

وزارة التعليم والبحث العلمي

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE - المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

DISPOSITIFS
MICRO-ONDES
A FERRITES

Proposé par :

Mr M. Trabelsi

Etudié par :

Mr Y. Bedri

Dirigé par :

Mr M. Trabelsi

PROMOTION : fevrier 1992

*** DEDICACES ***

Je dédie ce modeste travail

à ma mère ,

à mon frère , à mes soeurs

et à mes amis .

BEDRI youcef

**** REMERCIEMENTS ***

Mes plus vifs remerciements vont tout d'abord à mes professeurs qui ont contribué à ma formation ,et qu'il me soit permis d'exprimer ici mes sincères remerciements à mon promoteur M. TRABELSI qui n'a cessé de me guider dans mon travail .

Je suis reconnaissant également à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce polycopié , en particulier M . DRIF amar , les post - graduants M . BENSAID houcine , M .ABDELOUEL lahcène , M . NASRI , M .KAID - ALI , M . HINI et les ingénieurs informaticiens du centre de calcul de l' E . N . P .

BEDRI youcef

L'intérêt du coefficient de réflexion , de transmission et la notion d'onde est vite apparu , dans le domaine des hyperfréquences , pour décrire les circuits .

C'est que l'emploi du coefficient de réflexion (et de transmission) s'avère efficace puisqu'il est facile de suivre ses transformations le long d'une chaîne de quadripôles : son évolution est représentée par une simple transformation homographique .

On en vient vite à la théorie de la matrice " S " .

L'intérêt des hyperfréquences réside dans leur utilisation dans le radar ou les faisceaux hertziens à cause des possibilités d'obtenir facilement des pinceaux fins et des ondes se propageant suivant un trajet optique.

Les mesures et l'étude sont faites sur des dispositifs passifs non réciproques tels que les isolateurs à ferrites , les circulateurs et les atténuateurs.

La non réciprocity fait apparaître des propriétés remarquables.

C'est dans le domaine des micro-ondes que ces dispositifs peuvent être réalisés le plus facilement grâce au matériau ferrite. Le ferrite est caractérisé par son anisotropie.

Les ferrites ont des propriétés magnétiques semblables à celles des métaux ferromagnétiques , se sont des diélectriques pouvant être utilisés sous forme de pièces massives aux hyperfréquences.

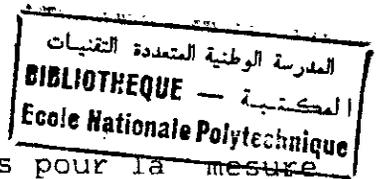
Les ferrites sont rangés aussi dans le domaine des semi-conducteurs.

Les mesures des paramètres de dispersion (matrice [S]) seront faites par la méthode de base (ou expérimentale) pour l'isolateur à ferrite en guide , par la méthode d'analyseur de réseau pour les circuits micro-ondes à accès coaxiaux tels que l'isolateur à ferrite à accès coaxial , le circulateur à trois voies et l'atténuateur.

Les paramètres de dispersion (matrice [S]) permettent de définir en termes d'éléments mesurés avec précision en haute fréquence et en micro - onde .

Ils sont définis aussi en termes d'ondes incidentes et réfléchies et nécessitent soit des terminaisons adaptées , soit

des conditions aux limites .



Les ANALYSEURS DE RESEAU ont été conçus pour la mesure rapide des paramètres S dans une gamme de fréquences de quelques dizaines de mégahertz à des gigahertz .

Ces appareils caractérisent tous les systèmes électroniques et micro-ondes , ceci indifféremment de la gamme de fréquence choisie , et assurent également la mesure des dispositifs actifs tels que les transistors , amplificateurs à gain faible ou élevé et enfin caractérisent les antennes même de très grandes dimensions (radar) .



I : LES FERRITES POUR MICRO-ONDES :

I - 1 : Définition et constitution :

Ce sont des composés d'oxydes métalliques, au départ dérivés de l'oxyde magnétique de fer FeO, Fe_2O_3 , avec un atome de Fe divalent dans FeO et trivalent dans Fe_2O_3 .

Généralement, le fer divalent peut être remplacé par un ou plusieurs métaux divalents. [1].

Le Fer peut être remplacé par le chrome ou l'aluminium trivalent. Tous ces ferrites, appelés ferrites spinelles, cristallisent dans le même système que la spinelle naturelle MgO, Al_2O_3 .

Il existe une deuxième classe de ferrites qui cristallisent dans le même système que le grenat naturel (silicate d'aluminium et de fer). En ce qui concerne la fabrication des ferrites, elle est semblable à celle des céramiques classiques [1].

I - 2 : Propriétés générales des ferrites

I-2-1: Comparaison avec les métaux ferro-magnétiques :

Les ferrites ont des propriétés magnétiques semblables à celle des métaux ferro-magnétiques. Ils s'en distinguent par leur moment de saturation relativement faible et par leur résistivité élevée ($10^{-5} \Omega/cm$) pour les métaux et 10^6 à plus de $10^9 \Omega/cm$ pour les ferrites [1]. Donc, ce sont des diélectriques et on peut les utiliser sous forme de pièces massives jusqu'à des fréquences très élevées.

I-2-2: Conductibilité électrique:

Les ferrites sont rangés dans la classe des semi-conducteurs. Dans un réseau spinelle parfait, les liaisons étant ioniques et complètes (les valences des ions M et Fe complétant celle de

O^{2-}), il n'existe pas d'électrons libres pouvant contribuer à la conductibilité. Donc si les ions ne sont pas à l'état "excité", la conductibilité doit être pratiquement nulle.

Cependant, une certaine conductibilité peut apparaître du fait de la présence dans le réseau:

d'impuretés ou de défauts

d'ions du même métal ayant deux états de valence différents et occupant deux sites cristallins différents.

Le type de conductibilité [1] peut être N ou P et, en principe, celle-ci suit la loi :

$$\sigma = A e^{-\frac{E}{k T}}$$

K: constante de Boltzmann

A: un paramètre qui dépend de la densité et de la mobilité des porteurs de charge .

T: La température absolue

E: L'énergie d'activation

On peut écrire cette expression sous la forme :

$$\sigma(T) = \sigma_{\infty} e^{-\frac{B}{T}} \quad \text{ou} \quad \rho(T) = \rho_{\infty} e^{+\frac{B}{T}}$$

ρ_{∞} : Paramètre ayant les dimensions d'une résistivité

B: Facteur exprimé en degrés Kelvin.

I-2-3: Constante diélectrique et pertes:

Les ferrites ,aux basses fréquences ,se comportent comme des diélectriques à très fortes pertes .Le pouvoir inducteur spécifique ξ_p décroît lorsque la fréquence croît et tend vers une valeur limite voisine de 10.

La tangente de l'angle de pertes diélectriques ($\text{tg } \delta$) décroît dans les mêmes conditions et pour certains produits passe par un maximum local aux basses fréquences.

La constante diélectrique atteindrait des valeurs d'autant plus élevées aux basses fréquences que le ferrite serait plus conducteur .

I-2-4: Propriétés magnétiques :

Les ferrites se caractérisent par :

la valeur de l'aimantation à saturation et sa variation en fonction de la température

le point de Curie, qui devient dans ce cas le point de Néel.

L'aimantation à saturation diminue quand la température augmente et s'annule au point de Curie , pour lequel l'induction est égale au champ appliqué. Toutefois , les ferrites présentent un point de compensation. Leur comportement en micro-ondes est étroitement lié à l'aimantation et , les appareils à ferrites ont des caractéristiques qui varient sensiblement avec la température.

L'énergie micro-onde incidente peut être absorbée sous certaines conditions par l'effet de résonance pour les ferrites .

I - 3 : Applications des ferrites :

Il existe un grand nombre d'applications ,particulièrement en micro-ondes, dues aux propriétés des ferrites et qui sont :

- noyaux de transformateurs et inductances en HF
- commutateurs
- commande électrique de la fréquence
- antennes de dimensions réduites.

Leurs propriétés permettent également d'obtenir des composants miniaturisés.

II - Résonance gyromagnétique :

II-1: Les ferrites en basses fréquences et en hyperfréquences:

En basse fréquence, la caractéristique importante est la perméabilité μ . C'est un scalaire, indépendant de la direction du champ magnétique alternatif appliqué au ferrite [2].

Au dessus d'une température dite de Curie, une substance ferromagnétique est constituée de régions aimantées de faibles dimensions (quelques dizaines de micromètres) [2].

Chaque domaine possède une direction propre d'aimantation qui atteint la saturation, et l'aimantation globale, est la somme vectorielle de celles des domaines.

Dans la zone des faibles champs H, le volume des domaines croît de façon réversible, puis de façon irréversible, dans la zone de saturation les domaines tournent.

La théorie explique la forme des cycles d'hystérésis. A quelques centaines de MHz, $\mu_r = 1$, le ferrite n'est plus qu'un simple diélectrique.

Le ferrite peut être rendu actif magnétiquement, par l'application d'un champ statique, grâce à un phénomène nouveau, la résonance magnétique.

II - 2: Précession du moment du spin d'un électron:

Le moment cinétique \vec{P} [1] d'un électron en rotation sur lui-même et suivant une direction quelconque Ot_1 , est donné par la relation suivante:

$$P = h s = - 52,7 \cdot 10^{-36} \text{ J/S} \quad (\text{II-1})$$

$$h = 105,4 \cdot 10^{-36} \text{ J/S} \quad \text{et} \quad s = - 1/2$$

Du fait de son spin, l'électron possède un moment magnétique M_B (magnéton de BOHR) dont la valeur est :

$$\left| \vec{M}_B \right| = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ ERG / GAUSS}$$

et \vec{M}_B est dirigé suivant Ot_1 ; OM la longueur de \vec{M}_B .

Le rapport : $\gamma = \frac{\vec{M}}{B} / \vec{p}$ (II-2) est appelé le rapport gyromagnétique de l'électron .

C'est un scalaire dont la valeur est :

$$\gamma = - 17,6 \cdot 10^6$$

Pour différentes considérations , on prend la valeur négative de γ .
Si aucune force n'est appliquée à l'électron , celui-ci tourne sur lui-même autour de l'axe Oz , dont la direction reste fixe .

On applique un champ magnétique \vec{H} continu suivant Oz . Ce champ magnétique exerce sur le moment \vec{M} un couple (couple des forces appliquées à la masse tournante) .

$$\vec{C} = \frac{\vec{M} \wedge \vec{H}}{B} \quad (\text{ II - 3 })$$

Le second membre de cette relation s'écrit :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\vec{M} \wedge \vec{H}}{B} \quad (\text{ II - 4 })$$

Les relations (II - 2) et (II - 4) donnent :

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{\vec{M} \wedge \vec{H}}{B} \quad (\text{ II - 5 })$$

Cette équation définit le mouvement du vecteur \vec{OM} .

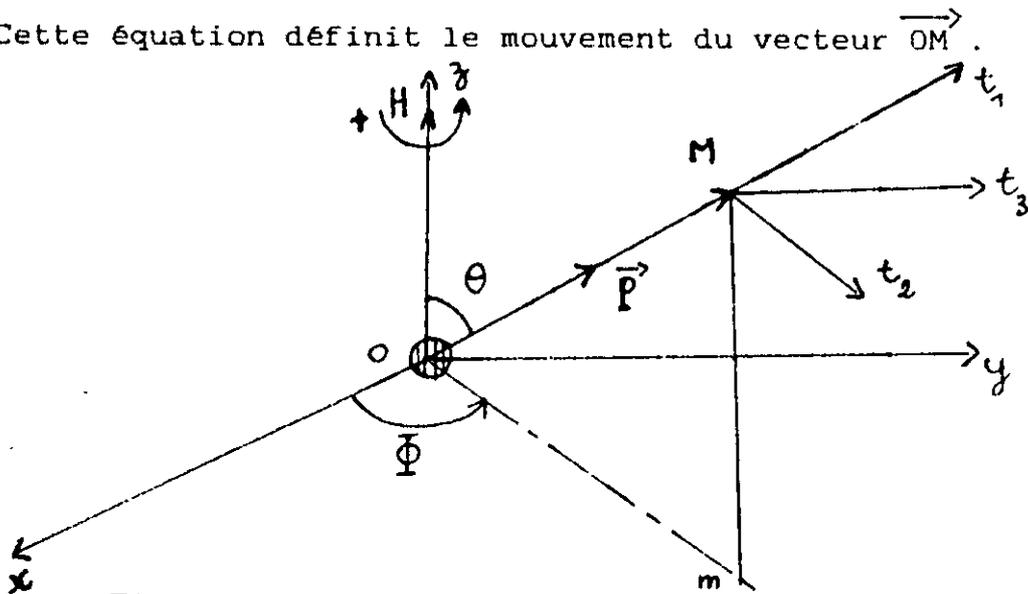


Fig: I - 2 : Electron placé dans un champ magnétique H.

La direction ($M t_1, M t_2, M t_3$) forme un trièdre lié au point M.
 $M t_2$ est dans le plan (OM, Oz)

$M t_3$ est normal à (OM, Oz)

Les projections de $(\frac{d\vec{M}}{dt})$ sur les trois axes . lors le mouvement de \vec{OM} sont :

$$\text{sur } Ot_1 : \quad \frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = 0 \quad (\text{I - 6 - a})$$

$$\text{sur } Ot_2 : \quad \frac{1}{\gamma} \frac{M}{B} \frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (\text{I - 6 - b})$$

$$\text{sur } Ot_3 : \quad \frac{1}{\gamma} \frac{M}{B} \sin \theta \frac{d\phi}{dt} = \frac{M}{B} \sin \theta$$

(I - 6 - c)

Or ϕ est l'angle entre la projection de \vec{OM} sur xOy et l'axe Ox .
Les relations (II - 6) donnent :

$$\frac{d\phi}{dt} = \gamma H \quad (\text{II - 7 - a})$$

Le lieu du point M est donc un cercle situé dans un plan normal à Oz (effet gyroscopique) . Ce cercle est parcouru par le point M avec une vitesse angulaire

$$W = \frac{d\phi}{dt} \quad \text{dans le sens } (+) \text{ de la flèche} \\ (\text{figure: I - 2})$$

Comme W est toujours positif , on écrira alors :

$$W = - \gamma H \quad (\text{I - 8})$$

Si F est exprimée en Mégahertz et H en oersteds , on aura :

$$F = 2,8 H \quad (\text{I - 9})$$

Si on applique à un électron un champ de 3000 Oe, le moment de cet électron subit un mouvement de précession autour de la direction de \vec{H} , avec une fréquence de 8400 MHz.

C'est un phénomène analogue à l'effet gyroscopique.

II - 3 : TENSEUR DE POLDER:

La perméabilité d'un milieu est définie (Annexe A1) par le tenseur de POLDER qui s'écrit :

$$\underline{\underline{\mu}} = \begin{vmatrix} \mu & -j\chi \\ j\chi & \mu \end{vmatrix} \quad (I - 11)$$

Donc ; μ n'est plus , comme en B.F , un scalaire .

Le fait que $\mu_{xy} \neq \mu_{yx}$ entraîne l'effet non réciproque du comportement gyromagnétique des ferrites .

Si nous introduisons les composantes suivant l'axe Oz .
Le tenseur deviendra :

$$\underline{\underline{\mu}}_0 = \begin{vmatrix} \mu & -j\chi & 0 \\ j\chi & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (I - 12)$$

Dans lequel μ_0 dépend du système d'unités choisi .

μ et χ prennent des valeurs infinies quand $W = W_0$, ceci provient du fait qu'il y avait aucun amortissement dans le système .

Dans la direction Oz , la perméabilité est égale à 1 , du fait que le matériau est saturé.

III : PROPAGATION DANS LES FERRITES:

III - 1 : Cas général:

Les ferrites sont des diélectriques , les ondes de hautes fréquences peuvent s'y propager. C'est grâce à cette propriété que les effets gyromagnétiques ont une ampleur suffisante pour être utilisés [1].

Equations générales :

$$\nabla \wedge \vec{E} = \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (I - 13)$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = \text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (I - 14)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \text{div } \vec{B} = 0 ; \nabla \cdot \vec{D} = \text{div } \vec{D} = 0 \quad (I - 15)$$

On considère uniquement des grandeurs sinusoïdales de pulsation ω et nous admettons que le milieu est isotrope en ce qui concerne la permittivité.

Dans ces conditions :

$$\text{grad } \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j \omega \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (I - 16)$$

\vec{B} et \vec{H} sont liés par le tenseur de perméabilité dans sa forme la plus générale (I - 12)

La direction de \vec{H} , soit l'axe Oz pour que le milieu admette cet axe comme axe de symétrie.

μ et χ pourront être complexes, pour tenir compte des pertes. La direction de propagation de l'onde, définie par le vecteur de POYNTING \vec{P} , fait un angle θ avec Oz . On suppose aussi que \vec{P} est dans le plan xOy .

Nous considérons une onde plane, la propagation ayant lieu suivant la direction P .

On appelle s une distance courante dans cette direction, tous les vecteurs définissant le champ électromagnétique sont affectés du coefficient [1]:

$$e^{j\omega t - \gamma s} \quad (I-17)$$

γ : constante de propagation

D'autre part, les composantes de γ le long de Ox , Oy et Oz sont respectivement :

$$\left. \begin{array}{l} Ox : \gamma s \sin \theta \\ Oy : 0 \\ Oz : \gamma s \cos \theta \end{array} \right\}$$

Dans ces conditions, l'équation ($\nabla \wedge \vec{E} = \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$)

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = - \frac{\partial B_x}{\partial t}$$

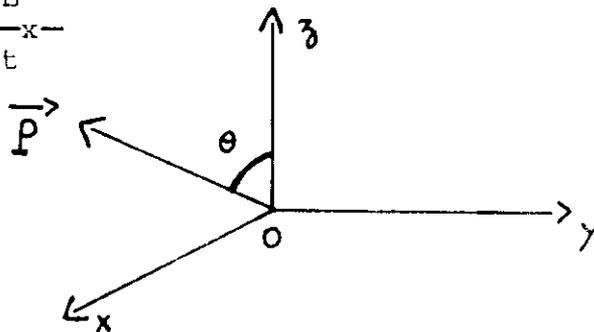


Fig: I - 3:

Mais, $\frac{\partial E}{\partial y} = 0$ puisque la projection de γ_s est nulle.

$$-\frac{\partial E}{\partial z} = \gamma \cos \theta \frac{E}{y} \quad \text{à cause de } (e^{j\omega t} \gamma_s)$$

D'autre part :

$$-\frac{\partial B}{\partial t} = -j\omega B_x$$

Puisque B est une grandeur sinusoïdale, le tenseur (1-11) donne enfin :

$$B_x = \mu H_x - j\chi H_y$$

Finalement les projections de $\vec{\text{rot}} \vec{E}$ sur les trois axes s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \cos \theta \frac{E}{y} = -j\omega (\mu H_x - j\chi H_y) \quad (I-18) \\ -\gamma \cos \theta \frac{E}{x} + \gamma \sin \theta \frac{E}{z} = -j\omega (j\chi H_x + \mu H_y) \quad (I-19) \\ -\gamma \sin \theta \frac{E}{y} = -j\omega \mu H_z \quad (I-20) \end{array} \right.$$

Les équations (I-14) et (I-16), avec $\epsilon_0 = 1$, donnent également pour les trois projections :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \cos \theta H_y = j\omega \epsilon E_x \\ -\gamma \cos \theta H_x + \gamma \sin \theta H_z = j\omega \epsilon E_y \quad (I-21) \\ -\gamma \sin \theta H_y = j\omega \epsilon E_z \end{array} \right.$$

Éliminons E_x, E_y, E_z dans les équations :

il suffit pour cela de tirer ces valeurs de (I-21) et de les porter dans les équations (I-18), (I-19) et (I-20).
Il vient finalement :

$$j \omega \sin \theta (\mu H_x - j \chi H_y) + j \omega \mu \cos \theta H_z = 0$$

$$\gamma^2 \sin \theta (H_z \sin \theta - H_x \cos \theta) + \omega^2 \epsilon \mu H_z = 0$$

$$\gamma^2 H_y + \omega^2 \epsilon (j \chi H_x + \mu H_y) = 0$$

Pour que ce système soit compatible, il faut que le déterminant des coefficients soit nul, ce qui donne :

$$\begin{vmatrix} j \omega \mu \sin \theta & \omega \chi \sin \theta & j \omega \mu \cos \theta \\ -\gamma^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & \gamma^2 \sin^2 \theta + \omega^2 \epsilon \mu_z \\ j \omega^2 \epsilon \chi & \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu & 0 \end{vmatrix} = 0$$

Il ne pourra y avoir propagation que si la relation (I - 22) est satisfaite, ce qui fixe la valeur de la constante de propagation γ (à ne pas confondre avec le rapport pyromagnétique).

N.B:

Dans les circuits utilisant des ferrites, la direction de propagation est soit parallèle au champ, soit perpendiculaire à celui-ci.

III - 2: Champ magnétique appliqué parallèle à la direction de propagation:

Pour $\theta = 0^\circ$, (I - 22) est indéterminé car $\sin \theta$ et $j \omega$ sont en facteur dans l'expression du déterminant ;
donc, divisons tous les termes de (I - 22) par $(j \omega \sin \theta)$;
(I - 22) devient :

$$\begin{vmatrix} \mu & -j \chi & \mu \cos \theta \\ -\gamma^2 \cos \theta & 0 & \gamma^2 \sin^2 \theta + \omega^2 \mu_z \epsilon \\ j \omega^2 \epsilon \chi & \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu & 0 \end{vmatrix} = 0$$

Ceci donne , pour $\theta = 0^\circ$:

$$\begin{vmatrix} \mu & -j\chi & \mu \\ -\gamma^2 & 0 & \omega^2 \mu \epsilon \\ j\omega^2 \epsilon \chi & \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (I-23)$$

Il vient :

$$[\gamma^2 + \omega^2 \epsilon (\mu + \chi)] [\gamma^2 + \omega^2 \epsilon (\mu - \chi)] = 0$$

Ce qui donne deux solutions possibles :

$$\gamma_+ = -j\omega \sqrt{\epsilon (\mu + \chi)} \quad (I-24)$$

$$\gamma_- = -j\omega \sqrt{\epsilon (\mu - \chi)} \quad (I-25)$$

D'autre part , avec $\theta = 0$, la relation (I - 21) s'écrit :

$$\gamma_y H_x = j\omega \epsilon E_x \quad (I-26)$$

et la relation (I - 19) devient :

$$\gamma_x E_y = j\omega (j\chi H_x + \mu H_y) \quad (I-27)$$

Ceci donne une relation entre les champs magnétiques :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\gamma_y^2 H_x}{j\omega \epsilon} &= j\omega (j\chi H_x + \mu H_y) \\ - \gamma_y^2 H_x &= \omega^2 \epsilon (j\chi H_x + \mu H_y) \end{aligned} \right\} \quad (I-28)$$

En portant dans (I-28) les valeurs de tirées de (I-24) et (I - 25) on trouve :

$$H_y = j H_x \quad ; \quad H_x = -j H_y$$

Les seules ondes qui puissent se propager dans le ferrite sont donc des ondes à polarisation circulaire dont le vecteur champ magnétique est contenu dans le plan x 0 y .

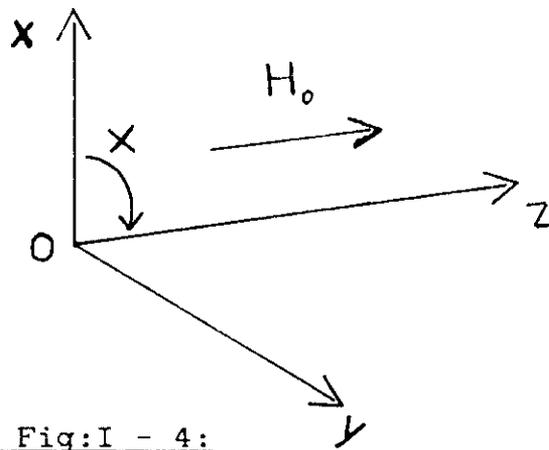


Fig: I - 4:

La situation est celle de la fig (I - 4) où Oz est la direction de propagation .

Par définition, la polarisation circulaire est dite positive quand le champ magnétique (ou électrique) tourne dans le sens de la flèche de la fig (I - 4) ; la valeur de γ est alors donnée par (I - 25). En comparant avec la relation classique :

$$\gamma = j \omega \sqrt{\epsilon \mu}$$

La perméabilité du ferrite pour cette onde circulaire positive est :

$$\mu_+ = \mu - \chi$$

et pour l'onde à polarisation circulaire négative :

$$\mu_- = \mu + \chi$$

III - 3: Champ magnétique appliqué perpendiculaire à la direction de propagation :

Dans ce cas , $\theta = 90^\circ$ et le déterminant (I - 22) s'écrit :

$$\begin{vmatrix} j \omega \mu & \omega \chi & 0 \\ 0 & 0 & \gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon_z \\ j \omega^2 \epsilon \chi & \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (I-29)$$

Il vient :

$$(\gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu_z) [\omega^2 \epsilon \chi - \mu (\gamma^2 + \epsilon \mu \omega^2)] = 0$$

Cette expression est vérifiée pour deux valeurs de :

$$\gamma = -j \omega \sqrt{\mu_z \epsilon} \quad (I-30)$$

$$\gamma = -j \omega \sqrt{\epsilon \frac{(\mu^2 - \chi^2)}{\mu}} \quad (I-31)$$

Nous sommes toujours dans la situation de la figure (I - 3)
 où le vecteur P est dirigé suivant Ox .

De (I - 20) et (I - 21), nous tirons :

$$-\gamma^2 H_z = \omega^2 \epsilon \mu_z H_z \quad (I-32)$$

De (I - 19) et (I - 21) , il vient :

$$-\gamma^2 H_y = \omega^2 \epsilon (j \chi H_x + \mu H_y) \quad (I-33)$$

Si γ satisfait à (I - 30), la relation (I - 32) est satisfaite quel que soit H_z et, pour que (I - 33) soit vérifiée , il faut que :

$$H_x = H_y = 0$$

Donc , la valeur de γ donnée par (I-30) est la constante de propagation pour une onde dont le vecteur champ magnétique est dirigé suivant Oz et qui n'a pas de composantes magnétiques suivant Ox et Oy.

On peut montrer d'une façon analogue que la valeur de γ tirée de (I - 31) correspond à une onde qui n'a pas de composantes de champ magnétique suivant Oz.

La constante de propagation diffère suivant que le champ magnétique de l'onde a même direction que le champ magnétique appliqué , ou bien qu'il lui est perpendiculaire.

On reconnaît le phénomène de biréfringence.

La propagation avec la constante

$$\gamma = -j \omega \sqrt{\mu_z \epsilon} \quad \text{correspond au rayon ordinaire.}$$

La propagation avec :

$$\gamma = -j \omega \sqrt{\epsilon \frac{(\mu^2 - \chi^2)}{\mu}}$$

correspond au rayon extraordinaire.

Cette biréfringence des ferrites est utilisée pour construire des déphaseurs réciproques.

Pour le rayon extraordinaire, tout se passe comme si la perméabilité du ferrite était :

$$\mu_e = \mu - \frac{\chi^2}{\mu} \quad (I-34)$$

Avec : $B_o = H_o + 4 \cdot \pi \cdot M_o \quad (I-35)$

et aussi avec les relations précédentes on aura finalement :

$$\mu_e = \frac{(\gamma B_o - w)(\gamma B_o + w)(w_o^2 - w^2)}{(w_o - w)(w_o + w)(\gamma^2 H_o B_o - w^2)}$$

soit :

$$\mu_e = \frac{\gamma^2 B_o^2 - w^2}{H_o B_o - w^2} \quad (I-36)$$

La variation de μ_e , en fonction de H_o , pour une fréquence déterminée, est donnée à la fig (I- 5), où elle est tracée en trait plein.

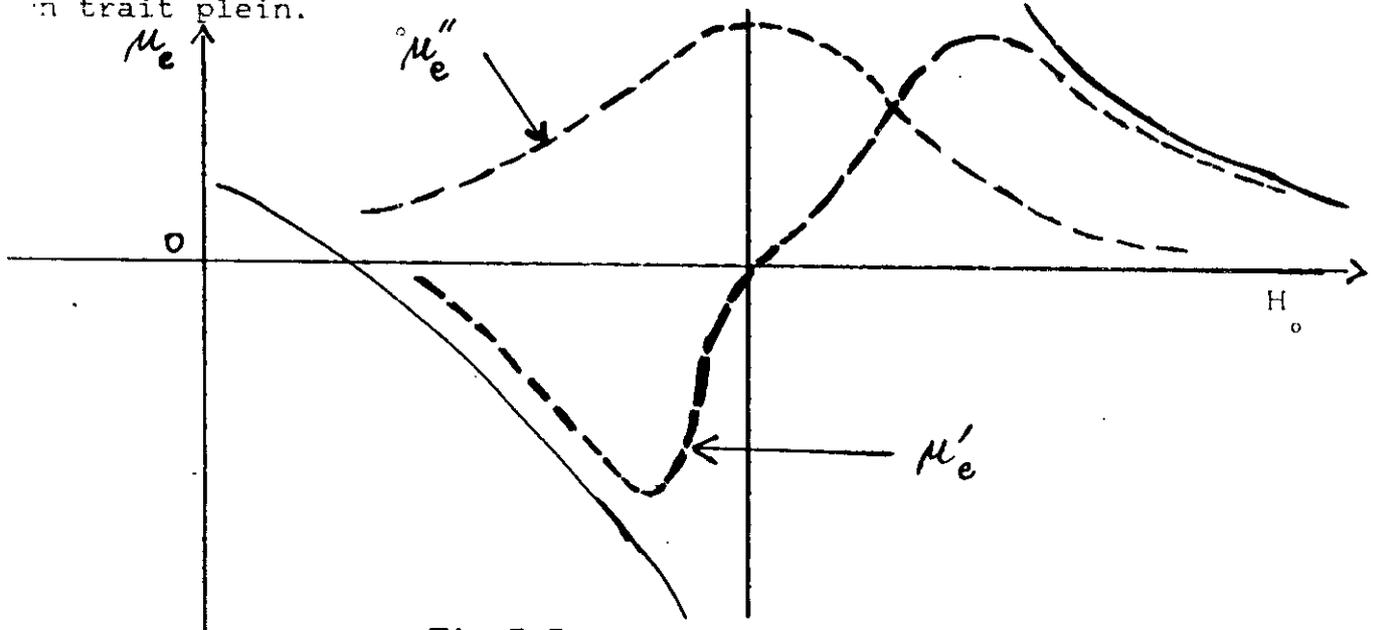


Fig:I-5:

On voit que la résonance pour le rayon extraordinaire, qui correspond à une valeur infinie pour μ_e , apparaît pour :

$$\gamma \sqrt{H_o B_o} = w \quad (I-37)$$

où B_o est donnée par (I - 35).

Puisque B_0 est plus grand que H_0 , la valeur du champ de résonance pour le rayon extraordinaire est plus faible que le champ de résonance gyromagnétique.

Pour $\mu_e = 0$, dans ce cas :

$$\gamma B_0 = \omega \quad (I-38)$$

D'où l'on peut tirer H_0 à l'aide (I - 35).

Si la relation (I - 38) est satisfaite :

$$\mu = \chi$$

La totalité de la puissance incidente sur le ferrite est alors réfléchié, le milieu ne peut propager aucune énergie puisque sa perméabilité est nulle.

Pratiquement, il y a toujours une certaine absorption à cause des pertes magnétiques ; ces pertes sont représentées en pointillés sur la fig (I - 5).

III - 4 : Largeur de la raie de résonance:

$$\mu_+ = \mu'_+ - j \mu''_+$$

$$\mu_+ = \mu'_+ - j \mu''_+$$

$$\mu''_+ = \frac{8 \cdot \pi \cdot \chi_0 \cdot \omega \cdot \gamma \cdot \Delta H}{4 (\omega - \gamma H_0)^2 + \gamma^2 \Delta H^2} \quad (I-39)$$

D'après (I-39) on trace la courbe fig (I-6) de variation de μ''_+ en fonction de H_0 ; pour une valeur déterminée de ω .

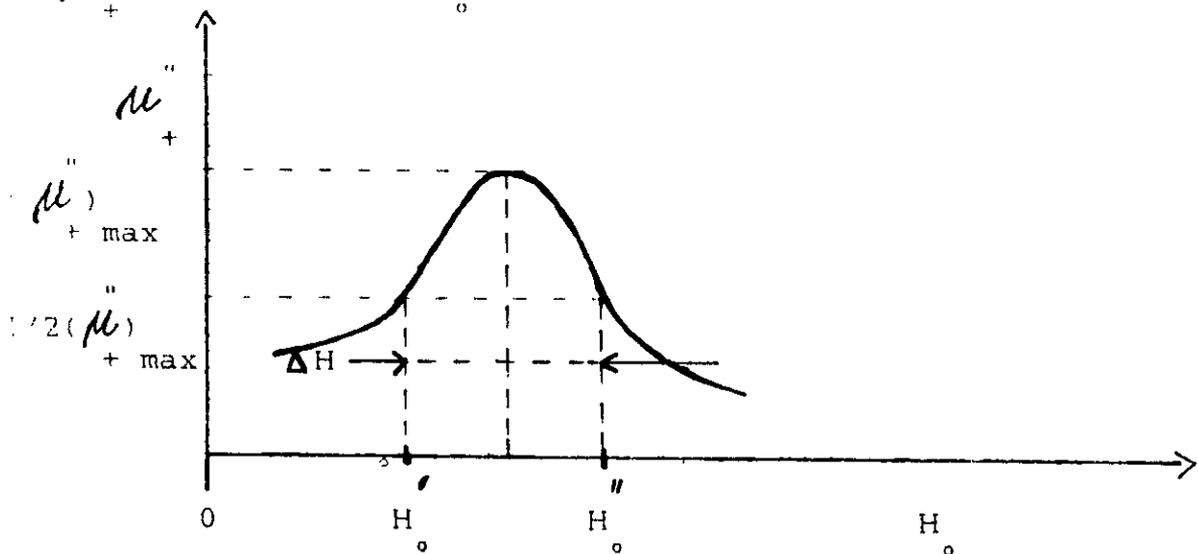


Fig:I-6: Courbe de variation de μ''_+

en fonction de H_0 pour une valeur fixée de ω .

$$\mu''_+ = \mu''_+ - \chi'' = \frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{\omega \cdot \mathcal{C}}{(\omega - \omega_0)^2 \mathcal{C}^2 + 1} \quad (I-40)$$

$$\chi_0 = \frac{M}{H_0} ; \quad \mathcal{C} = \frac{2}{\gamma \cdot H} \quad (I-41)$$

Des relations (I - 40) et (I - 41) on tire le maximum de μ''_+ quand $\omega = \omega_0$:

$$(\mu''_+)_{\text{max}} = 4 \cdot \pi \cdot \chi_0 \cdot \omega \cdot \mathcal{C} \quad (I-42)$$

Alors la longueur de la raie de résonance est égale à :

$$\Delta H = H''_0 - H'_0$$

Tout en supposant que la fréquence reste constante .
Avec H''_0 et H'_0 les valeurs des champs pour lesquelles les pertes sont égales à la moitié de leur valeur maximale .

Cette largeur joue un grand rôle dans le comportement du ferrite.

D'après (I - 40) , en posant :

$$\mu''_+ = \frac{(\mu''_+)^{\max}}{2} = 2 \cdot \pi \cdot \gamma_0 \cdot w \cdot \delta$$

On aura les deux valeurs possibles pour w_0 .

$$w'_0 = \frac{1}{\delta} + w$$

$$- w''_0 = \frac{1}{\delta} - w$$

$$\text{D'ou' } \left| w'_0 - w''_0 \right| = \frac{2}{\delta}$$

$$\text{Or } \left| w'_0 - w''_0 \right| = \delta \left| H''_0 - H'_0 \right| = \delta \Delta H$$

Donc :

$$H = \frac{2}{\delta \delta} \quad (\text{I-43})$$

III. - 5 : RESONANCE DANS UN MILIEU FINI - FORMULE DE KITTEL

Si une pièce de matériau magnétique est introduite dans un champ, il se développe des charges magnétiques sur la périphérie de la pièce , ce qui entraîne des champs de désaimantation qui sont proportionnels à l'aimantation .

Soient: h_x^e , h_y^e , h_z^e les composantes de champ magnétique extérieur au matériau.

N_x , N_y , N_z les facteurs de désaimantation

et h_x^i , h_y^i , h_z^i les composantes de champ magnétiques intérieur au matériau.

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_x = h_x^e - N_x m_x \\ h_y = h_y^e - N_y m_y \\ h_z = h_z^e - N_z m_z \end{array} \right. \quad (I-44)$$

avec m_x , m_y et m_z les composants de l'aimantation.

Pour étudier la résonance on considère le champ à l'intérieur du matériau.

En nous plaçant dans le cas de la fig.(I-1), et avec un ferrite saturé ; on aura :

$$h_z = H_0$$

$$\text{et } m_z = M_0$$

A l'intérieur du matériau on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_x = \chi_{xx} h_x - j \chi_{xy} h_y \\ m_y = j \chi_{yx} h_x + \chi_{yy} h_y \end{array} \right. \quad (I-45)$$

A l'extérieur du matériau on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_x = \chi_{xx}^e h_x + \chi_{xy}^e h_y \\ m_y = \chi_{yx}^e h_x + \chi_{yy}^e h_y \end{array} \right. \quad (I-46)$$

Les inductions dans le matériau sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} b_x = h_x + 4 \pi m_x = \mu h_x - j \chi_{xy} h_y \\ b_y = h_y + 4 \pi m_y = j \chi_{yx} h_x + \mu h_y \\ b_z = h_z + 4 \pi m_z = H_0 \end{array} \right. \quad (I-47)$$

A partir de (I-44) et de (I-47) on peut tirer m_x et m_y

fonction des champs extérieurs:

$$m_x = \frac{4\pi\gamma^2 M \left[H_x + 4\pi M (N_x - N_z) \right] h_x - j 4\pi M \gamma w h_y}{\omega^2 - \omega_r^2} \quad (I-48)$$

$$m_y = \frac{j 4\pi M \gamma w h_z + 4\gamma^2 M \left[H_x + 4\pi M (N_x - N_z) \right] h_y}{\omega^2 - \omega_r^2}$$

Avec:

$$\omega = \left[\omega_m^2 + 4\pi w (N_x - N_z) \right] \left[\omega_m^2 + 4\pi w (N_y - N_z) \right] \quad (I-49)$$

Les expressions (I-48) montrent que la susceptibilité est infinie pour $\omega = \omega_r$.

La fréquence correspondante f est la fréquence de résonance correspondant à un champ extérieur appliqué H_0 .

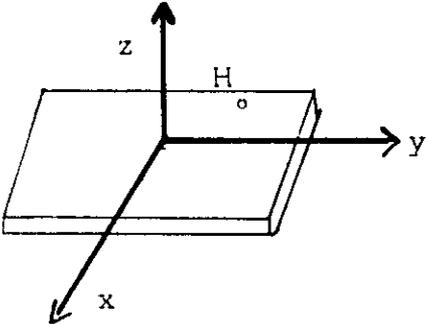
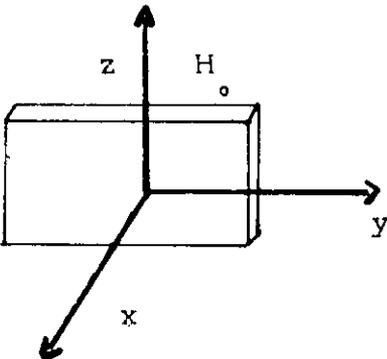
On peut définir une nouvelle valeur du champ de résonance :

$$\omega_r = \left| \gamma \right| H_{\text{eff}} \quad (I-50)$$

Où :

$$H_{\text{eff}} = \left[H_0 + 4\pi M (N_x - N_z) \right] \left[H_0 + 4\pi M (N_y - N_z) \right] \quad (I-51)$$

EXEMPLES:

<u>Forme</u>	N _x	N _y	N _z	<u>Fréquence de résonance</u>
<p><u>Plaquette mince</u></p> 	0	0	1	$f_R = \frac{\gamma}{2 \pi} (H_0 + 4 \pi M)$
<p><u>Plaquette de champ</u></p> 	1	0	0	$f_R = \frac{\gamma}{2 \pi} \sqrt{ [(H_0 + 4 \pi M) H_0] }$

EFFETS NON RECIPROQUES

1. Généralités:

Quand un champ magnétique est appliqué à un ferrite suivant le sens de la propagation d'onde de haute fréquence, il ne peut exister que des ondes à polarisation circulaire, et les constantes de propagation sont différentes suivant le sens de rotation du vecteur champ électrique de ces ondes.

Ce qui donne donc deux vecteurs différents de la perméabilité appelées μ_+ et μ_- .

La perméabilité [1] d'un ferrite s'écrit :

$$\mu = \mu' - j \mu'' \quad (II-1)$$

Les variations des valeurs de cette perméabilité en fonction de H_0 pour une fréquence constante, sont données par les courbes

Fig.(II-1) où ΔH représente la largeur de raie de résonance.

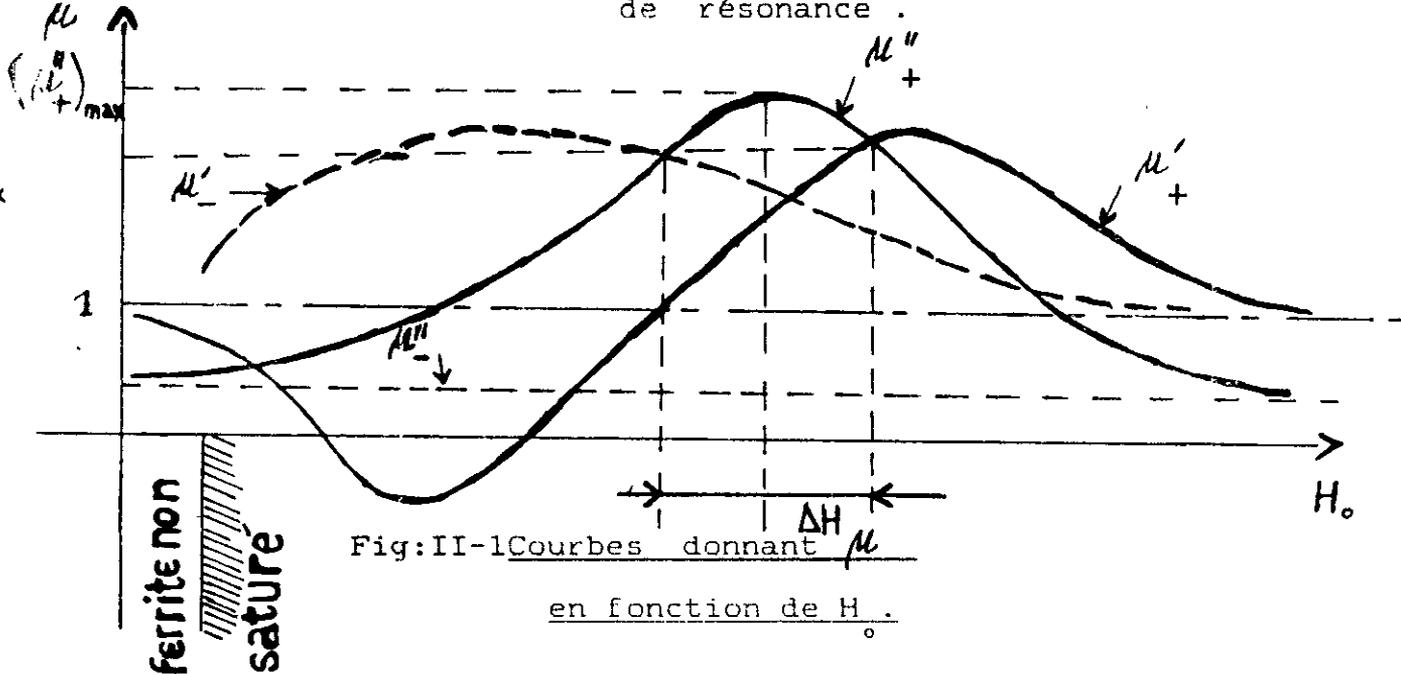


Fig:II-1 Courbes donnant μ en fonction de H_0 .

Les courbes permettent d'écrire :

$$(\mu''_+)_{\max} = 2 \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot M}{\Delta H}$$

$$\mu = 1 - \frac{2 \cdot \pi \cdot \chi''}{\omega} \quad \left(\text{pour } H_0 = 0 \right)$$

Avec :

$$\begin{cases} \chi'' = \frac{M}{H_0} \\ \chi'' = \frac{M}{H_0} \end{cases}$$

Dans un cas particulier où le champ H_0 est réglé pour la résonance gyromagnétique, l'un des sens de propagation correspond par exemple à $(\mu''_{+ \max})$ et l'autre à (μ''_{-}) .

L'énergie haute fréquence est donc absorbée par le ferrite dans le sens (+), tandis que les pertes d'insertion restent faibles dans le sens (-).

II : EFFET FARADAY :

Soit un milieu de ferrite indéfini dans lequel se propage une onde dont la polarisation est supposée rectiligne.

Appliquons à ce milieu un champ magnétique continu H_0 , dans le sens de la propagation. Nous savons que seules des ondes à polarisation circulaire se propagent dans le milieu.

Or, une onde à polarisation rectiligne (représentée par R), se décompose en deux ondes (représentées par P_1 et P_2) à polarisation circulaire (figure (II-2-a)) de même amplitude tournant en sens inverse.

L'une de ces ondes sera intéressée par la perméabilité (μ_{+}) , et l'autre par la perméabilité (μ_{-}) .

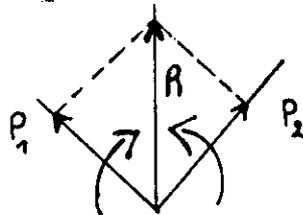


Fig:II - 2 - a:

Les vecteurs P_1 et P_2 sont synchrones, le vecteur R demeure donc constamment vertical.

Si au cours de la propagation, l'une des deux composantes se déphase lentement par rapport à l'autre, R va tourner telle

qu'il est indiqué par le schéma (fig (II-2-b)) où P'_1

→
 1. le symétrique de P_2 par rapport à la verticale.

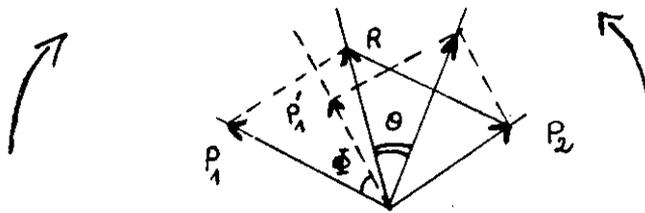


Fig:II - 2 - b:

Les constantes de propagation :

$$\beta_+ = \frac{2\pi}{\lambda_{g+}}$$

$$\beta_- = \frac{2\pi}{\lambda_{g-}}$$

sont différentes .

Le retard relatif Φ d'une composante sur l'autre , pour un trajet de longueur (L) dans le milieu est :

$$\Phi = [(\beta_+) - (\beta_-)] L$$

Il s'ensuit que la rotation de la direction de R est :

$$\theta = 1/2 [(\beta_+) - (\beta_-)] L$$

La rotation de FARADAY dépend donc des valeurs relatives (μ'_+) et de (μ'_-) et, pour l'utiliser , il faut se placer dans une région où ces deux valeurs diffèrent sensiblement .

Il faut que (μ''_+) et (μ''_-) soient faibles afin que le système n'introduise pas une atténuation sensible dans la propagation .

Si les pertes magnétiques et diélectriques sont négligeables

(μ''_+ et ϵ'' nuls)

Les formules précédentes deviennent avec (II-1):

$$\beta_{\pm} = \frac{\omega}{\sqrt{2}} [(\mu'_+ + \epsilon') + (\mu'_- + \epsilon')]^{1/2} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (\text{II-2})$$

ENFIN :

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, il vient que :

$$\beta = \frac{w}{\sqrt{\epsilon' \mu' + \dots}} \quad (\text{II-2})$$

La relation s'écrira donc :

$$\theta = \frac{w}{2c} \left[\sqrt{\epsilon'} \left(\sqrt{\mu'_+} - \sqrt{\mu'_-} \right) \right] \quad (\text{II-3})$$

Pour $\Delta H = 0$, nous pouvons écrire [1] :

$$\mu'_+ = 1 - \frac{4 \cdot \pi \cdot M \cdot \gamma}{w - \gamma \cdot H_0}$$

$$\mu'_- = 1 + \frac{4 \cdot \pi \cdot M \cdot \gamma}{w + \gamma \cdot H_0}$$

Si on choisit un champ H_0 suffisamment faible pour que $w \gg \gamma H_0$

et si

$$\frac{4 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot M}{w} \ll 1 , \quad \text{on peut écrire :}$$

$$\sqrt{\mu'_+} = 1 - \frac{2 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot M}{w}$$

$$\sqrt{\mu'_-} = 1 + \frac{2 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot M}{w}$$

Dans ces conditions la formule s'écrit :

$$|\theta| = \frac{1}{2} \frac{L}{c} \sqrt{\epsilon'} \cdot 4 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot M_0 \quad (\text{II-3})$$

Il faut donc utiliser des matériaux à fortes saturations et haute permittivité, mais il ne faut oublier que la formule s'applique à un milieu ferrite indéfini, avec des simplifications.

Si on désire tenir compte des pertes, il faudra considérer l'efficacité de la rotation en tenant des pertes dans le matériau. On définit alors un facteur de mérite qui nous donne un compromis entre θ et les pertes.

$$F = \frac{2 \cdot \theta_1}{\alpha_+ + \alpha_-} \quad (\text{II-4})$$

Où θ_1 est la rotation par unité de longueur.

Si $w \gg w_0$

et $4 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot M_0 \ll w$

on aura :

$$F = \frac{2 \cdot H_0 \cdot (2 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot M_0)^2 - w^2}{\Delta H \cdot w^2}$$

Soit très sensiblement :

$$F = \frac{2 \cdot H_0}{\Delta H} \quad (\text{II-5})$$

III : COMPORTEMENT D'UNE PIÈCE DE FERRITE DANS UN GUIDE

RECTANGULAIRE

III - 1: Existence d'un plan polarisation circulaire dans le guide

Dans un guide rectangulaire sans pièce à ferrite, les composantes du champ magnétique haute fréquence (mode TE₀₁) s'expriment [1]:

$$E_x = \frac{2a}{\lambda_g} h_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{j 2 \frac{\pi y}{\lambda_g}} \quad (II-6)$$

$$E_y = h_0 \cos \frac{\pi x}{a} e^{j 2 \frac{\pi y}{\lambda_g}} \quad (II-7)$$

λ_g : longueur d'onde dans le guide .

h_0 : champ magnétique maximal .

Pour tous les points où la relation $h_x = j h_y$ sera satisfaite , il existera un champ magnétique à polarisation circulaire .

Les relations (II-6) et (II-7) montrent [1] que ceci est vérifiée pour un plan de cote x_0 tel que :

$$\frac{2a}{\lambda_g} \sin \frac{\pi x_0}{a} = \cos \frac{\pi x_0}{a}$$

soit :

$$\tan \frac{\pi x_0}{a} = \frac{\lambda_g}{2a}$$

d'où :

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \quad (II-8)$$

λ_0 : longueur d'onde dans l'air .

Puisqu'il existe dans le guide un plan de polarisation circulaire, il sera possible d'obtenir des effets non réciproques en disposant une pièce de ferrite dans la région de ce plan .

La formule montre que x_0 dépend de la fréquence , ce qui laisse entrevoir que les effets obtenus varieront aussi avec elle .

La formule a été établie en supposant qu'il n'y avait pas de ferrite dans le guide donc sa présence va provoquer une perturbation dans la répartition du champ magnétique .

La polarisation circulaire du champ magnétique est située dans le plan xOy et , le champ continu H_0 appliqué au ferrite doit-être normal à ce plan :

Le plan de la pièce sera donc perpendiculaire aux grands axes du guide. Il est donc un transversal pour la direction de propagation et les effets obtenus seront différents de ceux qui ont été étudiés précédemment, il faut aussi ajouter qu'il s'agit ici d'une pièce de ferrite à des dimensions finies.

II-2: Propagation dans un guide rectangulaire chargé de ferrite:

L'effet d'un champ magnétique transversal sur un une pièce de ferrite contenue dans un guide rectangulaire peut être calculé à l'aide de la théorie des perturbations, (comme dans le cas d'un guide circulaire) pour une pièce de forme quelconque.

La pièce est définie par :

h (hauteur), l (largeur), d (distance de la paroi) et le champ magnétique toujours dirigé suivant la direction Oz (fig. (II-a)). La propagation se fait alors suivant Oy .

Les effets qui sont mis à profit sont :

le déphasage réciproque ou non réciproque (circulateurs et commutateurs),

l'absorption à la résonance (isolateurs),

l'effet de coupure (commutateurs et atténuateurs),

l'effet de déplacement de champ (isolateurs et circulateurs).

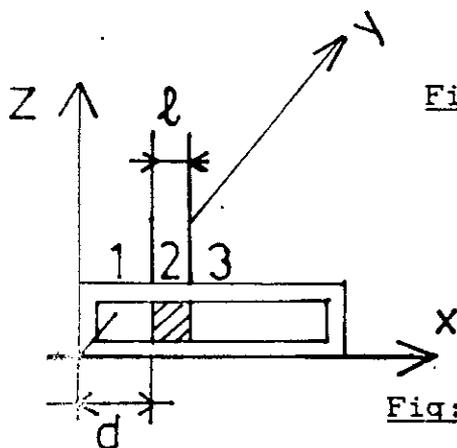


Fig:II-3-a:

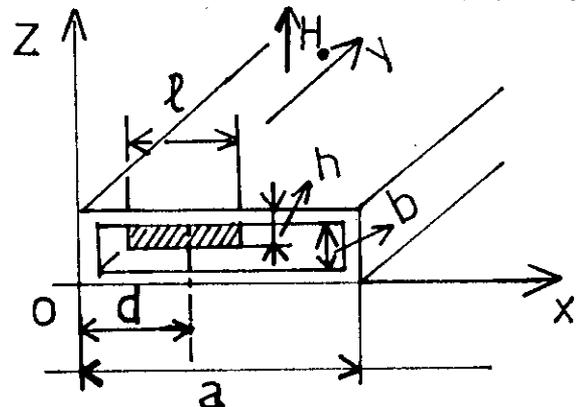


Fig:II-3-b:

Si la pièce de ferrite occupe toute la hauteur du guide, dans ce cas le calcul est simplifié.

On se place aussi dans le cas de la fig (II - 3 - b), où l'on suppose que le champ électrique et le champ magnétique de toute fréquence dans le guide sont tous les deux affectés du facteur de propagation :

$$L e^{-\gamma y} \quad 1$$

γ : constante de propagation que l'on désire calculer .

(E_x, E_y, H_x, H_y) ; composantes du champ électromagnétique dans le guide, elles sont indépendantes de y .

Dans ces conditions les composantes de $\vec{\text{rot}} \vec{E}$ s'écrivent :

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{[avec (I-11), cette composante devient :$$

$$\left\{ \begin{array}{l} - \gamma E_y - \frac{\partial E_x}{\partial z} = - j \omega (\mu H_x - j \chi H_y) \quad \text{(II-9)} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = - j \omega (j \chi H_x + \mu H_y) \quad \text{(II-10)} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} + \gamma E_x = - j \omega \mu H_z \quad \text{(II-11)} \end{array} \right.$$

on comparera ces trois expressions à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \cos \theta E_y = - j \omega (\mu H_x - j \chi H_y) \quad \text{(I-18)} \\ \gamma \cos \theta E_x + \gamma \sin \theta E_z = - j \omega (j \chi H_x + \mu H_y) \quad \text{(I-19)} \\ \gamma \sin \theta E_y = - j \omega \mu H_z \quad \text{(I-20)} \end{array} \right.$$

ces deux équations donnent également sur les

trois projections :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \wedge \vec{H} = \vec{j} \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{j} \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j \omega \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \end{array} \right.$$

$$\gamma H_x + \frac{\partial H_z}{\partial z} = j\omega \epsilon E_x \quad (\text{II-15})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_z}{\partial z} = j\omega \epsilon E_y \quad (\text{II-16})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \gamma H_x = j\omega \epsilon E_z \quad (\text{II-17})$$

Dans ces relations, ϵ est la constante diélectrique du ferrite et nous avons posé $\mu_0 = 1$.

Les expressions (II-9) à (II-17) traduisent la propagation à l'intérieur du ferrite.

En portant (II-9), (II-11), (II-12), et (II-17) dans (II-10) et (II-16) nous obtenons deux équations différentielles du deuxième ordre qui sont :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \left[\gamma^2 + \omega^2 \epsilon \left(\frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu} \right) \right] E_x - \frac{\omega \mu \chi}{\mu} \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\mu_2}{\mu} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \left[\gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu \right] H_x + \omega \frac{\chi}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} = 0$$

Pour le cas d'un guide rectangulaire travaillant à vide suivant le mode TE₀₁, E_x est constant ainsi que H_z .

D'autre part la présence de H_0 sature le ferrite et $\mu = 1$.

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \left[\gamma^2 + \omega^2 \epsilon \left(\frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu} \right) \right] E_x = 0 \quad (\text{II-18})$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \left[\gamma^2 + \omega^2 \epsilon \right] H_x = 0$$

Les solutions de ces équations donnent la configuration du champ dans le ferrite pour le plan $x=0, y$.

En posant :

$$K_+^2 = \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \left(\frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu} \right) \quad (\text{II-19})$$

La solution générale de l'équation (II - 18) donnant E dans le territoire , que nous désignerons par E_{z2} , s'écrit :

$$E_{z2} = (A e^{jK_f x} + B e^{-jK_f x}) e^{-\gamma y} \quad (II-20)$$

Dans les régions (1) et (3) , l'onde se propage dans un milieu homogène de perméabilité et de constante diélectrique égales à 1, l'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + K_a^2 E = 0$$

$$\text{Avec :} \quad K_a^2 = \gamma^2 + w^2 \quad (II-21)$$

K_a est réel (car il y a propagation)

Donc: - pour la région (1) :

$$E_{z1} = C \sin K_a x e^{-\gamma y} \quad (II-22)$$

- pour la région (3) :

$$E_{z3} = D \sin K_a (a - x) e^{-\gamma y} \quad (II-23)$$

Pour (II - 20) ; on obtient un sinus ou une fonction hyperbolique (ch) suivant que K_f est réel ou imaginaire .

E_z et H_y doivent être continus sur les surfaces de séparation des milieux (1) , (2) , et (3).

On obtient donc 4 relations homogènes , et linéaires en fonction de A , B , C et D .

Pour que ces relations soient compatibles [1] , il faut que leur déterminant soit nul , ceci donne une relation qui permet de définir γ .

Cette relation est :

$$p \cos K \left(a - l - 2\hat{d} \right) + q \sin K \left(a - l - 2d + R \right) = 0 \quad (\text{I-25})$$

Où :

$$\theta = -j \frac{\chi}{\mu} \quad (\text{II-24})$$

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu}$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} p = 1/2 \left(K_a^2 \mu^2 + \gamma^2 \theta^2 - K_F^2 \right) \\ q = \gamma \mu_e \theta K_a \\ R = 1/2 \left(K_a^2 \mu^2 + \gamma^2 \theta^2 + K_F^2 \right) \cos K \left(a - l \right) \\ \quad + K_a \mu_e K_F \cotg \left(K l \right) \sin K \left(a - l \right) \end{array} \right. \quad (\text{II-26})$$

Pour une position donnée (d) de la lame ,on trouve deux valeurs différentes de γ ,

. l'une γ_+ correspond à la propagation dans le sens Oy positif
L'autre , γ_- correspond à la propagation vers les Oy négatifs .

Le système est donc non réciproque .

I : Généralités:

Dans la pratique des micro-ondes (1 GHz et plus), on rencontre divers problèmes :

- inéxistance d'équipements pour la mesure des tensions et courants
- le court circuit et le circuit ouvert sont difficiles à décèler dans une large bande de fréquences.
- les dispositifs actifs transistors et diodes à R négatives

1
sont souvent instables. (chargés par un circuit ouvert ou court circuit).

On utilise alors les ondes de répartition pour éviter ces problèmes.

Elles sont définies à partir des ondes tensions (U_i et V_r)
et courants (I_i et I_r) ainsi que la matrice de répartition [S].

II : Matrice de répartition " S ":

La matrice de répartition d'un multipôle est définie à partir des ondes de dispersions .

II - 1 : Ondes de dispersions:

Les ondes de dispersions ainsi que leurs expressions (Annexe A-2) sont définies et établies à partir de l'étude des puissances reçue et réfléchie au dipôle (impédance Z_L).
Ces ondes sont de deux types :

onde incidente appelée a
onde émergente (ou réfléchie) appelée b
et sont formulées d'une manière générale comme suit :

$$a = \frac{V + Z_s I}{2 (\operatorname{Re} Z_s)^{1/2}} \quad (\text{III-1})$$

$$b = \frac{V - Z_s^* I}{2 (\operatorname{Re} Z_s)^{1/2}} \quad (\text{III-2})$$

Ou' V : tension aux bornes de Z_L

I : courant qui circule à travers Z₁
 Z_s : impédance de source , appelée aussi impédance de normalisation
 Z : définie en Annexe - A 2 -

et $|a|$ (respectivement $|b|$) s'expriment en WATTS .

II - 2 : Matrice de répartition " S " d'un multipôle:

Cette matrice met en relation les ondes incidentes et émergentes et s'écrit :

$$[b] = [S] [a] \quad (III-3)$$

L'étude d'un multipôle (annexe - A 2 -) conduit à la relation suivante :

$$[S] = [R] ([Z_n] - [Z]^{T*}) ([Z_n] + [Z]^{-1})^{-1} [R]^{-1} \quad (III-4)$$

Où les matrices [R] , [Z_n] , [Z] sont définies en annexes.

II - 3 : Propriétés de la matrice " S ":

1 - Multipôles sans pertes, on a la relation matricielle suivante:

$$[S] [S]^{T*} = [I] \quad (III-5)$$

Où [I] est la matrice unité .

Pour un quadripôle , la relation (III-5) donne :

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{11}^* & S_{12}^* \\ S_{21}^* & S_{22}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{11} S_{11}^* + S_{12} S_{21}^* = 1 \\ S_{21} S_{12}^* + S_{22} S_{22}^* = 1 \\ S_{11} S_{12}^* + S_{12} S_{22}^* = 0 \\ S_{21} S_{21}^* + S_{22} S_{11}^* = 0 \end{array} \right. \quad (III-6)$$

Pour un hexapôle sans pertes et non réciproque:

En admettant : $|S_{ii}| = 0$, (i = 1 , 2 , 3)

$$\left(\begin{array}{l} |S_{21}| = |S_{32}| = |S_{13}| = 1 \end{array} \right)$$

La matrice [S] s'écrit :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & 0 & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & 0 \end{bmatrix}$$

Le dispositif étant sans pertes , [S] est unitaire .

Les vecteurs-colonnes ont des modules égaux à 1.

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{21}^2 + S_{31}^2 = 1 \\ S_{12}^2 + S_{32}^2 = 1 \\ S_{13}^2 + S_{23}^2 = 1 \end{array} \right. \quad (\text{III-7})$$

Et sont orthogonaux deux à deux.

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{31} \cdot S_{32} = 0 \\ S_{21} \cdot S_{23} = 0 \\ S_{12} \cdot S_{13} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-8})$$

Pour un hétérologue sans pertes et réciproque:

On aura :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{nm} & S_{mn} & \\ 0 & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & 0 & S_{23} \\ S_{13} & S_{23} & 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{array}{l} S_{12} = S_{21} \\ S_{13} = S_{31} \end{array}$$

$$S_{23} = S_{32}$$

Les relations deviennent:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{12}^2 + S_{13}^2 = 1 \\ S_{12}^2 + S_{23}^2 = 1 \\ S_{13}^2 + S_{23}^2 = 1 \end{array} \right. \quad (\text{III-9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{12} \cdot S_{13} = 0 \\ S_{12} \cdot S_{23} = 0 \\ S_{13} \cdot S_{23} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-10})$$

Héxapôle sans pertes, symétrique (du point de vue géométrique et électrique) et non réciproque :

$$S_{nm} = S_{mn}$$

Avec : $S_{ii} = 0, (i = 1, 2, 3)$

On aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{12} = S_{23} = S_{31} \\ S_{13} = S_{32} = S_{21} \end{array} \right.$$

La matrice [S] devient:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{21} \\ S_{21} & 0 & S_{12} \\ S_{12} & S_{21} & 0 \end{bmatrix}$$

Les relations deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{12}^2 + S_{21}^2 = 1 \\ S_{12} \cdot S_{21} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-11})$$

III : Les isolateurs :

III - 1 : Introduction :

Les dispositifs à ferrites fonctionnent de 50 MHz à plus de 100 GHz [2] .

L'isolateur est un quadripôle qui sert à découpler un générateur de sa charge sans pertes de puissance .

Il relie générateur et utilisation de telle façon que chacun paraisse adapté vis-à-vis de l'autre .

Idéalement on devrait avoir :

$$S_{21} = 1 , S_{12} = 0 , \text{ et } S_{11} = S_{22} = 0 . \text{ (III-12)}$$

Si on désire réaliser le dispositif avec un quadripôle sans pertes les relations précédentes montrent que cela est impossible .

Une synthèse possible est représentée fig (III-1).

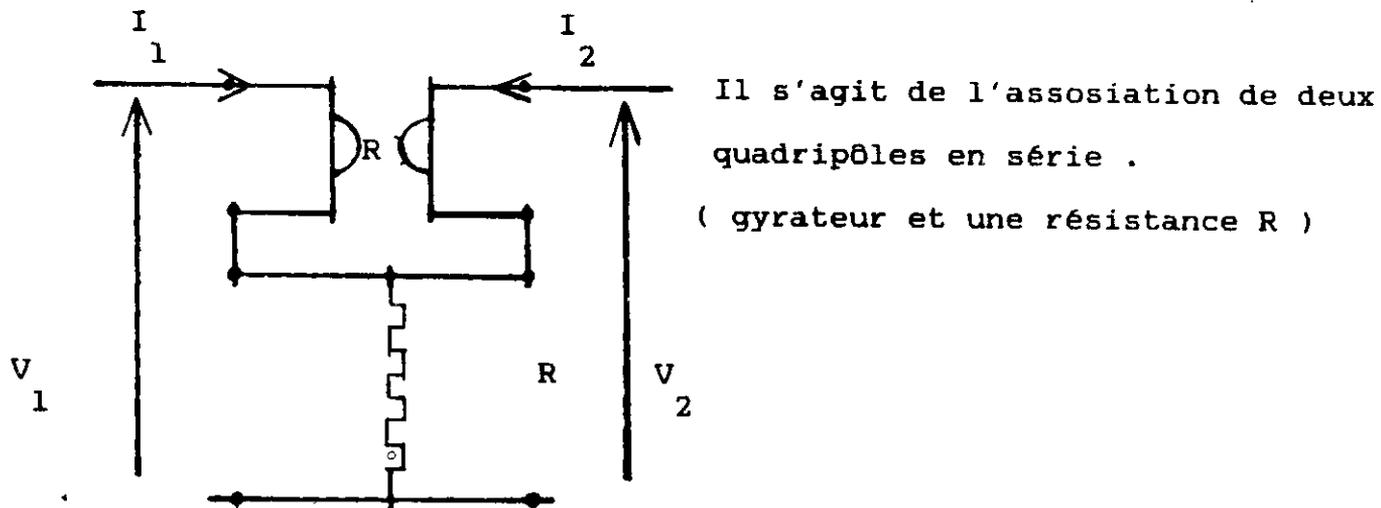


Fig.III-1:gyrateur et résistance R

Le gyrateur

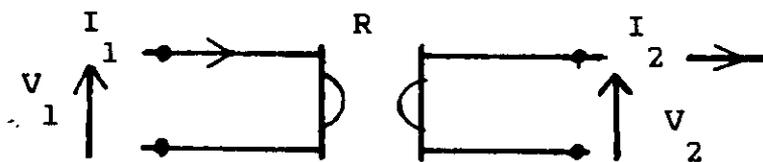


Fig.III-2:gyrateur

Les équations caractéristiques [2] du gyrateur s'écrivent :

$$V_2 = R i_1 \quad (\text{III-13})$$

$$V_1 = R i_2 \quad (\text{III-14})$$

Sa fonction de transfert s'écrira donc :

$$T = \begin{vmatrix} 0 & R \\ R & 0 \end{vmatrix}$$

Le Det de $T = -1$, par conséquent le gyrateur est non-réciproque .Il assure les transformations d'impédances suivantes :

$$Z_e = \frac{R}{Z} \quad \text{Où } Z_e \text{ et } Z \text{ sont respectivement l'impédance d'entrée du gyrateur et l'impédance de charge .}$$

$$Z_s = \frac{R}{Z'} \quad \text{Où } Z_s \text{ et } Z' \text{ sont respectivement l'impédance de sortie et l'impédance de charge .}$$

L'adaptation impose R égal à Z_c (Z_c impédance de normalisation à l'entrée et à la sortie) .

Dans ce cas on aura :

$$T = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \quad \text{en valeur réduites (normalisée par rapport à } Z_c)$$

Ceci implique $S_{21} \approx 1$ et $S_{12} = -1$

La matrice de transfert du circuit fig(III-1) s'écrit :

$$T = 1/2 \begin{vmatrix} 1 & R \\ R & 1 \end{vmatrix}$$

Le déterminant de la matrice T est nul ,l'isolateur n'est donc pas réciproque .

Si R est égal à Z_c , la matrice T réduite s'écrira :

$$T = 1 / 2 \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$$

et par conséquent $S_{21} = 1$ et $S_{12} = 0$ (III-15)

Ce dispositif est donc un isolateur.

Ses paramètres de répartition dépendent de la fréquence, de la température et des puissances mises en jeu.

Dans les isolateurs de faible puissance [2], une surface résistive absorbe la puissance réfléchie. Pour des puissances élevées, une charge spéciale est utilisée.

III - 2 : Isolateur à ferrite:

Description:

L'isolateur est appelé aussi isolateur à déplacement de champ. Le guide d'ondes contient un barreau de ferrite aimanté sur lequel est collé une plaquette résistive [fig (III-3-1)].

L'énergie hyperfréquence se propagent dans le sens direct subit une très petite atténuation. Dans le sens inverse l'énergie est absorbée par le matériau résistif.

Ceci est dû au fait que le barreau de ferrite déforme le champ électrique d'une manière non - réciproque [fig (III-3-2)].

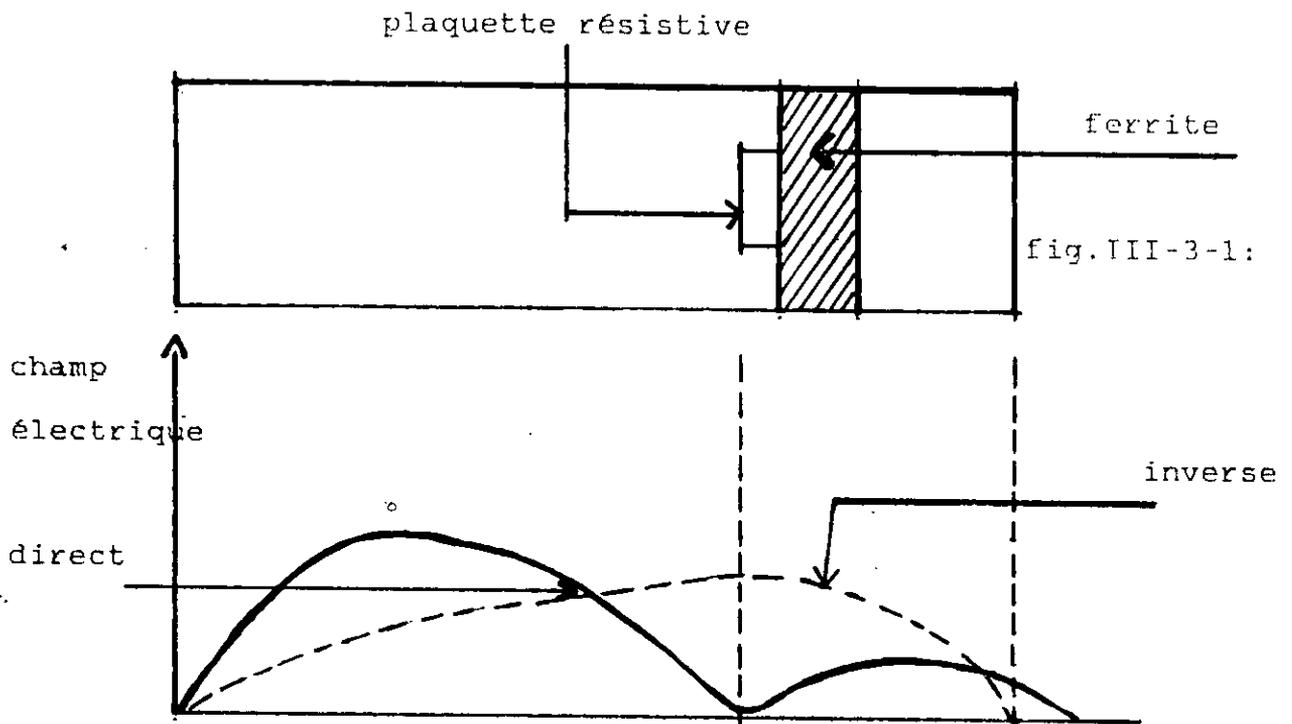


Fig. III-3-2:

Le ferrite est soumis à un champ magnétique continu H_0 dans la direction Oy .

Un tel dispositif ne peut être utilisé qu'à faible niveau à cause de la concentration du champ au voisinage du ferrite. Les performances à faible niveau sont identiques à celles obtenues avec les autres types d'isolateurs.

III - 3 : L'isolateur à effet FARADAY:

Il est constitué par un tronçon de guide circulaire constitué par un bâtonnet de ferrite qui fait tourner le plan de polarisation de l'onde de 45° si on place l'ensemble dans un champ magnétique longitudinal. La disposition de la fig (III 4) évite l'emploi d'aimants permanents trop importants. Le ferrite est placé entre deux guides à 45° , avec des éléments d'alignement convenables. On voit alors facilement qu'il n'y a qu'un sens de propagation possible.

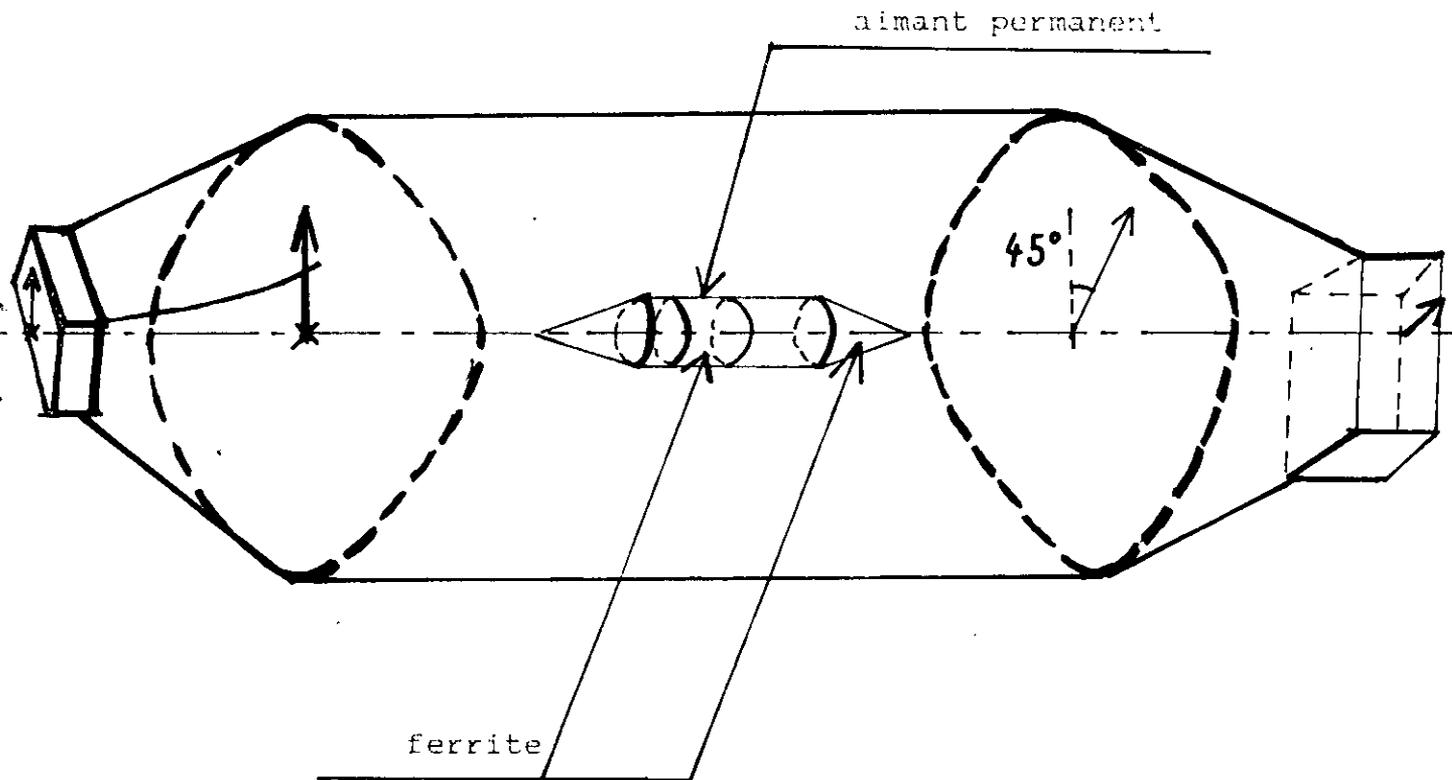


Fig.(III-4): L'isolateur à effet FARADAY

III - 4 : Isolateurs à résonance sur guide:

Une pièce de ferrite [1] placée dans un guide rectangulaire aimanté transversalement constitue toujours un isolateur.

Pour doubler la valeur de l'isolement avec une longueur donnée de matériau , on utilise avec quelquefois le montage du schéma fig (III-5) où on emploie un aimant en forme de U de part et d'autre du guide .

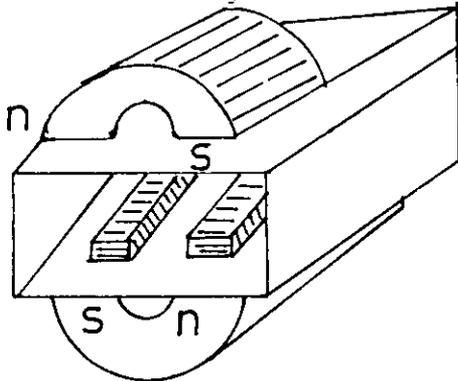


Fig.(III-5):

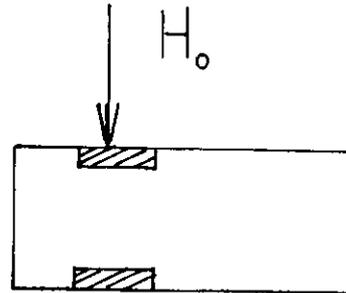
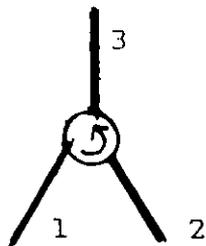


Fig.(III-6):

IV : Circulateur:

Un circulateur est un dispositif comportant plusieurs entrées en général trois ou quatre, tel que l'énergie entrant par la voie p ressorte par la voie $p+1$ à l'exclusion des autres voies .



Pour un circulateur à trois voies , l'énergie entrant par 1 ressort par 2 , celle entrant par 2 ressort par 3 , et celle entrant par 3 ressort par 1 .

Fig.(III-7):circulateur à trois voies

Contrairement aux circulateurs à quatre voies (utilisant le déphasage différentiel) , les circulateurs en Y (circulateurs à trois voies) sont très employés dans les techniques micro-ondes tant à cause de leur simplicité que de leur faible encombrement et de leur prix de revient modéré .

IV - 1 :Circulateur à quatre voies:

C'est un circulateur utilisant le déphasage différentiel où deux guides accolés fig (III-8) sont reliés entre eux par deux jonctions à 3 dB entre lesquelles se trouvent , d'une part , un ferrite aimanté et , d'autre part , un déphaseur en diélectrique provoquant un déphasage de ψ , lequel est évidemment indépendant du sens de la propagation .

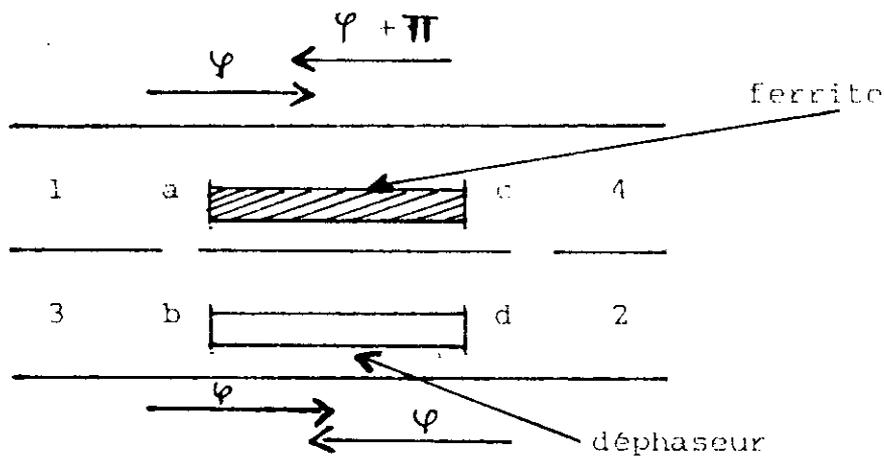


Fig.(III-5):circulateur à quatre voies

Le champ magnétique appliqué au ferrite est tel que le déphasage soit de φ dans un sens et $(\varphi + \pi)$ en sens inverse .

En vertu des propriétés des jonctions hybrides , un champ H arrivant en 1 donne un champ nul en 3 et donne respectivement en a et b :

$$\left[\begin{array}{l} e_a = \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \\ e_b = j \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \end{array} \right.$$

Pour une propagation de gauche à droite , nous avons en c et d :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_c = \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \cdot e^{j \varphi} \\ e_d = j \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot e^{j \frac{\pi}{4}} \cdot e^{j \varphi} \end{array} \right.$$

Le champ en 4 s'écrit , en vertu des propriétés de la jonction :

$$e_4 = \frac{e_c}{\sqrt{2}} e^{j \frac{\pi}{4}} + j \frac{e_d}{\sqrt{2}} e^{j \frac{\pi}{4}}$$

Soit :

$$e_4 = \frac{E}{2} \cdot e^{j \frac{\pi}{2}} \cdot e^{j \varphi} + j \frac{2 E}{2} e^{j \frac{\pi}{2}} \cdot e^{j \varphi} = 0$$

et le champ en 3 s'écrit :

$$e_3 = j \frac{e}{\sqrt{2}} e^{j\frac{\pi}{4}} + \frac{e}{\sqrt{2}} e^{j\frac{\pi}{4}}$$

soit :

$$e_3 = j \frac{E}{2} e^{j\frac{\pi}{2}} e^{j\varphi} + j \frac{E}{2} e^{j\frac{\pi}{2}} e^{j\varphi} = -E e^{j\varphi}$$

La totalité de l'énergie incidente se retrouve donc en 2 avec une rotation de phase de $(\varphi + \pi)$.

L'énergie arrivant dans 2 se retrouve en 3 à cause du déphasage de $(\varphi + \pi)$ dans le ferrite. De même, l'énergie arrivant dans 3 se retrouve en 4 et celle qui arrive en 4 se retrouve en 1.

Nous avons donc réalisé un circulateur à quatre voies.

IV - 2 : Circulateur à trois voies:

Ce circulateur fig (III-7) présente une symétrie ternaire ; les trois entrées du système étant à 120° les unes des autres.

Pour réaliser un circulateur, il faut introduire dans la jonction un élément non réciproque (pièce à ferrite) assurant simultanément l'adaptation sur les trois voies.

La pièce à ferrite doit présenter une symétrie ternaire pour respecter les conditions de symétrie.

Ce sera soit un cylindre, soit un prisme dont la section droite sera un triangle équilatéral.

Un circulateur parfait est caractérisé (Annexe-A 3-) par la matrice de répartition suivante :

$$S_{12} = 0 \quad [S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & j e \\ e^{j\theta} & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\theta} & 0 \end{bmatrix}$$

$$S_{21} = 0 \quad [S] = \begin{bmatrix} 0 & e^{j\theta} & 0 \\ 0 & 0 & j e \\ e^{j\theta} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

IV - 3 :Circulateur à effet FARADAY:

On adjoint au schéma de l'isolateur à effet FARADAY fig (III-4) deux guides rectangulaires 3 et 4 branchés sur le guide circulaire et dont les grandes faces sont respectivement parallèles aux petites faces des guides 1 et 2 suivant le schéma ci - dessous .

Nous obtenons ainsi un circulateur à quatre voies. Les guides rectangulaires 1 et 2 sont décalés de 45° et le ferrite introduit une rotation de 45° du plan de polarisation du mode T E du guide circulaire .

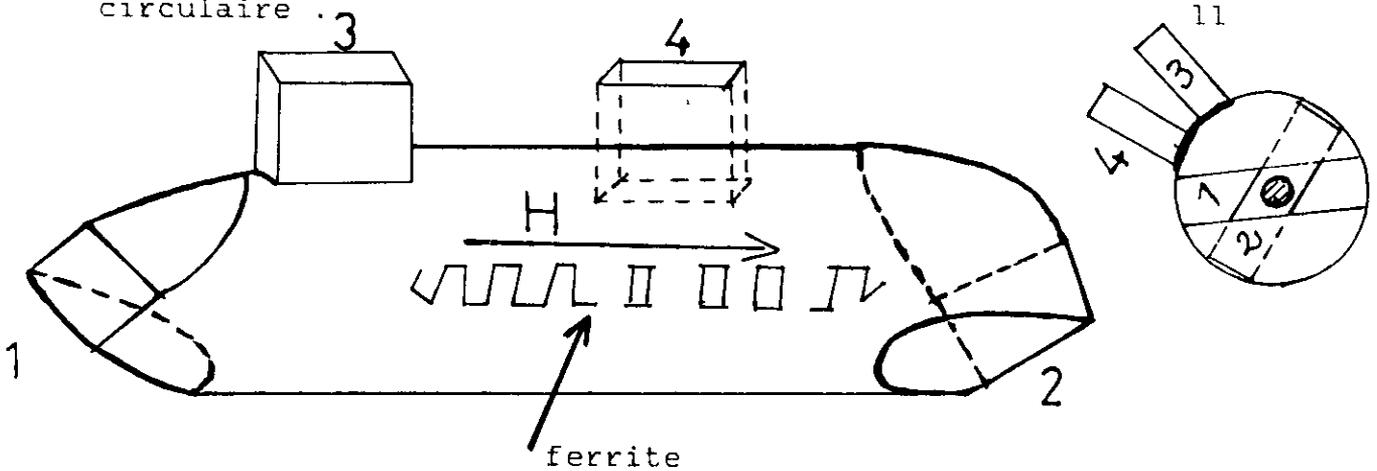


Fig.(III-9): circulateur à effet FARADAY

Une onde entrant par 1 n'est pas couplée à 3 ,ni à 4 mais ressort par 2 .

Une onde entrant par 2 n'est couplée à 4 ,ni à 1 comme dans un isolateur , mais ressort par 3 .

Une onde entrant par 3 n'est pas couplée à 1 ,ni à 2 ,mais ressort par 4 .

Une onde entrant par 4 n'est pas couplée à 2 ,ni à 3 ,mais ressort par 1 .

Les circulateurs à effet FARADAY sont des dispositifs à faible puissance .

IV - 4 :Circulateur à effet déplacement de champ:

On peut réaliser de tels circulateurs à 3 ou 4 voies .Pour ce faire on place au centre d'une jonction en Y ou en croix un petit cylindre de ferrite soumis à un champ continu axial .

Ces circulateurs pourront être réalisés à partir de jonctions dans le plan E ou dans le plan H .

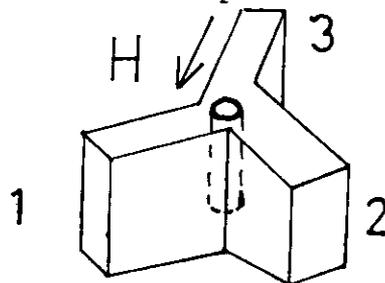


Fig.(III-10):circulateur à effet déplacement de champ

L'introduction du morceau de ferrite au centre de la jonction amène une distorsion des lignes de champ qui fait que l'énergie entrant par 1 ressort par 2 et non par 3 .

Avec de tels circulateurs équipés d'aimants permanents pour produire le champ magnétique on peut atteindre des niveaux de puissance de 50 KW crête et 50 WATTS moyen même en bande X avec un isolement de 20 dB et une perte d'insertion de 0,5 dB sur une bande de 10.

IV - 5 :Circulateurs à coupleurs 3 dB:

Ces circulateurs utilisent des T magiques et des coupleurs directifs 3 dB .

V : Les atténuateurs :

V - 1 :Quadripôles d'atténuation :

Les atténuateurs sont des quadripôles ayant pour but de réduire ou régler la puissance transmise , de permettre des comparaisons de niveau , de diminuer l'influence des désadaptations .

Les atténuateurs sont employés comme des éléments de découplage entre les éléments d'un circuit hyperfréquence , par exemple entre les différents tubes d'une chaîne de tubes hyperfréquence .

Cette propriété est valable à condition que l'atténuateur soit lui-même adapté ce qui est difficile à réaliser sur une grande bande de fréquence .

Dans la pratique, on réalise des atténuateurs fixes et des atténuateurs variables .

V - 2 :Atténuateurs fixes :

Ce sont en général des atténuateurs à absorption. Ils sont constitués par des lames absorbantes de composition analogue à celle utilisée dans les charges adaptées .

Dans le cas d'un guide rectangulaire transportant le mode T E10

la lame taillée en biseau est disposée suivant l'axe du guide parallèlement au petit côté . Dans le cas d'une ligne coaxiale , on peut remplacer une partie du conducteur central par un cylindre absorbant .

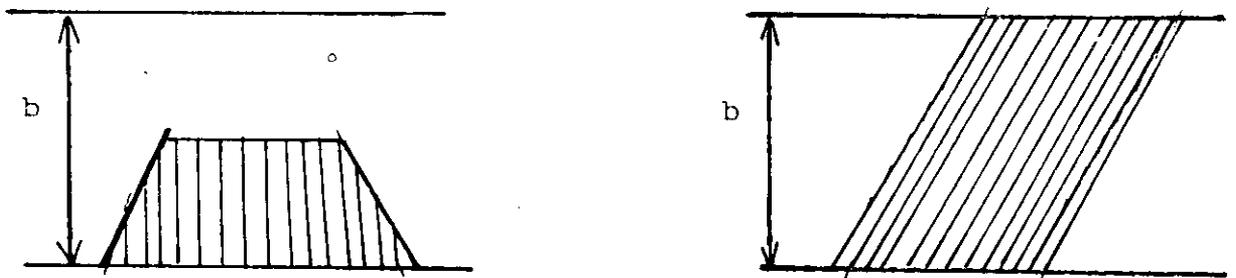


Fig.(III-11):atténuateurs fixes (guide d'onde)

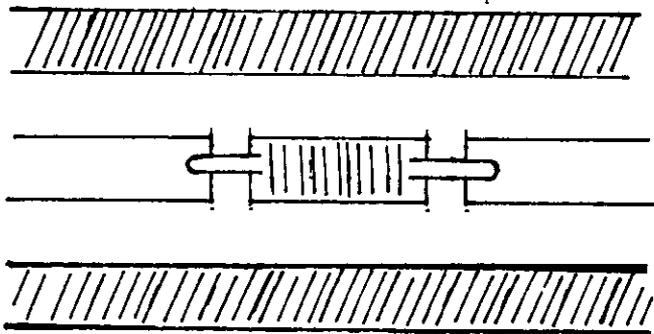


Fig.(III-12):atténuateur fixe (ligne coaxiale)

V - 3 : Atténuateurs variables :

Un isolateur à ferrite peut toujours servir d'atténuateur variable : il suffit de le monter dans le sens de l'isolement et de faire varier le champ magnétique H afin de parcourir la montée de la courbe de résonance .

Cependant le dispositif n'est pas réciproque et on peut imaginer des appareils moins encombrants en se servant de lignes T.E.M , ce qui entraîne également la réciprocity de l'appareil .

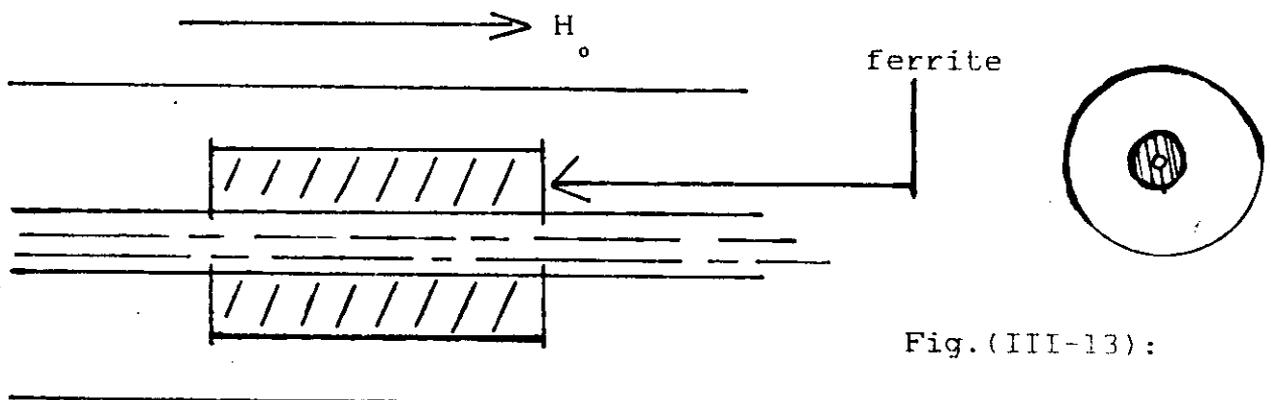


Fig.(III-13):

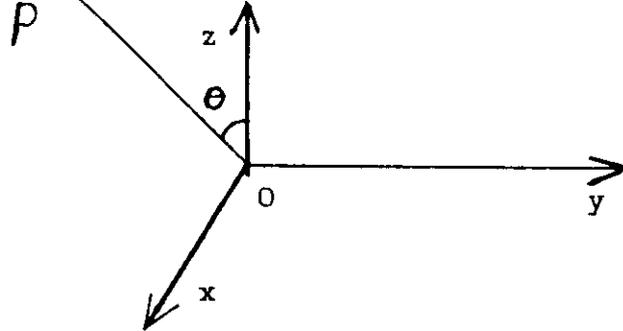


Fig.(I-3): Propagation dans les ferrites

Dans une ligne coaxiale, les lignes de force du champ magnétique sont des cercles centrés sur l'axe de la ligne.

Si on applique un champ continu suivant l'axe de la ligne, on se trouvera dans le cas de la fig (I-3).

Dans ce cas, le champ appliqué est parallèle à la direction de propagation, les ondes qui se propagent sont des ondes à polarisation circulaire [1].

Cependant, la polarisation est ici manifestement linéaire, donc dans le ferrite il y aura deux ondes à polarisation circulaire tournant en sens inverse et d'égales amplitudes.

Les phénomènes seront donc réciproques sous réserve de ne pas perturber la distribution symétrique des champs.

Ce qui sera obtenu en utilisant une pièce de ferrite admettant elle-même une symétrie de révolution.

Dans une ligne coaxiale la concentration du champ magnétique est la plus grande à la surface du conducteur central, la pièce de ferrite sera de préférence un cylindre creux gainant ce conducteur fig(III-13) [1].

Une résonance apparaîtra pour le sens de la polarisation circulaire correspondant à (μ''), quel que soit le sens de la propagation [1].

La fréquence de résonance peut se déterminer en remarquant que l'on se trouve à peu près dans les conditions d'une plaquette de champ.

Dans ce cas la formule de KITTEL donne :

$$W_0 = \gamma [H_0 (H_0 + 4 \pi M_0)]^{1/2} \quad (\text{III-16})$$

Pour un cylindre plein, on aurait eu :

$$W_0 = \gamma (H_0 + 2 \pi M_0) \quad (\text{III-17})$$

W₀ sera donc compris entre ces deux valeurs .

On pourra obtenir une atténuation variable en se plaçant sur le flanc de la courbe de résonance et en faisant varier H₀.

D'après :

$$\left(\mu'' \right)_{\max} = \frac{2 \cdot 4 \cdot \pi \cdot M}{\Delta H} \quad (I-42)$$

N. B :

Pour obtenir une atténuation importante, il faudra utiliser des ferrites d'aimantation élevée et de faible ΔH .

L'atténuation sera proportionnelle à la fréquence (voir mesures sur l'atténuateur) et aussi d'après la formule de (II-2) :

$$\alpha_+ = \frac{W}{2} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\mu_+'}} \mu''_+ \quad (II-2)'$$

Les courbes expérimentales de la fig (III-14) confirment que les atténuations relevées sont d'autant plus élevées que le volume de ferrite utilisé sera important.

Les formules (II-2) et (I-42) correspondent à un milieu plein de ferrite ; les valeurs des atténuations relevées seront donc plus faibles.

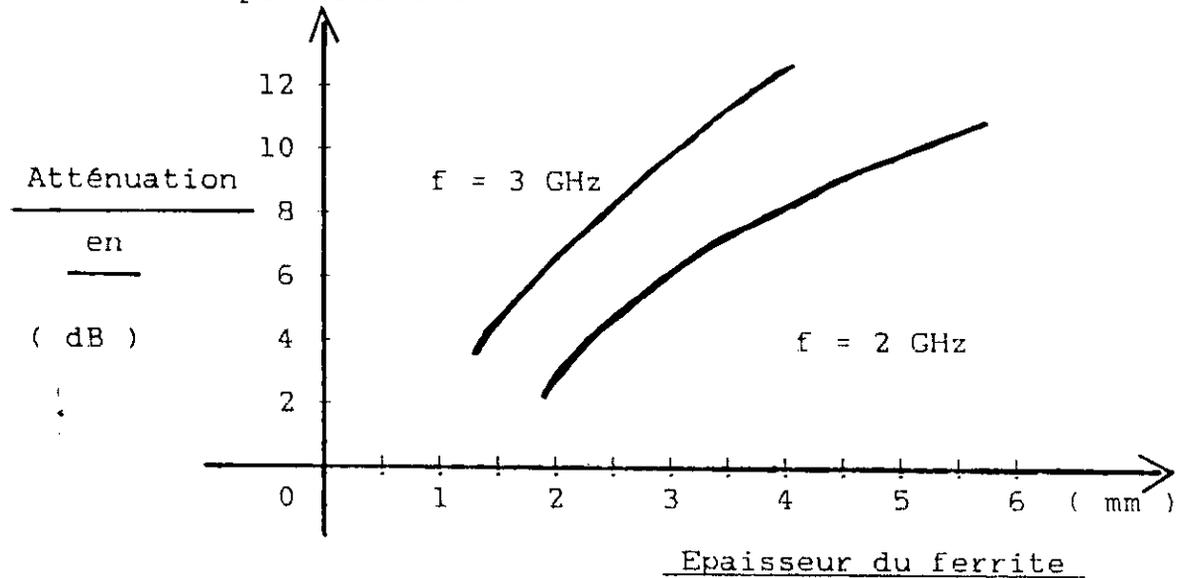
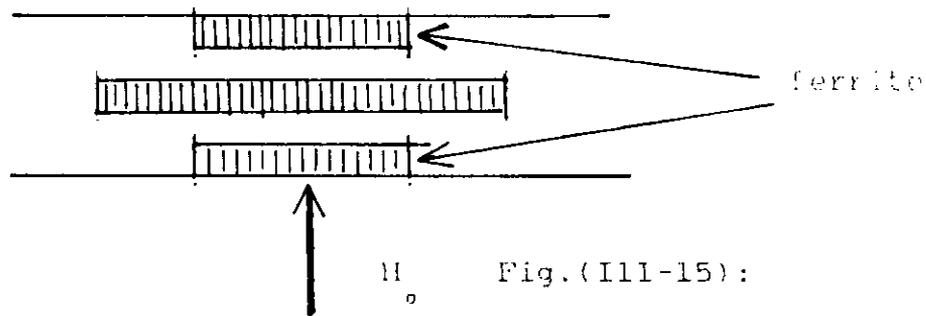


Fig.(III-14):

On peut également utiliser un champ magnétique H transversal, et l'on obtient encore un atténuateur variable réciproque.

L'emploi d'un champ transversal est plus commode avec une ligne microbande et le montage est celui de la fig.(III-15).



Le champ magnétique est le plus intense dans le plan de symétrie de la ligne .

Ce champ est uniquement transversal puisque $H_y = 0$, et la perméabilité du ferrite est donnée par :

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu} \quad (I-34)$$

$$\mu_e = \frac{\gamma^2 B_0^2 - W^2}{\gamma^2 H_0^2 B_0^2 - W^2} \quad (I-36)$$

La fréquence de résonance correspond ici à :

$$W = \gamma \sqrt{H_0 B_0} \quad (I-37)$$

Ce qui redonne la valeur tirée de (III -13) .

Il est facile d'obtenir des atténuations supérieures à 10 dB avec ces dispositifs .

L'atténuation résiduelle est donnée par la perte au champ nul du ferrite , on s'efforce de travailler avec des champs inférieurs au champ de résonance .

Cependant , si la résonance est nettement décollée de la zone de pertes aux champs faibles , le champ correspondant à l'atténuation minimale ne sera généralement pas nul.

On peut obtenir des atténuations variables avec la fréquence pour un champ H déterminé [1].

Ceci aussi peut servir pour réguler la puissance de sortie d'un générateur qui donne des niveaux variant avec la fréquence.

Pour obtenir ce résultat, on dispose les uns à la suite des autres des anneaux de ferrite ayant des ($4 \pi M$) différents ,

avec un champ longitudinal , conformément à la fig (III-13).

Les fréquences de résonance sont différentes pour les différentes pièces de ferrite , et en dosant le volume de celles-ci , on peut réaliser une courbe de transmission dont l'atténuation est une fonction choisie de la fréquence [1].

Introduction:

Pour la mesure des caractéristiques des multipôles, il existe plusieurs méthodes parmi lesquelles :

- 1 - la méthode de base
- 2 - les méthodes à 3 points , à 4 points et de DESCHAMPS
- 3 - la méthode utilisant l'analyseur de réseau

Etant donné que les dispositifs, que nous mesurerons ne sont pas réciproques, les méthodes à 3 points , à 4 points et DESCHAMPS ne pourront pas être utilisées .
Nous utiliserons donc :

la méthode de base pour l'isolateur à ferrite en guide et l'analyseur de réseau pour les circuits micro-ondes à accès coaxiaux tels que l'isolateur , le circulateur à trois voies et l'atténuateur.

I: MESURE DES S_{ij} DE L'ISOLATEUR A FERRITE EN GUIDE (TYPE PM 7045X)

a - Description : voir page (41)

b - Mesure de S_{11} et S_{22} (coefficients de réflexion):

Les bancs de mesure fig (IV - 1 - a), constitués par des dispositifs en guide tableau (IV-1-a), permettent de mesurer respectivement les paramètres de réflexion (S_{11} , S_{22}).

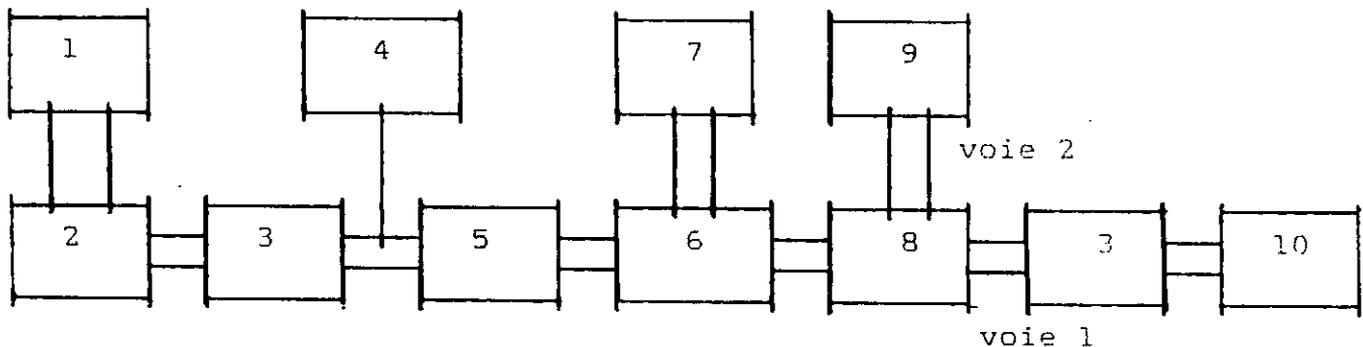


Fig. (IV-1-a): Banc de mesure de S_{11} et S_{22}

TABLEAU (IV-1):

<u>DISPOSITIF</u>	<u>DESIGNATION</u>	<u>TYPE</u>
1 -	alimentation klystron réflex	PM 7812
2 -	support de klystron avec klystron 2 K 25	PM 7011 X
3 -	isolateur à ferrite	PM 7045 X
4 -	fréquencemètre	PM 7070X /ab
5 -	atténuateur variable	PM 7110 X
6 -	ligne de mesure	PM 7142 X
7 -	T.O.S - METRE	PM 7832
8 -	commutateur	PM 7305 X
9 -	court-circuit variable	PM 7216 X
10 -	charge adaptée	PM 7220
11 -	cristal détecteur	PM 7195 X

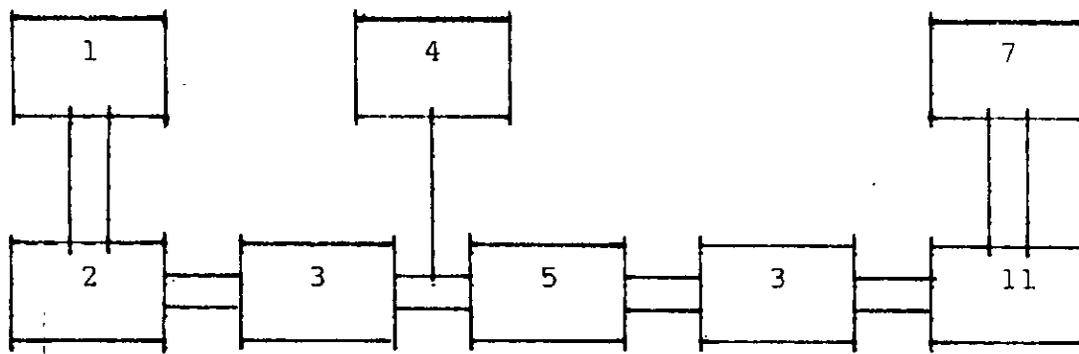


Fig.(IV-1-b): banc de mesure de S12

La mesure de S11 et de S22 consiste à effectuer les opérations suivantes :

- 1 - placer le commutateur sur la voie 1
- 2 - mesurer le T.O.S (utiliser la méthode adéquate)
- 3 - choisir un minimum de référence avec la ligne de mesure
- 4 - placer le commutateur sur la voie 2
- 5 - mesurer le déplacement du minimum de référence
- 6 - utiliser l'abaque de SMITH pour déterminer S11 (S22)

Pour la mesure de S22 nous devons retourner l'isolateur.

Résultats obtenus:

S11

$$F = 9 \text{ GHz}$$

$$\text{T.O.S} = 1,02$$

$$\lambda_g = 48,6 \text{ mm}$$

Valeur de S11:

$$S_{11} = \frac{S - 1}{S + 1} = \frac{1,02 - 1}{1,02 + 1} = \frac{0,02}{2,02} = 0,009$$

$$S_{11} = 0,009$$

S22

T.O.S = 1,025

$$S_{22} = \frac{S - 1}{S + 1} = \frac{1,025 - 1}{1,025 + 1} = \frac{0,025}{2,025} = 0,01$$

S22 = 0,01

c - Mesure de S12 et de S21 :

La mesure de S21 et de S12 consiste à effectuer les opérations suivantes:

- 1 - enlever l'isolateur
- 2 - régler l'atténuateur de manière à avoir 3 dB sur le T.O.S-mètre (A dB)
1
- 3 - remettre l'isolateur
- 4 - agir sur l'atténuateur pour avoir 3 dB sur le T.O.S-mètre (A dB)
2
- 5 - utiliser la relation suivante :

$$A_1 - A_2 = 10 \log_{10} \frac{S_{ij}^2}{10} \quad (i \neq j)$$

Pour la mesure de S12 , nous devons retourner l'isolateur .

S21

F = 9 GHz

A₁ = 10 dB

A₂ = 10 dB

donc : S21 = 1

$$A_1 = 0 \text{ dB} \quad ; \quad A_2 = 42 \text{ dB}$$

$$S_{12} = A_1 - A_2 = 42 \text{ dB} = 10 \log_{10} S_{12}$$

$$\log_{10} S_{12} = -2.1$$

$$S_{12} = 0,0079$$

d - Interprétations :

Les valeurs obtenues sont d'une part très proches de celles d'un isolateur idéal et d'autre part conformes à celles données par le constructeur tableau (IV - 2).

Les valeurs très faibles de S11 et S22 ne permettent pas une mesure précise des arguments des coefficients de réflexion .

La mesure des arguments de S12 et S21 fig (IV - 2) n'a pu être faite vue l'indisponibilité du déphaseur.

Montage permettant la mesure des arguments de S12 et S21:

Soit le montage suivant :

On cherche le maximum du T.O.S et on lie la valeur correspondante de l'argument sur le déphaseur.

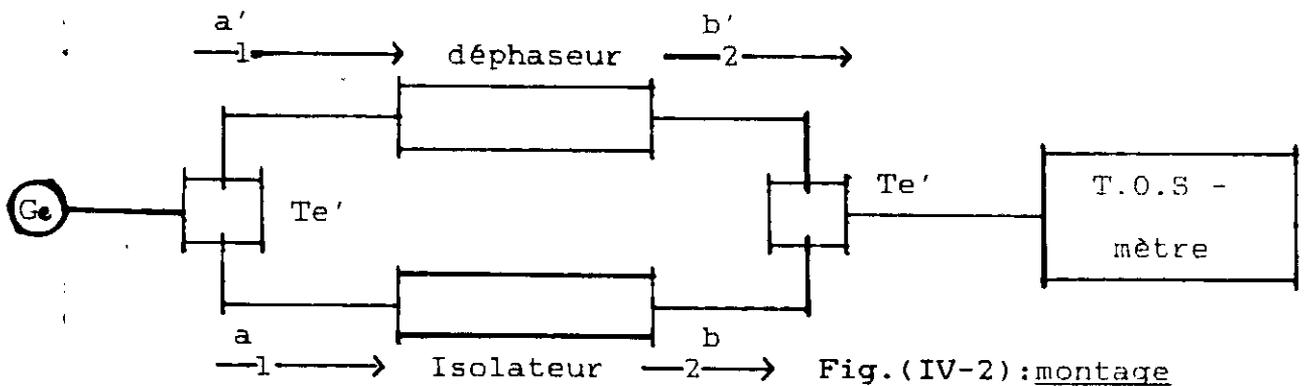


Fig.(IV-2):montage permettant la mesure des arguments de S12 et S21.

Tableau(IV-2):Paramètres caractéristiques de l'isolateur

PM 7045X

	<u>Valeurs lues</u>	<u>Valeurs expérimentales</u>
<u>Type</u>	PM 7045X	
Gamme de fréquences	(8.5 → 9.6)GHz	9 GHz
Guides d'ondes	R 100 (W R 90, W G 16)	
Pertes d'insertion max	0.5 dB	S21 = 1 ou S21 = 0 dB
Isolement min	20 dB	(S12) = 0.0079 ou S12 =42 dB dB
T.O.S (max)	1.20	1.02
Longueur	85 mm	
Poids	0.7 kg	

$$A_1 - A_2 = 10 \log \frac{S_{ij}^2}{10}$$

$$S_{12} \text{ dB} = 10 \log \frac{S_{12}^2}{10}$$

$$S_{21} \text{ dB} = 10 \log \frac{S_{21}^2}{10}$$

II: MESURE DES S_{ij} DES CIRCUITS MICRO-ONDES A ACCES COAXIAUX:

II - 1 : Principe de l'analyseur de réseau :

1 - L'analyseur de réseau fig (IV-3) est constitué de :

- une source hyperfréquence
- un ensemble de séparation (coupleurs directifs)
- un ensemble de commutateurs
- un récepteur
- un système de visualisation
- un micro -ordinateur (éventuellement)

2 - Fonctionnement :

De par le principe de l'appareil, le signal délivré par la source doit suivre deux chemins électriques différents. Un pont diviseur, dont la qualité essentielle est sa large bande passante, pourra être utilisé à cet effet. Il sera suivi dans la voie référence d'un atténuateur et d'une ligne réglable. Sur l'autre voie, nous disposerons du signal incident. Une fraction du signal réfléchi par le dispositif à tester sera présente à l'accès mesure de la ligne couplée du premier coupleur directif.

Cette fraction représente le couplage qui est compensé par la présence d'un atténuateur dans la voie référence. On charge la sortie du quadripôle par un deuxième coupleur identique au premier, le signal transmis étant prélevé sur la voie couplée.

Les commutateurs C₁ et C₂ permettent d'éviter de retourner le dispositif à tester par l'opérateur.

La ligne à air, de longueur L doit permettre de compenser la différence des trajets électriques entre voie test et voie référence.

Cette différence s'exprime par le déphasage Φ qui s'écrit :

$$\Delta \Phi = \left(\frac{2 \pi}{c} \Delta L \right) f$$

c : vitesse de propagation dans la ligne à air
f : fréquence d'utilisation

Dans le cas de la mesure automatique, la longueur électrique de

la voie et son atténuation propre doivent rester constants quel que soit le paramètre sélectionné.

3 - Mesures :

Pour tenir compte des erreurs inhérentes à l'analyseur de réseau, on doit calibrer l'appareil avant la mesure de l'élément à tester.

Les valeurs de ces termes d'erreurs seront stockées dans la mémoire d'un micro - ordinateur couplé à l'analyseur de réseau.

Le système utilisé donc pour la mesure des S_{ij} des circuits micro-ondes à accès coaxiaux est représenté sur la fig (IV-3).

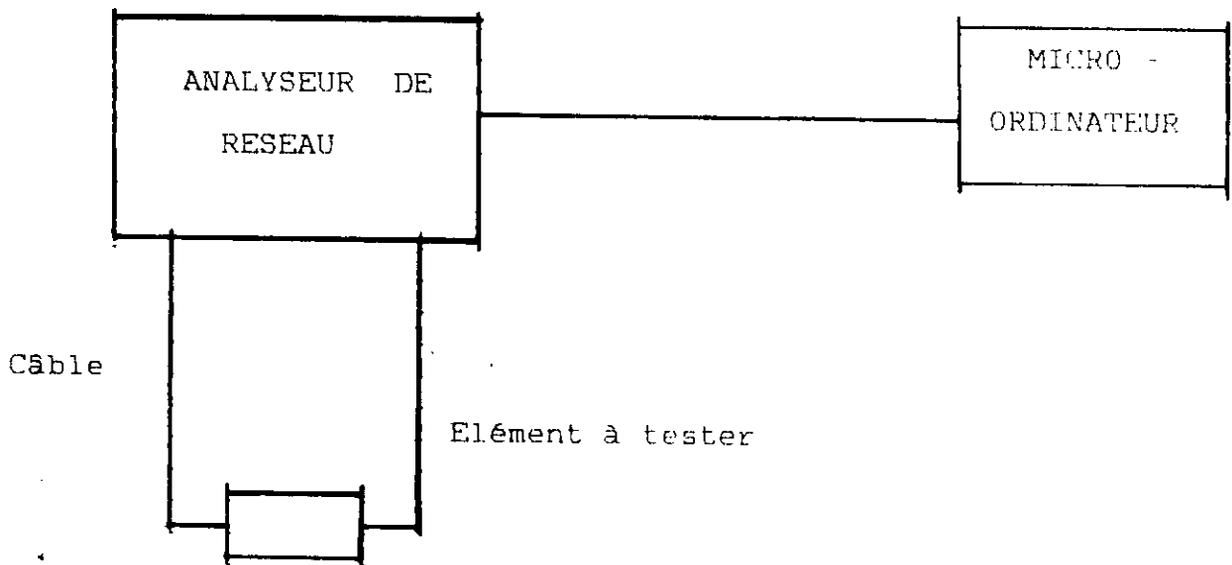


Fig.(IV-3):montage permettant
la mesure des S_{ij} des circuits
micro-ondes à accès coaxiaux.

Les valeurs expérimentales obtenues sont donnés par les tableaux (IV-3) à (IV-9) et leurs graphes correspondants fig(IV-5) à (IV-18).

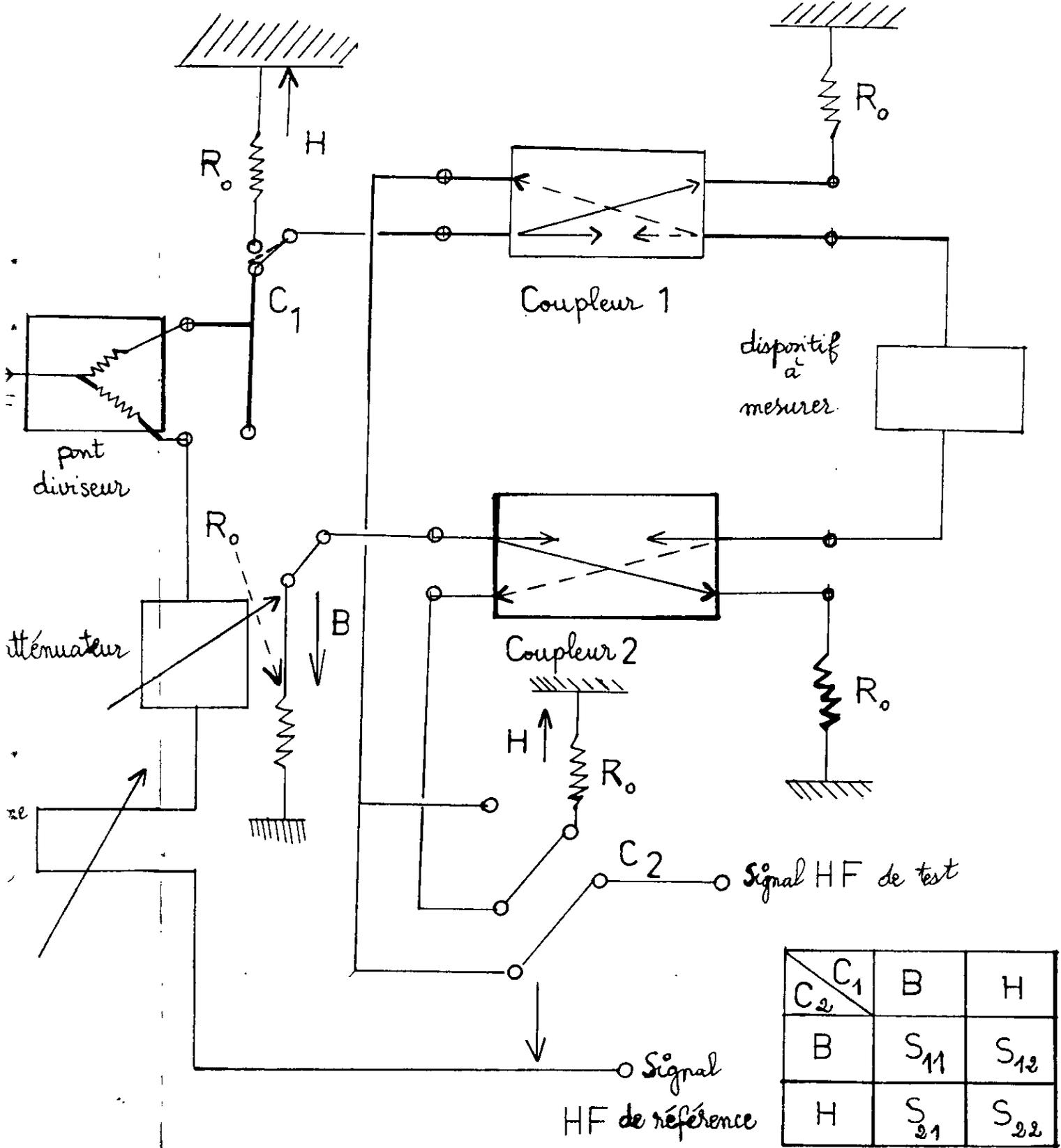


Fig.(IV-4):
Ensemble muni de sa table vérité de sélection automatique
des signaux H F de test.

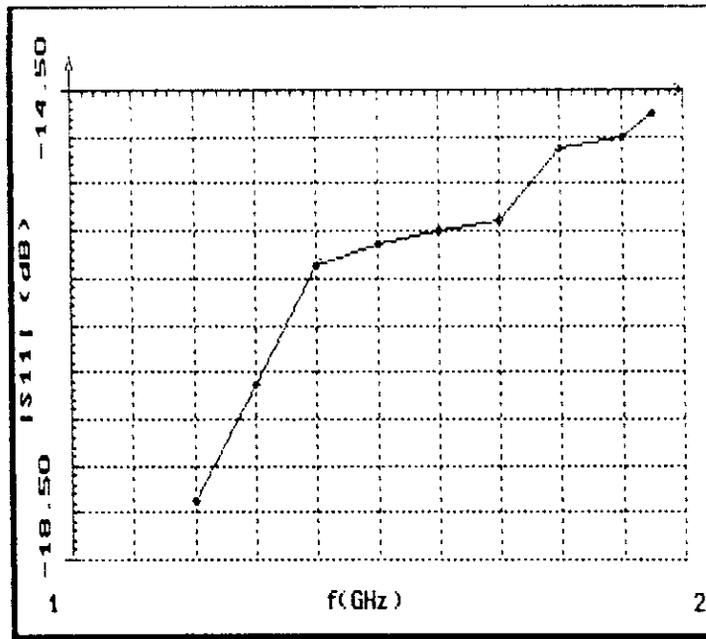


fig IV-5 : Variation du module de S11 en fonction de la fréquence

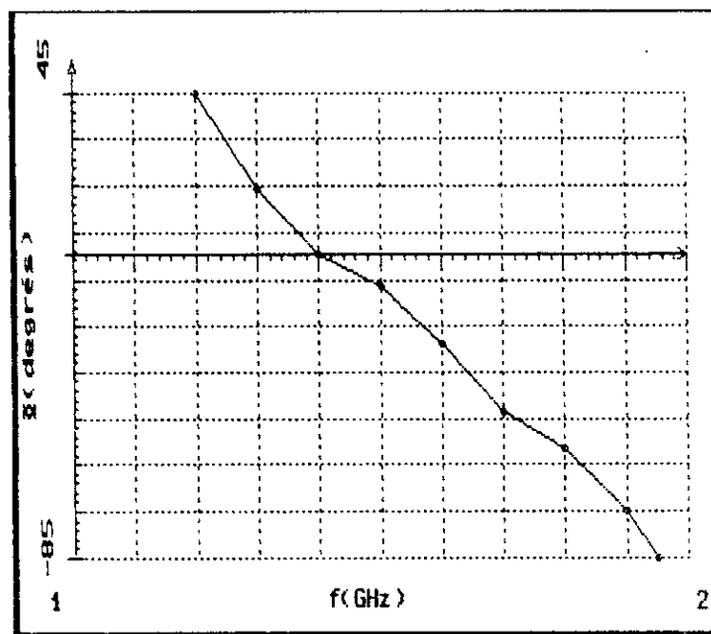
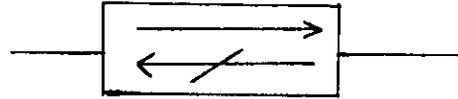


fig IV-6 : Variation de la phase en fonction de la fréquence

II-2 : L'ISOLATEUR A ACCES COAXIAL (type CT 5342 NT) :

Symbole graphique utilisé :



1 - Mesure du coefficient de réflexion S11 :

Pour mesurer S11 , on adapte la sortie avec une impédance $Z_0 = 50$
(type 909C)

La gamme de fréquences utilisées : (1 — 2) GHz

Référence : module de S11 : L'axe Ox (0 dB)

phase de S11 : la phase ($\psi = 0^\circ$) \longrightarrow la parallèle passant par le point (0cm, 3cm) à l'axe Ox.

Echelle : module de S11 : x = 1cm \longrightarrow 10 dB

phase de S11 : 1 cm \longrightarrow 90°

Tableau de mesures (IV-3) :

Points de fréquence (GHz)		1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	1.95
S11 ou S22	Amplitude (dB)	-18	-17	-16	-15.8	-15.7	-15.6	-15	-14.9	-14.7
	Phase (ψ) (degrés)	45°	18°	0°	-9°	-25°	-44°	-54°	-72°	-85

Si on considère pratiquement que le dispositif est sans pertes, alors

$$\begin{array}{l}
 S_{11} = S_{22} \\
 \varphi_{11} = \varphi_{22}
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{l}
 S_{11} = S_{22} \\
 \varphi_{11} = \varphi_{22}
 \end{array}
 \right.$$

(nombres complexes)

On a alors les graphes des modules et phases en fonction de la fréquence en fig (IV - 5) et fig (IV - 6).

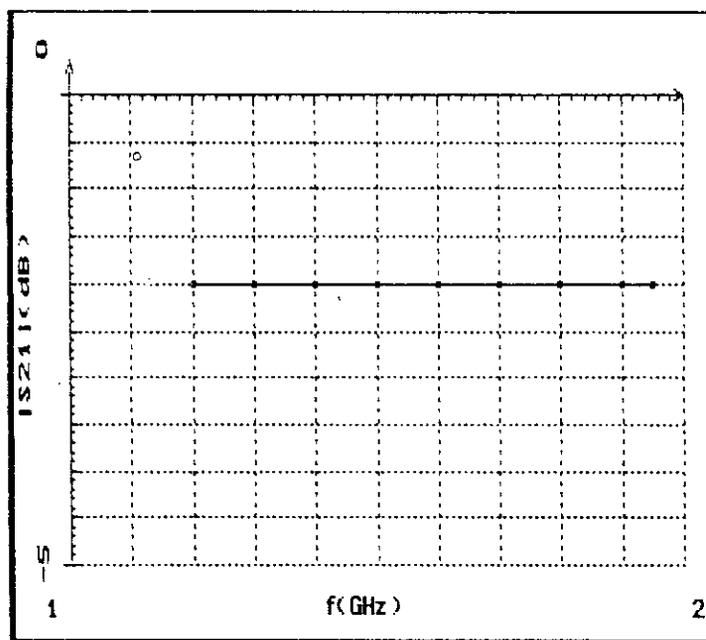


fig (IV-3) : Variation du module de S_{21} en fonction de la fréquence

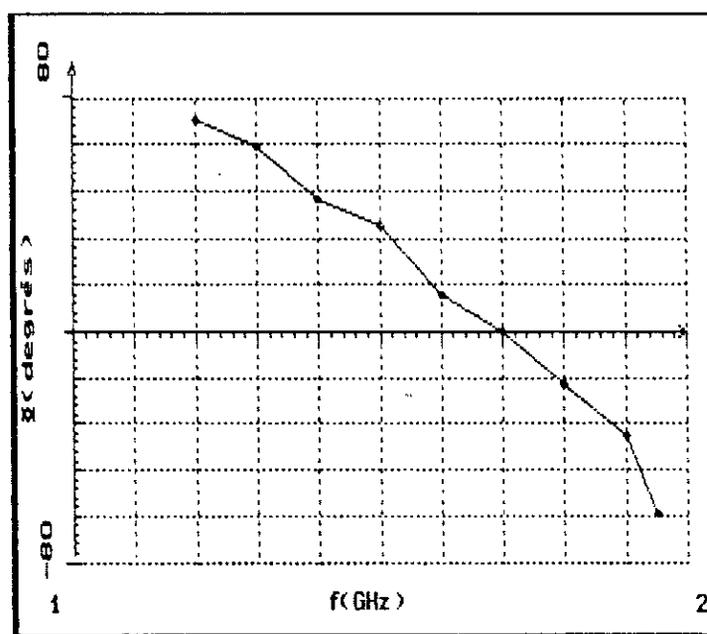


fig (IV-4) : Variation de la phase de S_{21} en fonction de la fréquence

2 - Mesure du coefficient de transmission S21:

On enlève la charge Z_0 et on connecte des atténuateurs de valeurs respectives 6 dB , 6 dB et 10 dB.

Mêmes conditions que précédemment concernant la gamme de fréquences, la référence et l'échelle.

Tableau de mesures (IV-4):

Points de fréquences (GHz)	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	1.95	
S21	Amplitude (dB)	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2	-2
	Phase (φ) (degrés)	72°	63°	45°	36°	13°	0°	-18°	-36°	-63°

Les variations en fonction de la fréquence des modules et phases de S21 sont données en fig (IV-7) et (IV-8).

3 - Mesure du coefficient de transmission S12 :

Mêmes hypothèses que S21 concernant la référence, la gamme de fréquences et l'échelle .

Tableau de mesures (IV-5):

Points de fréquences (GHz)	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	1.95	
S12	Amplitude (dB)	-16	-16	-16	-16	-16	-16	-16	-16	-16
	Phase (φ) (degrés)	-265°	90°	72°	60°	22°	18°	-9°	-22°	-36°

Les graphes fig(IV-9) et (IV-10) représentent les variations en fonction de la fréquence des amplitudes et phases de S12 .

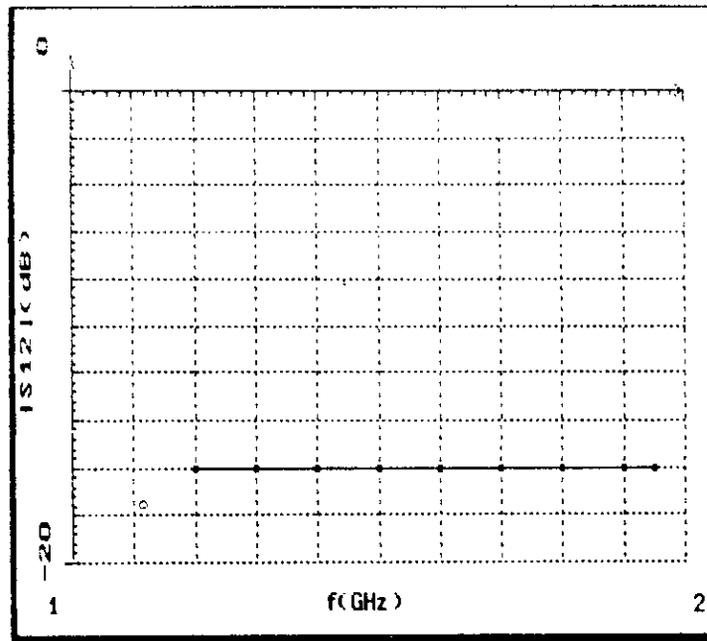


fig IV-9 : Variation du module de S12 en fonction de la fréquence

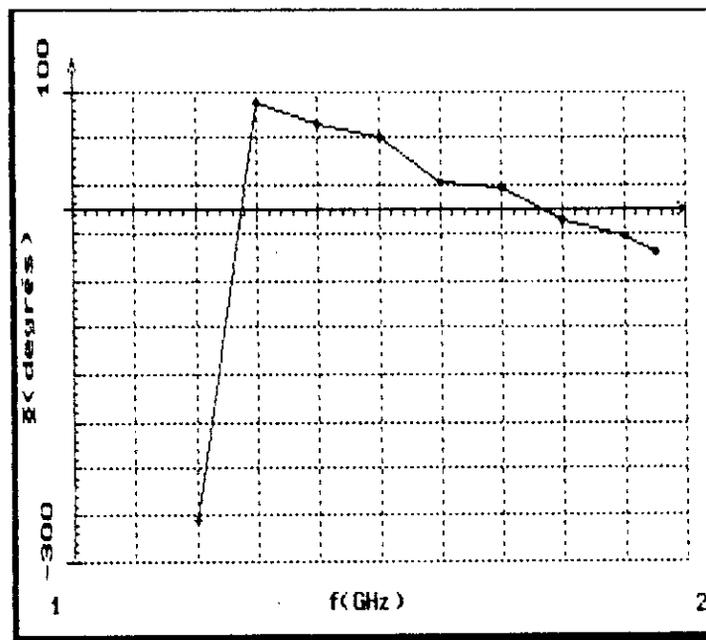


fig IV-10 : Variation de la phase de S12 en fonction de la fréquence

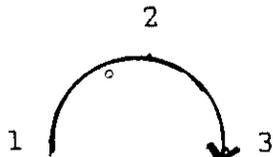
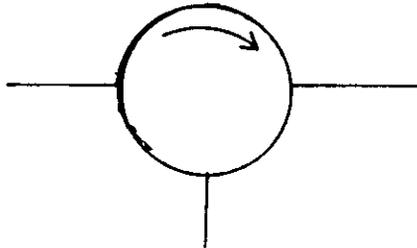
4 - Interprétations:

Le module de $|S_{11}|$ croit d'une manière presque linéaire et l'argument φ_{11} décroît aussi presque linéairement.

Les modules de $|S_{21}|$ et $|S_{12}|$ ne dépendent pas de la fréquence.

III-3 : LE CIRCULATEUR A TROIS VOIES (type CT 5341 N)

Symbole graphique utilisé:



L'énergie circule dans le sens trigonométrique.

On suppose que la jonction présente une symétrie ternaire, les trois entrées du système étant à 120° les unes des autres.

On suppose aussi que la jonction est sans pertes et réciproque.

Donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0 \\ S_{13} = S_{31} = S_{21} = 1 \\ S_{12} = S_{23} = S_{31} = 0 \end{array} \right.$$

La matrice [S] s'écrit :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

N.B:

Un circulateur en " Y " à trois voies peut servir d'isolateur en plaçant une charge adaptée en 3 .

Cet artifice est intéressant aux fréquences pour lesquelles, on ne sait pas construire d'isolateur à résonance.

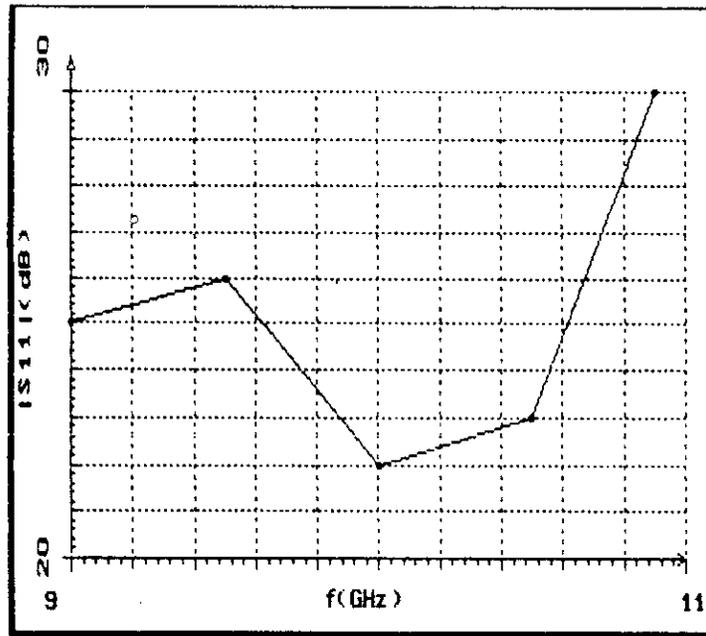


fig 11 : Variation du module de S11 ou S22 ou S33 en fonction de la fréquence

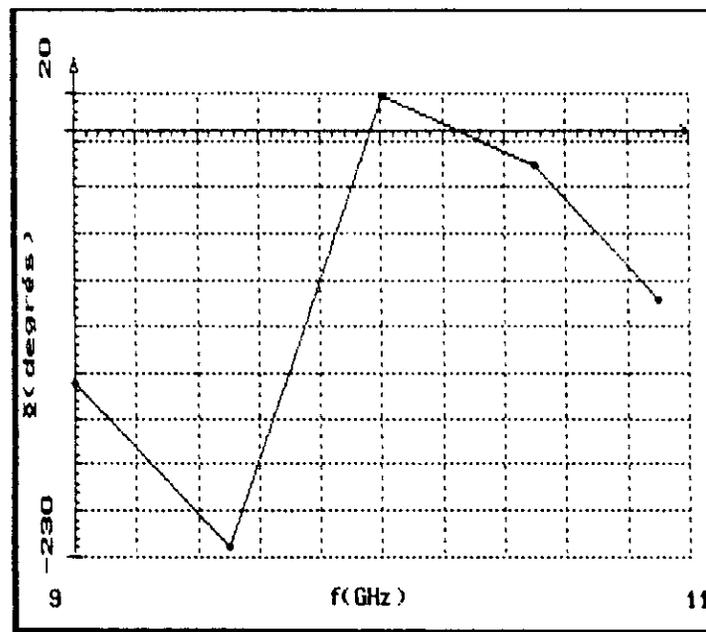


fig 12 : Variation de la phase de S11 ou S22 ou S33 en fonction de la fréquence

1 - Mesure du coefficient de réflexion S11 :

Pour mesurer S11 ,on place deux charges adaptées sur les voies (1) et (2) .

La gamme de fréquences utilisées : (8 — 12.4) GHz

Référence: module de S11 : l'axe Ox (0 dB)

la phase(0°) de S11 → la parallèle passant par le point
(0cm,3cm) à l'axe Ox.

Echelle: module de S11 : 1cm → 10 dB

la phase (ϕ°) de S11: 1cm → 90°

Tableau de mesures (IV-6):

Points de fréquences (GHz)		9	9.5	10	10.5	10.9
S11 ou S22	Amplitude (dB)	25	26	22	23	30
	Phase (ϕ°) (degrés)	-135°	-225°	18°	-18°	-90°

* Les graphes des variations en fonction de la fréquence des modules et phases des coefficients de réflexion sont donnés en fig(IV - 11 et IV - 12).

2 - Mesure du coefficient de transmission S21:

Pour mesurer S21 , on utilise le même montage que précédemment en ajoutant un câble de transmission.

Mêmes hypothèses que précédemment concernant la référence, la gamme de fréquences et l'échelle .

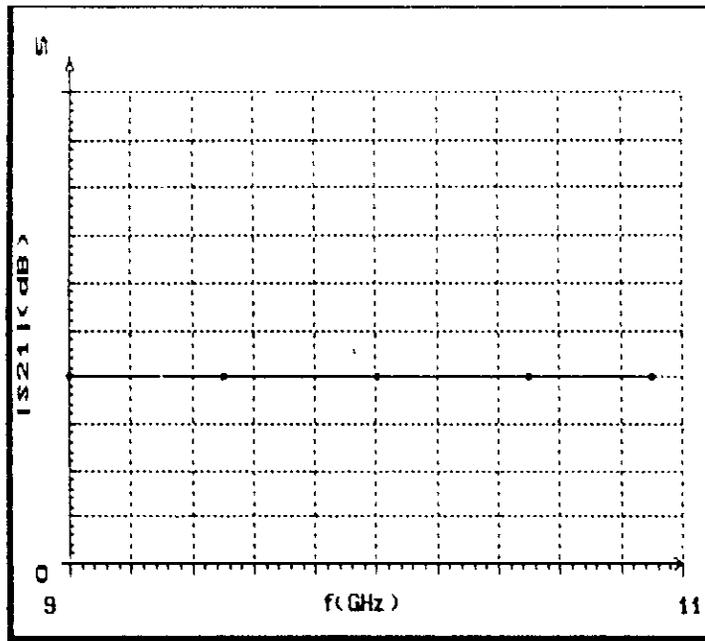


fig N-13 Variation du module de S13 ou S21 ou S32 en fonction de la fréquence

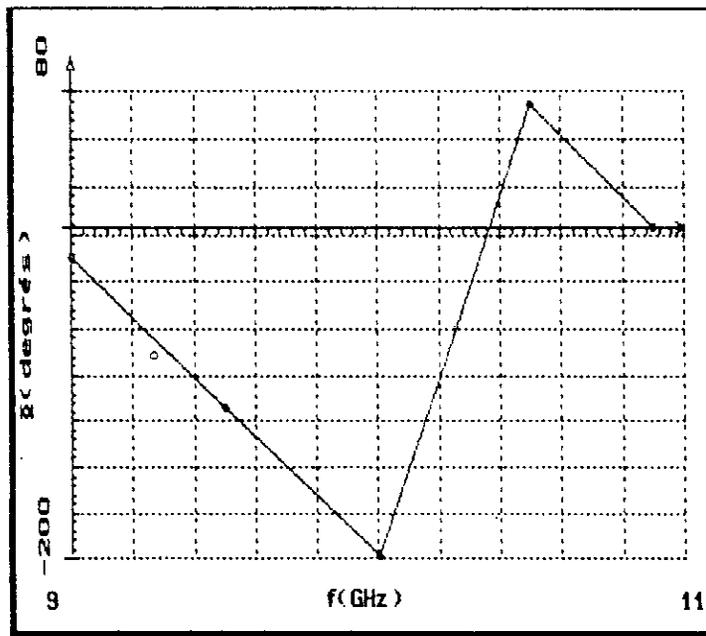


fig N-14 Variation de la phase de S13 ou S21 ou S32 en fonction de la fréquence

Tableau de mesures (IV-7):

Points de fréquences (GHz)		9	9.5	10	10.5	10.9
S21 ou S13	Amplitude (dB)	2	2	2	2	2
S32	Phase(ϕ°) (degrés)	-18°	-108°	-198°	72°	0°

Les variations en fonction de la fréquence sont données en fig (IV - 13 et IV - 14).

3 + Interprétations:

Lorsque le module de S11 ou (S22 ou S33) croit , sa phase décroît .

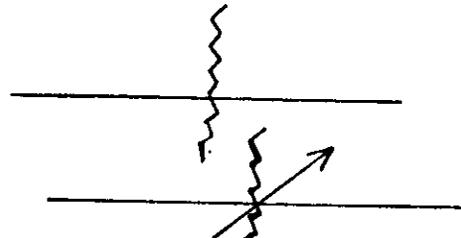
Le minimum du module de S11 correspond au maximum de sa phase .

Le module de S21 ou (S13 ou S32) ne dépend pas de la fréquence contrairement à sa phase .

III-4 : L'ATTENUATEUR (type PM 7503/10):

Symbole graphique utilisé:

Atténuateur fixe :



Atténuateur variable :

La gamme de fréquences utilisable se situe entre (0 -- 18) GHz.
L'atténuateur constant (atténuation 6 dB) est un quadripôle passif possédant les propriétés suivantes:

$$S_{ii} = S_{jj} \\ \text{et}$$

$$S_{ij} = S_{ji}$$

donc:

$$S_{11} = S_{22} \quad \text{et} \quad S_{21} = S_{12}$$

N.B :

Pour les mesures effectuées , on admet 40 dB comme valeur relativement infini (valeur fixée par le coupleur).

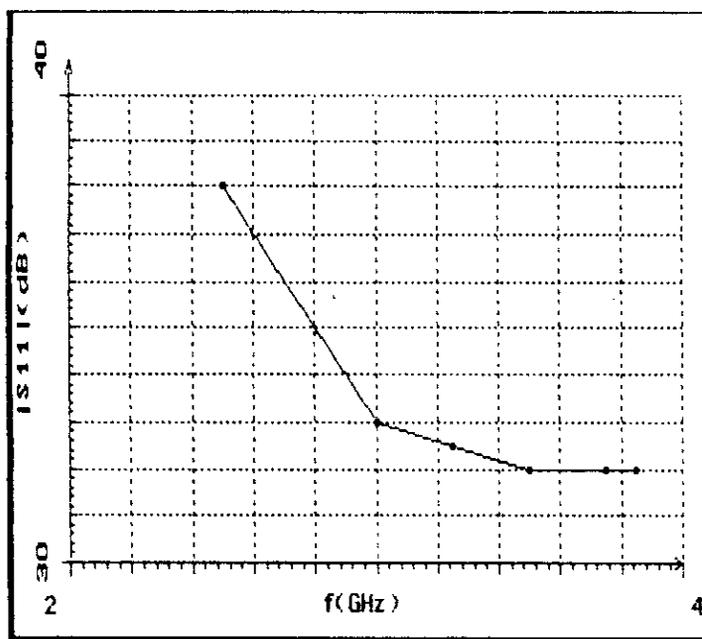


fig N-15 : Variation du module de S11 ou S22 en fonction de la fréquence

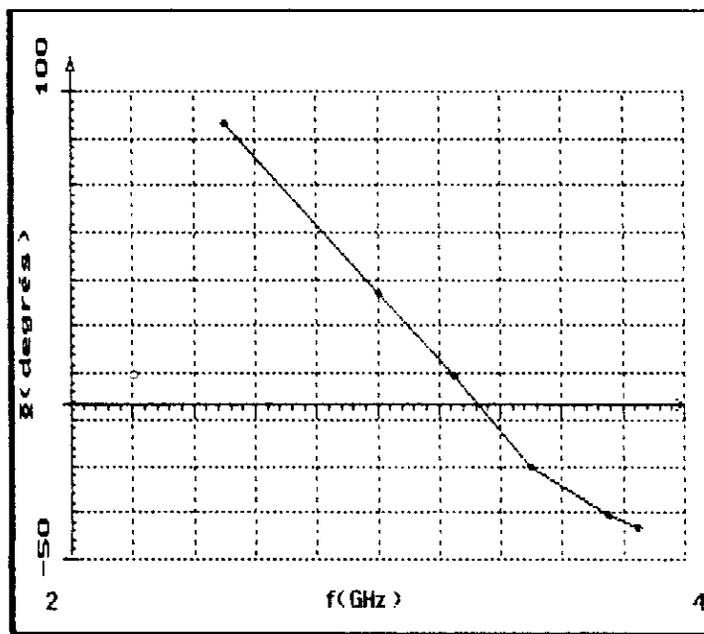


fig N-16 : Variation de la phase de S11 ou S22 en fonction de la fréquence

1 - Mesure du coefficient de réflexion S11:

La gamme de fréquences utilisées : (2 — 4) GHz

Référence: Amplitude : L'axe Ox (0 dB)

Phase : La phase (0°) → la parallèle passant par
le point (0cm,3cm) à l'axe Ox.

Echelle: Amplitude : 1 cm → 10 dB

Phase : 1 cm → 90°

On adapte la sortie pour effectuer les mesures .

Tableau de mesures (IV-8):

Points de fréquences (GHz)		2.5	3	3.25	3.5	3.75	3.85
S11 ou S22	Amplitude (dB)	38	33	32.5	32	32	32
	Phase (ϕ°) (degrés)	90°	36°	9°	-20°	-36°	-40°

Les graphes des fig (IV-15) et (IV-16) donnent les variations en fonction de la fréquence des amplitudes et phases de S11 et S22 .

2 - Mesure du coefficient de transmission S12 ou S21:

Tableau de mesures (IV-9):

Points de fréquences (GHz)		2.5	3	3.25	3.5	3.75	3.85
S12 ou S21	Amplitude (dB)	25	25	25	25	25	25
	Phase (ϕ°) (degrés)	-225°	80°	45°	0°	-27°	-38°

Les graphes fig(IV-17) et (IV-18) ont été tracé à partir des valeurs du tableau (IV-9).

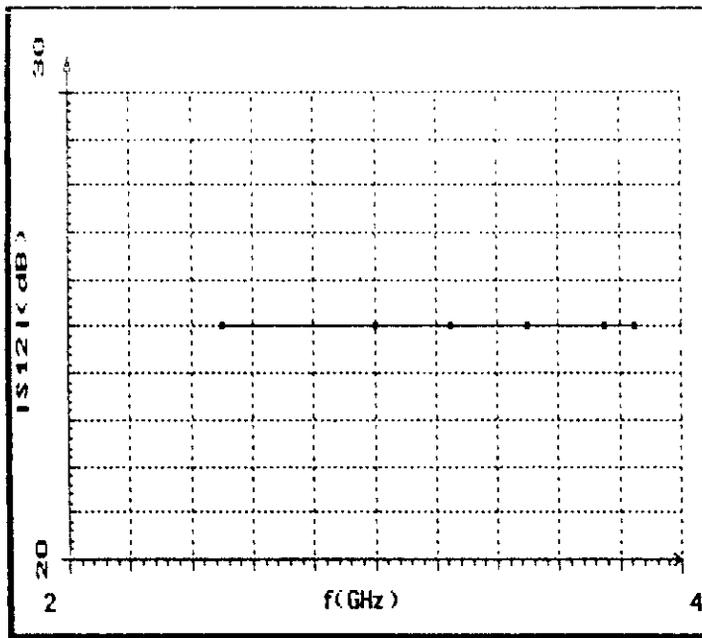


fig IV-17 : Variation du module de S12 ou S21 en fonction de la fréquence

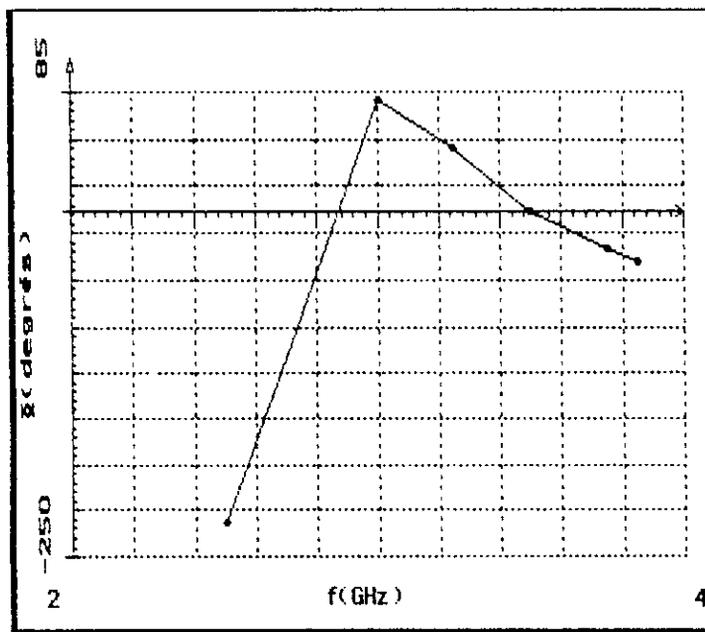


fig IV-18 : Variation de la phase de S12 ou S21 en fonction de la fréquence

Interprétations :

Dans l'intervalle de fréquence [2,3] ,les variations du module de S11 (ou S22) et de sa phase en fonction de la fréquence sont linéairement décroissantes .Entre [3,4], par contre, elles sont uniquement décroissantes.

Le module de S12 (ou S21) ne varie pas en fonction de la fréquence .

II - 5:CONCLUSION SUR LES MESURES:

Isolateur à ferrite en guide :

Les courbes sont applaties ,il est donc très difficile de prendre un minimum de référence .

La valeur du T.O.S relevé est faible .

Circuits micro-ondes à accès coaxiaux :

Le logiciel de graphisme " ALGRAPH " a été utilisé pour tracer les graphes fig (IV-5) à (IV-18).

Pour les trois dispositifs micro-ondes à ferrite , la valeur des modules de S21 est constante . Donc ; les modules de S21 ne dépendent pas de la fréquence .

Les valeurs de S21 sont respectivement :

S21 = -2 dB (Isolateur)
S21 = 25 dB (Atténuateur)
S21 = 2 dB (Circulateur)

Les variations en fonction de la fréquence des phases de S11 (ou S22) , S12 de l'isolateur et de l'atténuateur sont presque relativement identiques .

D'une manière générale,les isolateurs à ferrite sont utilisés chaque fois qu'il s'agit de simuler l'adaptation d'un élément non adapté en éliminant l'onde réfléchie .

Les circulateurs comprennent tous un ferrite et peuvent être réalisés par application de l'effet FARADAY , de déplacement de champ ou à partir de coupleurs 3 dB .

Les circulateurs de grande puissance peuvent être utilisés comme duplexeur dans les radars , l'émetteur étant par exemple en "1" , l'antenne en "2" et le récepteur en "3" .

Les atténuateurs sont employés comme des éléments de découplage entre les éléments d'un circuit hyperfréquence , par exemple entre les différents tubes d'une chaîne de tubes hyperfréquences . Cette propriété est valable à condition que l'atténuateur soit lui-même adapté ce qui est difficile à réaliser sur une grande bande de fréquence .

CONCLUSION GENERALE :

Les méthodes des trois points , quatre points et de DESCHAMPS sont applicables pour des quadripôles réciproques mais elles ne sont plus valables pour des quadripôles non réciproques .

Elles donnent aussi de mauvais résultats pour des quadripôles à très grandes pertes ($\alpha \gg 10$ dB) et ne fournissent aucune compensation des erreurs de mesure .

Ces méthodes utilisent le principe d'un court-circuit mobile et une charge adaptée .

La méthode par l'analyseur de réseau donne plusieurs avantages parmi lesquels citons le plus important ; grâce à une commande par un ordinateur, le temps de mesure est très court ce qui est le contraire pour d'autres systèmes de mesures .

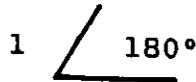
Les mesures effectuées ont un caractère essentiellement relatif car elles reposent sur la comparaison entre l'onde réfléchie ou transmise et l'onde incidente à l'accès sélectionné.

Nous disposons d'un procédé de calibration simple pour des mesures en réflexion et en transmission .

Pour cela nous utiliserons ;

une charge adaptée (50 ohms) devra donner un coefficient de réflexion correspondant au centre de l'Abaque de SMITH .

un court-circuit devra être représenté par le point d'affixe



un circuit ouvert sera , lui , représenté par le point diamétralement opposé



Leur coût est cependant élevée , suite à l'appareillage sophistiqué et délicat dont ils font usage .

Ce sont donc typiquement des appareils spécialisés de laboratoire .

TENSEUR DE POLDER:

Supposons qu'un électron unique, soit soumis simultanément à l'action d'un champ continu \vec{H}_0 , et à un champ de haute fréquence $\vec{h} e^{j\omega t}$, contenu dans le plan xOy, avec la condition suivante :

$$|\vec{h}| \ll |\vec{H}_0| \quad (A1.1)$$

La direction (fig A1.1) de M et celle de \vec{H}_t , qui est le champ magnétique total, sont très voisines puisque que h est très petit.

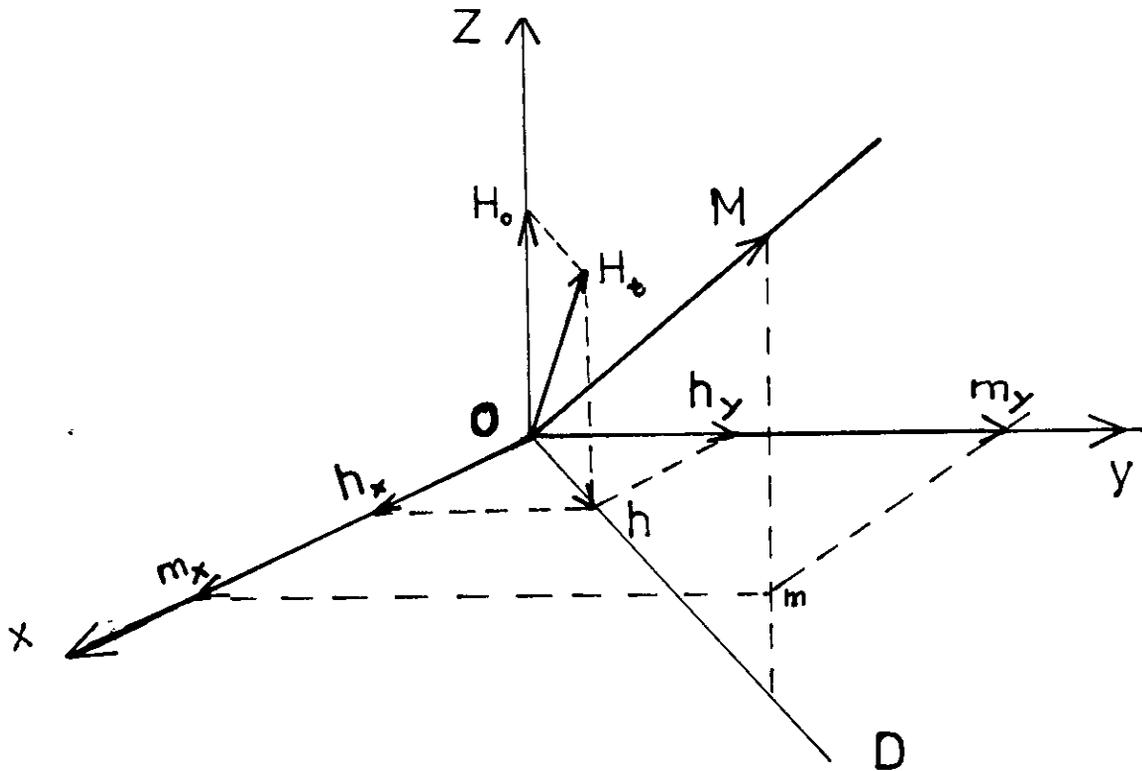


Fig.(A1.1): Electron soumis à l'action d'un champ continu \vec{H}_0 et un champ de haute fréquence $\vec{h} e^{j\omega t}$.

Les composantes de \vec{H} et \vec{M} sur les trois axes seront donc :

	\vec{H}_t	\vec{M}
sur Ox	h_x	m_x
sur Oy	h_y	m_y
sur Oz	H_o	M_o

Où M_o est l'aimantation à saturation (M_B dans le cas d'un électron unique)

Si la condition (A1.1) est vérifiée :

$$\left(\vec{H}_t = \vec{H}_o + h \vec{e}^{j\omega t} \right)$$

En posant $\vec{H} = \vec{H}_t$, l'équation (I.5) peut s'écrire :

$$\gamma \frac{d\vec{M}}{dt} - [\vec{M} \wedge \vec{H}_o] = [\vec{M} \wedge h] e^{j\omega t} \quad (A1.2)$$

La solution générale de l'équation (A1.2) sans second membre est celle qui conduit au mouvement de précession, définie précédemment.

La solution particulière la plus simple est un mouvement où le vecteur \vec{M} décrit un cône elliptique autour de \vec{H}_o à la fréquence du champ h . Il est appelé mouvement contraint.

En projetant respectivement sur les axes Ox et Oy, l'équation (A1.2) donne :

$$\frac{j \omega}{\gamma} m_x = m_y H_0 - M_0 h_x \quad (A1.3a)$$

$$\frac{j \omega}{\gamma} m_y = M_0 h_x - m_x H_0 \quad (A1.3b)$$

On déduit de ces relations le système d'équation suivant :

$$m_x = \frac{\gamma^2 M_0}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2} h_x - \frac{j \omega \gamma M_0}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2} h_y \quad (A1.4a)$$

$$m_y = \frac{j \omega \gamma M_0}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2} h_x + \frac{\gamma^2 M_0 H_0}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2} h_y \quad (A1.4b)$$

qui devient :

$$m_x = \frac{M_0 \omega^2}{H_0 (\omega_0^2 - \omega^2)} h_x - \frac{j M_0 \omega \omega_0}{H_0 (\omega_0^2 - \omega^2)} h_y \quad (A1.5a)$$

$$m_y = \frac{j M_0 \omega \omega_0}{H_0 (\omega_0^2 - \omega^2)} h_x + \frac{M_0 \omega^2}{H_0 (\omega_0^2 - \omega^2)} h_y \quad (A1.5b)$$

Où ω_0 est la pulsation de la précession gyromagnétique et s'écrit :

$$\omega_0 = -\gamma H_0$$

et ω est la pulsation du champ magnétique appliqué .

En introduisant les susceptibilités magnétiques χ_{xx} et χ_{xy} , le système précédent peut s'écrire encore :

$$m_x = \chi_{xx} h_x - j \chi_{xy} h_y \quad (A1.6a)$$

$$m_y = j \chi_{xy} h_x + \chi_{xx} h_y \quad (A1.6b)$$

Avec :

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{M_0}{H_0} \cdot \frac{W_0^2}{(W_0^2 - W^2)}$$

$$\chi = \frac{M_0}{H_0} \cdot \frac{W_0 \cdot W}{(W_0^2 - W^2)}$$

Les composantes de l'induction seront:

$$b_x = h_x + 4 \pi m_x \quad (A1.7a)$$

$$b_y = h_y + 4 \pi m_y \quad (A1.7b)$$

Ce qui donne avec les relations précédentes:

$$b_x = h_x + 4 \pi \chi_{xx} h_x - j 4 \pi \chi_{xy} h_y$$

$$b_y = h_y + 4 \pi \chi_{xx} h_y + j 4 \pi \chi_{xy} h_x$$

$$\text{En posant: } \mu = 1 + 4 \pi \chi_{xx}$$

$$\alpha = 4 \pi \chi_{xy}$$

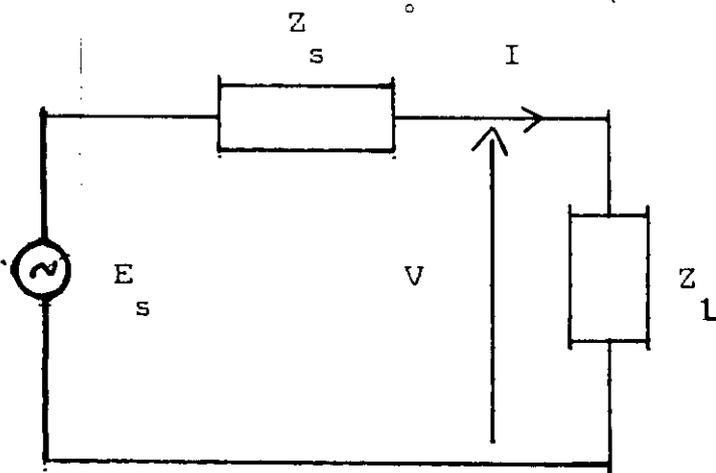
$$b_x = \mu h_x - j \alpha h_y$$

$$b_y = j \alpha h_x + \mu h_y$$

MATRICE DE REPARTITION " S " :

I : ONDES DE DISPERSION :

Soit le circuit suivant :



E_s : tension de source

Z_s : impédance de source

(avec $R_{e s} (Z_s) > 0$)

Z_L : impédance de charge

Nous aurons :

$$I = \frac{E_s}{Z_s + Z_L} \quad \text{et} \quad V = \frac{E_s \cdot Z_L}{Z_s + Z_L}$$

A l'adaptation , nous avons : $Z_L^* = Z_s$

Le courant incident I_i est le courant à l'adaptation

$$I_i = \frac{E_s}{Z_s + Z_s^*} = \frac{E_s}{2 R_{e s} (Z_s)}$$

La tension incidente est la tension aux bornes de la charge à l'adaptation :

$$V_i = \frac{E_s \cdot Z_s^*}{Z_s + Z_s^*} = \frac{E_s \cdot Z_s^*}{2 R_e(Z_s)}$$

$$\text{ou } V_i = Z_s^* \cdot I_i$$

1-ETAT DE TRANSFERT SOURCE VERS CHARGE ADAPTEE ET INVERSEMENT:

1 - état

$$\frac{V_i}{I_i} = Z_s^* = Z_l$$

2 - état

$$\frac{V_r}{I_r} = -Z_s$$

La puissance maximale (moyenne) délivrée par E :

$$P_i = \frac{1 (V_i \cdot I_i^* + V_i^* \cdot I_i)}{4}$$

$$P_i = \frac{R_e(Z_s) \cdot |I_i|^2}{2}$$

$$P_i = \frac{R_e(Z_s) \cdot |V_i|^2}{2 |Z_s|^2}$$

La puissance moyenne émergente:

$$P_r = - \frac{1}{2} R_e(Z_s) \left| I_r \right|^2$$

$$P_r = - \frac{1}{2} R_e(Z_s) \frac{|V_r|^2}{|Z_s|^2}$$

A cet état, on associe une " onde

incidente " a
On pose :

$$a = \left[\begin{array}{c} R (Z) \\ e \quad s \end{array} \right] \cdot \frac{1}{2} I_i$$

$$a = \frac{\sqrt{R (Z)}}{2 Z_s} \cdot V_i$$

Soit :

$$a = \frac{\sqrt{R (Z)}}{2} \cdot \frac{V_i + Z_s I_i}{Z_s}$$

A cet état, on associe une " onde

émergente " b

On pose :

$$b = -\sqrt{R (Z)} \cdot I_r = \sqrt{R (Z)} \cdot \frac{V_r}{Z_s}$$

Soit :

$$b = \frac{\sqrt{R (Z)}}{2} \cdot \frac{V_r - Z_s I_r}{Z_s}$$

Remarque:

$$\frac{b}{a} = \frac{V_r}{V_i} \cdot \frac{Z_s I_r}{Z_s I_i} = - \frac{I_r}{I_i}$$

Autre écriture:

L'onde incidente a peut s'écrire :

$$a = \frac{2 R (Z)}{2 \sqrt{R (Z)}} \cdot I_i = \sqrt{R (Z)} \cdot I_i$$

Or :

$$2 R (Z) = Z_s + Z_s^*$$

Alors:

$$a = \frac{Z I_s^* + Z I_s}{2 \sqrt{R_e(Z)}}$$

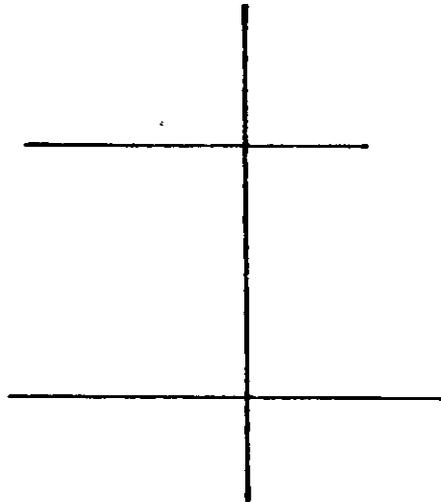
D'où :

$$a = \frac{V_i + Z I_s}{2 \sqrt{R_e(Z)}}$$

$$b = \frac{V_r - Z I_r^*}{2 \sqrt{R_e(Z)}}$$

Ou encore :

$$a = \frac{V + Z I_s}{2 \sqrt{R_e(Z)}}$$



$$b = \frac{V - Z I_r^*}{2 \sqrt{R_e(Z)}}$$

en tenant compte des expressions précédentes et des expressions :

$$\begin{cases} V = V_i + V_r \\ I = I_i + I_r \\ V = Z I_s^* - Z I_r \end{cases}$$

La puissance moyenne absorbée par Z :

$$P_i - P_r = 1/2 (|a|^2 - |b|^2) = P_{abs}$$

$$P_{abs} = 1/2 (|a|^2 - |b|^2) = 1/2 (a a^* - b b^*)$$

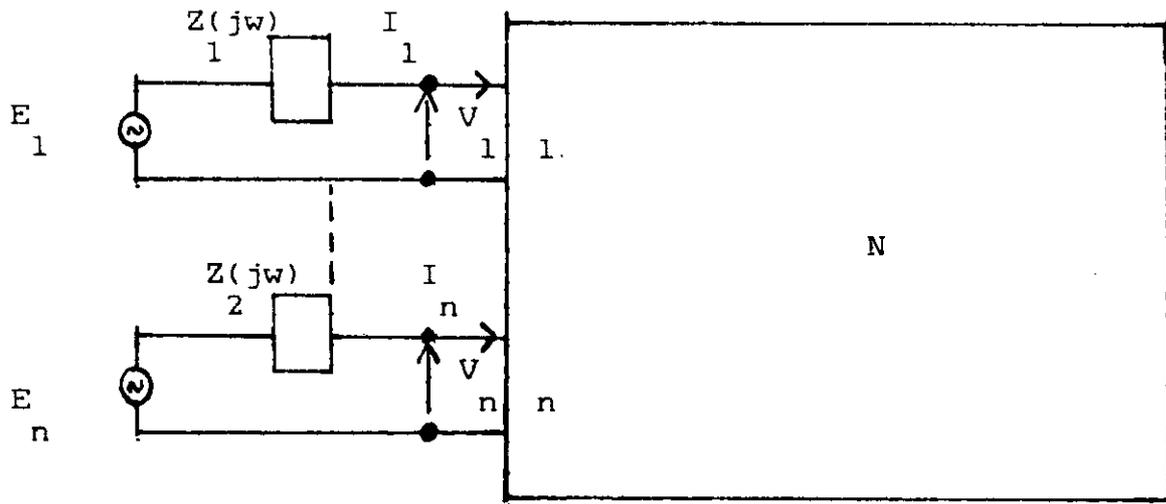
$$P_{abs} = 1/2 R_e (V I^*)$$

Le coefficient de réflexion :

$$\Gamma = \frac{b}{a} = \frac{Z_L - Z_s^*}{Z_L + Z_s}$$

II : MATRICE DE REPARTITION D'UN MULTIPOLE:

1 - Définition :



Multipôle N alimenté par n sources d'impédances internes $Z_i(jw)$

[a] : matrice d'onde incidente

[b] : matrice d'onde émergente

$$[a] = [R] [[V] + [Z] [I]]$$

$$[b] = [R] [[V] - [Z^*] [I]]$$

Où [R] et [Z] sont des matrices diagonales d'éléments respectifs :

$$\left(\frac{1}{2} R_i(Z_i)^{-1} \right) \quad \text{et} \quad Z_i$$

La matrice de répartition [S], normalisée par rapport à Z_i
($i = 1, \dots, n$)

est définie comme suit :

$$[b] = [S][a]$$

Soit $[Z]$ la matrice impédance du multipôle, alors :

$$[Y] = [Z]^{-1}[I]$$

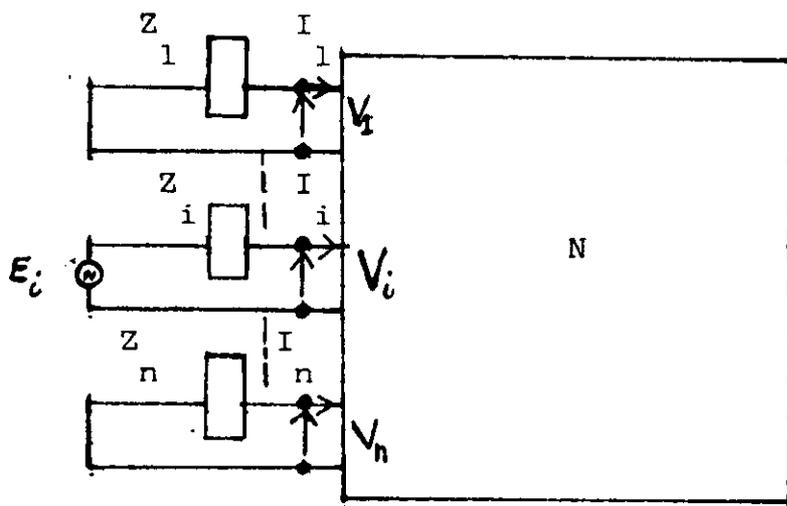
$$[S] = [R]^{-1}([Z] - [Z]^{T*})^{-1}([Z] + [Z]^{T*})^{-1}[R]$$

2 - Puissance absorbée par le multipôle :

$$P = \sum_{i=1}^N P_i = \sum_{i=1}^N 1/2 (|a_i|^2 - |b_i|^2) = [a]^{T*} [a] - [b]^{T*} [b]$$

$$P = [a]^{T*} ([I] - [S][S]^{T*}) [a] ; [I] : \text{matrice unité}$$

3 - Interprétation physique :



$$V_k = -Z_k I_k \quad k \neq i$$

$$a_k = \frac{V_k + Z_k I_k}{2 \sqrt{R_e(Z_k)}} \quad k \neq i$$

Donc :

$$a_k = 0$$

$$E_i = V_i + Z_i I_i$$

$$b_k = S_{ki} a_i = S_{ki} \frac{E_i}{2 \sqrt{R_e(Z_k)}}$$

Or :

$$b_k = \frac{V_k - Z_k^* I_k}{2 \sqrt{R_e(Z)_k}} = \frac{-Z_k I_k - Z_k^* I_k}{2 \sqrt{R_e(Z)_k}} = - \frac{2 R_e(Z)_k I_k}{2 \sqrt{R_e(Z)_k}}$$

$$b_k = - \sqrt{R_e(Z)_k} \cdot I_k$$

Donc :

$$S_{ki} = \frac{b_k}{a_i} = \frac{-\sqrt{R_e(Z)_k} \cdot I_k}{E_i / 2 \sqrt{R_e(Z)_i}}$$

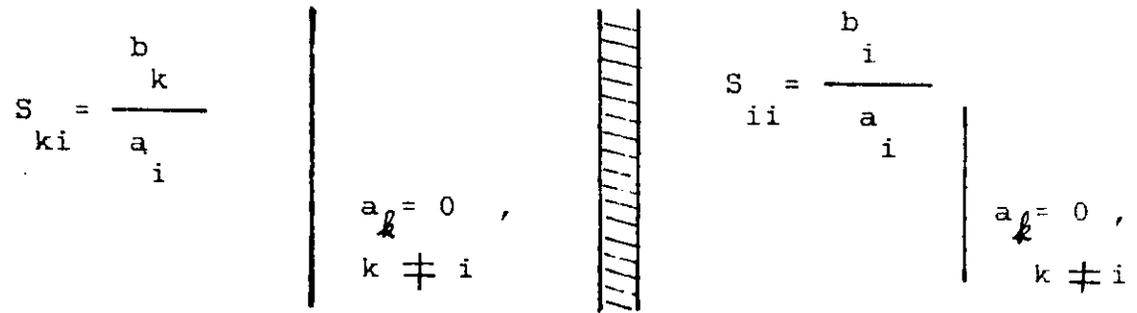
Coefficient de transmission de i → k

$$S_{ii} = \frac{b_i}{a_i} = \frac{V_i - Z_i^* I_i}{V_i + Z_i I_i}$$

Or $V_i = z_i I_i$ où z_i : impédance d'entrée (accès i)

$$S_{ii} = \frac{b_i}{a_i} = \frac{z_i - Z_i^*}{z_i + Z_i}$$

Coefficient de réflexion :



Les éléments de la matrice [S] sont sans dimension .

Ils dépendent de la fréquence ($e^{j\omega t}$) et des plans de référence .

CIRCULATEURS EN " Y "

I : Matrice de répartition d'un circulateur en Y:

Etant donné que le circulateur en Y est un hétérologue, il est donc caractérisé par la relation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} \quad (A3.1)$$

Si la jonction est sans perte, et réciproque on écrira :

$$S_{mn} = S_{nm} \quad (A3.2)$$

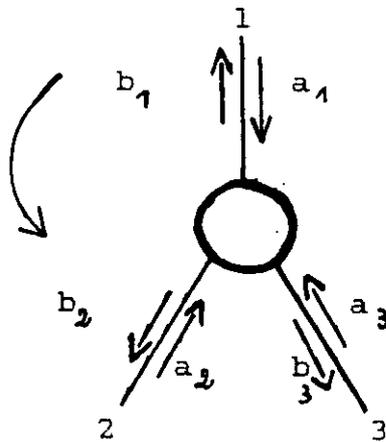


Fig.(A3.1): Circulateur à trois
voies

$$[S] [S]^* = [I]$$

Soit :

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{11}^* & S_{12}^* & S_{13}^* \\ S_{12}^* & S_{22}^* & S_{23}^* \\ S_{13}^* & S_{23}^* & S_{33}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (A3.4)$$

Il est facile de voir qu'il est impossible d'obtenir :

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0$$

Dans ce cas, en effet, on aurait :

$$\left\{ \begin{array}{l} |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 = 1 \\ |S_{12}|^2 + |S_{23}|^2 = 1 \\ |S_{13}|^2 + |S_{23}|^2 = 1 \end{array} \right.$$

D'où on tire :

$$|S_{12}| = |S_{13}| = |S_{23}| = 1/\sqrt{2} \quad (A3.5)$$

Si maintenant on considère les produits donnant zéro, il vient :

$$\begin{array}{l} S_{13} \cdot S_{23}^* = 0 \quad ; \quad S_{12} \cdot S_{23}^* = 0 \\ S_{23} \cdot S_{13}^* = 0 \quad ; \quad S_{23} \cdot S_{12}^* = 0 \end{array}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{12} \cdot S_{13}^* = 0 \\ S_{13} \cdot S_{12}^* = 0 \end{array} \right. \quad (A3.6)$$

Où les relations (A3.6) sont manifestement impossibles d'après (A3.5).

On trouverait des impossibilités analogues avec S_{12} et S_{23} , ainsi qu'avec S_{13} et S_{33} .

Il est donc impossible d'adapter simultanément les trois voies d'une jonction en Y.

On suppose maintenant que la jonction n'est pas réciproque, mais possède une symétrie **ternaire**, on écrira :

$$\begin{array}{l} S_{mn} \neq S_{nm} \quad m \neq n \\ S_{11} = S_{22} = S_{33} = S \quad ; \quad S_{12} = S_{23} = S_{31} \quad ; \quad S_{13} = S_{32} = S_{21} \end{array}$$

Dans ces conditions , la matrice de répartition s'écrit :

$$[S] = \begin{bmatrix} S & S_{12} & S_{21} \\ S_{21} & S & S_{12} \\ S_{12} & S_{21} & S \end{bmatrix} \quad (A3.7)$$

Si le dispositif est sans perte et adapté à la jonction , on pourra écrire :

$$\left| S_{12} \right|^2 + \left| S_{21} \right|^2 = 1 \quad (A3.8)$$

$$S_{21} \cdot S_{12} = 0 \quad (A3.9)$$

Pour satisfaire (A3.9) , il y a deux possibilités :

- soit $S_{21} = 0$, ce qui donne avec (A3.8) , $S_{12} = 1$
- soit $S_{12} = 0$, ce qui donne avec (A3.8) , $S_{21} = 1$

Considérons d'abord le cas où $S_{12} = 0$, ce qui donne :

$$S_{23} = S_{31} = S_{12} = 0$$

$$\left| S_{21} \right| = \left| S_{13} \right| = \left| S_{32} \right| = 1$$

Et si $a_1 = a_3 = 0$, alors :

$$b_1 = S_{12} a_2$$

Ce dispositif est donc un circulateur, dont le phénomène est lié à la symétrie de la jonction .

On appelle θ le déphasage entre les bornes (1) et (2).

La matrice de répartition s'écrira alors:

$$S_{12} = 0$$

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{j\theta} \\ e^{j\theta} & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\theta} & 0 \end{bmatrix}$$

$$S_{21} = 0$$

$$S_{13} = S_{32} = 0, \quad |S_{12}| = |S_{23}| = |S_{31}| = 1$$

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & e^{j\theta} & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\theta} \\ e^{j\theta} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Le circulateur parfait n'existe pas .

TABLE DES MATIERES

Introduction

PREMIER CHAPITRE : LES FERRITES

I : LES FERRITES POUR MICRO - ONDES :

I - 1 : Définition et constitution

I - 2 : Propriétés générales des ferrites

I - 3 : Applications

II : RESONANCE GYROMAGNETIQUE :

II - 1 : Les ferrites en basses fréquences et en hyperfréquences

II - 2 : Précession du moment du spin d'un électron

II - 3 : TENSEUR DE POLDER

III : PROPAGATION DANS LES FERRITES :

III - 1 : Cas général

III - 2 : Champ magnétique appliqué parallèle à la direction de propagation

III - 3 : Champ magnétique appliqué perpendiculaire à la direction de propagation

III - 4 : LARGEUR DE LA RAIE DE RESONANCE :

III - 5 : RESONANCE DANS UN MILIEU FINI - FORMULE DE KITTEL

DEUXIEME CHAPITRE :

EFFETS NON RECIPROQUES :

I : Généralités:

II : Effet FARADAY:

III : Comportement d'une pièce de ferrite dans un guide
rectangulaire:

III - 1 : Existence d'un plan polarisation circulaire dans
le guide

III - 2 : Propagation dans un guide rectangulaire chargé de
ferrite

TROISIEME CHAPITRE :

DISPOSITIFS A FERRITES

I :Généralités:

II :MATRICE DE REPARTITION " S":

II - 1 : Ondes de dispersions

II - 2 : Matrice de répartition "S" d'un multipôle

II - 3 : Propriétés de la matrice "S"

III : LES ISOLATEURS :

III - 1 : Introduction

III - 2 : Isolateur à ferrite

III - 3 : Isolateur à effet FARADAY

III - 4 : Isolateurs à résonance

IV : CIRCULATEUR :

IV - 1 : Circulateur à quatre voies

IV - 2 : Circulateur à trois voies

IV - 3 : Circulateur à effet FARADAY

IV - 4 : Circulateur à effet de déplacement de champ

IV - 5 : Circulateur à coupleurs 3 dB

V : LES ATTENUATEURS :

V - 1 : Quadripôles d'atténuation

V - 2 : Atténuateurs fixes

V - 3 : Atténuateurs variables

QUATRIEME CHAPITRE :

MESURES

Introduction :

I: MESURE DES S_{ij} DE L'ISOLATEUR A FERRITE EN GUIDE :

(type PM 7045X)

II: MESURE DES S_{ij} DES CIRCUITS MICRO-ONDES A ACCES COAXIAUX :

II - 1 : Principe de l'analyseur de réseau

II - 2 : L'isolateur à accès coaxial (type CT 5342 NT)

II - 3 : Le circulateur à trois voies (type CT 5341 N)

II - 4 : L'atténuateur (type PM 7503/10)

II - 5 : Conclusion sur les mesures

CONCLUSION GENERALE :

ANNEXE - A 1 - Tenseur de POLDER

ANNEXE - A 2 - Matrice de répartition " S "

ANNEXE - A3 - Circulateur en " Y "

BIBLIOGRAPHIE

- [1] THOUREL L . , " Dispositifs à ferrites pour micro-ondes " ,
Masson , PARIS (1969)
- [2] BADOUAL R . , " Les micro-ondes " , Tome II ,
Masson , PARIS (1984)
- [3] AUVRY J . , " Electronique des signaux analogiques " ,
Dunod Université , PARIS (1980)
- [4] GENTILI Ch. , " Amplificateurs et oscillateurs micro-ondes " ,
Masson , PARIS (1984)
- [5] GARDIOL F . , " Hyperfréquences " ,
Georgi , GENEVE (1981)
- [6] BOUDOURIS R . , " Circuits pour ondes guidées " ,
Dunod , PARIS (1975)
- [7] RIGAL R . , " LES HYPERFREQUENCES
Circuits et propagation des ondes " ,
Eyrolles , PARIS (1963)
- [8] VANDER VORST A . , " LES HYPERFREQUENCES
Théorie , pratique et mesures " ,
Cabay , AGORA (1982)