

TP n°9 (F.Moulin): **Etude d'un guide d'ondes centimétriques**

I) Etude théorique

a) Equations de Maxwell et composantes des champs

Une onde électromagnétique, dans le domaine des longueurs d'ondes centimétriques, se propage dans un guide d'onde métallique creux rectangulaire de dimensions intérieures $a \times b$ où $a > b$:

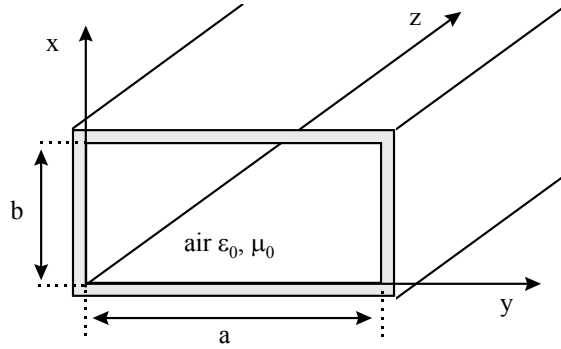


Figure 1: Guide d'onde métallique creux rectangulaire $a \times b$.

La propagation de cette onde obéit aux équations de Maxwell classiques:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E} = 0 \\ \vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{B} = 0 \\ \vec{\text{rot}} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1)$$

, auxquelles nous rajouterons des conditions aux limites imposées par les parois métalliques conductrice du guide. La propagation de cette onde électromagnétique est guidée suivant la direction Oz. Nous utiliserons les notations suivantes pour décrire les composantes des champs électrique et magnétique de l'onde:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_j = E_{0j} \vec{u}_j \cos(\omega t - kz + \varphi_j) \\ \vec{B}_j = B_{0j} \vec{u}_j \cos(\omega t - kz + \psi_j) \end{array} \right. \quad j = x, y, z \quad (2a)$$

ou en introduisant les notations complexes très utiles pour les calculs:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_j = \Re e(\underline{E}_{0j} \vec{u}_j e^{i(\omega t - kz)}) = \frac{1}{2} \{ \underline{E}_{0j} \vec{u}_j e^{i(\omega t - kz)} + \underline{E}_{0j}^* \vec{u}_j e^{-i(\omega t - kz)} \} \\ \vec{B}_j = \Re e(\underline{B}_{0j} \vec{u}_j e^{i(\omega t - kz)}) = \frac{1}{2} \{ \underline{B}_{0j} \vec{u}_j e^{i(\omega t - kz)} + \underline{B}_{0j}^* \vec{u}_j e^{-i(\omega t - kz)} \} \end{array} \right. \quad (2b)$$

\underline{E}_{0j}^* et \underline{B}_{0j}^* sont respectivement les complexes conjugués de \underline{E}_{0j} et \underline{B}_{0j} .

Dans le cas qui nous intéresse ici nous pouvons considérer qu'il n'y a aucun effet non-linéaire. Il n'y a donc pas de termes supplémentaires dans les équations de Maxwell faisant intervenir des

multiplications entre champs. Il n'est alors pas nécessaire de garder ici la partie complexe conjugué dans les calculs. Les relations (2b) seront toutefois utilisées pour retrouver les champs réels.

L'isolement des dépendances en z et t dans l'exponentielle complexe, donne des amplitudes maximums \underline{E}_{0j} et \underline{B}_{0j} qui ne dépendent que de x et y . Les équations de Maxwell (1) donnent alors

les relations entre les composantes complexes des champs:

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \underline{E}_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial \underline{E}_{0y}}{\partial y} - ik \underline{E}_{0z} = 0 \quad (3a)$$

$$\vec{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial y} + ik \underline{E}_{0y} = -i\omega \underline{B}_{0x} \\ -ik \underline{E}_{0x} - \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial x} = -i\omega \underline{B}_{0y} \end{cases} \quad (3b)$$

$$\vec{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} -ik \underline{E}_{0x} - \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial x} = -i\omega \underline{B}_{0y} \\ \frac{\partial \underline{E}_{0y}}{\partial x} - \frac{\partial \underline{E}_{0x}}{\partial y} = -i\omega \underline{B}_{0z} \end{cases} \quad (3c)$$

$$\vec{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \frac{\partial \underline{E}_{0y}}{\partial x} - \frac{\partial \underline{E}_{0x}}{\partial y} = -i\omega \underline{B}_{0z} \end{cases} \quad (3d)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial y} - ik \underline{B}_{0z} = 0 \quad (3e)$$

$$\vec{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial y} + ik \underline{B}_{0y} = \frac{i\omega}{c^2} \underline{E}_{0x} \\ -ik \underline{B}_{0x} - \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} = \frac{i\omega}{c^2} \underline{E}_{0y} \end{cases} \quad (3f)$$

$$\vec{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} -ik \underline{B}_{0x} - \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} = \frac{i\omega}{c^2} \underline{E}_{0y} \\ \frac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial x} - \frac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial y} = \frac{i\omega}{c^2} \underline{E}_{0z} \end{cases} \quad (3g)$$

$$\vec{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \frac{\partial \underline{B}_{0y}}{\partial x} - \frac{\partial \underline{B}_{0x}}{\partial y} = \frac{i\omega}{c^2} \underline{E}_{0z} \end{cases} \quad (3h)$$

A l'aide de ces équations, il est possible d'exprimer les composantes transverses des champs

$\underline{E}_{0x}, \underline{E}_{0y}, \underline{B}_{0x}, \underline{B}_{0y}$ en fonction des composantes parallèles $\underline{E}_{0z}, \underline{B}_{0z}$:

$$\underline{E}_{0x} = \frac{-ic^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \left(\omega \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial y} + k \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial x} \right) \quad \underline{E}_{0y} = \frac{ic^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \left(\omega \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} - k \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial y} \right) \quad (4a)$$

$$\underline{B}_{0x} = \frac{-ic^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \left(k \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial x} - \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial y} \right) \quad \underline{B}_{0y} = \frac{-ic^2}{\omega^2 - k^2 c^2} \left(k \frac{\partial \underline{B}_{0z}}{\partial y} + \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial \underline{E}_{0z}}{\partial x} \right) \quad (4b)$$

b) Modes transverses électriques TE dans le guide

Dans notre cas l'émetteur d'ondes centimétriques, un oscillateur à effet Gunn, émet une onde possédant une direction de polarisation contenue dans le plan (O,x,y). On se limitera donc dans ce guide à l'étude des ondes transverses électriques notées **TE** pour lesquelles on a $\underline{E}_{0z} = 0$ (une onde transverse magnétique TM aurait donné $\underline{B}_{0z} = 0$). Il suffit donc de connaître \underline{B}_{0z} pour en déduire

les autres composantes. Les équations de Maxwell (1) donne l'équation d'onde à laquelle obéit la composante B_z :

$$\Delta B_z - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} = 0 \quad \text{équivalente à:} \quad \frac{\partial^2 \underline{B}_{0z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{B}_{0z}}{\partial y^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) \underline{B}_{0z} = 0 \quad (5)$$

La répartition spatiale d'amplitude suivant x et y est indépendante, on peut alors écrire le champ \underline{B}_{0z} sous la forme d'un produit de deux fonctions à variables séparées: $\underline{B}_{0z} = f(x)g(y)$, l'équation (5) devient alors:

$$\frac{1}{f} \left(\frac{d^2 f}{dx^2} \right) + \frac{1}{g} \left(\frac{d^2 g}{dy^2} \right) + \alpha^2 = 0 \quad (6a)$$

ce qui exige que $\frac{1}{f} \left(\frac{d^2 f}{dx^2} \right)$ et $\frac{1}{g} \left(\frac{d^2 g}{dy^2} \right)$ soient deux constantes:

$$\begin{cases} \frac{d^2 f}{dx^2} + \alpha_x^2 f = 0 \\ \frac{d^2 g}{dy^2} + \alpha_y^2 g = 0 \end{cases} \quad (6b)$$

avec les constantes α_x et α_y vérifiant la relation: $\alpha_x^2 + \alpha_y^2 = \alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2$.

Pour satisfaire les conditions aux limites sur toutes les parois du guide, les champs doivent être des fonctions possédant une périodicité spatiale. Les fonctions $f(x)$ et $g(y)$ solutions des équations (6), sont donc de la forme:

$$\begin{cases} f(x) = A \sin(\alpha_x x) + B \cos(\alpha_x x) \\ g(y) = C \sin(\alpha_y y) + D \cos(\alpha_y y) \end{cases} \quad (7)$$

c) Conditions aux limites

Plusieurs conditions aux limites sur les parois conductrices du guide d'ondes sont données par l'étude des équations de Maxwell (1). Deux d'entre elles concernent l'annulation de la composante transverse du champ électrique et l'annulation de la composante normale du champ magnétique:

$$\begin{cases} (\underline{E}_{0x})_{y=0} = 0 \\ (\underline{E}_{0y})_{x=b} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} (\underline{B}_{0x})_{x=b} = 0 \\ (\underline{B}_{0y})_{y=a} = 0 \end{cases} \quad (8a)$$

A partir de ces relations et des équations (3f) et (3g), nous trouvons les conditions aux limites sur le champ \underline{B}_{0z} :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\frac{B_{0z}}{\partial x})_{x=0} = 0 \\ (\frac{B_{0z}}{\partial x})_{x=b} = 0 \\ (\frac{B_{0z}}{\partial y})_{y=0} = 0 \\ (\frac{B_{0z}}{\partial y})_{y=a} = 0 \end{array} \right. \quad (8b)$$

Les conditions (8b) donnent avec les relations (7):

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_x = \frac{n\pi}{b} \quad \text{et} \quad A = 0 \\ \alpha_y = \frac{m\pi}{a} \quad \text{et} \quad C = 0 \end{array} \right. \quad (9)$$

on obtient alors: $B_{0z} = BD \cos(\frac{n\pi}{b}x) \cos(\frac{m\pi}{a}y)$ où m et n sont des entiers positifs.

Remarque: On doit garder en mémoire qu'à l'intérieur d'un conducteur de conductivité finie σ , les champs s'atténuent exponentiellement sur une longueur caractéristique δ appelée *profondeur de peau*. Il s'ensuit que les conditions aux limites ne sont qu'approximativement vraies. Dans notre cas la profondeur de peau est très petite et pourra donc être négligée.

d) Relation de dispersion et modes TE_{mn}

La relation $\alpha_x^2 + \alpha_y^2 = \alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2$ donne la relation de dispersion des ondes dans le guide reliant la longueur d'onde à la pulsation des ondes électromagnétiques:

$$\boxed{\omega^2 = c^2 (k^2 + (\frac{m\pi}{a})^2 + (\frac{n\pi}{b})^2)} \quad (10)$$

Il existe donc certains champs particuliers, caractérisés par les deux nombres entiers positifs m et n, susceptibles d'exister et de se propager dans ce guide. On parlera alors de modes transverses électriques dans le guide que l'on notera TE_{mn} . Du fait des dimensions choisies du guide et de la fréquence d'émission de l'oscillateur Gunn, certains modes peuvent être favorisés par rapport aux autres. Dans notre cas nous démontrerons que seul le mode TE_{10} est présent dans le guide.

Les relations (9), (2a), (2b), (4a), (4b) nous donnent les différentes composantes réelles des champs:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_{0x} \cos(\frac{n\pi x}{b}) \sin(\frac{m\pi y}{a}) \sin(\omega t - kz) \\ E_y = E_{0y} \sin(\frac{n\pi x}{b}) \cos(\frac{m\pi y}{a}) \sin(\omega t - kz) \\ E_z = 0 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} B_x = B_{0x} \sin(\frac{n\pi x}{b}) \cos(\frac{m\pi y}{a}) \sin(\omega t - kz) \\ B_y = B_{0y} \cos(\frac{n\pi x}{b}) \sin(\frac{m\pi y}{a}) \sin(\omega t - kz) \\ B_z = B_{0z} \cos(\frac{n\pi x}{b}) \cos(\frac{m\pi y}{a}) \cos(\omega t - kz) \end{array} \right. \quad (11)$$

e) Fréquences de coupure. Mode dominant.

En partant de la relation de dispersion (10) nous pouvons calculer les longueurs d'ondes des modes TE_{mn} susceptibles de se propager dans le guide:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_0^2} - \left(\frac{m}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n}{2b}\right)^2 \quad (12)$$

λ_g, λ_0 : longueurs d'ondes du mode TE_{mn} en propagation guidée et libre dans l'air.

La relation (12) donne des conditions sur les valeurs de m et n. En effet nous devons avoir:

$$\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 < \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (13)$$

ce qui nous donne une fréquence dite *fréquence de coupure* $f_c = \frac{c}{\lambda_{0c}}$ reliée à une longueur d'onde de coupure λ_{0c} :

$$\lambda_{0c} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}} \quad f_c = c \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2} \quad (14)$$

Il faut donc avoir $f > f_c$ pour que le mode TE_{mn} correspondant puisse se propager dans le guide.

Exemple: Les dimensions intérieures du guide d'ondes qui nous intéresse sont données par le constructeur: **a=22,86 mm** et **b=10,16 mm**. Le tableau qui suit donne les fréquences de coupure f_c (en GHz) calculées pour les premières valeurs de m et n :

	m=0	m=1	m=2	m=3
n=0	---	6,5	13,1	19,6
n=1	14,7	16,1	19,7	24,5
n=2	29,5	30,2	32,3	35,4
n=3	44,2	46,7	46,1	48,4

Figure 2: Fréquence de coupure (en GHz) dans un guide d'onde métallique creux rectangulaire $a \times b$. $a=22,86$ mm, $b=10,16$ mm.

Il est possible de faire varier la fréquence dans le guide d'onde à votre disposition. Le constructeur nous donne la zone de fonctionnement en fréquence de l'oscillateur Gunn: **8,5 GHz < f < 9,66 GHz**. La condition $f > f_c$ nous indique donc que seul le mode **TE₁₀** est présent dans ce guide d'ondes.

f) Vitesse de phase. Vitesse de groupe.

Les définitions de la vitesse de phase $v_\phi = \frac{\omega}{k}$ et de la vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ donnent les expressions suivantes:

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - \lambda_0^2 \left[\left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n}{2b} \right)^2 \right]}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f} \right)^2}} \quad (15a)$$

$$v_g = c \sqrt{1 - \lambda_0^2 \left[\left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n}{2b} \right)^2 \right]} = c \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f} \right)^2} \quad (15b)$$

on a la relation: $v_\phi v_g = c^2$. Pour $f = f_c$ on obtient une vitesse de groupe nulle.

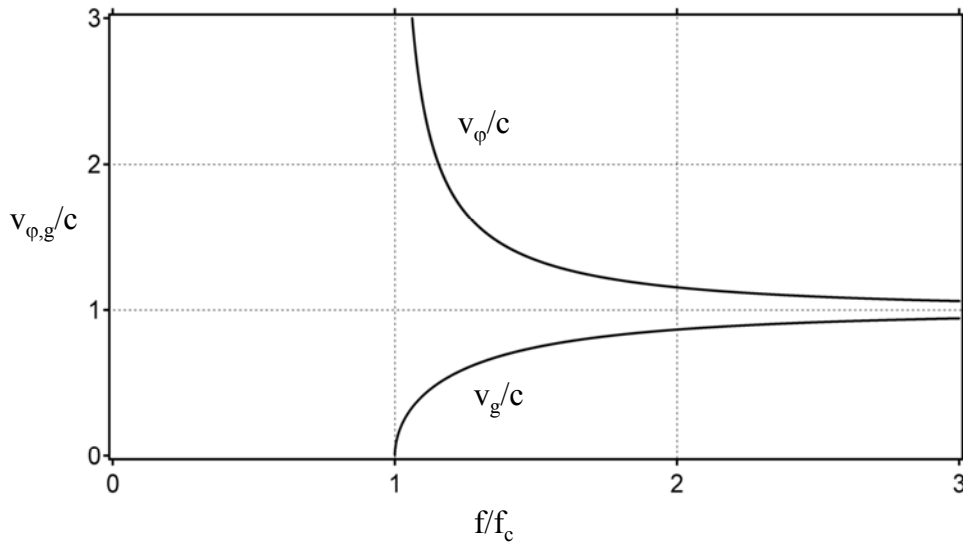


Figure 3: Vitesse de phase et vitesse de groupe normalisée à c dans un guide d'onde métallique creux rectangulaire.

Nous remarquons que dans un guide d'onde la vitesse de phase est supérieure à la vitesse c de la lumière dans le vide ce qui en soit n'est pas gênant puisqu'il ne s'agit que d'une vitesse de phase. Nous constatons d'autre part que la vitesse de groupe est inférieure à c ce qui est conforme au principe de relativité.

II) Manipulations

a) Matériel

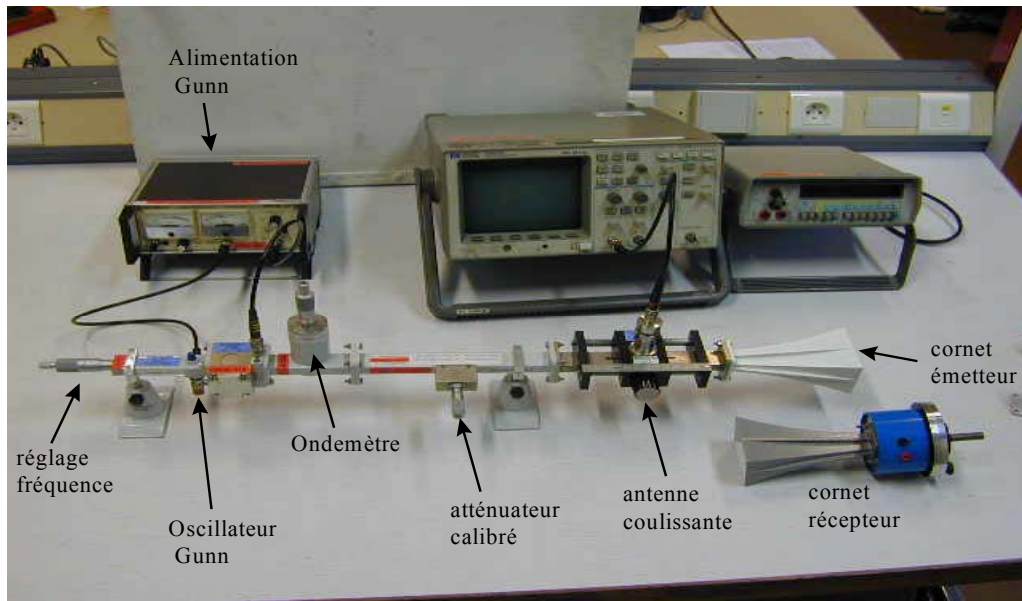


Figure 4: Guide d'onde métallique creux rectangulaire (ORITEL).
 $a=22,86 \text{ mm}$, $b=10,16 \text{ mm}$. $8,5 \text{ GHz} < f < 9,66 \text{ GHz}$.

Les ondes électromagnétiques sont émises par effet Gunn, du nom de son inventeur J.B Gunn en 1963, grâce à un oscillateur appelé parfois diode Gunn et généralement constitué d'Arséniure de Gallium (AsGa). L'alimentation Gunn indique l'intensité et la tension aux bornes de cet oscillateur. Lorsque l'on augmente progressivement la tension, on remarque une zone où l'intensité diminue après avoir augmenté linéairement. Cette zone dite de *résistance négative* correspond à la zone où il apparaît des fluctuations périodiques de courant à l'intérieur de la diode, l'oscillateur Gunn commence alors à émettre des ondes dans le domaine des hyperfréquences. On réglera cette tension de façon à obtenir une onde électromagnétique d'intensité maximale.

b) Mesure des longueurs d'ondes λ_g et λ_0

Il est intéressant d'essayer de vérifier expérimentalement la relation de dispersion (12) reliant la longueur d'onde λ_g du mode TE_{10} dans le guide à la longueur d'onde λ_0 de l'onde électromagnétique non guidée dans l'air:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{4a^2} \quad (16)$$

La mesure de λ_g s'effectuera grâce à l'antenne coulissante en ayant au préalable pris soin de générer un système d'ondes stationnaires dans le guide.

La mesure de λ_0 peut s'effectuer par plusieurs techniques:

- *Mesure de la fréquence par l'ondemètre à absorption:* L'ondemètre à absorption est composé d'une cavité résonante creuse en forme de cylindre droit, fermée en haut par un "piston" métallique mobile, et à la base par une plaque métallique percée d'un petit trou permettant aux ondes présentes dans le guide de pénétrer à l'intérieur de cette cavité cylindrique. Le volume de cette cavité résonante peut donc être changé par déplacement du piston, induisant ainsi un changement de la fréquence de résonance de cette cavité. Lorsque cette dernière est accordée sur la fréquence de l'onde électromagnétique présente dans le guide, l'énergie hyperfréquence transmise est absorbée par la cavité et on observe alors une diminution brusque de l'intensité de l'onde. La détermination de la fréquence se fait grâce à un micromètre gradué et sa courbe d'étalonnage (formule sur l'ondemètre). Cette mesure présente quand même quelques difficultés expérimentales pour choisir la bonne absorption.
- *Mesure de λ_0 par un dispositif interférentiel:* Il est possible de mesurer directement la longueur d'onde λ_0 en propagation libre dans l'air à l'extérieur du guide muni de son cornet. Pour cela nous pouvons par exemple fabriquer un interféromètre de Michelson.

Il sera intéressant par la suite de calculer numériquement les vitesses de phase et de groupe.

c) Etude qualitative de la polarisation

A l'aide du polariseur à grille, étudier la polarisation de l'onde en sortie du guide d'onde muni de son cornet. Etudier la sensibilité du récepteur réglable en angle.

d) Taux d'ondes stationnaires

L'onde qui se propage dans le guide suivant l'axe Oz est partiellement ou totalement réfléchi à l'extrémité du guide d'onde fermé par une impédance terminale de charge (plaque métallique, cornet, air, impédance caractéristique). Le champ électrique total $E(z,t)$ en un point quelconque du guide, est alors la somme des champs électriques des ondes incidente E_i et réfléchi E_r :

$$\underline{E}(z,t) = \underline{E}_i(z,t) + \underline{E}_r(z,t) = \underline{E}_{0i} e^{i(\omega t - kz)} + \underline{E}_{0r} e^{i(\omega t + kz)} \quad (17)$$

On introduit le coefficient de réflexion $\underline{\Gamma}$ de l'onde sur l'extrémité du guide à $z=0$:

$$\underline{\Gamma} = \frac{\underline{E}_r(z=0)}{\underline{E}_i(z=0)} = \frac{\underline{E}_{0r}}{\underline{E}_{0i}} = \Gamma e^{i\theta} \quad (18)$$

où Γ est le module de $\underline{\Gamma}$: $\Gamma = |\underline{\Gamma}| = \left| \frac{\underline{E}_{0r}}{\underline{E}_{0i}} \right| = \frac{E_{0r}}{E_{0i}}$. θ est le déphasage à la réflexion.

on a alors:
$$\underline{E}(z,t) = \underline{E}_{0i} e^{i(\omega t - kz)} (1 + \Gamma e^{i(2kz + \theta)}) \quad (19)$$

Avec la ligne de mesure (antenne coulissante), il n'est possible de détecter que l'enveloppe de l'onde stationnaire reliée au module du champ électrique total :

$$|\underline{E}| = \sqrt{\underline{E} \underline{E}^*} = \underline{E}_{0i} \sqrt{1 + 2\Gamma \cos(2kz + \theta) + \Gamma^2}$$

L'onde stationnaire présente des minima E_{min} et des maxima E_{max} :

$$\begin{cases} E_{min} = E_{0i} (1 - \Gamma) = E_{0i} - E_{0r} & \text{avec } 2kz + \theta = (2p + 1)\pi \\ E_{max} = E_{0i} (1 + \Gamma) = E_{0i} + E_{0r} & \text{avec } 2kz + \theta = 2p\pi \end{cases} \quad (20)$$

Le taux d'ondes stationnaires (TOS) appelé aussi rapport d'ondes stationnaires (ROS) est défini par:

$$\boxed{TOS = \frac{E_{max}}{E_{min}} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}} \quad (21a)$$

En fait dans la pratique on mesure le TOS pour en déduire la valeur du module du coefficient de réflexion:

$$\Gamma = \frac{TOS - 1}{TOS + 1} \quad (21b)$$

La différence de potentiel V est mesurée par l'antenne coulissante qui est un détecteur quadratique:

$$TOS = \sqrt{\frac{V_{max}}{V_{min}}} \quad (21c)$$

La détermination expérimentale de la position des nœuds ou des ventres d'intensité dans le guide par rapport à l'extrémité du guide nous permet d'obtenir le déphasage à la réflexion θ . Si on note d la distance entre l'extrémité du guide (au niveau de la réflexion) et le premier nœud d'intensité, on a alors, d'après la relation (20):

$$\theta = \frac{4\pi d}{\lambda_g} \pm \pi \quad (22)$$

Il est parfois souhaitable d'introduire les notions d'impédance dans ces différentes relations. Si on note \underline{Z}_R l'impédance terminale de charge et \underline{Z}_0 l'impédance caractéristique du guide, le coefficient de réflexion est alors donné par:

$$\underline{\Gamma} = \frac{\underline{Z}_R - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_R + \underline{Z}_0} \quad (23)$$

exemples:

- **Plaque métallique (court circuit):** La réflexion est presque totale et la mesure de la distance d nous indique que l'on a un nœud d'intensité au niveau de la face avant de cette plaque:

$$\begin{cases} TOS \text{ grand} \\ d = \frac{\lambda_g}{2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \theta = \pi \\ \underline{\Gamma} \approx -1 \\ Z_R \approx 0 \end{cases} \quad (24)$$

- **Guide ouvert sur l'air** (sans cornet): La réflexion est *en théorie* presque totale avec un ventre d'intensité présent au niveau de la sortie du guide:

$$\begin{cases} TOS \text{ grand} \\ d = \frac{\lambda_g}{4} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \theta = 0 \\ \underline{\Gamma} \approx 1 \\ Z_R \rightarrow \infty \end{cases} \quad (25)$$

Les valeurs expérimentales sont assez éloignées dans ce cas des valeurs théoriques.

- **Guide fermé par une impédance caractéristique:** On a ici $Z_R \approx Z_0$, donc adaptation d'impédance. La réflexion à l'extrémité du guide est alors très faible.

$$TOS \approx 1 \Rightarrow \begin{cases} \underline{\Gamma} \approx 0 \\ Z_R \approx Z_0 \end{cases} \quad (26)$$

- **Guide avec son cornet:** La réflexion est très faible. Le cornet réalise une adaptation d'impédance entre le guide et le milieu extérieur.

La mesure de $TOS > 3$, c'est à dire plus d'un ordre de grandeur entre E_{min} et E_{max} , pose un problème de linéarité de l'antenne coulissante. En effet, faire directement le rapport $\frac{V_{max}}{V_{min}}$ suppose une réponse identique de l'antenne entre ces valeurs extrêmes. La méthode de l'atténuateur calibré s'impose donc alors comme un moyen efficace pour déterminer expérimentalement le taux d'ondes stationnaires réel.

- L'atténuateur calibré présent sur un tronçon du guide est visible sur la figure 4. Il est constitué d'une lame s'enfonçant plus ou moins à l'intérieur du guide provoquant ainsi une atténuation de l'intensité de l'onde. La valeur précise de cette atténuation A est donnée par le constructeur en dB (décibels) en fonction de l'enfoncement repéré par une vis graduée micrométrique. La mesure du TOS s'effectue en procédant de la manière suivante:

Placer la sonde sur un minimum et repérer la valeur V_{min} . Ensuite déplacer la sonde sur un maximum et régler l'atténuateur pour obtenir la même valeur que précédemment. Le repérage des valeurs de départ et d'arrivée sur la vis micrométrique donne les atténuations A_1 et A_2 en dB. On obtient alors directement la valeur du TOS par la formule: $\Delta A = A_2 - A_1 = 20 \log(TOS)$ sans avoir eu de problème de linéarité du détecteur.