

PROJET D'INTERFEROMETRE MICRO-ONDE PAR TRANSMISSION
A PROPAGATION OPTIQUE

M. Roux

Résumé

On décrit un interféromètre micro-onde 4 mm à transmission utilisant des éléments de propagation optiques. Par réarrangement de ces éléments, l'interféromètre peut fonctionner en réflexion (type Michelson). Un klystron (250 mW max.), une antenne à cornet (gain 20 db) et un groupe de deux lentilles assurent l'émission. La détection se compose du même ensemble lentilles et antenne et d'un détecteur à cristal (IN 53). Les deux voies de l'interféromètre sont séparées et regroupées par un séparateur et un mélangeur du type réseau, Fabry-Pérot ou miroir semi-transparent. Les pertes par diffraction sont réduites par l'emploi d'une ligne de Goubau. Deux lentilles ($f = 20$ cm) focalisent le faisceau sur le plasma selon une tache de diffraction de 4 cm de diamètre. Un déphaseur diélectrique à coins mobiles ajuste la phase de référence. Les lentilles sont du type biconvexe ou plan-convexe. Les formules nécessaires au calcul des éléments optiques sont traitées en détail.

Projet d'interféromètre micro-onde par transmission à
propagation optique

M. ROUX

I. Introduction

On sait qu'une onde électromagnétique traversant un milieu ionisé subit un déphasage et une atténuation. Si la densité électronique du milieu est suffisamment élevée, l'onde peut subir une réflexion totale. La mesure de ces grandeurs permet la détermination de la densité électronique moyenne et dans certaines conditions du profil de sa distribution, de la température des électrons et de la position du point de réflexion. Les ondes électromagnétiques sont donc particulièrement bien adaptées à l'étude des plasmas pour autant que leurs longueurs d'onde soient petites par rapport aux dimensions du milieu ionisé. Cette restriction permet simplement de considérer l'étendue du plasma comme infinie et facilite la comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie. Mais l'emploi d'une faible longueur d'onde est aussi et surtout nécessaire lorsque l'onde électromagnétique doit traverser un plasma de densité élevée. Cette situation se rencontre généralement dans les décharges condensées (par exemple du type pinch) où la densité atteint 10^{14} à 10^{16} électrons/cm³. Dans ce cas, la longueur d'onde doit être alors de l'ordre du millimètre.

La propagation habituelle par guide se heurte dans le cas des ondes millimétriques aux difficultés suivantes : fabrication des éléments de guide nécessitant une grande précision et conduisant donc à un prix d'achat élevé, forte atténuation par unité de longueur, d'où montage compact et obligation de placer des éléments sensibles tels que générateur et détecteur au voisinage immédiat de la décharge condensée, nécessité de situer les antennes à cornet à l'intérieur de l'enceinte à vide, donc très proches du plasma, et de les munir de joints d'étanchéité. L'ensemble des inconvénients énumérés ci-dessus peut être éliminé en ayant recours à une transmission basée sur les lois de l'optique. Celle-ci se particularise par l'utilisation de lentilles, miroirs, séparateur et déphaseur analogues aux éléments optiques, tandis que l'emploi des guides est restreint aux liaisons courtes entre antennes et générateur ou détecteur. Il est à noter

cependant que dans ce type de transmission la dimension des éléments optiques n'est que de 20 à 50 fois plus grande que la longueur d'onde utilisée. Les éléments sont donc fortement diffractants. Il s'ensuit qu'une fraction non négligeable de l'énergie se propage en dehors de l'axe optique de l'élément avec le résultat que dans le plan focal d'une lentille un faisceau parallèle incident ne converge plus en un point, mais éclaire une surface finie appelée tache de diffraction.

Le déphasage que subit l'onde en traversant le plasma est mesuré au moyen d'un interféromètre. Le principe de ce dispositif bien connu consiste à comparer l'onde ayant traversé le plasma à une onde de référence non perturbée. Ces deux ondes, d'amplitude approximativement égales sont obtenues par séparation à partir d'un générateur commun; leur détection s'effectue après regroupement par superposition. L'amplitude de l'onde résultante est maximum ou minimum, suivant que les ondes en provenance des deux bras de l'interféromètre sont en phase ou en opposition. Ces extrêmes sont souvent appelés franges d'interférence par analogie aux franges brillantes et obscures observées en optique. Le nombre maximum de franges observables est égal à l'épaisseur de l'enceinte contenant le plasma exprimé en longueur d'onde dans le vide. Cela tient au fait que dans un plasma dont la densité varie de zéro à une valeur très élevée, la longueur d'une onde de fréquence donnée passe de sa longueur d'onde dans le vide (ou l'air) à une valeur théoriquement infinie. Dans ce dernier cas cependant l'onde incidente est totalement réfléchie à la surface du plasma, tandis que l'onde transmise est évanescente et très rapidement atténuée (cut-off). Le signal détecté ne provient alors plus que de l'onde de référence, d'amplitude constante.

On se propose ici de décrire et de calculer les éléments optiques d'un interféromètre à transmission pour l'étude de décharges condensées dans un tube de 5 cm de diamètre. Une densité électronique d'environ 10^{14} cm^{-3} max. impose le choix d'une longueur d'onde de 4 mm (fréquence : 75 GHz). Les éléments du montage peuvent être réarrangés et utilisés comme interféromètre travaillant par réflexion (type Michelson) sur des plasmas de densité plus grande que 10^{14} cm^{-3} .

II. Description de l'interféromètre

Les éléments constitutifs et les dimensions principales de l'interféromètre sont indiqués sur la figure 1. Un klystron Varian (VA-250,

fréquence = 75 GHz accordable, 250 mW max), un adaptateur E/H et une antenne à cornet (gain 20 db) forment l'ensemble émetteur. Un groupe de deux lentilles diélectriques (téflon) ramène le lobe de rayonnement à large ouverture (environ 35°) en un faisceau parallèle qui tombe sous une incidence de 45° sur le séparateur. Ce dernier, constitué par un miroir semi-transparent, un réseau à fentes fines ou une paire de lames parallèles (type Fabry-Perot), sépare le faisceau en deux ondes d'égale amplitude qui parcourent l'une la voie plasma, l'autre la voie de référence. Ces deux voies, respectivement de 2,20 m et 3,20 m, sont suffisamment longues pour maintenir le klystron et le détecteur éloignés des perturbations engendrées par la décharge. L'une et l'autre utilisent des lentilles de faisceau régulièrement espacées (module de 60 cm) afin de minimiser les pertes par diffraction (lignes de Goubau). La longueur de la voie de référence peut être variée par déplacement des miroirs plans ou du coin mobile du déphaseur. Deux lentilles de distance focale de 20 cm focalisent l'onde de la voie plasma sur l'axe du tube à décharge. La superposition des deux faisceaux et leur concentration au foyer de l'antenne réceptrice à cornet se fait au moyen d'un mélangeur et d'un groupe de lentilles identiques au système émetteur. Ce système simple a le désavantage de provoquer une perte en puissance de 3 db à la réception. On peut y palier en montant sur chaque voie le groupe de lentilles déjà mentionné et en utilisant deux antennes réceptrices reliées à un T magique. La détection est effectuée par un détecteur à cristal (IN 53) dont le signal de sortie est appliqué à un oscilloscope par l'intermédiaire d'un amplificateur à large bande passante (0-10 MHz). Le système à T magique et détecteur double nécessite l'emploi d'un amplificateur différentiel.

Les caractéristiques mécaniques (usinage aisé) et électriques (constante diélectrique $\epsilon = 2.1$, facteur de dissipation $\epsilon_r = 6.10^{-4}$) du téflon ¹⁾ en font un matériau adéquat pour la confection des lentilles et du déphaseur. On verra plus loin que les pertes totales par diffraction, réflexion et absorption pour les lentilles de faisceau s'élèvent à 0,33 db/lentille. Un diélectrique de constante ϵ plus petite diminuerait notablement les pertes par réflexion, mais en revanche ne permettrait pas la fabrication de lentilles à faible distance focale. Des diélectriques de ce genre existent sur le marché (Alkyd resin, $\epsilon = 1,2$) ¹⁾, mais présentent un facteur de dissipation élevé ($\epsilon_r = 3,4 \cdot 10^{-3}$).

Le déphaseur pourrait être construit dans un diélectrique à constante

plus élevée, à condition d'en recouvrir ses faces d'une couche quart d'onde dont la constante diélectrique serait égale à la racine carrée de celle du déphaseur. Cela abaisserait ses pertes par réflexion et diminuerait son volume, mais en compliquerait singulièrement la fabrication. Le plexiglass ($\epsilon = 2,6$, $\epsilon_r = 7.10^{-3}$) est utilisé dans le séparateur et le mélangeur. L'épaisseur des lames qui les constituent est choisie pour rendre les pertes par réflexion et absorption négligeables

III. Rappel de formules fondamentales

1) Antenne à cornet 2) 3)

Par une transformation progressive d'impédance, une antenne à cornet permet le passage d'une onde de sa propagation dans un guide à une propagation dans l'espace. La figure 2 représente une telle antenne. La longueur des côtés a et b, situés respectivement dans le plan H et E, est supposée plus grande que la longueur d'onde λ . L'ouverture plane a.b est la surface rayonnante de l'antenne. Elle est illuminée par des ondes sphériques dont le centre est le sommet du cornet. Il en résulte une différence de phase au travers de l'ouverture; on en tient compte dans le calcul de surface effective d'antenne A par un coefficient qui est d'autant plus proche de l'unité que la longueur L du cornet est grande. Le gain en puissance par rapport à une antenne isotropique est donné par $G = 4\pi A/\lambda^2$.

	cornet court	cornet long ($L/\lambda > a^2/\lambda^2$)
surface effective	$A = 0,45 a.b$	$A = 0,81 a.b$
gain	$G = 5,6 a.b/\lambda^2$	$G = 10 a.b/\lambda^2$

(1)

La surface effective de l'antenne est finie, donc diffractante. Le rayonnement est contenu dans un lobe principal et des lobes secondaires. Ces derniers sont d'amplitude négligeable. L'angle d'ouverture du lobe principal à 3 db est, dans un plan donné et exprimé en radian, égal à la longueur d'onde divisée par la largeur de l'ouverture dans ce plan. Un coefficient tient compte de l'illumination sphérique de l'ouverture et de la distribution des champs (constante dans le plan E, sinusoidale dans le plan H).

	cornet court	cornet long
ouverture à 3 db	$E = 53 \lambda/b$ $H = 80 \lambda/a$	$51 \lambda/b$ $68 \lambda/a$
ouverture à 10 db		$\sim 90 \lambda/b$ $\sim 120 \lambda/a$

(2a)
(2b)

	cornet long	
ouverture lobe princ.	115 λ/b	(2c)
	182 λ/a	

Les côtés a et b du cornet sont en général tels ($b \approx 0,81 a$) que les angles d'ouverture du faisceau dans le plan E et dans le plan H soient du même ordre de grandeur. Pour un type de cornet et un gain donnés, on peut ainsi obtenir une valeur très approximative de l'angle d'ouverture dans les deux plans en tenant compte de cette relation dans les formules (1) et (2).

2) Réflexion et réfraction 4) 5) 6)

Etant donné une surface x o y séparant deux milieux d'indice de réfraction n' et n'' , une onde électromagnétique qui se propage dans le plan d'incidence x o z et qui tombe sous l'angle α sur la surface de séparation est partiellement réfléchié sous l'angle α et partiellement transmise sous l'angle de réfraction β (Fig. 3 a, b). Les angles α et β par rapport à la normale z au plan de séparation x o y sont liés par la relation de Snellius

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n''}{n'} = n = (t)^{1/2} = \frac{\lambda'}{\lambda''} \quad (3)$$

L'amplitude des ondes transmises et réfléchies est fonction de la polarisation de l'onde incidente. Soit E l'amplitude du champ électrique incident.

E // oy
(Fig. 3a)

$$E' = -E \frac{\sin (\alpha - \beta)}{\sin (\alpha + \beta)} = E \frac{\cos \alpha - n \cos \beta}{\cos \alpha + n \cos \beta} \quad (4)$$

$$E'' = E \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin (\alpha + \beta)} = E \frac{2 \cos \alpha}{\cos \alpha + n \cos \beta}$$

H // oy
(Fig. 3b)

$$E' = -E \frac{\operatorname{tg} (\alpha - \beta)}{\operatorname{tg} (\alpha + \beta)} = -E \frac{n \cos \alpha - \cos \beta}{n \cos \alpha + \cos \beta} \quad (5)$$

$$E'' = E \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin (\alpha + \beta) \cos (\alpha - \beta)} = E \frac{2 \cos \alpha}{n \cos \alpha + \cos \beta}$$

E, H // oy
incidence normale

$$E' = -E \frac{n - 1}{n + 1} \quad (6)$$

$$E'' = E \frac{2}{n + 1}$$

Les équations 4 à 6 découlent de la condition que les composantes tangentiels de E et H sont continues à travers la surface de séparation. Les coefficients de réflexion R et de transmission T sont

égaux respectivement à E'/E et E''/E . L'angle d'incidence α pour lequel $\alpha + \beta = 90^\circ$ est appelé angle de Brewster; le coefficient de réflexion dans l'équation 5 est alors nul. Le tableau ci-dessous donne sous une incidence $\alpha = 45^\circ$ les valeurs de R et de T pour quelques diélectriques courants.

		n = 1,03 Styrofoam	n = 1,6 Plexiglas	n = 1,98 Corning 707	n = 3 Mycalox
β°		43,5	26,3	21	13,5
H// oy	R	0,026	0,34	0,45	0,62
	T	0,98	0,66	0,55	0,38
H// oy	R	0,0007	0,114	0,2	0,39
	T	0,98	0,695	0,614	0,455

Lorsque $n'' < n'$ ($n < 1$), il y a réflexion totale pour tout angle α tel que $\sin \alpha > n$. Dans ce cas $\cos \beta$ devient imaginaire

$$\cos \beta = (1 - \sin^2 \beta)^{1/2} = \frac{1}{n} (n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2} = \frac{i}{n} (\sin^2 \alpha - n^2)^{1/2}$$

et pour E// oy par exemple $|E'| = E$, mais E'' présente une très forte atténuation dans la direction y. Avec $k'' = 2\pi/\lambda''$:

$$E'' = E \exp\left(ik'' x \frac{\sin \alpha}{n}\right) \cdot \exp\left(-k'' y \frac{(\sin^2 \alpha - n^2)^{1/2}}{n}\right)$$

3) Lames à faces parallèles 7)

Une onde tombant sur une lame à faces parallèles, d'épaisseur e et d'indice de réfraction n'' , subit une réflexion sur les deux faces (Fig. 4a). Si $n'' > n'$, la réflexion d'une onde se propageant de n' vers n'' est accompagnée d'un déphasage de $\lambda/2$ ($R < 0$ dans équations (4) et (5)). La différence δ dans la longueur des chemins parcourus par les deux ondes réfléchies est

$$\delta = 2 n'' e \cos \beta + \lambda/2 \quad (7)$$

Ramenés au foyer d'une lentille, ces deux ondes de même intensité interfèrent pour donner des maxima ou des minima selon que δ est respectivement égal à $k\lambda$ ou $(2k + 1)\lambda/2$ ($k = 0.1.2\dots$). Entre ces extrêmes,

l'intensité varie comme $\cos^2(\pi \delta / \lambda)$. En transmission, la différence des chemins parcourus se réduit au premier terme de l'équation (7), les réflexions n'étant plus accompagnées du déphasage de $\lambda/2$ (propagation de n'' vers n' , $R > 0$ dans équations (4) et (5)). L'onde doublement réfléchie étant d'intensité beaucoup plus faible que l'onde transmise, les minima ne se distinguent alors presque plus des maxima. Ici comme en réflexion la contribution au phénomène d'interférence des ondes réfléchies plus de deux fois est négligeable vu la faible valeur du coefficient de réflexion. L'intensité de l'onde résultante varie, suivant la valeur de e , entre les limites :

$$\begin{array}{ll} \text{transmission} & \left(\frac{1 - R^2}{1 + R^2}\right)^2 \leq \frac{I}{I_0} \leq 1 \\ \text{réflexion} & 0 \leq \frac{I}{I_0} \leq \frac{4R^2}{(1+R^2)^2} \end{array} \quad (8)$$

où R est le coefficient de réflexion donné par les équations (4) et (5).

Dans le cas d'une lame d'air prise entre deux plaques diélectriques parallèles (Fig. 4b), la différence de marche δ est analogue à l'équation (7), sauf que l'indice de réfraction est alors $n' (= 1)$ et l'angle α

$$\delta = 2 e \cos \alpha + \lambda/2 \quad (7^1)$$

Un interféromètre utilisant des réflexions multiples sur les surfaces limitant une lame d'air est appelé interféromètre de Fabry-Pérot. Pour multiplier les réflexions, les surfaces sont alors rendues réfléchissantes par un dépôt métallique mince.

4) Réseau ⁸⁾

Un réseau est formé de N fentes fines et parallèles, de largeur b et espacées d'une distance a (Fig. 5a). On les illumine sous une incidence α , par une onde plane (rayons parallèles). Si la largeur des fentes est petite par rapport à la longueur d'onde ($b < \lambda$), chaque fente rayonne également dans toutes les directions. La différence de phase φ entre les rayonnements de deux fentes voisines dans une direction α_1 dépend de la différence δ des chemins parcourus par les deux ondes

$$\varphi = 2\pi \delta / \lambda \quad (9)$$

$$\delta = a (\sin \alpha_2 + \sin \alpha_1) \quad (10)$$

Dans l'équation (10), les signes - et + sont attachés respectivement aux ondes transmises et réfléchies. Ramenés au foyer d'une lentille, les rayons parallèles émis par deux ou plusieurs fentes dans une direction α_2 peuvent donner lieu par interférence à des maxima ou des minima. Si $\delta = \pm k\lambda$ ($k = 0.1.2\dots$), l'émission de toutes les fentes s'ajoute et donne un maximum principal. Autour d'un maximum principal, on trouve des maxima secondaires, d'amplitude rapidement décroissante, qui sont d'autant plus rapprochés du maximum principal que le nombre N de fentes est grand. On peut montrer sur la base de la théorie de la diffraction que les maxima secondaires et les minima qui les séparent satisfont les conditions de phase

$$\text{max. secondaires : } \varphi = 2\pi k \pm (2p + 1) \pi / N \quad (11)$$

$$\text{minima : } \varphi = 2\pi k \pm p 2\pi / N \quad (12)$$

où $p = 0.1.2 \dots 0$ à $p = 0$ et $p = N$ correspondant des maxima principaux. Comme N est toujours très grand, les maxima secondaires sont pratiquement confondus avec les maxima principaux. Semblablement, l'intensité des maxima secondaires par rapport à celle du maximum principal varie comme

$$I/I_0 = 4 \pi^2 / (2p + 1)^2 \quad (= 0,047; 0,016; 0,008; \dots)$$

Enfin, si l'espacement des fentes est égal à deux fois leur largeur ($a = 2b$), les maxima principaux d'ordre pair ($k = 2, 4, 6 \dots$) disparaissent

5) Lentilles 10) 11)

Soit une lentille convergente plan-convexe, de foyer f , réalisée en un matériau d'indice de réfraction n par rapport à l'air ($n' = 1, n'' = n$). On trouve les dimensions de la lentille en considérant deux rayons passant par l'un de ses foyers, et en égalant la longueur s de leur chemin optique jusqu'à un plan de référence perpendiculaire à l'axe de la lentille et passant par un point x, y de sa surface. Deux cas se présentent selon que la lentille est attaquée par sa face convexe (Fig. 6a) ou sa face plane (Fig. 6b).

$$\text{cas a) : } s = r = (f + x)^2 + y^2)^{1/2} = f + nx \quad (13)$$

$$x^2 + y^2 = 2(n - 1)xf + n^2x^2 \quad (14)$$

En regroupant les termes de l'équation (14), on obtient l'équation de la surface convexe de la lentille qui a la forme d'un hyperboloïde de révolution

$$\left[\frac{(n+1)x}{f} + 1 \right]^2 - \frac{n+1}{n-1} \frac{y^2}{f^2} = 1 \quad (15)$$

On exprime la distance focale en fonction des dimensions de la lentille en posant dans les équations (14) ou (15) : $x = b$, $y = a$

$$f = \frac{a^2 - (n^2 - 1) b^2}{2(n-1)b} \quad (16)$$

On peut aussi exprimer la surface de l'hyperbole en coordonnées polaires en remplaçant dans l'équation (14) x et y par

$$x = R(1 - \cos \Theta) \quad y = R \sin \Theta$$

et on obtient alors

$$R \left(1 - \frac{n^2}{2}(1 - \cos \Theta) \right) = (n-1)f \quad (17)$$

Si dans les équations (16) et (17) on a les inégalités (identiques)

$$(n^2 - 1) b^2 \ll a^2 \quad \frac{n^2}{2} (1 - \cos \Theta) \ll 1 \quad (18)$$

la surface convexe de la lentille se réduit à une section de sphère de rayon R et les équations (16) et (17) deviennent

$$f = \frac{a^2}{2(n-1)b} \quad (19)$$

$$R = (n-1)f \quad (20)$$

$$\text{cas b) : } s = f + nx = r + nx/\cos \beta = r' + x \quad (21)$$

On peut montrer au moyen des 2^e et 3^e termes de l'équation (21) et de l'équation (23) ci-dessous que la surface convexe de la lentille est de nouveau un hyperboloïde de révolution. L'équation obtenue est toutefois peu commode. Il est préférable d'utiliser les 3^e et 4^e termes de l'équation (21) qui, combinés avec l'équation (3), permettent d'exprimer x en fonction du diamètre $2a$ de la lentille et de l'angle d'attaque α .

y se lit sur la Fig. 6b. On trouve

$$x = f \frac{1/\cos \alpha - 1/\cos \alpha'}{1 - n/\cos \beta} = f \frac{(1+(a/f)^2)^{1/2} - 1/\cos \alpha}{n(1 - \sin^2 \alpha / n^2)^{-1/2} - 1} \quad (22)$$

$$y = f \operatorname{tg} \alpha + x \operatorname{tg} \beta = f \operatorname{tg} \alpha + x (n^2 - \sin^2 \alpha)^{-1/2} \sin \alpha \quad (23)$$

La distance focale est obtenue en posant $x = b$, $y = 0$ dans l'équation (22)

$$f = \frac{a^2 - (n-1)^2 b^2}{2 (n-1) b} \quad (24)$$

Si dans l'équation (24), on a l'inégalité

$$(n-1)^2 b^2 \ll a^2 \quad (25)$$

la surface convexe de la lentille se réduit à une section de sphère de rayon R et de distance focale f donnés à nouveau par les équations (19) et (20).

Il est intéressant de noter que, pour les indices de réfraction courants ($1 < n \leq 4$), l'approximation de la sphère reste valable dans le cas b pour des distances focales plus petites ou des épaisseurs de lentilles plus grandes que dans le cas a, puisque dans les équations (18) et (25)

$$(n-1)^2 b^2 \ll (n^2-1) b^2.$$

D'une façon générale, on a la relation ¹¹⁾

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) (n-1) = \frac{1}{d_o} + \frac{1}{d_i} \quad (26)$$

R_1, R_2 : rayons de courbure des surfaces sphériques

d_o, d_i : distances de l'objet et de l'image au centre de la lentille.

Cette relation est valable pour les lentilles sphériques minces répondant aux conditions $\text{tg } \alpha \approx \alpha$ et $\sin \theta \approx \theta$, où α et θ sont respectivement les angles maxima d'attaque et de rayon de courbure par rapport à l'axe de la lentille. Si la lentille est biconvexe et symétrique,

$R_1 = R_2 = R$ et l'équation (19) reste valable tandis que l'équation (20) devient

$$R = 2 (n-1) f \quad (20^1)$$

6) Diffraction ^{12) 13)}

Dès qu'une surface rayonnante est limitée en étendue, le phénomène de diffraction apparaît. Cet effet est d'autant plus prononcé que les dimensions linéaires de la surface se rapprochent de la longueur d'onde. La diffraction se manifeste par exemple par un élargissement du lobe de rayonnement (antenne à cornet) ou par un éclaircissement dans l'ombre géométrique (dans l'ombre bordant l'image d'une fente fine, ou, dans le cas d'une lentille illuminée par des rayons parallèles, selon une tache de diffraction dans son plan focal).

Ramenés dans le plan focal d'une lentille, les rayons diffractés se groupent par interférence en un lobe principal accompagné de lobes

secondaires dont l'amplitude est rapidement décroissante. Si d est la dimension linéaire de l'ouverture rayonnante (largeur de la fente, diamètre de la lentille), l'angle de diffraction entre l'axe optique et le premier zéro est donné par

$$\begin{aligned} \gamma &= \lambda/d && \text{ouverture rectangulaire} \\ \gamma &= 1,22 \lambda/d && \text{ouverture ronde} \end{aligned} \quad (27)$$

Lorsque d devient du même ordre de grandeur que λ , le facteur 1,22 dans l'équation (27) tend vers 0,6¹³⁾. La distribution de l'éclairage à travers la surface rayonnante influence aussi la position et l'amplitude des lobes secondaires.

7) Ligne de Goubau 14) 15)

La diffraction a pour résultat non seulement une redistribution spatiale de l'énergie, mais aussi la perte de l'énergie qui se propage en dehors des limites de l'élément optique suivant. Goubau et ses collaborateurs ont prouvé théoriquement¹⁴⁾ et vérifié expérimentalement¹⁵⁾ qu'il était possible de transmettre sur de grandes distances des ondes électromagnétiques de très hautes fréquences avec des pertes minimes. Leurs articles montrent qu'il existe des modes de propagation pour lesquels la distribution transversale d'amplitude d'un faisceau d'ondes se répète à intervalles réguliers et qu'en plaçant en ces points particuliers des transformateurs de phase (lentilles diélectriques) on peut à chaque fois reconstituer le faisceau original. La distance $2 z_0$ séparant les lentilles de rayon a satisfait la relation

$$\phi = \frac{k \rho^2}{2z_0} \quad (28)$$

où $k = 2 \pi/\lambda$ et ϕ est la correction de phase subie par l'onde passant à la distance ρ de l'axe de la lentille. Le déphasage ϕ max est obtenu pour $\rho = a$. On peut facilement vérifier que la distance focale de ces lentilles est égale à Z_0 , c'est-à-dire que l'image de la $(n-1)^{\text{me}}$ lentille est projetée dans le plan de la $(n+1)^{\text{me}}$. L'énergie diffractée est ainsi continuellement "récupérée".

Pour le mode fondamental à polarisation linéaire, la fig. 7 donne en fonction de la position Z/Z_0 entre deux transformateurs consécutifs le rayon ρ du faisceau qui transporte q % de l'énergie transmise. Ce graphique est utile pour la détermination de la tache de diffraction ($Z = 0$).

Les pertes totales d'une telle ligne de transmission se décomposent en pertes par diffraction, par réflexion sur la surface de la lentille et par absorption à l'intérieur de celle-ci. Les pertes par diffraction L_D dépendent directement des diamètres $2a$ des lentilles, c'est-à-dire de ϕ_{\max} . Elles sont données par la fig. 8. On voit que pour $\phi_{\max} > 3\pi/4$ elles deviennent de plus en plus faibles. Les pertes par réflexion sont essentiellement fonction du diélectrique employé; la contribution due à la courbure de la lentille est négligeable (seconde parenthèse de l'équation (29)). Le coefficient de réflexion R^2 pour l'énergie est

$$R^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 + \left(\frac{1}{4n}\right) \cdot \frac{4n - n^2 - 1}{(n^2 - 1)^2} \cdot \frac{1}{(2Z_0 k)^2} \cdot \frac{1 - (1 + \phi_{\max} + \phi_{\max}^2/2)e^{-\phi_{\max}}}{1 - e^{-\phi_{\max}}} \quad (29)$$

Les pertes par réflexion sur les deux surfaces d'une lentille sont

$$L_R \text{ (db)} = 2 \cdot 10 \log_{10} (1 - R^2) \quad (30)$$

Le coefficient d'absorption A est fonction du diélectrique utilisé et aussi de la distribution des champs; ϵ_r étant le facteur de dissipation le coefficient d'absorption est

$$A = \frac{\epsilon_r (\phi_{\max} - 1)}{n - 1} \quad (31)$$

et les pertes par absorption deviennent

$$L_A \text{ (db)} = 10 \log_{10} (1 - A) \quad (32)$$

L_R augmente avec n tandis que L_A diminue. Les valeurs courantes de n ne permettent généralement pas d'obtenir le compromis optimum entre ces deux pertes.

IV. Calcul des éléments optiques de l'interféromètre

Les données à la base de l'interféromètre sont : longueur d'onde $\lambda = 4\text{mm}$ distance du générateur et du récepteur à la décharge 1,50 m ou plus, polarisation verticale (perpendiculaire à l'axe de la décharge). On détermine ensuite les grandeurs principales des éléments. Pour diminuer la diffraction, on préfère une transmission par ligne de Goubau à un diamètre de lentilles démesurément grand. Les pertes par diffraction sont négligeables si on choisit $\phi_{\max} = 2\pi$, d'où il vient $2Z_0 = a^2/\lambda$ (équation (28)). En fixant arbitrairement le diamètre des lentilles à $2a = 10\text{ cm}$, l'intervalle qui les sépare, ou le module de la ligne,

devient $2 Z_0 = 60$ cm. Avec 3 modules sur la voie plasma et 5 sur la voie de référence, les dimensions hors-tout sont atteintes.

Restant dans les limites de lentilles sphériques, la distance focale des lentilles de focalisation sur le plasma ne peut descendre au-dessous de 20 cm pour un diamètre de 10 cm. Une distance focale plus courte peut être obtenue par lentille plan-hyperbolique. Afin de faciliter la conception des lentilles à l'émission et la réception, une antenne à cornet de haute directivité est indiquée; il existe pour des ondes de 4 mm des cornets ayant 20 db de gain. Le téflon ($\epsilon = 2,1$, $n = (\epsilon)^{1/2} = 1,45$, $\epsilon_r = 6.10^{-4}$) est préféré aux autres diélectriques car la somme de ses pertes par réflexion et par absorption est la plus faible.

1) Lentille de faisceau L_1

Rayon $a = 5$ cm, correction de phase $\phi_{\max} = 2\pi$, longueur d'onde $\lambda = 0,4$ cm il vient alors (équation (28)) : intervalle entre lentilles : $2 Z_0 = 60$ cm
foyer : $Z_0 = 30$ cm.

Épaisseur (éq. 19) : $b = a^2 / 2(n-1) f = 0,93$ cm

Rayon de courbure (éq. 20¹) : $R = 2(n-1) f = 27$ cm

Rayon du faisceau au foyer (fig. 7, $\eta = 99\%$) : $\rho_0 = 2,15 (Z_0/k)^{1/2} = 3$ c

Rayon du faisceau sur la lentille (Fig. 7, $\eta = 99\%$) : $\rho_{Z_0} = 3 (Z_0/k)^{1/2} = 4,15$ c

On vérifie aisément que les conditions d'approximation permettant l'emploi d'une lentille biconvexe sphérique, $\tan \alpha = a/f \approx \alpha$ et $\sin \theta = a/R \approx \theta$ sont satisfaites à 1 %.

Les pertes s'établissent de la façon suivante :

pertes par diffraction (fig. 8), $\phi_{\max} = 2\pi$ $L_D = 0,003$ db

pertes par réflexion (éq. 29 et 30), $R^2 = 0,0337$ $L_R = 0,3$ db

pertes par absorption (éq. 31 et 32), $A = 0,007$ $L_A = 0,03$ db

pertes totales par lentille $L_T = 0,333$ db

2) Lentille de focalisation L_2

Rayon $a = 5$ cm, distance focale $f = 20$ cm, longueur d'onde $\lambda = 0,4$ cm. Un foyer rapproché est obtenu plus facilement avec une lentille plan-convexe.

Épaisseur (éq. 19) : $b = a^2 / 2(n-1) f = 1,39$ cm

Rayon de courbure (éq. 20) : $R = (n-1) f = 9$ cm

La condition d'approximation permettant l'emploi d'une lentille sphérique (éq. 25) est satisfaite à 1.6 %. Le rayon de la tache de diffraction est au rayon du faisceau dans le plan focal de L_1 comme le rapport des distances focales de ces deux lentilles.

Rayon de la tache de diffraction : $\rho_d = \rho_0 f(L_2)/f(L_1) = 2$ cm.

3) Lentilles d'émission ou de réception L_3+L_4

L'antenne à cornet émet sous un angle solide maximum d'environ 50° (lobe principal). Il est difficile de ramener un rayonnement d'une telle ouverture en un faisceau parallèle au moyen d'une seule lentille; un groupe de deux lentilles, d'un ajustement moins critique, permet de plus l'emploi de surfaces sphériques. On attaque L_4 (a_4, f_4) à l'intérieur de sa distance focale ($d_0 < f_4$). Les rayons transmis et divergents proviennent alors d'une image virtuelle du même côté que la source ($d_i > f_4$), passent par la lentille L_3 (a_3, f_3) placée à une distance s derrière L_4 , et sortent parallèles. Une distance focale $f_3 = 20$ cm étant une limite inférieure pour une lentille sphérique de rayon $a_3 = 5$ cm on choisit L_3 identique à L_2 . Son angle d'attaque est alors $\text{tg } \alpha_3 = a_3/f_3 = 0,25 = a_4/d_i$. L'angle d'attaque $\alpha_4 = 25^\circ$ de L_4 correspond au demi angle du lobe d'antenne : $\text{tg } \alpha_4 = a_4/d_0 = 0,5$. Mais d'après éq. (26) on a la relation $a_4/d_0 = a_4/d_i = a_4/f_4$. Il s'ensuit $f_4 = d_i$ et $d_0 = d_i/2$. En choisissant l'intervalle s entre les deux lentilles $s = 4$ cm, on trouve $a_4 = 4$ cm, $f_4 = 16$ cm, $d_0 = 8$ cm. Il est reconnu que les conditions de validité de l'équation (26) ne sont pas satisfaites à mieux que 7 %. Cette erreur maximum ne s'applique cependant qu'aux bas-côtés du lobe de rayonnement et diminue rapidement vers l'axe de la lentille. Elle est minimum pour une lentille plan convexe.

Lentille $L_3 =$ identique à L_2

Lentille L_4 : $a = 4$ cm, $f = 16$ cm, $\lambda = 0,4$ cm

Epaisseur (éq. 19) : $b = a^2/2(n-1) f = 1,11$ cm

Rayon de courbure (éq. 20) : $R = (n-1) f = 7,2$ cm

La condition d'approximation d'une lentille sphérique (éq. 25) est satisfaite à 1,6 %.

4) Antenne à cornet

Pour obtenir un faible angle d'ouverture du lobe principal, on choisit une antenne à gain élevé ($100 = 20$ db). Un tel cornet est long. Le cons-

tructeur n'en donnant pas les dimensions, on trouve les angles d'ouverture dans le plan E et H en combinant les éq. (1) et (2) et en observant la relation $b \simeq 0,81 a$.

$$G = 100 = 10 ab/\lambda^2 \simeq 8.1 a^2/\lambda^2$$

$$a/\lambda = 3.52; \quad b/\lambda = 2,84.$$

En introduisant ces valeurs dans l'éq. 2 a, b, c, on obtient en degrés les angles d'ouverture à 3 db, 10 db et pour le lobe principal dans le plan E et H :

Ouverture	3 db	10 db	lobe principal
Plan E	18	32	41
Plan H	19,5	34	52

L'onde émise est polarisée linéairement dans le plan E.

5) Séparateur et mélangeur

a) Système Fabry-Perot. Deux lames parallèles, en plexiglas ($n = 1,6$), d'épaisseur d , sont séparées par une distance e ajustable (fig. 4b). L'intensité de l'onde résultante transmise ou réfléchié varie dans les limites données par l'éq. (8). La répartition désirée des intensités est obtenue par ajustement de e .

Pour minimiser les réflexions dans les lames de plexiglas, on leur donne une épaisseur d telle que (Eq.7)

$$\delta = 2 n d \cos \beta + \lambda/2 = (2 k + 1) \lambda/2$$

$$d = k.0,14 \text{ cm.}$$

b) Système réseau. Le réseau est formé de N bandes d'aluminium étroites, parallèles, minces de quelques épaisseurs de peau et prises entre deux lames de plexiglas d'épaisseur e (fig. 5b). Les bandes sont parallèles au champ électrique de l'onde qui les illumine sous une incidence de $\alpha_1 = 45^\circ$, ce qui correspond, à l'intérieur du plexiglas, à un angle $\beta_1 = 26,2^\circ$ (éq. 3). La direction des maxima principaux dans le diélectrique en transmission et réflexion se déduit de l'éq. (10)

$$\delta = \pm k \lambda'' = a (\sin \beta_2 \mp \sin \beta_1)$$

$$\sin \beta_2 = \frac{\pm k \lambda'' \mp 0,44 a}{a}$$

Pour n'obtenir qu'un maximum principal dans les directions parallèle et perpendiculaire à celle d'incidence, il faut que $\sin \beta_2$ soit plus grand que l'unité pour $k \neq 0$

$$\lambda'' \geq 1,44 a \quad \lambda (= \lambda') = n\lambda'' \geq 2,3 a$$

Avec $\lambda = 0,4$ cm, la condition devient $a \leq 1,74$ mm. Les ondes transmises et réfléchies par le réseau sont d'intensité égale si $a = 2b$. On choisit par commodité de construction $a = 1,6$ mm $b = 0,8$ mm.

La direction des minima ou des maxima secondaires est obtenue en remplaçant φ et δ de l'équation (9) par les valeurs correspondantes des équations (10) et (12) ou (11). Dans le plexiglas, les angles seront β et la longueur d'onde λ'' .

$$\text{min. : } \delta/\lambda'' = \varphi/2\pi = (a/\lambda'') (\sin \beta_2 \mp \sin \beta_1) = k \pm p/N$$

$$\text{max. : } \delta/\lambda'' = \varphi/2\pi = (a/\lambda'') (\sin \beta_2 \mp \sin \beta_1) = k \pm (2p + 1)/2N$$

Avec $\sin \beta_2 = 0,442$ et $k = 0$, on trouve après réarrangement

$$\text{min. : } \sin \beta_1 = \pm 0,442 \mp p \lambda''/Na$$

$$\text{max. : } \sin \beta_1 = \pm 0,442 \mp (2p + 1) \lambda''/2Na$$

On transforme les angles de diffraction β au moyen de l'équation (3) et obtient, après soustraction de l'angle d'incidence $\alpha_i = 45^\circ$, la position angulaire $\Delta \alpha_i$ dans l'air des minima et des maxima secondaires autour du maximum principal, en faisant $p = 1, 2, 3 \dots$. Le premier minimum ($p = 1$) délimite la demi-ouverture du lobe principal. L'illumination du réseau n'étant pas uniforme, on néglige la contribution des fentes recevant moins de 10 db de l'éclairement au centre. L'angle d'ouverture de l'antenne correspondant est alors 32° , ce qui mène à une longueur éclairée du réseau de 8 cm et à $N = 50$. $\Delta \alpha_i$ devient

$p =$		1	2	3
$\pm \Delta \alpha_i$	min.	$4,2^\circ$	$8,7^\circ$	14°
	max	$6,4^\circ$	$11,4^\circ$	17°

Il est évident que plus N est grand, plus $\Delta \alpha_i$ est petit. Parallèlement aux fentes, la diffraction élargit le faisceau d'un angle γ donné approximativement par l'équation (27) pour une ouverture rectangulaire où d est la hauteur des fentes. Avec $d = 10$ cm, $\gamma = 2,3^\circ$.

On élimine les réflexions dans les lames de plexiglas comme pour le système Fabry-Perot. Les grandeurs étant les mêmes, l'épaisseur des lames est $e = k \cdot 0,14$ cm.

c) Système lame semi-transparente. Par dépôt de couches métalliques minces sur un support transparent, il est possible en optique classique de séparer un faisceau lumineux en deux composantes perpendiculaires d'intensité approximativement égale. Ce procédé est depuis peu appliqué aux micro-ondes. Les données techniques et les résultats expérimentaux manquent encore. D'après les essais faits en France au Centre d'Etudes Nucléaires¹⁶⁾, les dépôts sur plexiglas sont instables et le verre minéral, le quartz ou la silice fondue semblerait être un matériau de support préférable. Une absorption de 20 à 30 % est enregistrée et semble localisée essentiellement dans la couche métallique en nickel-chrome. L'argent pourrait donner de meilleurs résultats. Le fabricant de ces lames est la maison "Métallisations et Traitements Optiques", 5 Passage de Melun, Paris 19e.

6) Déphaseur

Le déphaseur en téflon est formé de deux parallépipèdes droits identiques à base triangulaire (Fig. 9). On varie l'épaisseur du déphaseur d'une quantité Δd en faisant coulisser l'un des coins par rapport à l'autre d'une longueur maximum L le long de leur hypoténuse. A enfoncement minimum, le déphaseur présente une épaisseur d constante sur une largeur de 100 mm (correspondant au diamètre du faisceau). Si δ est le retard de phase par longueur d'onde d'une onde traversant le diélectrique par rapport à celle se propageant dans l'air et m le nombre de longueurs d'onde nécessaire à un déphasage total de $k\lambda$ ($k = 1, 2, 3, \dots$), la variation d'épaisseur Δd est :

$$\begin{aligned}\delta &= \lambda - \lambda/n = \lambda (n-1)/n \\ m\delta &= k\lambda; \quad m = kn/(n-1) \\ \Delta d &= m \lambda/n = k\lambda/(n-1) = k \cdot 8,88 \text{ mm.}\end{aligned}$$

Pour limiter les coins à des dimensions raisonnables, mais cependant maintenir un réglage fin, on choisit $k = 1.5$ (déphasage 1.5λ) et $L = k \cdot 36 \text{ mm} = 54 \text{ mm}$ (10^0 électriques/mm). Les côtes des coins se calculent alors aisément

$$\sin \gamma = \Delta d/L = k.8.88/k.36 = 0,247; \quad \gamma = 14,3^\circ$$

$$\operatorname{tg} \gamma = 0,255 = \Delta d/c' = b'/100 = b/c$$

$$c' = 52,3 \text{ mm}; \quad b' = 25,5 \text{ mm}; \quad b = 38,8 \text{ mm}, \quad c = 152,3 \text{ mm}$$

Avec ϵ_r (téflon) = $6 \cdot 10^{-4}$ et le coefficient de réflexion $R = (n-1)/(n+1)$ les pertes s'élèvent à

$$\text{absorption : } L_A = 8.69 \pi \epsilon_r = 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ db}/\lambda \text{ diélectrique}$$

$$\text{réflexion : } L_R = 2.10 \log_{10} (1 - R^2) = 0,3 \text{ db}$$

V. Construction mécanique

Les cadres des lentilles et des séparateurs, ainsi que le plateau mobile du déphaseur et les fixations des éléments micro-ondes sont montés à 20 cm de hauteur sur des supports coulissant sur des rails de section triangulaire (banc optique). L'ensemble du montage repose sur une table.

Malgré la distance raisonnable entre le klystron ou le détecteur et le tube à décharge, des rayonnements parasites peuvent perturber leur fonctionnement et leur stabilité. Il faut alors blinder ces deux éléments sensibles et étendre le blindage le plus loin possible autour du faisceau au moyen d'un tube ayant un diamètre à peine supérieur à celui des lentilles. De ce fait, tous les rayonnements de longueur d'onde λ plus grande que la longueur d'onde à la coupure λ_c correspondant aux dimensions géométriques du tube et au mode de propagation seront atténués. L'atténuation L sur une distance l d'un tube cylindrique de diamètre d est ¹⁷⁾

$$L = 8.69 \cdot 2 \pi l / \lambda_c (1 - (\lambda_c / \lambda)^2)^{1/2} \text{ (db)}$$

Pour le mode le plus courant et aussi le plus défavorable du point de vue atténuation ($TE_{1,1}$), $\lambda_c/d = 1.607$. Ainsi, si $\lambda > \lambda_c$

$$L \approx 32 l/d \text{ (db)}$$

et l'atténuation augmente rapidement avec le rapport de la longueur du tube de blindage à son diamètre. Une augmentation supplémentaire de l'atténuation est obtenue par blindage de la décharge et des circuits de commutation associés.

VI. Limitations

L'interféromètre est conçu pour le diagnostic dans la bande 4 mm de plasmas dont le diamètre dépasse 4 cm. Pour des diamètres plus petits, la tache de diffraction peut être réduite au moyen de lentilles L_2 de distance focale plus courte. Ces lentilles seront alors plan-hyperboliques. A part les lentilles L_2 , L_3 et L_4 , les éléments optiques de l'interféromètre ont une largeur de bande relativement petite. Aux longueurs d'onde plus grandes que 4 mm, le diamètre des lentilles de faisceau L_1 doit être augmenté si on veut garder le même module et le même coefficient de pertes par diffraction; semblablement l'épaisseur des lames du mélangeur et du séparateur doit être ajustée pour maintenir les réflexions dans le diélectrique à un minimum. Aux longueurs d'onde plus courtes que 4 mm, la diffraction est réduite comme $1/\lambda$ et l'ensemble des lentilles L_1 peut être supprimé. Si la longueur de la voie de référence est très grande, il peut être nécessaire de donner aux miroirs M une forme parabolique. L'espacement des fentes du séparateur et du mélangeur à réseau doit être diminué. Leur construction devenant fastidieuse, il est préférable alors d'utiliser des lames semi-transparentes.

Il est à noter que la position des lentilles n'est pas critique et que les aberrations géométriques restent faibles. La plage de focalisation Δf et les aberrations maxima longitudinales l (distance entre les foyers des rayons marginaux et centraux) et transversales t (distance à l'axe des rayons marginaux dans le plan focal des rayons centraux) sont données, pour des lentilles plan-convexes, par ¹⁸⁾

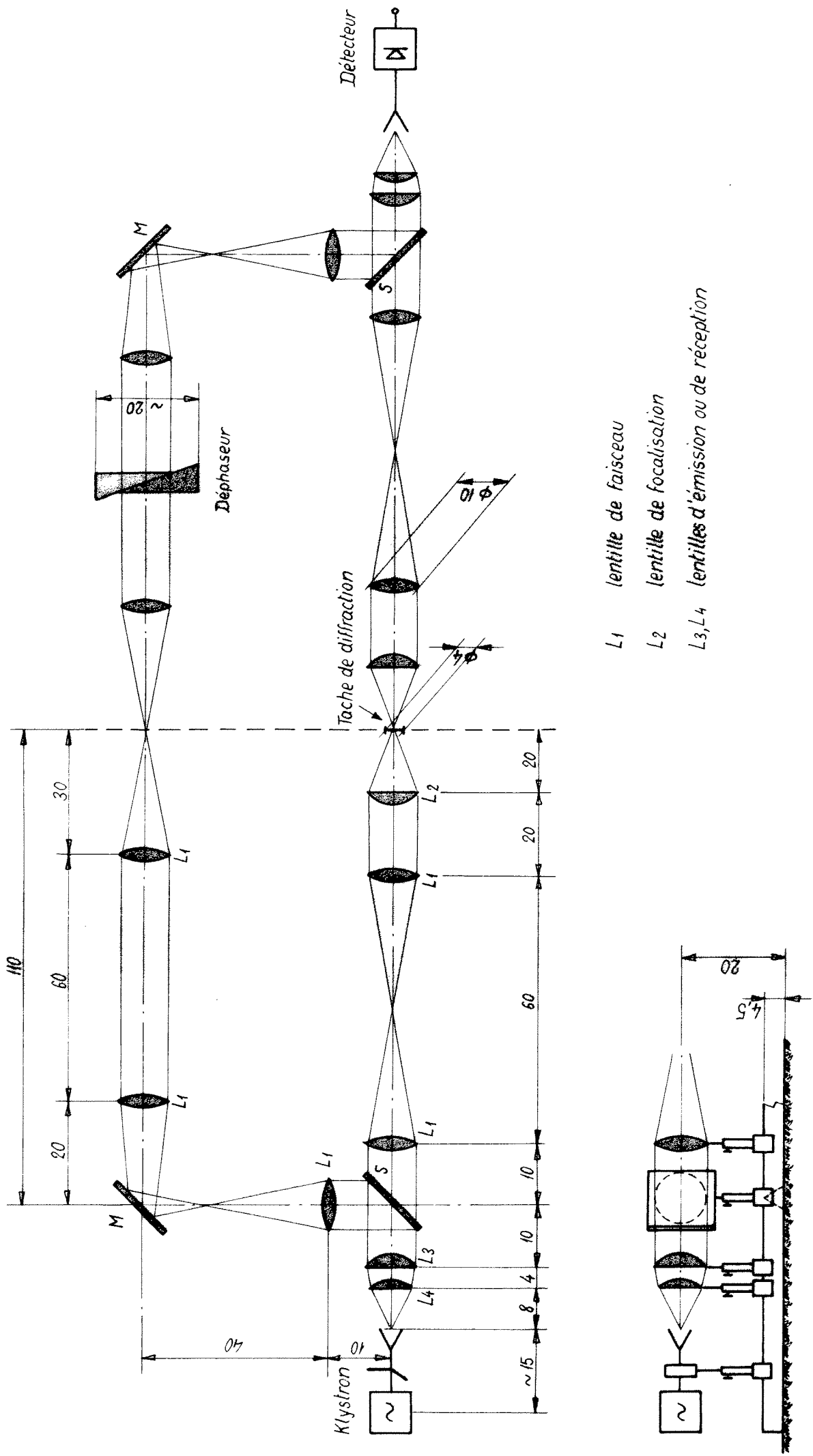
$$\begin{aligned}\Delta f &< 1/2 (f/R)^2 \lambda \\ l &\approx R^2/f \\ t &\approx (R/f)^2\end{aligned}$$

Seule la position relative des antennes à cornet et des lentilles associées (L_3 , L_4) semble être critique ¹⁵⁾.

Bibliographie

- 1) (a) Reference Data for Radio Engineers, Intern. Telephone and Telegraph Corp., New York, 4th edition, p. 66 ou (b) Th. Moreno : Microwave Transmission Design Data, Dover Publ., New York, 1948, p. 208
- 2) Référence 1a), p. 698-700, 703, 751

- 3) F.E. Terman, *Electronic and Radio Engineering*, McGraw-Hill, New York 1955, p. 913-916
- 4) F.E. Terman, *Radio Engineers' Handbook*, McGraw-Hill, New York, 1943, p. 699
- 5) G. Bruhat, *Optique*, Masson + Cie, 1954, p. 337
- 6) W.K. Panofsky, M. Phillips, *Classical Electricity and Magnetism*, Addison-Wesley Co, 2nd edition, p. 197-200
- 7) Référence 5), p. 110
- 8) Référence 5), p. 245
- 9) Référence 5), P. 213
- 10) S.A. Schelkunoff, M.T. Friis, *Antenna*, Wiley and Sons, New York, 1952
- 11) W.H. Westphal, *Physik*, Springer Verlag, 1947, p. 479
- 12) Référence 5), p. 196, 213, 230
- 13) J.C. Pecker, E. Schatzman, *Astrophysique générale*, Masson Cie, 1959, p. 171
- 14) G. Goubau, F. Schwering, On the Guided Propagation of Electromagnetic Wave Beams, *IRE Trans. AP-9*, 3, May 1961, p. 248
- 15) J.R. Christian, G. Goubau, Experimental studies on a beam waveguide for millimeter waves, *IRE Trans.*, AP-9, 3, May 1961, p. 256
- 16) R. Papoular, C.E.N., Fontenay-aux-Roses, Seine, communication privée
- 17) Référence 1a), p. 624, 628
- 18) Référence 13), p. 173, 176



L1 lentille de faisceau

L2 lentille de focalisation

L3, L4 lentilles d'émission ou de réception

Fig. 1 - Plan et élévation de l'interféromètre à transmission optique (cotes en cm.)

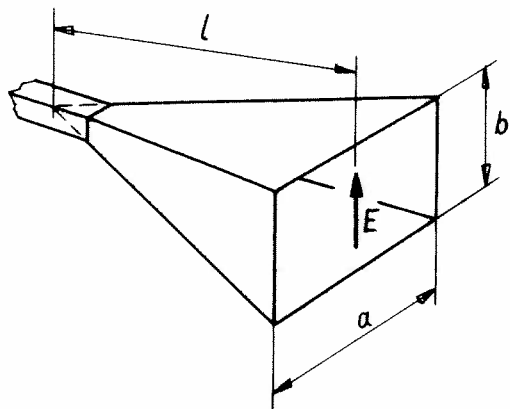


Fig. 2 - Antenne à cornet

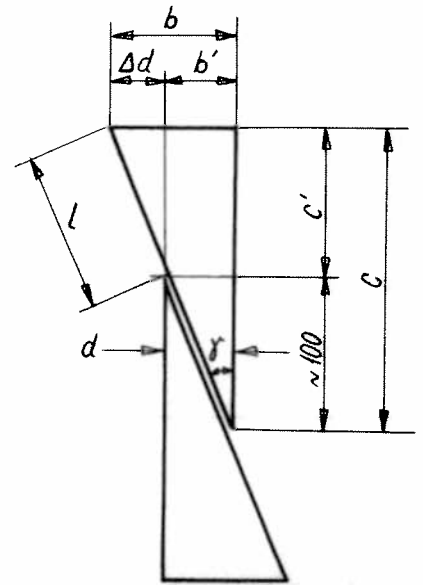


Fig. 9 - Déphaseur diélectrique

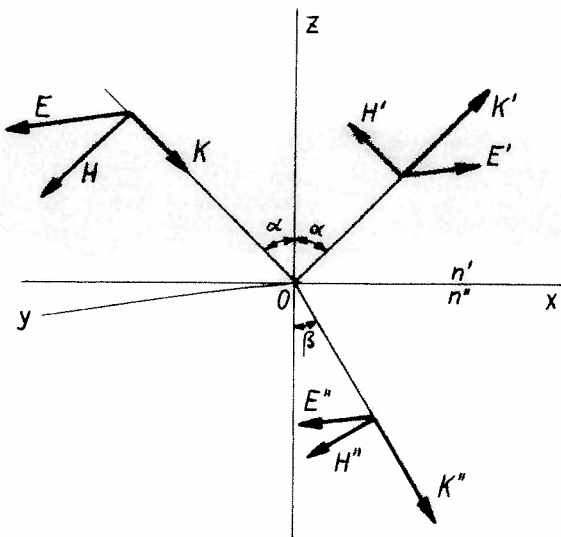


Fig. 3 a - Réflexion et réfraction
E parallèle à oy

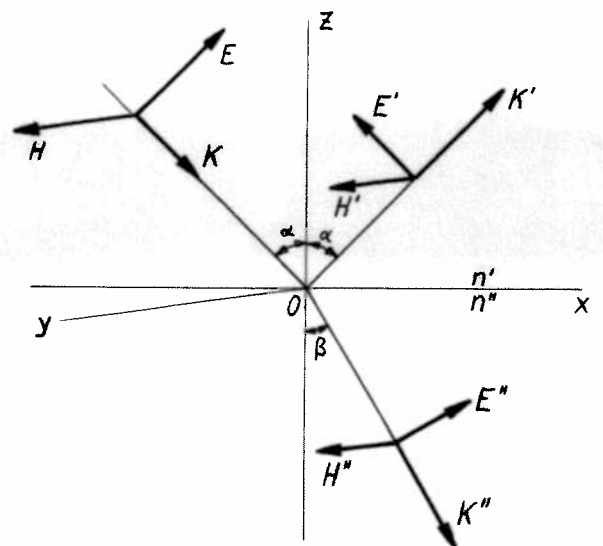


Fig. 3 b - Réflexion et réfraction
H parallèle à oy

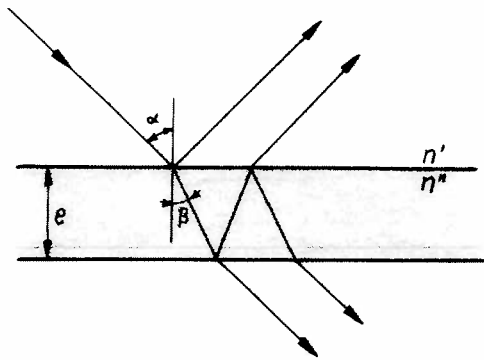


Fig. 4 a - lame diélectrique à faces parallèles

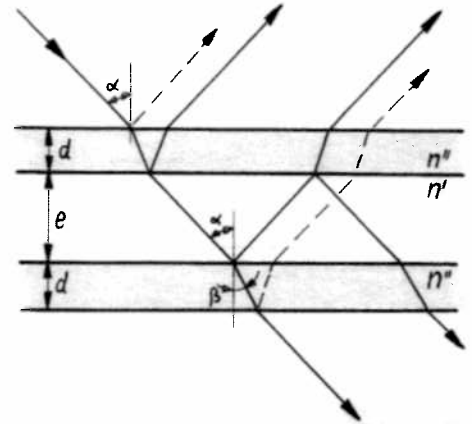


Fig. 4 b - lame d'air à faces parallèles

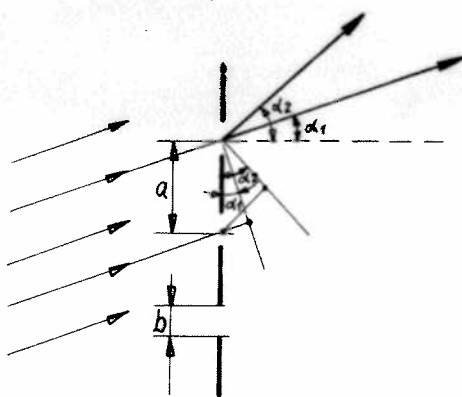


Fig. 5 a - Réseau

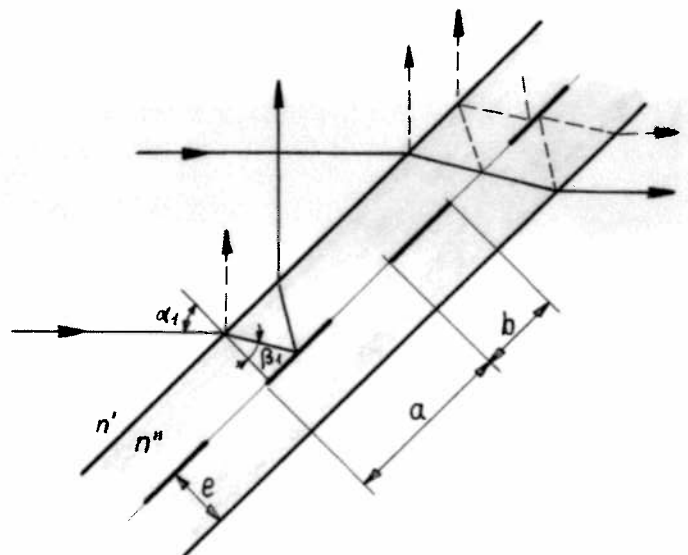


Fig. 5 b - Séparateur à réseau

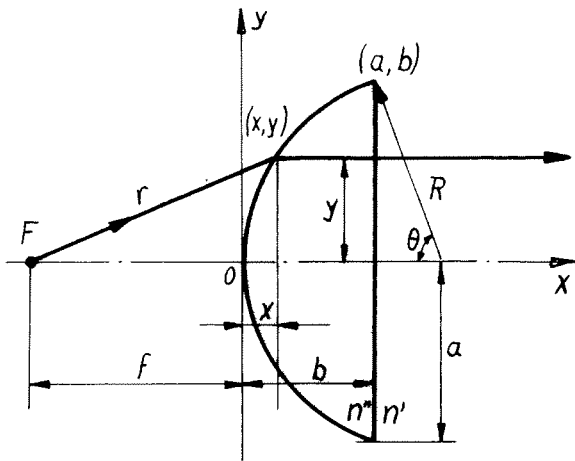


Fig. 6 a - Lentille plan-convexe
attaquée par sa face
convexe

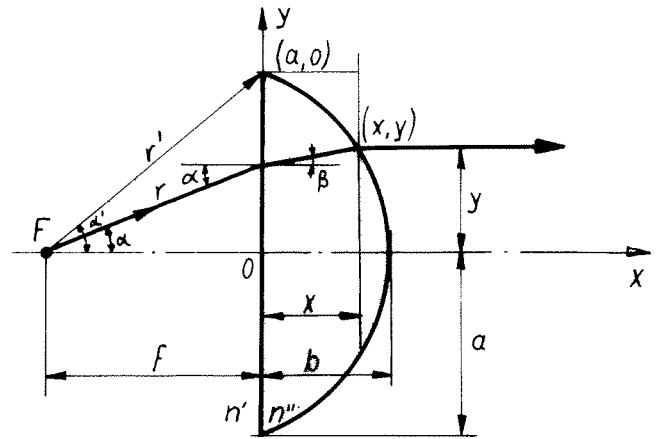


Fig. 6 b - Lentille plan-convexe
attaquée par sa face
plane

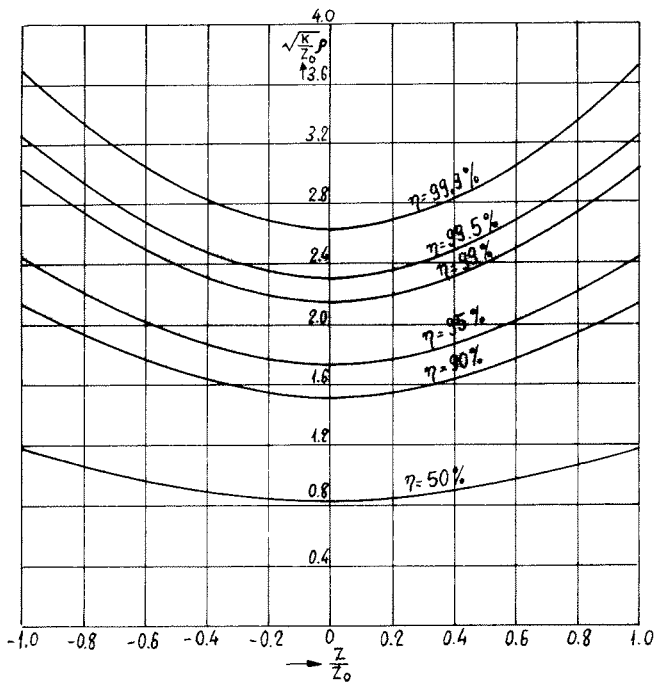


Fig. 7 - Rayon du faisceau transportant
 $\eta\%$ de l'énergie dans l'inter-
valle séparant deux transfor-
mateurs

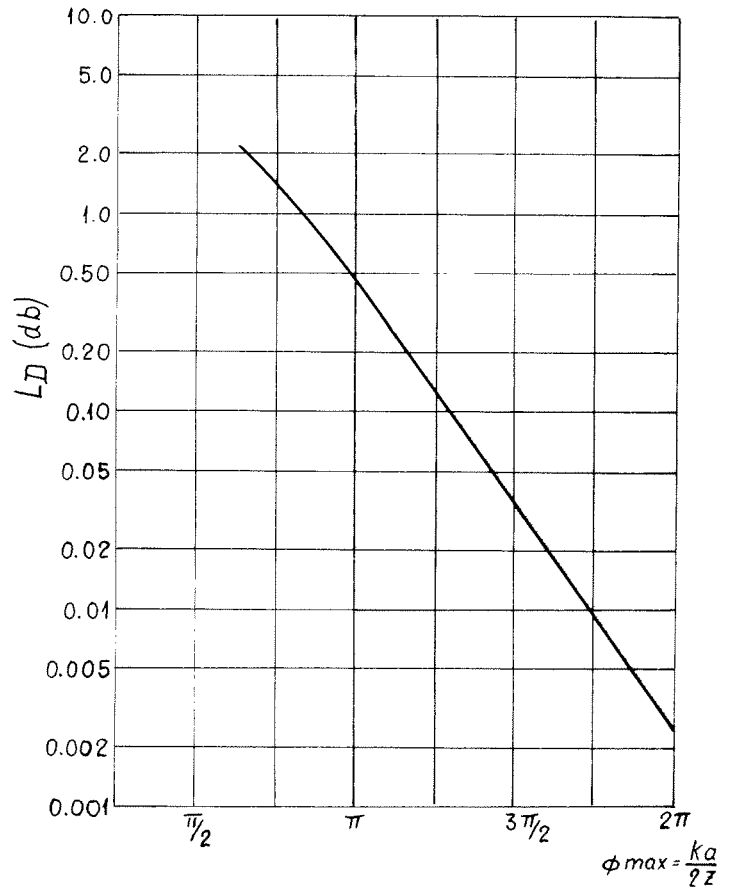


Fig. 8 - Pertes par diffraction en
fonction de la correction
de phase introduite par le
transformateur

(Reproduites avec la permission de l'auteur)