

THESE

présentée devant l'E.N.P. d'Alger
(Département Electronique)
pour obtenir le Grade de
Docteur Es-Sciences

par

Ahmed ZERGUERRAS

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

CONTRIBUTION A L'ETUDE D'ANTENNES PLAQUES DE FORME
QUELCONQUE MULTICOUCHES A LARGE BANDE.
APPLICATION A L'ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE
AVEC DIRECTEUR

Soutenu le 20 Mai 1990 devant la commission d'examen composée de :

M. A. CHEKIMA	Professeur à l'E.N.P. d'ALGER	Président
M. G' DUBOST	Professeur à l'Université de RENNES I FRANCE	Rapporteur
M. H. BAUDRAND	Professeur à l'E.N.S.E.E.I.H.T. de TOULOUSE FRANCE	Examineur
M ^{ME} C. KENZAÏ	Professeur à l'Université de CONSTANTINE ALGERIE	Examineur
M. J.P DANIEL	Professeur à l'Université de RENNES I FRANCE	Membre invité
M. A. KHELLAF	Recteur à l'Université de SETIF ALGERIE	Membre invité

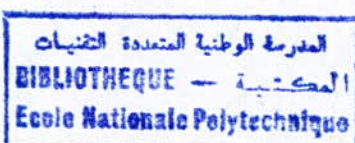
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER

THESE

présentée devant l'E.N.P. d'Alger
(Département Electronique)
pour obtenir le Grade de
Docteur Es-Sciences

par

Ahmed ZERGUERRAS



CONTRIBUTION A L'ETUDE D'ANTENNES PLAQUES DE FORME
QUELCONQUE MULTICOUCHES A LARGE BANDE.
APPLICATION A L'ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE
AVEC DIRECTEUR

Soutenue le 20 Mai 1990 devant la commission d'examen composée de :

M. A. CHEKIMA	Professeur à l'E.N.P. d'ALGER	Président
M. G' DUBOST	Professeur à l'Université de RENNES I FRANCE	Rapporteur
M. H. BAUDRAND	Professeur à l'E.N.S.E.E.I.H.T. de TOULOUSE FRANCE	Examinateur
M ^{me} C. KENZAÏ	Professeur à l'Université de CONSTANTINE ALGERIE	Examinateur
M. J.P DANIEL	Professeur à l'Université de RENNES I FRANCE	Membre invité
M. A. KHELLAF	Recteur à l'Université de SETIF ALGERIE	Membre invité

REMERCIEMENTS

Je voudrais, à l'occasion de la soutenance de cette thèse, exprimer ma satisfaction de la Coopération Inter-universitaire entre l'E.N.P. d'Alger et le Laboratoire Antennes et Réseaux Large Bande de l'Université de Rennes I. Je remercie l'équipe des Professeurs G. DUBOST, J.P. DANIEL et C. TERRET, pour leur apport et leur collaboration à cette coopération.

Je remercie les responsables Algériens, en l'occurrence Monsieur KHELLADI, Directeur de la Recherche Scientifique au Ministère Délégué aux Universités et Monsieur AÏT Ali, Directeur de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, pour leur diligence et toutes les facilités qu'ils ont accordées dans l'exécution de cet accord-programme.

Je tiens, tout particulièrement, à exprimer ma profonde reconnaissance et mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur G. DUBOST, pour avoir bien voulu me proposer un sujet de recherche et diriger ma thèse, et surtout pour l'importante aide qu'il m'a consentie et sa grande disponibilité.

Je remercie le Professeur J.P. DANIEL pour les remarques judicieuses qu'il a exprimées lors de la lecture de la thèse et pour avoir accepté de participer au Jury.

Je remercie le Professeur H. BAUDRAND pour avoir bien voulu accepter d'être examinateur dans mon Jury de thèse.

Je remercie le Professeur A. CHEKIMA pour toute l'attention qu'il a manifestée à ce travail et pour avoir accepté d'être rapporteur et de présider mon Jury de thèse.

Je remercie le Professeur C. KENSAÏ d'avoir bien voulu être à la fois rapporteur et examinateur et le Professeur ADANE examinateur.

Je remercie les collègues qui m'ont aidé à mettre au point les programmes de calcul, leur contribution a été décisive à l'achèvement de cette thèse, et en particulier à Rennes, Messieurs J. GROSSET et S. DESCLOS et à Alger, Messieurs H. SARI et DERRAS.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur A. KHELLAF, Recteur de l'Université de Sétif pour toute l'aide documentaire qu'il m'a apportée.

Pour la partie expérimentale, mes remerciements vont à Monsieur R. FRIN, Ingénieur d'Etudes au Département Antennes de l'Université de Rennes I.

Je ne saurais oublier le dévouement de Madame D. LEMOINE dans la réalisation du document de thèse de qualité bien soignée.

Je remercie Madame M.Th. HALOPAU pour toutes les dispositions prises afin de faciliter mon séjour à Rennes, ainsi que sa contribution au document final.

S O M M A I R E

	Pages
LISTE DES SYMBOLES.....	I
LISTE DES FIGURES.....	V
1 - ETAT DE L'ART.....	1
1.1 - Définition.....	1
1.2 - Caractéristiques principales de l'antenne plaque.....	2
1.3 - Les techniques d'analyse d'antennes microruban.....	3
1.4 - Structures multicouches.....	9
2 - THEORIE.....	11
2.1 - Modélisation par deux lignes de transmission couplées.....	12
2.2 - Antenne plaque avec directeur circulaire.....	20
2.3 - Impédance de rayonnement. Bande passante de l'antenne plaque avec directeur.....	27
2.4 - Distributions des courants et des potentiels sur l'antenne plaque et le directeur symétriques de forme quelconque.....	45
2.5 - Diagrammes de rayonnement de l'antenne plaque circulaire avec directeur circulaire et plan de masse infini.....	57
2.5.1 - Diagrammes de rayonnement dans le "plan E"....	57
2.5.2 - Diagrammes de rayonnement dans le "plan H"....	63
2.6 - Correction par la théorie géométrique de la diffraction des diagrammes de directivité dans le cas d'un plan de masse de dimensions finies.....	66
3 - VERIFICATIONS EXPERIMENTALES.....	71
3.1 - Impédance d'entrée et bande passante.....	71
3.1.1 - Antenne plaque circulaire isolée.....	71
3.1.2 - Antenne plaque circulaire avec directeur.....	74
3.2 - Diagrammes de directivité - Gain.....	82

4 - PROSPECTIVE SUR LE DEVELOPPEMENT DES ANTENNES PLAQUES A LARGE BANDE.....	89
5 - CONCLUSION.....	93
ANNEXE A - Calcul du rayon effectif et du nombre de découpage N..	95
ANNEXE B - Determination de la partie réelle α_n de l'exposant de transfert sur image θ_n d'un tronçon élémentaire.....	101
ANNEXE C - Influence du conducteur central du coaxial d'alimentation sur l'impédance d'entrée expérimentale de l'antenne plaque.....	105
ANNEXE D - Influence du coefficient de couplage k sur l'impédance d'entrée Z_E de l'antenne plaque.....	109
BIBLIOGRAPHIE.....	113

LISTE DES SYMBOLES

- 2a Diamètre de l'antenne plaque circulaire.
- $A = \frac{2a}{\lambda_0}$ Diamètre réduit de l'antenne plaque circulaire.
- 2b Diamètre du directeur circulaire (D) ou de la longueur du directeur de l'antenne symétrique de forme quelconque.
- $B = \frac{2b}{\lambda_0}$ Diamètre réduit du directeur circulaire.
- C_{12} Capacité de couplage par unité de longueur.
- (D) Directeur
- $D_S = d_S / \lambda_0$ Epaisseur de peau normalisée pour (D)
- $D'_S = d'_S / \lambda_0$ Epaisseur de peau normalisée pour (M)
- $d_n = \sqrt{R_n / R'_n}$
- 2d Diamètre du contrepois circulaire.
- E Point de jonction entre (M) et la ligne microruban
- f Fréquence
- f_0 Fréquence centrale de la largeur de bande définie pour un R.O.S. inférieur ou égal à 2.
- f_r Fréquence de résonance qui est définie par la valeur de la fréquence qui rend l'impédance d'entrée réelle (i.e. partie imaginaire nulle) ou la partie réelle maximale.
- f_m Fréquence inférieure de la bande.
- f_M Fréquence maximale de la bande (i.e. $2f_0 = f_m + f_M$).
- $G'_c(z)$ Conductance caractéristique de (M)
- $g'_c(z)$ Conductance caractéristique normalisée de (M)
- G_0 Conductance du vide $G_0 = \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0}$
- H Epaisseur constante du diélectrique de (D)
- H_r Epaisseur réduite à λ_0 du diélectrique de (D)
- H' Epaisseur constante du diélectrique de (M)
- H'_r Epaisseur réduite du diélectrique de (M)

- $[I_c(n)]_D$: courant de conduction dans la tranche n du directeur (D)
 $[I'_c(n)]_M$: courant de conduction dans la tranche n de l'antenne plaque (M)
 $[I_p(n)]_D$: courant de polarisation dans la tranche n du directeur (D)
 $[I'_p(n)]_M$: courant de polarisation dans la tranche n de l'antenne plaque (M)

k : coefficient de couplage entre les deux lignes.

O et S Points limites des lignes couplées

R_n : Résistance caractéristique de la tranche n relative à (D)

R'_n : Résistance caractéristique de la tranche n relative à (M)

(M) : Antenne plaque.

n Indice de la tranche des deux lignes couplées, limitée par x_{n-1} et x_n $1 \leq n \leq N$

N Nombre de tranches ou découpage.

R_o : résistance du vide : $R_o = \sqrt{\mu_o/\epsilon_o}$

R.O.S. Rapport d'ondes stationnaires.

$[t_n]$ Matrice de transmission de la section élémentaire d'ordre n

W Largeur variable du directeur (D)

W(n) Largeur de la tranche d'indice n du directeur (D)

W'(n) Largeur de la tranche d'indice n de l'antenne plaque (M)

W' Largeur variable de la microantenne circulaire (M)

W_r Largeur variable réduite de (D) ($W_r = W/\lambda_o$)

W'_r Largeur variable réduite de (M) ($W'_r = W'/\lambda_o$)

Y_S Admittance au point S

Y_e Admittance d'entrée en O des deux lignes couplées

Y_E Admittance d'entrée en E de la microantenne (M)

Y Admittance de l'équation de Riccati

Y_r Admittance réduite de l'équation de Riccati par rapport à G_o

y Cote comptée à partir du point E

$z = y/\lambda_o$ Cote réduite comptée à partir de E

V_i Ondes incidentes

V_r Ondes réfléchies

x_n, x_{n-1} Limites de la tranche "n", comptée à partir de 0

$(x_r)_n = x_n/\lambda_o$ Limite réduite

III

ϵ_0 Permittivité du vide.

ϵ_r Permittivité relative du substrat de (D).

ϵ_e Permittivité effective du substrat de (D).

ϵ'_r Permittivité relative du substrat de (M).

ϵ'_e Permittivité effective du substrat de (M).

$\omega = 2\pi f$ Pulsation

λ_0 Longueur d'onde du vide : $\lambda_0 = (f \sqrt{\mu_0 \epsilon_0})^{-1}$

θ_n Exposant de transfert sur image de la tranche n relative à (D)

θ'_n Exposant de transfert sur image de la tranche n relative à (M).

LISTE DES FIGURES

- Figure 1 : Configuration du système rayonnant à deux couches comprenant une antenne plaque (M) avec un directeur (D).
- Figure 2 : Configuration d'une antenne plaque circulaire (M) couplée à un directeur circulaire centré (D).
- Figure 3 : Secteur de l'antenne plaque circulaire non couplée au directeur (D).
- Figure 4 : Secteur de l'antenne plaque circulaire couplé intégralement au directeur circulaire (D).
- Figure 5 : Secteur de l'antenne plaque circulaire non couplée au directeur et excité par la ligne microruban.
- Figure 6 : Coefficient de surtension d'une antenne plaque circulaire isolée.
- Figure 7 : Impédance d'entrée théorique normalisée à 600 ohms de l'antenne plaque isolée.
- Figure 8 : Impédance d'entrée théorique.
Rayon du directeur : $b = 6,84$ mm.
- Figure 9 : Impédance d'entrée théorique.
Rayon du directeur : $b = 6,65$ mm.
- Figure 10 : Impédance d'entrée théorique.
Rayon du directeur : $b = 6,45$ mm.
- Figure 11 : Impédance d'entrée théorique.
Rayon du directeur $b = 6,25$ mm.
- Figure 12 : Evolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence. $b = 6,84$ mm.
- Figure 13 : Evolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence. $b = 6,45$ mm.

- Figure 14 : Impédance d'entrée de l'antenne plaque avec directeur $k = 0,15$.
- Figure 15 : Impédance d'entrée de l'antenne plaque avec directeur $k = 0,20$.
- Figure 16 : Impédance d'entrée de l'antenne plaque avec directeur $k = 0,25$.
- Figure 17 : Impédance d'entrée de l'antenne plaque avec directeur $k = 0,30$.
- Figure 18 : Impédance d'entrée de l'antenne plaque avec directeur $k = 0,35$.
- Figure 19 : Phase et module des tensions, courants de conduction et
à de polarisation sur le directeur et l'antenne plaque
Figure 26 aux fréquences : 7,10 7,50 7,75 et 8 GHz.
- Figure 27 : Diagrammes théoriques de directivité. $f = 7,10$ GHz.
- Figure 28 : Diagrammes théoriques de directivité. $f = 7,5$ GHz.
- Figure 29 : Diagrammes théoriques de directivité. $f = 7,75$ GHz.
- Figure 30 : Diagrammes théoriques de directivité. $f = 8$ GHz.
- Figure 31 : Configuration des champs dans le plan E.
- Figure 32 : Configuration des courants vis-à-vis du "Plan H".
- Figure 33 : Diffraction du champ par la T.G.D.
- Figure 34 : Mesure de l'impédance à l'entrée du coaxial antenne plaque isolée.
- Figure 35 : Mesure de l'impédance à l'entrée du coaxial + correction de self inductance.
- Figure 36 : Z_E après correction de la self inductance. $b = 6,25$ mm.
- Figure 37 : Z_E après correction de la self inductance. $b = 6,45$ mm.
- Figure 38 : Courbe expérimentale de l'impédance d'entrée Z_E après correction de la self inductance. $b = 6,65$ mm.
- Figure 39 : Z_E expérimentale sans correction de la self inductance. $b = 6,25$ mm.
- Figure 40 : Z_E expérimentale sans correction de la self inductance. $b = 6,45$ mm.
- Figure 41 : Z_E expérimentale sans correction de la self inductance. $b = 6,65$ mm.
- Figure 42 : Module du coefficient de réflexion $|\Gamma|$ pour l'antenne plaque circulaire couplée à un directeur plaque circulaire.

- Figure 43 : Diagrammes de directivité expérimentaux. $f = 7,1$ GHz.
- Figure 44 : Diagrammes de directivité expérimentaux. $f = 7,75$ GHz.
- Figure 45 : Diagrammes de directivité expérimentaux. $f = 8$ GHz.
- Figure 46 : Gain isotropique linéaire G_i (dB) mesuré en chambre anéchoïde.
- Figure 47 : Impédance d'entrée d'une antenne plaque avec directeur.

1 - ETAT DE L'ART

1.1 - DEFINITION.

L'antenne plaque ou microruban est, du point de vue dimensionnelle, une structure planaire (*classe ou catégorie 3 ci-dessous*). Autrement dit c'est une structure finie dont l'épaisseur est faible par rapport à la longueur d'onde λ .

Les circuits électriques et optiques peuvent être classés suivant 7 catégories [21] :

<u>Catégorie</u>	<u>Classe de circuit</u>	<u>Dimensions comparées à la longueur d'onde</u>	<u>Exemples</u>
1	à constantes localisées	$dx, dy, dz \ll \lambda$	Self-inductance capacité et résistance.
2	à constantes distribuées	$dx, dy \ll \lambda$ $dz \simeq \lambda$	résonateur coaxial
3	circuit planaire électrique	$dz \ll \lambda$ $dx, dy \simeq \lambda$	résonateur plat de forme quelconque (<i>circulaire, carrée, triangle, rectangulaire, etc...</i>).
4	guide d'onde court	$dx, dy, dz \simeq \lambda$	cavité résonnante
5	guide d'onde long	$dx, dy \simeq \lambda$ $dz \gg \lambda$	fibre optique monomode
6	circuit planaire optique	$dz \simeq \lambda$, $dx, dy \gg \lambda$	dispositifs plans optiques à structure périodique ou non.
7	propagation libre	$dx, dy, dz \gg \lambda$	propagation d'onde ordinaire électromagnétique et optique.

L'antenne microruban peut comporter des circuits intégrés (en parti-

culier actifs) dans sa structure. Les circuits planaires depuis 1972 connaissent un développement rapide au Japon, aux U.S.A., en Italie, au Canada, en Inde, au Brésil, en France, etc...

1.2 - CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DE L'ANTENNE PLAQUE.

Ces antennes plaques peuvent travailler en multifréquences (Mc Ilvenna et Kern Weiss, 1979) et sous diverses polarisations (rectiligne, circulaire...). Pour la polarisation circulaire, on a souvent recours à une alimentation en deux positions avec des excitations déphasées de 90° (Carver et Coffey, 1979). Certains ont obtenu une polarisation circulaire à partir d'une alimentation unique avec localisation appropriée et forme de plaque étudiée (*forme presque carrée* : Newman et Tulyathan, 1981 ; *elliptique* : Shen, 1981 ; *pentagone* : Weinschel, 1975). Il a été même possible d'obtenir une antenne microruban à polarisation variable en introduisant des diodes P.I.N. pour créer un court-circuit entre le conducteur supérieur et le plan de masse, commutable électroniquement (Schaubert et al., 1981).

L'inconvénient de ces antennes vient de leur gain faible, de la puissance émise insuffisante pour certaines applications, du rendement trop bas à cause des pertes dans le substrat et les conducteurs. Par ailleurs, des ondes de surface peuvent accaparer une partie de la puissance disponible qui se propagera à l'interface air-substrat.

L'excitation de l'antenne plaque doit être réalisée soigneusement si l'on veut préserver ses caractéristiques théoriques. Ainsi, si une antenne est excitée par une ligne microruban, celle-ci présentera une discontinuité dont le rayonnement peut modifier et perturber celui de l'antenne elle-même.

Une excitation coaxiale peut être disposée en tout point de l'antenne ce qui donne la possibilité d'adapter son impédance d'entrée à une résistance nominale.

L'inconvénient majeur de l'antenne plaque, c'est comme tout dispositif résonnant, la faiblesse de la largeur de sa bande de fréquence utile limitée à quelques pourcents en général.

L'objet de notre recherche est de trouver une solution pour élargir cette bande utile sans compliquer exagérément la réalisation de cette antenne. De nombreux chercheurs travaillent dans cette direction (*James et al.*), (*Dubost et al.*), (*Schaubert et al.*), (*Papiernik et al.*), (*Daniel, Terret.*).

1.3 - LES TECHNIQUES D'ANALYSE D'ANTENNES MICRORUBAN.

Ces techniques, en ordre croissant de complexité, sont résumées dans le Tableau suivant, fourni en partie par J.R. Mosig (en 1983) [20] et complété depuis 1984.

A) Ligne de transmission

<i>Munson, 1974</i>	[R]
<i>Derneryd, 1976, 1978</i>	[R]
<i>Dubost, 1981, 1982</i>	[R]
<i>Lier, 1982</i>	[R]
<i>Dubost, 1986</i>	[Q] + [D] : [1], [2], [7].

B) Ouverture

<i>James et Wilson, 1977</i>	[S + D]
<i>Hanner et al., 1979</i>	[R]
<i>Gogoi et Gupta, 1982</i>	[R].

C) Cavité (simple)

<i>Long et al., 1978</i>	[D]
<i>Derneryd, 1979</i>	[D]
<i>Derneryd et Lind, 1979</i>	[R]
<i>Bahl et Bhartia, 1981</i>	[T]
<i>Long et Mc Allister, 1982</i>	[E]
<i>Daniel et Terret, 1986</i>	[T] [25]

D) Cavité (analyse modale)

<i>Richards et al., 1978, 1981</i>	[D + R]
<i>Lo et al., 1979</i>	[D + R + D/2]
<i>Carver, 1979</i>	[R]
<i>Yano et Ishimaru, 1981</i>	[D]
<i>Carver et Mink, 1981</i>	[R]
<i>Daniel, Pénard, Terret, Madjhoubi,</i>	[R] + [D] + [A] [35] [36] [37]

E) Segmentation

Gupta et Sharma, 1981 [P]

F) Analyse dynamique TE + TM

Itoh et Menzel, 1981 [R]

Araki et Itoh, 1981 [D]

Wood, 1981 [D]

G) Fonction de Green

Agrawal et Bailey, 1977 [D + R]

Newman et Tulyathan, 1981 [R]

Uzunoglu et al., 1970 [F]

Rana et Alexopoulos, 1981 [F]

Chew et Kong, 1981 [D]

Ali et al., 1982 [A]

Pozar, 1982 [R]

Bailey et Deshpande, 1982 [R]

Deshpande et Bailey, 1982 [R]

Pichon, Mosig, Papiernik, 1988 [Q] [28]

où :

[A] anneau	[E] ellipse	[Q] forme quelconque
[D] disque	[F] fil	[R] rectangle
[D/2] demi-disque.	[P] polygone.	[S] tronçon de ligne
		[T] triangle.

Evidemment depuis 1984, la situation a beaucoup évoluée, nombre d'auteurs ont traité d'autres formes en plus de celles citées.

En général, le rayonnement est produit par la distribution des courant de conduction \vec{I}_c qui circulent à la surface du conducteur de l'antenne et du directeur (le cas échéant). Aux courants de conduction, il faut ajouter la contribution des courants de polarisation \vec{I}_p . Les parois fictive du contour latéral peuvent aussi supporter une distribution inconnue de courant magnétique de surface \vec{M}_S . Le principe d'équivalence (Harrington, 1961) permet alors de considérer ces courants magnétiques comme seules sources du rayonnement. Il a été démontré (Chuang et al., 1980) qu'à condition d'utiliser les fonctions de Green correctes, l'emploi de \vec{I}_c ou \vec{M}_S comme source, mène à des résultats identiques.

Les modèles les plus simples utilisent des courants magnétiques car certaines hypothèses simplificatrices (négliger l'effet des bords et admettre que le champ électrique sous le conducteur supérieur est constant), permettent une estimation approchée de \vec{M}_S .

1) Les modèles en ligne de transmission avec pertes tenant compte du rayonnement et de l'effet Joule développés en particulier au laboratoire du Professeur G. Dubost permettent de traiter toute antenne plaque de forme quelconque et d'analyser toutes les caractéristiques (impédance d'entrée, largeur de bande, distribution de courant, directivité, gain, rendement, etc...). Le travail de cette thèse entre dans ce cadre.

2) Le modèle dit à "ouverture" est basé sur les courants magnétiques calculés rigoureusement dans les ouvertures. Il y est d'ailleurs développé sur un ensemble complet de modes résonnants. En 1982, Gogoi et Gupta ont déterminé de façon très précise la conductance associée à la ligne micro-ruban finie en circuit ouvert, en utilisant une technique de Wiener Hopf.

3) Les modèles en cavité simple, toujours basés sur les courants magnétiques, sont utilisés en particulier pour les géométries où l'équation d'Helmholtz a une solution analytique, comme le disque (Long et al., 1978 ; Derneryd, 1979) le rectangle (Derneryd et Lind, 1979), le triangle (Bahl et Bhartia, 1981) ou encore l'ellipse (Long et Mc Allister, 1982). Le principal défaut de ce modèle est son impédance d'entrée :

$$Z_{in} = \frac{R_r}{1 + jQ\left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)}$$

qui donne dans l'abaque de Smith un cercle centré sur l'axe réel, alors que l'expérience donne un cercle centré dans la moitié supérieure de l'abaque. i.e Z_{in} à la résonance a une partie inductive non nulle. Cela est dû au fait que le maximum de la partie réelle de Z_{in} apparaît pour une fréquence légèrement inférieure à celle pour laquelle sa partie réactive s'annule.

Comme pour les résonateurs, l'analyse complète du modèle de la cavité exprime les champs comme une somme infinie des modes de résonance (i.e une analyse modale) et en tenant compte des pertes (diélectrique, ohmique, fuite et rayonnement). Ce modèle donne $Z_{in}(f)$ en fonction de la fréquence de résonance monomode de façon précise, sauf si le mode dominant n'est que faiblement excité. Toutefois, ce défaut a été reconnu et corrigé (Richards

et al., 1981) en prenant également en compte les effets d'onde de surface. Ce modèle a permis d'étudier diverses géométries et plusieurs variantes d'excitation.

5) La technique de segmentation introduit une fonction de Green particulière, définie comme la tension (intégrale du champ électrique) entre un point arbitraire du conducteur supérieur et le plan de masse. Cette tension est calculée en traitant l'antenne comme une cavité simple. Le calcul peut se faire analytiquement pour plusieurs géométries élémentaires.

Une antenne de forme arbitraire est alors décomposée en un nombre fini de figures élémentaires (processus de segmentation). Ces figures sont reliées par un certain nombre de connexions idéales et on étudie l'ensemble avec les techniques d'analyse bidimensionnelle de structures planaires (Okoshi et Miyoshi, 1972).

Ce modèle est très flexible et relativement simple, mais il est entâché du défaut commun à tous les modèles en cavité : le caractère inhomogène et ouvert de la structure microruban ne peut être analysé correctement. Il existe d'autres approches numériques applicables à des configurations d'antenne quelconques comme la méthode variationnelle, la méthode de relaxation, la méthode des éléments finis, la méthode de la ligne de transmission que nous développons ici, etc... Comme les circuits réels ne sont pas en réalité de forme très arbitraire, ils admettent au moins un axe de symétrie, la configuration de départ peut donc être ramenée aisément à des formes simples comme le carré, le rectangle, le triangle, le secteur angulaire, le secteur annulaire, etc...

En principe, la méthode de segmentation s'applique à la fois au type triplaque, circuit planaire ouvert aux extrémités, et au type guide d'onde, circuit planaire court-circuité aux extrémités. Ici, seul le cas triplaque nous intéresse. R. Chada et K.C. Gupta ont proposé en 1981 une amélioration de la méthode de la segmentation qui réduit le temps de calcul à l'ordinateur de moitié. Par ailleurs, la technique de la segmentation a été complétée par la technique dite de déssegmentation formulée par P.C. Sharma et K.C. Gupta (1981). Cette dernière technique ramène une configuration complexe à une configuration simple par ajout d'élément de base.

La technique des fonctions de Green tridimensionnelle.

La fonction de Green \bar{G}_E dyadique (Tai, 1971), lie linéairement le vecteur source (élément de courant de surface \vec{J}_S (ou \vec{M}_S)) au champ électrique (ou magnétique) créé par celui-ci. Le théorème de superposition permet d'exprimer le champ \vec{E}^d à partir d'une distribution quelconque \vec{J}_S , existante sur le conducteur supérieur S_0 comme :

$$\vec{E}^d = \int_{S_0} \bar{G}_E \cdot \vec{J}_S \, dS$$

S'il existe un champ d'excitation \vec{E}^e , le champ électrique tangentiel total doit s'annuler sur S_0 . La relation :

$$\vec{e}_z \wedge (\vec{E}^e + \vec{E}^d) = 0$$

constitue une équation intégrale pour \vec{J}_S .

En absence d'excitation ($\vec{E}^e = 0$), on est en présence d'un problème aux valeurs propres qui permet la détermination des modes et des fréquences de résonance de l'antenne. Avec une excitation non nulle, le problème devient déterministe et on peut calculer la distribution du courant et l'impédance d'entrée.

Le plus difficile dans cette technique est la détermination de \bar{G}_E . Une approche simplificatrice suppose l'antenne complètement immergée dans un milieu homogène. La fonction de Green est alors très simple à calculer. Cette approche qui ne tient pas compte de l'effet des ondes de surface a été suivie par Agrawal et Bailey, 1977. Les résultats obtenus doivent être réajustés en utilisant des corrections empiriques pour tenir compte des inhomogénéités diélectriques. Une autre simplification remplace le conducteur supérieur par un réseau de fils entrelacés, ce dernier étant analysé avec la méthode de la réaction de Richmond (1966).

Cette distribution introduit une erreur peu importante dans le champ lointain (diagramme de rayonnement). Par contre, elle fausse complètement les grandeurs dépendantes du champ proche comme l'impédance d'entrée (Miller et Deadrick, 1975).

Pour un modèle plus précis dû à Newman et Tulyathan, 1981, *le substrat* est représenté par un ensemble de courants de polarisation. Le rayonnement de ces courants, ainsi que celui dû aux courants de conduction réels, se fait alors dans l'espace libre. Le conducteur supérieur est découpé en cellules rectangulaires qui sont traitées par la technique de Richmond. L'excitation coaxiale est simulée par un filament de courant constant. Bien que meilleure à la précédente, cette technique est encore approximative et les impédances calculées ne concordent pas avec les valeurs des mesures. Les ondes de surface sont toujours ignorées.

Les premières expressions exactes pour la fonction de Green font usage de la théorie des milieux stratifiés (Uzunoglu et al., 1979 ; Mosig et Gardiol, 1979 ; Rana et Alexopoulos, 1981). Elles ont été utilisées pour l'analyse de fils conducteurs minces de section circulaire, disposés sur le substrat microruban. Cette configuration, n'est pas tout-à-fait une structure planaire, puisque \vec{J}_s un vecteur à deux composantes, est réduit à un courant scalaire I et l'équation intégrale $\vec{e}_z \wedge (\vec{E}^e + \vec{E}^d) = 0$ devient une équation de Pocklington.

Pour une géométrie circulaire (disque), la fonction de Green s'exprime au moyen d'une transformation de Hankel (Chew et Kong, 1981). Pour le courant de surface, on utilise alors des fonctions de base dont la transformée de Hankel a une expression analytique simple. Cette technique a aussi été appliquée à une géométrie annulaire (Ali et al., 1982), mais malheureusement elle est limitée à des situations présentant une symétrie axiale de révolution.

L'analyse rigoureuse des antennes plaques utilise les fonctions de Green comme des intégrales de Sommerfeld (Pozar, 1982 ; Mosig et Gardiol, 1982) ou comme transformées bidimensionnelles de Fourier (Bailey et Deshpande, 1982 ; Deshpande et Bailey, 1982).

* La technique des fonctions de Green permet d'analyser de façon précise les antennes plaques sans limitation de forme, de fréquence, ou dimensions et tenant compte exactement des ondes de surface, de l'excitation et du couplage entre structures voisines. Malheureusement (Mosig, 1983 [20]), cette méthode ne permettait pas d'évaluer l'impédance de rayonnement et la bande passante. Il semble aujourd'hui que cette restriction soit levée.

1.4 - STRUCTURES MULTICOUCHES

La structure multicouches permet un élargissement de la bande passante d'une antenne avantageusement réalisée en circuits imprimés et relativement à son impédance de rayonnement.

Les antennes plaques, de forme quelconque, à axe de symétrie [1] puis circulaires sans directeur [2] ont été étudiées par la méthode de la ligne de transmission. L'analyse conduit à la résolution d'une équation différentielle de Riccati qui n'admet pas en général de solution analytique. Toutefois, une propriété mathématique, à savoir qu'une application homographique sur la variable d'une équation de Riccati la transforme en une autre équation de Riccati, suggère une résolution numérique. Les résultats théoriques sont vérifiés par l'expérience, avec succès dans le cas de l'antenne plaque circulaire [2]. La bande passante demeure faible et les résistances de rayonnement élevées.

L'adjonction d'un directeur au-dessus d'une antenne plaque accroît, sous certaines conditions, la bande passante et diminue la résistance de rayonnement. Des exemples ont été donnés par différents auteurs [3], [4], [5], [6], [7] et relativement à des antennes plaques de forme carrée ou circulaire. Les méthodes utilisées sont variées : analyse spectrale, méthode TEM, etc... En particulier, le comportement de l'antenne plaque carrée, couplée à un directeur carré et centré [3], a été analysé par la méthode des lignes de transmission couplées. La théorie et l'expérience ont montré une réelle augmentation de la bande passante et une réduction significative de la résistance de rayonnement à une valeur plus facile à adapter aux lignes de transmission traditionnelles.

L'objet de cette thèse est d'analyser le comportement d'une antenne plaque, de forme quelconque, avec un directeur se déduisant par similitude, en utilisant la méthode des lignes de transmission couplées. En l'absence d'axe de symétrie, la structure plaque pourra toujours être décrite par une fonction mathématique et découpée par tranches vis-à-vis d'un axe arbitraire.

La configuration quelconque de l'antenne plaque induit à chaque pas du découpage une nouvelle largeur de la ligne élémentaire et par conséquent toutes les grandeurs qui en dépendent, dont entre autre les résistances caractéristiques, varient d'un pas à l'autre. Ceci rend l'étude moins aisée que pour une antenne plaque rectangulaire et constitue l'originalité de la présente étude.

L'introduction du directeur fait en sorte que l'on a une antenne plaque étagée avec deux fréquences de résonances distinctes même si le directeur et l'antenne ont exactement les mêmes dimensions. En réduisant la dimension du directeur vis-à-vis de celle de l'antenne, la résonance induite par le directeur se déplacera évidemment vers les fréquences les plus élevées. En poursuivant progressivement et lentement cette réduction, il arrivera un moment où les deux résonances présenteront une situation de comportement global à large bande optimum, au-delà de laquelle les deux résonances se distingueront l'une de l'autre de façon de plus en plus accentuée (système "dual" à deux fréquences) et il se pourrait même que le modèle d'étude sorte de son domaine de validité.

REMARQUE - Les épaisseurs des couches de diélectrique doivent rester faibles vis-à-vis de la longueur d'onde d'espace libre, par exemple inférieures à $0,1 \lambda_0$, pour pouvoir considérer que dans tout plan de section droite perpendiculaire au moment électrique le champ électrique reste constant à l'intérieur de chaque diélectrique.

2 - THÉORIE

Il s'agit de déterminer l'admittance d'entrée, la bande passante, les diagrammes de directivité d'une antenne plaque de forme quelconque ayant un axe de symétrie par rapport à son point d'excitation, ce qui lui confère la caractéristique de structure rayonnante à polarisation linéaire. De plus, cette antenne plaque est associée à un directeur (ou "élément parasite") possédant également un axe de symétrie parallèle à celui de l'antenne proprement dite et disposé parallèlement à cette dernière. L'antenne plaque et son directeur peuvent être avantageusement réalisés à l'aide de circuits imprimés empilés. Le rôle du directeur est d'élargir la bande passante de l'antenne et d'abaisser sa résistance de rayonnement. La méthode utilisée pour déterminer les caractéristiques générales du rayonnement (impédance, bande passante, diagrammes de directivité) est celle généralisée du modèle de lignes de transmission à pertes fonctionnant en mode quasi TEM utilisée avec succès dans les cas d'antennes plaques isolées (c'est-à-dire sans directeur) du type circulaire [2] ou rectangulaire [7], ou associées avec directeurs du type carré [3].

Ainsi pour une antenne [M] isolée de forme quelconque (fig. 1), sans directeur, et pourvu d'un axe de symétrie [1], l'admittance réduite $Y_r(y)$ fonction de y , distance le long de l'axe de symétrie et comptée par rapport au point d'excitation (E), est donnée par l'équation de Riccati suivante :

$$\frac{dY_r(y)}{dy} + \left[\frac{4\pi^3}{5} \frac{H_r'^2}{\sqrt{\epsilon_e'}} g_c'(y) + \pi\sqrt{\epsilon_e'} (\text{tg}\delta' + \frac{D_S'}{H_r'}) + j2\pi\sqrt{\epsilon_e'} \right] \left[g_c'(y) - \frac{Y_r^2(y)}{g_c'(y)} \right] = 0 \quad (1)$$

$g_c'(y) = \frac{G_c'(y)}{G_0}$ est l'admittance caractéristique normalisée de la ligne de

transmission équivalente qui varie avec y .

ϵ'_e est la permittivité relative équivalente variant également avec y .
 $H'_r = H/\lambda_0$ est l'épaisseur constante normalisée à la longueur d'onde λ_0 du substrat de permittivité relative ϵ'_r . La permittivité relative équivalente ϵ'_e peut s'apprécier à l'aide de la formule empirique suivante (2) qui est approchée, mais peut être améliorée suivant les indications apparaissant à la formule (13).

$$\epsilon'_e = \frac{\epsilon'_r + 1}{2} + \frac{\epsilon'_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{H'_r}{W'_r(y)} \right]^{-1/2} \quad (2)$$

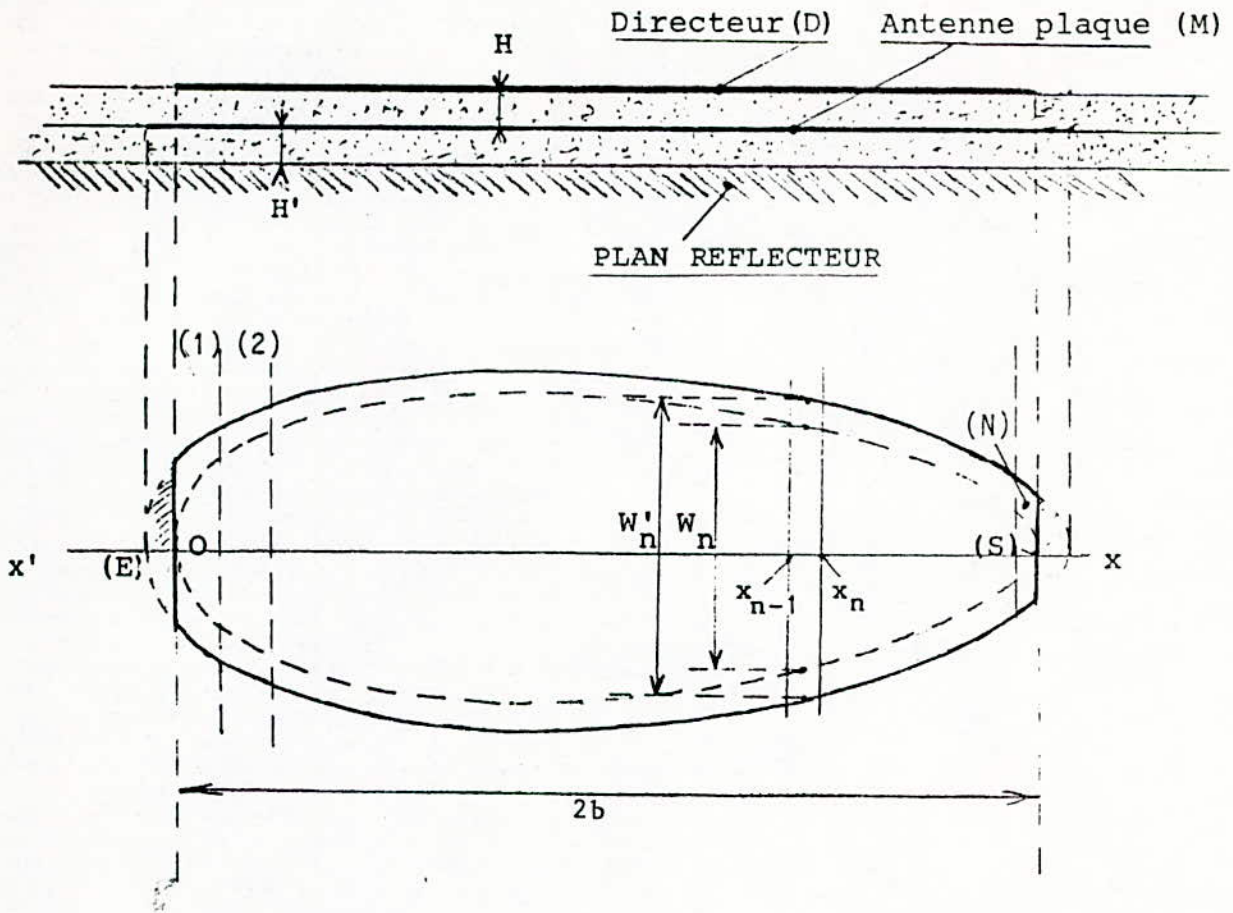
$W'_r(y)$ est la largeur variable de la plaque.

La solution analytique de l'équation de Riccati (1) n'est en général pas possible sauf pour l'antenne plaque rectangulaire. Une application homographique sur la variable d'une équation de Riccati la transforme en une autre équation de Riccati. Cette propriété suggère une méthode de décomposition par "tronçons" perpendiculaires à l'axe de l'antenne plaque de forme quelconque. Cette méthode a été utilisée avec succès dans le cas d'une antenne plaque circulaire isolée [2] et dans celui d'une antenne plaque carrée avec directeur [3].

2.1 - Modélisation par deux lignes de transmission couplées.

Nous proposons de généraliser la méthode à une antenne plaque symétrique de forme quelconque, associée à un réflecteur également symétrique. Une des difficultés provient du fait que les résistances caractéristiques et les permittivités relatives équivalentes sont différentes pour chaque tronçon. Sur la figure 2, on montre la décomposition en N tronçons de la partie de l'ensemble antenne plaque et directeur couplés $0 \leq x \leq x_N$. On suppose que le directeur est plus petit que l'antenne plaque et peut s'en déduire par exemple par similitude. La variable x est comptée à partir de l'origine 0.

Les deux couches de diélectriques, d'épaisseurs H et H' ont une permittivité relative respectivement égales à ϵ_r et ϵ'_r .



CONFIGURATION DU SYSTEME RAYONNANT A DEUX COUCHES COMPRENANT UNE ANTENNE PLAQUE (M) AVEC UN DIRECTEUR (D).

FIGURE 1

— CALCUL DE L'ADMITTANCE D'ENTREE Y_e AU POINT O.

(Figure 1)

On découpe en N tranches égales (numérotées de 1 à (N)), fig. 1 l'antenne plaque (M) couplée au directeur (D) entre S et O. Chaque tranche a une longueur égale à $2b/N$.

Le point O est l'origine de l'axe Ox.

Avec les ondes complexes incidentes V_i et V_i' et réfléchies V_r et V_r' , nous pouvons écrire les conditions aux limites suivantes :

- Pour le directeur D :

$$(V_i)_o = (V_r)_o \quad \text{à} \quad x = 0 \quad (\text{point O})$$

$$(V_i)_N = (V_r)_N \quad \text{à} \quad x = 2b \quad (\text{point (S)})$$

- Pour l'antenne plaque (M) à $x = 2b$ (point (S))

$$\frac{(V_i')_N - (V_r')_N}{(V_i')_N + (V_r')_N} = (Y_S)_r \quad (3)$$

$(Y_S)_r$ est l'admittance réduite en (S) ramenée par la partie non couplée de l'antenne plaque (M), avec $(Y_S)_r = Y_S \sqrt{R_N R'_N}$.

R_N et R'_N sont les résistances caractéristiques du $N^{\text{è}}$ tronçon.

En $x = 0$ nous aurons l'admittance réduite en O, soit :

$$y_e = \frac{(V_i')_o - (V_r')_o}{(V_i')_o + (V_r')_o} = Y_e \sqrt{R_1 R'_1} \quad (4)$$

R_1, R'_1, R_N, R'_N sont les résistances caractéristiques des tronçons élémentaires d'extrémités.

La relation matricielle suivante lie les ondes incidentes et réfléchies à l'entrée ($x = 0$) et à la sortie $x = 2b$:

$$\begin{bmatrix} (v_i)_0 \\ (v_r)_0 \\ (v'_i)_0 \\ (v'_r)_0 \end{bmatrix} = [t_1] \cdot [t_2] \cdot \dots [t_n] \cdot \dots [t_N] \begin{bmatrix} (v_i)_N \\ (v_r)_N \\ (v'_i)_N \\ (v'_r)_N \end{bmatrix} \quad (5)$$

$[t_n]$ est la matrice de transmission d'ordre 4 de la tranche (n) dont le milieu se trouve à l'abscisse :

$$x_n = 2b \left(\frac{2n-1}{2N} \right)$$

Cette tranche "n" est constituée de deux tranches partielles superposées et couplées, de largeurs W_n et W'_n .

Si R_n et R'_n sont les résistances caractéristiques des deux lignes couplées de la "tranche n", nous poserons les coefficients sans dimensions suivants :

$$C_n = R_n \cdot \frac{b \cdot C_{12} \omega}{N} \quad d_n = \sqrt{R_n / R'_n} \quad C'_n = R'_n \cdot \frac{b C_{12} \omega}{N}$$

$$\theta_n = (\alpha_n + j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{(\epsilon'_e)_n}) \frac{2b}{N} \quad (6)$$

$$\theta'_n = (\alpha'_n + j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{(\epsilon'_e)_n}) \frac{2b}{N} \quad (7)$$

C_{12} est la capacité linéique de couplage entre les deux lignes de transmission.

Nous poserons donc : $C_{12} = k\epsilon_0 \sqrt{\frac{W(n) W'(n)}{H \cdot H'}} \epsilon_r \epsilon_r'$ (8)

k est un coefficient de couplage compris entre 0 et 1.

$$R_n = \frac{R_0}{\sqrt{(\epsilon_e)_n}} F_n \quad (9)$$

avec :

$$(10) \quad \begin{cases} F_n = \frac{1}{2\pi} \log_e \left(\frac{8H}{W(n)} + 0,25 \frac{W(n)}{H} \right) & \text{si } W(n) \leq H \\ F_n = \left\{ \frac{W(n)}{H} + 1,393 + 0,667 \log_e \left(\frac{W(n)}{H} + 1,444 \right) \right\}^{-1} & \text{Si } W(n) > H \end{cases}$$

La résistance caractéristique R'_n s'exprime de façon similaire.

Les coefficients linéiques α_n et α'_n d'atténuation qui dans (6) et (7) tiennent compte du rayonnement sont exprimés de la façon suivante ([7], équat. (2)) :

$$\alpha_n = \frac{4\pi^3}{5} \frac{R_0}{R_n} \frac{H^2}{\lambda_o^3} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_e)_n}} + \frac{\pi}{\lambda_o} \sqrt{(\epsilon_e)_n} \left(\text{tg}\delta + \frac{d_S}{H} \right) \quad (11)$$

$$\alpha'_n = \frac{4\pi^3}{5} \frac{R_0}{R'_n} \frac{H'^2}{\lambda_o^3} \frac{1}{\sqrt{(\epsilon'_e)_n}} + \frac{\pi}{\lambda_o} \sqrt{(\epsilon'_e)_n} \left(\text{tg}\delta' + \frac{d'_S}{H'} \right) \quad (12)$$

d_S (ou d'_S) est l'épaisseur de pénétration avec $d_S = (\pi f \mu_o \sigma)^{-1/2}$ [ou $d'_S = (\pi f \mu_o \sigma')^{-1/2}$].

σ (ou σ') représentant la conductivité du métal.

δ (ou δ') est la tangente de pertes dans les diélectriques.

R_0 est la résistance du vide (égale à 120π dans le système S.I.).

R_n et R'_n dans (11) et (12) sont exprimés par (9) et (10).

La permittivité relative $(\epsilon_e)_n$ est définie par l'expression [8] :

$$(\epsilon_e)_n = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot G_n \left(\frac{W(n)}{H} \right) \quad (13)$$

avec :

$$(14) \quad G_n = \begin{cases} \left[1 + 12 \frac{H}{W(n)} \right]^{-1/2} + 0,04 \left(1 - \frac{W(n)}{H} \right)^2 & \text{pour } \frac{W(n)}{H} \leq 1 \\ \left(1 + 12 \frac{H}{W(n)} \right)^{-1/2} & \text{pour } \frac{W(n)}{H} > 1. \end{cases}$$

La permittivité relative (ϵ'_e) s'exprime par une forme analogue.

On peut écrire (6) et (7) à l'aide de (11) et (12) pour les exposants de transfert sur image :

$$\theta_n = \left[\frac{4\pi^3}{5} \frac{R_o}{R_n} \cdot H_r^2 \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_e)_n}} + \pi\sqrt{(\epsilon_e)_n} \left(\text{tg}\delta + \frac{D_S}{H_r} \right) + j2\pi\sqrt{(\epsilon_e)_n} \right] \frac{B}{N} \quad (15)$$

$$\theta'_n = \left[\frac{4\pi^3}{5} \frac{R_o}{R'_n} \cdot H'_r{}^2 \frac{1}{\sqrt{(\epsilon'_e)_n}} + \pi\sqrt{(\epsilon'_e)_n} \left(\text{tg}\delta' + \frac{D'_S}{H'_r} \right) + j2\pi\sqrt{(\epsilon'_e)_n} \right] \frac{B}{N} \quad (16)$$

avec les quantités réduites :

$$H_r = H/\lambda_o$$

$$H'_r = H'/\lambda_o$$

$$B = 2b/\lambda_o$$

$$[t_n] = \begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \cosh \theta_n + \frac{1}{2} \left(d_n + \frac{1}{d_n} \right) \sinh \theta_n & -\frac{1}{2} \left(d_n - \frac{1}{d_n} \right) \sinh \theta_n & -j C'_n (\cosh \theta_n + d_n \sinh \theta_n) & -j C'_n (\cosh \theta_n + d_n \sinh \theta_n) \\ \hline +j C_n (\cosh \theta_n + d_n \sinh \theta_n) & +j C_n (\cosh \theta_n + d_n \sinh \theta_n) & & \\ \hline \frac{1}{2} \left(d_n - \frac{1}{d_n} \right) \sinh \theta_n & \cosh \theta_n - \frac{1}{2} \left(d_n + \frac{1}{d_n} \right) \sinh \theta_n & j C'_n (\cosh \theta_n - d_n \sinh \theta_n) & j C'_n (\cosh \theta_n - d_n \sinh \theta_n) \\ \hline -j C_n (\cosh \theta_n - d_n \sinh \theta_n) & -j C_n (\cosh \theta_n - d_n \sinh \theta_n) & & \\ \hline -j C_n \left(\cosh \theta'_n + \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & -j C_n \left(\cosh \theta'_n + \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & \cosh \theta'_n + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{d_n} + d_n \right) \sinh \theta'_n & -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{d_n} - d_n \right) \sinh \theta'_n \\ \hline +j C'_n \left(\cosh \theta'_n + \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & +j C'_n \left(\cosh \theta'_n + \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & +j C'_n \left(\cosh \theta'_n + \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & +j C'_n \left(\cosh \theta'_n + \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) \\ \hline j C_n \left(\cosh \theta'_n - \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & j C_n \left(\cosh \theta'_n - \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{d_n} - d_n \right) \sinh \theta'_n & \cosh \theta'_n - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{d_n} + d_n \right) \sinh \theta'_n \\ \hline -j C'_n \left(\cosh \theta'_n - \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & -j C'_n \left(\cosh \theta'_n - \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & -j C'_n \left(\cosh \theta'_n - \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) & -j C'_n \left(\cosh \theta'_n - \frac{1}{d_n} \sinh \theta'_n \right) \\ \hline \end{array}$$

(17)

La matrice $[t_n]$ avec $1 \leq n < N$ apparaissant dans l'expression (5) est donnée par la formule (17) à la page précédente.

L'admittance réduite en $x = 0$ est y_e donnée par :

$$y_e = \frac{(V'_i)_o - (V'_r)_o}{(V'_i)_o + (V'_r)_o} \quad (18)$$

L'admittance non réduite Y_e ramenée au point 0 (figure 1) est donnée par l'expression :

$$Y_e = \frac{y_e}{\sqrt{R_1 R'_1}} \quad (19)$$

Les distributions de densité de courants de conduction et de polarisation supposés localisés le long de l'axe Ox respectivement pour la tranche "n" de l'antenne plaque (M) et le directeur (D) résultent de ce qui précède et s'expriment de la façon suivante :

$$[I_c(n)]_D = \frac{(V_i)_n - (V_r)_n}{\sqrt{R_n \cdot R'_n}} \quad (20) \quad [I'_c(n)]_M = \frac{(V'_i)_n - (V'_r)_n}{\sqrt{R_n R'_n}} \quad (21)$$

et compte tenu de [18] :

$$[I_p(n)]_D = j\omega(\epsilon - \epsilon_0) W(n) [(V_i)_n + (V_r)_n] \quad (22)$$

$$[I'_p(n)]_M = j\omega(\epsilon' - \epsilon_0) W'(n) [(V'_i)_n + (V'_r)_n] \quad (23)$$

Pour faire apparaître successivement les distributions des tensions

$(V_i)_n + (V_r)_n$, $(V'_i)_n + (V'_r)_n$ d'une part, et des courants de conduction $\frac{(V_i)_n - (V_r)_n}{\sqrt{R_n R'_n}}$ et $\frac{(V'_i)_n - (V'_r)_n}{\sqrt{R_n R'_n}}$, il faut déterminer les ondes incidentes

et réfléchies dans la "section N" apparaissant dans (5), soit :

$$\begin{bmatrix} (V_i)_o \\ (V_r)_o \\ (V'_i)_o \\ (V'_r)_o \end{bmatrix} \equiv [t_1][t_2] \dots [t_N] \begin{bmatrix} (V_i)_N \\ (V_r)_N \\ (V'_i)_N \\ (V'_r)_N \end{bmatrix} \quad (24)$$

On utilise les conditions aux limites suivantes :

$$(V_i)_N = (V_r)_N \quad (25)$$

$$\frac{(V_i')_N + (V_r')_N}{(V_i')_N - (V_r')_N} = \frac{-jH'}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r'} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_N R'_N}} \quad (26)$$

$$(V_i)_0 = (V_r)_0 \quad (27)$$

(25) et (27) impliquent que les extrémités du directeur sont ouvertes. (26) prend en compte la surface Σ de l'extrémité du patch non couplée dont l'impédance est équivalente à une capacité.

En choisissant arbitrairement le courant d'entrée $[(V_i)_0 - (V_r)_0] / \sqrt{R_0 R'_0}$ égal à 1 ampère et à l'aide de (24), (25), (26) et (27), nous avons 8 équations pour déterminer 8 inconnues inscrites dans (24). On déduit les courants de conduction et de polarisation (20), (21), (22) et (23) à partir de la connaissance des ondes incidentes et réfléchies d'indice n en partant de la section N et qui sont déterminées à l'aide de la relation de récurrence (28).

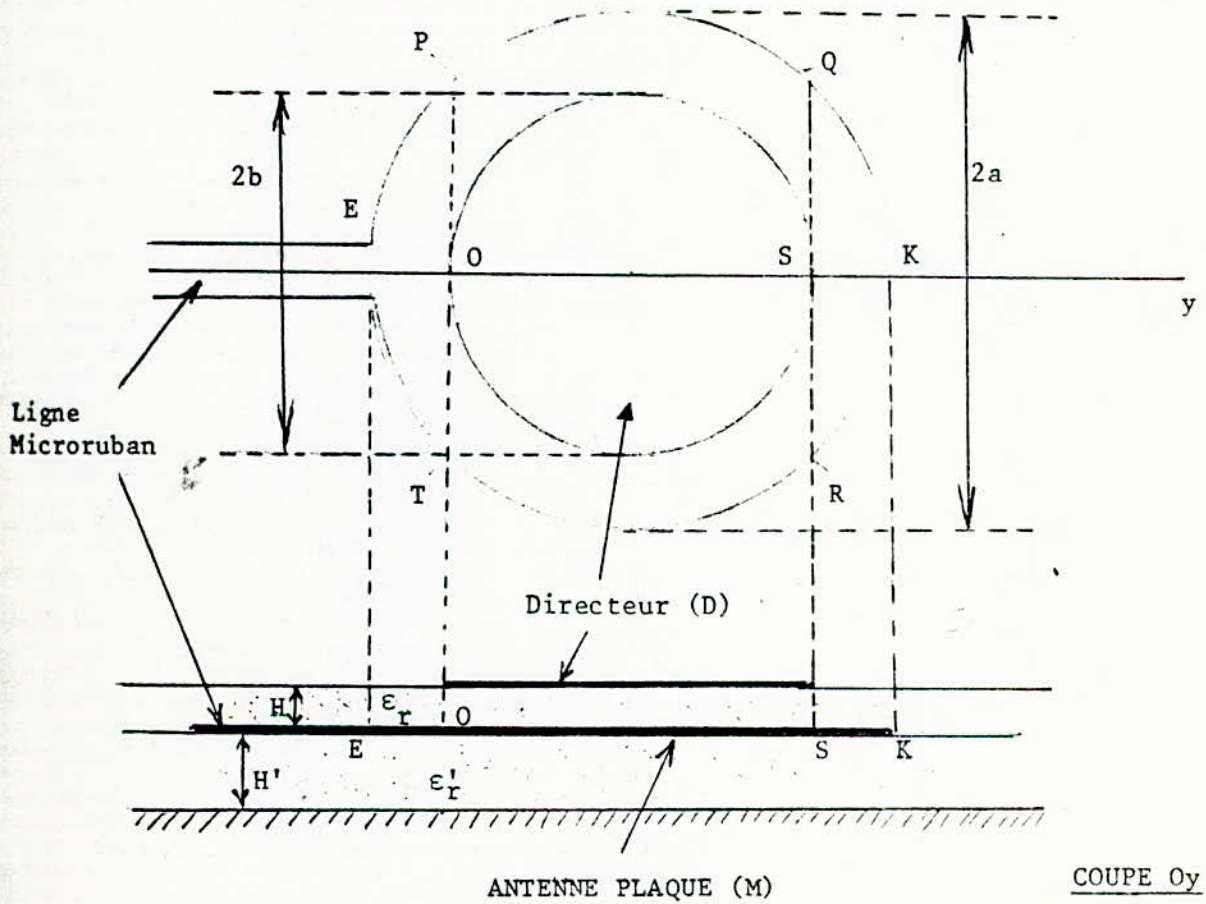
$$\begin{bmatrix} (V_i)_n \\ (V_r)_n \\ (V_i')_n \\ (V_r')_n \end{bmatrix} = [t_{n+1}] [t_{n+2}] \dots [t_N] \begin{bmatrix} (V_i)_N \\ (V_r)_N \\ (V_i')_N \\ (V_r')_N \end{bmatrix} \quad (28)$$

On effectue successivement en donnant à n les valeurs $N-1, N-2, \dots, 1$. Les ondes et les tensions sont alors exprimées en volt, et les courants en ampère.

2.2 - Antenne plaque avec directeur circulaire.

Il s'agit, à présent, de déterminer l'admittance d'entrée, la bande passante, les diagrammes de directivité d'une antenne plaque circulaire (M) de diamètre $2a$ (voir fig. 3) chargée par un directeur circulaire (D) de diamètre $2b$ concentrique ($b < a$). L'admittance d'entrée rapportée au point E, point de jonction entre la ligne microruban d'alimentation et l'antenne plaque circulaire, sera calculée en 3 étapes successives :

CONFIGURATION D'UNE ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE (M)
COUPLÉE À UN DIRECTEUR CIRCULAIRE CENTRÉ (D).



LE POINT E EST L'ORIGINE DE L'AXE OY

FIGURE 2

A) Calcul de l'admittance Y_S ramenée en S due au secteur circulaire KQR (figures 3 et 4) partie de l'antenne plaque circulaire non couplée au directeur (D) et correspondant à : $a + b \leq y \leq 2a$.

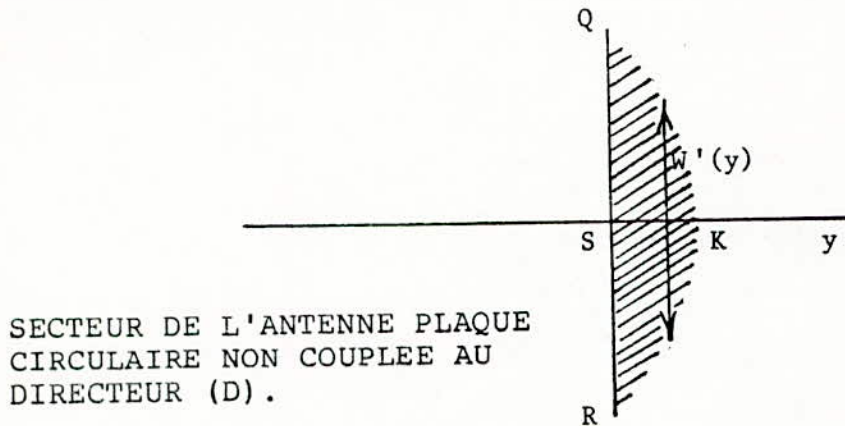


FIGURE 3

Ce secteur circulaire est finalement assimilé à une capacité localisée compte tenu que : $SK = a - b \ll \lambda_0$.

B) Calcul de l'admittance d'entrée ramenée au point O de l'antenne plaque (M) couplée au directeur (D), soit Y_e , correspondant à l'admittance d'entrée de deux lignes couplées d'axe commun Oy et sur une longueur égale à $2b$. On appellera C_{12} la capacité de couplage entre les deux lignes par unité de longueur (voir figure 4).

Les conditions aux limites pour ces deux lignes couplées sont les suivantes :

Pour $y = a + b$, l'antenne plaque (M) est fermée sur Y_S et le directeur (D) ouvert (figure 2).

Pour : $y = a - b$, le directeur (D) est ouvert.

C) Calcul de l'admittance d'entrée Y_E à $y = 0$ au point E de l'antenne plaque (figure 2). Le secteur circulaire EPT est finalement assimilé à une capacité localisée compte tenu que : $\overline{EO} = a - b \ll \lambda_0$ (figure 5).

Nous développons les sous-paragraphes A, B et C suivant respectivement A_1 , B_1 , C_1 .

A_1 - CALCUL DE Y_S

Dans le cas général, on peut opérer de la façon suivante :

Le secteur circulaire KQR (figure 3) est assimilé à une ligne de transmission, ouverte en K dont la largeur $W'(y)$ est égale à :

$$W'(y) = 2\sqrt{2ay - y^2}$$

En posant : $A = 2a/\lambda_0$, $B = 2b/\lambda_0$, $G_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} = 1/R_0$, $z = y/\lambda_0$

On trouve : $W'_r(z) = 2\sqrt{Az - z^2}$. Avec $(\frac{A}{2} + \frac{B}{2}) \leq z \leq A$

L'admittance réduite Y_r à la cote $z = y/\lambda_0$ est donnée par l'équation de Riccati suivante (1) :

$$(29) \quad \frac{dY_r(z)}{dz} + \left[\frac{4\pi^3}{5} \frac{H_r'^2}{\sqrt{\epsilon_e'}} g_c'(z) + \pi\sqrt{\epsilon_e'} (\text{tg}\delta' + \frac{D'_S}{H_r'}) + j2\pi\sqrt{\epsilon_e'} \right] \left[g_c'(z) - \frac{Y_r^2(z)}{g_c'(z)} \right] = 0$$

$$\text{avec } H_r' = H'/\lambda_0, \quad g_c'(z) = \frac{G_c'(z)}{G_0}$$

$$\epsilon_e' = \frac{\epsilon_r' + 1}{2} + \frac{(\epsilon_r' - 1)}{2} \left[1 + 12 \frac{H_r'}{W'_r(z)} \right]^{-1/2}$$

$$D'_S = \sqrt{\frac{\epsilon_0 f}{\pi \sigma}}$$

g_c' est la conductance caractéristique normalisée.

La condition aux limites pour $y = 2a$, soit $z = A$, est la suivante :

$$Y_r(A) = 0.$$

L'admittance réduite en (S) est égale, après résolution de l'équation de Riccati, à :

$$(Y_S)_r = Y_r \left(\frac{A+B}{2} \right) \quad (30)$$

$$\text{soit } Y_S = Y_r \left(\frac{A+B}{2} \right) \cdot G_0 \quad (31)$$

Toutefois, pour $a-b \ll \lambda_0$, ce qui sera toujours le cas, on peut dire approximativement que Y_S est la susceptance correspondant à la capacité

$$\Delta C' = \frac{\epsilon_0 \epsilon_e' \Sigma}{H'} \quad \text{où } \Sigma \text{ est la surface hachurée sur la figure 4. Donc :}$$

$$Y_S \simeq \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_e' \Sigma}{H'} \quad (32)$$

avec $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9}$ dans le système S I,

et

$$\Sigma = a^2 \arccos\left(\frac{b}{a}\right) - b\sqrt{a^2 - b^2} \quad (33)$$

$$\epsilon_e' = \frac{\epsilon_r' + 1}{2} + \frac{\epsilon_r' + 1}{2} \left[1 + \frac{24H_r'}{\sqrt{A^2 - B^2}} \right]^{-1/2} \quad (34)$$

B_1 - CALCUL DE Y_e (voir figure 5)

Il suffit de se reporter au paragraphe 2.1 en ce qui concerne le calcul de l'admittance d'entrée Y_e au point 0. On remarque ici, compte tenu de la symétrie que :

$$R_1 = R_N \quad \text{et} \quad R_1' = R_N'$$

Les largeurs $W(n)$ et $W'(n)$ qui figurent dans les formules (8), (10), (13) s'expriment pour l'antenne plaque et le directeur circulaire par les expressions suivantes :

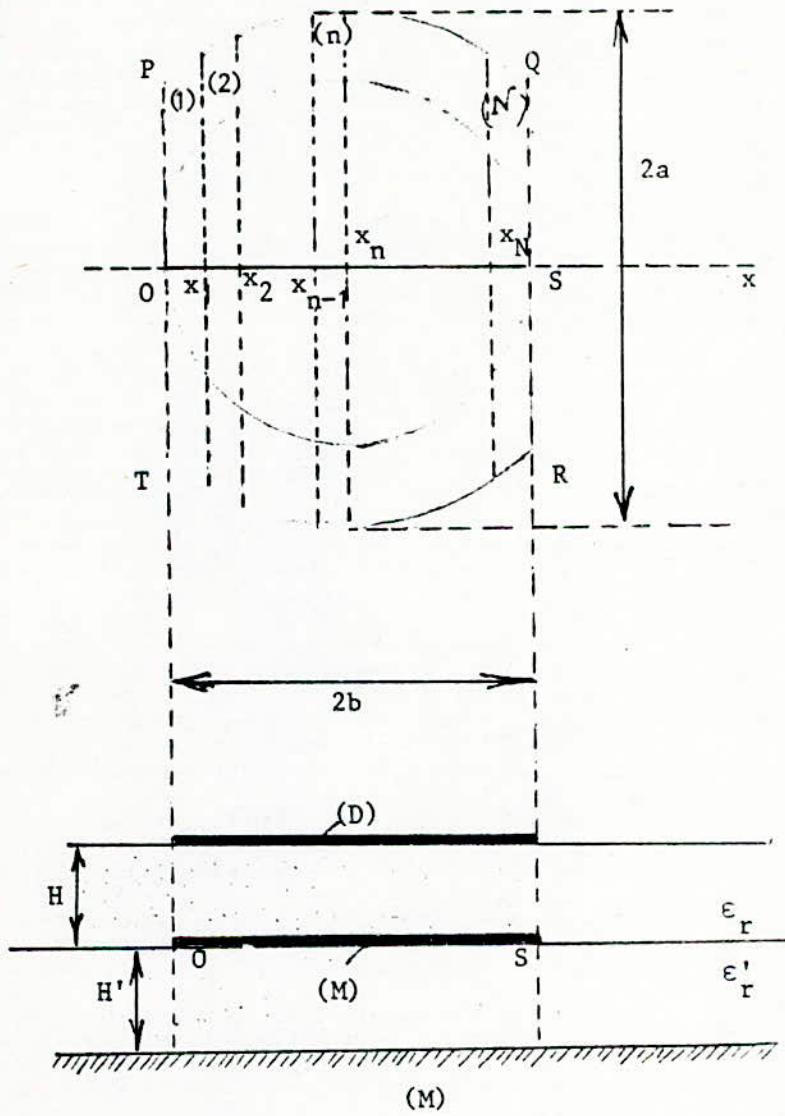
$$W(n) = 2\lambda_0 \sqrt{B(x_r)_n - (x_r)_n^2} \quad (35)$$

$$W'(n) = 2\lambda_0 \sqrt{A[(x_r)_n + \frac{A-B}{2}] - [(x_r)_n + \frac{A-B}{2}]^2} \quad (36)$$

avec : $(x_r)_n = B \frac{(2n-1)}{2N}$ (37)

L'admittance Y_e ramenée au point 0 (figures 2 ou 4) est donnée par l'expression (19) du paragraphe 2.1.

SECTEUR DE L'ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE COUPLE
INTEGRALEMENT AU DIRECTEUR CIRCULAIRE (D).



COUPE Ox

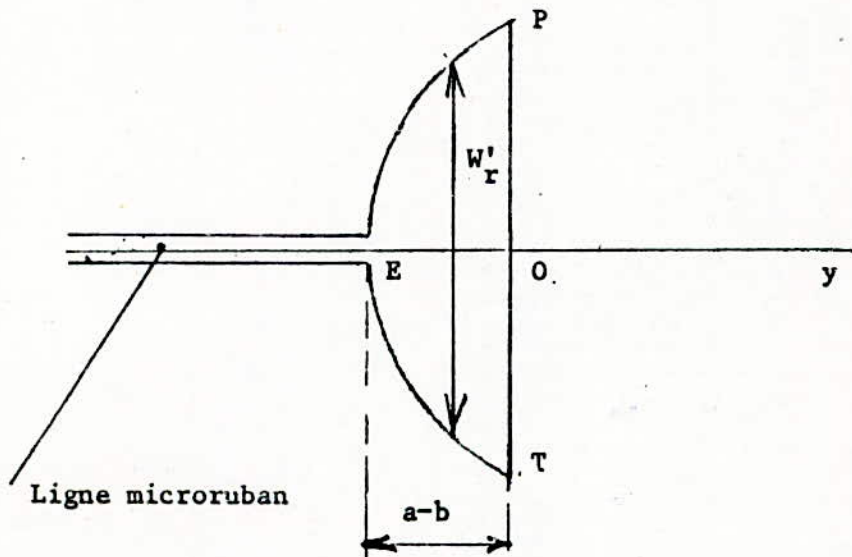
Le point O est l'origine de l'axe Ox

FIGURE 4

C_1 - CALCUL DE L'ADMITTANCE D'ENTREE Y_E AU POINT E ($y = 0$)
DE LA FIGURE 3.

Le secteur circulaire EPT de l'antenne plaque (M) est assimilé à une ligne de transmission de longueur $a-b$ chargée en O ($y = a-b$) par Y_e (19). (Voir figure 7).

Comme $a-b \ll \lambda_0$, on peut assimiler le secteur EPT à une capacité localisée et l'on a : $Y_E = Y_e + Y_S$. Y_S étant donnée par la formule (32).



Le point E est l'origine de l'axe y.

SECTEUR DE L'ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE NON COUPLEE
 AU DIRECTEUR ET EXCITE PAR LA LIGNE MICRORUBAN.

FIGURE 5

2.3 - Impédance de rayonnement Bande passante de l'antenne plaque avec directeur.

Avant d'examiner l'influence du directeur, il est impératif de retrouver les résultats déjà publiés sur le rayonnement d'une antenne plaque circulaire [11] et [2], ou carrée [3], sans directeur.

$$\text{En posant : } C_{12} = k \epsilon_0 \sqrt{\frac{W(n) W'(n)}{H \cdot H'}} \epsilon_r \epsilon_r'$$

où k est un coefficient compris entre 0 et 1, $C_n = R_n \frac{b C_{12} \omega}{N}$,

$$d_n = \sqrt{R_n / R'_n}, \quad C'_n = R'_n \cdot \frac{b C_{12} \omega}{N}, \quad C_n d_n = L_n, \quad C'_n / d_n = L'_n,$$

$$C'_n d_n = M_n = C_n / d_n, \quad D_n = \frac{1}{2} \left(d_n + \frac{1}{d_n} \right), \quad S_n = \frac{1}{2} \left(d_n - \frac{1}{d_n} \right), \quad \text{la matrice}$$

(17) $[t_n]$ de la section élémentaire s'écrit :

$[t_n] =$	$(1+jC_n) \cosh \theta_n$	$jC_n \cosh \theta_n$	$-jC'_n \cosh \theta_n$	$-jC'_n \cosh \theta_n$
	$+(D_n + jL_n) \sinh \theta_n$	$-(S_n - jL_n) \sinh \theta_n$	$-jM_n \sinh \theta_n$	$-jM_n \sinh \theta_n$
	$-jC_n \cosh \theta_n$	$(1-jC_n) \cosh \theta_n$	$+jC'_n \cosh \theta_n$	$+jC'_n \cosh \theta_n$
	$+(S_n + jL_n) \sinh \theta_n$	$-(D_n - jL_n) \sinh \theta_n$	$-jM_n \sinh \theta_n$	$-jM_n \sinh \theta_n$
	$-jC_n \cosh \theta'_n$	$-jC_n \cosh \theta'_n$	$(1+jC'_n) \cosh \theta'_n$	$+jC'_n \cosh \theta'_n$
	$-jM_n \sinh \theta'_n$	$-jM_n \sinh \theta'_n$	$+(D_n + jL'_n) \sinh \theta'_n$	$+(S_n + jL'_n) \sinh \theta'_n$
	$jC_n \cosh \theta'_n$	$jC_n \cosh \theta'_n$	$-jC'_n \cosh \theta'_n$	$(1-jC'_n) \cosh \theta'_n$
	$-jM_n \sinh \theta'_n$	$-jM_n \sinh \theta'_n$	$-(S_n - jL'_n) \sinh \theta'_n$	$-(D_n - jL'_n) \sinh \theta'_n$

(38)

Le directeur est éliminé lorsque nous posons : $H = H'$, $a = b$, $\epsilon_r = \epsilon_r'$, $k = 0$. En effet, les coefficients précédents se réduisent aux valeurs suivantes : $R_n = R'_n$, $d_n = 1$, $S_n = 0$, $D_n = 1$ et $L_n = C_n = C'_n = L'_n = M_n = 0$. La matrice (38) se réduit alors à sa diagonale principale dont les éléments sont égaux à $\exp(\pm \theta_n)$ et $\exp(\pm \theta'_n)$.

Pour l'antenne plaque circulaire (sans directeur), nous retrouvons la bande passante, représentée par le coefficient de surtension Q_r , donnée par une autre théorie [2] et justifiée par l'expérience [11].

Le coefficient de surtension Q_r de l'actuelle théorie se déduit de Y_E [donnée au paragraphe 2.2.C₁, avec $[t_n]$ définie par (38)], suivant l'expression suivante :

$$Q_r = \frac{f_r}{2 \Re_e(Y_E)} \left[\frac{\partial \Im_m(Y_E)}{\partial f} \right]_{f=f_r} \quad (39)$$

\Re_e et \Im_m désignant les parties réelle et imaginaire.

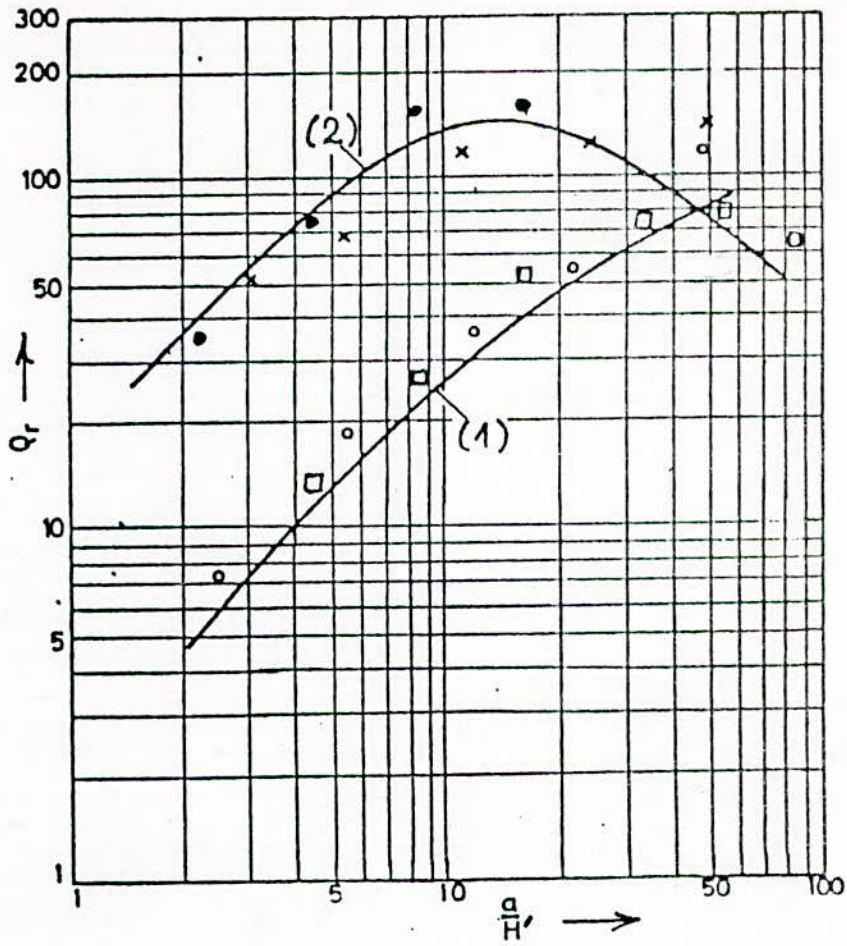
Sur la figure 6, le Q_r donné par [2] est déduit de la solution numérique d'une équation de Riccati. Le modèle que nous avons considéré correspond à $\epsilon'_r = 2,17$ et $2a = 13,7$ mm, $H' = 1,6$ mm. La fréquence f_r de résonance est donnée par l'expression théorique suivante [9] :

$$f_r = \frac{0,586}{\sqrt{\mu_o \epsilon_o}} \cdot \frac{1}{2a_e \sqrt{\epsilon'_r}} \quad (40)$$

$$\text{avec } 2a_e = 2a \left[1 + \frac{2H'}{\pi a \epsilon'_r} (\log \frac{\pi a}{2H'} + 1,77) \right]^{1/2} \quad (41)$$

La valeur théorique de $f_r = 7,79$ GHz (40) est à comparer avec la valeur mesurée au laboratoire et égale à 7,70 GHz (fig. 35). Il faut remarquer que ce cas traité qui correspond à $a/H' = 4,3$ correspond à $Q_r \approx 10$ (figure 6) et donc à une bande passante de 7 % pour un rapport d'ondes stationnaires inférieur ou égal à 2. La figure 7 donne l'impédance d'entrée théorique calculée pour $N = 500$. La fréquence de résonance est égale à 7,9 GHz et la bande passante égale à 7 %. La résistance de rayonnement à la résonance est voisine de 800 ohms. La figure 7 bis présente en fonction de N la résistance d'entrée qui varie fortement. L'échelle W/λ_r représente la largeur du premier tronçon ($n=1$) et l'impédance $Z_o(\Omega)$ correspondante. Pour avoir une résistance d'entrée ramenée à l'extrémité de la ligne microruban d'alimentation compatible avec une résistance caractéristique classique (50 ou 100 ohms par exemple), il faut limiter le nombre de découpage. Exemples pour 50 Ω : $N = 15$ et pour 100 Ω : $N = 200$.

Pour l'antenne carrée isolée, nous retrouvons à 2 ou 3 pourcent près les résultats déjà présentés [3]. C'est un cas particulier de notre théorie pour laquelle les largeurs W'_n sont constantes quelque soit $1 \leq n \leq N$. Dans le cas traité qui correspond à $W'/H' = 8$ et $\epsilon'_r = 2,55$ la bande passante faible est égale à 4,6 % pour un rapport d'ondes stationnaires inférieur ou égal à 2. (Voir [3]).



COEFFICIENT DE SURTENSION D'UNE ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE ISOLEE (SANS DIRECTEUR).

Courbe (1)
 $\epsilon_r' = 2,32$

- ○ ○ Expérimentation, d'après [11]
- Théorie, d'après [2]
- □ □ L'actuelle théorie.

Courbe (2)
 $\epsilon_r' = 9,8$

- × × × Expérimentation, d'après [11]
- Théorie, d'après [2]
- • • L'actuelle théorie.

ANTENNE PLAQUE ISOLEE, SANS DIRECTEUR.

Cas avec : $Z_0 = 600 \Omega$

$N = 500$

$a = 6,84 \text{ mm}$

$H' = 1,6 \text{ mm}$

$\epsilon_r' = 2,17$

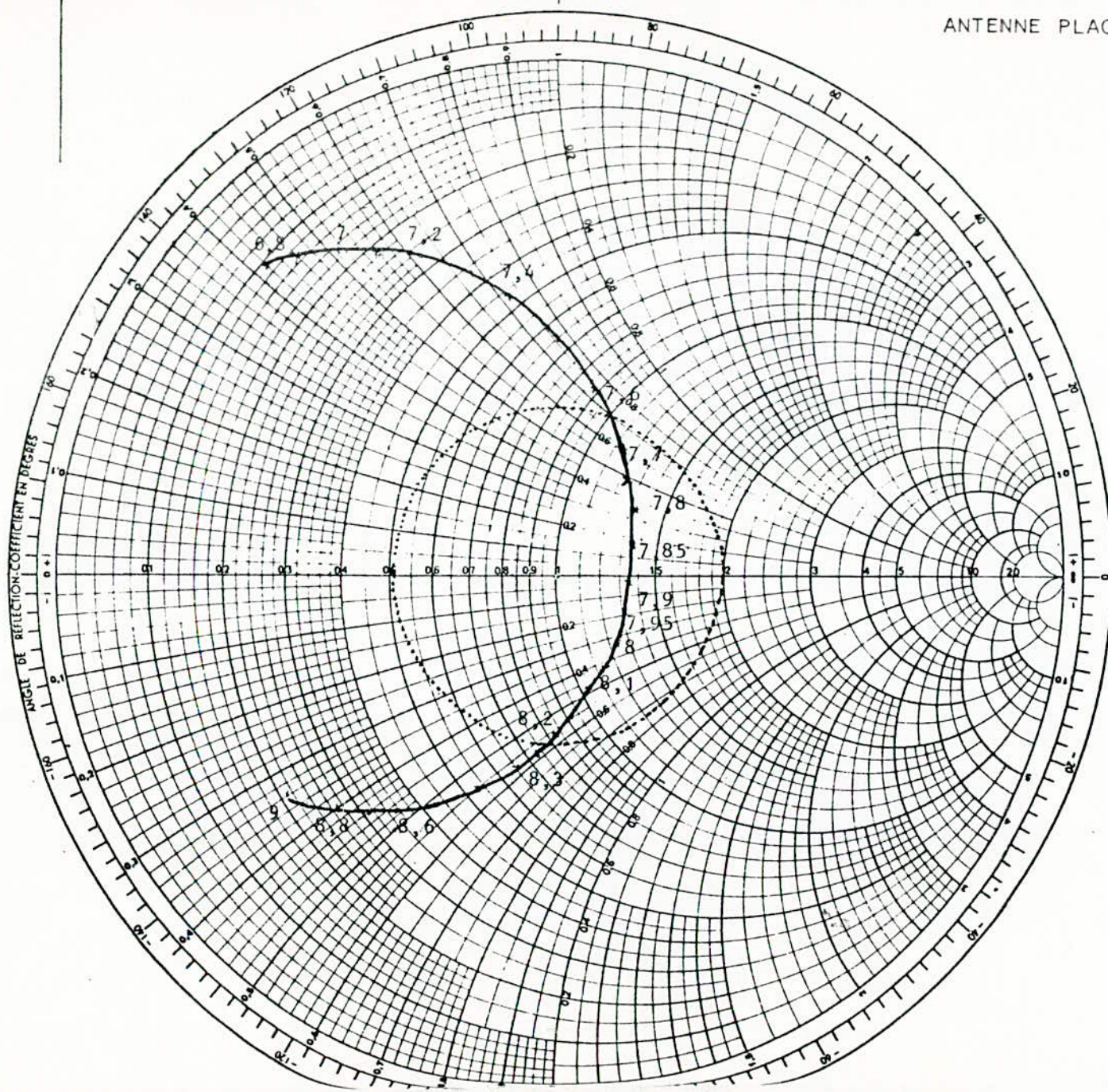
$f_{\min} = 7,65 \text{ GHz}$

$f_{\max} = 8,21 \text{ GHz}$

$\Delta f = 0,56 \text{ GHz}$

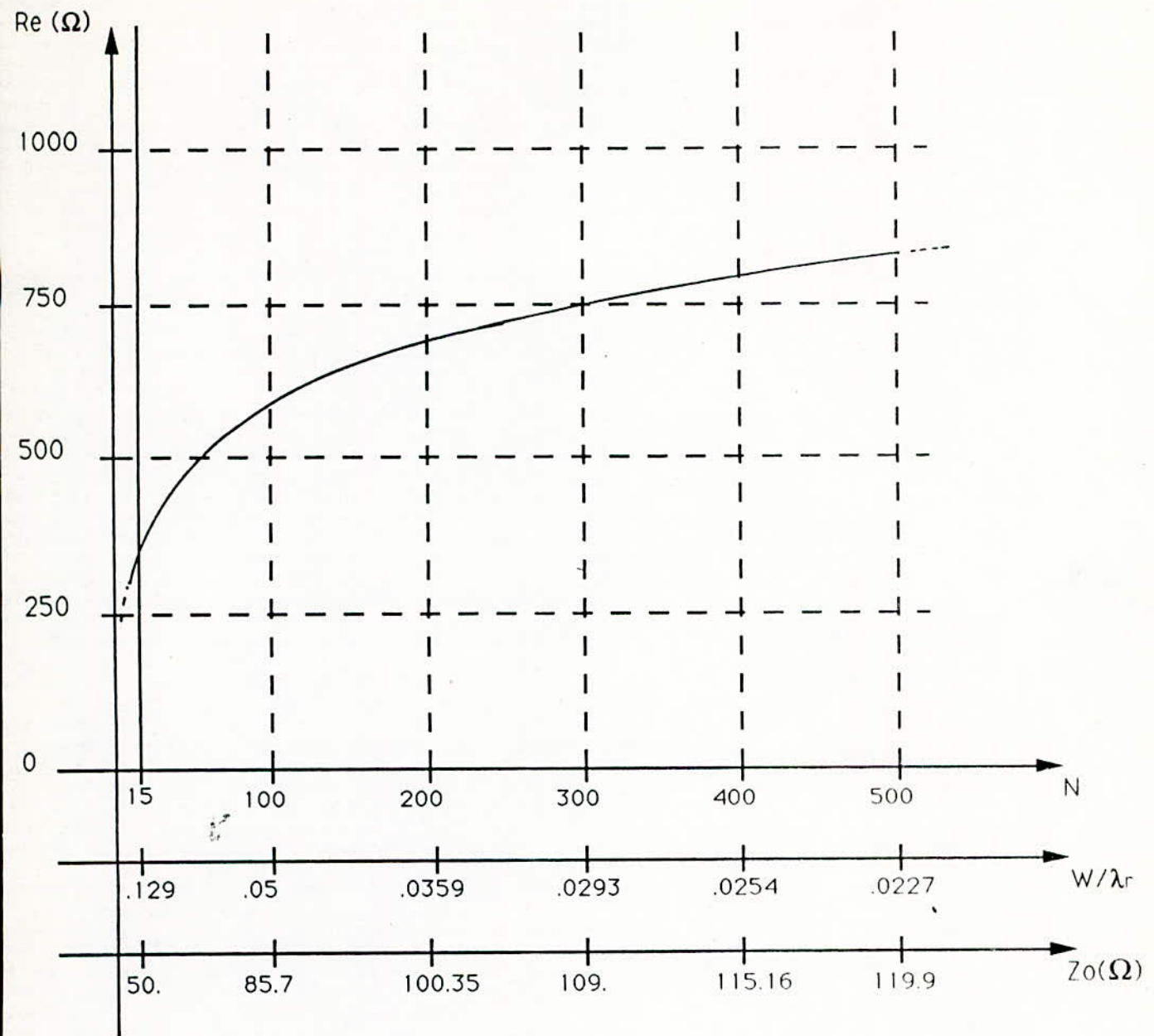
$f_0 = 7,93 \text{ GHz}$

$\frac{\Delta f}{f_0} = 7 \%$



IMPEDANCE D'ENTREE THEORIQUE
 NORMALISEE A 600 Ohms DE L'ANTENNE
 PLAQUE ISOLEE

FIGURE 7



Données théoriques :

$a = 6.84 \text{ mm}$ $\epsilon_r = 2.17$ $H = 1.6 \text{ mm}$

$F_r = 7.9 \text{ GHz}$

ANTENNE PLAQUE ISOLEE - Variation de la résistance de rayonnement Re ramenée à l'entrée de la ligne microruban d'alimentation de largeur W et de résistance caractéristique Z_0 .

Figure 7 bis

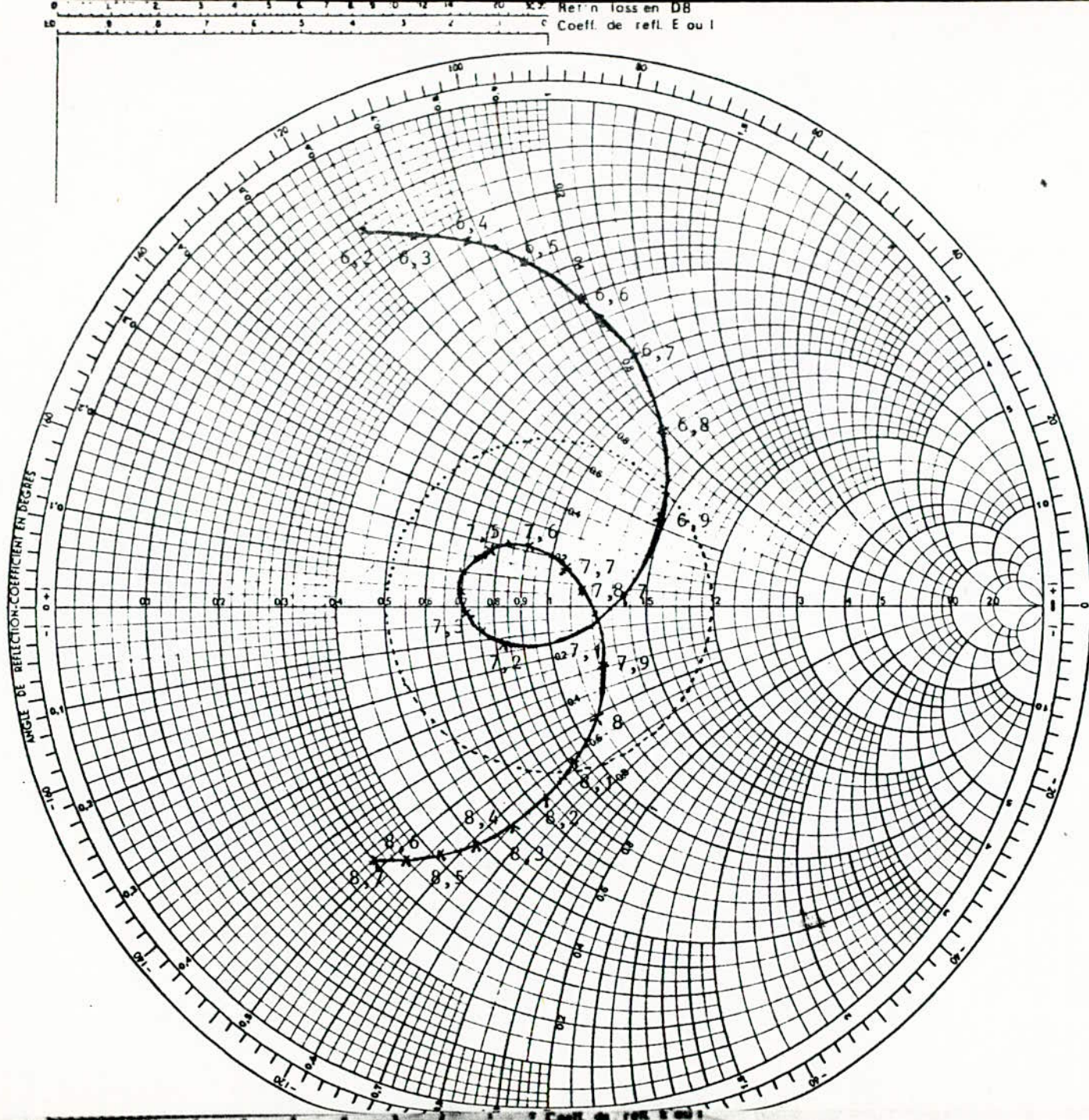
A présent, après avoir retrouvé en l'absence de directeur, les résultats déjà publiés, nous pouvons considérer l'effet d'un directeur sur la bande passante de l'antenne.

Pour une antenne (M) fixée ($2a = 13,7$ mm, $H' = 1,6$ mm et $\epsilon_r' = 2,17$), on a fait varier le diamètre $2b$ du directeur pour lequel $H = 1,6$ mm, $\epsilon_r = 2,17$ et $k = 0,2$. La valeur théorique qui correspond à la largeur de bande la plus grande est voisine de $2b = 13,3$ mm.

Nous rappelons que la fréquence de résonance théorique de l'antenne plaque seule est de 7,9 GHz. La présence du directeur fait passer la bande passante de 7,1 à 17 % pour un rapport d'ondes stationnaires inférieur ou égal à 2. C'est une augmentation bénéfique très appréciable.

Les figures 8, 9, 10 et 11 montrent l'impédance d'entrée $Z_E = 1/Y_E$, Y_E étant défini au paragraphe 2.2 C₁, la grandeur b du rayon du directeur variant de 6,84 mm à 6,25 mm. Les courbes des figures 12 et 13 montrent pour 2 cas ($b = 6,84$ et 6,45 mm) les parties réelles et imaginaires de Z_E .

L'impédance de normalisation est choisie pour centrer la boucle au centre de l'abaque de Smith. En fait, le choix de la position du point d'excitation de l'antenne (voir Parag. 3.1) permet d'adapter l'impédance autour d'une résistance de normalisation pratique (50 ou 100 ohms) comme cela est pratiqué dans une cavité à la manière d'un autotransformateur. De toute façon, quelque soit la position du point d'excitation de l'antenne plaque qui définit l'axe de son moment électrique, la bande passante relative à l'impédance calculée en ce point, est constante.

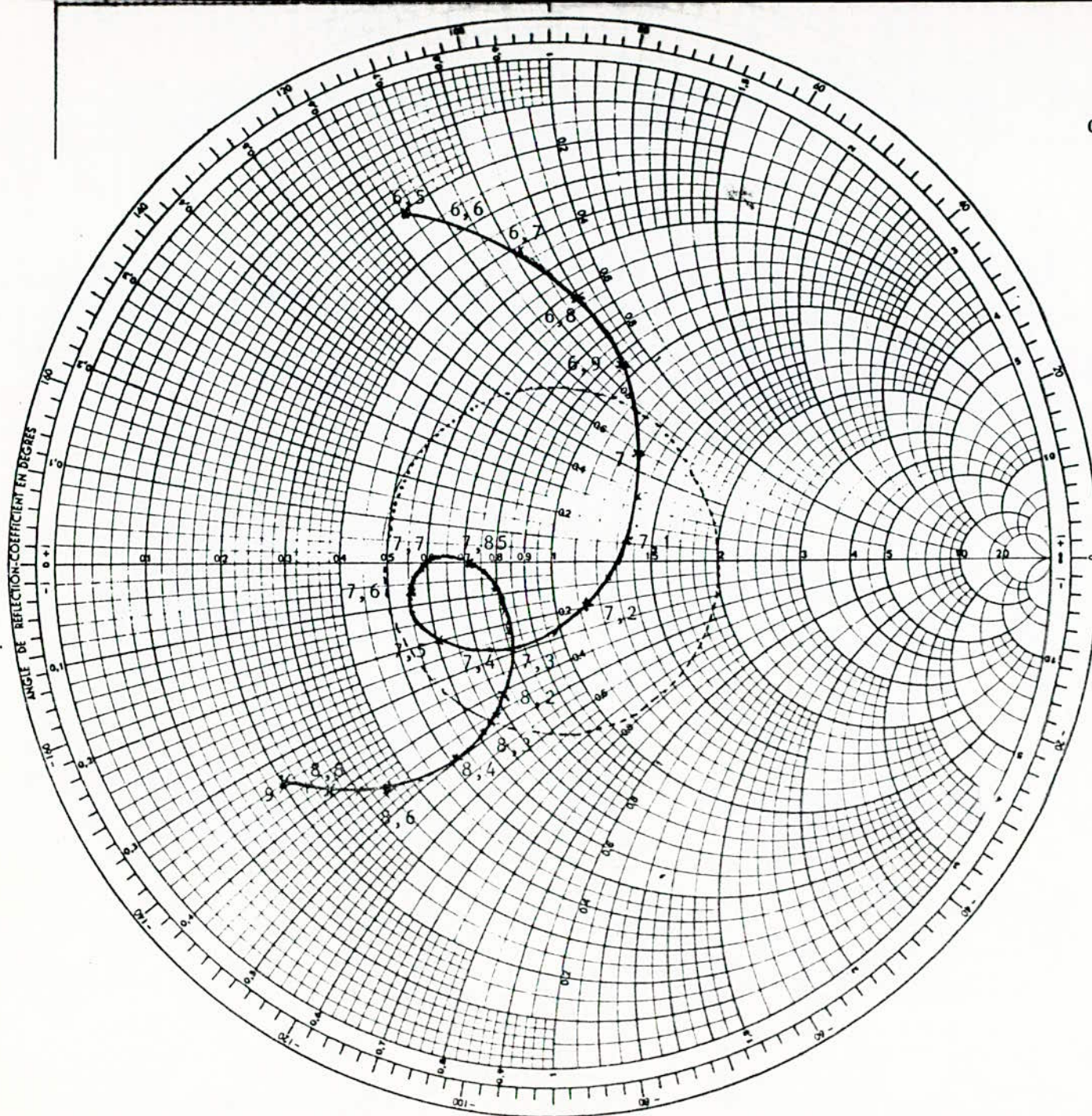


Cas avec : $Z_0 = 370 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.2$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,84 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
 $f_{\min} = 6,87 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,12 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 1,25 \text{ GHz}$
 $f_0 = 7,5 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_0} = 16,67 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE THEORIQUE
 Rayon du directeur : $b = 6,84 \text{ mm}$

FIGURE 8

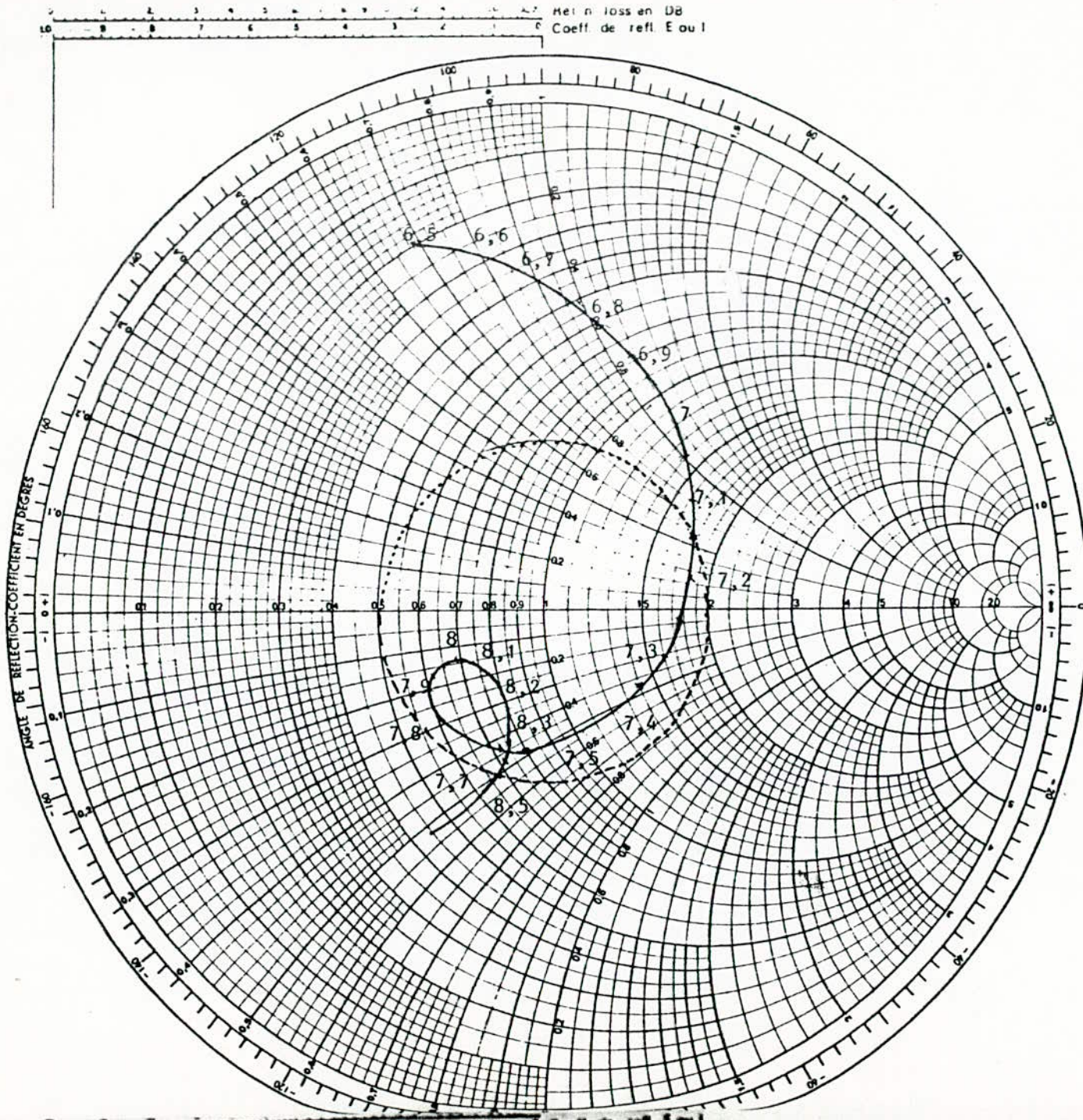


Cas avec : $Z_0 = 325 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.2$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,65 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
 $f_{\min} = 6,95 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,26 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 1,31 \text{ GHz}$
 $f_0 \approx 7,6 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_0} = 17,21 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE THEORIQUE
 Rayon du directeur : $b = 6,65 \text{ mm}$.

FIGURE 9



Cas avec : $Z_0 = 240 \Omega$

$N = 500$

$k = 0.2$

$a = 6,84 \text{ mm}$

$b = 6,45 \text{ mm}$

$H = H' = 1,6 \text{ mm}$

$\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$

$f_{\min} = 7,15 \text{ GHz}$

$f_{\max} = 8,40 \text{ GHz}$

$\Delta f = 1,25 \text{ GHz}$

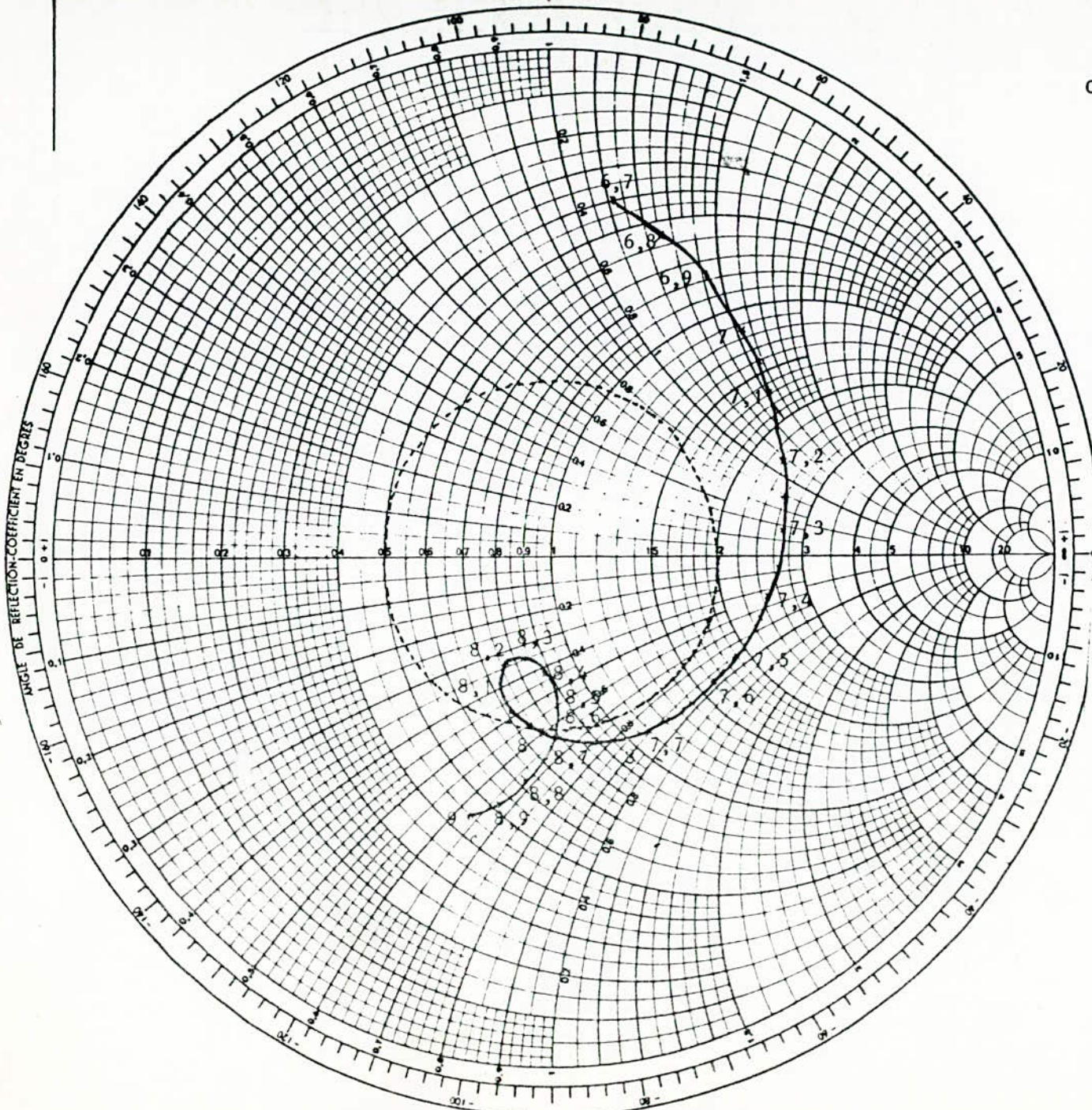
$f_0 = 7,78 \text{ GHz}$

$\frac{\Delta f}{f_0} = 16,07 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE THEORIQUE

Rayon du directeur : $b = 6,45 \text{ mm}$

FIGURE 10



Cas avec : $Z_o = 160 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.2$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,25 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
 $f_{\min} = 7,9 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,6 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 0,7 \text{ GHz}$
 $f_o = 8,25 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_o} = 8,48 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE THEORIQUE
 Rayon du directeur : $b = 6,25 \text{ mm}$.

FIGURE 11

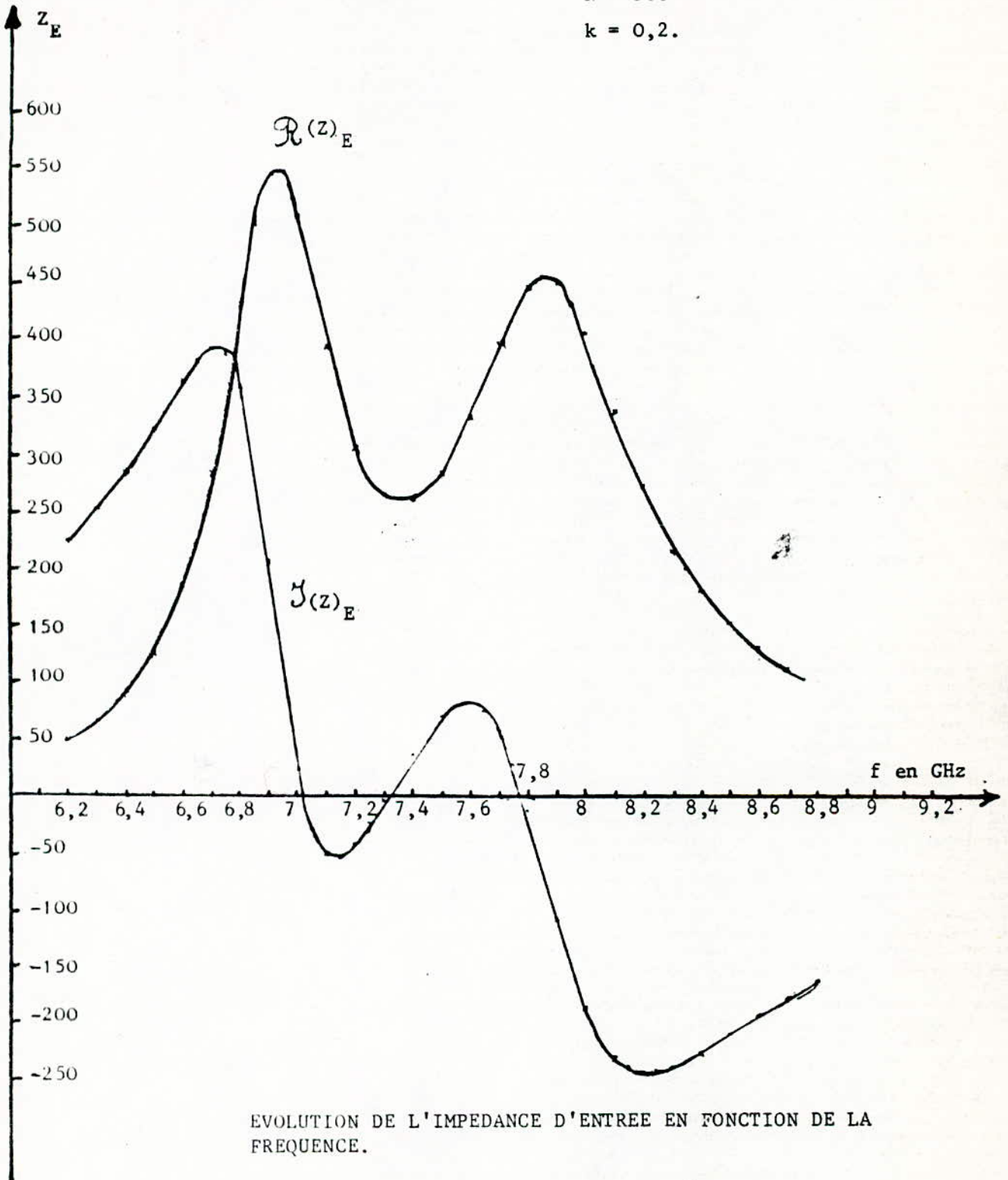
Cas $a = b = 6,84 \text{ mm}$

$H = H' = 1,6 \text{ mm}$

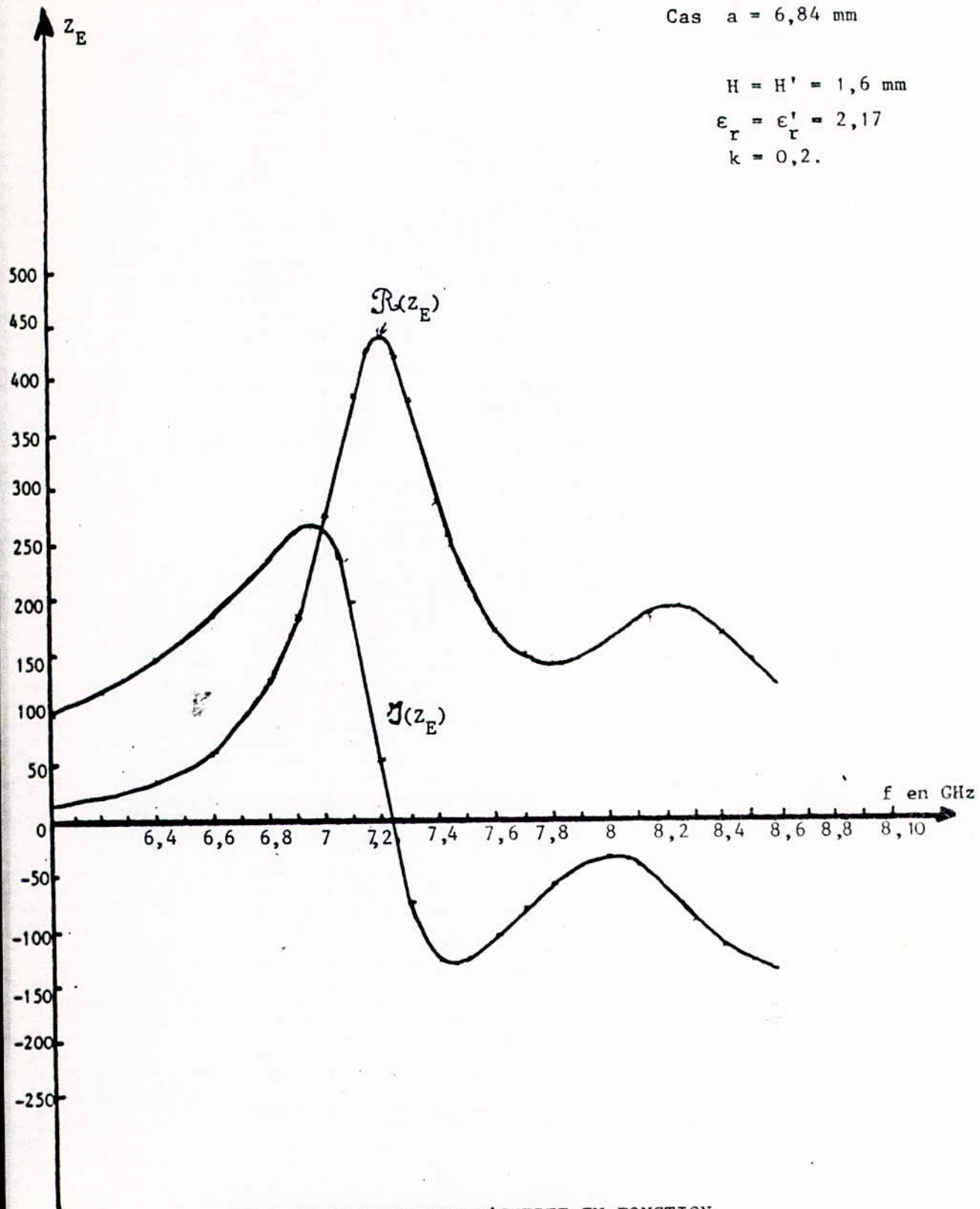
$\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$

$N = 500$

$k = 0,2.$



$b = 6,84 \text{ mm}$

Cas $a = 6,84$ mm $H = H' = 1,6$ mm $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$ $k = 0,2$.

EVOLUTION DE L'IMPEDANCE D'ENTREE EN FONCTION
DE LA FREQUENCE.

$b = 6,45$ mm

FIGURE 13

Le Tableau I montre en fonction du rapport $\frac{a-b}{a}$, exprimé en pourcent, l'évolution de la bande passante centrée à la fréquence f_0 . On a calculé l'impédance Z_E à l'extrémité de l'antenne, à l'aide du programme de calcul. Pour déterminer la bande passante théorique, on a choisi une impédance de normalisation Z_0 pour centrer le mieux possible la boucle dans l'abaque de Smith. La bande passante est alors déterminée à l'aide des fréquences f_m et f_M qui correspondent à l'intersection de la courbe d'impédance avec le cercle de R.O.S. égal à 2. Nous rappelons que la bande passante est indépendante du point d'excitation de l'antenne plaque que l'on choisit en général pour l'adapter à la ligne d'alimentation. Dans le Tableau I, la bande passante B mesurée correspond aux 3 maquettes réalisées. La théorie montre que plus le directeur a un diamètre petit, plus la boucle et la bande passante diminuent en raison de la réduction importante du couplage. La boucle a alors tendance à glisser vers les réactances négatives comme le montrent les figures 8 à 11.

En continuant à diminuer le diamètre du directeur, on obtiendrait finalement une antenne présentant deux bandes étroites de fonctionnement autour de deux fréquences distinctes. Le cas N° 4 du Tableau I pour lequel $(a-b)/a = 8,63 \%$ montre une différence importante entre les bandes passantes théorique et expérimentale. Cela s'explique par la présence de la boucle d'impédance au voisinage du cercle de R.O.S. = 2 (voir figures 11 et 36). Un choix légèrement supérieur pour le coefficient de couplage k (pris égal à 0,2) aurait eu pour effet de remonter la boucle vers l'axe réel pour finalement obtenir une bande passante aussi large que celle de l'expérience. En effet, les figures 14, 15, 16, 17, 18, montrent cette évolution de l'impédance d'entrée Z_E de l'antenne plaque ($a = 6,84$ mm, $b = 6,65$ mm, $H = H' = 1,6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$) en fonction du coefficient de couplage k qui varie de 0,15 à 0,35.

L'Annexe D donne l'interprétation des courbes et la bande passante B qui découle de l'effet de k . La bande passante de l'expérience (voir figure 38 qui correspond à une bande passante de 19 %) situe la valeur du k entre 0,20 et 0,25. Dans l'Annexe D, on montre également le peu d'influence des pertes sur les caractéristiques de l'impédance d'entrée donc de la bande passante.

TABLEAU I

EVOLUTION DES PARAMETRES : f_r fréquence de résonance, (Z_E) impédance d'entrée et largeur de bande en fonction du rapport $\frac{(a-b)}{a}$. Avec $a = 6,84$ mm, $H = H' = 1,6$ mm,

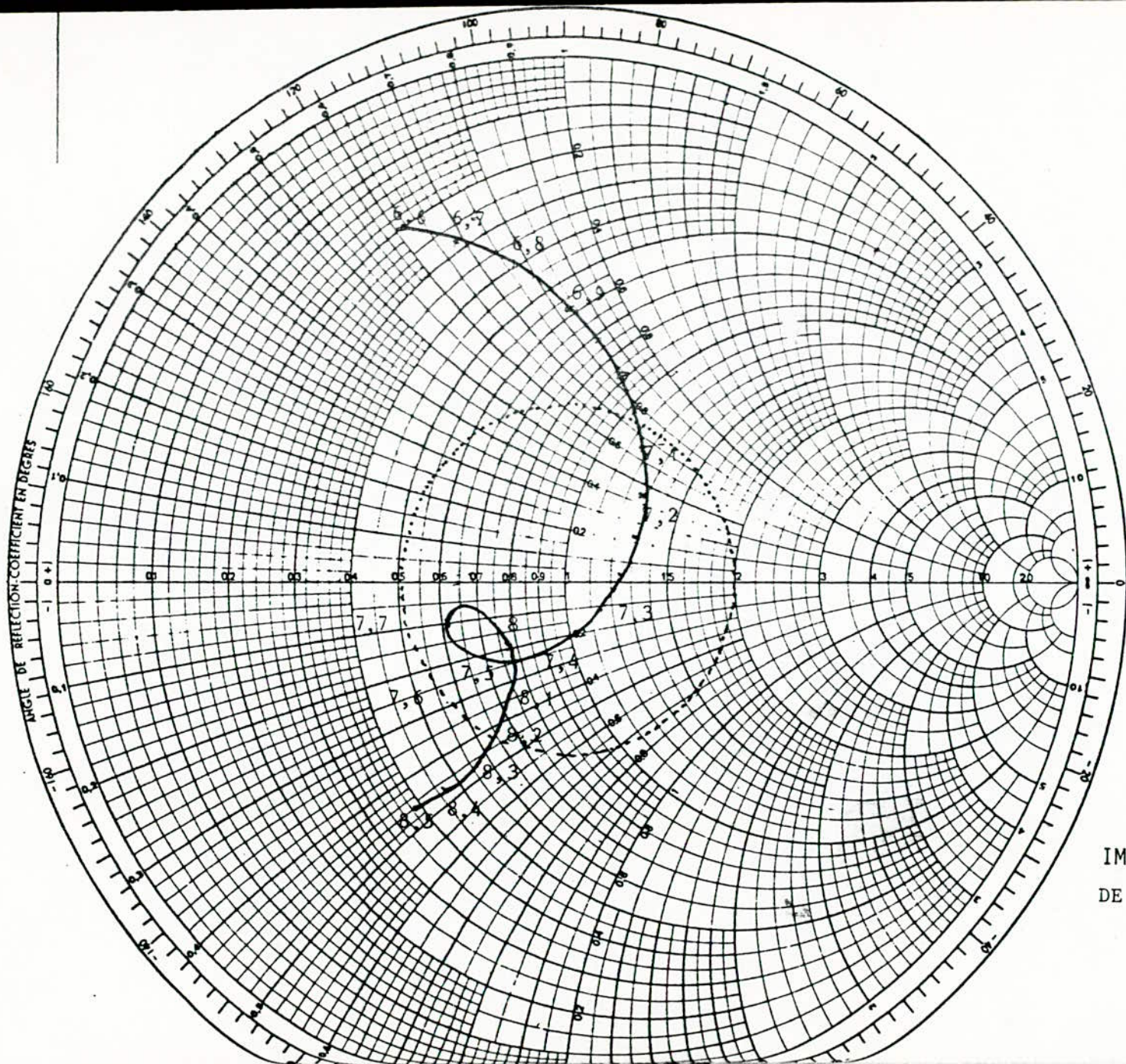
$$\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17, \quad k = 0,2, \quad N = 500.$$

b en mm	$(a-b)/a$ en %	f_o en GHz	(Z_E) en Ω Pour R_E Max	$(R_E)_r$ en Ω	Z_o en Ω Normalisation	B Théo. $\Delta f/f_o$ en %	B Mesuré en % f/f_o	Figures
6,85	0,00	7,50	547 + j 108	481	370	16,67		
6,65	2,78	7,61	447 + j 121	423	325	17,21	19,0	9 et 38
6,45	5,70	7,78	438 + j 56	425	240	16,07	16,8	10 et 37
6,25	8,63	7,82	432 + j 55	425	160	8,48	18,4	11 et 36
6	12,28		419 - j 3,1	419				
5,50	19,59		386 - j 9,3	385				
5	26,90		345 - j 20	344,5				

$f_o = (f_m + f_M)/2 =$ fréquence centrale.

Z_o : impédance de normalisation.

$(R_E)_r$: résistance à la première résonance.



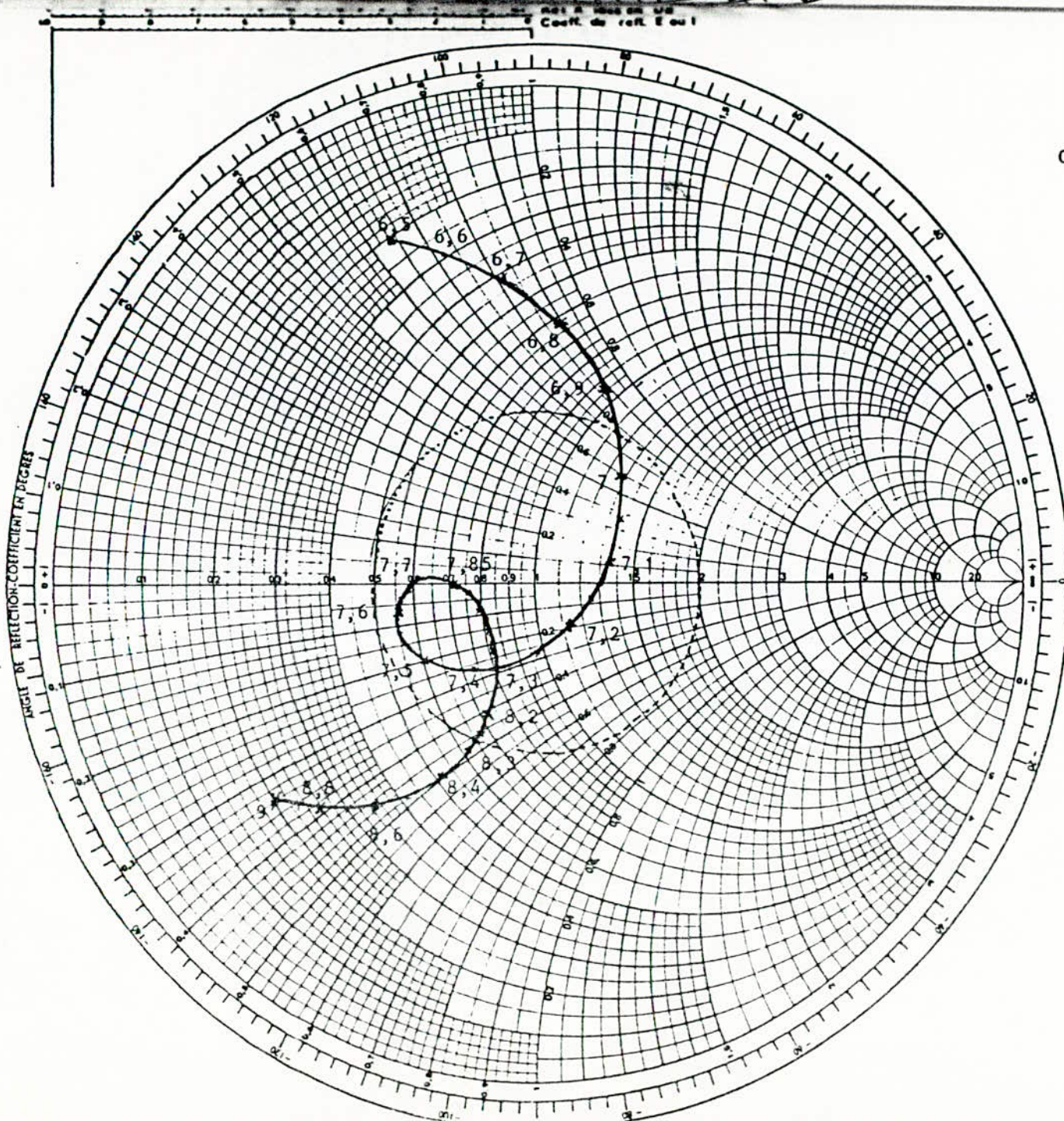
Cas avec : $Z_0 = 350 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0,15$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,65 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
 $f_{\min} = 7,06 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,21 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 1,15 \text{ GHz}$
 $f_0 = 7,64 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_0} = 15,1 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE THEORIQUE ZE
 DE L'ANTENNE PLAQUE AVEC DIRECTEUR.

$k = 0,15.$

FIGURE 14

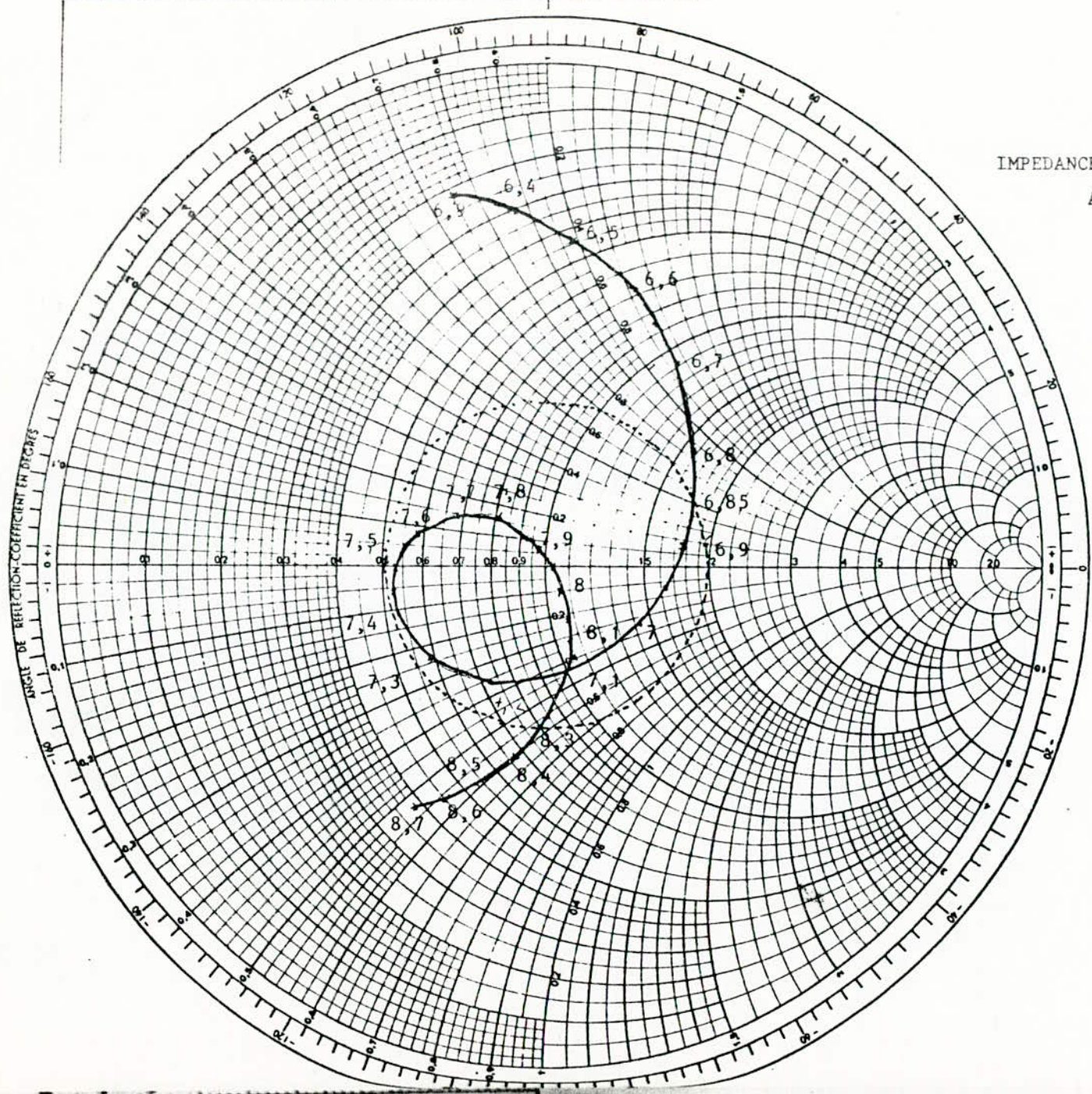


Cas avec : $Z_o = 325 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.2$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,65 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon_r' = 2,17$
 $f_{\min} = 6,95 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,26 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 1,31 \text{ GHz}$
 $f_o \approx 7,6 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_o} = 17,21 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE DE L'ANTENNE
 PLAQUE AVEC DIRECTEUR
 $k = 0,20$

FIGURE 15

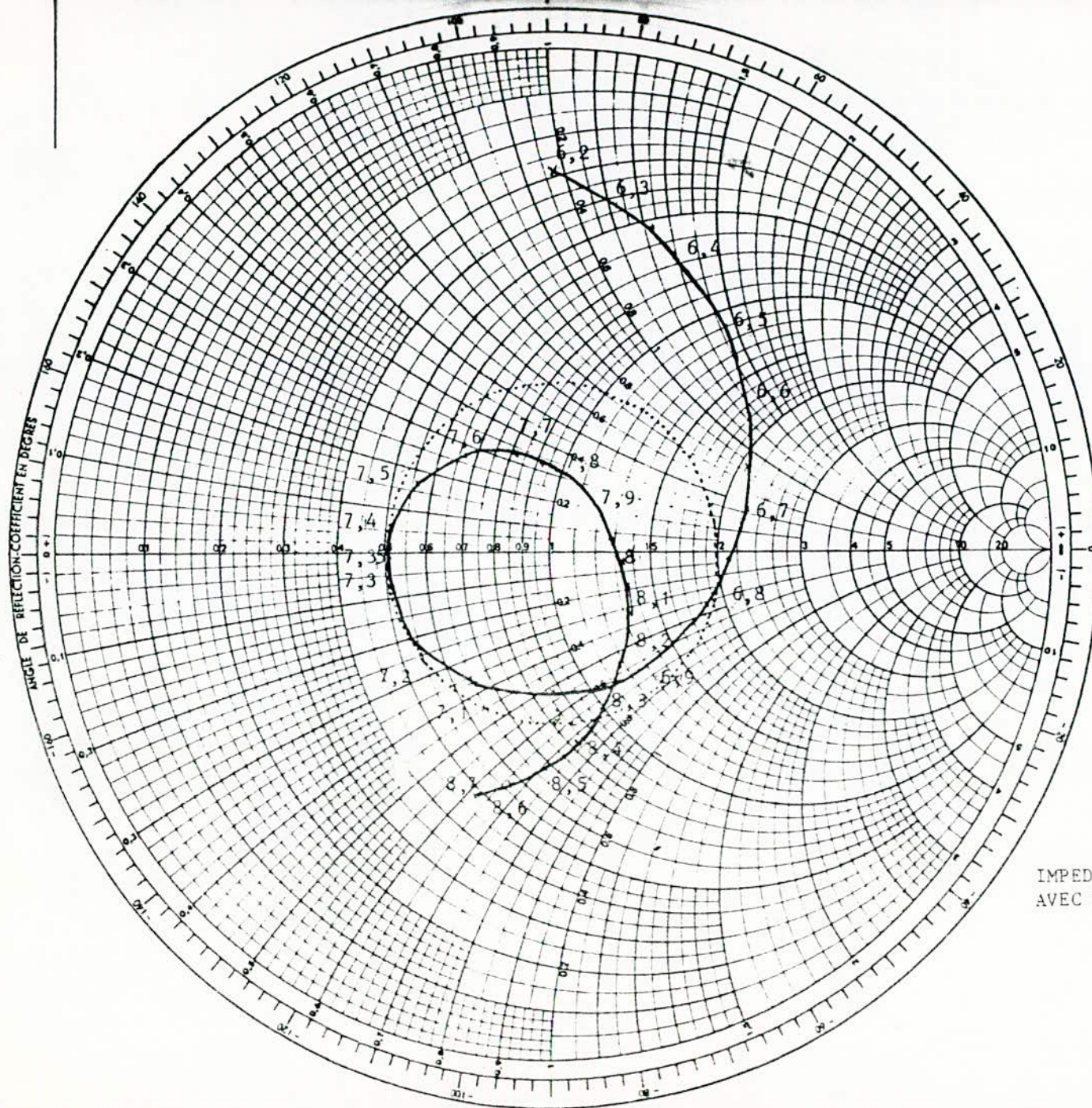


IMPEDANCE D'ENTREE DE L'ANTENNE PLAQUE
 AVEC DIRECTEUR. $k = 0,25$

Cas avec : $Z_0 = 250 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.25$

- $a = 6,84 \text{ mm}$
- $b = 6,65 \text{ mm}$
- $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
- $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
- $f_{\min} = 6,85 \text{ GHz}$
- $f_{\max} = 8,3 \text{ GHz}$
- $\Delta f = 1,45 \text{ GHz}$
- $f_0 = 7,58 \text{ GHz}$
- $\frac{\Delta f}{f_0} = 19,1 \%$

FIGURE 16

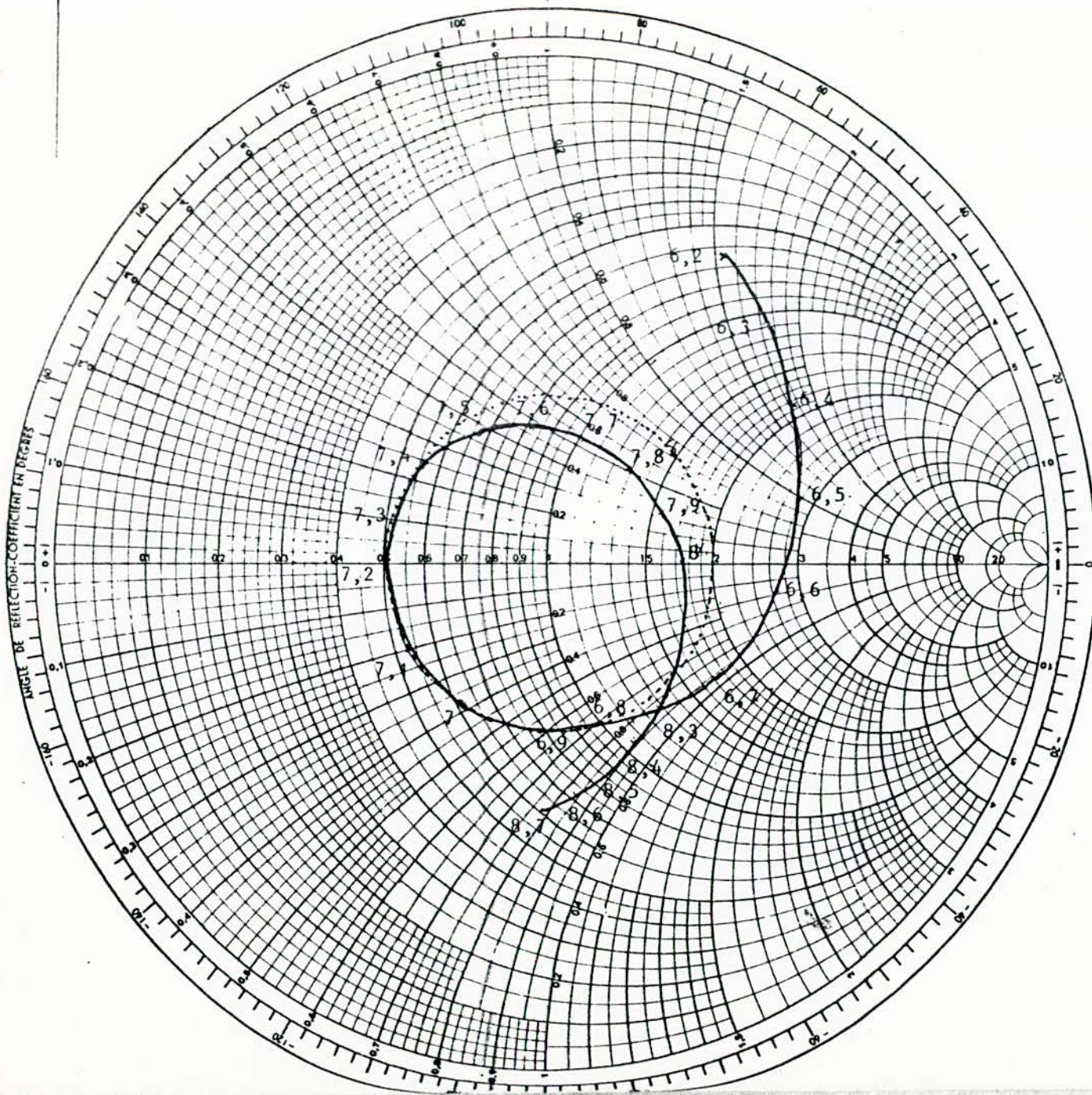


Cas avec : $Z_o = 200 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.30$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,65 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
 $f_{\min} = 6,78 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,31 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 1,53 \text{ GHz}$
 $f_o = 7,55 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_o} = 20,3 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE DE L'ANTENNE PLAQUE
 AVEC DIRECTEUR.
 $k = 0,30.$

FIGURE 17



Cas avec : $Z_0 = 156 \Omega$
 $N = 500$
 $k = 0.35$

$a = 6,84 \text{ mm}$
 $b = 6,65 \text{ mm}$
 $H = H' = 1,6 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
 $f_{\min} = 6,9 \text{ GHz}$
 $f_{\max} = 8,2 \text{ GHz}$
 $\Delta f = 1,30 \text{ GHz}$
 $f_0 = 7,55 \text{ GHz}$
 $\frac{\Delta f}{f_0} = 17,2 \%$

IMPEDANCE D'ENTREE DE L'ANTENNE
 PLAQUE AVEC DIRECTEUR.

$k = 0,35.$

FIGURE 18

2.4 - Distributions des courants et des tensions sur l'antenne plaque et le directeur symétriques de forme quelconque.

Il s'agit de calculer les distributions de courants de conduction et de polarisation, le long de l'axe colinéaire au moment électrique de l'antenne plaque, à partir desquelles on pourra déduire les diagrammes de directivité. La distribution des courants de polarisation se déduit de celle de la tension sur chacun des éléments du système rayonnant, à savoir l'antenne plaque (M) d'une part et le directeur (D) d'autre part.

On peut partir de l'antenne plaque symétrique de forme quelconque, associée à un réflecteur également symétrique (voir paragraphe 2.1). Nous rappelons (5) la relation matricielle qui lie les ondes incidentes et réfléchies à l'entrée ($x = 0$) et à la sortie ($x = 2b$) de l'octopôle définissant l'ensemble couplé de (M) et de (D) :

$$\begin{bmatrix} (V_i)_o \\ (V_r)_o \\ (V_i)'_o \\ (V_r)'_o \end{bmatrix} = [t_1][t_2] \dots [t_n] \dots [t_N] \cdot \begin{bmatrix} (V_i)_N \\ (V_r)_N \\ (V_i)'_N \\ (V_r)'_N \end{bmatrix} \quad (42)$$

Les conditions aux limites s'écrivent :

- à l'extrémité $n = N$:

$$\frac{(V_i)'_N + (V_r)'_N}{(V_i)'_N - (V_r)'_N} = \frac{-jH'}{\omega \epsilon_o \epsilon_r \Sigma} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_N R'_N}} \quad (43)$$

et $(V_i)_N = (V_r)_N \quad (44)$

- à l'extrémité $n = 0$:

$$(V_i)_o = (V_r)_o \quad (45)$$

En choisissant arbitrairement un courant, par exemple celui d'entrée (21) :

$$[I_c'(0)]_M = \frac{(V_i)'_o - (V_r)'_o}{\sqrt{R_o R'_o}} = 1A \quad (46)$$

on déduit des 5 relations (42), (43), (44) (45) et (46), 8 équations linéaires pour calculer les 8 ondes incidentes d'entrées et de sorties $(V'_i)_0, (V_r)_0, (V'_i)_0, (V'_r)_0, (V_i)_N, (V_r)_N, (V'_i)_N, (V'_r)_N$.

Dès lors, on peut déduire les valeurs des ondes incidentes attachées à la section d'indice n par la relation matricielle (47) :

$$\begin{bmatrix} (V'_i)_n \\ (V_r)_n \\ (V'_i)_n \\ (V'_r)_n \end{bmatrix} = [t_{n+1}][t_{n+2}] \dots [t_N] \begin{bmatrix} (V'_i)_N \\ (V_r)_N \\ (V'_i)_N \\ (V'_r)_N \end{bmatrix} \quad (47)$$

En donnant à n les valeurs $N-1, N-2, \dots, 1$, on obtient :

$$\begin{bmatrix} (V'_i)_{N-1} \\ (V_r)_{N-1} \\ (V'_i)_{N-1} \\ (V'_r)_{N-1} \end{bmatrix} = [t_N] \begin{bmatrix} (V'_i)_N \\ (V_r)_N \\ (V'_i)_N \\ (V'_r)_N \end{bmatrix}, \dots, \begin{bmatrix} (V'_i)_1 \\ (V_r)_1 \\ (V'_i)_1 \\ (V'_r)_1 \end{bmatrix} = [t_2][t_3] \dots [t_N] \begin{bmatrix} (V'_i)_N \\ (V_r)_N \\ (V'_i)_N \\ (V'_r)_N \end{bmatrix}$$

Les courants de conduction $[I_c(n)]_{(D)}$ et $[I'_c(n)]_{(M)}$ respectivement sur le directeur et l'antenne plaque (M) sont donnés par les formules (20) et (21).

Les courants de polarisation $[I_p(n)]_{(D)}$ et $[I'_p(n)]_{(M)}$ respectivement sur le directeur et l'antenne plaque (M) sont donnés par les formules (22) et (23). Dans ces formules, les expressions de R_n et R'_n sont rappelées en (9) et (10).

Cas particulier de l'antenne plaque circulaire couplée à un directeur circulaire.

Ce cas correspond à $R_1 = R_N$ $R'_1 = R'_N$, les largeurs $W(n)$ et $W'(n)$ intervenant dans le calcul de R_n (9) et R'_n sont définies par les expressions (35) et (36).

Les figures suivantes de 19 à 26 montrent pour les quatre fréquences de la bande utile les variations des phases et des modules des courants de polarisation et de conduction le long du directeur et de l'antenne plaque. La longueur est limitée à $2b$. Pour la commodité de la lecture, les modules calculés des courants de polarisation ont été multipliés par un facteur 6. Les paramètres utilisés, qui correspondent à l'un des modèles réalisés sont les suivants :

$$\begin{array}{llll} H = H' = 1,6 \text{ mm} & a = 6,85 \text{ mm} & b = 6,45 \text{ m} & \\ \epsilon_r = \epsilon'_r = 2.17 & k = 0,2 & \text{tg}\delta = 10^{-3} & dS \approx 0 \end{array}$$

2.4.1 - Analyse des courants de conduction (Figures 20, 22, 24 et 26).

A) Sur le directeur

Le module du courant de conduction sur le directeur (courbe rouge) passe par un maximum pour $x_n = b$, c'est-à-dire au milieu. Le module est nul aux extrémités, conformément aux conditions aux limites. La courbe est parfaitement symétrique. La phase du courant de conduction est constante tout le long de l'axe du directeur. L'amplitude maximum varie peu en fonction de la fréquence : (de 9 à 11 Ampères).

B) Sur l'antenne plaque

Le module du courant de conduction (courbe verte) sur l'antenne plaque passe par un maximum sensiblement pour $x_n = b$. Le module du courant à l'entrée est égal à un ampère suivant les conditions aux limites imposées. A l'autre extrémité, le courant est pratiquement nul. En fait, la partie non couplée de l'antenne plaque au directeur, de longueur équivalente $b-a$, égale à 0,4 mm, très faible, rapportée à la longueur d'onde n'est pas ici prise en considération. La courbe du module du courant est légèrement dissymétrique en raison du courant d'entrée non nul.

La phase du courant de conduction, pratiquement constante loin du point d'excitation, varie près de celui-ci dans une zone où le module est faible. L'amplitude maximum du courant sur l'antenne plaque décroît dans un rapport sensiblement égal à 2,5 lorsque la fréquence croît de 7,1 à 8 GHz, alors que le module du courant d'entrée est toujours égal à 1 Ampère.

2.4.2 - Analyse des courants de polarisation (Figures 20, 22, 24 et 26).

Ces courants de polarisation se déduisent des courbes des tensions (amplitude et phase) le long du directeur et de l'antenne plaque (figures 19, 21, 23 et 25).

A) Sur le directeur

La courbe (violette) du module des tensions, nulle pour $x_n = b$ est symétrique par rapport au point milieu. La tension a un module maximum aux extrémités du directeur ($x = 0$, $x = 2b$). Compte tenu de la définition des courants de polarisation (22) et (23), la largeur $W(n)$ étant maximale pour $x_n = b$ et la tension max pour $x = 0$ ou $x = 2b$, le module du courant de polarisation passe par deux maxima situés d'une part entre $x = 0$ et $x = b$ et d'autre part entre $x = b$ et $x = 2b$.

La phase subit un saut de 180° brutalement au passage du point milieu ($x = b$) comme cela se produit sur une ligne de transmission ouverte. La phase reste constante entre $x = 0$ et $x = b$ d'une part, $x = b$ et $x = 2b$ d'autre part.

B) Sur l'antenne plaque

On peut tirer les mêmes conclusions relativement au courant de polarisation sur l'antenne plaque (courbes bleues) à ceci près que la phase varie vers le point d'excitation et que le saut de phase au milieu égal à 180° est plus lent à se produire.

On peut voir que le module du courant de polarisation sur l'antenne plaque (courbe bleue) n'est pas nul à $x = 0$ et $x = 2b$ puisque la largeur $W'(n)$ n'est pas nulle et $a > b$. Pour $x_n \simeq b$, le module n'est pas rigoureusement nul comme celui de la tension.

Le courant de polarisation est responsable du rayonnement non nul dans le plan E au voisinage du plan de masse. Nous savons déjà, compte tenu des variations de phase observées que le diagramme de directivité dans le plan E sera dissymétrique.

Donnees du probleme :

$H=H' = 1.6 \text{ mm}$ $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2.17$

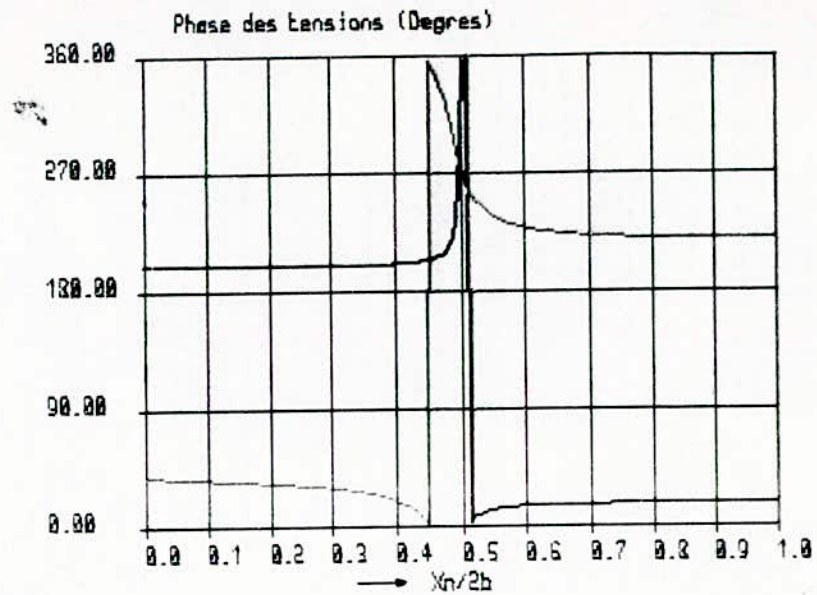
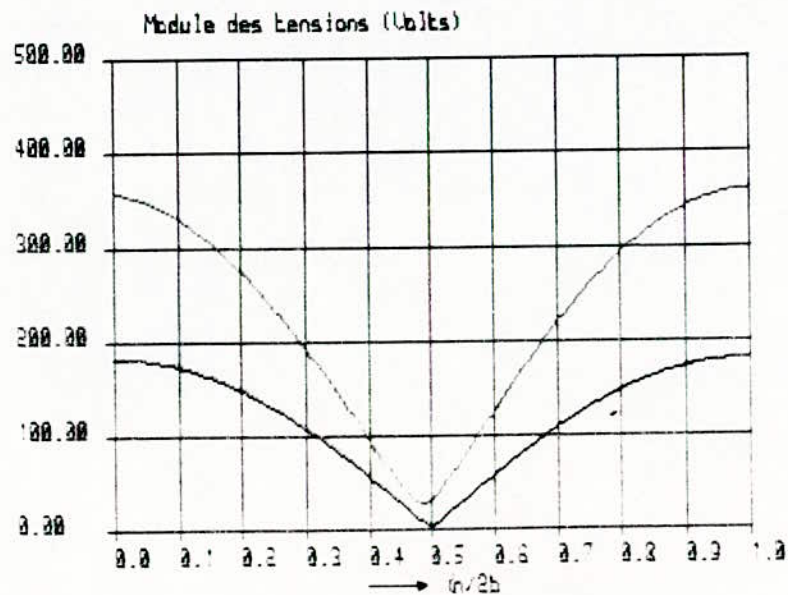
$a = 6.85 \text{ mm}$ $b = 6.45 \text{ mm}$

$d = 60.0 \text{ mm}$ Frequence (GHz) : 7.10

$d_s = 0$ $k = 0.2$

tangente delta = 10^{-3}

$N = 250$



— Directeur
 - - - Antenne plaque

FIG. 19

Donnees du probleme :

$$H=H' = 1.6 \text{ mm}$$

$$\epsilon_r = \epsilon_r' = 2.17$$

$$a = 6.85 \text{ mm}$$

$$b = 6.45 \text{ mm}$$

$$d = 60.0 \text{ mm}$$

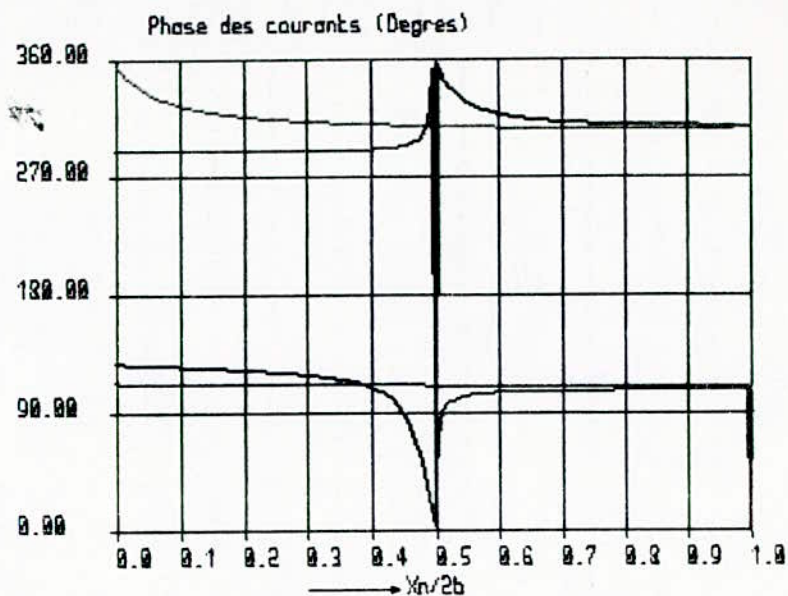
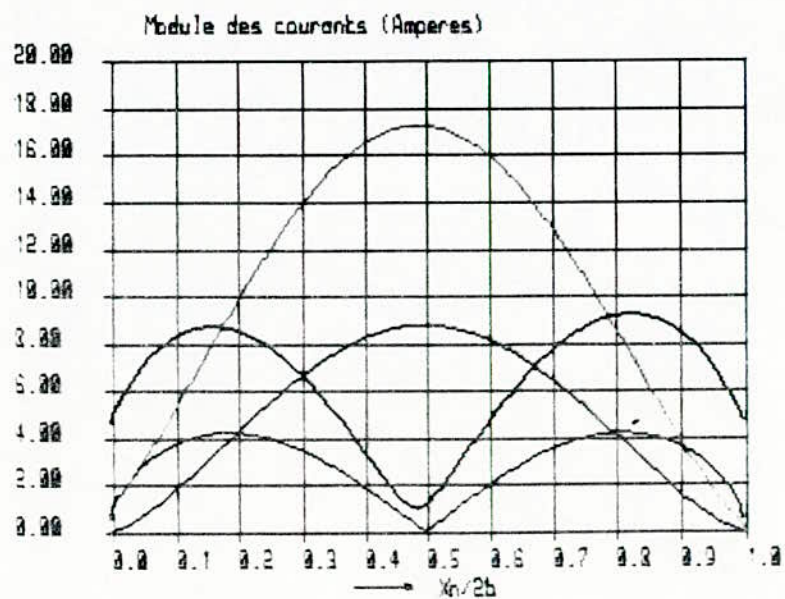
$$\text{Frequence (GHz)} : 7.10$$

$$ds = 0.$$

$$k = 0.2$$

$$\text{tangente delta} = 10^{-3}$$

$$N = 250$$



Courants de conduction :

— Directeur

— Antenne plaque

Courants de polarisation :

— Directeur

— Antenne plaque

NB : Les modules des courants de polarisation sont multiplies par 6 .

FIG. 30

Données du problème :

$$H=H'=1.6 \text{ mm} \quad \epsilon_r=\epsilon'_r=2.17$$

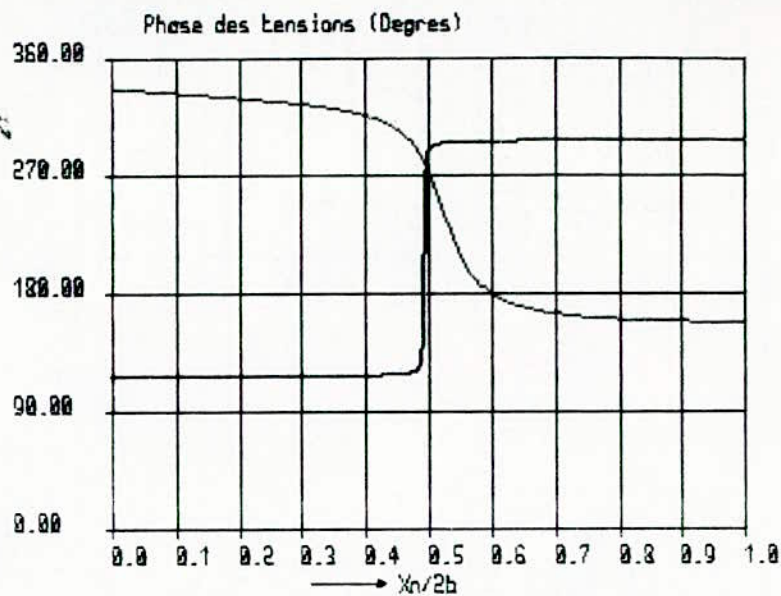
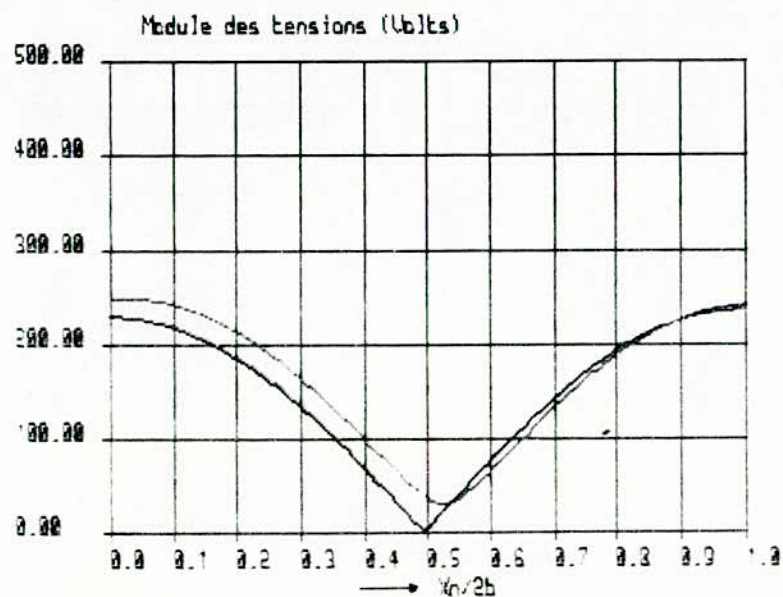
$$a = 6.85 \text{ mm} \quad b = 6.45 \text{ mm}$$

$$d = 60.0 \text{ mm} \quad \text{Fréquence (GHz)} : 7.50$$

$$ds = 0. \quad k = 0.2$$

$$\text{tangente delta} = 10^{-3}$$

$$N = 250$$

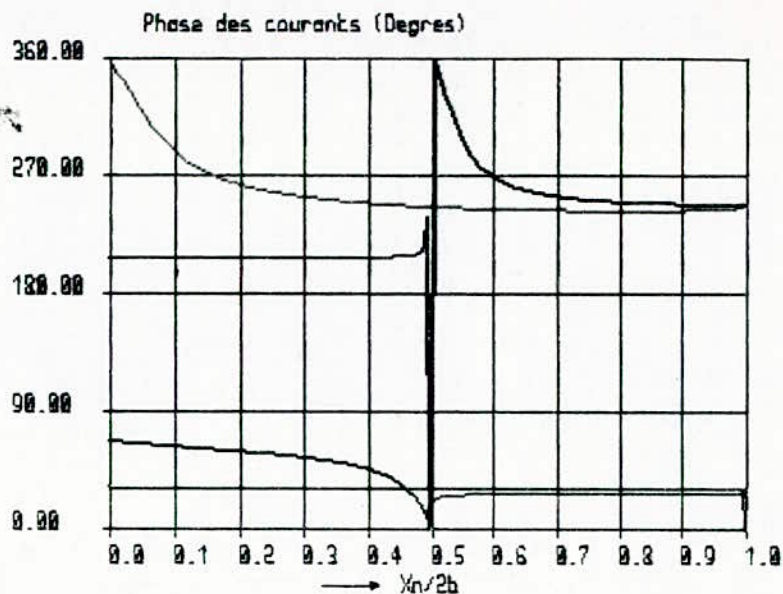
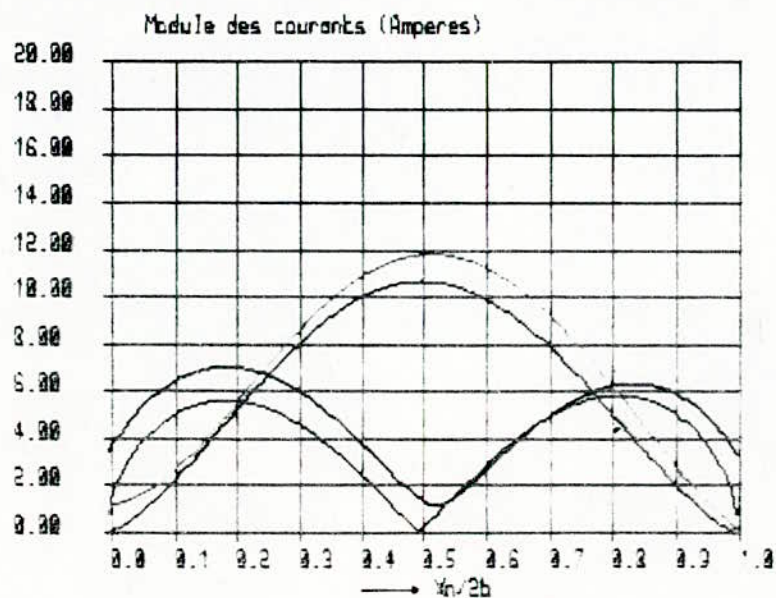


— Directeur
- - - Antenne plaque

FIG. 21

Donnees du probleme :

$H=H'=1.6$ mm $\epsilon_r=\epsilon'_r=2.17$
 $a = 6.85$ mm $b = 6.45$ mm
 $d = 60.0$ mm Frequence (GHz) : 7.50
 $d_s = 0.$ $k = 0.2$
 tangente delta = 10^{-3}
 $N = 250$



Courants de conduction :

— Directeur
 - - - Antenne plaque

Courants de polarisation :

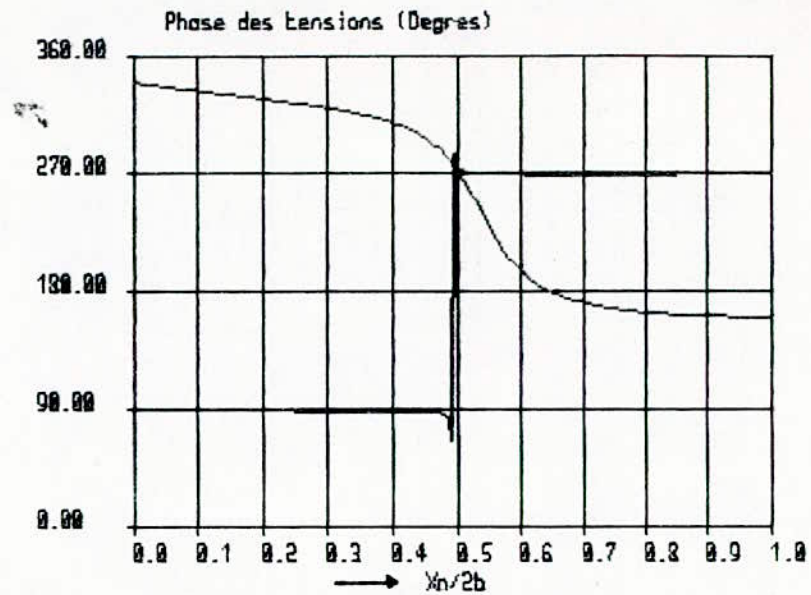
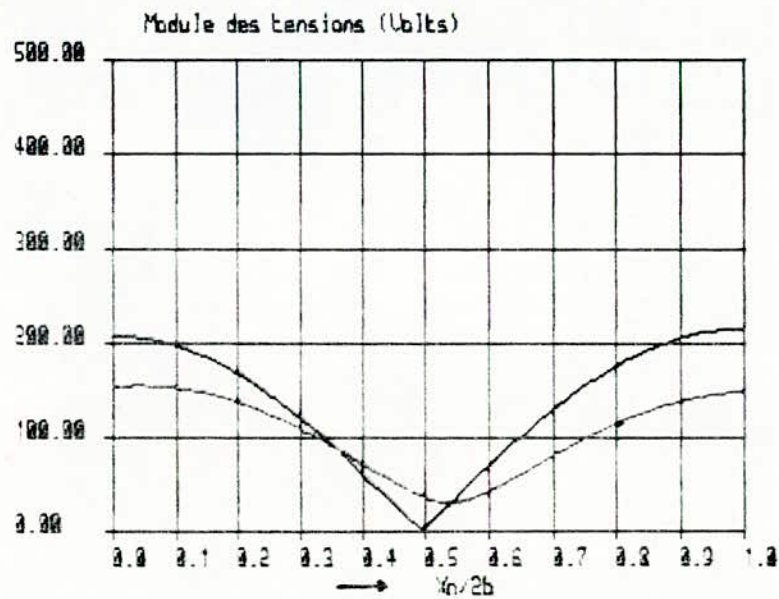
— Directeur
 — Antenne plaque

$\times 6$: Les modules des courants de polarisation sont multiplies par 6.

FIG. 22

Donnees du probleme :

$H=H'=1.6$ mm $\epsilon_r=\epsilon_r'=2.17$
 $a = 6.85$ mm $b = 6.45$ mm
 $d = 60.0$ mm Frequence (GHz) : 7.75
 $ds = 0.$ $k = 0.2$
 tangente delta = 10^{-3}
 $N = 250$



— Directeur
 - - - Antenne plaque

FIG. 23

Donnees du probleme :

$H=H'=1.6$ mm $\epsilon_r=\epsilon_r'=2.17$

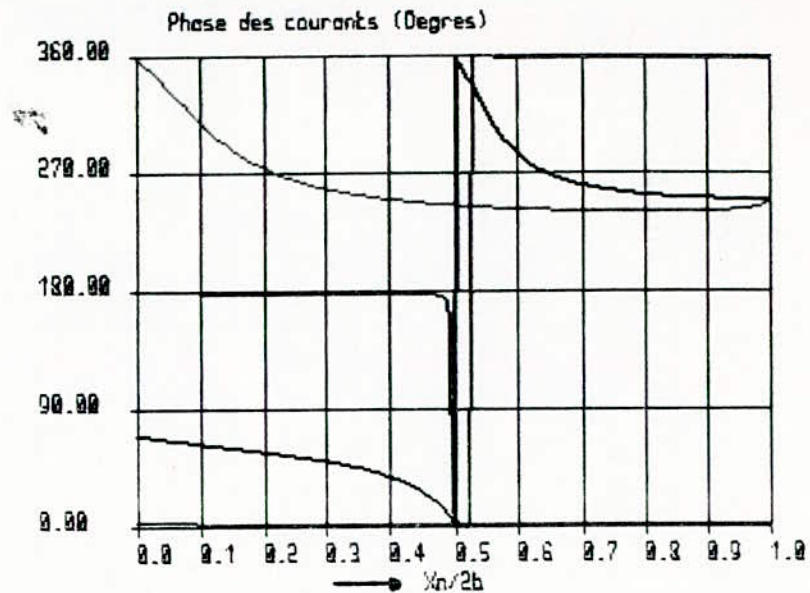
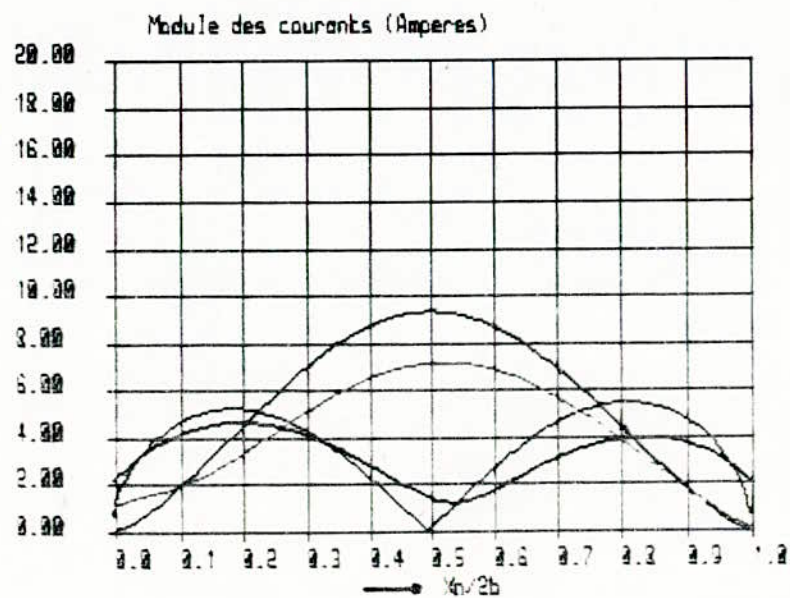
$a = 6.85$ mm $b = 6.45$ mm

$d = 60.0$ mm Frequence (GHz) : 7.75

$d_s = 0$ $k = 0.2$

tangente delta = 10^{-3}

$N = 250$



Courants de conduction :

— Directeur

— Antenne plaque

Courants de polarisation :

— Directeur

— Antenne plaque

↳ Les modules des courants de polarisation sont multiplies par 6.

FIG. 24

Donnees du probleme :

$H=H'=1.6$ mm $\epsilon_r=\epsilon'_r=2.17$

$a = 6.35$ mm $b = 6.45$ mm

$d = 60.0$ mm Frequence (GHz) : 8.00

$d_s = 0$ $k = 0.2$

tangente delta = 10^{-3}

$N = 250$

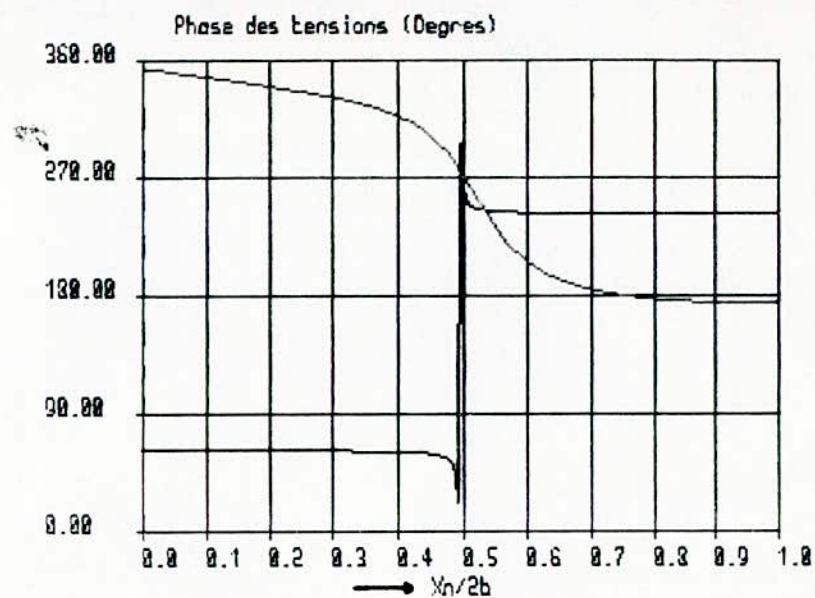
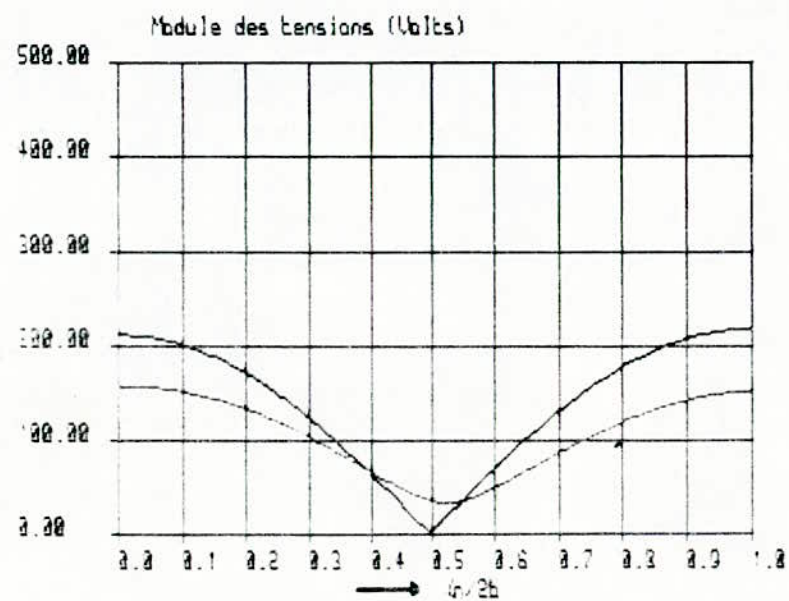
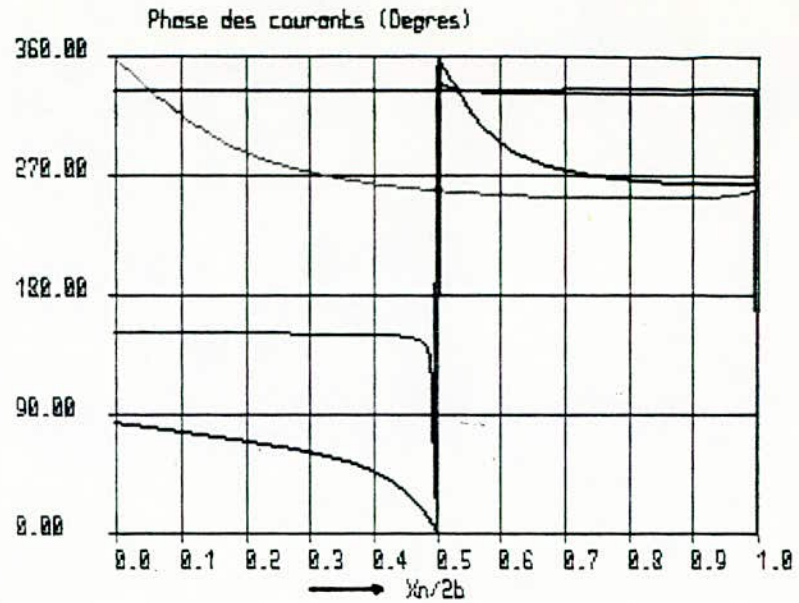
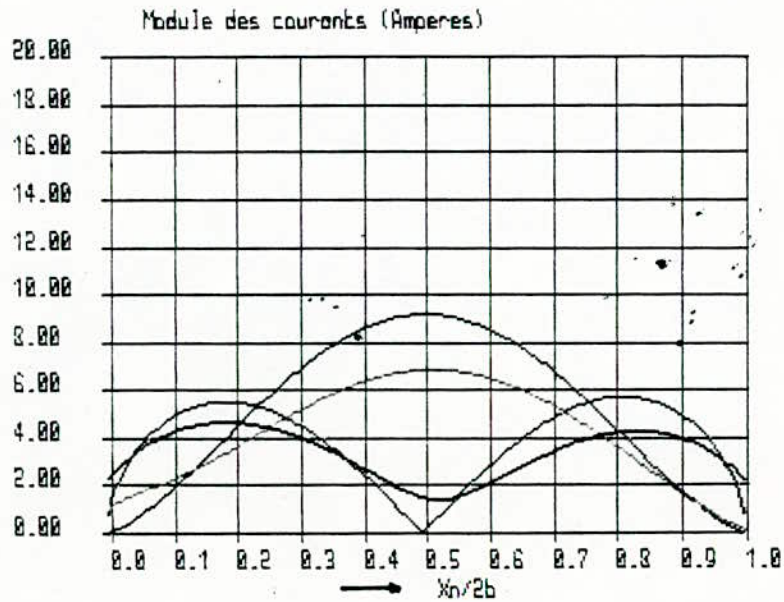


FIG. 25

Donnees du probleme :

$H=H'=1.6$ mm $\epsilon_r=\epsilon'_r=2.17$
 $a = 6.85$ mm $b = 6.45$ mm
 $d = 60.0$ mm Frequence (GHz) : 8.00
 $d_s = 0.$ $k = 0.2$
 tangente delta = 10^{-3}
 $N = 250$



Courants de conduction :

— Directeur

— Antenne plaque

Courants de polarisation :

— Directeur

— Antenne plaque

NB : Les modules des courants de polarisation sont multiplies par 6 .

FIG. 26

2.5 - Diagrammes de rayonnement de l'Antenne plaque circulaire avec Directeur circulaire et plan de masse infini.

Ayant calculé les distributions de courants de conduction et de polarisation "rassemblés" séparément et localisés le long des axes du Directeur circulaire (D) et de l'antenne plaque (M) (voir § 2.4), nous sommes capables de déterminer, en appliquant le théorème d'équivalence en volume, le diagramme de directivité dans les "plans E et H" comme cela a été fait antérieurement avec succès dans le cas de l'antenne plaque rectangulaire sans directeur et à la résonance demi onde [18].

2.5.1 - Diagrammes de rayonnement dans le "Plan E".

Dans la direction θ du "plan E" ($\theta = \pi/2$ correspond à la direction de rayonnement maximum), 4 champs électriques collinéaires doivent être sommés. Deux correspondent aux distributions de courant de conduction sur le Directeur (D) et l'Antenne plaque (M) notés respectivement $[I_c(x)]_D$ et $[I'_c(x)]_M$ calculés et représentés fig. 20, 22, 24, 26. Deux autres correspondent aux distributions de courant de polarisation le long du Directeur et de l'Antenne plaque et déduits par (22) et (23) des distributions des tensions fig. 19, 21, 23, 25. Ils sont notés respectivement $[I_p(x)]_P$ et $[I'_p(x)]_M$. La variable x varie ici continûment de 0 à $2b$. Nous avons successivement pour ces quatre champs calculés en un point d'observation situé à grande distance comme cela avait été calculé pour une antenne rectangulaire isolée [18] :

$$[E_c(\theta)]_{(D)} = -\frac{R_o \sin\theta}{\lambda_o} \cdot \psi \cdot \sin[k_o(H+H')\sin\theta] \int_0^{2b} [I_c(x)]_{(D)} \exp(jk_o x \cos\theta) dx \quad (48)$$

$$[E'_c(\theta)]_{(M)} = -\frac{R_o \sin\theta}{\lambda_o} \cdot \psi \cdot \sin(k_o H' \sin\theta) \int_0^{2b} [I'_c(x)]_{(M)} \exp(jk_o x \cos\theta) dx \quad (49)$$

$$[E_p(\theta)]_{(D)} = j \cdot \frac{R_o \cdot \cos\theta}{\lambda_o} \cdot \psi \cdot \cos[k_o(H+H/2)\sin\theta] \cdot \int_0^{2b} [I_p(x)]_D \exp(jk_o x \cos\theta) dx \quad (50)$$

$$[E'_p(\theta)]_{(M)} = j \cdot \frac{R_o \cos\theta}{\lambda_o} \cdot \psi \cdot \cos(k_o \frac{H'}{2} \sin\theta) \cdot \int_0^{2b} [I'_p(x)]_M \exp(jk_o x \cos\theta) dx \quad (51)$$

$\psi = \exp(-jk_o R)/R$ est la fonction de Green d'espace libre avec $k_o = 2\pi/\lambda_o = \omega\sqrt{\mu_o \epsilon_o}$.

R_o est la résistance du milieu vide $R_o = \sqrt{\mu_o/\epsilon_o}$ avec $R_o/\lambda_o = \mu_o f$.

Les phases des 4 champs partiels sont rapportées à l'entrée de l'antenne plaque (M) ($x=0$), au point situé dans le plan réflecteur supposé infini. On tient compte des images électriques, par rapport à ce plan réflecteur, des courants de conduction et de polarisation. Dans ce développement, on suppose que les champs électriques instantanés sous le Directeur d'une part, et sous l'antenne plaque d'autre part, sont constants. Autrement dit, cela revient à supposer que $I_p(x)_{(D)}$ et $I'_p(x)_{(M)}$ ne dépendent pas de z (si z est la cote le long d'une direction perpendiculaire au plan réflecteur). Comme ces derniers courants de polarisation définis par (22) et (23) sont déduits des distributions des tensions $V_I(x) + V'_I(x)$ et $V'_I(x) + V_I(x)$, l'hypothèse revient à supposer que $H + H' \ll \lambda_0$. Cette dernière condition est vérifiée pour le cas traité : $H + H' = 3,2$ mm et $\lambda_0 \simeq 40$ mm [$(H + H')/\lambda_0 = 0,08$].

Le champ lointain total $E(\theta)$, défini bien entendu à un coefficient de proportionnalité près, s'écrit donc :

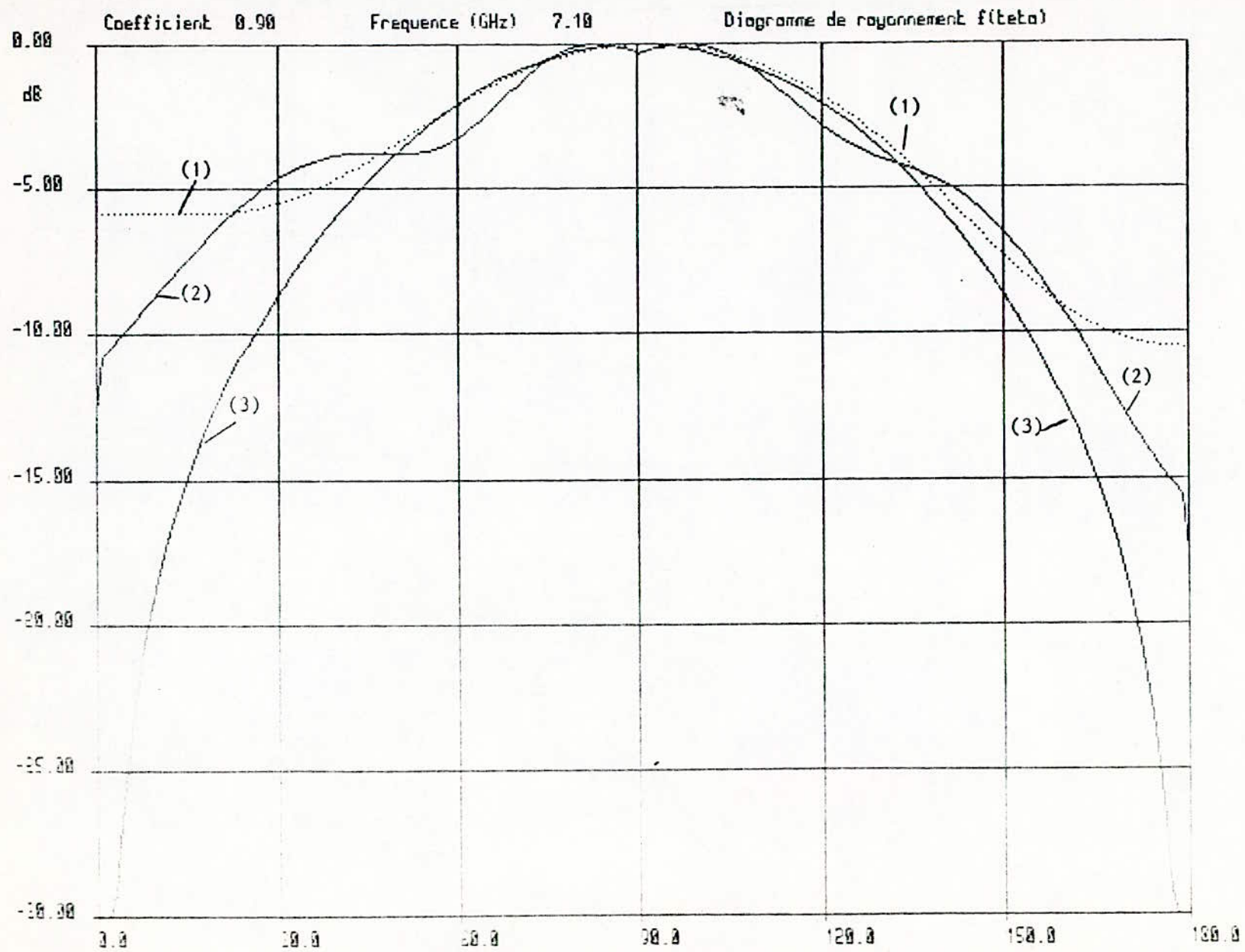
$$E(\theta) = [E_c(\theta)]_{(D)} + [E'_c(\theta)]_{(M)} + [E_p(\theta)]_{(D)} + [E'_p(\theta)]_{(M)} \quad (52)$$

Les Figures 27, 28, 29, 30 donnent pour 4 fréquences ($f = 7,1, 7,5, 7,75$ et 8 GHz), les diagrammes de directivité théoriques, relatifs aux composantes principales dans les "plans E et H".

Ils correspondent aux paramètres suivants :

$$\begin{array}{llll} H + H' = 1,6 \text{ mm} & a = 6,85 \text{ mm} & b = 6,45 \text{ mm} & \\ \epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17 & k = 0,2 & \text{tg} \delta = 10^{-3} & d_s \simeq 0. \end{array}$$

La composante croisée dans le "plan E" est strictement nulle (fig. 31). En effet, les courants de polarisation n'interviennent pas car ils sont perpendiculaires au moment électrique de la source (ou axe de symétrie). Les courants de conduction dans les plans des plaques ont des composantes perpendiculaires au moment électrique de la source dont les effets dans le "plan E", pour la composante croisée, sont nuls à cause de la symétrie. Ce sont ces dernières composantes qui sont responsables, en partie, de la composante croisée dans le "plan H" (voir § 2.5.2). La nullité théorique de la composante croisée dans le "plan E" est parfaitement justifiée par la mesure [voir courbes (4) des figures 43, 44 et 45].



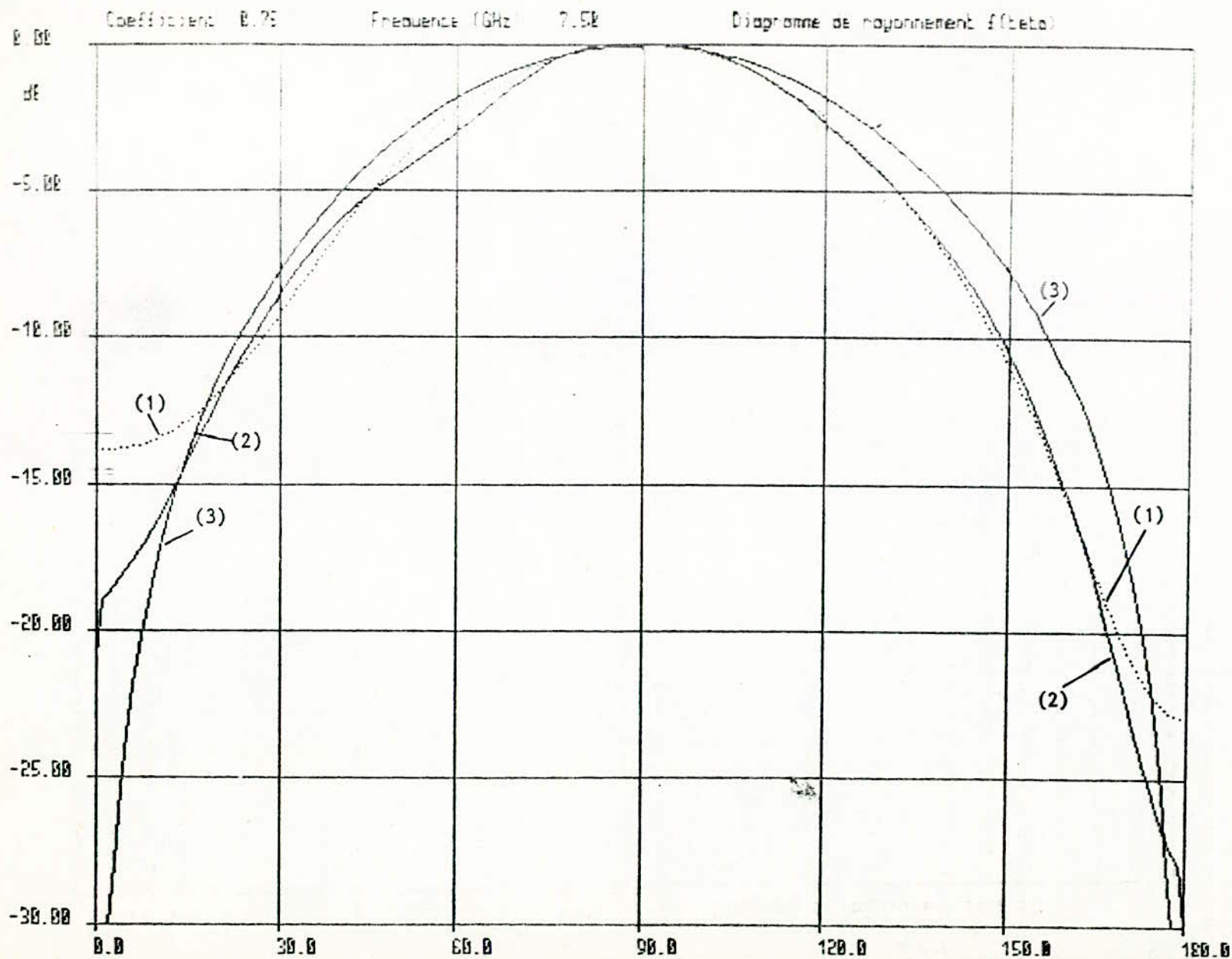
$f = 7,10 \text{ GHz}$

DIAGRAMMES
THÉORIQUES DE
DIRECTIVITÉ.

- (1) "Plan E"
Plan de masse
infini.
- (2) "Plan E"
Plan de masse
fini
 $d = 60 \text{ mm}$
- (3) "Plan H"
Plan de masse
infini.

FIGURE 27

$H = H' = 1,6 \text{ mm}$ $\epsilon_r = \epsilon_r' = 2,17$ $a = 6,85 \text{ mm}$ $b = 6,45 \text{ mm}$

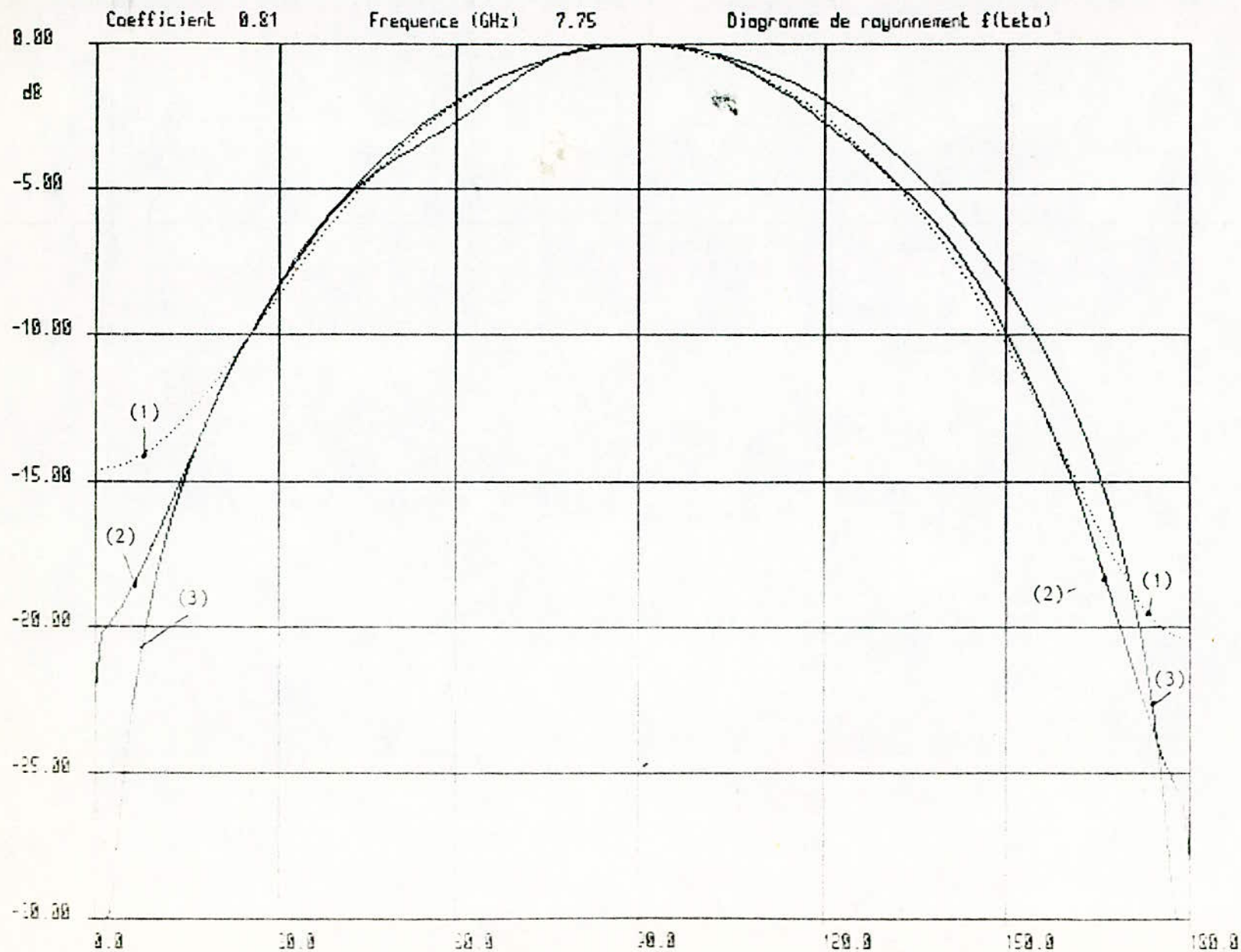


$f = 7,5 \text{ GHz}$

DIAGRAMMES
THÉORIQUES DE
DIRECTIVITÉ.

- (1) "Plan E"
Plan de masse
infini.
- (2) "Plan E"
Plan de masse
fini
 $d = 60 \text{ mm}$
- (3) "Plan H"
Plan de masse
infini.

FIGURE 28



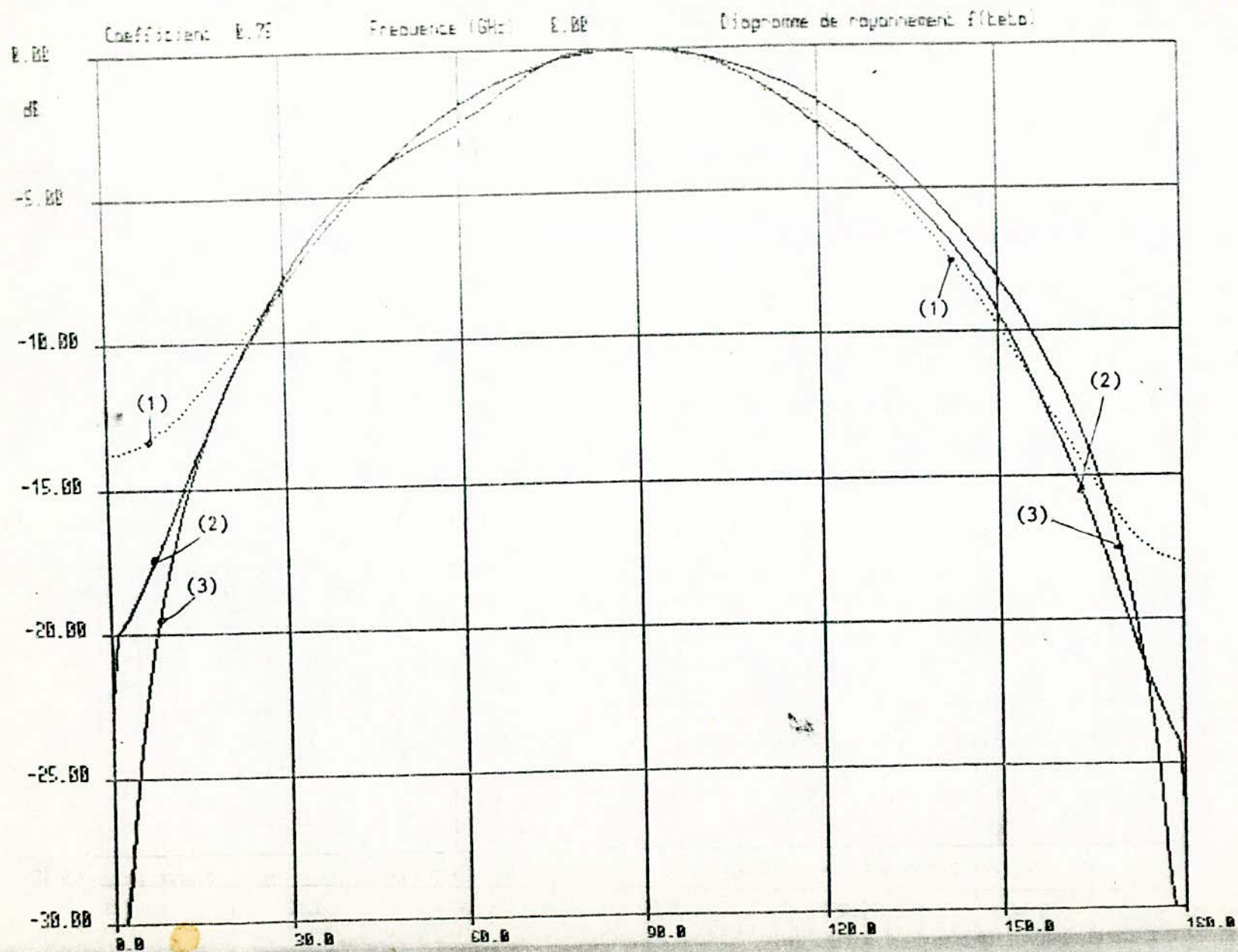
$f = 7,75$ GHz

DIAGRAMMES
THÉORIQUES DE
DIRECTIVITÉ.

- (1) "Plan E"
Plan de masse
infini.
- (2) "Plan E"
Plan de masse
fini
 $d = 60$ mm
- (3) "Plan H"
Plan de masse
infini.

FIGURE 29

$H = H' = 1,6 \text{ mm}$ $\epsilon_r = \epsilon_r' = 2,17$ $a = 6,85 \text{ mm}$ $b = 6,45 \text{ mm}$

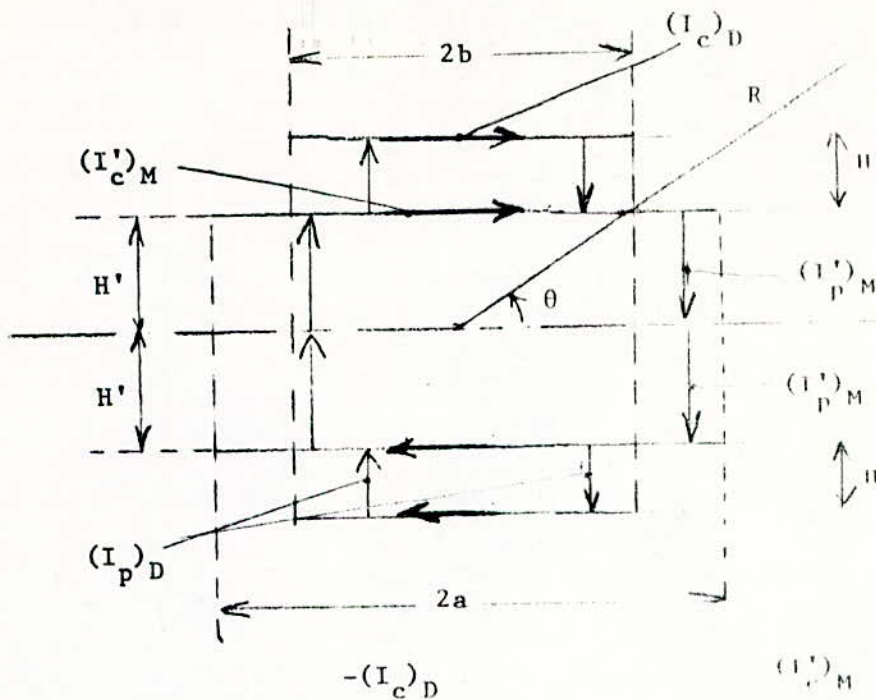


$f = 8 \text{ GHz}$

DIAGRAMMES
THÉORIQUES DE
DIRECTIVITÉ.

- (1) "Plan E"
Plan de masse
infini.
- (2) "Plan E"
Plan de masse
fini
 $d = 60 \text{ mm}$
- (3) "Plan H"
Plan de masse
infini.

FIGURE 30



CONFIGURATION DES COURANTS DANS LE PLAN E
(Plan du papier).

FIGURE 31

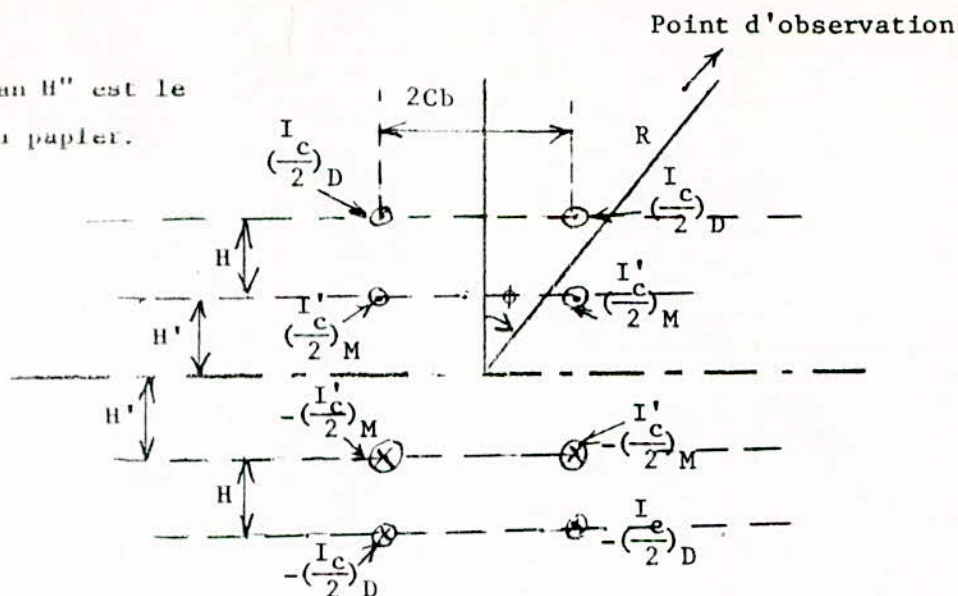
2.5.2 - Diagrammes de rayonnement dans le "Plan H".

Les résultats de la modélisation des distributions "axiales" des courants de conduction, qui seuls sont à prendre en considération pour le calcul de la directivité dans le "plan H" relativement à la composante principale, montrent que la phase n'est pas constante le long de l'antenne plaque. Dès lors, il est nécessaire pour calculer la directivité dans le "plan H" de procéder à une intégration en tenant compte des distributions effectives des courants de conduction $[I_c(x)]_{(D)}$ et $[I_c'(x)]_{(M)}$. Dans le calcul d'interférences, on remplace le plan réflecteur par les images électriques des courants élémentaires de conduction (voir figure 32).

Le champ électrique total lointain dans le "plan H" (plan de la figure) peut s'écrire en notation complexe et avec $k_0 = 2\pi/\lambda_0$:

$$E = \cos.(Ck_0 b \sin\phi) \int_0^{2b} \left\{ [I_c(x)]_{(D)} \sin[k_0(H+H') \cos\phi] + [I_c'(x)]_{(M)} \sin(k_0 H' \cos\phi) \right\} dx$$

Le "Plan H" est le plan du papier.



CONFIGURATION DES COURANTS VIS-A-VIS DU "PLAN H"

FIGURE 32

C est un coefficient compris entre 0 et 1 qui permet de tenir compte de la concentration des lignes de force des courants de conduction. (Voir remarque à la page suivante).

Les figures : 27, 28, 29, 30, montrent, pour plusieurs fréquences ($f = 7,1$ 7,5 7,75 et 8 GHz) les diagrammes de directivité dans le "plan H" en amplitude (soit $20 \log_{10} |E|$). Ces courbes correspondent au modèle suivant :

$$\begin{aligned} H - H' &= 1,6 \text{ mm}, & \epsilon_r &= \epsilon_r' = 2,17 & a &= 6,85 \text{ mm}, \\ b &= 6,45 \text{ mm} & k &= 0,2 & \text{tg} \delta &= 10^{-3} & d_s &\approx 0. \end{aligned}$$

Dans le "plan H" et, contrairement à ce qui se passe dans le "plan E", la composante croisée n'est pas nulle. En effet, d'une part les courants de polarisation interviennent, et d'autre part, les composantes symétriques deux à deux des courants de conduction, composantes qui sont perpendiculaires au moment électrique de la source (directeur + antenne plaque) ont des effets non nuls dans le "plan H" sauf pour $\psi = 0$, angle pour lequel il y a une totale compensation (voir fig. 43, 44 et 45 qui montrent la nullité de la C.C. (courbes 3) pour $\phi = 0$).

Pour calculer la directivité de la source en composante croisée dans le "plan H", il faudrait connaître les lignes de force des courants de conduction sur les surfaces du Directeur et de l'Antenne

plaque. La modélisation proposée ne le permet évidemment pas. Cependant, la composante croisée qui est mesurée dans "le plan H" (voir § 3.2) est suffisamment faible, quelle que soit la fréquence, pour justifier, a posteriori, le bien fondé de cette modélisation facile à prévoir, par ailleurs, étant donné le faible rapport : rayon de l'antenne normalisée à la longueur d'onde d'espace libre et égal à 0,16 pour la fréquence moyenne de la bande passante.

REMARQUE : Le coefficient C a été choisi pour faire coïncider au mieux les diagrammes de directivité, théorique et expérimental, dans le "plan H" pour chaque fréquence. Ils sont donnés sur le tableau ci-dessous :

f(GHz)	7,1	7,5	7,75	8
C	0,9	0,75	0,81	0,75

On voit qu'en moyenne, il est égal à 0,8. Ceci prouve que les concentrations des lignes de force des courants de conduction se situent à environ 0,8 b de part et d'autre du moment électrique à $x \neq b$ (fig. 20, 22, 24, 26).

2.6 - Correction par la théorie géométrique de la diffraction des diagrammes de directivité dans le cas d'un plan de masse de dimensions finies.

Soit une coupe transversale de l'antenne plaque (M) et du directeur (D) disposés au-dessus d'un plan réflecteur circulaire, de diamètre $2d$, supposé parfaitement conducteur.

Plan E - Plan du papier

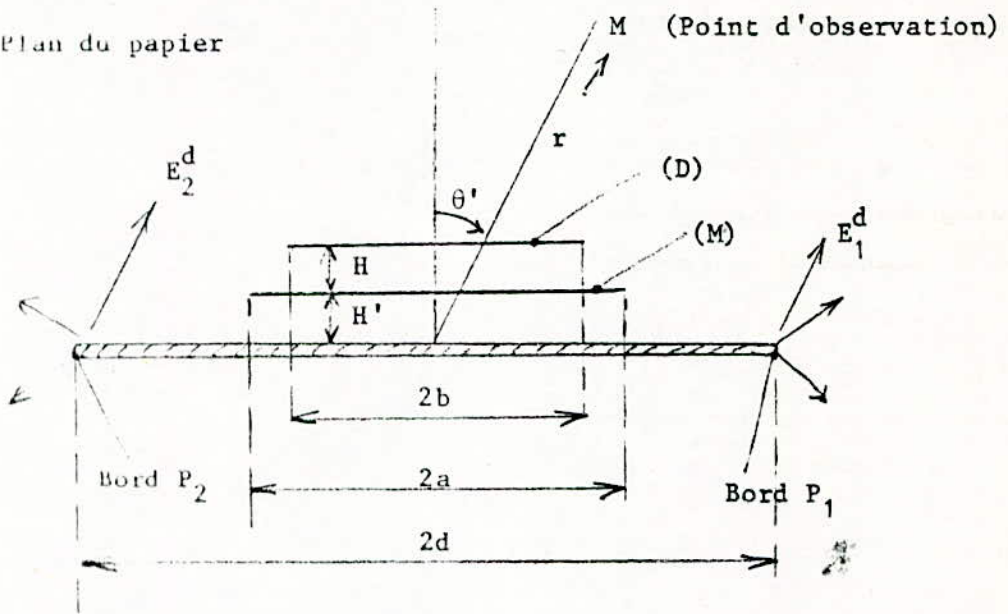


FIGURE 33

*Diffraction du champ
par la TGD*

Dans cette partie de l'étude, nous voulons justifier les différences entre les courbes théoriques et expérimentales des diagrammes de rayonnement, en utilisant la théorie géométrique de diffraction appliquée aux bords du réflecteur, ([14] et [15] utilisées dans [16] et [17]).

Nous nous situons dans le plan E de l'antenne ($\phi = 0$, θ' variable) et nous examinons son comportement à l'émission. (Sur la figure 33, l'angle θ' est le complément de l'angle θ de la figure 31).

Le champ total $E_{\theta'}$ émis par l'antenne au point M, supposé à grande distance est la somme du champ électrique E_0 correspondant aux rayons directs et réfléchis et des champs diffractés par les bords P₁ et P₂ du plan réflecteur, notés respectivement E_1^d et E_2^d

$$E_{\theta'} = E_{oG} + E_1^d + E_2^d$$

Le champ E_{oG} au point M, se calcule à partir des potentiels retardés, connaissant la répartition des courants de conduction et de polarisation sur le directeur (D) et l'antenne (M).

$$E_{oG} = \gamma\left(\frac{\pi}{2} - (\theta)\right) E_o \frac{e^{-jk_o r}}{r} F(\theta)$$

où E_o est un champ électrique de référence sans influence sur le diagramme normalisé.

γ est la fonction de Heaviside ou échelon unité.

$F(\theta)$ est le diagramme de directivité dans le plan E avec réflecteur de dimensions infinies ($d = +\infty$).

E_{oG} est le champ direct et réfléchi de l'optique géométrique.

Le champ diffracté par le bord P_1 correspondant à une onde plane est donné par l'expression :

$$E_1^d = E^i(P_1) \cdot D_h^{(1)} \cdot A(d) e^{-jk_o d} \quad \text{avec } k_o = 2\pi/\lambda_o$$

$E^i(P_1)$ est le champ incident en P_1 , soit :

$$E^i(P_1) = \frac{E_o}{2} \frac{e^{-jk_o r_1}}{r_1} F\left(\frac{\pi}{2}\right) \approx \frac{E_o}{2} \frac{e^{-jk_o r}}{r} e^{jk_o d \sin\theta} F\left(\frac{\pi}{2}\right)$$

$D_h^{(1)}$ est le coefficient de diffraction scalaire, relatif aux conditions aux limites de Neuman donné par la formule suivante :

$$D_h^{(1)} = - \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k_o}} \left\{ \frac{G[k_o d(1-\sin\theta)]}{\cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \right\}$$

Avec : $G(X) = j2\sqrt{X} e^{jX} [C_1(\sqrt{X}) - jS_1(\sqrt{X})] = j2\sqrt{X} e^{jX} \int_{\sqrt{X}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau$

où C_1 et S_1 sont les intégrales de Fresnel définies par :

$$C_1(X) = \int_{\sqrt{X}}^{\infty} \cos(\tau^2) d\tau \quad S_1(X) = \int_{\sqrt{X}}^{\infty} \sin(\tau^2) d\tau$$

$A(d)$ correspond à l'atténuation du rayon diffracté donné par $A(d) = \sqrt{d}$, lié à l'onde "rampante" le long du réflecteur.

Finalement, on a :

$$E_1^{(d)} = jE_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cdot \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \cdot \text{Sign}\left(\frac{\pi}{2} - \theta'\right) \cdot F(\theta') \cdot [C_1(\sqrt{X}) - jS_1(\sqrt{X})]$$

avec : $X = k_0 d(1 - \sin\theta)$; $\frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} = \frac{1-j}{\sqrt{2\pi}}$; $F(\theta') = F\left(\frac{\pi}{2}\right)$

et

$$E_1^{(d)} = E_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \text{sign}\left(\theta' - \frac{\pi}{2}\right) \frac{(1+j)}{\sqrt{2\pi}} F\left(\frac{\pi}{2}\right) [(C_1(\sqrt{k_0 d(1 - \sin\theta)}) - jS_1(\sqrt{k_0 d(1 - \sin\theta)})]$$

De même, le champ diffracté en P_2 est donné par l'expression :

$$E_2^{(d)} = E^1(P_2) \cdot D_h^{(2)} \cdot A(d) e^{-jk_0 d}$$

Avec $E^1(P_2) = -\frac{E_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r_2}}{r_2} F\left(\frac{\pi}{2}\right) \simeq -\frac{E_0}{2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} e^{-jk_0 d \sin\theta'} F\left(\frac{\pi}{2}\right)$

$$D_h^{(2)} = -\frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k_0}} \left\{ \frac{G[k_0 d(1 + \sin\theta)]}{\cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta'}{2}\right)} \right\}$$

d'où l'on déduit :

$$E_2^{(d)} = jE_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} [C_1(\sqrt{k_0 d(1 + \sin\theta)}) - jS_1(\sqrt{k_0 d(1 + \sin\theta)})] F\left(\frac{\pi}{2}\right)$$

$$E_2^{(d)} = E_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cdot \frac{(1+j)}{\sqrt{2\pi}} F\left(\frac{\pi}{2}\right) [C_1(\sqrt{k_0 d(1 + \sin\theta)}) - jS_1(\sqrt{k_0 d(1 + \sin\theta)})]$$

Le champ électrique total au point M appartenant au plan E est finalement donné par :

si $\theta' \neq \pi/2$

$$E_0' = E_0 \frac{e^{jk_0 r}}{r} \left\{ F\left(\frac{\pi}{2}\right) F(\theta) + \frac{(1+j)}{\sqrt{2\pi}} F\left(\frac{\pi}{2}\right) [C_1(\sqrt{k_0 d(1 + \sin\theta)}) - jS_1(\sqrt{k_0 d(1 + \sin\theta)})] + \text{sign}\left(\theta' - \frac{\pi}{2}\right) [C_1(\sqrt{k_0 d(1 - \sin\theta)}) - jS_1(\sqrt{k_0 d(1 - \sin\theta)})] \right\}$$

si $\theta' = \pi/2$

$$E_0' = E_0 \frac{e^{jk_0 r}}{r} F\left(\frac{\pi}{2}\right) \left\{ \frac{1}{2} + \frac{(1+j)}{\sqrt{2\pi}} [C_1(\sqrt{2k_0 d}) - jS_1(\sqrt{2k_0 d})] \right\}$$

Les figures précédentes 27, 28, 29, 30 montrent, en fonction de la fréquence, les diagrammes théoriques obtenus, dans le "plan E" lorsque l'on effectue la correction de diffraction. Cette correction permet de retrouver remarquablement bien les ondulations proches de l'axe de rayonnement maximum qui ont été mesurées. Comparer par exemple à 7,1 GHz, les figures 27 et 43. Toutefois, des écarts au voisinage du plan de masse apparaissent (0 et 180° sur les diagrammes théoriques, figures 29 et 30 et $\pm 90^\circ$ pour les diagrammes expérimentaux des figures 44 et 45) pour les fréquences élevées. Ces écarts peuvent s'expliquer par le rayonnement du mode TM_0 sur le pourtour des deux substrats diélectriques dont on n'a pas tenu compte. En effet, une antenne disque peut exciter ce mode TM_0 [30] ou de façon analogue, une antenne plaque rectangulaire [31] et [32]. On trouve pour $(H/\lambda = 0,085)$ un rendement dans le premier cas [30] égal à 80 % et pour [31] et [32], un rendement de 75 %. Le rendement est le rapport entre la puissance utile effectivement rayonnée dans l'air à la puissance totale fournie à l'antenne sur un substrat infini. Donc, la puissance correspondant au mode TM_0 non négligeable est en partie rayonnée (l'autre partie étant réfléchi vers l'antenne) au niveau de la discontinuité des plaques de substrat et modifie le champ surtout au voisinage du plan de masse.

3 - VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES.

3.1 - IMPEDANCE D'ENTREE ET BANDE PASSANTE.

3.1.1 - Antenne plaque circulaire isolée.

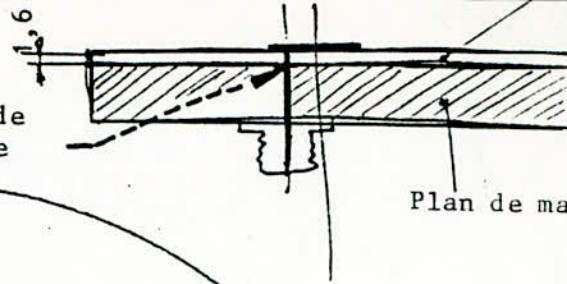
On a réalisé une antenne plaque de diamètre 13,7 mm, avec un substrat verre téflon de permittivité relative $\epsilon_r' = 2,17$ et d'une épaisseur $H' = 1,6$ mm. Les tolérances de fabrication sont de 5/100 de millimètres. Le plan de masse a un rayon $d = 6$ cm. L'antenne est excitée à l'aide d'un câble coaxial disposé perpendiculairement au plan de masse à une distance de 2,75 mm du centre pour adapter sensiblement l'impédance à 50 ohms.

Toutes les mesures ont été faites à l'analyseur de réseau H.P. 8510 avec 8513 A, oscillateur 8350 B et générateur de puissance 83594 A. L'impédance normalisée à 50 ohms de l'antenne plaque isolée et rapportée au niveau du plan de masse est présentée sur la figure 34. La résonance apparaît pour la fréquence $f = 7,745$ GHz. Si l'on tient compte de la self inductance correspondant à l'âme du câble coaxial de longueur égale à 1,6 mm (annexe C), on peut corriger la partie réactive de l'impédance pour obtenir la courbe de la figure 35 qui représente l'impédance d'entrée au niveau de l'antenne plaque. La fréquence de résonance est de 7,70 GHz alors que la fréquence théorique calculée est de 7,9 GHz (voir figure 7).

La bande passante expérimentale est voisine de 6% alors que la théorique est de 7%. Il faut remarquer que la courbe théorique (fig. 7) représente l'impédance d'entrée Z_E rapportée à $Z_0 = 600 \Omega$, alors que l'impédance mesurée et corrigée (fig. 35) est rapportée à 50 ohms. En fait, la bande passante est indépendante du point d'excitation. Le choix du point d'excitation permet d'adapter l'antenne à la ligne de transmission. La résistance de rayonnement R_E à la fréquence de résonance et rapportée à l'entrée de l'antenne plaque est égale à 800 ohms pour le modèle théorique, (fig. 7) alors que pour la maquette réalisée

S11 Z
 REF 1.0 Units
 200.0 mUnits/

référence de
 l'impédance



B = 6,4 %

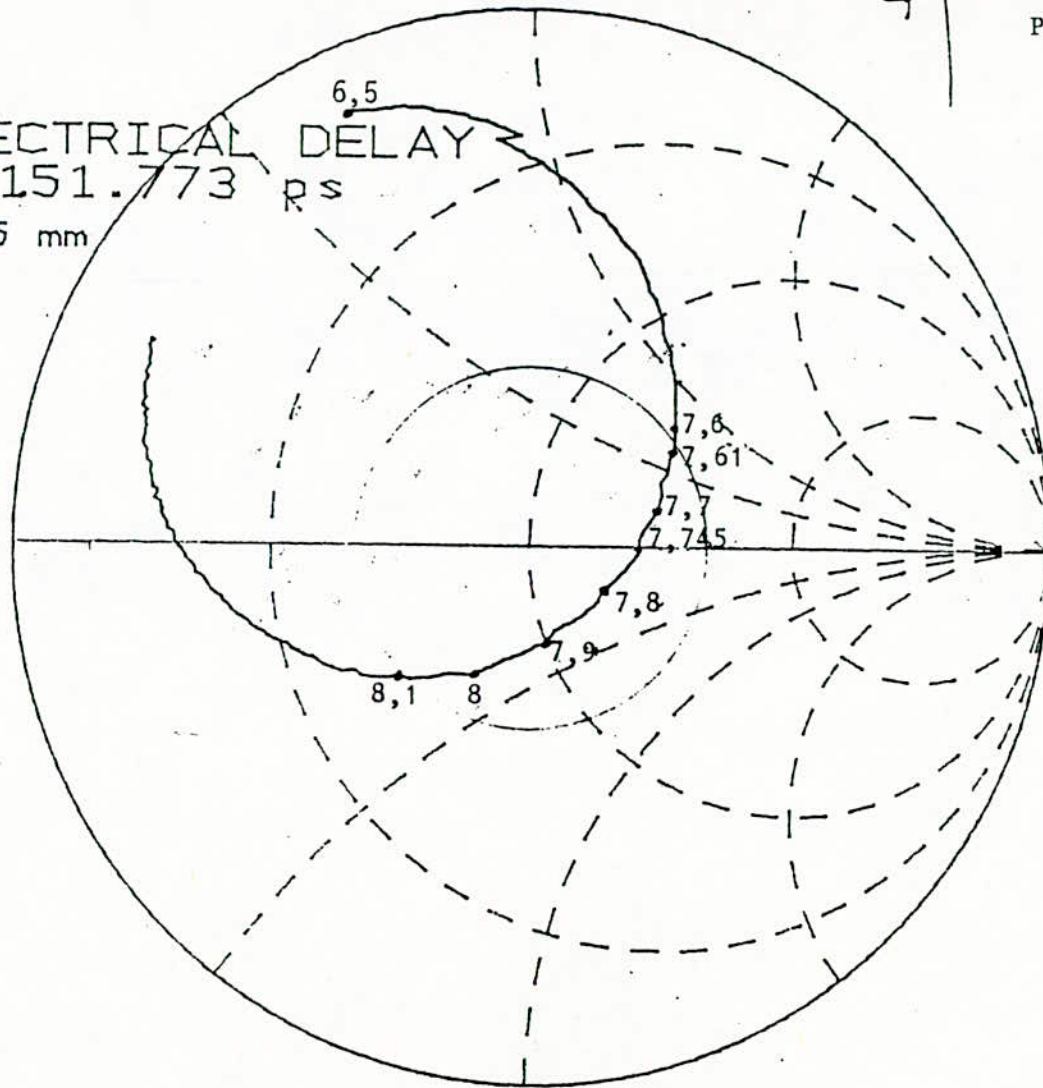
hp

Plan de masse

C

ELECTRICAL DELAY
 151.773 ps
 45.5 mm

D



f GHz	R _E en Ω	X _E en Ω
6,5	4,5	31,8
7,6	76,6	37,5
7,61	78,4	33,5
7,7	79,6	8,8
7,745	76,1	0
7,8	65,7	-10,5
7,9	51,2	-18,9
8	36,9	-18,9
8,1	27,7	-15
9,5	5,2	12,1

l = 50 ohms

MESURE DE L'IMPEDANCE A L'ENTREE
 DU COAXIAL

FIGURE 34

START 6.500000000 GHz
 STOP 9.500000000 GHz

MESURE EXPERIMENTALE + CORRECTION
DE SELF INDUCTANCE.

ANTENNE PLAQUE CIRCULAIRE ISOLEE

de rayon $a = 6,85$ mm

$H' = 1,6$ mm

$\epsilon'_r = 2,17$

Fréquence en GHz $f_m = 7,51$ $f_M = 7,95$

$\Delta f = 0,44$

$f_o = 7,73$

$\frac{\Delta f}{f_o} = 5,7 \%$

$f_r \approx 7,7$ GHz

$l = 50$ ohms.

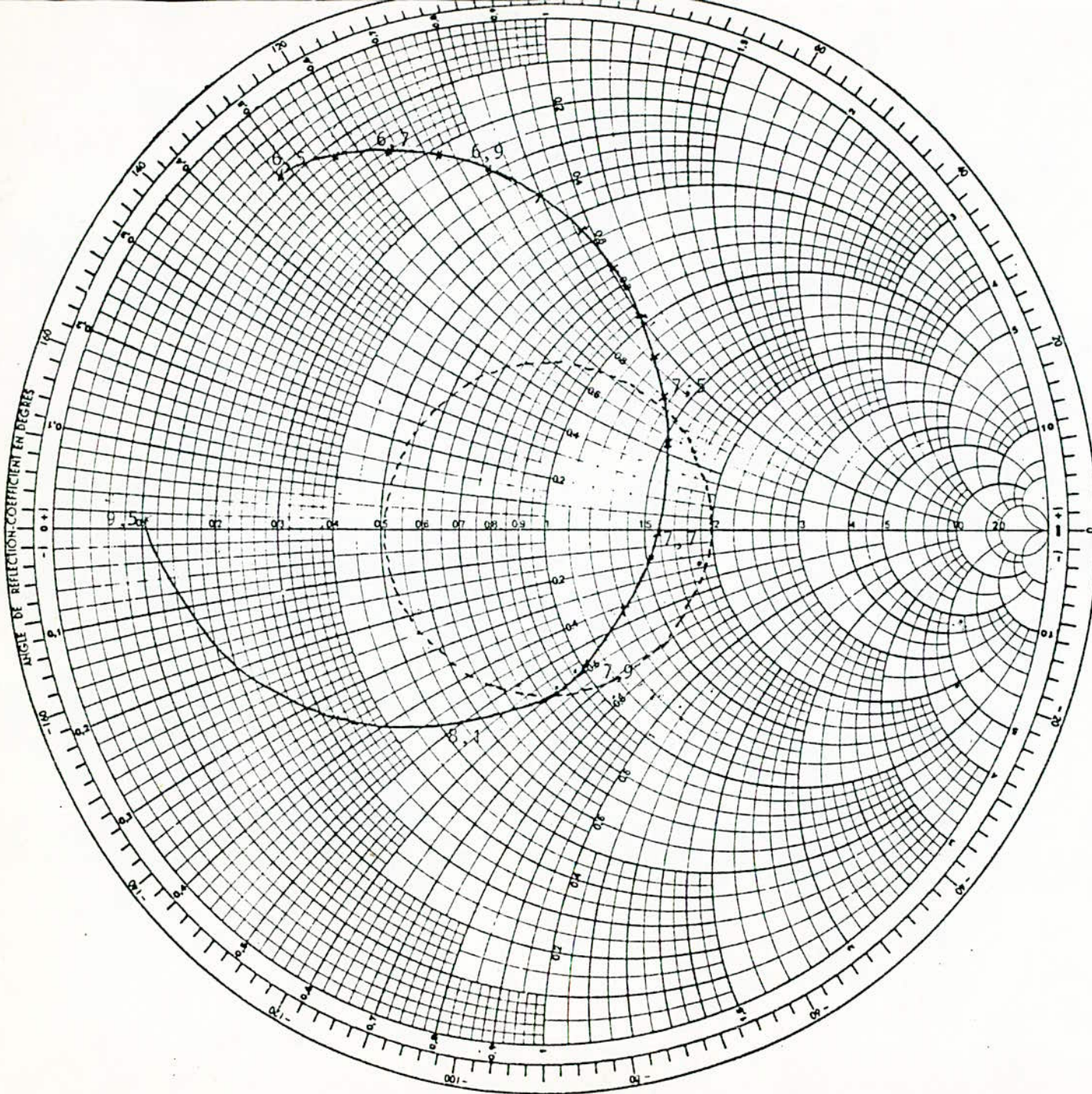


FIGURE 35

la résistance de rayonnement à la résonance et rapportée au point d'excitation est voisine de 80 ohms (figure 35).

3.1.2 - Antenne plaque circulaire avec directeur.

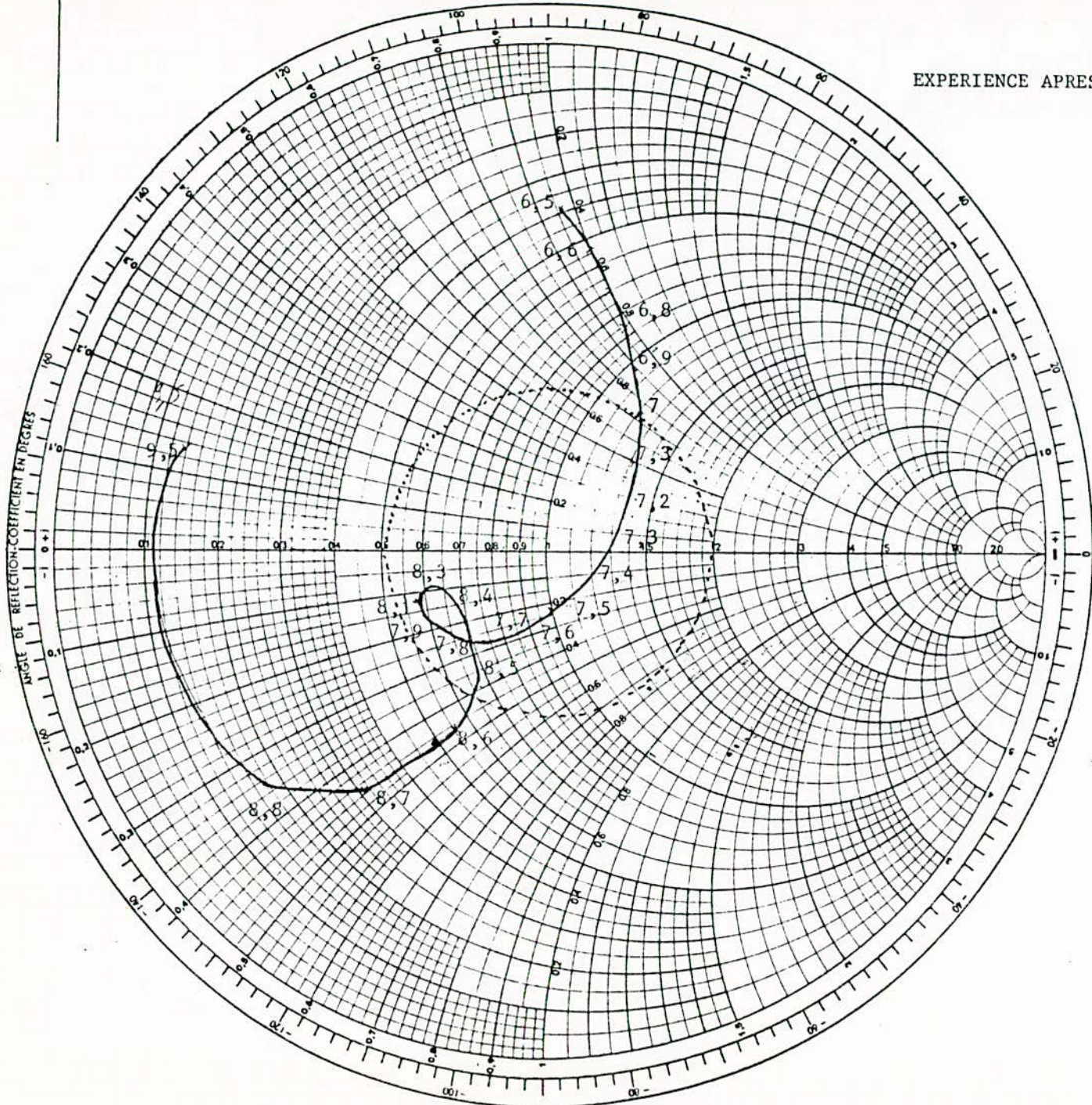
On a réalisé un jeu de 3 directeurs de diamètres respectifs égaux à 6,65, 6,45 et 6,25 mm. Les mesures d'impédances d'entrée, corrigées de l'inductance introduite par la sonde (annexe C), ont conduit aux abaques de Smith (fig. 36 à 38). On a présenté les courbes d'impédances mesurées sans et avec correction de la self inductance, fig. 41 et 38 pour $b = 6,65$ mm, fig. 40 et 37 pour $b = 6,45$ mm et enfin fig. 39 et 36 pour $b = 6,25$ mm. Les bandes expérimentales déduites des figures 38, 37, et 36 indiquées sur le tableau I sont respectivement égales à 19 %, 16,8 % et 18,4 %.

On a présenté sur la figure 42, le module du coefficient de réflexion de l'antenne plaque circulaire ($a = 6,85$ mm) couplée au directeur ($b = 6,45$ mm). L'expérience correspond à la courbe (1) et la théorie à la courbe (2).

La bande passante, correspondant à un R.O.S. inférieur ou égal à 2, est égale à 16,8 % pour l'expérimentale alors que la théorique est égale à 16,07 % (Tableau I).

La comparaison entre les figures 10 et 37 n'a de sens que vis-à-vis de la bande passante comme indiqué ci-dessus. En effet, la courbe théorique fig. 10, est relative à l'impédance d'entrée Z_E dont la résistance de rayonnement à la "première résonance" égale à 7,2 GHz est de 425 ohms, alors que la courbe expérimentale correspondante, fig. 37, est l'impédance d'excitation dont la résistance de rayonnement à la "première résonance" égale à 7,25 GHz est de 35 ohms. La correction de la self inductance, pour l'impédance expérimentale, est nécessaire puisque la bande passante, pour un R.O.S. ≤ 2 théorique, est comprise entre 7,15 et 8,40 GHz (voir fig. 10) alors que celle expérimentale (corrigée de la self inductance, voir fig. 37) est comprise entre 7,1 et 8,35 GHz.

EXPERIENCE APRES CORRECTION DE LA SELF INDUCTANCE



Cas avec : $Z_0 = 30 \Omega$

$a = 6,84 \text{ mm}$

$b = 6,25 \text{ mm}$

$f_{\min} = 7,1 \text{ GHz}$

$f_{\max} = 8,54 \text{ GHz}$

$\Delta f = 1,44 \text{ GHz}$

$f_0 = 7,82 \text{ GHz}$

$\frac{\Delta f}{f_0} = 18,4 \%$

$l \cong 30 \text{ ohms}$

75

FIGURE 36

EXPERIENCE APRES CORRECTION DE LA SELF INDUCTANCE

DOUBLET CIRCULAIRE AVEC :

- 1 = 25 ohms
- R.O.S. ≤ 2
- $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$
- H = H' = 1,6 mm
- 2a = 13,7 mm
- 2b = 12,9 mm
- $\Delta f = 8,38 - 7,08 = 1,30$ GHz
- $f_0 = 7,73$ GHz
- $\Delta f / f_0 = 16,82$ %

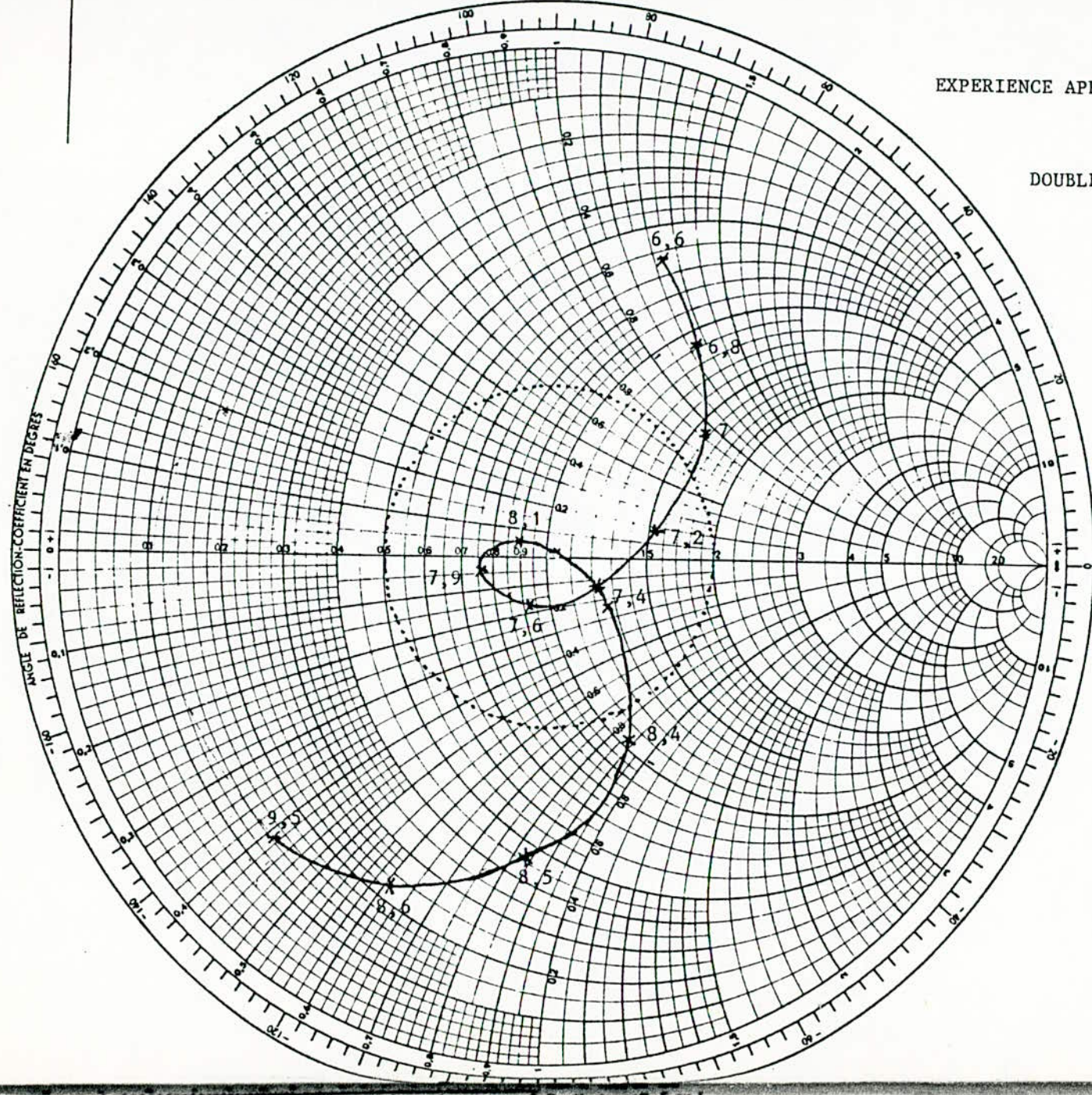
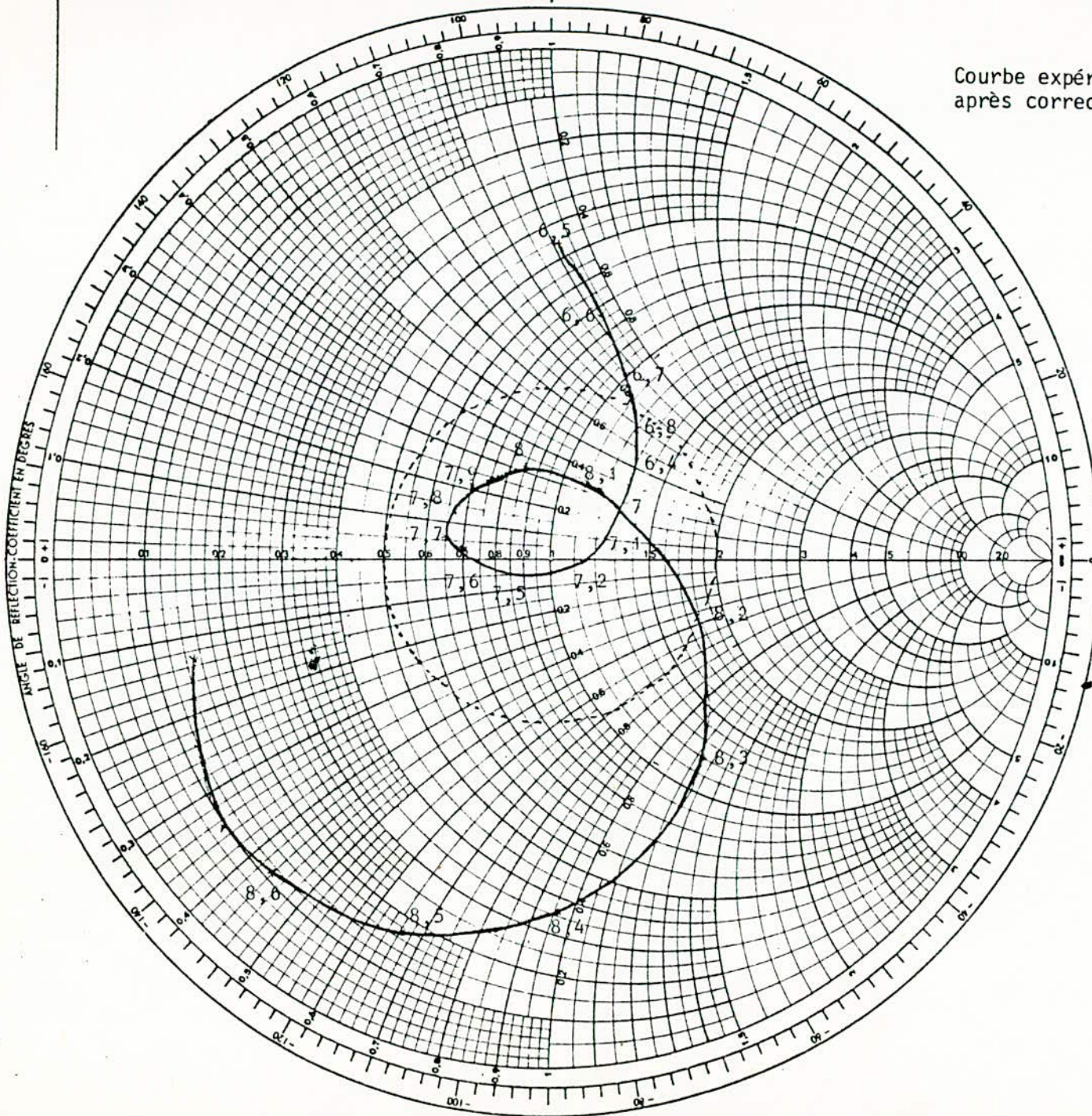


FIGURE 37

Courbe expérimentale de l'impédance d'entrée Z_E
après correction de la self inductance



Cas expérimental

$$a = 6,84 \text{ mm}$$

$$b = 6,65 \text{ mm}$$

$$f_{\min} = 6,78 \text{ GHz}$$

$$f_{\max} = 8,2 \text{ GHz}$$

$$\Delta f = 1,42 \text{ GHz}$$

$$f_0 = 7,49 \text{ GHz}$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 19 \%$$

$$1 \approx 30 \text{ ohms}$$

77

FIGURE 38

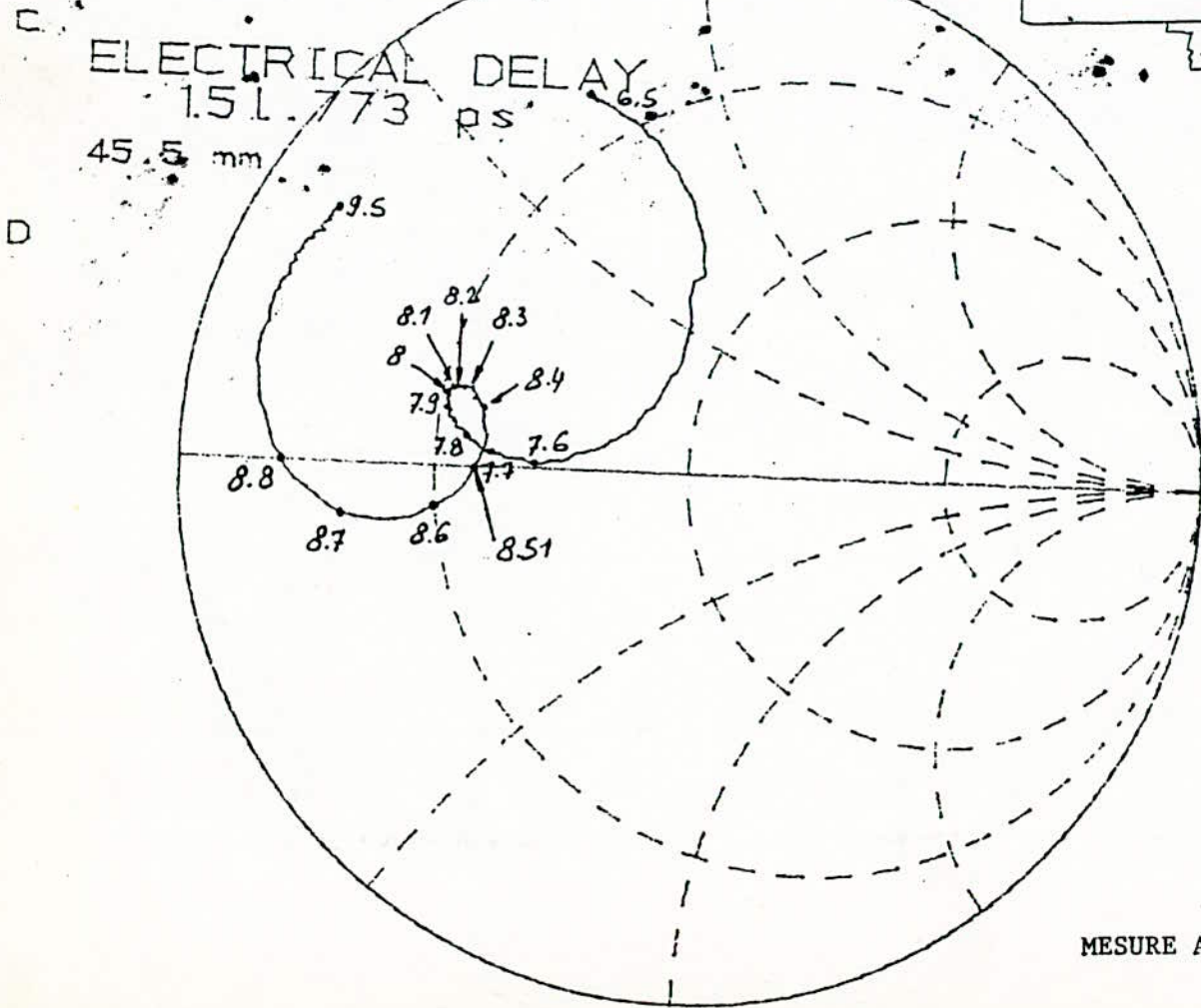
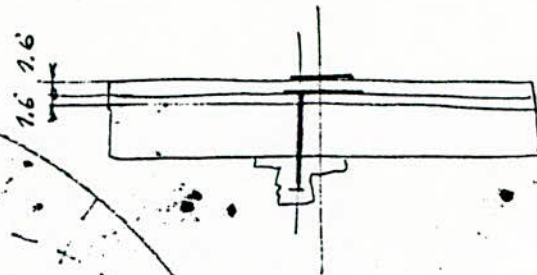
PATCH CIRCULAIRE ϕ 13.68 SUR VERRE TEFLON, Epaisseur 1.6

AVEC DIRECTEUR ϕ 12.5

b = 6,25 mm

S11 Z
REF 1.0 Units
200.0 mUnits/

hp



f en GHz	R _E en Ω	X _E en Ω
6.5	11.3	36.2
7.6	25.5	0.8
7.7	22.1	1.3
7.8	19.8	2.3
7.9	18	3.9
8	17.4	4.8
8.1	17.1	6.3
8.2	17.6	6.7
8.3	18.6	7.1
8.4	20.7	5.2
8.51	20.8	0
8.6	16.6	-3.4
8.7	9.2	-3.3
8.8	5.4	0
9.5	4.3	15.2

1 \equiv 50 ohms

MESURE A L'ENTREE DU COAXIAL.

FIGURE 39

78

S11 Z
REF 1.0 Units
- avec directeur 2b = 12.9

REF 1.0 Units
200.0 mUnits/

- avec directeur

2b - 12.9

hp

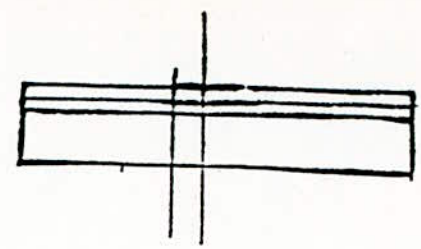
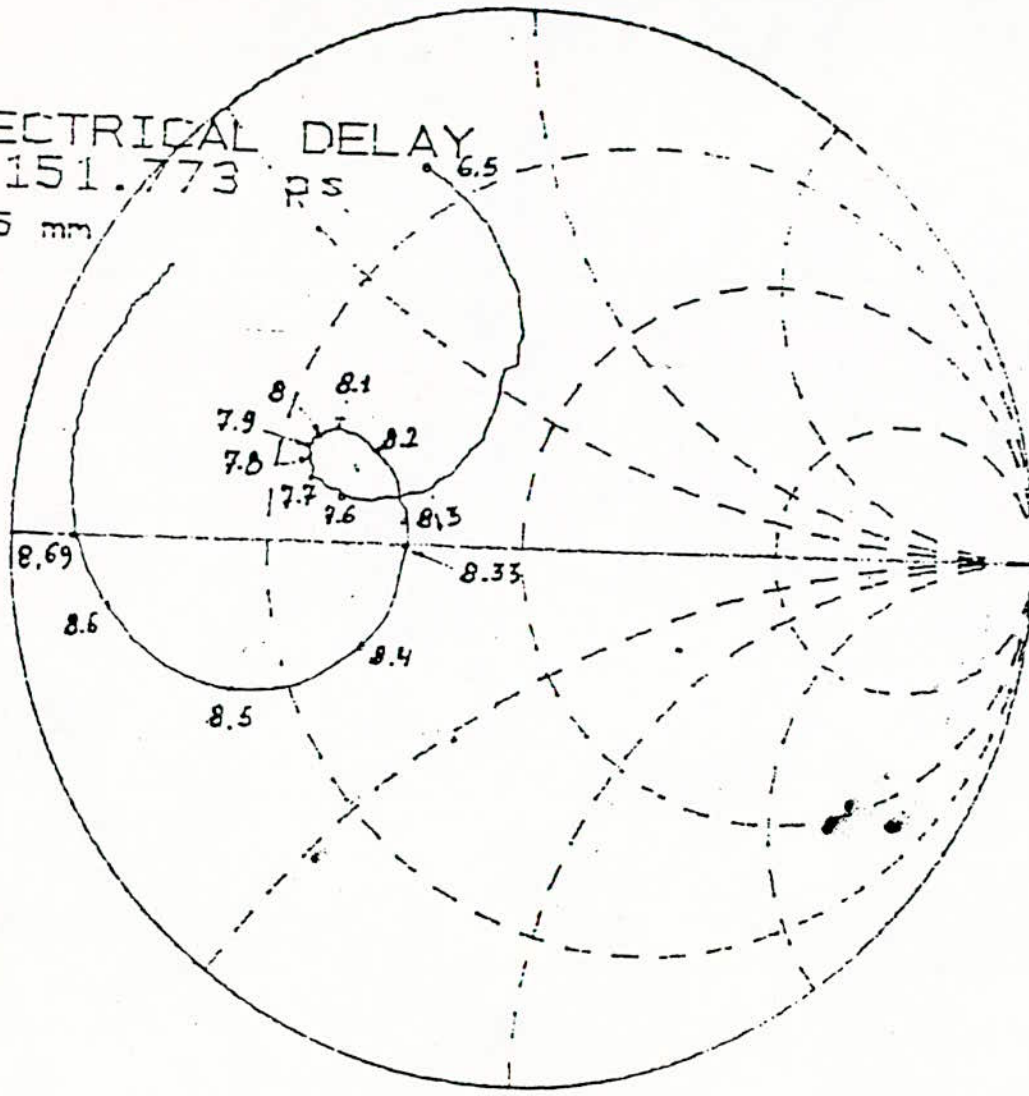
C

D

ELECTRICAL DELAY

151.773 ps

45.5 mm



GHz	Ω (réelle)	Ω (réactive)
6.5	12	37
6.6	16.1	38.4
6.8	27	38.7
7.0	39,5	30,2
7.2	38	13,3
7.4	30,3	5,6
7.6	23,5	5,1
7.7	21.2	6.1
7.8	19.7	7.3
7.9	19.3	8.8
8.0	20	10.1
8.1	22.3	11.2
8.2	25.9	10.2
8.3	31.5	4.3
8.33	32.1	0
8.4	26.1	-10.2
8.5	11.8	-10.6
8.6	5.6	-4.9
8.69	3.6	0
9.5	4.2	16.3

1 \equiv 50 ohms.

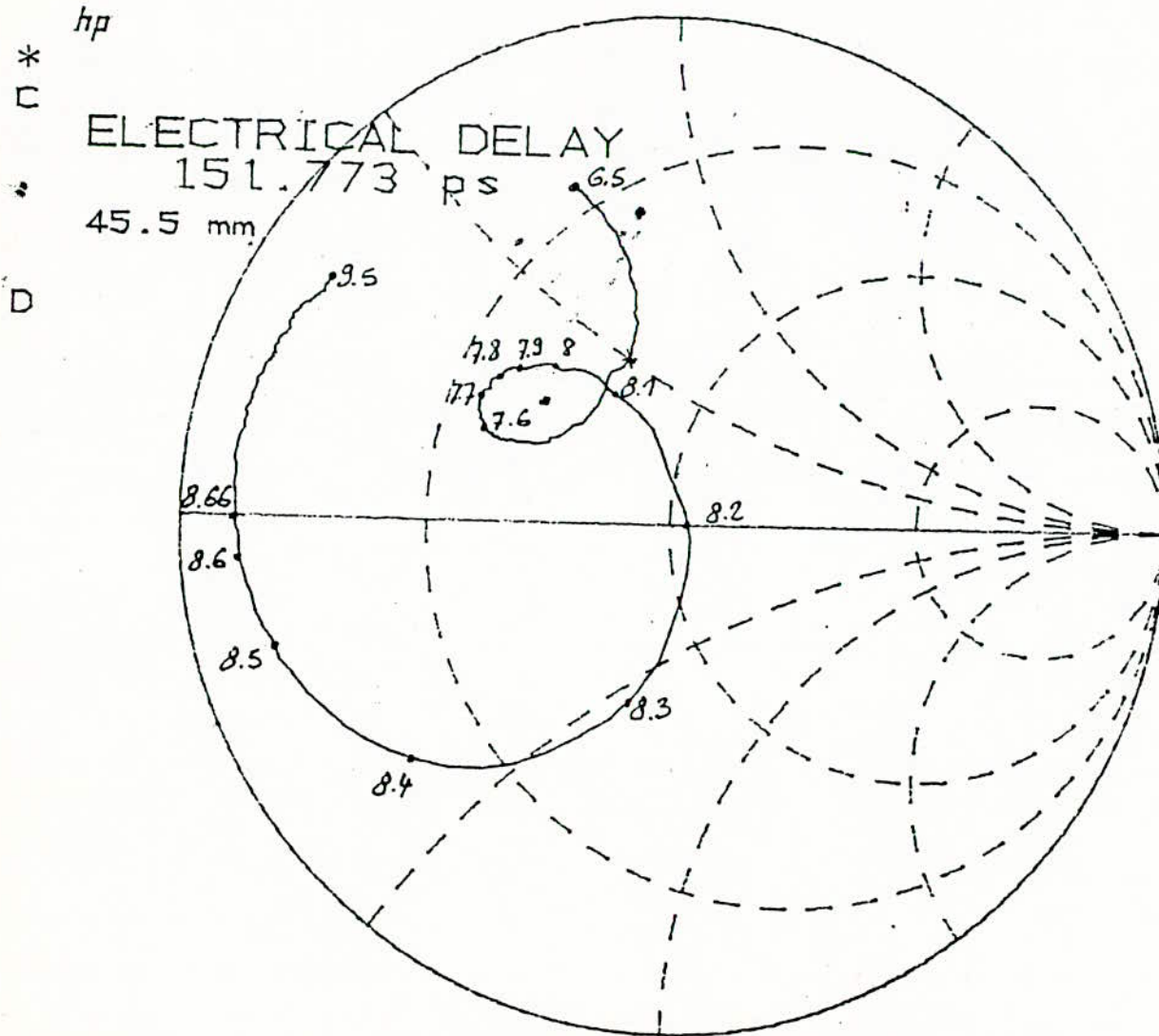
MESURE A L'ENTREE DU COAXIAL.

START 6.500000000 GHz
STOP 9.500000000 GHz

FIGURE 40

S11 Z
 REF 1.0 Units
 200.0 mUnits/

PATCH CIRCULAIRE a=6,84 SUR VERRE TEFLON, Epaisseur 1.6
 - Avec directeur b = 6,65 mm



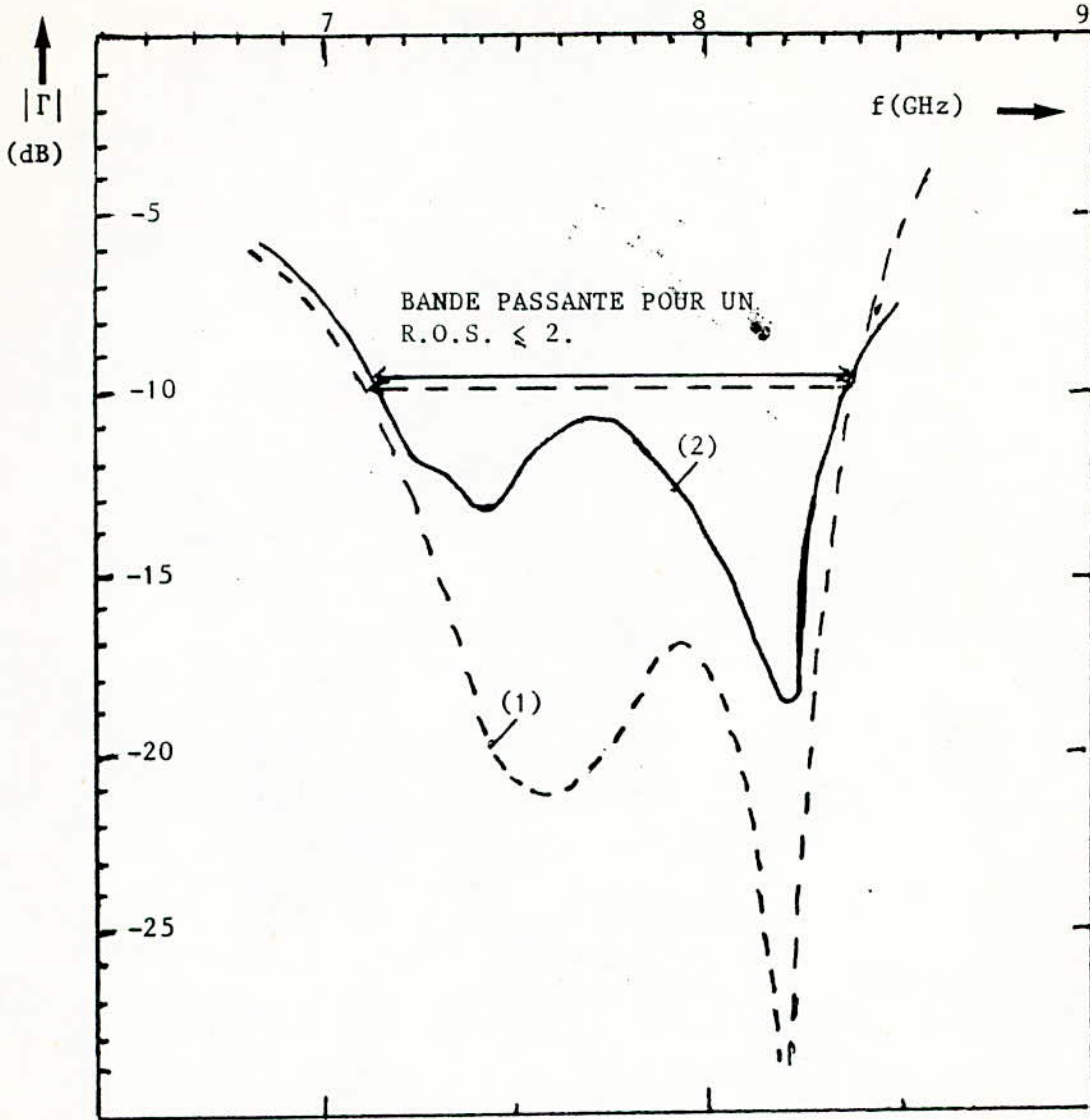
f en GHz	R _E en Ω	X _E en Ω
6.5	13.8 Ω	35 Ω
7.6	21	10
7.7	19.5	11.3
7.8	20.2	13.5
7.9	21.1	15.7
8	25.5	19
8.1	35.3	19.5
8.2	53.8	-2.9
8.3	36	-27
8.4	10.7	-18.8
8.5	5.1	-9.7
8.6	3.4	-2.9
8.66	3	0
9.5	4.6	15.3

1 = 50 ohms

IMPEDANCE A L'ENTREE DU COAXIAL

START 6.500000000 GHz
 STOP 9.500000000 GHz

FIGURE 41



MODULE DU COEFFICIENT DE REFLEXION $|\Gamma|$ POUR L'ANTENNE
 PLAQUE CIRCULAIRE COUPLEE A UN DIRECTEUR PLAQUE CIRCULAIRE
 ($\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$ $k = 0,2$ $2a = 13,7$ mm et $2b = 12,9$ mm).

Courbe (1) : Expérience.

Courbe (2) : Théorie (d'après § 2.3 et figure 10).

FIGURE 42

3.2 - DIAGRAMMES DE DIRECTIVITE GAIN.

Les figures 43, 44, 45, montrent les diagrammes de directivité pour les composantes principales (C.P.) et croisée (C.C.) mesurés aux fréquences 7,1 7,75 et 8 GHz.

La composante croisée dans le "plan E" (courbes 4) est très faible puisque les courants de polarisation n'interviennent pas (voir paragraphe 2.5.1). Par contre, dans le "plan H", la contribution des courants de conduction sur la composante croisée s'ajoute à celle due aux courants de polarisation. Toutefois l'ensemble de ces deux contributions est nulle suivant l'axe de rayonnement principal. Ces résultats expérimentaux tout-à-fait conformes aux théoriques (§ 2.5.1 et 2.5.2) prouvent à l'évidence le bien fondé de la modélisation.

Les écarts entre les champs théoriques et expérimentaux rayonnés dans le "plan E" au voisinage du plan de masse ont été justifiés au paragraphe 2.6 et sont dus au rayonnement du mode TM_0 à la périphérie du diélectrique de dimensions limitées.

On a mesuré le gain de l'antenne en comparant son signal reçu à celui d'un cornet étalon. L'impédance d'entrée correspond à celle présentée sur la figure 40. La courbe du gain est présentée sur la figure 46. Les paramètres sont $a = 6,85$ mm et $b = 6,45$ mm.

L'adaptation par la modification du point d'alimentation et la compensation de la self inductance permet d'adapter l'impédance autour de la résistance de normalisation de 50 ohms qui correspond à l'impédance adaptée du cornet étalon. Donc, nous devons pour évaluer objectivement le gain de l'antenne, tenir compte de la perte due à la désadaptation. C'est la raison pour laquelle dans le tableau II on a représenté d'une part le gain effectivement mesuré et le gain réel, après correction due à cette désadaptation. Dans la bande passante correspondant à un R.O.S. ≤ 2 et qui s'étend de 7,1 à 8,3, le gain de l'antenne adaptée varie de 7,5 à 5,2 dB. Cette décroissance du gain peut s'expliquer par l'augmentation du niveau de composante croisée lorsque l'on passe de 7,1 à 8,3 GHz. (Voir les figures 43, 44 et 45).

La courbe expérimentale de l'impédance $Z_E = R_E + jX_E$ à l'entrée du coaxial présentée sur la figure 40 a été normalisée à 50 ohms sur un abaque de Smith pour déduire le R.O.S. et la perte de puissance par réflexion :

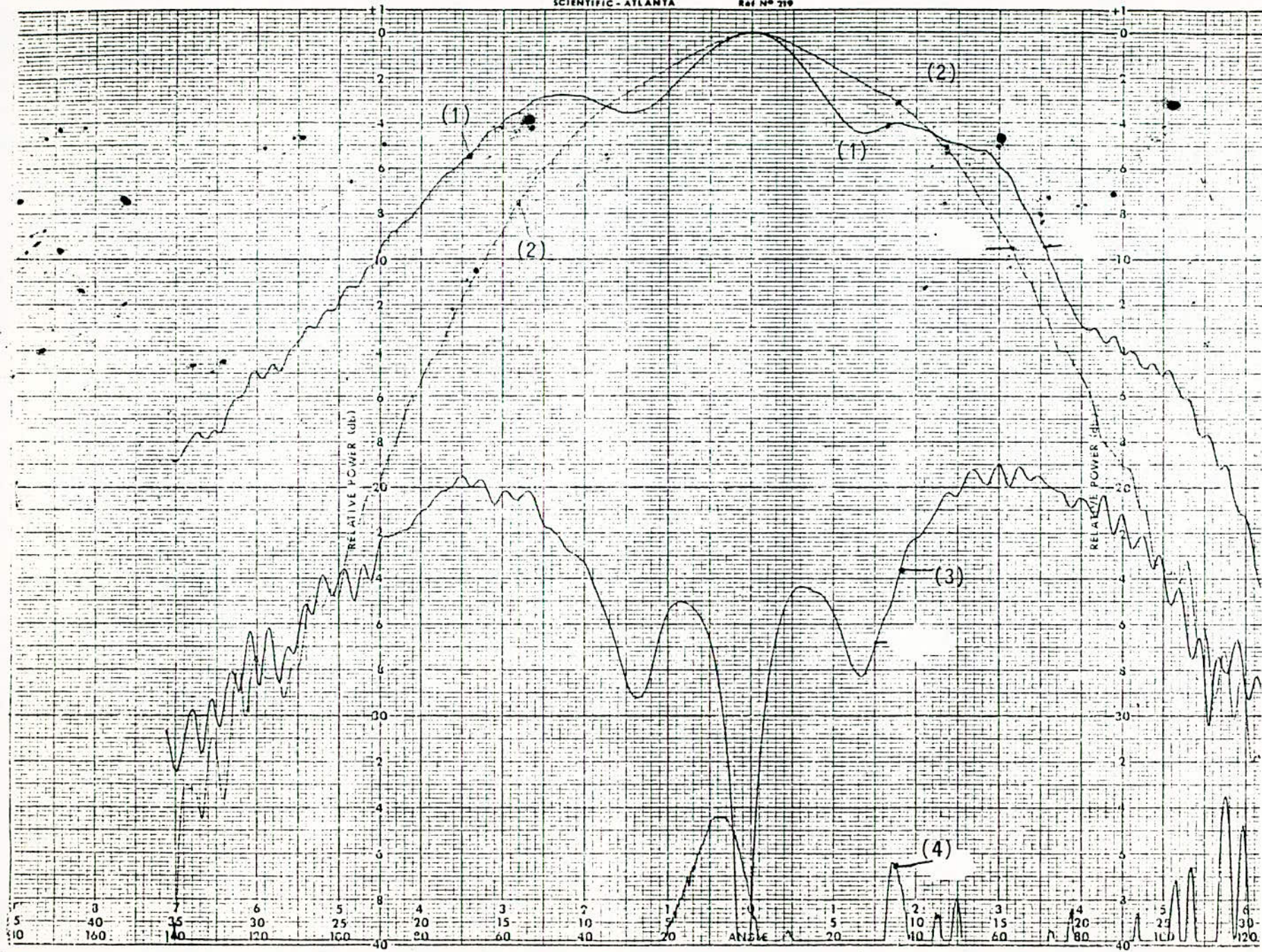
$$10 \log_{10} \frac{P}{P_M} = 10 \log_{10} \left[\frac{4}{2 + \text{R.O.S} + \frac{1}{\text{ROS}}} \right] \quad \text{avec } P < P_M.$$

Le gain réel est tel que : $[G_i(\text{dB})]_{\text{réel}} = [G_i(\text{dB})]_{\text{mes}} - 10 \log_{10} \left(\frac{P}{P_M} \right)$

f en GHz	$R_E/50$ (fig.40)	$X_E/50$ (fig.40)	R.O.S. (fig.40)	(P/P_M) en dB	$G_i(\text{dB})_{\text{mes}}$	$G_i(\text{dB})_{\text{réel}}$
6,5	0,24	0,74	6,7	-3,45		
6,6	0,32	0,77	5,2	-2,67		
6,8	0,54	0,77	3,2	-1,39		
7	0,79	0,60	2	-0,51	7,1	7,61
7,1	0,81	0,45	1,68	-0,29	7,2	7,49
7,2	0,76	0,27	1,50	-0,18	7,3	7,48
7,3	0,70	0,19	1,50	-0,18	7,6	7,78
7,4	0,61	0,11	1,68	-0,29	7,1	7,39
7,5	0,55	0,10	1,84	-0,40	6,4	6,80
7,6	0,47	0,10	2,20	-0,66	6,3	6,96
7,7	0,42	0,12	2,45	-0,84	5,5	6,34
7,8	0,39	0,15	2,61	-0,96	5,7	6,66
7,9	0,39	0,18	2,64	-0,99	5,6	6,59
8,0	0,40	0,20	2,60	-0,96	5,7	6,66
8,1	0,45	0,22	2,38	-0,79	5,5	6,29
8,2	0,52	0,20	2,04	-0,54	5,2	5,74
8,3	0,63	0,09	1,60	-0,24	5,0	5,24
8,33	0,64	0,00	1,58	-0,23		
8,4	0,52	-0,20	4,5	-2,25		
8,5	0,24	-0,21	9,0	-4,44		

TABLEAU II

Compte tenu de l'interprétation donnée à la fin du paragraphe 2.6, et si l'on néglige les pertes métalliques et diélectriques dans l'antenne proprement dite, on peut dire que le rendement à 7,1 GHz de l'antenne, imputable au rayonnement du mode TM_{00} , est voisin de 75 %.

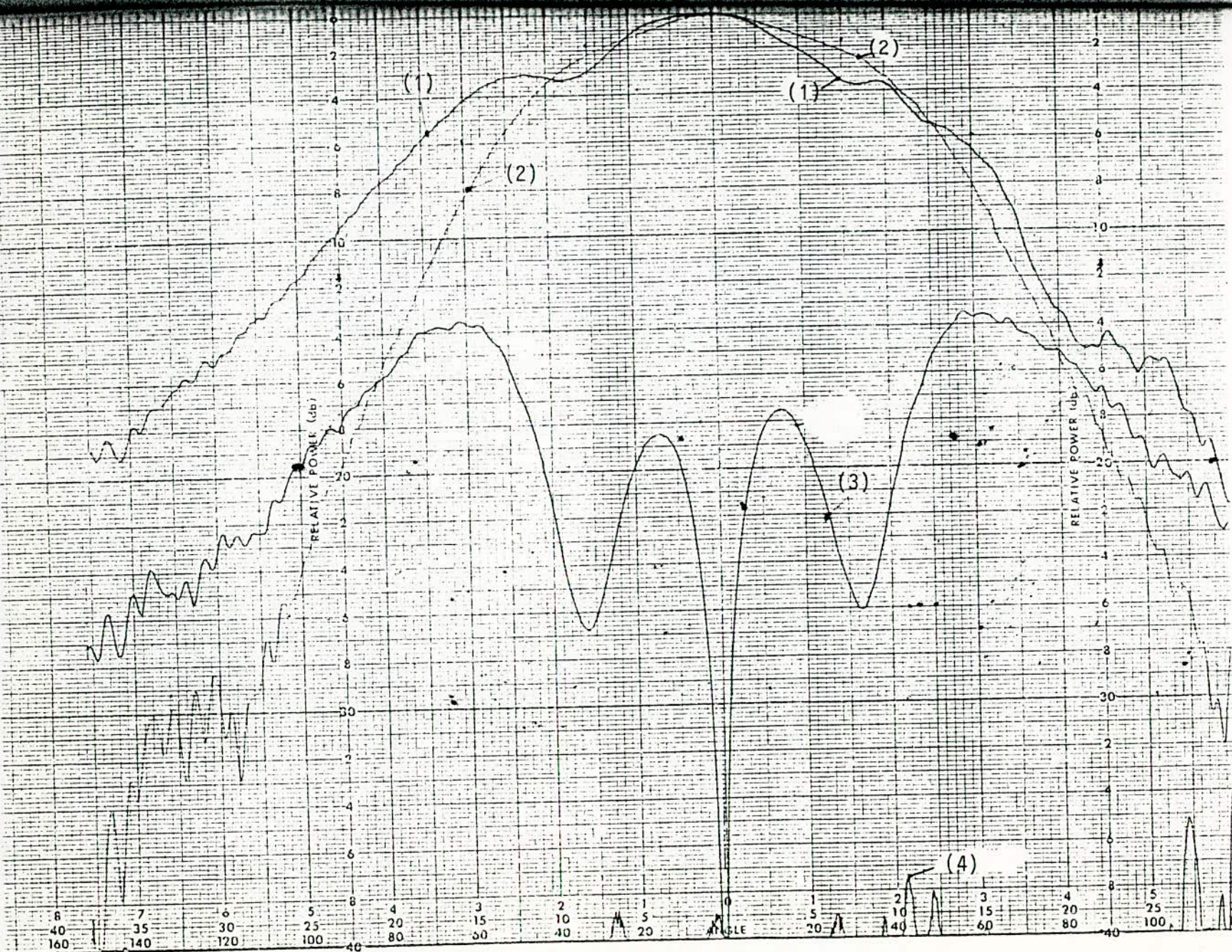


DIAGRAMMES DE DIREC-
TIVITE EXPERIMENTAUX

- (1) "Plan E" (C.P.)
- (2) "Plan H" (C.P.)
- (3) "Plan H" (C.C.)
- (4) "Plan E" (C.C.)

f = 7,1 GHz

FIGURE 43

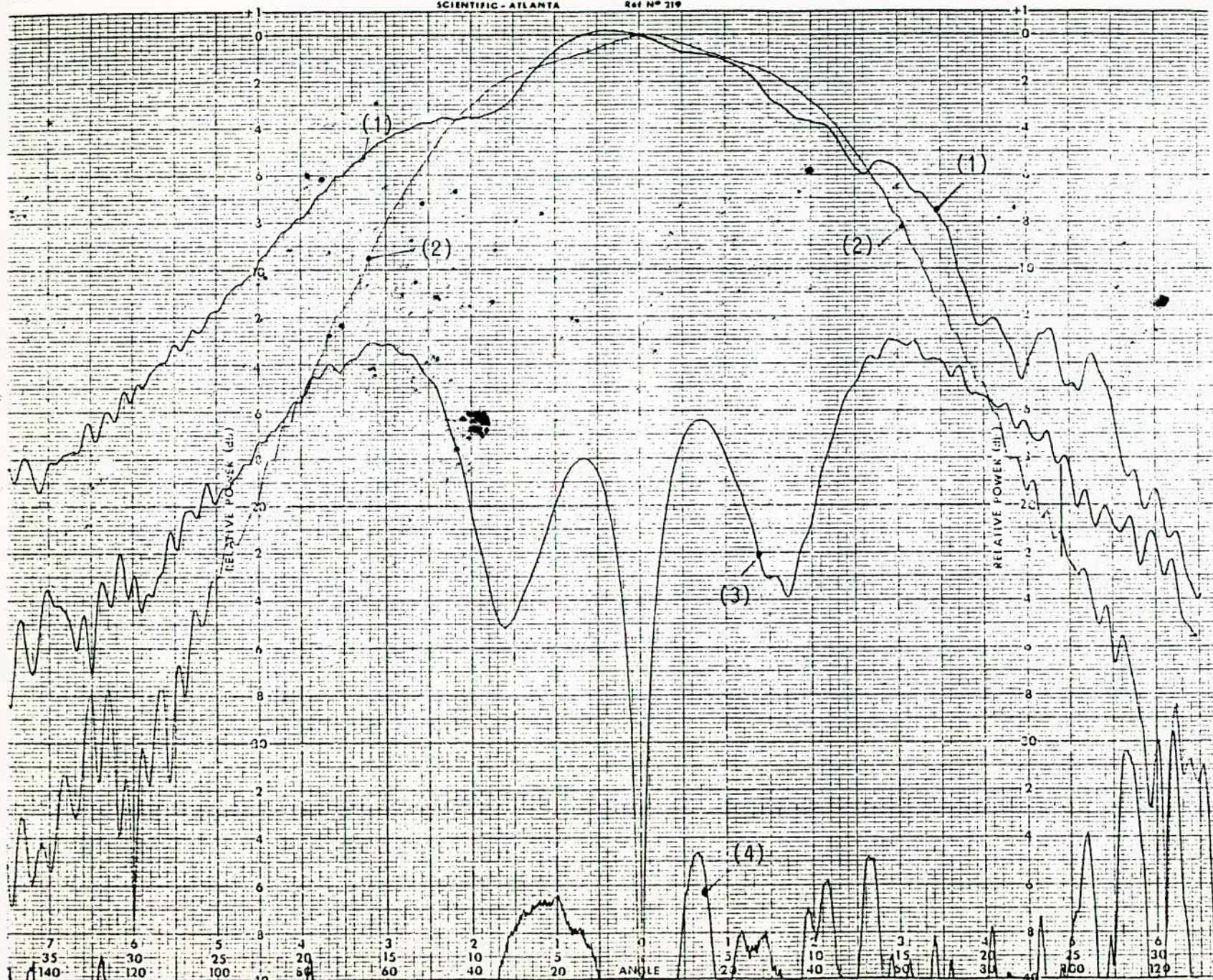


DIAGRAMMES DE DIRECTIVITE
EXPERIMENTAUX

- (1) "Plan E" (C.P.)
- (2) "Plan H" (C.P.)
- (3) "Plan H" (C.C.)
- (4) "Plan E" (C.C.)

f = 7,75 GHz

FIGURE 44

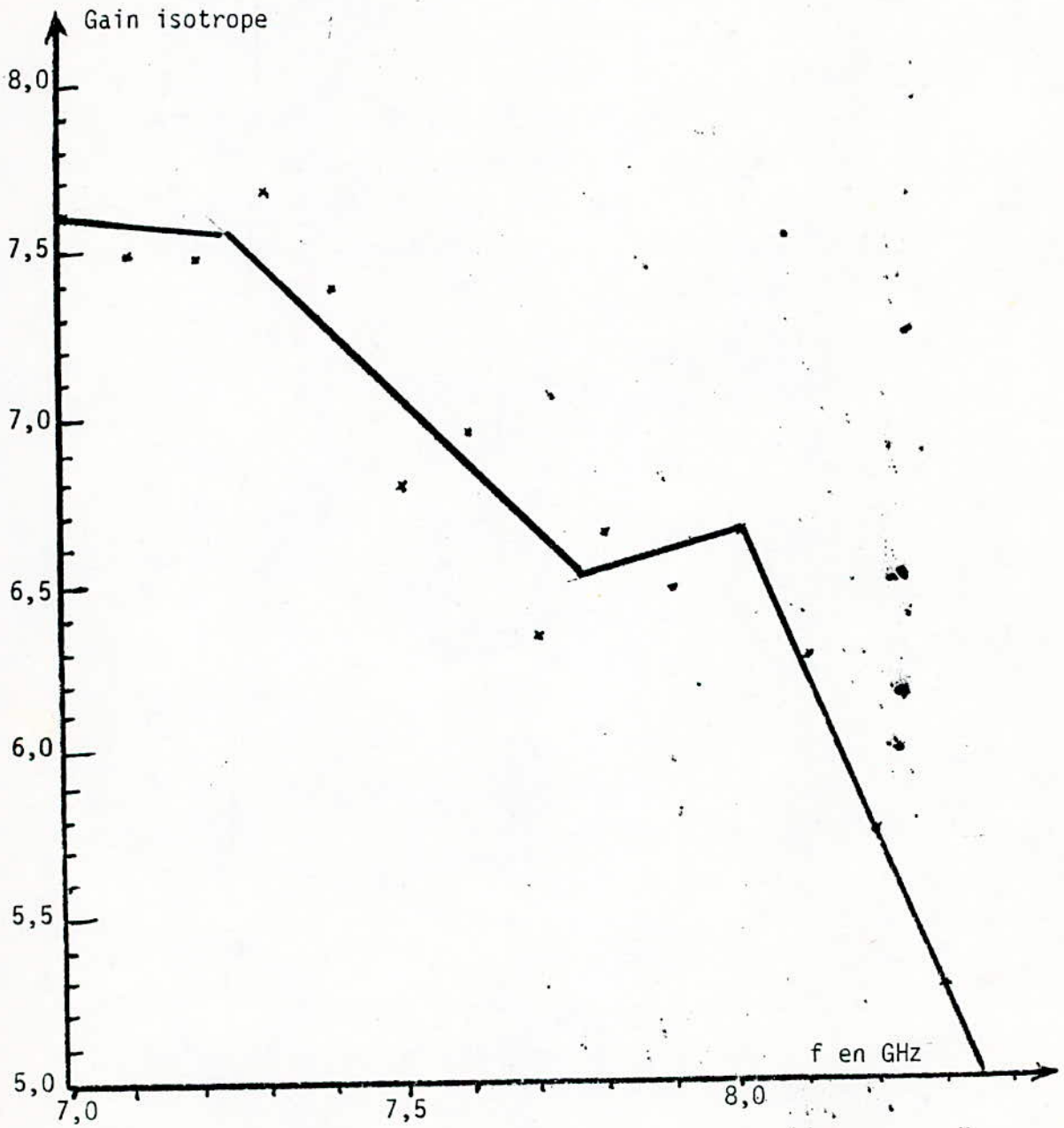


DIAGRAMMES DE DIRECTIVITE
EXPERIMENTAUX

- (1) "Plan E" (C.P.)
- (2) "Plan H" (C.P.)
- (3) "Plan H" (C.C.)
- (4) "Plan E" (C.C.)

f = 8 GHz

FIGURE 45



GAIN ISOTROPIQUE LINEAIRE G_i (dB) MESURE EN CHAMBRE ANECHOÏDE.

FIGURE 46

4 - PROSPECTIVE SUR LE DÉVELOPPEMENT DES ANTENNES PLAQUES À LARGE BANDE

Le développement des antennes plaques vise à améliorer les caractéristiques désavantageuses, telle que la largeur de bande qui est trop faible en général. A l'usage, on cherche également la possibilité de contrôler la fréquence, ou de faire fonctionner l'antenne plaque à deux fréquences distinctes.

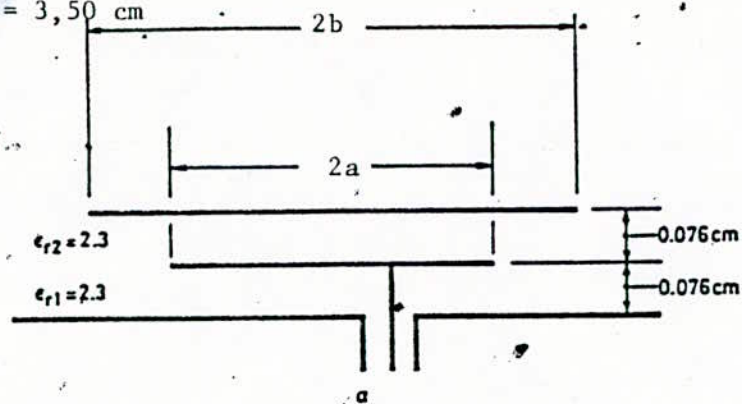
L'élargissement de la bande passante se fait à l'aide d'éléments parasites ou directeurs dans une structure stratifiée qui peut devenir de plus en plus complexe et nuire ainsi à la caractéristique de conformabilité de l'antenne plaque ou d'un réseau.

La présence du directeur introduit en quelque sorte une seconde cavité qui a sa propre fréquence de résonance. Si les deux cavités sont conçues pour avoir des fréquences de résonance nettement séparées et assez éloignées l'une de l'autre, l'antenne est dite à double fréquence, cependant les largeurs de bande de telles structures restent très faibles.

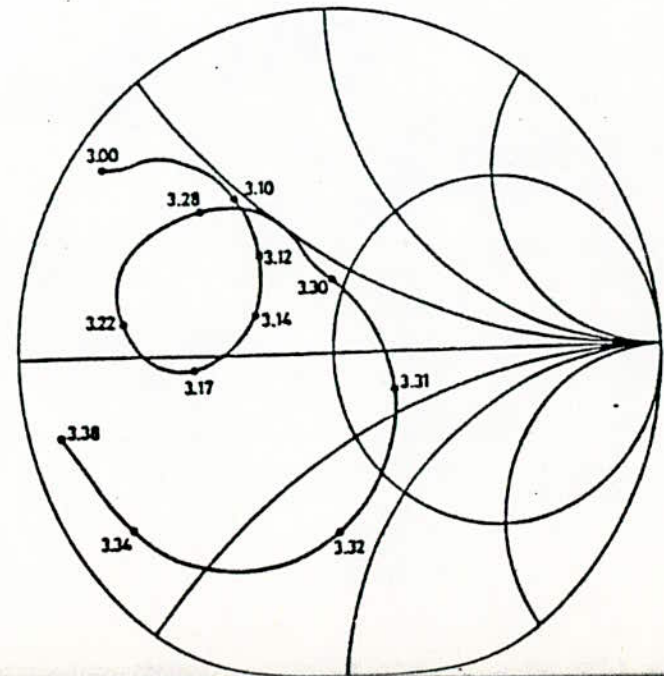
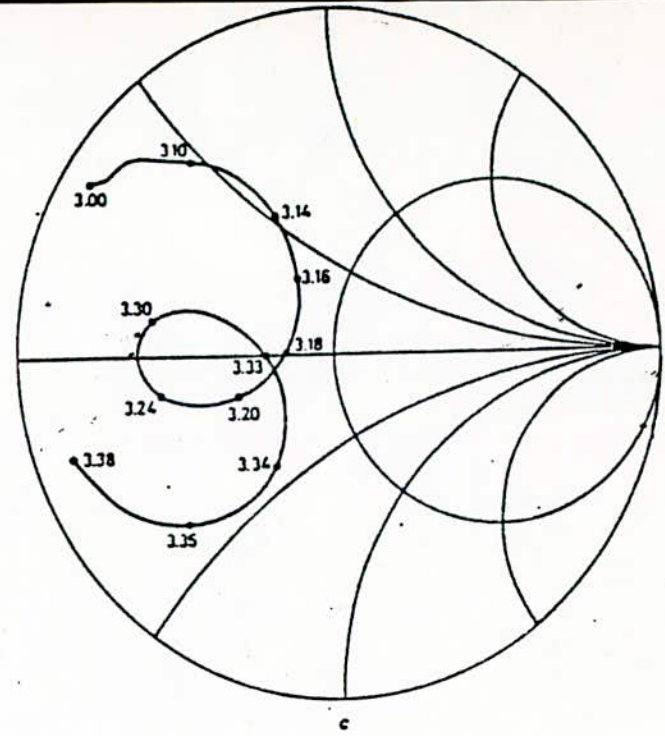
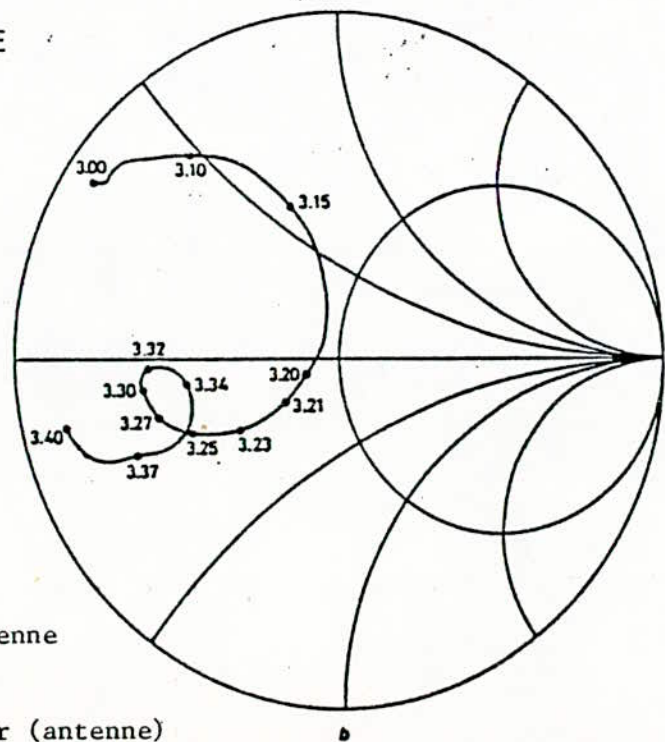
Dahle et Lee [22] ont appliqué l'idée de la séparation par couches d'air (l'une d'épaisseur Δ_1 sépare le substrat de l'antenne du plan de masse, l'autre d'épaisseur Δ_2 sépare la surface supérieure de l'antenne du substrat porteur du directeur), ce qui élargit de façon substantielle la bande passante.

Dans le cas d'une configuration à large bande, D.H. Schaubert [4] montre que si a et b sont respectivement les rayons des disques inférieur et supérieur (figure 47) :

- a) Dimension du modèle
- b) $b = 3,45 \text{ cm} < a = 3,50 \text{ cm}$
- c) $a = b = 3,50 \text{ cm}$
- d) $b = 3,55 \text{ cm} > a = 3,50 \text{ cm}$



IMPÉDANCE D'ENTRÉE D'UNE ANTENNE PLAQUE AVEC DIRECTEUR.



Impédance d'entrée d'une antenne plaque avec directeur.

a = rayon du disque inférieur (antenne)

b = rayon du disque supérieur (directeur).

(d'après [4])

FIGURE 47

- $a > b$ donnera une boucle centrée en dessous de l'axe réel, donc dans la partie capacitive.
- $a = b$ donnera une boucle centrée normalement sur l'axe réel, donc approximativement symétrique par rapport à cet axe.
- $a < b$ donnera une boucle centrée au-dessus de l'axe réel, donc dans la partie inductive.

Nous avons choisi une alimentation par coaxial ; celle-ci introduit une composante inductive (voir Annexe C), qui aggraverait le décentrage de la boucle dans le cas $a < b$ (figure 47a). Par contre, pour le cas $a > b$, que nous avons retenu, le décentrage capacitif est compensé en partie ou totalement et parfois au-delà par la self inductance du coaxial (figure 47b).

Dans le cadre de l'élargissement de la bande passante, on peut utiliser pour l'antenne et le directeur des géométries différentes [5]. Notre modèle des lignes de transmission couplées peut s'appliquer à de telles structures. Les résultats ultérieurs de ce travail pourront être comparés à ceux obtenus par d'autres théories, telles que celles basées sur la résolution des équations intégrales de réaction, décrites dans le domaine spectral par une méthode des moments [5].

Le système multicouche alimenté par ouverture ou par coaxial [23] a été étudié dans ses deux versions. L'alimentation par ouverture possède de nombreux avantages :

- rayonnement parasite moindre,
- diagramme de rayonnement plus symétrique (alimentation pouvant être centrée)
- adaptation facile en raison du grand nombre de paramètres permettant de contrôler l'excitation.

L'obtention d'une bande passante voisine de 10 % pour un R.O.S. inférieur à 1,5 est possible avec les deux types d'alimentation en utilisant un directeur associé à l'antenne plaque. Dans l'optique d'une intégration en réseau, une structure associant les avantages de l'alimentation par ouverture à ceux d'une antenne à large bande semble la plus adéquate.

Les fentes d'alimentation proposées sont circulaires et avec deux entrées pour la double polarisation (en particulier pour rayonner en polarisation circulaire). Cette structure abaisse un peu la fréquence de

résonance de l'antenne plaque classique de même dimension mais double sa largeur de bande par l'utilisation d'un directeur.

Dans le cadre des antennes à double polarisation [24] et [29], on peut atteindre en utilisant des directeurs des bandes voisines de 10 %. Des réseaux à double polarisation sont actuellement étudiés à Rennes pour fonctionner dans des bandes passantes également de l'ordre de 10 %.

5 - CONCLUSION

Cette étude de l'antenne plaque, de forme quelconque multicouches, à large bande, nous a permis d'analyser, en l'appliquant à une antenne plaque disque associée à un directeur circulaire, les caractéristiques radioélectriques de cette dernière ; en particulier l'impédance d'entrée, la bande de fonctionnement, les distributions des courants de conduction et de polarisation, la directivité, le gain et le rendement. Cette analyse nous a montré qu'il est possible de concevoir des antennes plaques à large bande. Les résultats théoriques sont en bon accord avec ceux obtenus récemment par d'autres auteurs ([4] et [5]) aussi bien théoriques qu'expérimentaux.

Les programmes de calcul élaborés permettent l'analyse et la conception de structures d'antennes plaques à large bande de forme quelconque. Le modèle développé et éprouvé, basé principalement sur l'utilisation des lignes de transmission dont les pertes tiennent compte du rayonnement, constitue bien plus une approche numérique qu'analytique. D'une façon générale quand l'analyse met en cause un grand nombre de paramètres, la recherche d'une solution directe paramétrée du problème est plus aisément appréhendée par les méthodes numériques qu'analytiques.

Ces programmes de calcul pourront être appliqués à des structures variées, en particulier celles qui utilisent les alimentations par couplage électromagnétique, par fente ou ouverture diverses, celles conçues pour travailler en double polarisation (dont la circulaire), celles dont les plaques conductrices d'antenne et du directeur sont de forme différentes, celles dont les diélectriques sont inhomogènes, celles dont les plaques sont polygonales avec excitation en l'un des sommets de la plaque antenne, etc...

Enfin le travail présenté dans cette thèse sera prochainement l'objet de deux publications [33] et [34] et à échéance un peu plus lointaine, d'une publication dans "L'Onde Electrique".

1) CALCUL DU RAYON EFFECTIF DE L'ELEMENT D'ANTENNE.

L'antenne plaque disque opère en général dans le mode fondamental (le mode TM_{11}).

a) L'épaisseur du substrat.

Il convient de chercher l'épaisseur du substrat la plus appropriée au problème pratique choisi. La largeur de bande et le rendement pour l'antenne plaque simple augmentent avec l'épaisseur du substrat, ce qui va à l'opposé de la conformabilité de l'antenne.

Les substrats les plus usités sont le téflon ($\epsilon_r = 2,17$), les duroïds ($\epsilon_r = 2,32$) et les rexolites ($\epsilon_r = 2,6$). Pour certaines applications, on utilise aussi l'alumine ($\epsilon_r = 9,8$).

b) Le rayon effectif a_e

En mode TM_{nm} , le rayon effectif de l'antenne plaque est a_e , et vérifie à la fréquence de résonance f_0 , la relation :

$$a_e = \frac{k'_{nm} c}{2\pi f_0 \sqrt{\epsilon_r}} \quad \text{où } k'_{nm} \text{ est le } m^{\text{ième}} \text{ zéro de la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce } J_n \text{ d'ordre } n$$

et c est la vitesse des ondes électromagnétiques en propagation libre. Entre le rayon physique (i.e réel), a et le rayon effectif a_e , on a la relation :

$$a_r = a \sqrt{1 + \frac{2h}{\pi a \epsilon_r} (\text{Log}_e \frac{\pi a}{2h} + 1,7726)}$$

qui est exacte à mieux de 2,5 % pour $(a/h) \gg 1$.

On pose :

$$A_r = \frac{2a}{\lambda_0} e = \frac{2a f}{c} = \frac{k'_{nm}}{\pi \sqrt{\epsilon_r}}$$

pour $k'_{11} = 1,84118$, il vient : $A_r = \frac{0,586}{\sqrt{\epsilon_r}}$.

2) CALCUL DU NOMBRE DE DECOUPAGE N.

Le nombre de découpage N plus il est grand, plus l'analyse est fine. Cependant, il ne faut pas oublier que l'augmentation de N augmente aussi la durée des calculs. Par ailleurs, la validité du modèle retenu ne peut se conserver que si N reste en deçà d'une valeur limite que nous allons déterminer.

Du côté diélectrique, seul l'air ou le vide donne une permittivité relative $\epsilon_r = 1$. (Les plasmas peuvent donner $\epsilon_r < 1$). Les diélectriques usuels rentrant dans la fabrication des antennes plaques possèdent des permittivités relatives comprises entre 2,1 et 9,8. Soit :

$$\underline{1 \leq \epsilon_r \leq 9,8} \quad (\text{en incluant l'air}) \quad (A1)$$

Par ailleurs, pour contrôler les résultats du modèle bicouche, nous devons retrouver les caractéristiques bien connues de l'antenne plaque isolée, autrement dit, sans directeur. Pour cela, on prend les valeurs suivantes :

$$C_{12} = 0 \quad H = H' \quad A = B \quad \epsilon_r = \epsilon'_r$$

Pour le mode fondamental à la résonance, on a vu qu'on a :

$$A_r = \frac{2a}{\lambda_0} e = \frac{0,586}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (A2)$$

Avec (A1) et (A2), on obtient donc : $\underline{0,185 \leq A_r \leq 0,586}$ (A3)

En pratique, les applications les plus courantes sur les antennes plaques se font avec des diélectriques dont la permittivité relative est presque toujours inférieure à 3 ; ce qui réduit le domaine proposé par (A3).

Pour déterminer N, on a également la limitation imposée au rapport W/H, soit :

$$\underline{0,05 < W/H \leq 20} \quad (A4)$$

si on veut rester dans la précision à mieux de 1 % avec notre modèle. Cette contrainte elle-même se divise à l'intérieur de l'intervalle (A4) en $W/H = 1$; pour $W/H > 1$, on a un jeu de formules pour ϵ_{re} et l'impédance caractéristique R_n de l'élément de ligne de transmission ; et un autre jeu de formules pour ces mêmes grandeurs quand $W/H < 1$.

Evaluons le découpage optimal. Puisque $A = B$, on peut raisonner sur B ou A indifféremment. L'élément de ligne de transmission de notre modèle a pour longueur $L = 2b/N$, soit encore en longueur réduite :

$$\ell = \frac{L}{\lambda_o} = \frac{2b}{\lambda_o N} = B/N \quad (A5)$$

Le centre de la ligne élémentaire d'ordre n se trouve à l'abscisse réduite :

$$(X_r)_n = \frac{B}{2N} (2n - 1).$$

$$\text{Si } n = 1 \quad (X_r)_1 = \frac{B}{2N} = \ell/2$$

$$\text{Si } n = 2 \quad (X_r)_2 = \frac{B}{2N} \cdot 3 = \frac{\ell}{2} \cdot 3 = \ell + \ell/2$$

$$\text{Si } n = N \quad (X_r)_N = \frac{B}{2N} (2N - 1) = \frac{\ell}{2} + (N-1)\ell$$

$$\text{Ainsi, } (X_r)_i - (X_r)_j = k\ell \quad \text{si } i = j+k$$

et

$$(X_r)_i + (X_r)_{N+1-i} = N\ell = B.$$

$$\text{i.e } (X_r)_1 + (X_r)_N = (X_r)_2 + (X_r)_{N-1} = \dots = B$$

$$(W_r)_n = \frac{W_n}{\lambda_o} = 2 \left[B(X_r)_n - (X_r)_n^2 \right]^{1/2} = 2 \left[(X_r)_n (X_r)_{N+1-n} \right]^{1/2}$$

$$\text{où } (W_r)_n = 2B \left[\sqrt{\left(\frac{2n-1}{2N}\right) \left[1 - \left(\frac{2n-1}{2N}\right)\right]} \right]$$

$$\text{De même : } (W'_r) = 2 \sqrt{A \left[(X_r)_n + \frac{A-B}{2} \right] - \left[(X_r)_n + \frac{A-B}{2} \right]^2}$$

$$\text{On a donc } (W_r)_i = (W_r)_{N+1-i}$$

$$\text{soit : } (W_r)_1 = (W_r)_N$$

$$(W'_r)_1 = (W'_r)_N$$

$$(W_r)_2 = (W_r)_{N-1}$$

$$(W'_r)_2 = (W'_r)_{N-1}$$

On doit avoir : $(W_r)_{\text{minimal}} \geq 0,05 H_r$

$$\text{Or } (W_r)_{\text{minimal}} = (W_r)_1 = (W_r)_N = 2B \sqrt{\frac{1}{2N} \left(1 - \frac{1}{2N}\right)} \geq 0,05 H_r$$

Comme en général $N > 200$, on peut écrire : $\frac{2B}{\sqrt{2N}} > \frac{H_r}{20}$ ou encore :

$$\sqrt{2N} < \frac{40B}{H_r} ; \quad N < 800 \frac{B^2}{H_r^2}$$

$$\text{Pour les cas usuels, } \left. \begin{array}{l} B_{\text{minimal}} = 0,185 \\ H_r_{\text{maximal}} = 0,1 \end{array} \right\} \left(\frac{B}{H_r} \right)_{\text{minimal}}^2 = 3,4225$$

donc $N < 2738$.

Donc le découpage maximal possible est $N = 2738$.

Si on se fixe $N = 800$ au maximum, la condition à satisfaire devient $B > H_r$ qui est toujours satisfaite pour le mode TM_{11} puisque $B_{\text{min}} = 0,185 > H_{r \text{ Max}} = 0,1$ pour les cas pratiques.

Si on veut aussi $W \leq 20 H$, soit $W_{\text{Max}} = B_{\text{Max}} \leq 20 H$, pour le mode TM_{11} ; $B_{\text{Max}} = 0,586 \leq 20 H_r$. Ce qui donne un $H_r_{\text{minimal}} = 0,0293$.

En pratique, $B_{\text{Max}} \simeq 0,350$ et $H_r_{\text{minimal}} = 0,0175$. Soit a/H ou $b/H \simeq 10$. En prenant $H_{r \text{ min}} \simeq 0,00925$, i.e deux fois plus faible que plus haut, la précision n'est plus de 1 %, mais reste acceptable si ϵ_r est accru, mais l'étendue de la plage d'évolution de B est nulle dans ce cas.

TABLEAU Donnant dans le cas du mode fondamental pour $H'_r = H_r$ donné et $N_{\max} = 800$ la plage d'évolution de $B = A$ pour $1 < \epsilon_r < 10$.
(Nous avons calculé précédemment que $B_{\min} = 0,185$, satisfait toujours la relation $B_m > H_r$ maximum = 0,100).

$H_r = H'_r$	$B_{\max} = 20H_r$	Plage de B permise	Pour une plage de ϵ_r permise	Etendue de la plage de B
0,100	2,00	0,185 - 0,586	10 - 1	0,401
0,075	1,50	0,185 - 0,586	10 - 1	0,401
0,050	1,00	0,185 - 0,586	10 - 1	0,401
0,040	0,80	0,185 - 0,586	10 - 1	0,401
0,030	0,60	0,185 - 0,586	10 - 1	0,401
0,028	0,56	0,185 - 0,560	10-1,10	0,375
0,025	0,50	0,185 - 0,500	10-1,37	0,315
0,020	0,40	0,185 - 0,400	10-2,146	0,215
0,015	0,30	0,185 - 0,300	10-3,82	0,115
0,010	0,20	0,185 - 0,200	10-8,58	0,015
0,00925	0,185	0,185 - 0,185	10 - 10	0

Il ressort de ce tableau que si pour les antennes plaques en général on a : $\epsilon_r < 3$, ceci implique $H_r > 0,015$ si l'on veut une étendue d'évolution de B non nulle.

Pour $H_r > 0,05$, l'antenne court le risque de travailler également avec les modes supérieurs.

Les épaisseurs standards des substrats sont 0,635 mm et ses multiples ; et 0,800 mm et ses multiples.

ANNEXE B

DÉTERMINATION DE LA PARTIE RÉELLE α_n
DE L'EXPOSANT DE TRANSFERT SUR IMAGE
 θ_n D'UN TRONÇON ÉLÉMENTAIRE [10].

Le tronçon élémentaire, issu du découpage de l'antenne plaque, a une longueur $h = 2b/N \ll 1$. La charge z_t réduite qui se trouve à son extrémité est ramenée à l'entrée et prend la valeur :

$$z(h) = \frac{z_t + th\gamma}{1 + z_t th\gamma} \quad \text{avec} \quad \gamma = \alpha + j\beta$$

Si l'antenne est ouverte à son extrémité : $z_t = \infty$ pour le tronçon élémentaire correspondant ; donc

$$z(h) = \coth\gamma h = \frac{\cos\beta h \cdot \operatorname{ch}\alpha h + j \sin\beta h \cdot \operatorname{sh}\alpha h}{\cos\beta h \cdot \operatorname{sh}\alpha h + j \sin\beta h \cdot \operatorname{ch}\alpha h} = r + jx$$

d'où :

$$r = \frac{\operatorname{sh}\alpha h \operatorname{ch}\alpha h}{\cos^2\beta h \operatorname{sh}^2\alpha h + \sin^2\beta h \operatorname{ch}^2\alpha h} = \frac{(\operatorname{sh}2\alpha h)/2}{\operatorname{ch}^2\alpha h - \cos^2\beta h}$$

$$r = \frac{\operatorname{sh}2\alpha h}{\operatorname{ch}2\alpha h - \cos^2\beta h} \quad x = \frac{-\sin 2\beta h}{\operatorname{ch}2\alpha h - \cos^2\beta h}$$

$$Z(h) \simeq Z_c z(h) = R_c \left(1 - j \frac{2\alpha}{\beta}\right)^{1/2} (r + jx) = R_r + jX_r$$

$$\text{Soit :} \quad R_r \simeq R_c \frac{\operatorname{sh}2\alpha h - \alpha/\beta \sin 2\beta h}{\operatorname{ch}2\alpha h - \cos^2\beta h} \quad (B1)$$

$$X_r \simeq -R_c \frac{\sin 2\beta h + \alpha/\beta \operatorname{sh}2\alpha h}{\operatorname{ch}2\alpha h - \cos^2\beta h} \quad (B2)$$

Pour $2\alpha h \ll 1$ et $2\beta h \ll 1$ puisque $h \ll 1$, il vient :

$$R_r \simeq R_c \frac{2\alpha h}{3} \quad X_r \simeq -R_c / \beta h$$

$$\text{Si } h = \frac{\lambda_0}{2} \quad \beta h = \frac{\pi \lambda_0 f}{c} = \frac{\pi f}{f_r} \quad \text{puisque } \lambda_0 = c/f_r$$

Dans ce cas (B1) donne :

$$R_r \approx R_c \left[\frac{\text{sh}2\alpha h - \frac{\alpha h}{\pi f} f_r \sin 2\pi f/f_r}{\text{ch}2\alpha h - \cos(2\pi f/f_r)} \right] \quad (\text{B3})$$

$$(R_r)_{f=f_r} = \frac{R_c \text{sh}2\alpha h}{\text{ch}2\alpha h - 1} \quad (\text{B4})$$

$$\text{De même : } X_r = -R_c \frac{\sin(2\pi f/f_r) + \frac{\alpha h f_r}{\pi f} \text{sh}2\alpha h}{\text{ch}2\alpha h - \cos(2\pi f/f_r)} \quad (\text{B5})$$

$$\text{dont la dérivée } \left(\frac{\partial X_r}{\partial f} \right)_{f=f_r} = -R_c \frac{[2\pi/f_r - (\alpha h/\pi f_r) \text{sh}2\alpha h]}{\text{ch}2\alpha h - 1} \quad (\text{B6})$$

d'où le coefficient de qualité :

$$Q = \frac{f_r}{2(R_r)_{f=f_r}} \left(\frac{\partial X_r}{\partial f} \right)_{f=f_r} \quad (\text{B7})$$

$$Q = \frac{\pi}{\text{sh}2\alpha h} - \frac{\alpha h}{2\pi} = \frac{\pi}{\text{sh}\alpha\lambda} - \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \quad (\text{B8})$$

Le demi-doublet dans l'air donne en posant :

$$x = 2k_0 H \quad x' = 2k_0 h \quad (\text{B9})$$

$$R_r = \frac{R_0}{4\pi} (k_0 h)^2 \frac{1 - \frac{\sin x'}{x'}}{1 - \cos x'} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left[\frac{\sin x}{x} + \frac{\cos x}{x} - \frac{\sin x}{x^3} \right] \right\} \quad (\text{B 10})$$

En développement limité, (B 10) donne, avec :

$$\frac{\sin x}{x} = 1 - \frac{x^2}{3!} + \frac{x^4}{5!}$$

$$\frac{\cos x}{x^2} = \frac{1}{x^2} - \frac{1}{2!} + \frac{x^2}{4!}$$

$$-\frac{\sin x}{x^3} = -\frac{1}{x^2} + \frac{1}{3!} - \frac{x^2}{5!}$$

d'où : $\left\{ 1 - \frac{3}{2} \left[\frac{\sin x}{x} + \frac{\cos x}{x} - \frac{\sin x}{x^3} \right] \right\} = \frac{x^2}{5}$ et

$$R_r = \frac{R_o}{10\pi} (k_o H)^2 (k_o h) \frac{2k_o h - \sin(2k_o h)}{1 - \cos(2k_o h)} \quad (B 11)$$

Reconsidérons alors la relation (B1), soit en supposant $h < \lambda/4$ et $ah \ll 1$.

$$R_r = \frac{\alpha}{k_o} R_c \frac{2k_o h - \sin(2k_o h)}{1 - \cos(2k_o h)} \quad (B 12)$$

En identifiant (B11) et (B12), il vient :

$$ah = \frac{1}{10\pi} \frac{R_o}{R_c} (k_o H)^2 (k_o h)^2$$

c'est-à-dire :

$$ah = \frac{8\pi^3}{5} \left(\frac{R_o}{R_c} \right) \left(\frac{Hh}{\lambda_o} \right)^2 \quad (B 13)$$

Or

$$R_c = \frac{R_o G_n}{\sqrt{\epsilon_{en}}} = R_n$$

d'où :

$$ah = \frac{8\pi^3}{5} \frac{\sqrt{\epsilon_{en}}}{G_n} \left(\frac{Hh}{\lambda_o} \right)^2$$

et si on fait $h = \lambda/2 = \frac{\lambda_o}{2\sqrt{\epsilon_{en}}}$, il vient :

$$\alpha = \frac{4\pi^3}{5} \cdot \frac{H^2}{\lambda_o^3} \cdot \frac{1}{G_n} \quad (B 14)$$

où :

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{8H}{W_n} + 0,25 \frac{W_n}{H} \right) \quad \text{si } W \leq H$$

$$G_n = \left\{ \frac{W_n}{H} + 1,393 + 0,667 \text{Log} \left(\frac{W_n}{H} + 1,444 \right) \right\}^{-1} \quad \text{Si } W \geq H$$

Il s'agit ici d'une atténuation pour rayonnement. On peut aussi réécrire (B14), ainsi :

$$\alpha_r = \frac{4\pi^3}{5} \cdot \frac{H^2}{\lambda_o^3} \cdot \frac{R_o}{R_n \sqrt{\epsilon_{en}}} \quad (B 15)$$

Il est bien connu que l'atténuation et la conductance diélectrique sont données par :

$$\alpha_d = \frac{k}{2} \operatorname{tg} \delta = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{en}} \operatorname{tg} \delta \quad \text{puisque } k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_{en}}}{\lambda_0}$$

$$G_d = \frac{\alpha_d h}{R_c} = \frac{\alpha_d \lambda}{2R_c} \quad (\text{à la résonance demi-onde})$$

De même l'atténuation et la conductance du conducteur sujet à l'effet de peau sont respectivement :

$$\alpha_c = \frac{R_s/W}{R_c} = \frac{1}{\sigma d_s W R_c} = \frac{d_s}{\sigma \frac{2}{\omega \mu_0 \sigma} W R_c} = \frac{d_s \pi f \mu_0}{W R_c}$$

$$\alpha_c = \frac{\sqrt{\epsilon_{en}}}{\sigma d_s W R_c G_n} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{en}} d_s}{W G_n \lambda_0} \quad \text{et} \quad G_c = \frac{\alpha_c h}{R_c} = \frac{\alpha_c \lambda}{2R_c}$$

à la résonance demi-onde.

Finalement : $\alpha = \alpha_r + \alpha_d + \alpha_c.$

$$\alpha_n = \frac{4\pi^3}{5} \cdot \frac{H^2}{\lambda_0^3} \cdot \frac{R_o}{R_n \sqrt{\epsilon_{en}}} + \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{en}}}{\lambda_0} \left(\operatorname{tg} \delta + \frac{ds}{G_n W} \right) \quad (\text{B 16})$$

$$G = \frac{2\pi^3}{5} \cdot \frac{H^2}{\lambda_0^2} \cdot \frac{1}{R_n G_n \sqrt{\epsilon_{en}}} + \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{en}}}{2R_o G_n} \left(\operatorname{tg} \delta + \frac{ds}{G_n W} \right) \quad (\text{B 17})$$

$$\frac{G}{G_o} = \frac{2\pi^3}{5} \cdot \left(\frac{H}{\lambda_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{G_n^2} + \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{en}}}{2G_n} \left(\operatorname{tg} \delta + \frac{ds}{G_n W} \right) \quad (\text{B 18})$$

ANNEXE C

INFLUENCE DU CONDUCTEUR CENTRAL DU
COAXIAL D'ALIMENTATION SUR L'IMPÉDANCE
D'ENTRÉE EXPÉRIMENTALE DE L'ANTENNE PLAQUE.

La tige centrale du coaxial de diamètre ϕ plonge sur une longueur H' dans le substrat de l'antenne. Elle présente une self-inductance L en série avec la résistance d'entrée de l'antenne. Pour avoir celle-ci $Z_E = (Z_E)_{\text{mesuré}} - jL\omega$ et en réduite :

$$(z_E) = (z_E)_{\text{mesuré}} - jL\omega$$

où :

$$\text{Cas C1. } L = \frac{\mu_0}{2\pi} H' \left[\text{Log} \left(\frac{4H'}{\phi} \right) - 1 \right] = 2 \cdot 10^{-7} H' \left[\text{Log} \left(\frac{4H'}{\phi} \right) - 1 \right]$$

$$H' = 1,6 \text{ mm}, \quad \phi = 1,3 \text{ mm. Il vient : } L \simeq 1,9 \cdot 10^{-10} \text{ Henry}$$

$$Z_E = R_E + jX_E \quad jL\omega + z_E = Z_E/25 = r_E + jx_E. \quad a = 6,84 \text{ mm } b = 6,45 \text{ mm}$$

f en GHz	r_E mes.	x_E mes.	$L\omega/25$	(z_E) de l'antenne vrai
6,6	0,644	1,536	0,315	0,644 + j 1,221
6,8	1,08	1,548	0,325	1,08 + j 1,223
7	1,58	1,208	0,334	1,58 + j 0,874
7,2	1,52	0,532	0,344	1,52 + j 0,188
7,4	1,21	0,224	0,353	1,21 - j 0,129
7,6	0,94	0,204	0,363	0,94 - j 0,159
7,7	0,85	0,244	0,368	0,85 - j 0,124
7,8	0,79	0,292	0,372	0,79 - j 0,080
7,9	0,77	0,352	0,377	0,77 - j 0,025
8,0	0,80	0,404	0,382	0,80 + j 0,022
8,1	0,89	0,448	0,387	0,89 + j 0,061
8,2	1,036	0,408	0,392	1,036 + j 0,016
8,3	1,26	0,172	0,396	1,26 - j 0,224
8,4	1,04	-0,408	0,401	1,04 - j 0,809
8,5	0,47	-0,426	0,406	0,47 - j 0,832
8,6	0,224	-0,196	0,411	0,224 - j 0,607
8,69	0,144	0	0,415	0,144 - j 0,415
9,5	0,168	0,652	0,454	0,168 + j 0,198

Cas C₂.

$$a = 6,84 \text{ mm}, \quad b = 6,65 \text{ mm}, \quad \epsilon_x = \epsilon'_x = 2,17, \quad H = H' = 1,6 \text{ mm},$$

$$Z_E = R_E + jX_E.$$

f en GHz	$R_E/30$	$X_E/30$	$L\omega/30$	$(X_E - L\omega)/30$
6,5	0,46	1,167	0,259	0,908
7,6	0,70	0,333	0,302	0,031
7,7	0,65	0,377	0,306	0,071
7,8	0,67	0,450	0,310	0,140
7,9	0,70	0,523	0,314	0,209
8,0	0,85	0,633	0,318	0,315
8,1	1,18	0,650	0,322	0,328
8,2	1,79	-0,097	0,326	-0,423
8,3	1,20	-0,900	0,330	-1,230
8,4	0,36	-0,627	0,334	-0,961
8,5	0,17	-0,323	0,338	-0,661
8,6	0,11	-0,097	0,342	-0,439
8,66	0,10	0	0,345	-0,345
9,5	0,15	0,510	0,378	0,132

Cas C₃.

$$a = 6,84 \text{ mm}, \quad b = 6,25 \text{ mm}, \quad \epsilon_x = \epsilon'_x = 2,17, \quad H = H' = 1,6 \text{ mm},$$

$$Z_E = R_E + jX_E.$$

f en GHz	$R_E/30$	$X_E/30$	$L\omega/30$	$(X_E - L\omega)/30$
6,5	0,38	1,21	0,259	0,951
7,6	0,85	0,03	0,302	-0,272
7,7	0,74	0,04	0,306	-0,266
7,8	0,66	0,08	0,310	-0,230
7,9	0,60	0,13	0,314	-0,184
8,0	0,58	0,16	0,318	-0,158
8,1	0,57	0,21	0,322	-0,112
8,2	0,59	0,22	0,326	-0,106
8,3	0,62	0,24	0,330	-0,09
8,4	0,69	0,17	0,334	-0,164
8,51	0,69	0	0,339	-0,339
8,6	0,55	-0,11	0,342	-0,452
8,7	0,31	-0,11	0,346	-0,456
8,8	0,18	0	0,350	-0,350
9,5	0,14	0,51	0,378	+0,132

Cas C₄.

1/50

Antenne plaque isolée a = 6,84 mm

H' = 1,6 mm, $\epsilon_r' = 2,17$.

f GHz	R _E mes.	X _E mes.	L ω /50	(R _E - $\frac{L\omega}{50}$)
6,50	0,09	0,636	0,155	0,481
7,60	1,532	0,75	0,181	0,569
7,61	1,568	0,67	0,182	0,488
7,70	1,592	0,176	0,184	-0,008
7,745	1,522	0,0	0,185	-0,185
7,8	1,314	-0,210	0,186	-0,396
7,9	1,024	-0,378	0,189	-0,567
8,0	0,738	-0,378	0,191	-0,569
8,1	0,554	-0,300	0,193	-0,493
9,5	0,104	0,242	0,227	+0,015

INFLUENCE DU COEFFICIENT DE COUPLAGE k SUR L'IMPÉDANCE D'ENTRÉE Z_E DE L'ANTENNE PLAQUE.

Dans le tableau II, on donne les maxima et minima de R_E et X_E qui sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance d'entrée Z_E , pour différentes valeurs de k , coefficient de la capacité de couplage C_{12} , dans le cas d'une antenne avec $a = 6,84$ mm, $b = 6,65$ mm, $H = H' = 1,6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon'_r = 2,17$. La colonne à droite de chaque grandeur donne la fréquence à laquelle l'effet se produit. f_{r1} et f_{r2} sont les fréquences de résonance quand $X_E = 0$ en passant des valeurs + à -.

k	$(X_E)_{M1}$	$f_{X_{M1}}$	$(R_E)_{M1}$	$f_{R_{M2}}$	$(X_E)_{m1}$	$f_{X_{m1}}$	$(R_E)_{m1}$	$f_{R_{m1}}$	$(X_E)_{M2}$	$f_{X_{M2}}$	$(R_E)_{M2}$	$f_{R_{M2}}$	$(X_E)_{m2}$	$f_{X_{m2}}$	f_{r1}	f_{r2}	B en % $\Delta f/f_0$
0,15	296	6,95	456	7,20	-86	7,45	216	7,65	-26	7,80	268	8,05	-165	8,40	7,26	-	15,1
0,20	292	6,85	447	7,05	-94	7,30	179	7,60	3,4	7,80	267	8,05	-159	8,40	7,13	7,84	17,2
0,25	286	6,65	440	6,90	-108	7,10	132	7,45	40,5	7,75	269	8,05	-150	8,40	6,93	7,95	19,1
0,30	284	6,50	446	6,70	-123	6,90	100	7,35	66,4	7,75	271	8,05	-143*	8,40	6,74	7,98	20,3
0,35	282	6,35	449	6,55	-135	6,70	78	7,20	84,9	7,70	274	8,05	-138	8,40	6,57	8,00	17,2
(1) 0,20	298	6,85	456	7,05	-98	7,30	177	7,60	5,6	7,80	271	8,05	-161	8,40	7,13	7,86	
(2) 0,20	285	6,85	437	7,05	-89	7,30	181	7,60	1,1	7,80	264	8,05	-156	8,40	7,13	7,81	

Les fréquences sont en GHz, et les impédances en ohms,

M = maximum,

m = minimum.

(1) Cas sans pertes $\text{tg}\delta = 0$, $D_S = 0$.

(2) Cas avec pertes :

$$\text{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-3}, \quad D_S = 5 \cdot 10^{-5} \quad k = 0,2$$

Les autres cas ont été traités avec $\text{tg}\delta = 1 \cdot 10^{-3}$ et $D_S = 2,2 \cdot 10^{-5}$ $k = 0,2$.

1°) La partie réelle R_E a son second maximum qui se produit toujours à la même fréquence $f_{R_{M2}} = 8,05$ GHz, quelque soit le couplage k .

La seconde résonance ($X_E = 0$) se produit à une fréquence légèrement inférieure $f_{r_2} \simeq 7,9$ GHz. Quand k croît f_{r_2} tend vers $f_{R_{M2}}$. Ainsi Z_E à son premier maximum pour R_E a une composante réactive inductive, et à son second maximum pour R_E , une composante réactive capacitive.

De plus $(R_E)_{M2} \simeq 270 \Omega$, $(R_E)_{M1} \simeq 447 \Omega$ varient très peu quand k augmente.

2°) Le second minimum de la susceptance X_E d'entrée se produit aussi toujours à la même fréquence, quelque soit le couplage k , $f_{X_{m2}} = 8,40$ GHz. Quand k croît, $X_{E_{m2}}$ croît légèrement tout en demeurant capacitif.

3°) Le second maximum de la susceptance X_E d'entrée se produit à une fréquence légèrement inférieure à f_{r_2} , et s'éloigne de f_{r_2} vers les basses fréquences quand k augmente.

La valeur de $(X_E)_{M2}$ croît rapidement quand k augmente.

Pour $k > 0,19$ $(X_E)_{M2}$ est inductif.

pour $k \leq 0,19$ $(X_E)_{M2}$ est capacitif. Dans ce cas, la boucle dans l'abaque de Smith ne coupe pas l'axe des impédances réelles, donc absence de f_{r_2} et le point adaptant $(1,0)$ reste en dehors de la boucle. Ce qui n'empêchera pas l'obtention d'une large bande comme le montre le diagramme pour $k = 0,15$.

4°) Le premier minimum de R_E baisse rapidement quand k augmente. Un couplage fort tire f_{r_1} , $f_{X_{M1}}$, $f_{R_{M2}}$, $f_{X_{m1}}$, $f_{R_{m1}}$ et $f_{X_{M2}}$ vers les basses fréquences, démarquant ainsi, de plus en plus, les deux résonances.

5°) Pour faire nos abaques de Smith, dans le choix de l'impédance de normalisation Z_0 , on a retenu le critère suivant :

Z_0 doit vérifier :

$$1 < U = \frac{(R_E)_M}{Z_0} < 2 \quad 1 > V = \frac{(R_E)_{m1}}{Z_0} > 0,5 \quad \text{et} \quad \underline{2 > U > 1 > V > 0,5} \quad (1)$$

Quand cela n'est pas possible, on prend : $Z_o = \frac{(R_E)_{m1}}{0,5} = 2(R_E)_{m1}$.

Exemple :

$k = 0,15$; avec $Z_o = 350\Omega$, on a bien (1) vérifiée puisque

$$2 > \frac{456}{350} > 1 > \frac{216}{350} > 0,5$$

$k = 0,20$; avec $Z_o = 325\Omega$ on a :

$$2 > \frac{447}{325} > 1 > \frac{179}{325} > 0,5$$

$k = 0,25$; avec $Z_o = 250\Omega$, on a :

$$2 > \frac{440}{250} > 1 > \frac{132}{250} > 0,5$$

$k = 0,30$; $U_{\max} = 2$ donne $\frac{446}{2} = 223$

$$V_{\min} = 0,5 \text{ donne } \frac{100}{0,5} = 200.$$

On choisit alors : $Z_o = \frac{(R_E)_{m1}}{V_{\min}} = \frac{100}{0,5} = 200\Omega$

ce qui donnera : $U = 2,23$

$k = 0,35$, de même que pour $k = 0,30$, on choisit $Z_o = \frac{(R_E)_{m1}}{0,5}$, soit

$$Z_o = \frac{78}{0,5} = 156\Omega \quad \text{d'où } U = 2,245.$$

6°) Conditions d'obtention d'une bonne largeur de bande.

Il est souhaitable que la boucle inclut à son intérieur le point adaptant (1,0) donc $k \geq 0,19$. Cependant, cela n'est pas nécessaire pour l'obtention d'une large bande.

Il est souhaitable que la boucle ne cotoie pas de trop près le cercle de R.O.S. = 2 tout le long de son parcours, donc $k \leq 0,35$. Les conditions d'une "bonne largeur" de bande sont donc :

$$0,19 \leq k \leq 0,35 \quad \text{et} \quad (a-b)/a < 6\%$$

7°) Effets des pertes.

Les pertes abaissent tout juste légèrement la fréquence f_{r2} et laissent toutes les autres fréquences (f_{Xm1} , f_{Rm1} , f_{Xm1} , f_{Rm1} , f_{Xm2} , f_{Rm2} , f_{Xm2} et f_{r1}) invariantes.

Leur effet le plus défavorable est celui d'abaisser la valeur de $(X_E)_{M2}$ ce qui risque de faire sortir le point adaptant (1,0) de l'intérieur de la boucle d'où absence de fréquence f_{r2} . La largeur de bande dans ce cas même si elle est suffisante, elle demeure pas moins d'un niveau très inégal.

D'un autre côté, l'effet de pertes sur les valeurs de $(X_E)_{M1}$, $(R_E)_{M1}$, $(X_E)_{m1}$ et $(R_E)_{m1}$ favorise l'obtention d'une large bande.

L'introduction de pertes de façon contrôlée peut donc aider à obtenir des bandes améliorées en largeur.

8°) Etude du cas expérimental.

L'examen du cas $a = 6,84$ mm, $b = 6,65$ mm, semble indiquer que la valeur de $0,20 < k < 0,25$, soit $k \approx 0,22$. La boucle théorique est plus capacitive qu'inductive, avec la courbe expérimentale on a l'inverse. Peut-être que l'effet inductif de la sonde a été sous-estimé.

9°) Les courbes expérimentales donnent toujours des boucles déplacées vers le côté supérieur de l'abaque (côté selfique) relativement aux boucles théoriques. Cela est dû au fait que la théorie est basée sur le mode fondamental seulement. Une théorie (multimode) se recouperait mieux avec l'expérience [23]. En plus la modélisation du coaxial semble insuffisante [23].

L'introduction d'une couche d'air aura pour effet de réduire la constante k du couplage (i.e quand son épaisseur augmente, la taille de la boucle diminue). L'épaisseur du substrat déplacera la boucle vers le bas de l'Abaque de Smith (partie capacitive) quand l'épaisseur augmente [23].

REFERENCES.

- [1] G. DUBOST, G. BEAUQUET :
"Linear Transmission-Line Model Analysis of arbitrary-shape Patch Antennas". *Electronics Letters*, 17 juillet 1986, Vol. 22, N° 15, pp. 798-199.
- [2] G. DUBOST, G. BEAUQUET :
"Linear Transmission-Line Model Analysis of a circular Patch Antenna". *Electronics Letters*, 23 rd October 1986, vol. 22, n° 22, pp. 1174 - 1176.
- [3] G. DUBOST, G. BEAUQUET, J. ROCQUENCOURT, G. BONNET :
"Patch Antenna Bandwidth increase by means of a Director".
Electronics Letters 4th December 1986, vol. 22, n° 25, pp. 1345-1347.
- X [4] D.H. SCHAUBERT :
"Multilayer and parasitic configurations".
Handbook Microstrip Antennas.
Peter Peregrinus Ltd. I.E.E. Nov. 1989, Vol. 1, Chapter 6.
p. 311 to 351.
- [5] J.P. DAMIANO, J. BENNEGEUCHE, A. PAPIERNIK :
"Antennes Microrubans Multidiélectriques : Analyse de structures à géométrie mixte rectangle-disque".
J.I.N.A., Nov. 1988, Nice, p. 225-228.
- [6] R.Q. LEE, K.F. LEE, J. BOBINCHAK :
"Electromagnetically coupled rectangular Patch Antenna".
J.I.N.A., Nov. 1988, Nice, p. 240-244.
- X [7] G. DUBOST :
"Méthodes d'analyse et de synthèse de quelques "microantennes" à large bande en mode quasi transversal électromagnétique".
Annales des Télécom., tome 42, n° 9, 10, 1987, p. 588-605.

- [8] K.C. GUPTA, RAMESH GARG, I.J. BAHL :
"Microstrip Lines and Slotlines".
Artech House Microwave Library (1979), 377 pages.
- X X [9] I.J. BAHL et P. BHARTIA :
"Microstrip Antennas".
Artech-House, 1980, 348 pages.
- [10] G. DUBOST :
"Flat Radiating Dipoles and Applications to Arrays".
Research Studies Press. John Wiley & Sons L.T.D., 1981,
103 pages.
- X X [11] JAMES, J.R., HALL, P.S. and WOOD, C. :
"Microstrip Antenna Theory and design".
Peter Peregrinus Ltd, I.E.E. Electron. Waves series 12, 1981,
pp. 24 et 246 à 249.
- [12] G. DUBOST :
"Influence of feed-point location on radiation resistance of a
short-circuited flat dipole".
Electronics Letters, 8th November 1984, vol. 20, N° 23, pp. 980-981.
- [13] ANDERS G. DERNERYD :
"Analysis of the Microstrip Disk Antenna Element".
I.E.E.E. Transactions on Antennas and Propagation".
Vol. AP 27, n° 5, Septembre 1979.
- [14] KELLER J.B. :
"Geometrical theory of diffraction".
J. Opt. Soc. Amer., vol. 52, pp. 116-130, 1962.
- [15] KOUYOUMJIAN R.G. and PATHAK P.H. :
"A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in
a perfectly conducting surface".
Proc. I.E.E.E., vol. 62, pp. 1448-1461, nov. 1974.
- X [16] G. DUBOST :
"Antenne plaque pour télécommunications entre stations mobiles".
L'Onde Electrique, vol. 65, n° 2, mars-avril 1985.
- [17] G. DUBOST :
"Vertically Polarized Flat Antenna with omnidirectional radiation".
Proceeding of I.S.A.P. 85 024-1, pp. 109 to 112.

- [18] G. DUBOST :
 "Far field radiated by rectangular patch microstrip antenna".
Electron. Letters Nov. 1982, vol. 18, n° 23, pp. 991-993.
- [19] G. DUBOST :
 "Sources et réseaux plaques pour communications hertziennes à large bande. Modélisation en mode quasi transversal électromagnétique".
 Cours polycopié D.E.A. "Traitement du Signal et Télécommunications". Année 1989 - 1990.
- X [20] JUAN-RAMON MOSIG :
 "Les structures microruban : Analyse au moyen des équations intégrales".
 Thèse n° 511 (1983). E.P.F.L. Lausanne.
- [21] TAKANORI OKOSHI :
 "Planar Circuits" for Microwaves and Light Waves".
 Spring Verlag, Berlin, 1985.
- [22] DAHELE, J.S., LEE, K.F., and WONG, D.P.
 "Dual-frequency stacked annular-ring microstrip antenna".
I.E.E.E. Trans., 1987, AP-35.
- X [23] D. LAN SUN LUK, F. CROQ, A. PAPIERNIK, E. PENARD :
 "Antenne microruban multicouche alimentée par ouverture ou par coaxial".
J.I.N.A., France, Nov. 1988, pp. 286-290.
- [24] G. DUBOST :
 "Wide band flat dipole and short-circuit microstrip patch elements and arrays".
Handbook of Microstrip Antennas, édité par J.R. James et P.S. Hall 1989, Peter Peregrinus.
- [25] BHATNAGAR, P.S., DANIEL, J.P., MAHDJOUBI, K, and TERRET, C. :
 "Experimental study on stacked triangular microstrip antennas".
Electron. Lett., 1986, 22, pp. 864-865.
- [26] BHATTACHARYYA, A.K., and GARG, R.
 "Generalised Transmission Line Model for Microstrip Patches".
I.E.E. Proc., Vol. 132, Pt. H, n° 2, pp. 93-98, 1985.

- [27] ARAKI, K., UEDA, H., MARAYUKI, T. :
 "Numerical analysis of circular disk microstrip antennas with parasitic elements".
I.E.E.E. - AP, 1986, vol. 34, n° 12, pp. 1390-1394.
- [28] P. PICHON, J. MOSIG, A. PAPIERNIK :
 "Analyse des antennes microruban de forme arbitraire".
J.I.N.A., France, Nov. 1988, pp. 245 à 249.
- [29] C.H. TSAO and al :
 "Aperture Coupled patch antennas with wide bandwidth and dual polarisation capabilities".
I.E.E.E. AP-S International Symposium Syracuse, New-York, June 6-10, 1988.
- [30] S.B. de ASSIS FONSECA and A.J. GIAROLA :
 "Microstrip Disk Antennas Part 1 : Efficiency of Space Wave Launching".
I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., Vol. AP 32, N° 6, June 1984 pp. 561 to 573.
- [31] JACKSON, D.R., ALEXOPOULOS, N.G. :
 "Simple formulas for the input impedance, bandwidth and radiation efficiency of a rectangular patch".
I.E.E.E. June 1989, AP-S San Jose (Ca).
- [32] G. DUBOST :
 "Influence of surface wave upon efficiency and Mutual Coupling between rectangular microstrip antennas".
1990 I.E.E.E. AP-S Intern. Symp. and U.R.S.I. radio Science Meeting. Dallas, May 7-11, 1990.
- [33] G. DUBOST, A. ZERGUERRAS :
 "Transmission line Model Analysis of arbitrary shape Patch Antenna Coupled with a Director".
Electronics Letters (à paraître).
- [34] G. DUBOST, S. DESCLOS, A. ZERGUERRAS :
 "Current distributions and far field radiated by an arbitrary shape large bandwidth Microstrip Antenna".
Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics August 15-17, 1990, Univ. of Manitoba, Winnipeg (Canada).
 Publication acceptée.
- [35] E. PENARD, J.P. DANIEL :
 "Mutual coupling between short circuited microstrip antenna".
Electronics Letters, vol. 19, n° 5, pp. 178-80, March 1983.

- [36] E. PENARD, J.P. DANIEL :
"Open and hybrid microstrip antennas".
I.E.E.E. Proceedings, vol.131, Pt H n° 1, February 1984.
- [37] K. MAHDJOUBI, J.P. DANIEL, C. TERRET :
"A dual frequency disk antenna studied by the cavity method".
Electronics Letters, vol. 22, n° 7, 27 March 1986, pp. 379-381.
- [38] P.S. BHATNAGAR, J.P. DANIEL, K. MAHDJOUBI, C. TERRET :
"Displaced multilayer triangular elements widen antenna bandwidth".
Electronics Letters 1988, 21, pp. 962-964.