

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]

**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

**Band:** 9 (1956)

**Heft:** 5: Colloque Ampère

**Artikel:** Sur certains filtres d'aiguillage non réciproques et leur utilisation pour déceler des effets gyromagnétiques extrêmement faibles

**Autor:** Marie, P.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-739024>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 13.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# **Sur certains filtres d'aiguillage non réciproques et leur utilisation pour déceler des effets gyromagnétiques extrêmement faibles**

par P. MARIE

Ingénieur contractuel au Centre national d'études des télécommunications.

## *Résumé.*

Après avoir décrit des filtres d'aiguillage qu'il convient mieux d'appeler coupleurs directionnels filtrants et qui utilisent des cavités cylindriques vibrant en polarisation circulaire, nous montrons comment on peut rendre ces filtres non réciproques en utilisant l'effet gyromagnétique dans les ferrites. Nous montrons ensuite comment on peut utiliser cet effet de non-réciprocité pour mettre en évidence des différences de perméabilité magnétique apparente de l'ordre du dix millième.

\* \* \*

Les recherches que nous poursuivons au Centre National d'Etudes des Télécommunications sont essentiellement orientées vers la création de matériel destiné à l'exploitation des faisceaux hertziens; toutefois, certains appareils que nous avons mis au point pour les filtres d'aiguillage en hyperfréquence semblent permettre de mesurer une différence de perméabilité magnétique apparente de l'ordre du dix millième selon le sens de rotation des champs d'une onde centimétrique polarisée circulairement, perpendiculairement à un champ magnétique continu. Cette précision peut sans doute permettre de mettre en évidence des résonances moléculaires ou nucléaires qui ont échappé à d'autres méthodes. Nous devons signaler que notre expérience n'a porté que sur les applications aux télécommunications et dans ce domaine nous avons obtenu de bons résultats.

Le problème pour lequel nous présentons tout d'abord une solution s'énonce ainsi:

extraire d'un paquet d'ondes entrant par l'aérien et couvrant la bande 3.700, 4.200 Mc/s, des bandes successives de 30 Mc/s pour la télévision ou de 15 Mc/s pour les équipements de téléphonie multiplex.

La figure 1 montre le filtre que nous proposons pour résoudre ce problème. Lorsqu'un paquet d'ondes électromagnétiques arrive par l'entrée  $M_1$  il sort par la sortie  $M_2$  s'il appartient à la bande extraite, ou continue à se propager vers  $M'_1$  s'il n'appartient pas à cette bande.

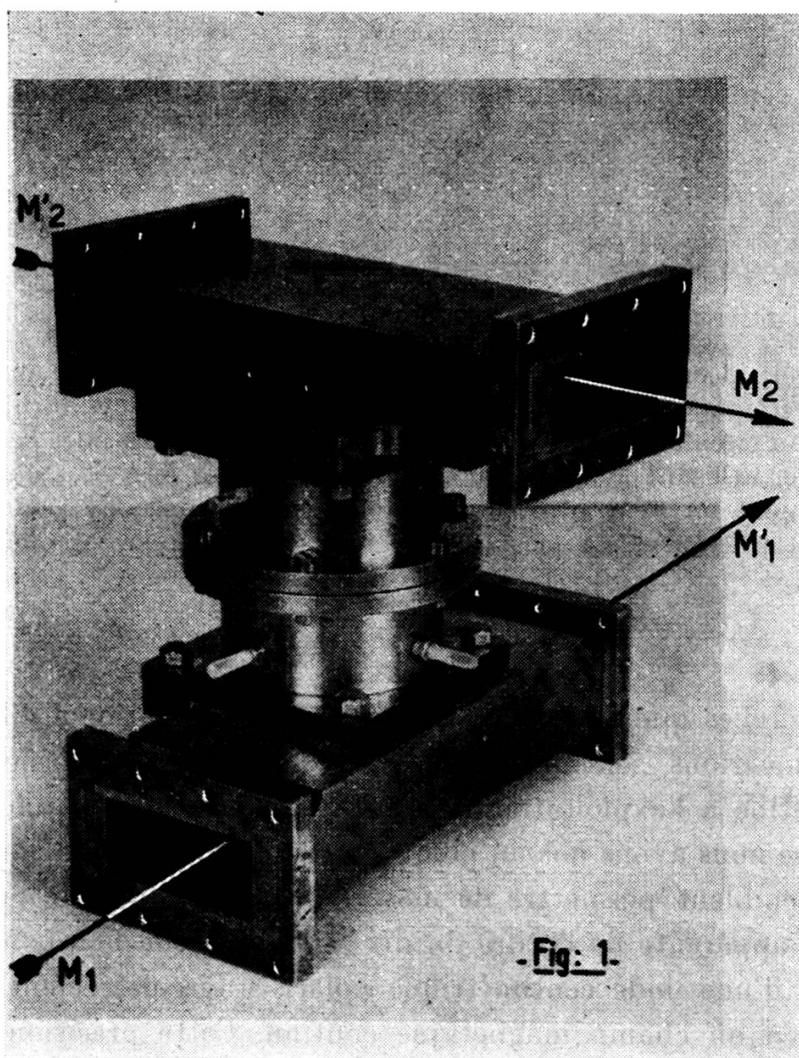


Fig. 1.

Coupleur directionnel filtrant à deux cavités.

La figure 2 montre deux filtres analogues mis en cascade, le premier extrait une bande de télévision et le second la bande voisine qui n'a pas été perturbée en passant devant le premier filtre.

Nous allons esquisser une théorie de ces filtres que l'on peut appeler plus justement coupleurs directionnels filtrant et nous montrerons comment

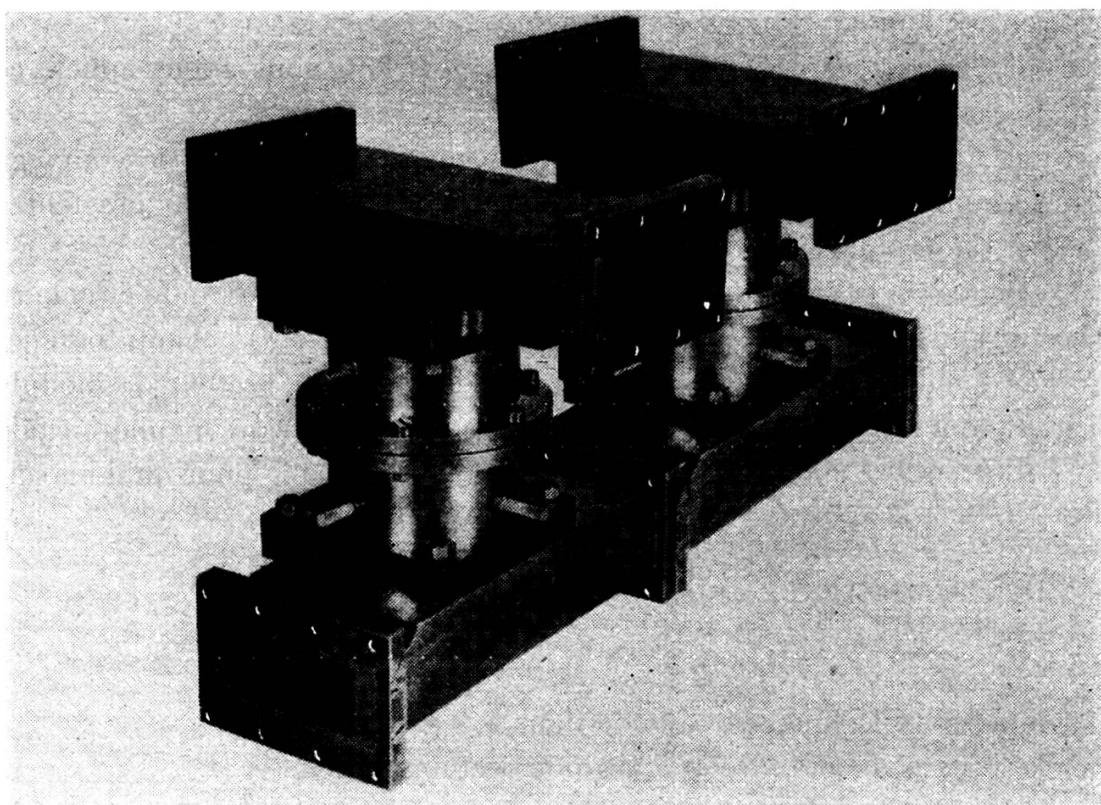


Fig. 2.

Ensemble de deux coupleurs directionnels filtrant prélevant dans un guide deux canaux voisins.

en utilisant l'effet gyromagnétique sur des cylindres de ferrite placés à l'intérieur des cavités on rend ces filtres non réciproques.

La figure 3 représente schématiquement le joint entre le guide rectangulaire et le guide circulaire qui constitue la pièce essentielle du coupleur

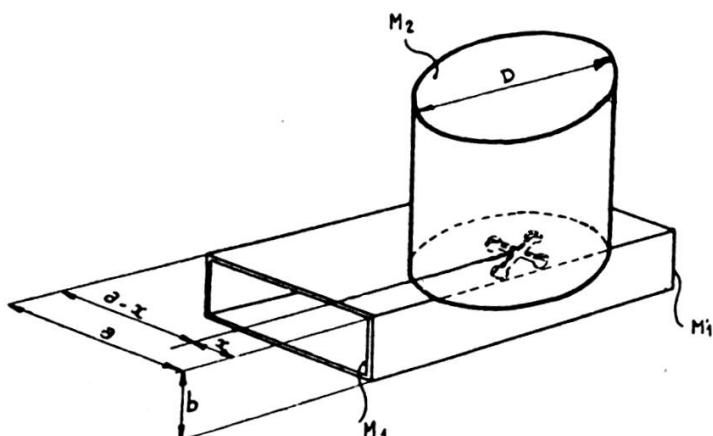


Fig. 3.  
Biquadrionde en Té.

directionnel filtrant. On voit par ailleurs sur les figures 1 et 2 comment sont disposés ces joints.

Pour des raisons que nous préciserons plus loin nous avons appelé ce joint biquadrionde en Té.

Dans un biquadrionde en Té tel que celui de la figure 3, le couplage entre le guide circulaire et le guide rectangulaire s'effectue par des fentes croisées, taillées dans la paroi qui sépare ces guides.

Le centre de la croix de couplage est placé sur l'axe du guide circulaire et en un point du grand côté du guide rectangulaire où le champ magnétique de l'onde  $TE_{01}$  progressive est représenté par un vecteur de module constant tournant dans le plan de la paroi avec une vitesse angulaire égale à la pulsation de l'onde. Le calcul permet de préciser que pour qu'il en soit ainsi il faut que :

$$(1) \quad \sin \Pi \frac{x}{a} = \frac{\lambda}{2a}$$

où

$\lambda$  représente la longueur d'onde dans le vide,

$a$  la largeur du grand côté du guide rectangulaire,

$x$  et  $a - x$  sont les distances de l'axe de la croix aux petits côtés du guide rectangulaire.

Dans ces conditions, si par l'une des extrémités du guide rectangulaire on introduit une onde, une fraction de l'énergie de cette onde est rayonnée dans le guide circulaire sous forme d'onde polarisée circulairement pendant que le reste continue à se propager dans le guide rectangulaire.

Nous avons calculé le petit côté du guide rectangulaire pour que rien ne soit réfléchi vers la source. Ce calcul repose sur l'analyse de quatre régimes stationnaires de vibration, deux sont symétriques par rapport au plan de symétrie mécanique du joint et deux sont antisymétriques par rapport à ce plan.

Dans deux d'entre eux l'impédance des fentes de couplage intervient et dans les deux autres, elle n'intervient pas. Il est commode de donner aux guides rectangulaires et circulaires les mêmes fréquences de coupure, on aboutit alors aux relations :

$$(2) \quad \left| \begin{array}{l} 1,706 D = 2a \\ \frac{b}{a} = 0,516 \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2 \end{array} \right.$$

où

$D$  est le diamètre du guide circulaire,  
 $b$  le petit côté du guide rectangulaire.

Ces deux relations jointes à la relation (1) déterminent complètement le système.

Il faut noter qu'expérimentalement le système ne se comporte pas tout à fait comme prévu. Une analyse plus poussée des hypothèses de calcul montre que c'est dans le cas du régime stationnaire symétrique où l'impédance de couplage intervient, et dans le guide rectangulaire, que l'approximation est la plus grossière. On modifie ce régime défectueux en introduisant dans le guider ectangulaire, parallèlement aux grands côtés, une lame métallique dont on règle l'enfoncement pour annuler la réflexion vers la source; on peut y parvenir avec une grande précision. Nous avons obtenu des taux d'onde stationnaire de l'ordre de 1,02 en tension dans la section  $M_1$  du guide rectangulaire (fig. 3), lorsque la sortie  $M'_1$  de ce guide est parfaitement adaptée ainsi que la sortie  $M_2$  du guide circulaire. L'onde qui se propage dans le guide circulaire est alors polarisée circulairement.

Montrons que si cette onde polarisée circulairement est réfléchie par un iris circulaire, l'énergie réfléchie ne retourne jamais vers l'entrée  $M_1$ , mais une partie est dirigée vers la sortie  $M_1$  du guide rectangulaire, et l'autre partie réfléchie à nouveau vers la sortie  $M_2$  du guide circulaire sous forme d'onde polarisée circulairement tournant toujours dans le même sens.

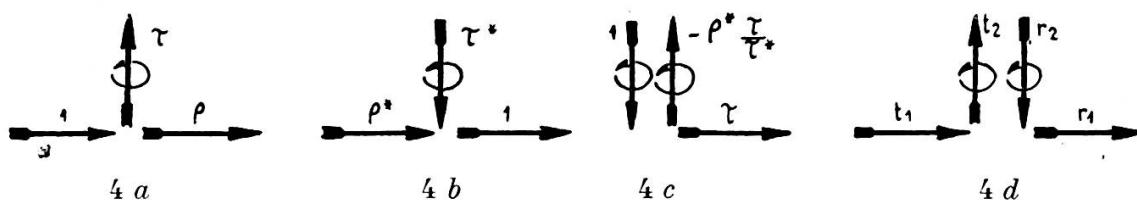


Fig. 4.

Schémas donnant les intensités relatives des ondes pour certains régimes de vibration du biquadrionde en Té.

Soit  $\rho$  et  $\tau$  les coefficients de transmissions entre l'entrée  $M_1$  et les sorties  $M_1$  et  $M_2$ , c'est-à-dire l'intensité complexe dans les sections  $M_1$  et  $M_2$  supposées adaptées lorsqu'on introduit dans la section  $M_1$  une onde dont l'intensité est prise comme unité. Par définition les modules de  $\tau$  et  $\rho$  sont proportionnels à la racine carrée du flux d'énergie dans les sections  $M_1$  et  $M_2$ . Etant donné qu'après les réglages aucune énergie n'est réfléchie vers l'entrée 1, et que le joint est supposé sans pertes ohmiques, la conservation de l'énergie s'exprime par:

$$(3) \quad \tau\tau^* + \rho\rho^* = 1$$

(les étoiles mises en exposant indiquant que l'on prend la valeur imaginaire conjuguée).

Symbolisons les régimes d'onde que nous venons de décrire par la figure 4a où les flèches rectilignes indiquent le sens de propagation des ondes dans le joint et les quantités  $t_1\tau$  et  $\rho$  les intensités complexes de ces ondes. La flèche circulaire indique le sens de rotation du champ électrique dans le guide circulaire.

Pour obtenir le régime d'onde symbolisé par la figure 4b, il suffit de changer le signe du temps dans les équations décrivant le régime symbolisé par 4a et de faire une symétrie par rapport au plan de symétrie géométrique du joint. Dans le guide circulaire, le champ électrique tourne dans le même sens (fig. 4 a et 4 b); en effet, le changement de signe du temps inverse ce sens et la symétrie le rétablit.

On obtient le régime symbolisé par la figure 4c en superposant le régime (fig. 4 a) où toutes les intensités des ondes ont été multipliées par  $-\rho^*/\tau^*$  et le régime (fig. 4 b) où toutes les intensités des ondes ont été multipliées par  $1/\tau^*$ . Il faut en outre tenir compte de la valeur de  $\tau$  qui résulte de l'équation (3).

Considérons maintenant le cas plus général où à travers la section  $M_2$  du guide circulaire se propagent en sens contraire les ondes d'intensité  $t_2$  et  $r_2$  polarisées circulairement et dont les champs électriques tournent dans le même sens, et où les ondes d'intensité  $t_1$  et  $r_1$  se propagent à travers les sections  $M_1$  et  $M'_1$  du guide rectangulaire. (On remarque d'ailleurs que le sens de propagation des ondes dans le guide rectangulaire est lié au sens de rotation de l'onde polarisée circulairement dans le guide circulaire).

La relation qui lie les intensités  $t_1$   $r_1$   $t_2$   $r_2$  s'obtient en considérant la superposition des régimes symbolisés par la figure 4a où l'on multiplie toutes les intensités par  $t_1$ , et par la figure 4c où toutes les intensités sont multipliées par  $r_2$ ; il en résulte pour  $t_2$  et  $r_1$  les valeurs:

$$(4) \quad \begin{cases} t_2 = \tau t_1 - \rho^* \frac{\tau}{\tau^*} r_2 \\ r_1 = \rho t_1 + \tau r_2 \end{cases}$$

que l'on peut mettre sous une forme plus symétrique en résolvant en  $t_1$   $r_1$

$$(5) \quad \begin{cases} t_1 = \frac{1}{\tau} t_2 + \frac{\rho^*}{\tau^*} r_2 \\ r_1 = \frac{\rho}{\tau} t_2 + \frac{1}{\tau^*} r_2 \end{cases}$$

Cette relation est la même que celle qui lie les intensités transmises ou réfléchies par un semi-réflecteur sans pertes; le raisonnement que nous avons fait pour passer de la figure 4a à la figure 4c peut se répéter presque mot pour mot pour le semi-réflecteur représenté (fig. 5).

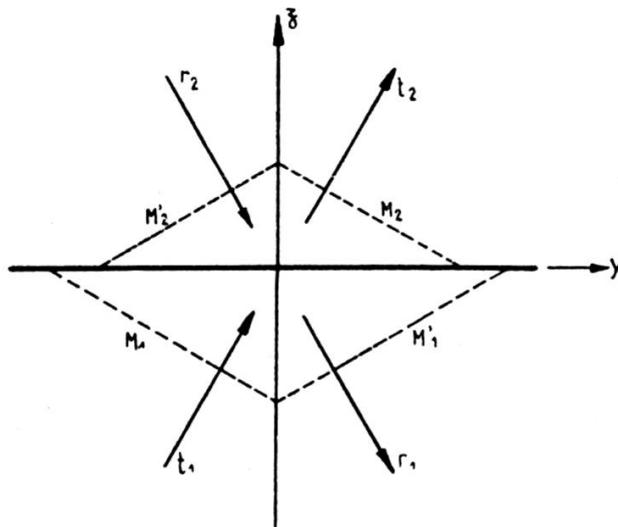


Fig. 5

Ondes transmises et réfléchies par un semi-réflecteur plan.

Cette figure est tracée dans le plan d'incidence  $zoy$ , la couche semi-réfléchissante est dans le plan  $xoy$ . Les plans de références  $M_1 M'_1 M_2 M'_2$  sont perpendiculaires aux directions des ondes planes d'intensités  $t_1 r_1 t_2 r_2$ , ils sont symétriques par rapport à  $xoz$ . Dans ces conditions, si  $r_2 = 0$  et si  $t_1 = 1$ ;  $t_2$  et  $r_2$  sont respectivement les intensités des ondes transmises et réfléchies par le semi-réflecteur et nous les désignerons par  $\tau$  et  $\rho$ . Une symétrie par rapport à  $xoz$ , un changement de signe du temps et une combinaison linéaire avec le régime  $t_1 = 1$ ,  $r_1 = 0$  permet de définir le régime  $t_1 = 0$ ,  $r_1 = 1$  analogue au régime de la figure 4c.

Si les plans de références  $M_1 M'_1 M_2 M'_2$  que nous avons pris par hypothèse symétrique par rapport à  $xoz$  sont par ailleurs symétriques par rapport à  $xoy$  les coefficients de réflexions doivent être les mêmes de part et d'autre du semi-réflecteur en d'autres termes on doit avoir:

$$(6) \quad \rho = -\rho^* \frac{\tau}{\tau^*}$$

Ce qui se traduit par la relation liant les arguments de  $\tau$  et de  $\rho$ :

$$(7) \quad \text{argument } \tau = \text{argument } \rho \pm \frac{\pi}{2}$$

Compte tenu de la relation (3) qui lie les modules on peut écrire:

$$(8) \quad \begin{cases} \tau = -j \sin u e^{-j(2\theta-u)} \\ \rho = \cos u e^{-j(2\theta-u)} \end{cases}$$

Pour retrouver ces mêmes relations dans le cas du joint de la figure 3, il suffit de choisir convenablement la position des plans de références:  $M_1 M'_1$  confondus avec le plan de symétrie et le plan  $M_2$  à un quart d'onde du couplage. En effet, dans ces conditions, si le couplage est extrêmement faible, le coefficient de réflexion tend vers 1 en module et phase pour la propagation dans le guide rectangulaire et pour la réflexion dans le guide circulaire. Notons ici que dans le guide rectangulaire la réflexion se fait en incidence rasante sur le couplage alors que dans le guide circulaire elle se fait en incidence normale, la direction de propagation de l'énergie transmise à travers le couplage n'est pas dans le prolongement de la direction de propagation de l'énergie incidente comme dans le cas du semi-réflecteur car les lois de la réfraction ne peuvent s'appliquer à un joint de guide où les dimensions du trou de couplage sont petites devant la longueur d'onde.

La relation (5) que nous avons établie dans le cas du joint de guide (fig. 3) ou du semi-réflecteur (fig. 5) découle uniquement du fait qu'une onde incidente donne naissance à une onde transmise et une onde réfléchie avec conservation de l'énergie.

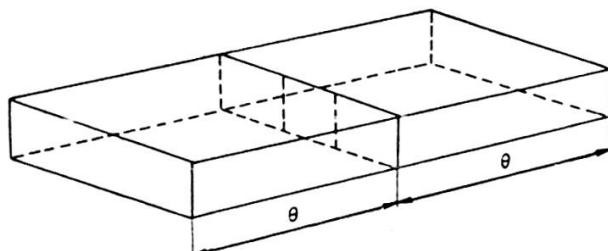


Fig. 6.  
Iris dans un guide rectangulaire.

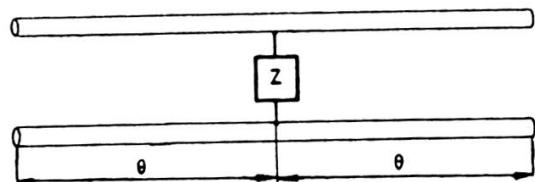


Fig. 7.  
Impédance shuntant une ligne homogène.

On retrouve cette même relation dans le cas où un iris sans perte obture partiellement un guide d'onde (fig. 6) ou dans le cas où une réactance  $Z$  localisée shunte une ligne homogène d'impédance caractéristique  $Z_0$  (fig. 7), dans ce dernier cas la valeur de  $u$  est liée à l'impédance relative par la formule :

$$(9) \quad \frac{2z}{jz_0} = \cot g u$$

Compte tenu du fait que la relation (5) fait intervenir un angle  $u$  dans les cas des figures 3 et 5, nous pouvons dire que le joint de guide (fig. 3) le semi-réflecteur (fig. 5) et l'iris obturant le guide (fig. 6) ont pour schéma équivalent la réactance shuntant la ligne homogène (fig. 7) si les angles  $u$  et  $\theta$  liés respectivement au rapport entre les énergies transmises et réfléchies et à la position des plans de référence ont même valeur.

De nombreux filtres électriques peuvent être constitués par un ensemble de réactances shuntant une ligne homogène et séparées par des angles électriques que l'on sait calculer. On notera d'ailleurs que dans la plupart des filtres de bande ainsi constitués, la réponse du filtre en fonction de la fréquence peut être calculée en supposant que les réactances shunt ne varient pratiquement pas dans la bande passante et que les variations de la transmission du filtre sont dus uniquement aux variations en fonction de la fréquence des angles électriques séparant les impédances.

Le filtre le plus simple est constitué par deux réactances identiques séparées par une distance voisine d'un nombre entier de demi-longueurs d'ondes. L'interféromètre de Perot et Fabry utilisé en optique correspond à ce cas. Il est constitué par deux lames de verre faiblement argentées qui forment deux semi-réflecteurs plans parallèles (fig. 8 a). Dans un guide rectangulaire on peut de même disposer deux iris comme figure 8b, le tronçon de guide compris entre les deux iris se comporte alors comme une cavité résonnante.

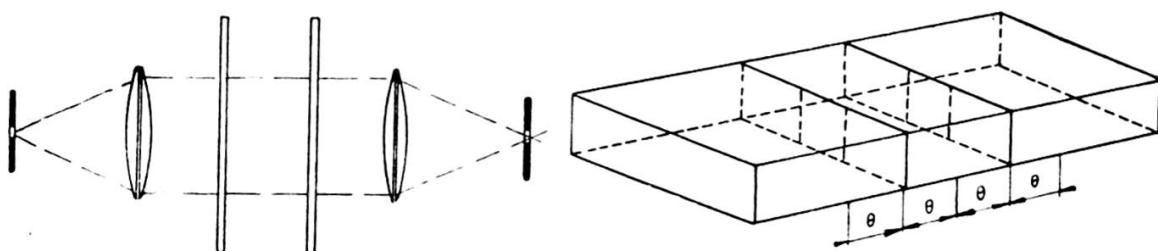


Fig. 8a et 8b.

Un ensemble de deux iris dans un guide est l'équivalent d'un interféromètre de Perot et Fabry attaqué en incidence normale.

On peut obtenir le même résultat en associant deux joints tels que ceux de la figure 3 avec cette différence essentielle que dans le cas des iris obturant le guide rectangulaire l'énergie qui n'est pas transmise à travers le résonateur est réfléchie vers la source alors que dans le cas des joints de guide (fig. 3), la réflexion se fait tangentiellement à la surface percée par les trous de couplage et rien ne retourne vers la source, l'énergie qui ne passe pas à travers le résonateur continue à se propager dans le guide rectangulaire. Si l'on veut comparer ces deux systèmes à l'interferomètre de Perot et Fabry, il faut dire que l'ensemble des deux iris disposés dans un guide est l'équivalent de l'interferomètre attaqué en incidence normale, alors que le système (fig. 9 b) est équivalent à un interferomètre attaqué en incidence oblique (fig. 9 a).

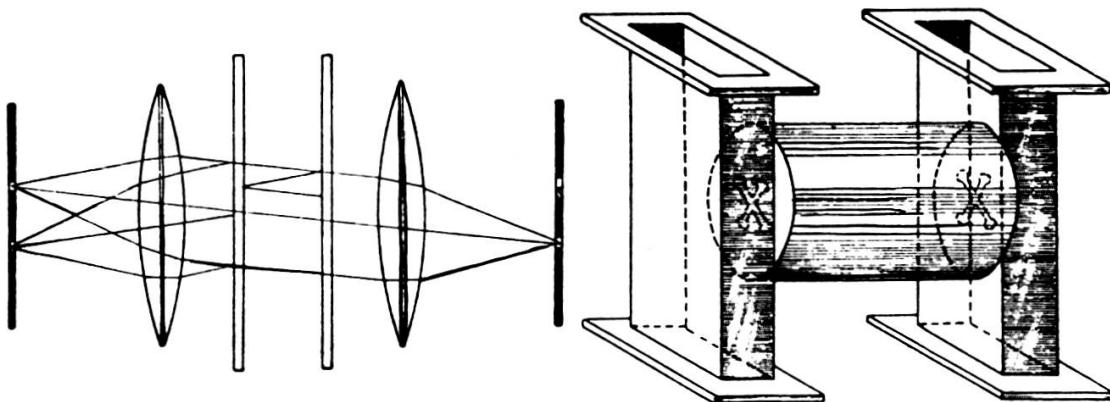


Fig. 9a et 9b.

Un ensemble de deux biquadriondes en Té est équivalent à un interféromètre attaqué en incidence oblique.

On peut pousser plus loin cette analogie en disant que dans le cas des iris comme dans le cas de l'interferomètre attaqué en incidence normale, les couplages sont monophasés en ce sens que dans les semi-réflecteurs ou dans les iris supposés très minces, la densité de courant peut être représentée par un vecteur de la forme

$$\cos \omega t \cdot E(xy)$$

où  $E(xy)$  représente un vecteur réel fonction des coordonnées dans plan de l'iris ou des semi-réflecteurs mais indépendant du temps.

Dans le cas du biquadionde en Té (fig. 3) comme dans le cas de l'interféromètre attaqué en incidence oblique, les couplages sont polyphasés en ce sens que la densité de courant dans les plans de couplage peut être représentée par deux systèmes de courants monophasés en quadrature de

phase. Dans le semi-réflecteur attaqué sous l'angle d'incidence  $i$  la densité de courant est de la forme:

$$\cos \omega t \cdot \cos \frac{2\pi \sin i}{\lambda} y - \sin \omega t \cdot \sin \frac{2\pi \sin i}{\lambda} y$$

dont les deux termes représentent bien deux courants monophasés en quadrature.

Les filtres que nous présentons (fig. 1 et 2) sont des filtres plus complexes qui comportent deux cavités résonnantes couplées par un iris circulaire.

Pour une onde lancée dans l'un des guides rectangulaires le biquadrionde en Té est l'équivalent d'une impédance shunt, avec la seule différence que l'onde réfléchie n'est pas réfléchie vers la source, l'énergie qui pénètre dans le guide circulaire est sous forme d'onde polarisée circulairement et si elle ne rencontre ensuite que des iris circulaires et à la fin du tronçon de guide circulaire un autre biquadrionde en Té, les réflexions successives se font en polarisation circulaire et sans changer le sens de rotation des champs; les relations entre les ondes qui échangent de l'énergie à travers les biquadriondes en Té ou les iris circulaires sont toujours du type (5), on peut donc toujours faire correspondre à cet ensemble un schéma équivalent formé par un ensemble d'impédances shuntant une ligne et par suite prédéterminer la courbe de filtrage. Un filtre ainsi constitué peut être appelé plus justement un coupleur directionnel filtrant; en effet, au sens de propagation de l'onde dans le guide d'entrée est lié le sens de rotation du champ électrique dans le guide circulaire et le sens dans lequel est lancée l'onde dans le guide rectangulaire de sortie.

Voyons maintenant comment on peut rendre un tel filtre non réciproque en utilisant les propriétés gyromagnétiques des ferrites.

Un ferrite soumis à un champ magnétique continu s'aimante parce que les moments magnétiques des électrons à spin non compensé qu'il contient s'orientent dans le sens du champ, mais cette orientation est accompagnée d'un mouvement de précession; en effet, l'électron doué de spin, c'est-à-dire d'un moment cinétique propre colinéaire au champ magnétique, réagit statistiquement comme un gyroscope au couple causé par l'action du champ continu sur le moment magnétique. Cette précision est en général très vite amortie, mais si un champ magnétique tournant de haute fréquence tourne en restant perpendiculaire au champ continu, il entretient la précession du moment magnétique des électrons, son sens de rotation est convenable et si sa fréquence est voisine de la fréquence de précession

naturelle fixée par l'intensité du champ magnétique continu. Pratiquement, le ferrite apparaît alors au champ magnétique tournant comme ayant une très haute perméabilité magnétique et des pertes variables suivant la nature du ferrite. Mais si l'on change le sens de rotation du champ magnétique tournant, il n'est plus du tout couplé au mouvement de précession des électrons et le ferrite présente à ce champ une perméabilité beaucoup plus faible.

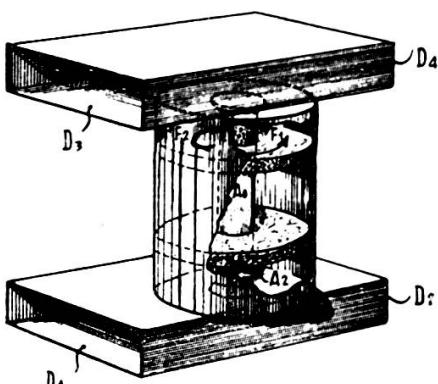


Fig. 10.

Coupleur directionnel filtrant non réciproque.

Quand dans une cavité cylindrique vibrant en polarisation circulaire et soumise à un champ magnétique continu axial on introduit un cylindre de ferrite coaxial à la cavité et de diamètre petit par rapport au diamètre de cette dernière, la fréquence de résonance varie. Cette variation est faible si le champ magnétique haute fréquence tourne en sens inverse du sens de précession des électrons, mais est beaucoup plus grande si le champ tourne dans le sens de précession. La cavité cylindrique contenant un bâtonnet de ferrite a donc deux fréquences de résonance en polarisation circulaire correspondant chacune à un sens de rotation des champs.

Considérons donc le coupleur directionnel résonnant (fig. 10) formé par deux biquadriondes en Té, les guides rectangulaires sont disposés de telle sorte que l'ensemble présente deux plans de symétrie géométrique, l'un passant par l'axe du guide circulaire et perpendiculaire aux axes des guides rectangulaires, l'autre, perpendiculaire à l'axe du guide circulaire.

Nous avons représenté la cavité ouverte, elle vibre en demi-onde, les cylindres de ferrites  $A_1$   $A_2$  sont collés aux extrémités d'un cylindre d'acier au cobalt  $A_0$  qui présente une grande rémanence et constitue l'aimant qui crée le champ magnétique continu.

Ainsi, les cylindres de ferrites sont placés aux extrémités de la cavité là où le champ magnétique haute fréquence est le plus intense et, l'aimant métallique se trouve dans la zone où le champ électrique est maximum. Ceci assure la maximum d'efficacité pour le minimum de pertes. Ces cylindres de métal ou de ferrite sont soutenus par des bagues en mousse de polystyrène qui ne perturbent pratiquement pas le champ électrique.

Soit  $f_1$  et  $f_2$ , les fréquences de résonance de la cavité pour les ondes à polarisation circulaire dont les champs tournent dans les sens indiqués respectivement par les flèches  $F_1$  et  $F_2$ .

Si une onde de fréquence  $f_1$  entrant par la bride  $D_1$  engendre dans le guide circulaire une onde polarisée circulairement et tournant dans le sens de la flèche  $F_1$ , la totalité de l'énergie qu'elle transporte se retrouve en  $D_4$ .

En effet, puisque l'onde a la fréquence de résonance, elle traverse le résonateur. Le fait que l'énergie est aiguillée vers  $D_4$  est justifié par un raisonnement analogue à celui qui fait correspondre la figure 4c à la figure 4a.

Si le sens de rotation indiqué par la flèche  $F_1$  est celui de l'onde à polarisation circulaire engendrée dans le résonateur lorsque l'énergie entre par  $D_1$ , c'est également le sens de rotation de l'onde à polarisation circulaire lorsque l'énergie entre par  $D_3$ . En effet, une symétrie des champs par rapport au plan de symétrie perpendiculaire à l'axe du guide cylindrique conserve le sens de rotation du champ électrique dans le résonateur.

Par contre, le sens de rotation des ondes à polarisation circulaire engendrées lorsque l'énergie entre par  $D_2$  ou  $D_4$  est celui de la flèche  $F_2$ . En effet, dans ces deux cas, les champs peuvent être obtenus à partir des deux cas précédents par une symétrie par rapport au plan passant par l'axe du guide circulaire et perpendiculaire aux guides rectangulaires, et cette symétrie inverse le sens de rotation du champ électrique dans le résonateur.

Ainsi, si une onde électromagnétique à la fréquence  $f_1$ , elle traverse le résonateur si on l'introduit par les côtés  $D_1$  ou  $D_3$  et elle ne le traverse pas si on l'introduit par les côtés  $D_2$  ou  $D_4$ . Les transmissions possibles d'énergie entre  $D_1$   $D_2$   $D_3$   $D_4$  pour la fréquence  $f_1$  sont résumées par les flèches de la figure 11a où une flèche diagonale indique qu'il y a traversée du résonateur.

De même une onde de fréquence  $f_2$  traverse le résonateur si on l'introduit par  $D_2$  ou  $D_4$  et ne le traverse pas si on l'introduit par  $D_1$  ou  $D_3$ . Les transmissions possibles entre  $D_1$   $D_2$   $D_3$   $D_4$  pour la fréquence  $f_2$  sont résumées par les flèches de la figure 11b.

Si la fréquence de l'onde est éloignée des fréquences  $f_1$ ,  $f_2$ , aucune énergie ne traverse le résonateur. Les transmissions possibles sont alors résumées par les flèches de la figure 11c. L'absence de flèches diagonales signifie que l'énergie ne peut que se propager dans les guides rectangulaires  $D_1$   $D_2$  ou  $D_3$   $D_4$  sans pouvoir passer de l'un à l'autre.



Fig. 11, a, b, c.

Schéma de la propagation des ondes dans un coupleur non réciproque.

Les propriétés que l'on vient de démontrer peuvent être utilisées pour protéger un tube oscillateur contre les variations d'impédances de charge causées par les réflexions d'un feeder. Si le feeder est long, l'impédance de charge peut varier très rapidement et pour un klystron reflex, la déviation de fréquence n'est plus une fonction linéaire de la tension de modulation. C'est là une cause de distorsion et par suite de diaphonie. Pour protéger l'oscillateur, il faut utiliser soit un amplificateur séparateur, soit un circuit non réciproque tel que ceux que nous venons de décrire. La figure 12 représente un tel montage. L'oscillateur S centré sur la fréquence  $f_1$  du coupleur résonnant, émet son énergie dans l'entrée  $D_1$  du coupleur.

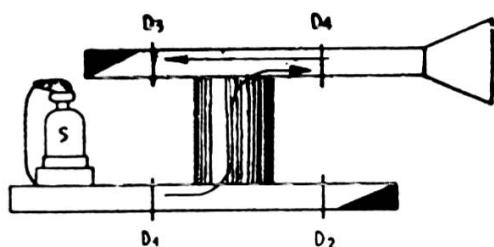


Fig. 12.

Utilisation d'un coupleur non réciproque pour protéger un oscillateur contre les réflexions en bout d'un feeder long.

Conformément au schéma (fig. 11 a), cette énergie est dirigée vers la sortie  $D_4$  connectée au feeder de l'aérien. Si des réflexions se produisent dans ce feeder, l'énergie réfléchie sera dirigée vers  $D_3$  où se trouve une terminaison absorbante, ainsi l'impédance de charge de l'oscillateur n'en n'est pas affectée.

La technique que nous venons de décrire pour un filtre à un seul résonateur peut naturellement s'étendre aux filtres ayant un nombre quelconque de cavités.

Par ailleurs, en cherchant à mettre en évidence la non-réciprocité de nos circuits, à l'aide d'un dispositif expérimental tel que celui de la figure 13; on peut mettre en évidence des effets gyromagnétiques extrêmement faibles sur des échantillons de matière quelconques.

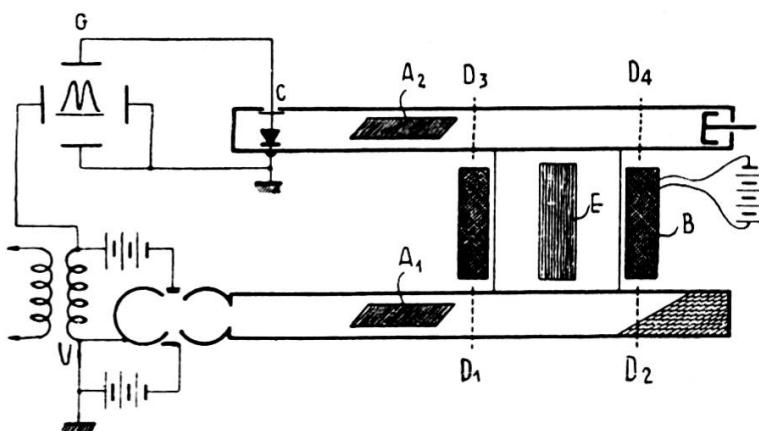


Fig. 13.

Schéma du dispositif pour la mesure des très petites valeurs de ( $d\mu' - d\mu''$ ).

Sur cette figure 13 on distingue un coupleur directionnel résonnant analogue à celui de la figure 10 limité aux plans de section D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub>, D<sub>4</sub>, l'échantillon de matière à étudier est constitué par le cylindre E, le champ magnétique est engendré par la bobine B. L'énergie haute fréquence est fournie par le vobulateur V. La tension en dent de scie qui module la fréquence du vobulateur commande en même temps le balayage horizontal d'un oscillographe G. La sortie D<sub>2</sub> du coupleur directionnel résonnant débite sur une charge adaptée, la sortie D<sub>4</sub> est fermée par un piston de court-circuit et la sortie D<sub>3</sub> est branchée sur un détecteur dont la tension redressée est transmise aux plaques verticales de l'oscillographe.

Au sens de rotation des champs de l'onde polarisée circulairement engendrée dans le guide circulaire lorsque l'énergie entre par D<sub>1</sub> correspond une longueur d'onde guidée  $\lambda_g$  donnée par:

$$(10) \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon \mu - \left(\frac{\lambda}{1,706 D}\right)^2}}$$

où  $\epsilon$  et  $\mu$  sont les constantes relatives diélectrique et magnétique d'une substance homogène remplissant le guide circulaire,  $D$  est le diamètre du guide circulaire.

Soit  $l$  la longueur du résonateur il lui correspond à un angle électrique  $2\theta$  tel que :

$$(11) \quad \theta = \frac{2\pi l}{\lambda_g}$$

Lorsque toutes choses restant égales d'ailleurs on fait varier  $\mu$  de  $d\mu$  et  $\lambda$  de  $d\lambda$ , la variation relative de l'angle électrique est :

$$(12) \quad \frac{d\theta}{\theta} = \left( \frac{\lambda g}{\lambda} \right)^2 \left[ \frac{\epsilon}{2} d\mu - \frac{d\lambda}{\lambda} \right]$$

Soit  $\mu$  l'angle d'impédance des biquadriondes en Té; la condition de résonance s'écrit :

$$(13) \quad 2\theta - u = K\pi .$$

Si l'on suppose la longueur  $l$  donnée ainsi que le mode de vibration défini par le nombre entier  $K$  et le champ magnétique continu nul, ce qui entraîne par définition  $d\mu = 0$ , cette équation associée aux équations (10) et (11), donne la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  de la cavité.

Dans le voisinage de ces conditions, pour une variation de longueur d'onde  $d\lambda$  et une variation de perméabilité apparente  $d\mu'$  liée à l'apparition du champ magnétique créé par la bobine  $B$ , si à la sortie  $D_4$  on branche une charge adaptée, les coefficients de transmission d'énergie de  $D_1$  à  $D_4$  et de  $D_1$  à  $D_2$  s'expriment respectivement par :

$$(14) \quad |\tau'|^2 = \frac{1}{1 + Q^2 \left[ \frac{\epsilon}{2} d\mu' - \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right]^2}$$

$$(15) \quad |\rho'|^2 = \frac{Q^2 \left[ \frac{\epsilon}{2} d\mu' - \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right]^2}{1 + Q^2 \left[ \frac{\epsilon}{2} d\mu' - \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right]^2}$$

en posant :

$$(16) \quad Q = \frac{tg^2 u}{4K\pi} \left( \frac{\lambda g}{\lambda_0} \right)^2$$

$Q$  apparaît comme le facteur de surtension de la cavité.

Si au lieu d'absorber l'énergie qui arrive en  $D_4$  on la réfléchit à l'aide d'un piston de court-circuit tel que celui qui a été dessiné (fig. 13), une partie de l'énergie ainsi réfléchie retourne vers  $D_1$  où elle est consommée par l'atténuateur  $A_1$ ; l'autre partie est dirigée vers le cristal  $c$  masqué par l'atténuateur d'adaptation  $A_2$ . Les coefficients  $\tau'' \rho''$  de transmission de l'énergie de  $D_4$  à  $D_1$  et de  $D_4$  à  $D_3$  ont respectivement les formes (14) et (15), avec cette différence que la variation de perméabilité n'a plus la valeur  $d\mu'$  mais une valeur  $d\mu''$ ; en effet, comme on l'a montré plus haut, le sens de rotation des champs haute fréquence dans la cavité n'est pas le même selon que l'énergie se propage de  $D_1$  vers  $D_4$  ou de  $D_4$  vers  $D_1$ .

Finalement le système étant constitué comme sur la figure 13, le coefficient de transmission de l'énergie de  $D_1$  en  $D_3$  après réflexion en  $D_4$  est donné par:

$$(17) \quad |\tau' \rho''|^2 = \frac{Q^2 \left[ \frac{\varepsilon}{2} d\mu'' - \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right]^2}{\left[ 1 + Q^2 \left( \frac{\varepsilon}{2} d\mu' - \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \right] \left[ 1 + Q^2 \left( \frac{\varepsilon}{2} d\mu'' - \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \right]}$$

La déviation verticale du spot de l'oscillographe est proportionnelle à cette énergie. La déviation horizontale est proportionnelle à la fréquence, c'est-à-dire à  $d\lambda$ . On trace donc sur l'écran de l'oscillographe la courbe donnant  $[\tau' \rho'']^2$  en fonction de  $d\lambda$ . En l'absence de champ magnétique, c'est-à-dire pour  $d\mu' = d\mu'' = 0$ , la courbe présente deux bosses symétriques, les maxima ont pour valeur  $1/4$  et correspondent à des abscisses telles que:

$$Q \frac{d\lambda}{\lambda_0} = \pm 1$$

Lorsqu'on excite le champ magnétique continu pour obtenir des variations  $d\mu'$  et  $d\mu''$  très petites, les abscisses des deux maxima varient peu, elles sont données par:

$$(18) \quad Q \frac{d\lambda}{\lambda_0} = \pm 1 + Q \frac{\varepsilon}{2} d\mu''$$

mais elles ne sont plus égales et le rapport entre leur différence de hauteur et leur valeur moyenne est égal à:

$$Q \varepsilon (d\mu'' - d\mu') .$$

Admettons que l'on puisse discerner cette différence de hauteur pour une valeur minimum de 1 mm lorsque la valeur moyenne se traduit sur

l'écran par une déviation de 75 mm, et que la cavité ait une surtension qui soit de l'ordre de  $Q = 2.000$ ; on mettra en évidence une variation de perméabilité de :

$$d\mu'' - d\mu' = \frac{1}{\epsilon 150.000}$$

Notons toutefois que nous avons supposé la cavité pleine de la matière à étudier et la perméabilité variant de façon homogène, pratiquement pour que l'échantillon soit soumis à un champ haute fréquence homogène, il faut lui donner un diamètre petit par rapport à celui de la cavité, dans ce cas, les variations de perméabilité apparente se traduiront par des effets nettement moindres. Par ailleurs, les imperfections de directivité des biquadriondes en Té peuvent perturber la mesure, mais il semble que l'on puisse les compenser en faisant deux mesures correspondant à deux positions du piston de court-circuit séparées par un quart d'onde. Il semble donc que l'on puisse mettre en évidence des variations de  $\mu$  de l'ordre de  $10^{-4}$ . La précision de la méthode vient de ce que l'on trace des courbes de résonance en creusant la courbe de retour dans la courbe d'aller.

Reste à justifier le terme « biquadrionde » que nous avons utilisé: les équations (5) définissent une relation entre les intensités de quatre ondes caractérisées par leurs directions de propagation ou leur sens de rotation pour les ondes à polariser circulaire. Dans le cas du biquadrionde en Té (fig. 3), si l'on fait une symétrie des ondes par rapport au plan de symétrie mécanique du joint, on obtient un autre groupe de quatre ondes caractérisées par des directions de propagations ou des sens de rotation inverse des précédents mais liés encore par la relation (5).

Le joint (fig. 3), échange donc l'énergie avec les guides qui y aboutissent sous forme de huit ondes progressives réparties en deux groupes de quatre et tel que si on introduit de l'énergie sous forme d'une onde appartenant à l'un des groupes elle ressort sous forme de deux ondes appartenant au même groupe.

Cette définition du « biquadrionde » est très générale, le biquadrionde en Té est un cas particulier, les semi-réflecteurs attaqués en incidence oblique, les lames biréfringentes et les coupleurs directionnels sont des biquadriondes. Nous avons tenté une synthèse qui sera publiée au cours de l'année 1956 dans la collection technique du C.N.E.T. sous le titre « La théorie des biquadriondes et ses applications ».