

---

---

# GENERALITES SUR LES MATERIAUX MAGNETIQUES ET LES METAMATERIAUX

---

---

## Sommaire

---

<b>Introduction</b> .....	<b>13</b>
<b>I.1 Propriétés du magnétisme</b> .....	<b>14</b>
I.1.1 Les origines électroniques du magnétisme . . . . .	14
I.1.2 Le moment orbital . . . . .	14
I.1.3 Le moment de spin . . . . .	14
I.1.4 Le moment magnétique total . . . . .	15
<b>I.2 Les différents matériaux magnétiques</b> .....	<b>15</b>
I.2.1 Excitation magnétique extérieure . . . . .	15
<b>I.3 Les différents types de ferrites</b> .....	<b>18</b>
I.3.1 Définition et structure . . . . .	18
I.3.2 Les spinelles ferrimagnétiques . . . . .	18
I.3.3 L'hexaferrite de baryum (BaM) . . . . .	18
I.3.4 Les grenats ferrimagnétiques . . . . .	19
<b>I.4 Principe d'aimantation du ferrite</b> .....	<b>20</b>
I.4.1 Phénomène d'hystérésis . . . . .	21
<b>I.5 Ondes dans les ferrites</b> .....	<b>22</b>
I.5.1 Ondes électromagnétiques . . . . .	22
I.5.2 Ondes magnétostatiques . . . . .	23
I.5.3 La résonance gyromagnétique . . . . .	24
I.5.4 Tenseur de Polder . . . . .	25
I.5.4.1 Tenseur de Polder : matériaux saturés . . . . .	25
I.5.4.2 Modèle des matériaux non saturés . . . . .	27
I.5.4.3 Largeur de raie . . . . .	28
<b>I.6 Généralités sur les Métamatériaux</b> .....	<b>29</b>
I.6.1 Classement des matériaux en fonction du signe de leur permittivité et de leur perméabilité . . . . .	29

I.6.2	Définition des métamatériaux . . . . .	30
I.6.3	Matériaux à indice de réfraction négatif . . . . .	31
<b>I.7</b>	<b>Synthèse d'une ligne de transmission</b> . . . . .	<b>31</b>
I.7.1	Ligne de transmission main droite (RH) . . . . .	32
I.7.2	Ligne de transmission main gauche (LH) ou ligne métamatériaux	33
I.7.3	Ligne Main-droite Main-gauche (CRLH) . . . . .	34
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>37</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>38</b>

---

## Introduction

LE magnétisme est un phénomène d'attraction ou de répulsion des matériaux qui a été découvert dès l'antiquité par les Grecs dans une région appelée « Magnésie ». Différents types de matériaux magnétiques existent et diffèrent selon différentes considérations physique. Certains matériaux ont par exemple leur propre moment magnétique qui est susceptible de s'orienter en présence d'un champ magnétique extérieur et qui entraîne des phénomènes comme le ferromagnétisme et le paramagnétisme. Si le matériau soumis à un champ extérieur n'engendre pas un moment magnétique, ce matériau est appelé diamagnétique [1].

Certain composants micro-ondes fonctionnent en utilisant les propriétés des matériaux magnétiques autour de la gyrorésonance, que nous définirons dans ce chapitre. Il est donc important d'étudier ces matériaux et de comprendre leur physique, afin de mieux les utiliser. C'est pourquoi nous avons choisi de parler dans la première partie de ce chapitre des matériaux magnétiques et plus précisément des « ferrites », car beaucoup de composants à haute fréquence, sont conçus à base de ces matériaux. Ils sont utilisés comme un support ou substrat dans des circuits planaires, ou comme noyau dans un bobinage d'inductance ou dans un dispositif, afin de réaliser des circuits hyperfréquences ; ils sont fréquemment choisis dans le domaine des hyperfréquences à cause de leur nature isolante et de leurs très faibles pertes induites.

Les ferrites sont divisés en trois différentes classes que sont les spinelles, les hexaferrites et les grenats. Ces derniers sont choisis pour leurs propriétés magnétiques : phénomènes de résonance gyromagnétique et tenseur de Polder s'il est polarisé par un champ extérieur statique. Le chapitre se terminera sur une présentation générale des métamatériaux qui sont des matériaux non usuels, conçus à partir d'assemblage de matériaux "naturels". Ces matériaux se distinguent par leurs propriétés électromagnétiques, plus précisément la permittivité et la perméabilité, qui peuvent être toutes les deux négatives. Le principe de ces métamatériaux est transférable dans les domaines de l'électromagnétisme, de l'acoustique et même dans le domaine fluide [2].

## I.1 Propriétés du magnétisme

Le magnétisme est un phénomène créé par des électrons en mouvement autour d'un noyau atomique et qui tournent sur eux-mêmes avec un angle de rotation (spinale).

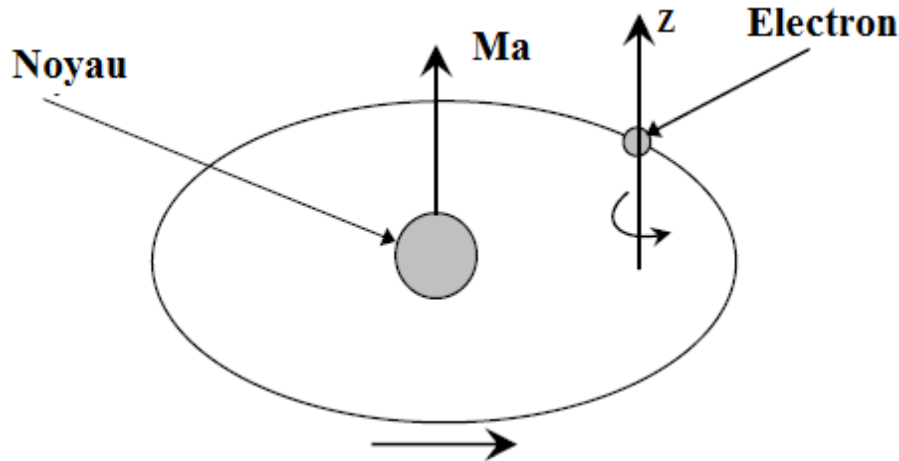


FIGURE I.1 – Le moment magnétique élémentaire 'Ma' au niveau atomique [2]

### I.1.1 Les origines électroniques du magnétisme

Chaque électron possède un moment cinétique intrinsèque « le spin » et un moment magnétique « orbital » dû au mouvement des électrons sur leur orbite atomique. La somme de tous ces moments magnétiques (spin et orbital) pour chaque électron donne le moment magnétique atomique. Tous les matériaux peuvent se diviser en deux classes au regard de leurs propriétés magnétiques : des ions ou des atomes possédant un moment magnétique permanent et ceux qui n'en possèdent pas [3].

### I.1.2 Le moment orbital

Un électron tourne autour d'un noyau d'atome (figure 1), ce mouvement est appelé moment orbital et constitue un courant induit équivalent pour chaque mouvement de l'électron qui est donné par la formule suivante :  $i = e.f$ . Avec  $e$  la charge d'électron et  $f$  le nombre de tours par seconde.

### I.1.3 Le moment de spin

Un électron tourne également autour de lui-même un peu comme une toupie en mouvement autour de l'axe  $z$  comme l'indique la figure 1. Il engendre ainsi un moment appelé moment de spin.

### I.1.4 Le moment magnétique total

Le moment magnétique total d'un atome est alors le résultat de la somme des moments de spin et des moments orbitaux [3].

L'ajout d'un champ magnétique extérieur  $H_0$  sur un corps magnétique engendre l'induction magnétique  $B$  qui est la somme du champ magnétique appliqué  $H_0$  avec l'aimantation  $M$  qui va représenter l'interaction du champ magnétique appliqué avec tous les moments du matériau. Cette induction permet de représenter globalement les effets magnétiques du matériau ; ainsi différents types de matériaux magnétiques selon leurs propriétés magnétiques pourront être définis.

## I.2 Les différents matériaux magnétiques

Les différents types de matériaux magnétiques sont généralement classés en fonction de la réponse de leur susceptibilité magnétique à l'excitation extérieure  $H_0$ .

### I.2.1 Excitation magnétique extérieure

Si l'on applique un champ magnétique  $H_0$  sur le matériau magnétique, les propriétés électromagnétiques sont modifiées par ce champ, [9] et un champ d'induction magnétique  $B$  apparaît :

$$B = \mu_0(H_0 + M) \quad (\text{I.1})$$

$B$  : l'induction magnétique (Tesla)

$M$  : le moment magnétique macroscopique  $m$  par unité de volume  $V$  (ou la magnétisation)

$$M = \frac{dm}{dV} \quad (\text{I.2})$$

$m$  : moment magnétique ( $\text{Am}^2$ )

La relation est valable en tout point de l'espace, c'est-à-dire dans la matière et aussi à l'extérieur où l'aimantation  $M$  est nulle.

Si l'aimantation et le champ magnétique ont la même direction, il existe un coefficient de proportionnalité entre ces deux grandeurs appelé *susceptibilité magnétique*  $\chi$  ainsi qu'une perméabilité  $\mu$ . Les propriétés magnétiques des matériaux peuvent être classées selon la susceptibilité magnétique  $\chi$  définie par la relation :

$$M = M_0 + \chi \cdot H \quad (\text{I.3})$$

$$B = \mu_0 H_0 (1 + \chi) = \mu_0 \mu_r H_0 \quad (\text{I.4})$$

Dans le système d'unités internationales :

$H_0$  : le champ appliqué (supposé petit) (A/m)

$M_0$  : la magnétisation (aimantation) spontanée en absence d'un champ appliqué (A/m).

$\chi$  : la susceptibilité magnétique (généralement matrice 3x3).

$\mu_0$  : perméabilité du vide vaut  $4\pi \cdot 10^{-7}$ .

Pour les matériaux isotropes l'aimantation induite est soit parallèle soit antiparallèle au champ appliqué, et la susceptibilité est un scalaire.

Les différentes classes de matériaux magnétiques viennent de ces propriétés, qui peuvent être différentes suivant la réponse des moments magnétiques.

### – Diamagnétique

Les matériaux diamagnétiques sont des matériaux qui ne comportent que des atomes ou des ions non magnétiques. Ce sont des matériaux qui s'aimantent proportionnellement au champ dans lequel ils sont placés, mais en sens inverse de ce champ. Leur aimantation induite est faible et opposée au champ appliqué, d'où le nom diamagnétique [3].

Le diamagnétique a une susceptibilité qui ne dépend ni de la température ni du champ, cette susceptibilité est négative ( $\chi < 0$ ) et très faible ( $10^{-6}$ ) [9].

### – Paramagnétique

Ces matériaux contiennent de faibles moments magnétiques permanents mais leur organisation n'est pas bien arrangée, c'est à dire qu'ils sont orientés aléatoirement. L'aimantation de ces matériaux dépend de la température, et cette aimantation devient faible si la température augmente. Elle devient linéaire en fonction du champ pour des températures importantes.

La paramagnétique isotrope donne une susceptibilité positive ( $\chi > 0$ ) et le moment total de l'ensemble est nul [3].

### – Ferromagnétique

Dans un matériau ferromagnétique, les spins sont en interaction d'échange positive. Ces matériaux ont des moments permanents, en parallèle et de même ordre de grandeur. Leur aimantation est très grande et est de même sens que le champ. Elle persiste plus ou moins lorsque le champ magnétisant est supprimé. La susceptibilité de ce type de matériaux est un scalaire positif qui croît avec la température.

### – Antiferromagnétique

Les antiferromagnétiques se comportent comme des paramagnétiques anisotropes. Comme les moments sont arrangés de façon antiparallèle, la susceptibilité de ce matériau est faiblement positive. Il s'agit d'un phénomène magnétique de faible amplitude. En effet, l'aimantation totale est généralement nulle, car entre atomes voisins, il existe des interactions d'échange négatives. En l'absence de champ extérieur, le moment de l'ensemble est nul.

– **Ferrimagnétique**

Ce sont des matériaux similaires aux matériaux antiferromagnétiques avec des moments permanents alignés de façon antiparallèle. Ils sont constitués de deux sous-réseaux d'aimantation opposée, mais pour les ferrimagnétiques la nature des deux sous-réseaux est différente, car ils sont d'intensités différentes. Ainsi l'intensité de l'un des sous-réseaux est supérieure à l'autre. Par conséquent il n'existe pas de compensation entre leurs aimantations, la somme des aimantations n'est pas nulle. Si ces moments sont de même ordre de grandeur on parle d'antiferromagnétiques. Si les deux ordres de grandeur sont différents, ils sont appelés ferrimagnétique [3].

Ce type de matériaux est utilisé en électronique hyperfréquences, car ils ont des propriétés magnétiques et une grande résistivité.

Les propriétés des différents matériaux magnétiques sont résumées dans le tableau ci-dessous.

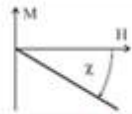

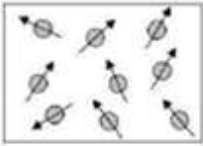
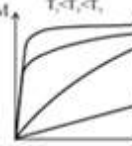
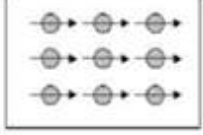
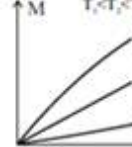
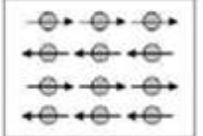
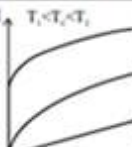
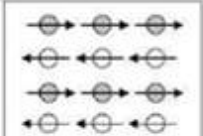
Type	Susceptibilité $\chi$	$\chi$ en fonction de la température	Aimantation M en fonction de champ H	Arrangements des spins et des moments
<b>Diamagnétique</b>	$\sim -10^{-6}$	Indépendant		
<b>Paramagnétique</b>	$\sim +10^{-3}$	$\chi = C/T$ (loi de Curie) $\chi = C / (T - T_c)$ (loi de Curie -Weiss)		
<b>Ferromagnétique</b>	Très grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$		
<b>Antiferromagnétique</b>	Petit et positif	$\chi \propto 1/T$		
<b>Ferrimagnétique</b>	Grand et positif	$\chi \rightarrow \infty$		

TABLE I.1 – Caractéristiques des différents types de matériaux [9] [10]

Avec :

C : Constante de Curie

Tc : Température de Curie

## I.3 Les différents types de ferrites

Les matériaux que nous allons utiliser sont des matériaux ferrimagnétiques, de type ferrites car ils sont utilisés dans le domaine micro-onde. Ils ont été choisis pour leur forte résistivité ainsi que leur susceptibilité.

### I.3.1 Définition et structure

Les ferrites sont des oxydes métalliques qui découlent de l'oxyde de fer  $Fe_2O_3$ . C'est dans les années 1940 que l'application des ferrites est faite par le savant Louis Néel avec sa théorie du ferrimagnétisme. Cette théorie concerne principalement l'aimantation à saturation et les températures de transition.

Ces ferrites sont caractérisés par des propriétés électriques et magnétiques comme indiqué ci-dessous :

- Une résistivité très élevée (de  $10^6$  à  $10^{10} \Omega.cm$ ),
- Une constante diélectrique en hyperfréquences de l'ordre de 10 à 15  $F.m^{-1}$ ,
- Des pertes diélectriques très faibles ( $tg\delta$  de l'ordre de  $10^{-3}$ ),
- Une perméabilité magnétique de quelques dizaines d'unités,
- Une aimantation naturelle non nulle [10].

Il existe trois différents types de ferrites classés en fonction de leur structure cristalline et de leurs propriétés magnétiques : les spinelles, les hexaferrites et les grenats. Ces matériaux sont utilisés dans les dispositifs non-réciproques en hyperfréquences telle que les isolateurs, les circulateurs, les déphaseurs. . . [12] [13].

### I.3.2 Les spinelles ferrimagnétiques

Les spinelles sont des matériaux ferrite dont la formule chimique est  $MOFe_2O_3$ . Le domaine d'application des spinelles se trouve dans la zone des hyperfréquences et souvent pour des composants inductifs linéaires. La bande d'utilisation des spinelles est entre 1 et 15GHz, et plus précisément la bande X qui est entre 8.2 et 12.4GHz.

### I.3.3 L'hexaferrite de baryum (BaM)

Généralement les hexaferrites sont des matériaux magnétiques dits "durs", car à la différence des spinelles et des grenats, ils ont une coercivité ou un champ interne qui est fort (champ à saturation élevé, 480 mT, et champ rémanent de l'ordre de 250 mT). On peut notamment les utiliser comme aimants permanents. L'hexaferrite le plus connu est le BaM (hexaferrite de baryum), qui possède une très forte aimantation avec une anisotropie uniaxiale autour de 1,7T. Sa fréquence de résonance varie de 40 à 60 GHz [4]. Ils sont de bons isolants et possèdent de très faibles pertes diélectriques.



### I.3.4 Les grenats ferrimagnétiques

Les grenats sont utilisés beaucoup plus dans le domaine des hyperfréquences, car leurs pertes magnétiques sont généralement plus faibles. Pour les faire fonctionner, ils nécessitent un circuit d'aimantation externe par un aimant ou une bobine.

Le choix du grenat de fer d'yttrium (YIG) est fait à cause de ses diverses caractéristiques intéressantes pour son domaine de fréquence d'utilisation : il a une perméabilité  $\mu_r$  élevée, sa résistivité est très grande et comprise entre  $10^6$  et  $10^{10} \Omega.m$ , ses pertes diélectriques et magnétiques sont faibles, quant à sa température de Curie, elle s'étend jusqu'à 550K [14].

Son aimantation à saturation est de 175 mT à la température ambiante et sa température de Curie est égale à 256°C [15]. Grâce à ses caractéristiques il s'impose comme un excellent milieu de propagation pour les ondes électromagnétiques hyperfréquences [5].

#### – Permittivité diélectrique

Le YIG a une permittivité constante, mais cette permittivité est complexe, la partie imaginaire représentant la partie dissipative :

$$\epsilon^*(f) = \epsilon_0 \epsilon_r^*(f) \quad (\text{I.5})$$

Avec :

$\epsilon_0$  : la permittivité du vide

$\epsilon_r^*(f)$  la permittivité relative complexe

$$\epsilon_r^*(f) = \epsilon_r'(f) - j\epsilon_r''(f) \quad (\text{I.6})$$

Cette permittivité relative varie en basse fréquence [16] et devient constante dans la zone hyperfréquences. La partie imaginaire peut être considérée comme nulle ( $\epsilon_r'' \approx 0$ ) et la valeur de la constante diélectrique ( $\epsilon_r'$ ) varie entre 14 et 16 selon l'échantillon. Cette valeur dépend du type de YIG (YIG10, YIG101...) [17] [18].

#### – Perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique  $\mu$  est le rapport entre le champ d'excitation  $H_0$  dans le ferrite et l'induction magnétique  $B$ . Elle s'écrit sous la forme :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (\text{I.7})$$

Avec :

$\mu_0$  : perméabilité du vide

$\mu_r$  : perméabilité relative

$$\mu_r^*(f) = \mu_r'(f) - j\mu_r''(f) \quad (\text{I.8})$$

### – Pertes magnétiques et diélectriques

L'utilisation des ferrites doit se préoccuper des pertes magnétiques et diélectriques de ces matériaux.

Les pertes magnétiques sont dues à l'aimantation du matériau qui cherche à aligner les moments magnétiques ou qui s'oppose aux milieux qui ne sont pas parfaits.

Les pertes diélectriques sont dues à la présence d'ions situés dans des sites cristallins. Pour le YIG dans le domaine des hyperfréquences les pertes magnétiques sont négligeables (hors résonance) et les pertes diélectriques sont généralement faibles, de l'ordre de  $\frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \tan\delta_\epsilon = 2.10^{-4}$  à 10GHz.

## I.4 Principe d'aimantation du ferrite

L'aimantation  $M$  est la densité de flux de moment magnétique. Certain matériaux ferrites doivent être aimantés car ils possèdent un moment magnétique non nul. En effet, cette étude d'aimantation a été développée depuis quelques années par les chercheurs comme P. Weiss et R. Forrer [20].

En absence d'un champ appliqué, un échantillon de ferrite ou de YIG possède des moments magnétiques non nuls. Cet échantillon est constitué de plusieurs zones comme l'a indiqué Weiss et sont appelées domaines de Weiss. Dans chaque zone tous les moments magnétiques sont équivalents et leurs directions d'aimantations à saturation sont aléatoires mais la résultante est nulle. Ces zones sont séparées par des parois appelées parois de Bloch. Lors de la transition d'un domaine à un autre la direction des moments magnétique est changée. Les moments magnétiques s'alignent lorsqu'un champ est appliqué de l'extérieur. Lorsque le champ appliqué est suffisamment fort pour aligner l'ensemble des moments, l'aimantation atteint une valeur limite  $M_s$  et on parle alors de matériau magnétique saturé. Dans ce cas la paroi de Bloch et l'aimantation sont parallèles, et l'énergie démagnétisante reste très faible dans la paroi. C'est là où apparaît la courbe de première aimantation qui est divisée en trois zones dans le phénomène d'hystérésis : zones linéaire, coude de saturation et saturation.

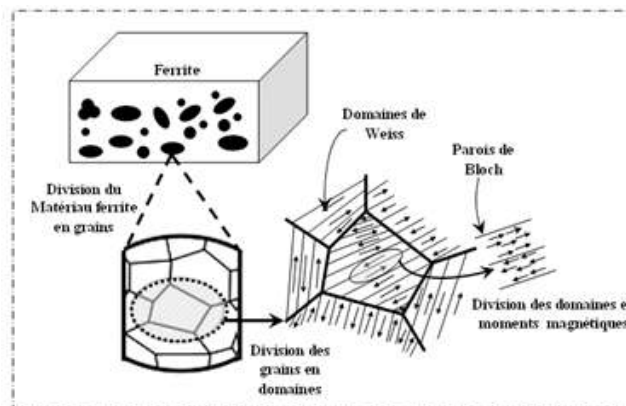


FIGURE I.2 – *Domaines de Weiss et parois de Bloch* [19]

### I.4.1 Phénomène d'hystérésis

Le phénomène d'hystérésis est un phénomène qui décrit le retard du ferrite à réagir aux sollicitations magnétiques, le mot « hystérésis » étant un mot Grec qui veut dire « retard ». Ce phénomène décrit le fait que, dans le ferrite, la densité de flux magnétique et l'aimantation sont toujours en retard par rapport au champ magnétique  $H_0$  appliqué de l'extérieur. Car si le champ extérieur n'est pas appliqué, la densité du flux magnétique est égale à  $B_r$ , et si le champ de l'extérieur est égal au champ coercitif négatif  $-H_c$ , la densité du flux magnétique devient nulle. Cela implique que le matériau dépend de l'état antérieur du champ appliqué ; la densité de flux magnétique est en retard par rapport au champ appliqué  $H_0$ .

Sur la courbe d'hystérésis, la magnétisation est proportionnelle au champ appliqué lors de première aimantation en tout début. Mais cet accroissement devient moins rapide jusqu'à arriver à une certaine valeur du champ appliqué  $H_0$ , où la magnétisation devient une constante, appelée valeur de saturation  $M_s$ . C'est la courbe de la première aimantation.

C'est sous l'action d'un champ coercitif  $H_c$  qui permet d'annuler la courbe de première aimantation, que les caractéristiques du matériau sont déterminées. Si le champ coercitif  $H_c$  est faible le matériau est qualifié de doux (ex : YIG) et s'il est élevé le matériau est dit magnétiquement dur (ex : BaM). Le champ coercitif doit être inversé pour annuler la magnétisation.  $M_r$  est l'aimantation rémanente, aimantation qui ne repasse pas sur la même courbe si le champ appliqué est nul car l'aimantation garde une valeur non nulle. C'est l'effet d'un aimant permanent.  $M_s$ , aimantation maximale ou à saturation lorsque tous les moments sont alignés avec le champ.

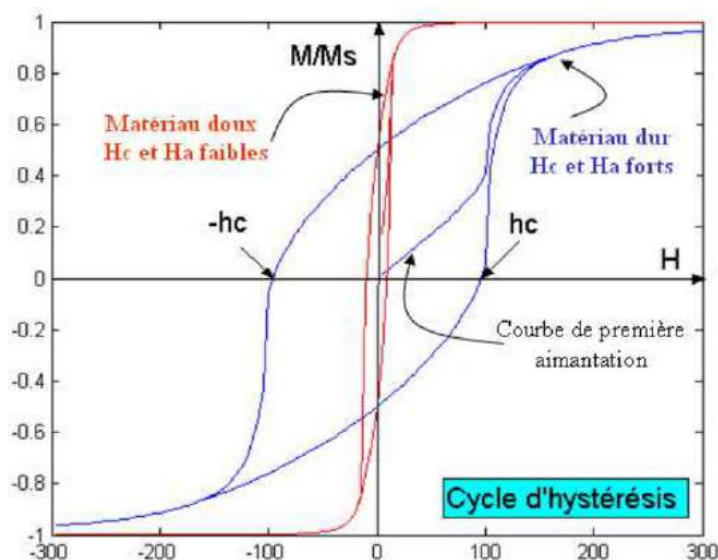


FIGURE I.3 – Cycle d'hystérésis d'un corps ferrimagnétique [8]

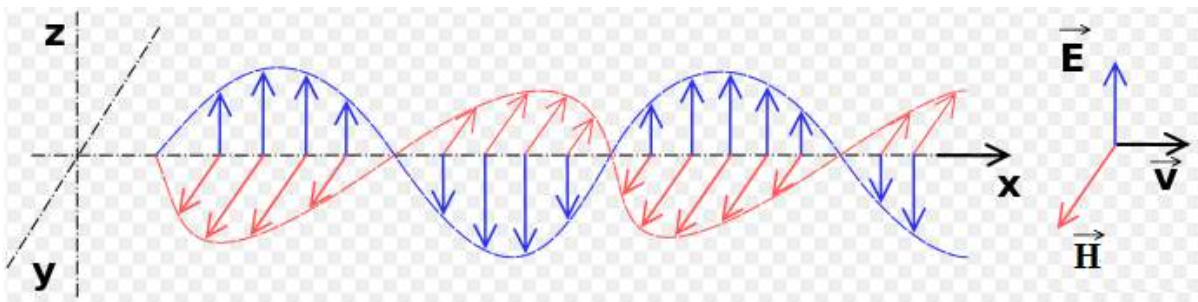
Le résumé des caractéristiques des différentes familles de ferrite est présenté dans le tableau suivant :

Caractéristiques	Grenat	Spinnelle	Hexaferrite
Bande de fréquence	L $\longleftrightarrow$ X	C $\longleftrightarrow$ Ku	Q $\longleftrightarrow$ W
Ions M utilisés	Y, Gd, Al, etc.	Mn, Mg, Ni, Li, etc.	Sr, Ba, Al, etc.
$T_c$ (Celsius)	100 – 280	175 – 560	200 – 500
$4\pi M_s$	190 – 1950	1130 – 5000	5000
$\epsilon_r$	13 – 16	12 – 16.7	13 – 20
$Tg\delta$	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$< (3 - 5) \cdot 10^{-4}$	$< (6 - 20) \cdot 10^{-4}$
$\Delta H_{eff}$	2 – 140	4 – 9	50 – 200
$\Delta H_k$	1 – 50	3 – 40	$< 50$

TABLE I.2 – Caractéristiques des différentes familles de ferrite [36]

## I.5 Ondes dans les ferrites

### I.5.1 Ondes électromagnétiques

FIGURE I.4 – Onde électromagnétique composée du couplage champ magnétique ( $H$ ) et champ électrique ( $E$ ) [6]

Une onde électromagnétique plane est la somme d'un champ électrique  $\vec{E}$ , périodique sinusoïdal, et d'un champ magnétique  $\vec{H}$ , sinusoïdal de même période, perpendiculaires en tout point. La somme de ces deux champs ( $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ ) constitue le champ électromagnétique.

L'onde électromagnétique se propage dans le vide perpendiculairement au plan (vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ ) à une vitesse constante dans le vide ( $C_0 = 3.10^8 m.s^{-1}$ ) et la propagation de cette onde plane, est rectiligne.

Elle est caractérisée par une période temporelle  $T$ , identique pour les champs  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$ , ( $T = 1/f$  avec  $f$  la fréquence) d'une période spatiale donnée par la longueur d'onde :

$$\lambda = C_0.T = \frac{C_0}{f} \quad (I.9)$$

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu, sa fréquence reste inchangée, par contre sa vitesse de propagation change.

Vitesse de propagation dans le vide :  $V_\phi = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = C_0$ .

Dans la matière :  $V_\phi = 1/\sqrt{\varepsilon\mu} = C_0/\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$ .

Avec :

$\varepsilon$  : permittivité électrique et  $\varepsilon_0$  : permittivité électrique absolue, dans le vide.

$\mu$  : perméabilité magnétique et  $\mu_0$  : Perméabilité magnétique absolue, dans le vide.

$\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$  et  $\mu_r = \mu/\mu_0$  respectivement permittivité et perméabilité relatives.

## I.5.2 Ondes magnétostatiques

Les ondes magnétostatiques sont des ondes unidirectionnelles, dispersives qui se propagent à faible vitesse. Ces ondes se retrouvent dans les ferrites polarisés qui sont anisotropes en hyperfréquences. Elles sont utilisées dans les dispositifs non-réciproques. [7]

On considère, par exemple, une couche de ferrite d'épaisseur  $h$  et une couche métallique séparée d'une distance  $d$  comme le montre la figure 5 et un champ magnétique de saturation  $H$  appliqué.

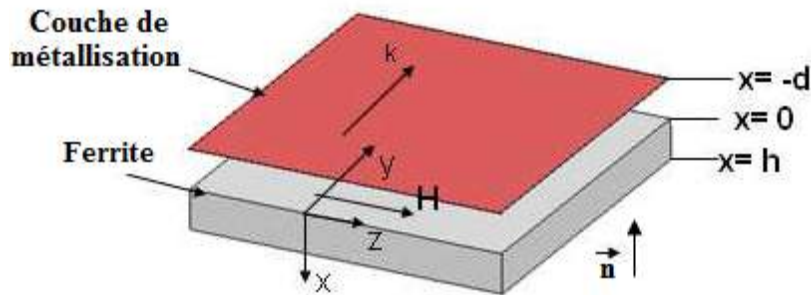


FIGURE I.5 – Schéma d'une couche de ferrite avec une couche métallique

Dans cette configuration, trois ondes magnétostatiques peuvent se propager dans le ferrite selon la direction de polarisation du champ, [24] à savoir :

- Onde magnétostatique de surface (MSSW) ( $\vec{H} \perp \vec{n}$  et  $\vec{n} \parallel \vec{k}$ )
- Onde magnétostatique progressive de volume (MSFVW) ( $[\vec{H} \parallel \vec{k}] \perp \vec{n}$ )
- Onde magnétostatique rétrograde de volume (MSBVW) ( $\vec{H} \parallel \vec{n}$ )

$\vec{n}$  : vecteur unité normal au plan de la couche de ferrite [5].

### I.5.3 La résonance gyromagnétique

Lorsqu'une onde se propage dans un matériau ferrite polycristallin, son comportement dépend fortement de l'état d'aimantation de ce matériau.

L'interaction d'une onde électromagnétique avec le ferrite aimanté dans lequel elle se propage, est liée à un phénomène appelé phénomène de « résonance ou précession gyromagnétique ». Ce phénomène apparaît si le matériau ou le ferrite est utilisé sur la bande de fréquence entre 100MHz et 100GHz.

La précession gyromagnétique est un phénomène sur lequel l'aimantation s'écarte légèrement d'une position d'équilibre à cause du champ hyperfréquence. Il existe dans ce cas des modes d'oscillations, ou mouvement gyroscopique, autour de l'axe du champ  $\vec{B}$  avec des fréquences naturelles. Ce mouvement gyroscopique est suivi d'un amortissement des moments dû aux effets dissipatifs dans le matériau. Ainsi, l'aimantation  $\vec{M}$  précesse autour du champ  $\vec{H}_i$  en décrivant une spirale et finit par s'aligner dans sa direction d'équilibre initiale.

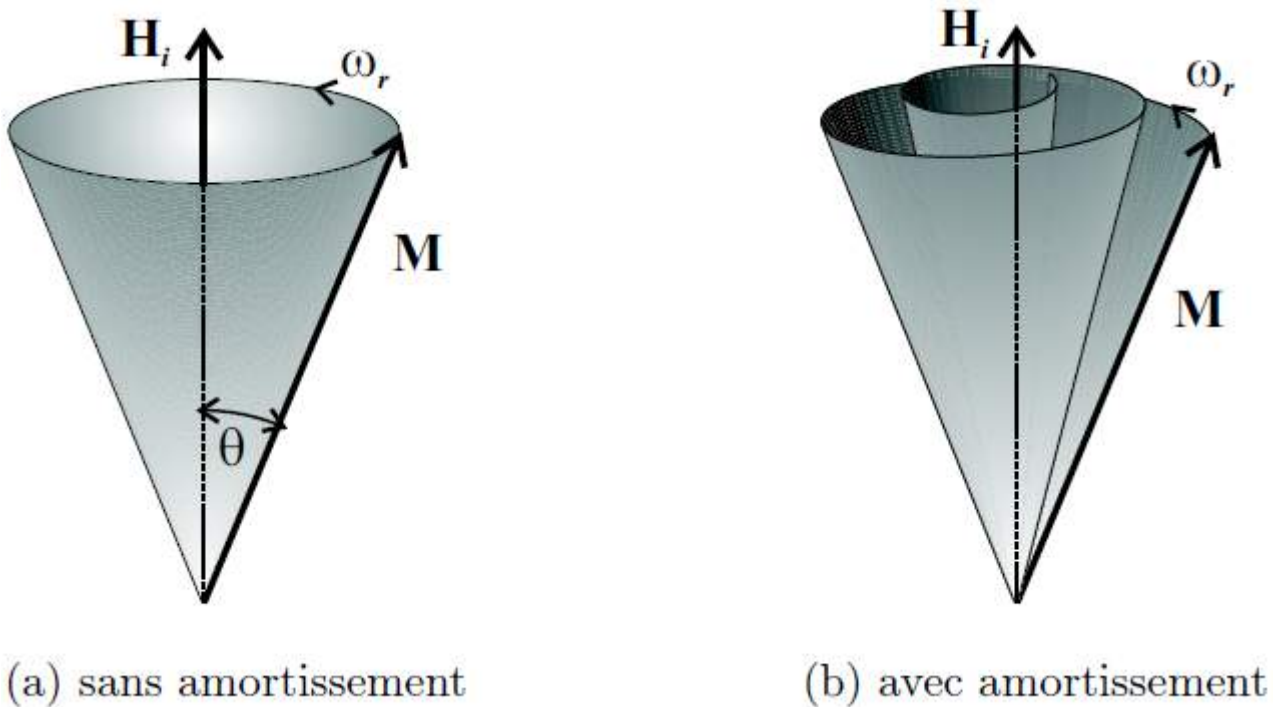


FIGURE I.6 – *Mouvement de précession des moments magnétiques [9]*

La rotation du moment magnétique  $m$  des spins électroniques autour de la direction du champ magnétique interne  $H_i$  engendre le phénomène de la résonance gyromagnétique à travers un mouvement de précession. La précession de Larmor est une précession libre et infinie causée par l'application d'un champ magnétique continu sur un milieu idéal où les spins n'interagissent pas. Elle est caractérisée par une fréquence de résonance [5] :

$$\omega_r = \omega_i = \gamma\mu_0 H_i \quad (\text{I.10})$$

Avec :

$\omega_r$  : pulsation de résonance

$H_i$  : champ magnétique interne

Le mouvement de précession n'est plus infini mais très vite amorti suite à des pertes associées aux interactions entre spins qui sont à l'origine de l'amortissement de la précession de Larmor. Le moment magnétique  $\vec{m}$  s'aligne avec le champ  $\vec{H}_i$  au bout d'un certain temps de relaxation en décrivant une spirale.

## I.5.4 Tenseur de Polder

En appliquant sur le ferrite un champ de polarisation  $\vec{H}_0$ , le ferrite peut être saturé ou non saturé. Nous l'avons vu précédemment, les moments magnétiques vont s'aligner sur le champ de polarisation. Le résultat de tous ces effets est que les propriétés magnétiques du milieu deviennent anisotropes. La perméabilité devient alors tensorielle. Si le ferrite est saturé, le comportement dynamique de ce ferrite (ou la détermination de la perméabilité magnétique) est représenté par le modèle de Polder. Si le ferrite n'est pas complètement saturé, alors la détermination de la perméabilité est faite par l'équation de Gilbert.

### I.5.4.1 Tenseur de Polder : matériaux saturés

Lorsque le matériau est saturé et anisotrope, il est donc caractérisé par un tenseur de perméabilité. Ce tenseur de perméabilité est déterminé à partir d'une équation de mouvement de moment et résolue par le Tenseur de Polder [20].

Pour déterminer ce tenseur, Gilbert a déduit à partir de l'équation du mouvement de moment magnétique? en appliquant le théorème de moment cinétique [21] la relation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \wedge \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_S}\vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (\text{I.11})$$

$\chi$  : facteur gyromagnétique

$\vec{M}$  : aimantation à saturation

$\vec{H}_i$  : champ magnétique statique interne du matériau (A/m)

$\alpha$  : facteur d'amortissement

Afin de déterminer le tenseur de perméabilité, Gilbert a projeté son équation sur les axes cartésiens (Oxyz) afin d'obtenir une relation entre l'aimantation dynamique d'un milieu  $m$  et le champ magnétique hyperfréquence  $\vec{h}$ , de pulsation angulaire  $\omega$  [21].

La projection de l'équation de Gilbert se fait avec le champ magnétique statique  $H_0$  dirigé vers l'axe  $\vec{z}$  et en considérant le champ hyperfréquence  $\vec{h}$  (qui dépend de  $e^{j\omega t}$ ) comme étant de faible valeur devant  $\vec{H}_0$  de sorte que le champ total vaut :

$$\vec{H}_t = \|\vec{H}_0\| \vec{z} + \vec{h} = H_0 \vec{z} + \vec{h} \quad (\text{I.12})$$

Pour vaincre les contraintes internes d'un matériau magnétique afin que les moments ma-

gnétiques soient tous alignés, il faut que le champ appliqué au matériau magnétique soit suffisamment fort. Dans ce cas le matériau magnétique est dit saturé et la structure en domaines disparaît [20]. On peut écrire alors :

$$\vec{M}_t = M_s \vec{z} + \vec{M} \quad (\text{I.13})$$

Avec  $M_s$  magnétisation de saturation et  $\vec{M}$  magnétisation harmonique additionnelle due au champ hyperfréquence.

L'utilisation des deux équations précédentes dans l'équation du mouvement de moment magnétique permet de déterminer la susceptibilité tensorielle [22] :

$$\bar{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.14})$$

Avec :

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{I.15})$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{j\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{I.16})$$

Où  $\omega_0$  est la fréquence de précession  $\omega_m = \gamma 4\pi M_s$  et  $\omega$  est la pulsation angulaire du champ hyperfréquence.

De ce fait, la perméabilité étant de la forme  $\mu = 1 + \chi$  on obtient alors le tenseur suivant :

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.17})$$

Compte-tenu des pertes dans le matériau, le système de résonance gyromagnétique est amorti. Alors la fréquence de résonance s'écrit :

$$\omega_r = \omega_0 + j\alpha\omega \quad (\text{I.18})$$

De cette équation les éléments du tenseur de Polder sont complexes et deviennent :

$$\mu = \mu' - j\mu'' = 1 + \frac{(\omega_0 + j\alpha\omega)\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (\text{I.19})$$

$$\kappa = \kappa' - j\kappa'' = \frac{\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (\text{I.20})$$



Avec :

$$\begin{aligned}\omega_m &= \gamma\mu_0 M_S \\ \omega_0 &= \gamma\mu_0 H_0\end{aligned}\quad (\text{I.21})$$

Les éléments du tenseur de Polder sont complexes et peuvent être représentés en fonction de la fréquence pour un champ interne constant ou en fonction du champ interne pour une fréquence constante.

Les éléments de Polder sont présentés sur la figure ci-dessous avec les conditions :

$$\mu_0 M_s = 0,175\text{T}, f_r = 10\text{GHz et } \alpha = 0,017.$$

On note sur les courbes, le caractère résonant des éléments du tenseur. A la fréquence de résonance, les pertes sont maximales.

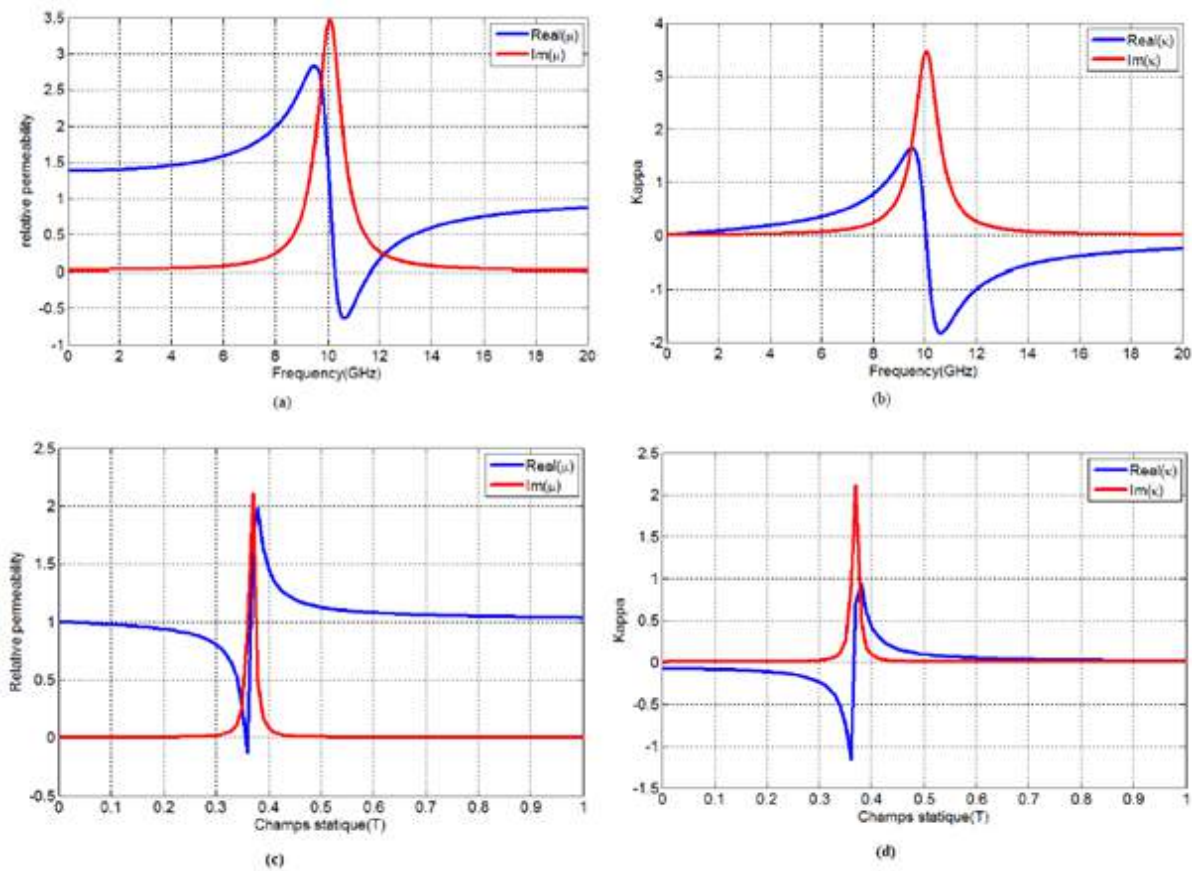


FIGURE I.7 – Résonance gyromagnétique, (a) et (b) variation de  $\mu_r$  et  $\kappa$  en fonction de la fréquence (GHz); (c) et (d) variation de  $\mu_r$  et  $\kappa$  en fonction de  $H_i$  (T)

#### I.5.4.2 Modèle des matériaux non saturés

Si le champ de polarisation appliqué n'a pas atteint le champ de saturation du matériau, dans ce cas le matériau magnétique n'est pas saturé. Alors la situation ne peut pas être représentée par le tenseur de Polder (il n'est valable que pour les matériaux saturés). La résolution peut être faite théoriquement par l'équation de Gilbert en associant cette équation à chaque domaine de Weiss et en appliquant les conditions de continuité sur chaque surface du domaine. La résolution est difficile à faire car les paramètres géométriques (orientation, forme, volume)

du matériau varie fortement en fonction de l'application du champ externe [39].

Plusieurs approches ont été menées pour résoudre ce problème des ferrites aimantés partiellement : modèle de Schlömann [40], de Rado Green et Sandy [41][42], ainsi celui d'Igarshi et Naito [43] et celle de Ph. Gelin [44]. Chaque modèle utilise sa méthode afin de déterminer le tenseur de perméabilité d'un matériau non saturé.

### I.5.4.3 Largeur de raie

L'origine du facteur d'amortissement est due à l'interaction entre spins. Ses pertes sont déterminées à la fréquence de résonance, la fréquence où les pertes sont les plus élevées. Ses pertes sont caractérisées par une largeur à mi-hauteur appelée largeur de résonance  $\Delta H_{eff}$ . Cette largeur s'observe sur la partie imaginaire  $\mu''$  du tenseur de Polder en fonction du champ magnétique statique de polarisation au voisinage de la résonance. Cette mesure est faite pour un matériau saturé à température ambiante [23].

Elle est liée au facteur d'amortissement  $\alpha$  par la relation :

$$\Delta H_{eff} = \frac{2\alpha\omega}{\mu_0\gamma} \quad (I.22)$$

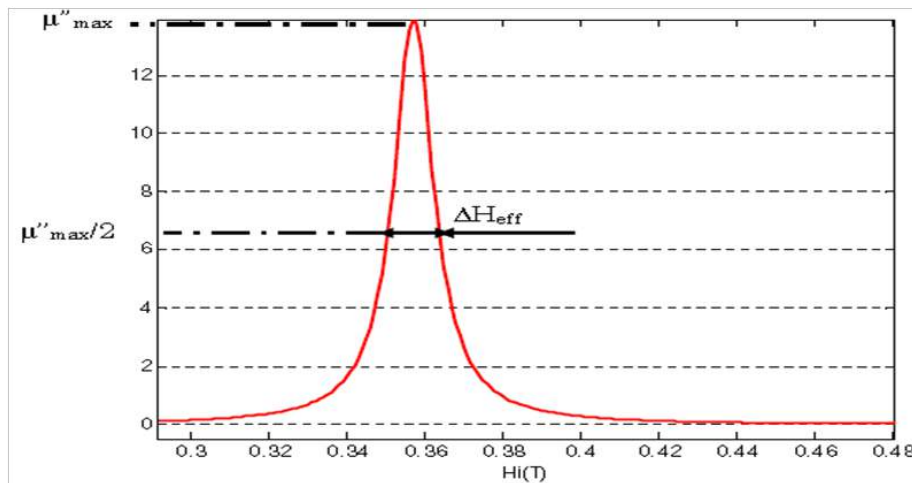


FIGURE I.8 – Définition de la largeur de résonance à mi-hauteur [8]

## I.6 Généralités sur les Métamatériaux

### I.6.1 Classement des matériaux en fonction du signe de leur permittivité et de leur perméabilité

De façon générale, les matériaux sont classifiés par rapport à leurs propriétés magnétiques représentées par la perméabilité notée  $\mu$  et par rapport à leur propriétés diélectriques représentés par la permittivité notée  $\epsilon$ . Le signe des propriétés magnétiques permet de classer le matériau ainsi que sa propagation dans le milieu.

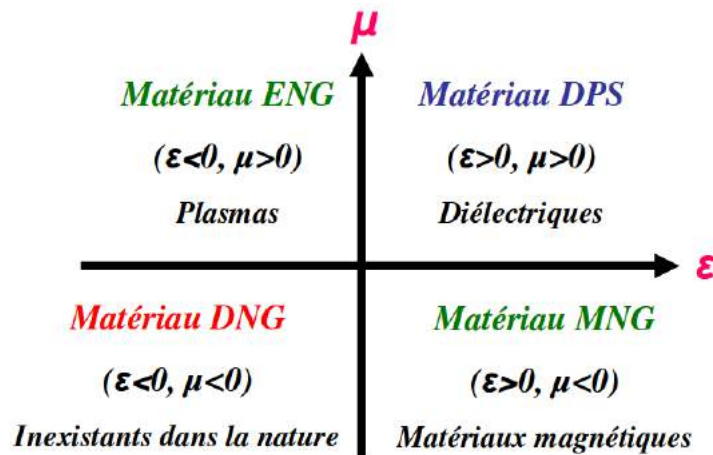


FIGURE I.9 – Classification des matériaux en fonction de leur permittivité et perméabilité [45]

Le premier cadran les signes de la permittivité et de la perméabilité sont tous les deux positifs ( $\epsilon > 0, \mu > 0$ ), ceci correspond à des matériaux diélectriques. Dans ce cadran la propagation dans le milieu est dite main droite, et ce milieu est dit doublement positif (DPS).

Dans les deux autres cadrans où l'une des propriétés peut être négative, comme le matériau ENG ( $\epsilon < 0, \mu > 0$ ) où la permittivité est négative. Ces matériaux sont de type plasmas.

Pour le matériau MNG ( $\epsilon > 0, \mu < 0$ ) la perméabilité est négative ; ce matériau est dit matériau magnétique, comme les ferrimagnétiques qui peuvent avoir une perméabilité négative comme on l'a vu précédemment dans ce chapitre.

Ces trois différents types de matériaux que sont les diélectriques (DPS), les plasmas (ENG) et les matériaux magnétiques (MNG) sont des matériaux qui existent dans la nature. Par contre pour le dernier cadran où la permittivité et la perméabilité sont négatives simultanément, il n'existe pas de matériaux naturels capables d'avoir ces propriétés. Toutefois ils sont réalisables en faisant un assemblage artificiel de différents éléments. Dans ce milieu la propagation est dite main gauche, et ce milieu est dit doublement négatif (DNG) [34].

## I.6.2 Définition des métamatériaux

Par définition les métamatériaux sont des matériaux fabriqués artificiellement [24]. Ils sont constitués à partir d'un assemblage hétérogène de différents matériaux. Si l'échelle de taille des éléments constitutifs est petite devant la longueur d'onde, on peut alors les considérer comme des matériaux homogènes par rapport à l'onde considérée. Les propriétés électromagnétiques obtenues peuvent alors aboutir à des phénomènes nouveaux.

Plusieurs travaux ont été menés dans ce domaine et grâce à leurs propriétés, ces matériaux sont utilisables dans plusieurs domaines comme l'optique [25], l'électromagnétisme, hyperfréquences, l'acoustique [26], la fluidique [27].

La recherche sur ces matériaux artificiels est étroitement liée au désir d'obtenir des nouvelles propriétés physiques. Ainsi, le principe de réfraction négative a été étudié par L.I. Mandelshtam en 1944 et fut publié 1950 [29].

Le chercheur W.E. Kock a également travaillé en 1948 sur le concept de diélectrique artificiel, afin de pouvoir concevoir des lentilles diélectriques très légères. Il a ainsi réalisé une adaptation d'indice effectif de réfraction à l'aide d'un milieu artificiel, à base d'un arrangement périodique de sphères conductrices, de disques et de rubans dans une matrice [28].

Sivukhin a travaillé en 1957 sur le lien entre la négativité de la perméabilité et de la permittivité [30].

En 1968 V.G. Veselago s'intéresse théoriquement aux effets d'un milieu où la perméabilité et la permittivité sont négatives simultanément. Il montre ainsi les effets de réfraction négative aux interfaces avec des matériaux classiques ( $\epsilon > 0$ ,  $\mu > 0$ ).

Les matériaux sont aussi appelés main-gauche car le trièdre de propagation  $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  d'une onde TEM dans ce milieu est direct sur la main gauche [31].

De nombreux autres travaux ont exploré ce domaine, notamment depuis les travaux de Pendry [34] et les réalisations de Smith [2] qui ont proposés, réalisés et mesurés ces propriétés extraordinaires à partir de métamatériaux composés de fils et de bandes ouvertes métalliques résonant électriquement et magnétiquement sur la même bande de fréquences. Nous ne citerons pas ici tous les travaux menés depuis, mais on peut simplement noter qu'il y a relativement peu de travaux qui utilisent des matériaux magnétiques comme les ferrites.

Dernièrement, dans les années 2004, Tsutsumi a utilisé les ferrites dans le domaine des métamatériaux, en faisant une ligne microstrip sur un substrat de ferrite où il observe une propagation main gauche (LH) non réciproque [32].

### I.6.3 Matériaux à indice de réfraction négatif

Ce sont des matériaux qui possèdent un milieu de permittivité et de perméabilité négative. La propagation électromagnétique dans un milieu doublement négatif est particulière. Ainsi le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est opposé au vecteur de Poynting  $\vec{\pi}$ .

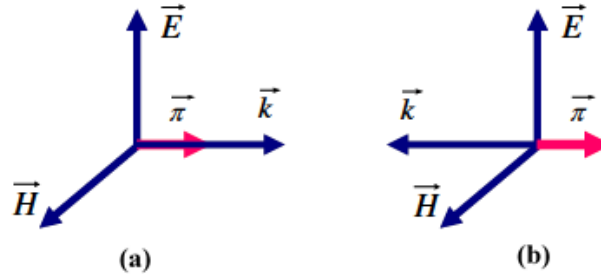


FIGURE I.10 – Représentation vectorielle d'une onde plane (a) milieu main droite, (b) milieu main gauche [33]

## I.7 Synthèse d'une ligne de transmission

Une ligne de transmission dans le domaine micro-onde présente généralement une longueur grande devant la longueur d'onde. Dans ce cas l'intensité et la tension varient le long de la ligne et on ne peut plus utiliser de simples lois électriques pour représenter ce qui se passe sur la ligne. Le schéma d'une ligne de transmission est montré sur la figure ci-après.

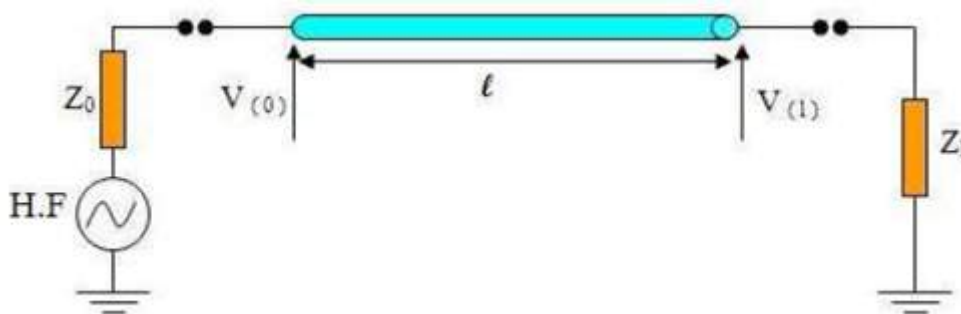


FIGURE I.11 – Modèle d'une ligne de transmission [2]

On représente dans ces conditions la ligne sous forme d'un schéma équivalent. Pour prendre en compte l'effet de la propagation ; cette ligne est découpée en petits tronçons  $dx$  très petits devant la longueur d'onde ( $dx \ll \lambda$ ) afin d'utiliser les lois électriques classiques pour modéliser la ligne. A partir de ce schéma on peut déterminer les paramètres qui caractérisent les éléments d'une ligne de transmission qui sont : la constante de propagation  $\gamma$ , l'impédance caractéristique  $Z_C$ , la vitesse de phase  $V_\phi$  et la vitesse de groupe  $V_g$ .

### I.7.1 Ligne de transmission main droite (RH)

La ligne est modélisée par un réseau électrique (circuit électrique) qui comporte une résistance  $R$  en série avec une inductance  $L_R$ , qui correspondent respectivement aux pertes ohmiques dans les conducteurs de la ligne et aux effets inductifs. Il y a aussi une capacité  $C_R$  en parallèle avec une conductance  $G$  qui correspondent aux effets capacitifs et aux pertes diélectriques (Figure I.12 (a)). Si la ligne est à faible pertes, la résistance  $R$  et la conductance  $G$  sont négligeables (figure I.12(b)).

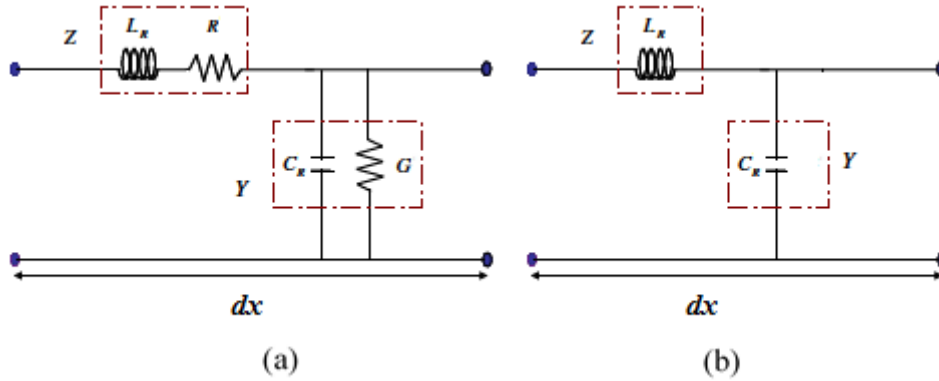


FIGURE I.12 – Circuit d'une ligne purement main droite (a) avec pertes, (b) sans pertes [35]

$$\begin{cases} \frac{dv}{dx} = -i(x)Z \\ \frac{di}{dx} = -v(x)Y \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

Les éléments de ce circuit (ligne main droite) avec pertes sont donnés par :

$$\begin{cases} \gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{ZY} \\ Z_C = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \\ V_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{ZY}} \\ V_g = \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \right]^{-1} \end{cases} \quad (\text{I.24})$$

Si  $R \rightarrow 0$  &  $G \rightarrow 0$  c'est à dire ligne main droite sans pertes :

$$\begin{cases} \gamma = j\beta = j\omega\sqrt{L_R C_R} \\ Z_C = \sqrt{\frac{L_R}{C_R}} \\ V_\phi = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}} \\ V_g = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}} \end{cases} \quad (\text{I.25})$$

## I.7.2 Ligne de transmission main gauche (LH) ou ligne métamatériaux

La ligne de transmission main gauche est obtenue en inversant le circuit de la ligne main droite sans pertes c'est-à-dire en mettant la capacité en série et l'inductance en parallèle. Ce modèle est le modèle dual du circuit main droite (RH). C'est le modèle d'une ligne de transmission de propagation inversée.

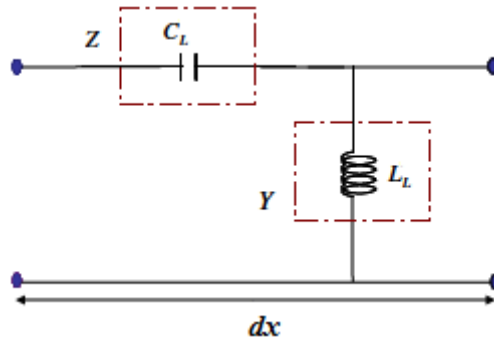


FIGURE I.13 – Modèle d'une ligne purement main gauche sans pertes

Les paramètres de ce circuit purement main gauche donnent alors :

$$\begin{cases} \gamma = j\beta = -j\frac{1}{\omega\sqrt{L_L C_L}} \\ Z_C = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} \\ V_\phi = -\omega^2\sqrt{L_L C_L} \\ V_g = +\omega^2\sqrt{L_L C_L} \end{cases} \quad (\text{I.26})$$

Dans cette ligne main gauche, la vitesse de phase et la vitesse de groupe sont égales mais de signes opposés, ce qui est significatif d'un comportement main gauche.

Dans ce cas on retrouve un indice de réfraction négatif avec les deux vitesses (phase et groupe) sont opposées :

$$\begin{cases} n = \frac{C_0}{V_\phi} = -\frac{C_0}{\omega^2\sqrt{L_L C_L}} < 0 \\ V_\phi = -V_g = -\omega^2\sqrt{L_L C_L} = -\omega^2/\omega_L \end{cases} \quad (\text{I.27})$$

$C_0$  : vitesse de la lumière dans le vide.

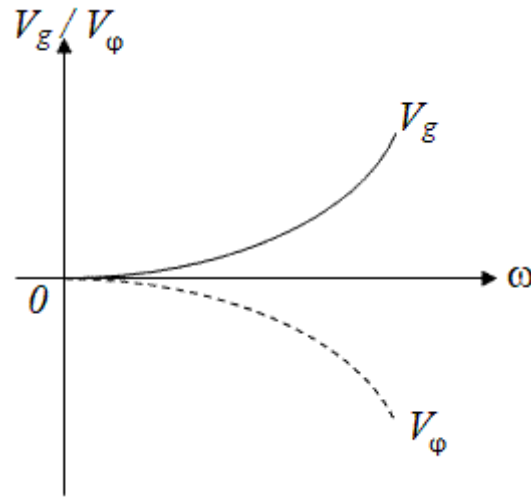


FIGURE I.14 – Variation de la vitesse de groupe et de la vitesse de phase d'une ligne main gauche en fonction de la fréquence [2]

### I.7.3 Ligne Main-droite Main-gauche (CRLH)

Cette ligne est une ligne composée d'une structure main-droite et d'une structure main-gauche. Elle est appelée ligne composée ou combinée (CRLH : Composite Right/Left Handed). C'est le cas général de toute ligne métamatériaux. En effet, la structure purement main-gauche est non réalisable en pratique.

Le schéma équivalent sans pertes est présenté sur la figure ci-dessous.

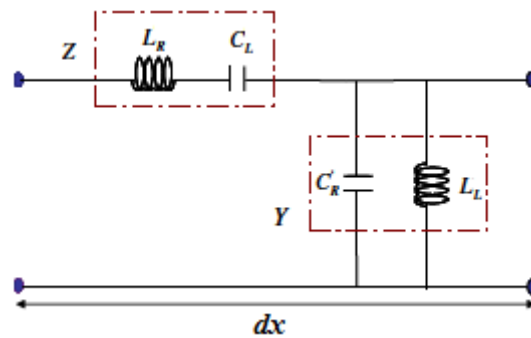


FIGURE I.15 – Ligne de transmission combinée sans pertes [35]

Dans ces conditions on obtient alors :

$$\begin{cases} Z = jL_R\omega + \frac{1}{jC_L\omega} \\ Y = jC_R\omega + \frac{1}{jL_L\omega} \\ Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{L_R - \frac{1}{C_L\omega^2}}{C_R - \frac{1}{L_L\omega^2}}} \\ \mu = \frac{Z}{j\omega} = L_R - \frac{1}{C_L\omega^2} \\ \varepsilon = \frac{Y}{j\omega} = C_R - \frac{1}{L_L\omega^2} \end{cases} \quad (\text{I.28})$$



On pose  $\omega_s$  et  $\omega_p$ , résonance série et parallèle comme :

$$\begin{cases} \omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}} \\ \omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

La ligne combinée se comporte différemment selon la fréquence. En basse fréquence les éléments de l'impédance  $Z$  et de l'admittance  $Y$  qui sont  $L_R$  et  $C_L$  tendent vers zéro. Ce qui indique que la permittivité et la perméabilité deviennent négatives : la ligne combinée se comporte en ligne main gauche. Vers les fréquences élevées, la permittivité et la perméabilité deviennent positives et le circuit se comporte comme une ligne de transmission classique purement main droite et entre ces deux fréquences (basse et haute), cette zone est la zone où l'onde devient une onde évanescente. La propagation est alors stoppée.

L'expression de la constante de phase est :

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\sqrt{\frac{(L_R C_L \omega^2 - 1)(L_L C_R - 1)}{L_L C_L \omega^2}} = jS(\omega)\sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_s^2)(\omega^2 - \omega_L^2)}{L_L C_L \omega_s^2 \omega_L^2 \omega^2}} \quad (\text{I.30})$$

La constante de phase peut être purement réelle ou purement imaginaire selon le signe de  $S(\omega)$  :

Si  $\omega < (\omega_s, \omega_p) \rightarrow S(\omega) = -1$  : région main gauche

Si  $\omega > (\omega_s, \omega_p) \rightarrow S(\omega) = +1$  : région main droite.

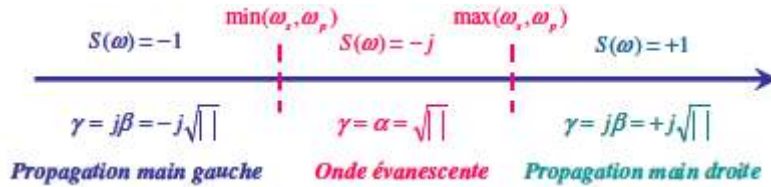


FIGURE I.16 – Les différents intervalles de propagation dans le spectre de fréquences [45]

La zone où l'onde devient évanescence est appelée zone de bande interdite ; elle peut être éliminée si les fréquences de résonance série et parallèle sont égales ( $\omega_s = \omega_p$ ) [36].

$$\Rightarrow L_s C_p = L_p C_s \quad (\text{I.31})$$

Ce qui correspond au cas équilibré. Ce cas est très intéressant, car il permet la transition de la propagation d'une manière continue avec la fréquence. On peut tracer les constantes de propagation de trois différentes lignes de transmission en fonction de la fréquence de résonance selon la direction de propagation  $z$  positif.

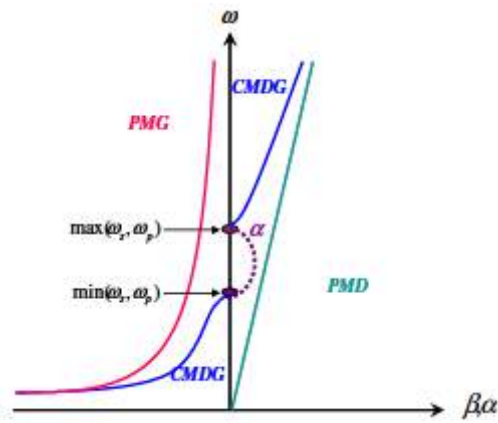


FIGURE I.17 – Courbe de dispersion-atténuation de trois différentes lignes de transmission sans pertes [35]

La dispersion de la constante de propagation et l'atténuation d'une ligne CRLH à pertes sont présentées sur la figure suivante.

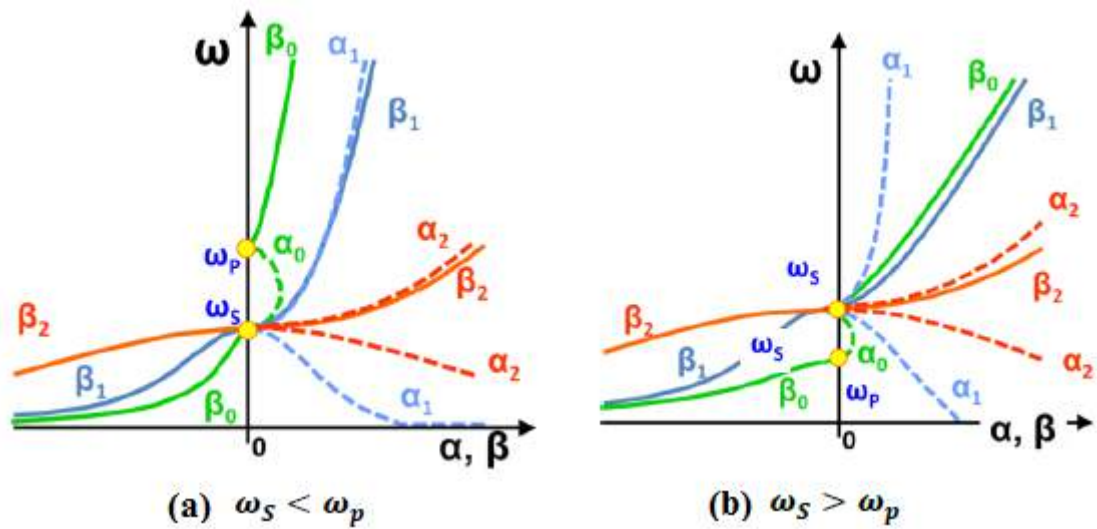


FIGURE I.18 – Courbe d'une ligne CRLH à pertes [38]

## Conclusion

Les matériaux magnétiques ont été présentés dans ce chapitre avec leurs différentes formes, propriétés et classes. Ces matériaux magnétiques sont primordiaux dans les applications des dispositifs non-réciproques surtout dans le domaine des hyperfréquences.

Une attention particulière a été portée sur les différents types de ferrites et plus particulièrement sur le grenat de fer et d'yttrium et l'hexaferrite de baryum dont les moments magnétiques présentent une précession qui peut être entretenue par l'ajout d'un champ hyperfréquence.

Le champ hyperfréquence dans le ferrite est décrit par un tenseur de perméabilité lié à la susceptibilité magnétique. La résonance gyromagnétique qui est à l'origine des phénomènes de propagation non-réciproque est obtenue, si la fréquence du champ hyperfréquence est proche de celle de la précession.

Ensuite une présentation succincte des métamatériaux a été réalisée. Les métamatériaux sont des matériaux artificiels dont les échelles de structuration sont très inférieures à celle de la longueur d'onde. Nous avons essentiellement décrit les principes des métamatériaux dans les lignes de propagation car ils correspondent au domaine d'application de ce travail de thèse.