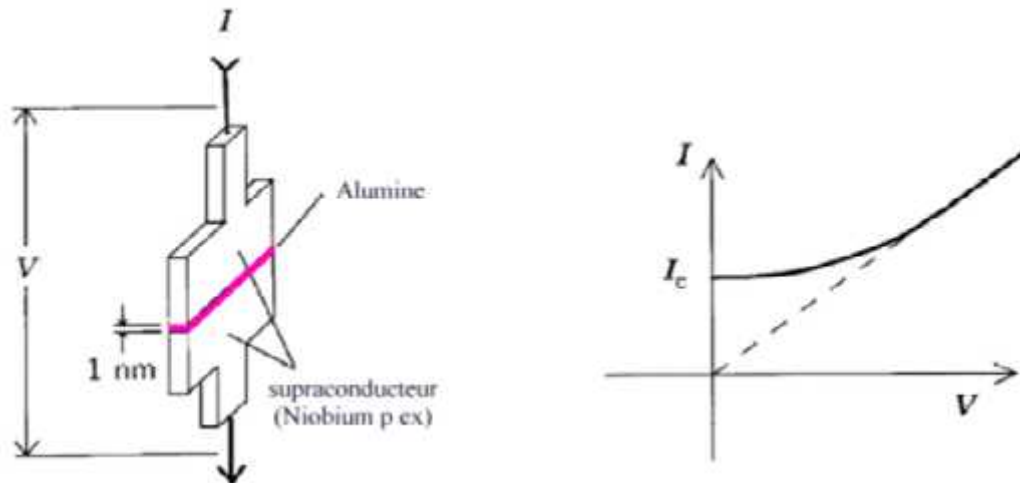


Fig 2.10: Jonction de Josephson et courbe représentative du courant critique

La figure 2.10 représente une telle jonction dans laquelle à 4.2° Kelvin, un courant supraconducteur I_c (dit courant critique) traverse la jonction d'alumine avec une chute de tension de 0V dans la jonction. L'amplitude de ce courant est une fonction périodique du flux magnétique dans la jonction.

Les magnétomètres à SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) sont parmi les dispositifs les plus sensibles pour la mesure des champs magnétiques. En fait, ils ne permettent pas de mesurer un champ mais plutôt sa variation. Les gradiomètres peuvent mesurer la variation spatiale d'un champ magnétique aussi faible que ceux générés par le corps humain

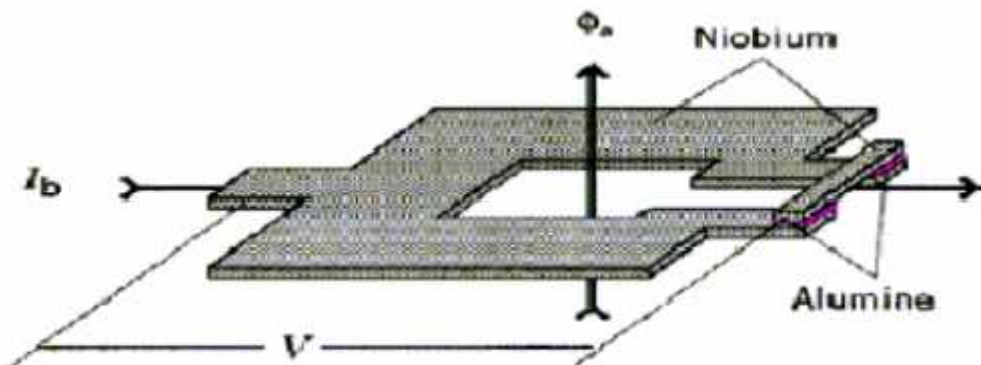


Fig2.11-a-Principe de réalisation de SQUID

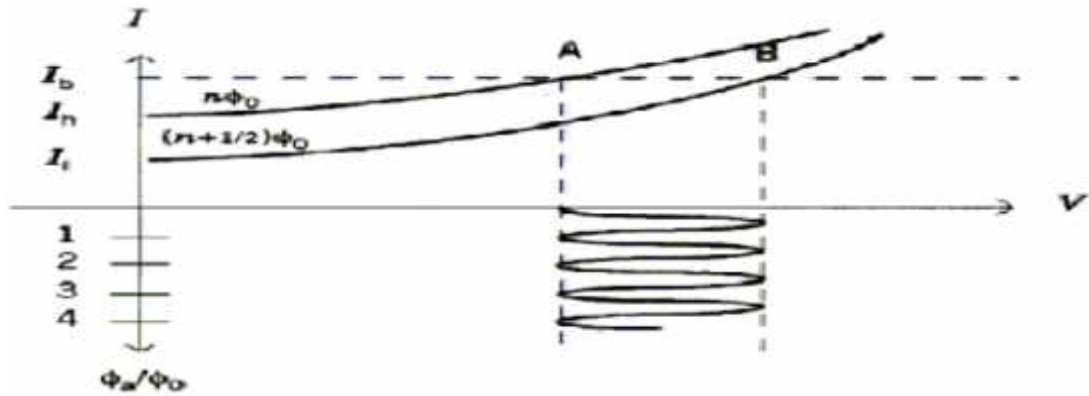


Fig2.11-b-Principe du fonctionnement de SQUID

Un magnétomètre à SQUID, pour les champs statiques, utilise 2 jonctions Josephson insérées dans un tore (figure 2-11-a). Quand le flux Φ_a traversant le tore est un multiple de Φ_0 , la tension entre les deux jonctions est déterminée par la courbe $I_c \sin(n\Phi_a/\Phi_0)$ (point A, figure 2-11-b). Si le flux augmente alors le courant critique décroît et le point d'intersection se déplace vers la droite. Le courant critique atteint une valeur minimale quand le flux s'est accru de $1/2 \Phi_0$, alors la chute de tension est maximale (point B), si le flux continue à croître, le courant critique croît à nouveau et la tension décroît, etc. Ainsi la période du cycle est Φ_0 .

2.3.4 Fluxgates

Principe

Dans un fluxgate, le noyau torique est constitué d'un fin ruban de matériau ferromagnétique aisément saturable. Une bobine d'excitation alimenté en alternatif est enroulé autour de ce tore, ce qui crée un champ magnétique circulant autour du tore. Ce champ provoque une saturation périodique alternativement dans le sens horaire et dans le sens inverse du matériau magnétique. On maintient ainsi une perméabilité moyenne supérieure à celle de l'air. Quand le noyau est saturé sa perméabilité devient identique à celle de l'air. S'il n'y a pas de composante magnétique dans l'axe de l'enroulement de mesure, la variation de flux vue par celui-ci est nulle. Par contre, si une composante de champ magnétique est présente dans cet axe, à chaque fois que le matériau ferreux passe d'un état de saturation à l'autre, le flux à travers le noyau va changer d'un niveau bas à un niveau élevé [7]

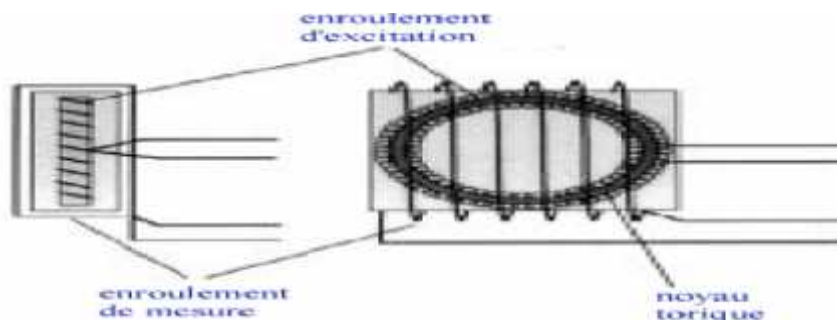


Fig2.12: Exemple de configuration de type fluxgate

2.3.5 Bobine d'induction réalisée à partir de l'expérience de Faraday

Expérience de Faraday

D'après la loi de Faraday, la variation de flux à travers une bobine de N-spires de surface S , va créer une différence de potentiel aux bornes de cette bobine [8]

L'expérience de Faraday est montrée par la figure 2.13

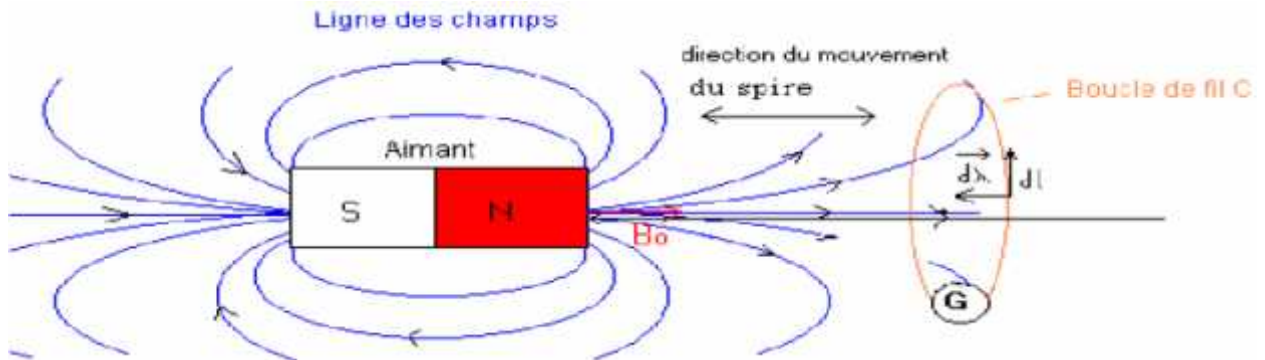


Fig2.13: Expérience de Faraday

Dans un champ magnétique B , invariable dans le temps, déplaçons une boucle de fil C . Orientons C dans un sens arbitraire. Dans le temps dt , l'élément dl , de la boucle C , se déplace de d

Soit dans cet élément, un porteur libre de charge q . Il est entraîné dans le mouvement du circuit, avec la vitesse

$$\vec{v} = \frac{d\vec{l}}{dt} \quad (2.17)$$

Comme il se trouve dans un champ magnétique B , il est soumis à la force de Laplace

$$\vec{F} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.18)$$

La composante de \vec{F} parallèle à \vec{dl} va entraîner le porteur le long du circuit, et un courant va apparaître.

C'est le courant « induit ». Notons que le sens de \vec{F} change avec celui de \vec{v} et de même pour le sens du courant induit, conformément aux résultats de Faraday.

Tout se passe donc comme s'il apparaissait dans le circuit, un générateur de f.é.m. e , qui serait « réparti » tout le long du circuit, au lieu d'être « concentré », entre les bornes d'une pile par exemple.

Si une charge q parcourt le circuit, elle reçoit de ce « générateur » l'énergie $q.e$

Cette énergie est aussi égale à la circulation de \vec{F}

le long du circuit. Nous pouvons écrire :

$$e = - \oint_C \vec{v} \cdot \vec{dl} \quad (2.19)$$

$$e = \oint_C (\vec{v} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{dl} = \oint_C (\frac{d\vec{l}}{dt} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{dl} \quad (2.20)$$

Le sens de e est défini par le sens de parcours, arbitrairement choisi, qui est aussi celui des éléments \vec{dl}

. Le courant induit aura évidemment, pour la même orientation du circuit, le même signe que e .

Les conditions d'exploitations « algébriques » de nos formules sont:

-orientation arbitraire du circuit C .

-des vecteurs élémentaires \vec{dl}

pointant dans le sens positif, et des intégrales curvilignes sur

C parcourues dans le sens positif ;

- les force électromotrice ainsi calculées, si elles sont positives, correspondent à un courant induit décrivant C dans le sens positif, si elles sont négatives, correspondent à un courant en sens contraire

Transformons le produit mixte qui apparaît dans e : il vient :

$$e = - \oint_C (\frac{d\vec{l}}{dt} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{dl} \quad (2.21)$$

l'intégration dans l'espace et la dérivation par rapport au temps sont deux opérations indépendantes, on peut permuter l'ordre de leur intervention, et écrire

$$e = - \frac{1}{dt} [\oint_C (\vec{dl} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{dl}] \quad (2.22)$$

Sous le signe de \int , nous reconnaissons l'expression, d'après le théorème de Maxwell, du flux Φ à travers la surface balayée par \vec{dl} dans son déplacement $\frac{d\vec{l}}{dt}$, encore appelé flux

coupé du champ magnétique. Soit d^2 pour l'élément dl ; d^2 pour l'ensemble du circuit et la formule :

$$e = - \frac{d\Phi_C}{dt} \quad (2.23)$$

Φ_C est égal à la variation $d\Phi$ du flux de champ magnétique \vec{B} à travers C , lorsque le circuit se déplace ou se déforme. D'où une autre expression

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.24)$$

Le flux Φ d'un champ magnétique à travers une surface fermée quelconque S est défini par :

$$\Phi = \int_0^S \vec{B} \cdot \vec{ds} \quad (2.25)$$

Le flux à travers la surface dépend des composantes vectorielles de \vec{B} par rapport à un repère

lié à la surface de la bobine.

$$\text{Dans le vide, on a : } \Phi(t) = \mu_0 H(t) S \quad (2.26)$$

$$\text{Dans un milieu de perméabilité } \mu_r, \text{ on a : } \Phi(t) = \mu_r \mu_0 H(t) S \quad (2.27)$$

En mesurant la tension $e(t)$, nous pouvons avoir la valeur de $B(t)$. Cette expérience de Faraday nous permet de réaliser un magnétomètre à l'aide d'une bobine d'induction.

2.4 Comparaison des capteurs

Types de capteurs	Sonde à effet Hall	Magnétorésistance	SQUID	FLUXGAT ES	Bobine d'induction
Avantages	-Existence de cellule à effet Hall en tant que composante électronique -Facile à utiliser	-Réalisation moins compliquée par rapport aux autres -Facile à utiliser	-Extrêmement sensible	-Sensible -Réalisable avec des moyens simples et peu coûteux	-Sensible -Réalisable avec des moyens simples et peu coûteux
Inconvénients	-Manque de sensibilité	-Manque de sensibilité	-Réalisation difficile à cause de la présence d'éléments supraconducteur et la température très basse 4.5°K	-Importante perturbation à cause du courant d'excitation	-Champ variable uniquement
Bande passante	0- 10 ⁸ Hz	0- 10 ⁷ Hz	0- 5 Hz	0- 2 kHz	10 ⁻³ -10 ⁶ Hz
Etendue de mesure	0-10 ⁵ mT	10 ⁻³ -5 mT	10 ⁻⁶ -0.1 mT	10 ⁻⁵ 0.5 mT	10 ⁻¹⁰ -10 ⁶ mT
Résolution	100nT	10nT	0.1nT	10 ⁻⁴ nT	Variable

Tableau 2.3 comparaison des capteurs de champs magnetiques

- La sensibilité du capteur est la plus petite valeur du champ mesurable (Seuil de mesure)

Elle est limitée par le bruit [6]

- Etendue de mesure : c'est l'intervalle défini par le seuil de mesure et la valeur maximale mesurable [6]

- Résolution : c'est la plus petite variation mesurable.

D'après ce tableau 2.3, le FLUXGATE et la bobine d'induction sont sensibles et ils peuvent être réalisés avec un faible coût[6]

Chapitre

3

Chapitre 3: Capteur avec une bobine

Sommaire:

3.1 Introduction

3.2 Réalisation du capteur avec une bobine

3.3 Réalisation d'un capteur à bobine avec noyau ferromagnétique.

3.4 Réalisation d'un capteur à bobine avec noyau de saturation variable ou

Fluxgates

3.1 Introduction

Parmi les capteurs magnétométriques utilisant l'induction magnétique, suivant la réalisation effectuer la référence [10]

répertorié trois types de capteurs fonctionnant aux fréquences supérieures à 10kHz les boucles sans noyau, les barres fluxmètres et les magnétomètres supraconducteurs.

Nous allons présenter leur principe et leurs performances.

Dans ce étude, répertorié les trois types de capteurs

- 1) Réalisation du capteur avec une bobine d'inductance
- 2) Réalisation du capteur avec un noyau ferromagnétique
- 3) Réalisation d'un capteur avec un noyau de perméabilité variable ou Fluxgates

3.2 Réalisation du capteur avec une bobine

d'inductance sans noyau (expérience de Faraday)

Nous avons réalisé le montage de la figure 3.14

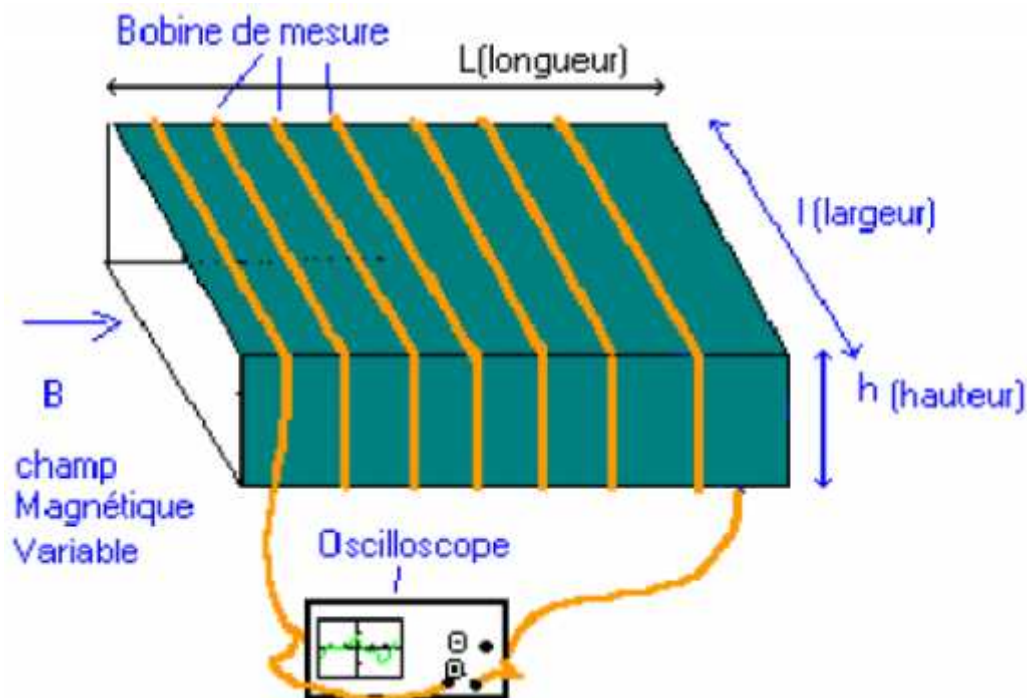


Fig3.14: Détection de champs magnétiques variables

suivant la réalisation effectuer la référence [10] . enroulé une bobine de $N= 37.000$ spires (figure3.14) avec un fil de $10/100mm$ de diamètre La longueur L de la bobine est de $9cm$, sa hauteur h : $4.1cm$, sa largeur l : $6.3cm$ et sa surface

$$S = h \cdot l = 25.8 \text{ cm}^2 .$$

Nous avons mis un aimant en mouvement devant cette bobine . Nous avons pris un repère lié à l'aimant.

D'après l'expérience de Faraday nous avons

$$e = -\oint_C \left(\frac{d\vec{\lambda}}{dt} \wedge \vec{dl} \right) \cdot \vec{B} \quad (21) \quad \text{avec } \frac{d\vec{\lambda}}{dt}$$

Est la vitesse du mouvement de l'aimant [8].

Le bruit de fond de l'environnement provient

-du champ géomagnétique de flux $\phi 1$

-du champ produit par les oscillateurs de l'ordinateur ou des autres appareils du laboratoire:

$\phi 2$

-du champ dû au courant électrique : $\phi 3$

Le flux à travers la bobine de N -spires est donné, s'il n'y a pas de noyau, par la relation :

$$\Phi(t) = N S B(t) = \mu N H(t) S \quad (3.26)$$

par contre, en présence d'un noyau de perméabilité μr :

$$\Phi(t) = N S B(t) = \mu r \mu_0 H(t) N S \quad (3.27)$$

Aux bornes de la bobine, une différence de potentiel $e(t)$ apparaît, telle que :

$$e(t) = -\sum \frac{\partial \Phi_i(t)}{\partial t} \quad (3.28)$$

Alors, nous avons

$$e(t) = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial \Phi 1}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial \Phi 2}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial \Phi 3}{\partial t} \right) \quad (3.29)$$

La relation (28) nous montre que $e(t)$ est la somme des dérivées des flux magnétiques , nous avons donc $e(t) \neq 0$, si les flux sont variables en fonction de t .

Pour les champs magnétiques variables , même s'il n'y a pas de noyau , on arrive à les capter c'est à dire $e(t) \neq 0$ et $e(t)$ fonction de $B(t)$

3.3 Réalisation d'un capteur à bobine avec noyau ferromagnétique

Pour la réalisation du capteur avec un noyau, la perméabilité de ce noyau joue un rôle d'amplificateur du flux magnétique, suivant la réalisation effectuer alors mesuré les perméabilités d'un noyau parallélépipédique Supermalloy et d'un noyau torique FeSi , pour en faire le choix.

3.3.1 choix du noyau selon la perméabilité

A - noyau parallélépipédique (Supermalloy)

La perméabilité relative est donnée par

$$\mu_r = \frac{LE_{2max}}{N^2 S \mu_0 I_{1max}}$$

$L=3cm$ Longueur de la bobine primaire

E_{2max} Tension aux bornes de la bobine secondaire

$N=200$ Nombre de spires de chaque bobine

$S= 2cm^2$ Surface de la bobine

$\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7} Hm^{-1}$ Perméabilité dans le vide.

$\omega =100\pi$ Pulsation du courant.

I_{1max} Intensité du courant traversant la bobine primaire

D'après le calcul, la perméabilité est

$$\mu_r = 9,4989 \frac{E_{2max}}{I_{1max}}$$

Suivant la réalisation le montage de la figure 3.15, pour avoir E_{2max} et I_{1max}

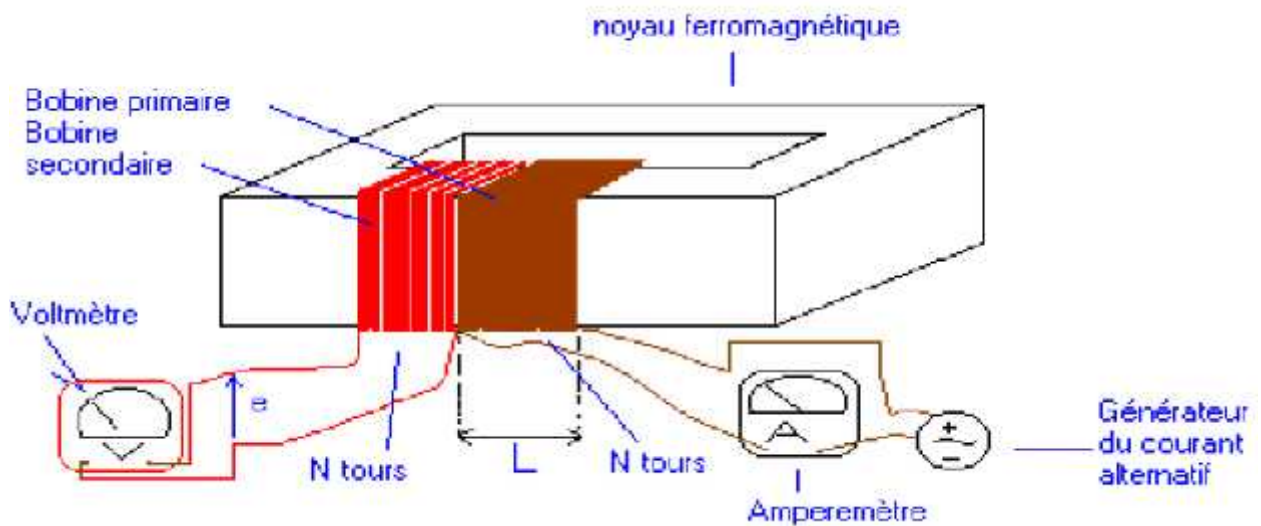


Fig3.15: Mesure de l'induction magnétique avec un noyau ferromagnétique supermalloy

Les perméabilités du noyau Supermalloy pour chaque valeur I_{1max} sont données par le tableau 3.4

E_{2max}	I_{1max}	μ_r
10V	0.1907 A	498.1070
15V	0.2873A	495.9398
20V	0.3796A	500.4689
25V	0.4773 A	497.5330

Tab3.4: Tableau donnant les valeurs de la perméabilité μ_r correspondantes aux I_{2max} et I_{1max}
 En calculant la moyenne de ces valeurs de μ_r , nous avons la perméabilité du noyau Supermalloy
 $\mu_r = 498.012175 \approx 498$

B- Noyau torique utilisé pour des transformateurs (FeSi)

La perméabilité relative est donnée par

$$\mu_r = \frac{LE_{2max}}{N^2 S \mu_0 I_{1max}}$$

$L = 6.28cm$ Longueur de la bobine primaire

E_{2max} Tension aux bornes de la bobine secondaire

$N = 200$ Nombre de spires de chaque bobine

$S = 2cm^2$ Surface de la bobine.

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} Hn^{-1}$ Perméabilité dans le vide.

$\omega = 100\pi$ Pulsation du courant

I_{1max} Intensité du courant traversant la bobine primaire.

En faisant le calcul, nous avons la perméabilité

$$\mu_r = 19,8944 \frac{E_{1max}}{I_{1max}}$$

suivant la réalisation effectuer la référence [10]

le montage de la figure3.16 pour avoir μ_r

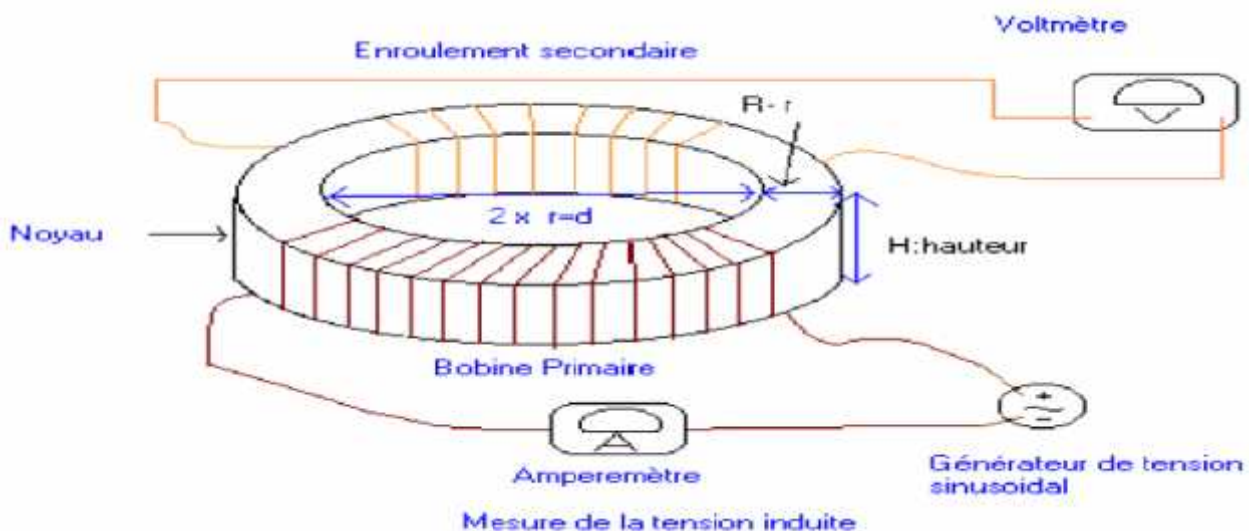


Fig3.16:Schéma du montage utilisé pour mesure l'induction magnétique

Les valeurs de μ_r pour chaque I_{1max} sont données par le tableau3.5

E_{2max}	I_{1max}	μ_r
10V	0.1936 A	1027.6
15V	0.2900A	1029
20V	0.3882A	1025
25V	0.4843 A	1027

Tableau 3.5: Tableau donnant les valeurs de la perméabilité μ_r correspondantes aux I_{2max} et I_{1max}

En calculant la moyenne de μ_r , nous avons la perméabilité du noyau torique FeSi

$$\mu_r = 1027.15 \approx 1027$$

La perméabilité relative d'un noyau torique FeSi du transformateur est beaucoup plus grande que celle d'un noyau parallélépipédique (Supermalloy)

Nous avons choisi le noyau torique pour réaliser le capteur avec noyau .

3.3.2 La réalisation du capteur avec noyau ferromagnétique torique

Nous avons réalisé le montage montré par la figure3.17 .

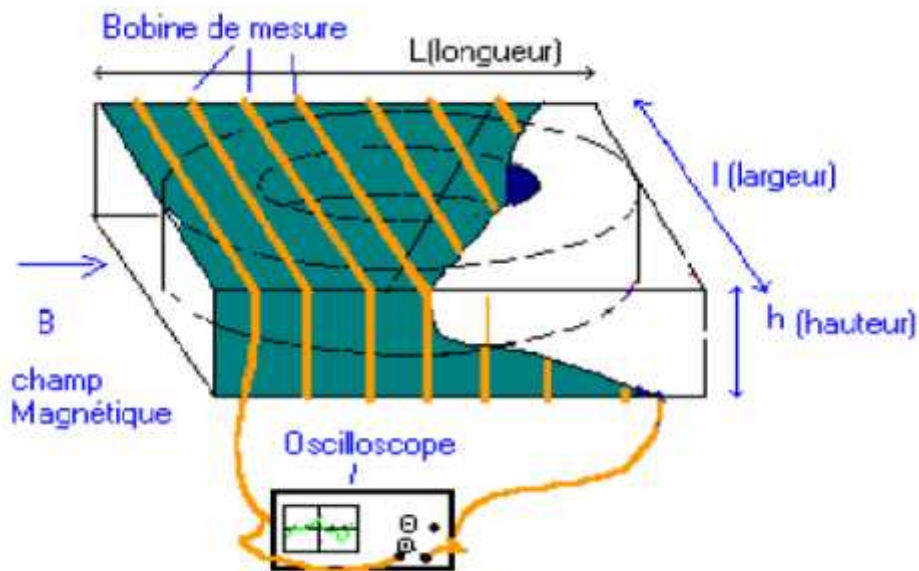


Fig3.17: Capteur avec noyau ferromagnétique Torique

La bobine comprend 37000spires avec un fil de 10/100mm de diamètre. La longueur de la bobine est 9cm, sa hauteur : 4.1cm , sa largeur 6.3cm et sa surface est $S= h*l= 25.8cm^2$.

Le rayon moyen du noyau torique (FeSi) est 4.5cm et sa perméabilité relative vaut

$$\mu = 1027 r .$$

Le flux magnétique à travers la bobine est donné par la relation (3.27) : $\phi (t)= \mu_0 \mu_r H (t)S$

Nous avons une valeur de flux égale à μ_r fois la valeur du flux obtenu avec une bobine sans noyau, ce qui entraîne une amplification de $e(t)$ avec un gain égale à μ_r .

D'après la relation (3.35), nous avons une valeur de $e(t)$ plus grande en insérant un noyau de perméabilité μ_r , par conséquent le capteur est plus sensible mais si les champs magnétiques sont

statiques, on a $\phi = \text{constante}$, $\dot{\phi} = 0$ or la tension aux bornes du capteur est donnée par

$$e(t) = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right) - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t}\right) - \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial t}\right) - \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial t}\right) \quad (3.29)$$

Alors

$$e(t) = 0$$

vous ne pouvons pas capter le champ statique car le flux ne varie pas en fonction du temps. Pour résoudre ce problème il est nécessaire d'introduire un paramètre variable .

3.4 Réalisation d'un capteur à bobine avec noyau de saturation variable ou Fluxgates

Au lieu d'utiliser un noyau de perméabilité relative constante, nous avons utilisé un noyau qui peut être facilement saturé .

suyant la réalisation déterminé les zones de saturation de deux noyaux (Noyau torique et parallélépipédique) pour pouvoir choisir le noyau saturable avec le minimum de courant de saturation.

3.4.1 Choix du noyau selon sa saturation

A- Noyau parallélépipédique de type supermalloy

Le courant de saturation est donné par :

$$I_s = V_{max} / \|Z\| \quad (3.30)$$

Z :impédance.

Pour avoir V_{max} et Z suivant la réalisation effectuer le montage de la figure 3.18

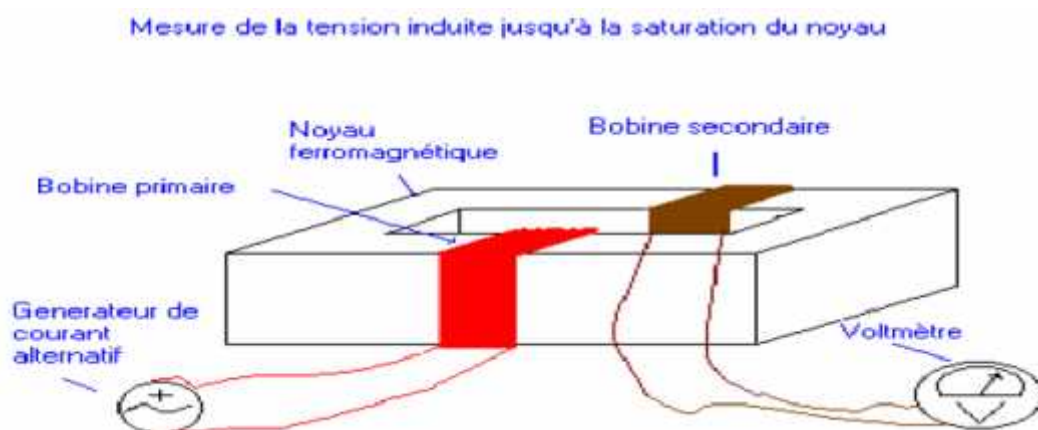


Fig3.18: Mesure de la tension induite jusqu' à la saturation du noyau parallélépipédique

Nous avons enroulé $N = 320 \text{ spires}$ pour chaque bobine, avec un fil de $50/100 \text{ mm}$ de diamètre [10] .

La longueur de la bobine primaire est $L = 10 \text{ cm}$ et sa surface $s = 2 \text{ cm}^2$

Z impédance complexe de la bobine telle que $Z = R + j\omega L$ et $\omega = 2\pi f = 100\pi$ d'où

$$Z = \sqrt{R^2 + L_0^2 + w^2} \quad (3.31)$$

$R = 6.1\Omega$ étant la résistance de la bobine, et son inductance est

$$L_0 = \mu_r \mu_0 N^2 S / L$$

Avec

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} H/m$$

$$\mu_r = 498$$

sont respectivement la perméabilité dans le vide et la perméabilité relative du noyau parallélépipédique.

$l = 0.1282H$, la fréquence du courant est $f = 50Hz$)

$$Z = 40.3609\Omega$$

En appliquant la méthode de mesure de l'intensité du courant de saturation. Le noyau ferromagnétique *Supermalloy* commence à atteindre la saturation dès que l'amplitude de la tension appliquée aux bornes de la bobine primaire dépasse 60V.

Le courant de saturation est

$$I_s = V_{max} / \|Z\| = 60 / 40.3609 = 1.4866A$$

Le noyau est donc saturé pour $I \geq 1.4866A$

C'est à dire $B_s = N\mu_0\mu_r I / L = 2.9770T$

B- Noyau torique (FeSi) de transformateur

Pour déterminer le courant de saturation, $I_s = V_{max} / Z$, nous avons réalisé le montage de la figure 3.19

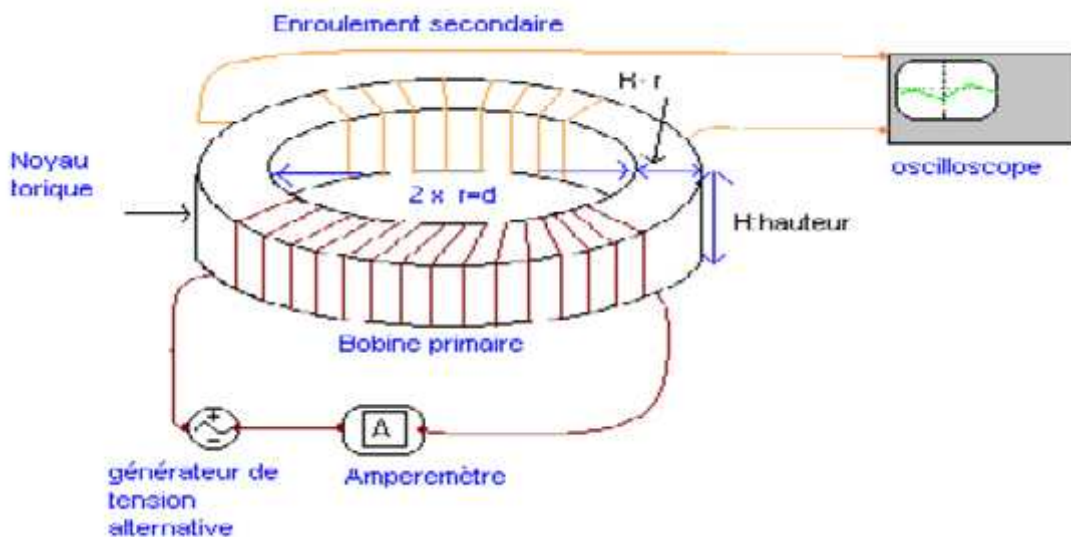


Fig3.19: Mesure de la tension induite jusqu'à la saturation du noyau torique

$Z = R + j\omega L$ Impédance de la bobine primaire et on a $Z = \sqrt{R^2 + L_0^2 + W^2}$

Chaque enroulement comprend $N=320$ spires et la longueur de la bobine primaire est $L=4$ cm= 12.5664 cm, son inductance est

$$L_0 = \mu_r \mu_0 N^2 s / L$$

$s = 2 \text{ cm}^2$ surface de la bobine,

$$\mu_r = 1027$$

$R = 7.8 \Omega$ résistance de la bobine.

La fréquence de la tension alternative : 50 Hz , $\omega = 100\pi$

La perméabilité dans le vide et relative sont respectivement

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$$

$$\mu_r = 498$$

Le noyau ferromagnétique torique commence à atteindre la saturation dès que l'amplitude de la tension appliquée aux bornes de la bobine primaire dépasse $V_{\max} = 55 \text{ V}$

$$j = 0.2103 \text{ H}$$

Le courant de saturation est $I_s = V_{\max} / ||Z||$

$$||Z|| = 66.1360 \Omega$$

$$I_s = V_{\max} / ||Z|| = 55 / 66.1360 = 0.8316 \text{ A}$$

Le noyau est donc saturé pour $I \geq 0.8316 \text{ A}$

C'est à dire pour

$$B_s = N \mu_r \mu_0 I / L = 2.7330 \text{ T}$$

D'après ces résultats de deux expériences avec deux noyaux différents, nous pouvons constater que le noyau torique ayant une perméabilité élevée est facile à saturer que le noyau Supermalloy

Nous avons choisi de continuer le travail avec le noyau torique[10]

3.4.2 Réalisation du capteur avec un noyau de perméabilité variable ou fluxgates .

suivant la réalisation effectuer la référence [10]

le capteur selon la figure3.20

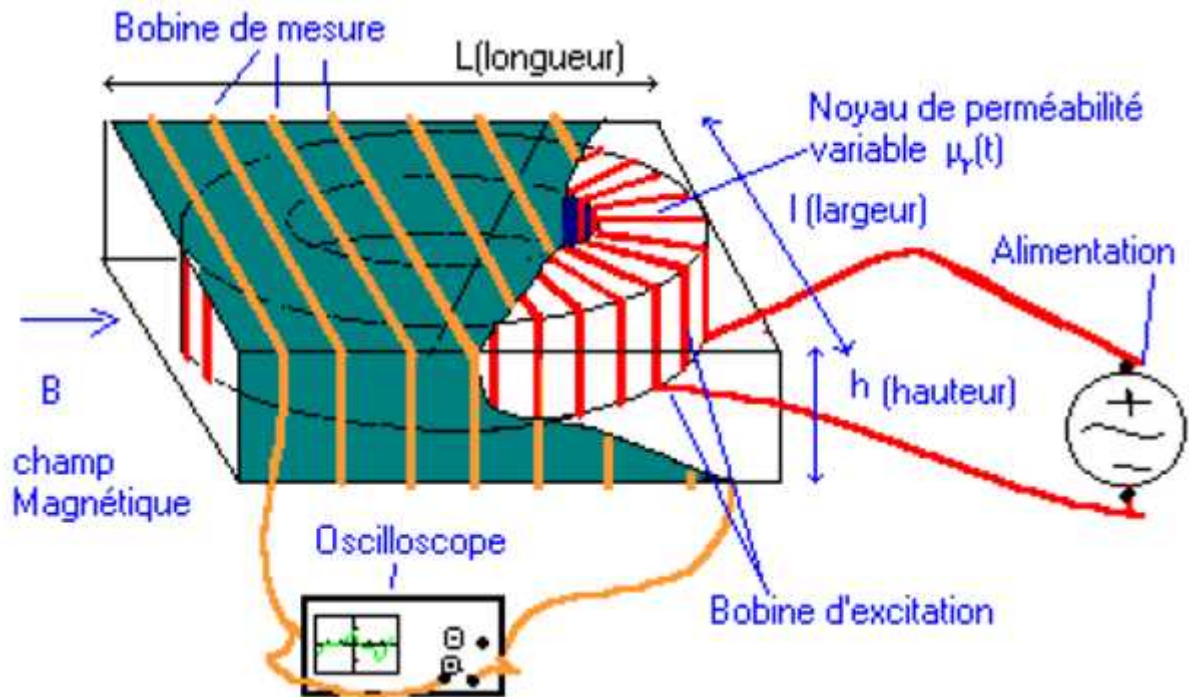


Fig 3.20: Bobine avec un noyau de perméabilité variable

La bobine de mesure comprend 37000spires avec un fil de 10/100mm de diamètre . La longueur de la bobine est 9cm , sa hauteur : 4.1cm , sa largeur est : 6.3cm et surface $S= h*l= 25.8cm^2$

Le rayon moyen du noyau torique (FeSi) est égal à 4.5cm .

La perméabilité relative $\mu (t) r$ est devenue variable, telle que [9]

$$\mu r = 1 \text{ ou } \mu r = 1027$$

Cette variation de la perméabilité d'un état à un autre est asymptotique (figure3.21) , mais en appliquant un champ démagnétisant (champ inverse au champ de saturation) , la saturation sera interrompue brusquement , (figure3.22) et nous avons :

-premièrement , la perméabilité à la saturation n'arrive pas jusqu'à celle de l'air

c'est à dire $\mu > 1 r$ (cette perméabilité minimale, notée μ_{rmin} , est fonction de l'intensité du champ d'aimantation)

-deuxièmement , la courbe qui représente la variation de la perméabilité d'un état à un autre n'est qu'une petite partie de la courbe asymptotique et nous avons supposé cette partie de la courbe, comme un segment de droite (figure3.22) .

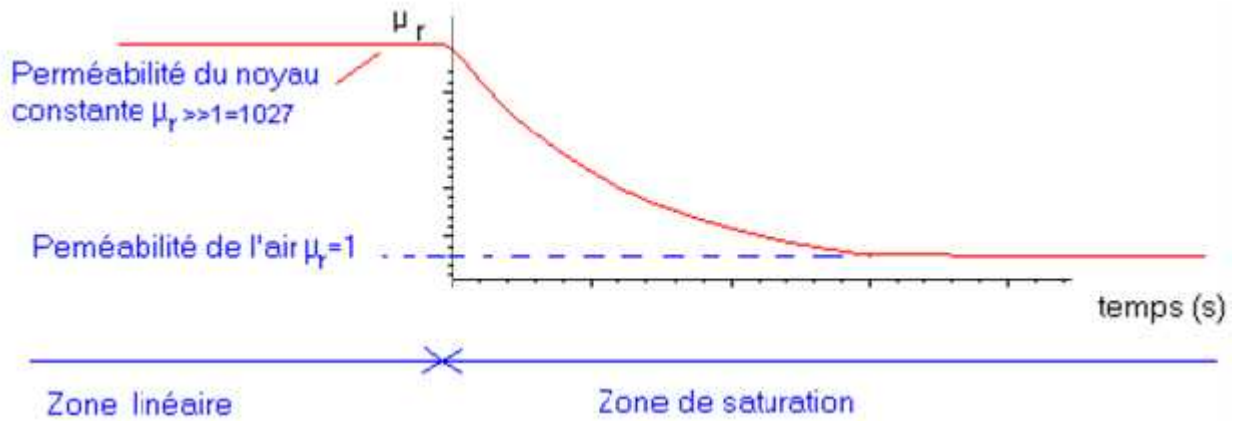


Fig 3.21: Variation de la perméabilité du noyau sans appliquer un champ inverse

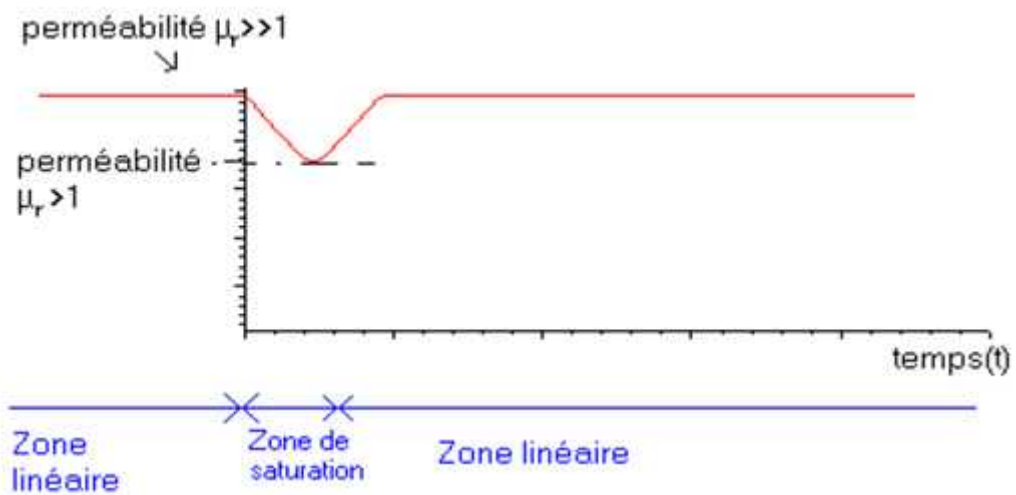


Fig3.22: Variation de la perméabilité dont la durée de saturation est courte

Nous avons appliqué un courant de saturation sinusoïdal au noyau torique FeSi pour avoir une saturation périodique.

Le courant de saturation est représenté par la figure3.23

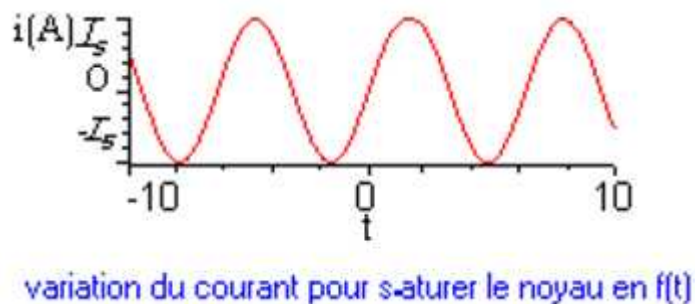


Fig3.23: Courbe représentative du courant pour saturer le noyau

L'amplitude du courant est représentée par I_s et $-I_s$. Le noyau est saturé périodiquement et

le champ magnétique induit est représenté par la figure3.24

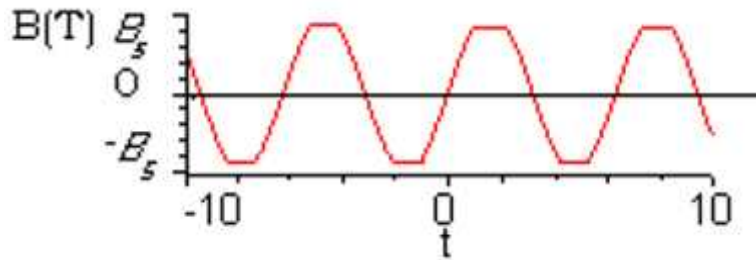


Fig3.24: Courbe représentative de la saturation du noyau

La tension induite mesurée aux bornes de la bobine secondaire est montrée par la figure3.25

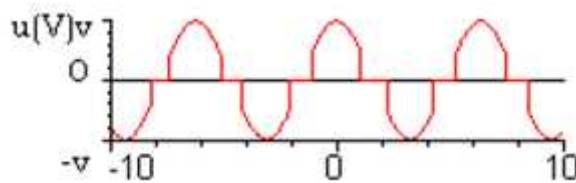


Fig3.25: Courbe représentative de la dérivée de la fonction de la saturation

L' expérience consiste à saturer le noyau par un courant sinusoïdal (figure3.24) , ainsi la saturation apparaît deux fois (figure3.25), dans une période T (à chaque fois que le courant prend la valeur extrême) .Ceci entraîne, l'existence de deux zones de saturation et deux zones linéaires ; la fonction de la perméabilité est alors périodique de période $T/2$ (Figure3.26), donc, la fréquence du signal qui correspond au champ magnétique mesuré est :

$$F= 2 f_0=2/T \quad (3.37)$$

(f_0 la fréquence du courant de saturation)

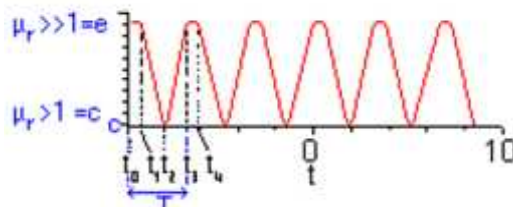


Fig3.26: Courbe représentative de la perméabilité d' un noyau, saturé périodiquement

La fonction de la perméabilité est une fonction périodique de période $T/2$ si T est la période de la fonction $i(t)$ (courant d'excitation) .

Soit

$$\mu_r(t) = f(t) = f(t+T/2) = \sum_{k=0}^{\infty} \left[a_k \cos\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) + b_k \sin\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) \right] \quad (3.32)$$

Appelons t_1-t_0 la durée pendant laquelle $\mu_r(t) = \text{constante} = e > 1$ et t_2 le temps que la perméabilité prend sa valeur minimale ($\mu_r = c > 1$)

Le noyau reprend la zone linéaire à la date t_3 .

Avec la supposition, que les courbes de variation de la perméabilité maximale à la perméabilité minimale et vis-versa sont des segments des droites, nous pouvons avoir une fonction assez simple de la perméabilité en fonction de temps dans une période, soit :

$$\mu_r = e > 1 = \text{constante} \quad (t = t_0 \dots t_1) \quad \text{avec } t_0 \text{ temps initial} \quad (3.a1)$$

$$\mu_r = -at + b_1$$

$$(t = t_1 \dots t_2) \quad (3.a2)$$

$$\mu_r = c \quad (t = t_2) \quad (3.a3)$$

$$\mu_r = at + b_2$$

$$(t = t_2 \dots t_3) \quad (3.a4)$$

$$\mu_r = e > 1 = \text{constante} \quad (t = t_3 \dots t_4) \quad (3.a5)$$

La courbe est continue d'où de (3.a1) et de (3.a2) pour

$$t = t_1, \mu_r = -at + b_1 = e \quad \text{donc } b_1 = at_1 + e$$

(3.a2) devient

$$\mu_r = -a(t - t_1) + e$$

De (a2) et de (a3), pour $t = t_2$

$$\mu_r = -a(t - t_1) + e = c$$

D'où

$$a = \frac{c - e}{t_1 - t_2}$$

(3.a2) devient

$$\mu_r = (t_1 - t) \frac{c - e}{t_1 - t_2} + e$$

De (3.a3) et de (3.a4) pour $t = t_2$

$$\mu r = c = a t_2 + b_2$$

D' où $b_2 = c - a t_2$

Avec

$$a = \frac{c - e}{t_1 - t_2}$$

(3.a4) devient

$$\mu r = \frac{c - e}{t_1 - t_2} t + c = \frac{c - e}{t_1 - t_2} t_2 = \frac{c - e}{t_1 - t_2} (t - t_2) + c$$

l'équation de la perméabilité est donc

$$\mu r \gg 1 = t(t_0 \dots t_1)$$

$$\mu r = (t_1 - t) = \frac{c - e}{t_1 - t_2} e \quad t(t_1 \dots t_2)$$

$$\mu r = c \quad t = t_2$$

$$\mu r = \frac{c - e}{t_1 - t_2} (t - t_2) + c \quad t(t_2 \dots t_3)$$

$$\mu r \gg 1 = e \quad t(t_3 \dots t_4)$$

$$e(t) = -\frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.24)$$

La tension aux bornes du capteur avec un noyau de perméabilité variable est donnée par l'expression $e(t)$. Il existe trois cas possibles si le noyau est saturé périodiquement :

1- S'il n'y a pas de composante magnétique autour de la bobine ($\vec{H} = 0$), nous avons :

$$\vec{B} = \mu r(t) \mu_0 \vec{H} = 0$$

Or, d'après la relation (3.25)

$$\phi = N \int_0^S \vec{B} \cdot \vec{ds} \quad \text{donc } \phi = 0$$

2- S'il existe une composante magnétique variable

$$\vec{H} = \vec{H}(t) \quad \text{d'où } \vec{B} = \mu r(t) \mu_0 \vec{H}$$

Le flux magnétique est : $\Phi = N \int_0^S \vec{B} \cdot d\vec{s} = \int_0^S N \vec{H} \cdot d\vec{s} \mu r(t) \mu_0 = N \frac{2\pi r(t) \mu_0}{S} \mu_0$

D'après la relation $e(t) = -N \frac{d}{dt} \left(\mu r(t) \frac{2\pi}{S} \mu_0 \right) \neq 0$

Prenons un cas particulier :

le champ magnétique est périodique de période $T_1 = T$ (T période du courant de saturation), par exemple

$$H = H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T_1} t + \phi\right)$$

$\mu r(t)$ est donnée par la formule (3.32)

$$e(t) = -N \frac{d}{dt} \left(\mu_0 \frac{\sum_{k=0}^{\infty} \left[a_k \cos\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) + b_k \sin\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) \right] H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T_1} t + \phi\right)}{S} \right) \quad (3.33)$$

Après intégration, nous avons

$$E(t) = -N \frac{2\pi \mu_0}{S} H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T_1} t + \phi\right) \sum_{k=0}^{\infty} \left[a_k \cos\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) + b_k \sin\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) \right] \quad (3.34)$$

supposons que, $t = T_1 = T$ $\mu r(t) = \mu_{rmax}$ = (maximale)

$$E(T) = -N \frac{2\pi \mu_0}{S} \mu_{rmax}$$

$\frac{E(T)}{H_0}$ l'amplitude du signal sinusoïdal mesuré.

La relation (3.33) nous donne :

$e(t) = -$

$$N \frac{2\pi \mu_0}{S} \frac{d}{dt} \left(\sum_{k=0}^{\infty} \left\{ a_k \left(\cos\left[\left(\frac{k4\pi t}{T} - \frac{2\pi}{T_1}\right)t\right] + \cos\left[\left(\frac{k4\pi t}{T} + \frac{2\pi}{T_1}\right)t\right] \right) + b_k \left(\sin\left[\left(\frac{k4\pi t}{T} - \frac{2\pi}{T_1}\right)t\right] + \sin\left[\left(\frac{k4\pi t}{T} + \frac{2\pi}{T_1}\right)t\right] \right) \right\} \right) \quad (3.35)$$

Le calcul de la transformée de Fourier de (3.34), donne une fonction discrète de fréquences $2k/T - 1/T_1$ et $2k/T + 1/T_1$

Et en calculant la transformée inverse, après filtrage et intégration, nous avons une modulation d'amplitude par $\cos\left(\frac{2\pi}{T_1} t\right)$ de la fonction μr (μr est donnée par 3.32)

3-S'il existe des composantes de champ magnétique statique, c'est à dire $\vec{H} = \text{constante}$,

produit par un aimant ou une bobine de surface

$$\vec{B} = \mu r(t) \mu_0 \vec{H} \quad \text{ou} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

$$\Phi = N \int_0^S \vec{B} \cdot d\vec{s} = N \mu r(t) \mu_0 \frac{2\pi r(t) \mu_0}{S} \mu_0$$

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(N \mu r(t) \mu_0 \frac{2\pi r(t) \mu_0}{S} \mu_0)}{dt} = -N \mu_0 \frac{d\mu r(t)}{dt} \neq 0$$

deviant

$$e(t) = -N \mu_0 \frac{d}{dt} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \left[a_k \cos\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) + b_k \sin\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) \right] \right]_{H0} \quad (3.36)$$

avec $\sum_{k=0}^{\infty} \left[a_k \cos\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) + b_k \sin\left(\frac{k4\pi t}{T}\right) \right] = \mu r$

Le calcul de la transformée de Fourier de (3.34), donne une fonction discrète de fréquences $2k/T$ (k entier)

La fonction $\mu r(t)$ est détaillée par les expressions (a1 a2 a3 a4 a5) définies précédemment (page13/3)

Et en remplaçant $\mu r(t)$ par ses valeurs données par : a1 a2 a3 a4 a5 dans une période T

$t=t0..t1$
 $\mu r >> 1 = \text{constante} = e$

D'ou $e(t) = 0$ (3.36-b1)

$t=t1..t2$

$\mu r = (t_1 - t) \frac{c-e}{t_1-t_2} + e$ d'où

$e(t) = NS \mu_0 \frac{c-e}{t_1-t_2}$ (3.36-b2)

$t=t2$

$\mu r = \text{tanconste} = c$

$e(t) = 0$ (3.36-b3)

$t=t2 \dots t3$

$\mu r = (t - t_2) \frac{c-e}{t_1-t_2} + c$

$e(t) = NS \mu_0 H \frac{c-e}{t_1-t_2}$ (3.36-b4)

De ces valeurs approximatives de $e(t)$ nous pouvons tracer la courbe qui représente $e(t)$ théoriquement sans considérer les différents bruits (figure3.27)

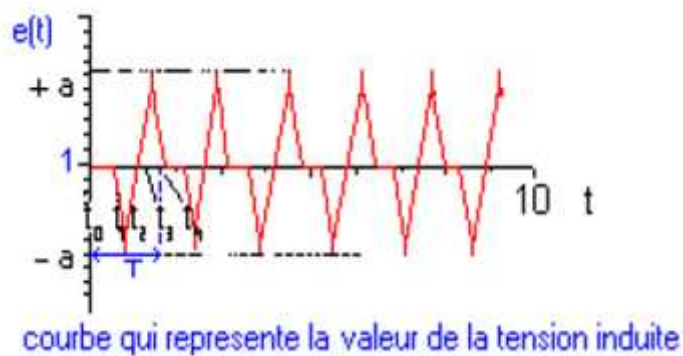


Fig3.27: Courbe qui représente la valeur de la tension induite

Remarque

a- Dans les résultats, nous prendrons $x(t) = A e(t)$, $X(f)$ sa transformée de Fourier.

Avec A : une constante qui dépendra aux montages du capteur avec des appareils de lectures (ex : gain d'un amplificateur).

b- Certaines mesures sont faites dans notre laboratoire, et nous avons utilisé une bobine comme source de champs magnétiques statiques .

Le flux est exprimé par la relation (3.25)

$$\phi = N \int_0^s \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

donc il dépend des directions et des sens des champs magnétiques à mesurer, pratiquement de la position de la bobine électromagnétique par rapport au capteur.

Nous avons placé la bobine électromagnétique de manière que le champ est perpendiculaire à la surface de la bobine de mesure, donc parallèle au vecteur normal à la surface .

Le produit scalaire $\vec{B} \cdot d\vec{s} = B ds \cos(\vec{B}, d\vec{s})$ (3.37)

Pour $\vec{B} // d\vec{s}$, nous avons $\vec{B} \cdot d\vec{s} = B ds$

Et $B(t)$ n'est pas fonction de la surface de la source du champ magnétique.

D'après (34) nous avons $\phi(t) = B(t)s$

Or $B = \mu_0 H$

D'où $\phi(t) = \mu_0 H(t)s$ (3.38)

c- Toute la surface de la bobine est une fenêtre de flux de champ magnétique. Lorsque la surface de la source du champ magnétique est inférieure à la surface du capteur, le flux dépend de la surface de la source, d'où la nécessité du blindage pour limiter la fenêtre du capteur.

Le blindage des champs magnétiques étant réalisé avec du matériau diamagnétique (Cu) pour limiter la surface du capteur, afin d'avoir une surface suffisamment inférieure aux surfaces des sources des champs à mesurer. La perméabilité des matériaux diamagnétiques est inférieure à 1 et lorsqu'un champ traverse ces matériaux, il est atténué. En fait, dans le vide $\mu H = B$ et en traversant le matériau de perméabilité $\mu_r < 1$, le champ est $B = \mu_0 \mu_r H_0 < \mu_0 H_0$.

Le blindage est réalisé sous forme d'une fenêtre :

- On a une surface creuse (perméabilité μ , $B = \mu H$) : les champs magnétiques sont permis.
- Cette surface est délimitée par un blindage ($B = \mu_0 \mu_r H_0 < \mu_0 H_0$) .

Les champs magnétiques reçus par le capteur, sont représentés théoriquement par la figure 3.28 :

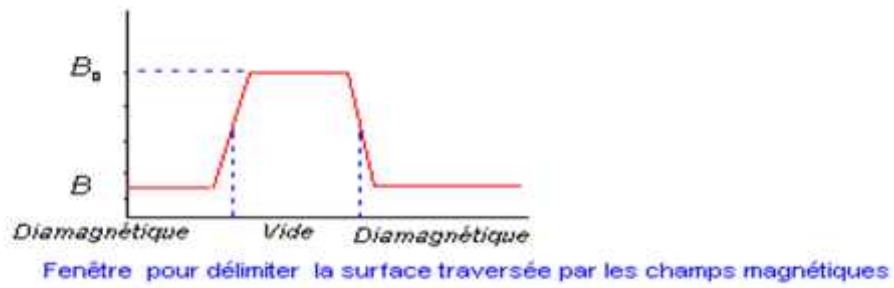


Fig3.28: Fenêtre pour délimiter la surface traversée par les champs magnétiques
Ainsi, l'expression des flux magnétiques ne dépendent plus des surfaces des sources de champs magnétiques utilisées.

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de cette étude est d'étudier le capteur à bobine d'induction qui se caractérise par : sa sensibilité, la simplicité de sa réalisation, son prix de revient peu coûteux, sa bande passante variant de 0.1 à 1million Hz, son étendue de mesure allant de 10 puissance moins 10 à 10 puissance plus 6 milli Tesla. Néanmoins, il présente l'inconvénient d'avoir une résolution variable et ne concerne que les champs variables uniquement.

De la comparaison des différents types de capteurs au deuxième chapitre et l'étude exclusive des capteurs à bobines au troisième chapitre , il ressort que le capteur à bobine d'induction demeure le préféré vu ses caractéristiques physiques et financières ce qui lui a permis de trouver un champ d'application assez large surtout dans l'industrie pour détecter les défauts et même dans l'appareillage électroménager et le domaine de l'électricité et de l'automobile. Ceci explique le choix de telle étude et la finalité de telle envergure.

Ce genre de capteur a pour but de détecter la présence de champ magnétique et vu son excellente sensibilité et l'étendue de sa bande passante ceci multiplie le champ de ses applications surtout si on sait que de tel capteur est peu coûteux et facile à réaliser et que ses inconvénients peuvent être réglés selon l'emploi par l'introduction de noyau de fer ou autre moyen électronique permettant d'avoir une sensibilité extrêmement grande et une résolution linéaire.

Références bibliographiques

- [1] E.DURAND : Professeur de Physique Théorique à la Faculté des Sciences de Toulouse /livre Magnétostatique/Masson et *c^{ie}*, Editeurs, 120, boul Saint-Germain, Paris/1968.
- [2] DIVOUX Claude « Cours milieux ferromagnétiques » /20/5/98 , 1999
- [3] WEAVER Jonathan M. « A course in design for quality, Frontiers in education
- [4] P.Pollichet Etude de capteurs magnétiques
- [5] <http://fr.perso.wanadoo.fr/Michel.Hulin/Capteurs/Physi/chap-m1.htm>
- [6] <http://fr.perso.wanadoo.fr/Michel.Hulin/Capteurs/Physi/chap-m5.htm>
- [7] <http://fr.perso.wanadoo.fr/Michel.Hulin/Capteurs/Physi/chap-m4.htm>
- [8] Michel HULIN, Jean-pierre MAURY «Les bases de l'électromagnétisme »
- [9] DESS TP, « Outils et système de l'astronomie et de l'espace », Version 5, 25/11/2004
- [10] RAMAHANDRISOA Tsirilalaina/ Réalisation d'un capteur de champ magnétiques de faible intensité application /université d'Antananarivo

