

50376

1986

225

50376

1986

985

re : 71

THÈSE

présentée

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRÈS ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Composants, Signaux et Systèmes

par

Abdeslam SAFRIOUI



**ETUDE ET REALISATION D'ANTENNES PLAQUEES
APPLICATION : REALISATION D'UN CINEMOMETRE
DOPPLER INTEGRE**

Soutenue le 17 Décembre 1986 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM:	E.	CONSTANT	Président
		J.	VINDEVOGHEL	Directeur de Thèse
		J.L.	VATERKOWSKI	Rapporteur
		P.	GELIN	Rapporteur
		Y.	LEROY	Examineur
		Y.	DAVID	Examineur

Ce travail a été réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de Lille, laboratoire associé au CNRS, dirigé par Monsieur le Professeur SALMER. Je ne peux oublier l'accueil de Monsieur le Professeur CONSTANT qui en fut le directeur jusqu'en 1985. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Mes plus vifs remerciements vont à Monsieur Jean VINDEVOGHEL, Maître de Conférence à l'IUT de Lille, qui m'a donné le sujet de ce travail et qui l'a suivi jusqu'à son terme avec un intérêt continu et une minutieuse patience.

Je tiens également à remercier Francis MASCART, Pascal DELOOF et G.DUMOULIN pour leur fructueuse et précieuse collaboration lors des différentes phases de mon travail.

Je remercie Monsieur le Professeur GABILLARD pour les encouragements qu'il n'a cessé de prodiguer. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde sympathie.

Ma reconnaissance va aussi à tous les membres du Jury qui m'ont fait l'honneur de participer à ma soutenance de thèse :

- Monsieur J.L.VATERKOWSKI, Professeur à l'ENSMM (Besançon)
- Monsieur P.GELIN, Professeur à l'ENST (Brest)

- Monsieur Y.DAVID, Directeur du CRESTA
- Monsieur E.CONSTANT, Professeur Université de Lille I
- Monsieur LEROY, Professeur Université de Lille I
- Monsieur J.VINDEVOGHEL, Maître de Conférence IUT de Lille.

Je ne saurais oublier Messieurs VANBREMEERSCH, PLAYEZ, VANDERMOERE, Mesdames MIENS, FATTORINI dont l'intervention a été décisive pour la réalisation et la caractérisation des circuits.

Enfin, je ne sais comment m'acquitter vis à vis de Madame VANBREMEERSCH pour tout son travail de dactylographie, des services techniques de l'UFR et en particulier du personnel de l'atelier de mécanique.

De Messieurs FAUQUEMBERGUE et CAREY pour la reprographie de cette thèse.

A mes Parents.

... They blended religion art and science
because, at base, science is no more
than an investigation of a miracle we
can never explain, and art is an inter-
-pretation of that miracle ...

RAY BRADBURY

Sommaire

S O M M A I R E

	Pages
INTRODUCTION GENERALE	1
<u>1ère partie</u> : Concept des antennes plaquées	4
. Introduction	4
I - Modèle de la ligne de transmission	9
I.1 - Définitions générales des lignes de transmission microruban	9
I.2 - Formules théoriques caractérisant une ligne microruban	13
I.3 - Modèle de la ligne de transmission pour l'antenne rectangulaire	18
II - Modèle de la cavité résonante	25
II.1 - Cas où 1 seul mode TM mn est excité	26
II.1.1 - Répartition du champ à l'intérieur de la cavité	26
II.1.2 - Calcul des différentes pertes - Notions du coefficient de qualité et d'efficacité de l'antenne	31
II.1.3 - Calcul analytique du champ rayonné à grande distance - principe d'équivalence - fonction caractéristique	39
II.1.4 - Calcul de l'impédance d'entrée	50
II.1.5 - Excitation de l'antenne microruban	60
II.1.6 - Corrections du modèle théorique - Décalage fréquentiel	64

II.2 - Modèle de la cavité résonante généralisée à tous les modes	68
II.2.1 - Représentation modale du champ intérieur ...	68
II.2.2 - Impédance d'entrée	72
II.2.3 - Schéma électrique équivalent	75
. Conclusion de la première partie	77
<u>2ème partie</u> : Conception - Réalisation et Caractérisation de quelques antennes plaquées	82
I - Méthodes de réalisation et de caractérisation des antennes plaquées	82
I.1 - Gravure	82
I.2 - Caractérisations des antennes	83
I.2.1 - Analyseur de réseaux - mesure de l'impédance d'entrée	85
I.2.2 - Relevé du diagramme de rayonnement - chambre anéchoïde	85
II - Réalisation d'une antenne élémentaire	90
II.1 - Conception et réalisation	91
II.2 - Inconvénients liés à la nature d'une telle structure	99
III- Augmentation de la directivité	101
III.1- Calcul théorique	101
III.1.1 - Arrangement linéaire	101
III.1.2 - Arrangement à deux dimensions	104
III.1.3 - Gain et portée	107
III.2- Réalisation d'une antenne à 16 éléments en bande X .	110
III.3- Réalisation d'une antenne directive à 256 éléments rayonnants en bande Ka	115

IV - Antennes alimentées par couplage électromagnétique	120
IV.1 - Structure triplaque	120
IV.1.1 - Réalisation d'un prototype	122
IV.1.2 - Inconvénients d'une telle structure	127
IV.2 - Structure multiéléments alimentée par couplage mutuel	127
IV.2.1 - Réalisation d'un prototype	129
IV.2.2 - Inconvénients d'une telle structure	131
. Conclusion de la 2ème partie	131
 <u>3ème partie</u> : Optimisation d'une antenne plaquée pour des applications de cinémométrie	134
. Introduction : Mesure de la vitesse par effet Doppler ..	134
 I - Caractéristiques du signal élémentaire de Doppler	137
I.1 - Phénomène de rétrodiffusion	139
I.2 - Effets de l'augmentation de la directivité et du gain sur le spectre du signal Doppler	142
I.3 - Spectre Doppler issu de l'antenne plaquée à 16 éléments rayonnants	144
 II - Augmentation de la corrélation du signal Doppler - Antenne Rideau -	152
II.1- Analyse des fonctions caractéristiques de rayonnement de l'antenne rectangulaire	152
II.1.1 - Variation de θ_H en fonction de "a"	154
II.1.2 - Conditions sur la validité du modèle de la cavité lorsque $\frac{a}{b} \gg 1$	159
II.2- Réalisation et caractérisation de l'antenne-rideau .	162
II.3- Performances de l'antenne rideau en terme de signal Doppler	168

Introduction

INTRODUCTION GENERALE

Depuis une dizaine d'années, l'évolution des technologies hybride et monolithique a donné aux techniques hyperfréquences un regain d'intérêt. Grâce à la possibilité d'intégration de nombreux composants tant actifs que passifs, un système hyperfréquence est devenu de nos jours compétitif, aussi bien du point de vue coût de réalisation que fiabilité et est donc susceptible d'être diffusé à grande échelle sur le marché.

En effet, les hyperfréquences peuvent trouver un débouché important dans différents domaines industriels; citons par exemple les applications en :

- Télémétrie
- Cinémométrie
- Radiométrie
- Transmission de données
- Hyperthermie
- Surveillance de locaux
- Mesures hygrométriques in situ
- Mesures de débit.

dont la liste est loin d'être exhaustive.

L'étude qui fait l'objet de ce mémoire a été entreprise dans le but de réaliser à moindre coût et moindre encombrement un cinémomètre à effet Doppler fonctionnant en bande X.

Si ce dernier principe est bien connu, sa mise en application souffrait jusqu'à présent de l'inconvénient d'être volumineux et coûteux, de par les techniques mises en jeu : Sources hyperfréquences et souvent structures guides d'ondes et de ce fait sa diffusion restait restreinte.

L'environnement et l'équipement du CHS nous a incité à concevoir un système d'émission réception miniaturisé mettant en oeuvre des sources intégrées et surtout des aériens réalisés en structure plaquée. Ce type de cinémomètre est susceptible d'être employé pour la mesure de vitesse de véhicules terrestres du type métro (VAL) ou routiers (VL et PL). Ces études ont été supportées par l'INRETS (CRESTA).

Notre travail a consisté d'une part, à concevoir en technologie microruban, des structures rayonnantes, de les réaliser et de les caractériser en vue de comprendre les dépendances entre les différents paramètres qui rentrent en jeu et d'autre part, à évaluer leur performance au terme de pureté spectrale du signal Doppler.

Dans la première partie, nous introduisons le concept général des antennes plaquées et justifions ensuite le choix des structures rayonnantes à géométrie rectangulaire. Nous présentons les deux principaux modèles théoriques en précisant leurs domaines d'application et en faisons une synthèse dégageant les équations générales nécessaires à la réalisation de nos aériens.

La seconde partie est consacrée à l'étude et à la réalisation de plusieurs structures rayonnantes, différentes de par leur conception

et leurs caractéristiques (utilisation dans les bandes X et Ku).

Nous présentons les résultats expérimentaux pour les structures réalisées et les comparons à ceux obtenus à l'aide de logiciels de simulation (notamment en ce qui concerne l'ouverture du lobe principal). Ces simulations sont basées sur les équations générales dégagées de la synthèse des deux principaux modèles. L'intérêt général de cette approche expérimentale réside dans la maîtrise des paramètres physiques et technologiques.

Dans la troisième partie, nous précisons les caractéristiques du signal Doppler. Nous analysons dans quelles conditions de rétrodiffusion du signal microonde, nous pouvons obtenir un signal Doppler à faible encombrement spectral. Ceci nous a amené à définir les caractéristiques de l'antenne la mieux adaptée à notre application : l'antenne rideau. Nous présentons les résultats obtenus lors de l'utilisation de cette antenne et examinons leur validité.

La quatrième et dernière partie de ce travail présente les deux prototypes de cinémomètre intégrés, en ce qui concerne la partie hyperfréquence. La partie traitement de signal, indispensable à toute utilisation du cinémomètre fera l'objet de la thèse de M.WANG (LRPE).

Nous présentons également le compte-rendu des essais effectués en site, sur VAL d'une part et sur la route d'autre part de l'ensemble du cinémomètre incluant la partie micro-informatique développée par le LRPE.

1^{ère} Partie

1ère PARTIE

CONCEPT DES ANTENNES PLAQUEES

INTRODUCTION :

Les antennes en technologie imprimée connaissent aujourd'hui un développement important, intéressant tout aussi bien les applications civiles que militaires. Cette nouvelle génération d'antennes présente du point de vue économique trois avantages incontestables :

- faible poids
- faible encombrement
- faible coût

le concept de l'antenne plaquée n'est pas récent, il apparaît dès 1953 avec DESCHAMPS [1]. Cependant les premières réalisations ne voient le jour que vers 1970 avec HOWELL [2] et MUNSON [3]. Le développement

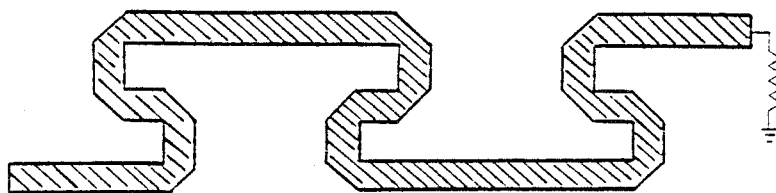
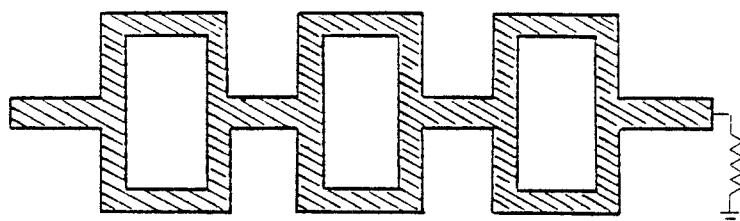
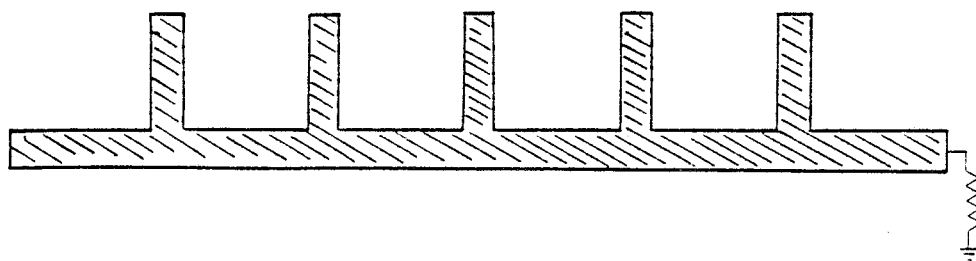


Figure 1 : Antennes plaquées à ondes progressives.

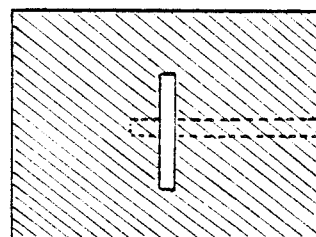
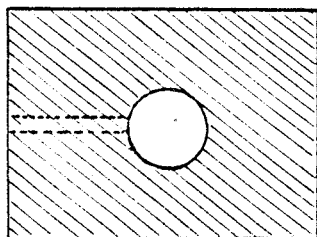
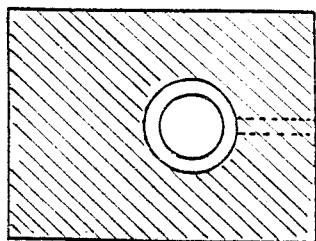


Figure 2 : Fentes rayonnantes

prodigieux de ce type d'aérien est lié aux progrès considérables réalisés ces dix dernières années dans le domaine de la miniaturisation et de l'intégration des circuits électroniques : la conception de nouveaux types d'antennes, autres que les paraboles ou antennes cornet, très volumineuses (guides d'ondes), est apparue nécessaire, afin de réduire l'encombrement total du système d'émission.

Les antennes plaquées peuvent être classées suivant trois catégories :

- Les antennes plaquées à ondes progressives [4],[5].

Elles sont constituées d'un conducteur de longueur égale à quelques longueurs d'ondes à structure périodique et dont l'extrémité est formée sur une charge adaptée. La direction du maximum de rayonnement est contrôlée par la constante de propagation le long de la structure et par la géométrie de l'antenne (figure 1).

- Les fentes rayonnantes [4],[5].

Ces antennes sont formées d'une fente dans un plan conducteur. Elles sont généralement rectangulaires ou circulaires (figure 2).

- Les antennes plaquées.

Elles sont réalisées en structure microruban et sont constituées par un conducteur supérieur séparé d'un plan de masse par une fine couche diélectrique sans perte . Seules les géométries simples ont fait l'objet (figure 3) d'études approfondies. Néanmoins, des structures plus élaborées tels que le triangle, le pentagone ont été abordés [4].

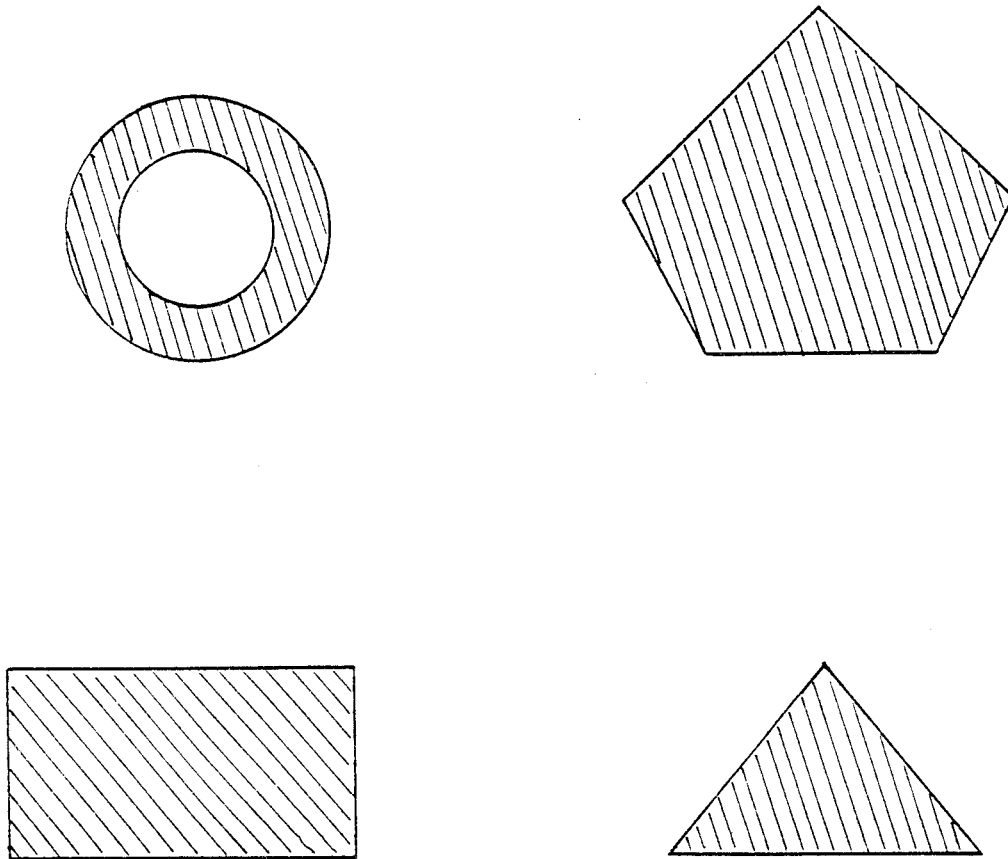


Figure 3 : Antennes plaquées

Dans cette étude, nous nous sommes limités tant du point de vue de la simulation que de la réalisation à l'étude des antennes à géométrie rectangulaire et ceci pour deux raisons fondamentales :

- les outils de l'électromagnétisme utilisés pour la modélisation de telles antennes sont relativement simples.
- la polarisation du champ électromagnétique rayonné par les structures à géométrie rectangulaire, apparaît plus adaptée pour les applications Doppler, qui sont le but de nos études.

Sur le plan fondamental, la modélisation d'une antenne plaquée peut être abordée de plusieurs manières :

- par des méthodes approchées comme le modèle de la ligne de transmission développé d'abord par MUNSON [3] puis par DERNERYD [6] ou le modèle de la ligne équivalente : l'antenne est assimilée à deux fentes qui rayonnent dans un demi espace supérieur

- la méthode de la cavité est une méthode relativement plus compliquée, mais beaucoup moins limitative. L'antenne est assimilée à une cavité à modes TM_z (par rapport à la direction verticale) dont les parois rayonnent [7],[8].

- les antennes plaquées ont également été étudiées à partir de méthodes numériques comme par exemple : la méthode des moments, des éléments finis ou celle de la fonction de Green [9],[10],[11].

Nous présentons dans la partie qui suit les premières méthodes de façon purement analytique en soulignant les hypothèses simplificatrices utilisées et les limitations qui en résultent.

Afin de simplifier le travail de conception des antennes, nous avons choisi un modèle combinant les deux principales méthodes d'investigations (modèle de la ligne de transmission et modèle de la cavité) : l'antenne est considérée comme une cavité où seul le mode TM_{01} (mode fondamental) est excité. Dans la pratique, cette conjecture est acceptable lorsque le circuit d'excitation est correctement positionné par rapport à l'élément rayonnant.

I - MODELE DE LA LIGNE DE TRANSMISSION

I.1. Définitions générales de lignes microruban.

Les lignes microrubans ont été proposées comme un nouveau moyen de propagation des ondes hyperfréquences dès 1951. Dès cette année, une première approche théorique est élaborée par F.ASSADAURIAN et E.RIMAI [12], des nombreuses applications de ces nouveaux moyens de propagation sont alors mises en évidence. Une ligne microruban est constituée par une

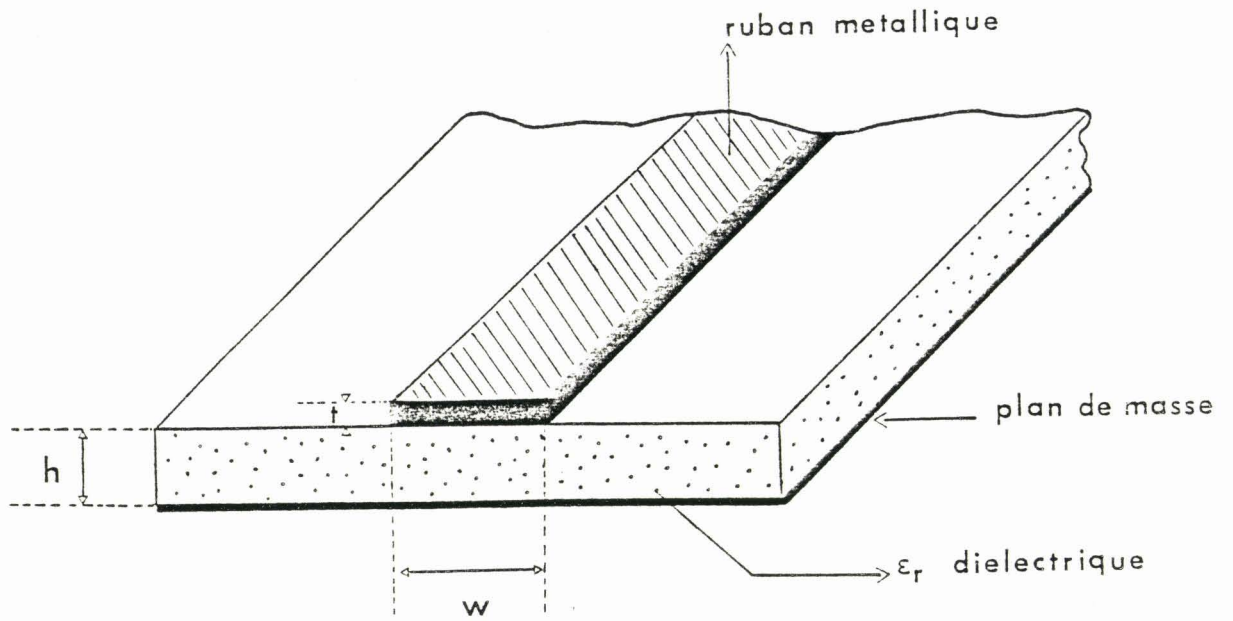


Figure 4 : Ligne microruban

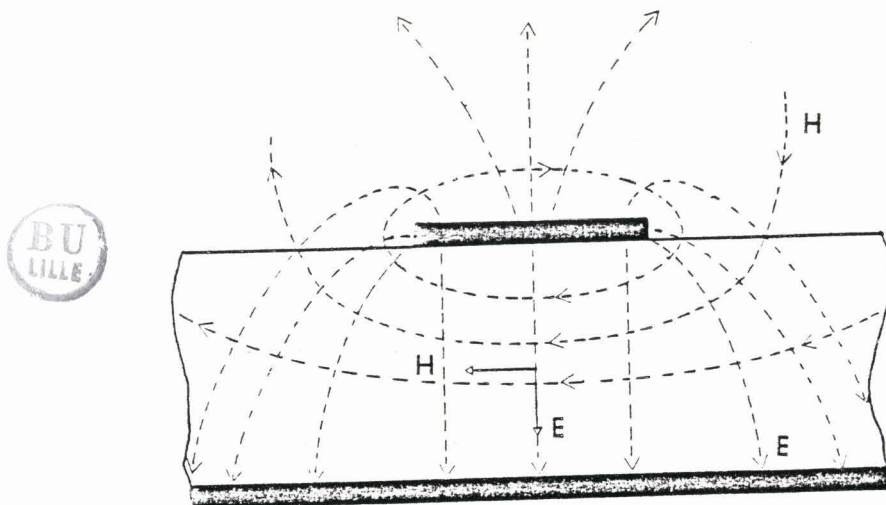


Figure 5 : Lignes de champs de mode TEM

bande métallique déposée sur l'une des faces d'un diélectrique sans pertes de permittivité ϵ_r l'autre face étant entièrement métallisée (figure 4). La théorie des lignes montre qu'entre deux conducteurs dans un milieu diélectrique homogène et isotrope le champ se propage en mode TEM (figure 5).

En régime sinusoïdal les champs électrique E et magnétique H sont en phase, leur rapport est homogène à une résistance : $E/H = 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}$ et se propageant avec une vitesse $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ indépendante de la fréquence si l'on suppose que ϵ_r ne varie pas avec cette dernière. Il n'existe donc pas de fréquence de coupure. En toute rigueur, le milieu n'étant pas homogène (association air-diélectrique), les lignes de champ subissent des réfractions à la surface de séparation entre les deux diélectriques (air-substrat)(figure 6) et le mode de propagation sur la structure n'est pas purement TEM, il en est cependant très proche, on dit que la propagation est "quasi-TEM". La tangente de perte du substrat ($\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$) étant en général très faible, la majeure partie de l'énergie est transportée par la ligne.

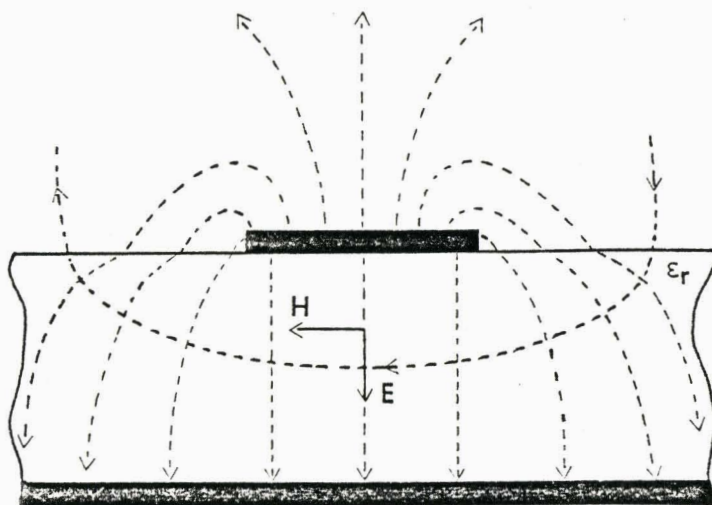


Figure 6 : Réfraction des lignes de champs

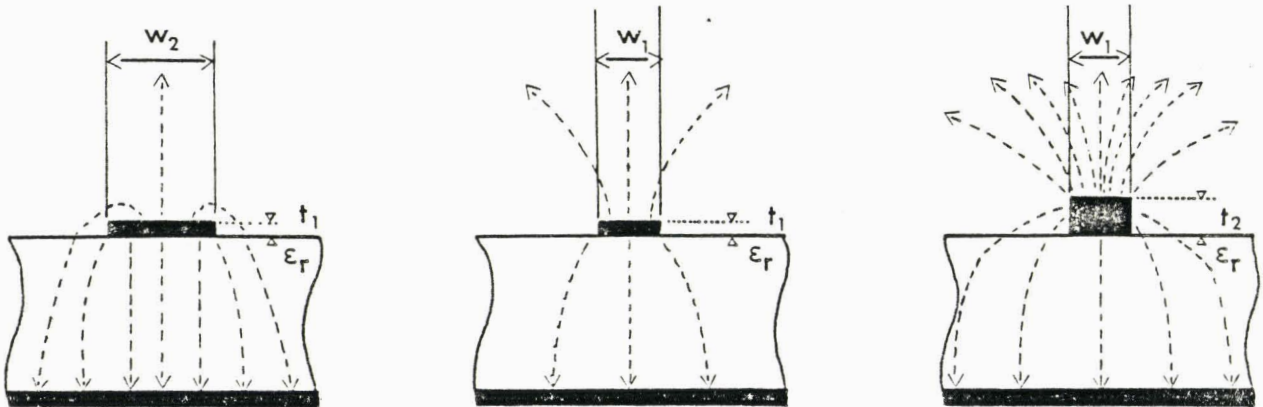


Figure 7 : Effets de bord en fonction de t et w

- $t_2/h > t_1/h$: le nombre de lignes de champs dans l'air augmente d'où une diminution de ϵ_{reff}
- $w_2/h > w_1/h$: la concentration des lignes de champs dans le diélectrique est plus grande d'où une augmentation de ϵ_{reff}



I.2. Formules théoriques caractérisant une ligne de transmission.

Tant que la longueur d'onde du signal hyperfréquence est telle que $h/\lambda \ll 1$ (h épaisseur du substrat) les équations de propagation sur les lignes homogènes constituent une approximation valable à condition d'introduire une permittivité effective ϵ_{reff} du substrat. ϵ_{reff} est fonction du rapport $\frac{w}{h}$ et une approximation suffisante est donnée par la relation suivante [13] :

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 10 \frac{h}{w} \right)^{-1/2} \quad 1-1$$

w étant la largeur de la ligne microruban.

La vitesse de propagation du signal sur la ligne est donc $V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}$ et la longueur d'onde guidée est donnée par $\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}$ où λ_0 est la longueur d'onde dans l'espace libre.

L'épaisseur t du dépôt métallique (en général du cuivre pour des fréquences de l'ordre de 10GHz) et la largeur w du microruban affectent la valeur de ϵ_{reff} [14]. Pour comprendre ceci on peut se représenter la permittivité effective comme étant une fonction du rapport du nombre de lignes de champ qui jouent dans le diélectrique et le nombre de lignes dans l'air (figure 7), elle rend compte des effets de bord.

L'impédance caractéristique de la ligne pour laquelle nous avons défini ϵ_{reff} est : $Z_c = \frac{Z_{01}}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}$ où Z_{01} est l'impédance caractéristique d'une ligne fictive identique dans laquelle le diélectrique serait de l'air.

L'assymétrie de la structure rend les calculs de l'impédance caractéristique fastidieux. Il est souvent suffisant d'utiliser des expressions approchées de Z_c [HAMMERSTADT, SCHNEIDER]. En considérant que τ (l'épaisseur du cuivre) tend vers 0, SCHNEIDER donne [13] :

pour $w/\lambda_h > 1$:
$$Z_c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \frac{120 \pi}{\frac{w}{\lambda_h} + 2.42 - 0.44 \frac{\lambda_h}{w} + \left(1 - \frac{\lambda_h}{w}\right)^5}$$
 1-2

$w/\lambda_h \leq 1$:
$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \text{Log} \left(\frac{8\lambda_h}{w} + 0.25 \frac{w}{\lambda_h} \right)$$
 1-3

avec
$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 10 \frac{\lambda_h}{w} \right)^{-1/2}$$

WHEELER [15] donne des formules dans lesquelles ϵ_{reff} n'apparaissent pas explicitement :

pour $w/\lambda_h < 1$:

$$Z_c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{198.3}{\frac{w}{2\lambda_h} + 0.441 + \frac{\epsilon_r + 1}{2\pi\epsilon_r} \left[\text{Log} \left(\frac{w}{2\lambda_h} + 0.94 \right) + 1.451 \right] + \frac{0.082}{\epsilon_r^2} (\epsilon_r - 1)}$$
 1-4

pour $w/\lambda_h \gg 1$:

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}}} \left[\text{Log} \frac{8\lambda_h}{w} + \frac{w^2}{32\lambda_h} - 0.5 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0.451 + \frac{0.24}{\epsilon_r} \right) \right]$$
 1-5

DUROID 5870

$\epsilon_r = 2.33$

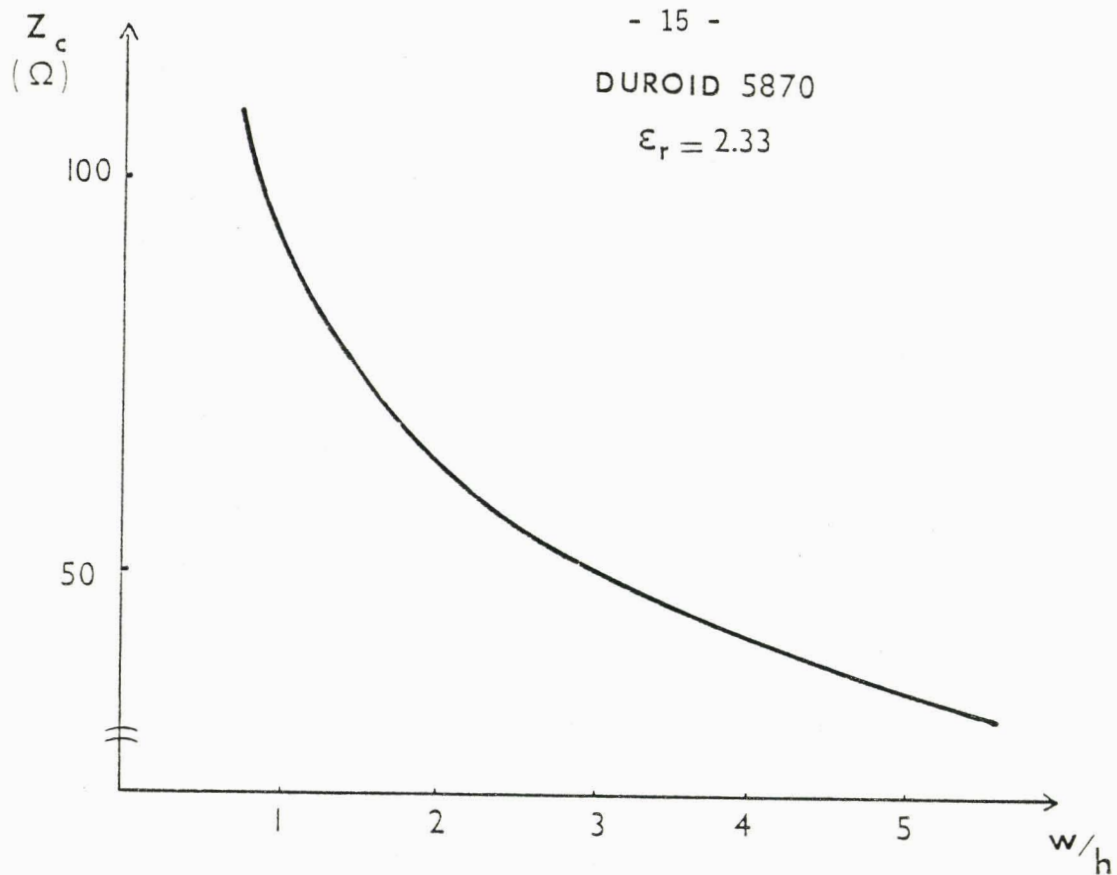


Figure 8

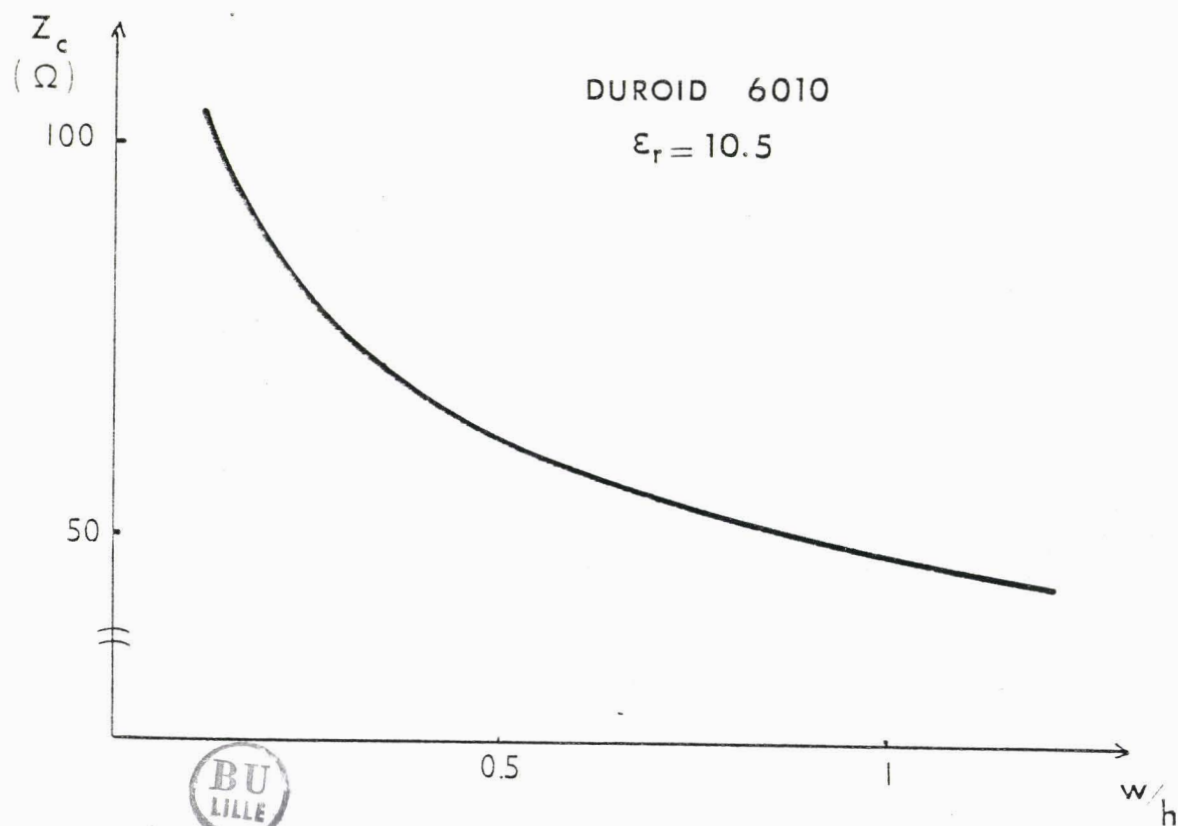


Figure 9

A partir de ces différentes relations, il est possible de tracer des abaques : ϵ_{reff} (w/h) et $Z_c(\frac{w}{h})$ pour chaque type de substrat. Nous présentons (figures 8,9,10 et 11), les abaques relatifs aux substrats que nous utiliserons ultérieurement : DUROID 5870 et DUROID 6010.

Comparaison des valeurs d'impédance.

Le tableau suivant compare les valeurs d'impédance obtenues en utilisant les modèles de Schneider et de Wheeler.

$\epsilon_r = 5$	w/h	ϵ_{reff}	$Z_c(\Omega)$
Schneider	0.5	3.436	90
	2	3.816	45.7
Wheeler	0.5	3.436	90.8
	2	3.816	45.3

Comparaison des modèles de SCHNEIDER et de WHEELER.

Notons cependant que la permittivité ϵ_r du substrat ne reste pas strictement constante en fonction de la fréquence; de ce fait la permittivité effective et l'impédance caractéristique en sont affectées, ce qui se traduira par une dispersion aux très hautes fréquences ($f > 10\text{GHz}$).

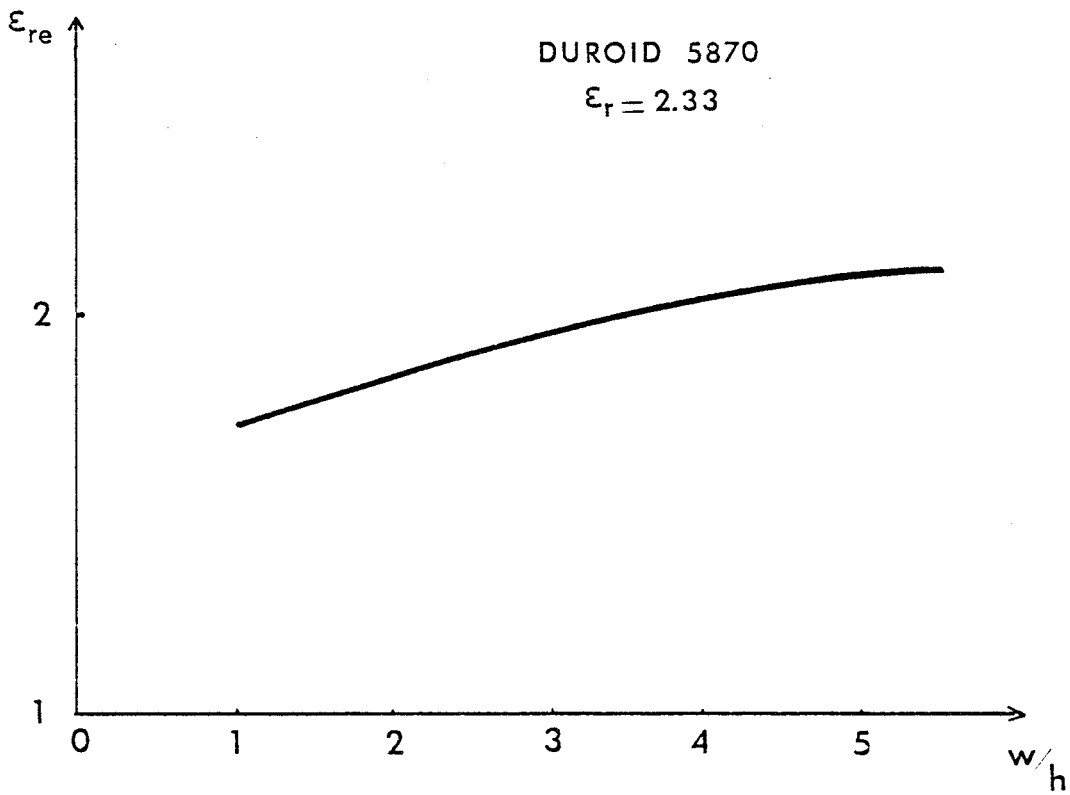


Figure 10

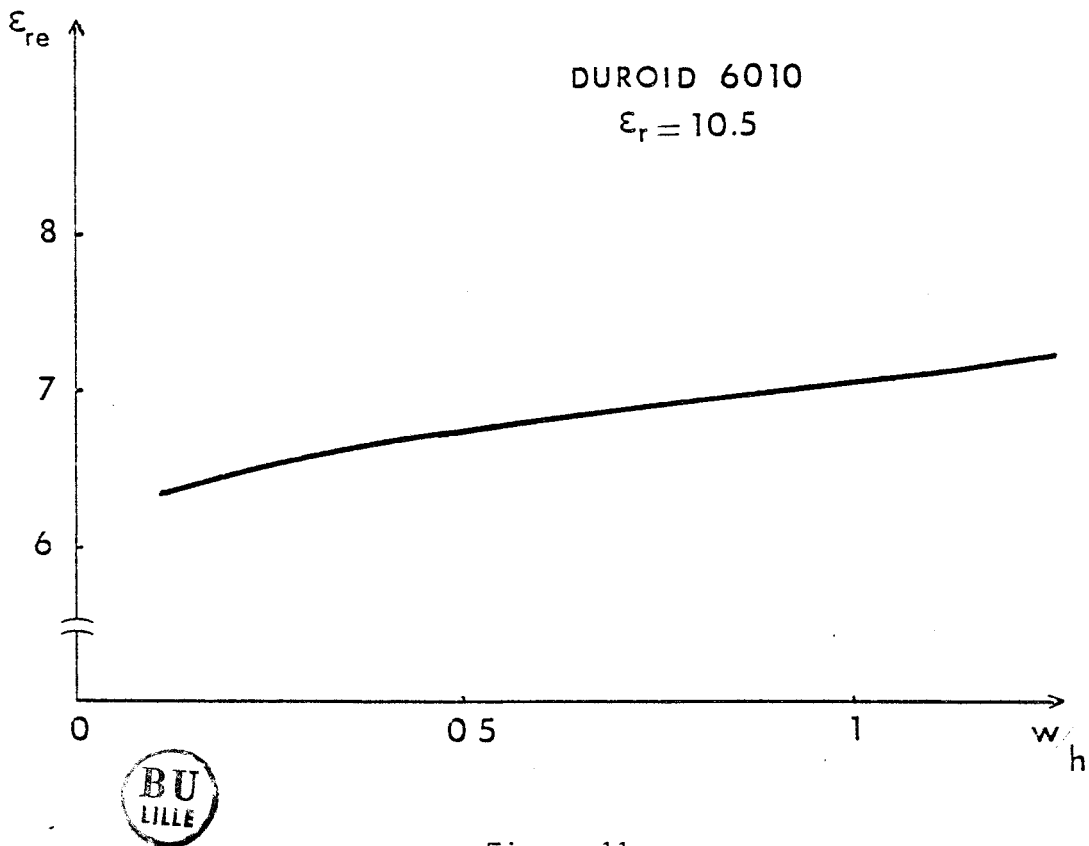


Figure 11

I.3. Modèle de la ligne de transmission pour l'antenne rectangulaire.

L'antenne plaquée est décrite à la figure 12. Elle est constituée d'une fine lamelle de métal (généralement $17,5\mu$ à 35μ d'épaisseur) séparée d'un plan de masse par une couche diélectrique de faible épaisseur h par rapport à la longueur d'onde.

Le métal est caractérisé par sa conductivité σ et le diélectrique par sa perméabilité μ_0 , sa permittivité ϵ_0 et sa tangente de perte $\text{tg}(\delta)$ (très faible en général).

Dans cette analyse, le rectangle est modélisé par deux fentes rayonnantes de longueur a et de largeur approximativement égale à h (épaisseur du substrat), les deux fentes sont parallèles et séparées par une ligne de transmission de faible impédance caractéristique et de longueur b (figure 13).

En négligeant la perturbation due à l'alimentation du côté 1, les deux fentes peuvent être considérées comme étant identiques et l'expression de leur admittance est donnée par [16] :

$$Y_1 = Y_2 = G + jB = \frac{\pi a}{\lambda_0 Z_0} \left(1 + j \left(1 - 0.636 \text{Log} \left(\frac{2a}{\lambda_0} \frac{b}{h} \right) \right) \right)$$

1-6

où λ_0 = longueur d'onde dans l'air

$$Z_0 = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} = 120 \Pi \Omega \quad \text{impédance de l'air}$$

$$K_0 = 2 \Pi / \lambda_0$$

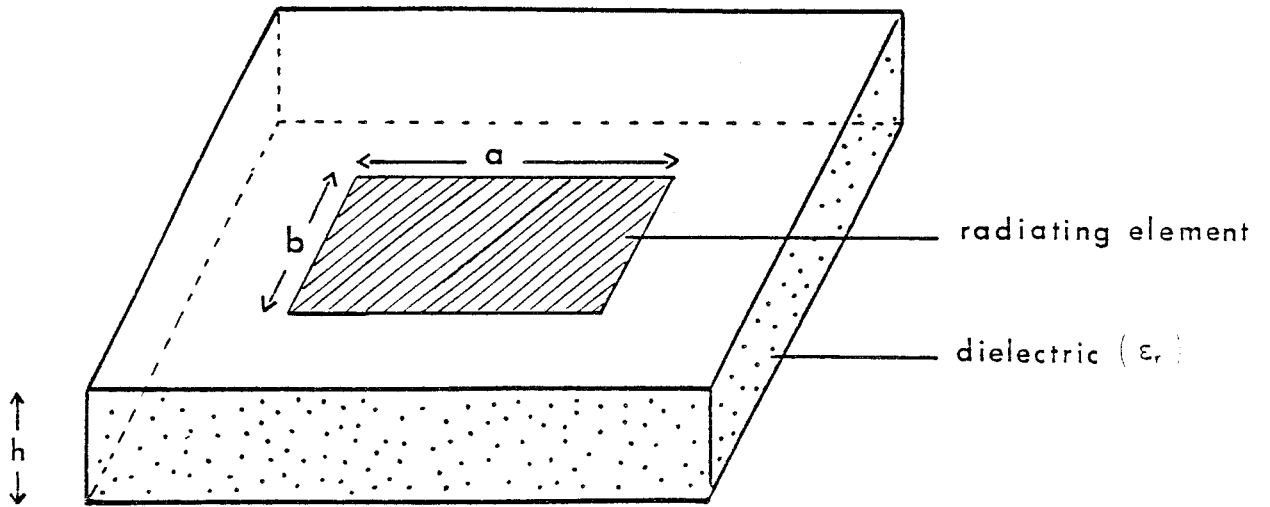


Figure 12 : Structure de l'antenne plaquée à géométrie rectangulaire



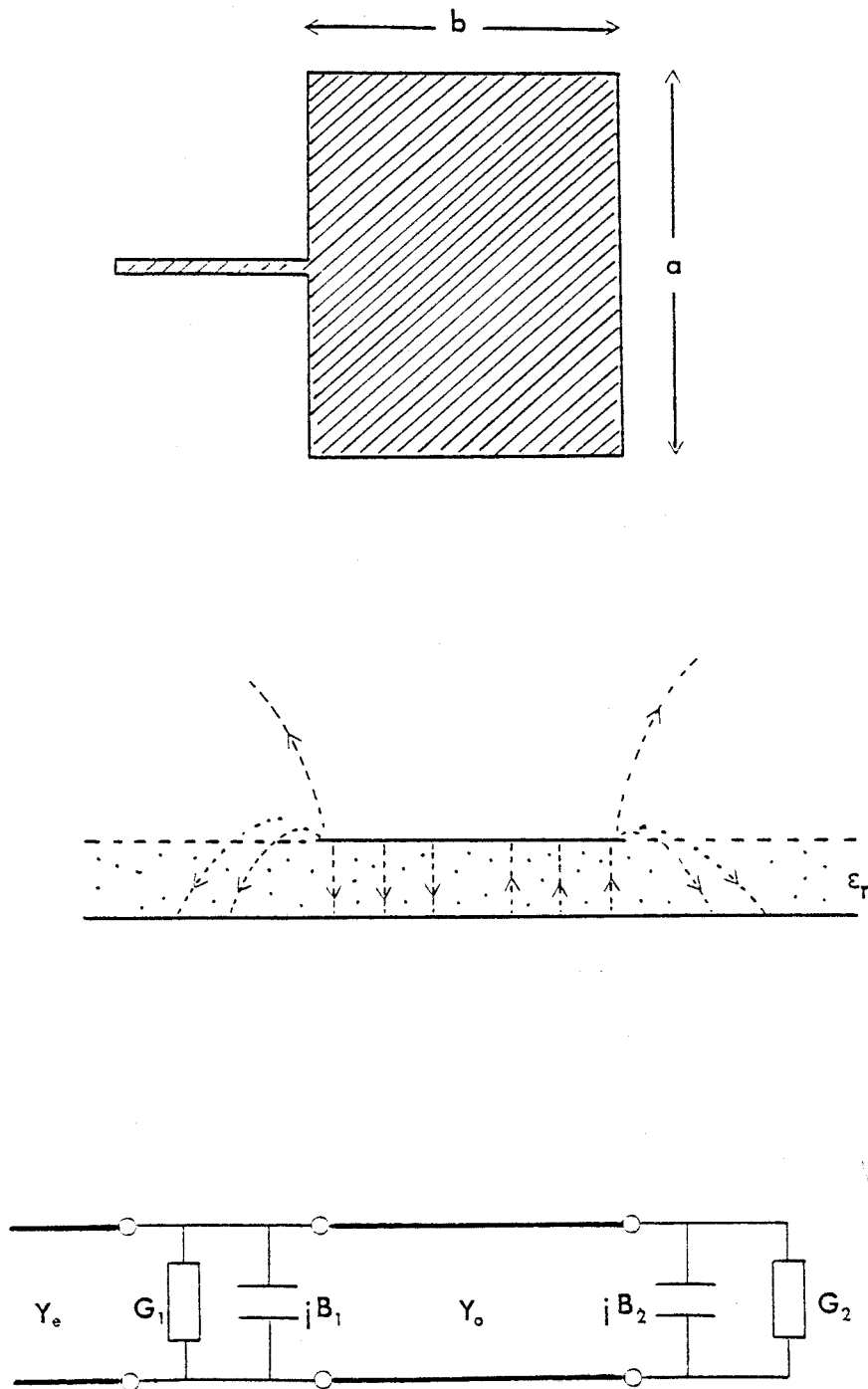


Figure 13 : Modèle de la ligne de transmission

D'autre part, en supposant que seul le mode TM_{01} est excité et que les modes d'ordre supérieur sont négligeables, le champ électrique est constant dans la direction parallèle aux fentes et l'admittance caractéristique de la ligne est :

$$Y_0 = \frac{a \sqrt{\epsilon_r}}{\lambda Z_0} \quad 1-7$$

En ramenant l'admittance Y_2 dans le plan d'entrée (celui de Y_1) l'admittance à l'entrée est :

$$Y_e = G + jB + Y_0 \frac{G + j(B + Y_0 \operatorname{tg}(\frac{1}{2}B))}{Y_0 - B \operatorname{tg}(\frac{1}{2}b) + jG \operatorname{tg}(\frac{1}{2}b)} \quad 1-8$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ et $\lambda_g = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{r\text{eff}}}$

L'antenne ainsi modélisée entre en résonance lorsque les deux fentes sont excitées avec une phase de 180° , la partie imaginaire de l'impédance d'entrée est alors nulle :

$$\operatorname{tg}(\frac{1}{2}b) = \frac{2 Y_0 B}{G^2 + B^2 - Y_0^2} \quad 1-9$$

En pratique, ceci est réalisé pour b légèrement inférieur à $\lambda_g/2$ où λ_g est la longueur d'onde guidée, on pose généralement $b = q \frac{\lambda_g}{2}$ avec q de l'ordre de 0.92 à 0.98, q est appelé: facteur de frange.

En déterminant correctement q sur abaque de Smith ou par calcul, l'admittance de la fente 2 devient après transformation :

$$\tilde{G}_2 + j \tilde{B}_2 = G_1 - j B_1$$

Ainsi, l'impédance d'entrée à la résonance s'écrit :

$$Z_e = \frac{1}{2 G_1} \quad 1-10$$

pour $a = \lambda_0/2$ $G_1 = 0.00417$ mhos

d'où $Z_e = 120 \Omega$

La fréquence de résonance est donnée par :

$$\frac{1}{f_0} = \frac{C}{2b \sqrt{\epsilon_r}} = \frac{C}{q \lambda_g \sqrt{\epsilon_r}} \quad 1-11$$

on remarque que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle au facteur de frange q . Dans la pratique, deux approches peuvent être envisagées pour sa détermination. La première méthode est empirique; on réalise une antenne sur un substrat de permittivité ϵ_r donné à une

fréquence f_0 , on mesure la fréquence de résonance f_r , ensuite on en déduit q par la relation :

$$q = f_r \frac{\lambda_g \sqrt{\epsilon_r}}{c}$$

La deuxième méthode est basée sur l'utilisation de l'abaque de Smith comme support pour faire la transformation d'admittance mentionnée ci-dessus.

L'avantage de ce modèle est de permettre de donner par des calculs simples des valeurs approchées de la fréquence de résonance et de l'impédance d'entrée.

Les deux inconvénients majeurs qui limitent le champ d'application de ce modèle sont :

- Lorsque la dimension a devient très supérieure à $\lambda_0/2$, la formule de HARRINGTON relative au calcul de l'impédance des fentes n'est plus une bonne approximation. En effet, lorsque $a \gg \lambda_0/2$, l'excitation des modes d'ordre supérieur n'est pas prise en considération.

- Le facteur de frange qui régit l'exactitude de la fréquence de résonance doit être déterminé empiriquement pour chaque type de substrat et pour une plage de fréquence bien déterminée.

De surcroît, les effets parasites dus à l'alimentation de l'antenne (effets du second ordre) ne sont pas pris en considération.

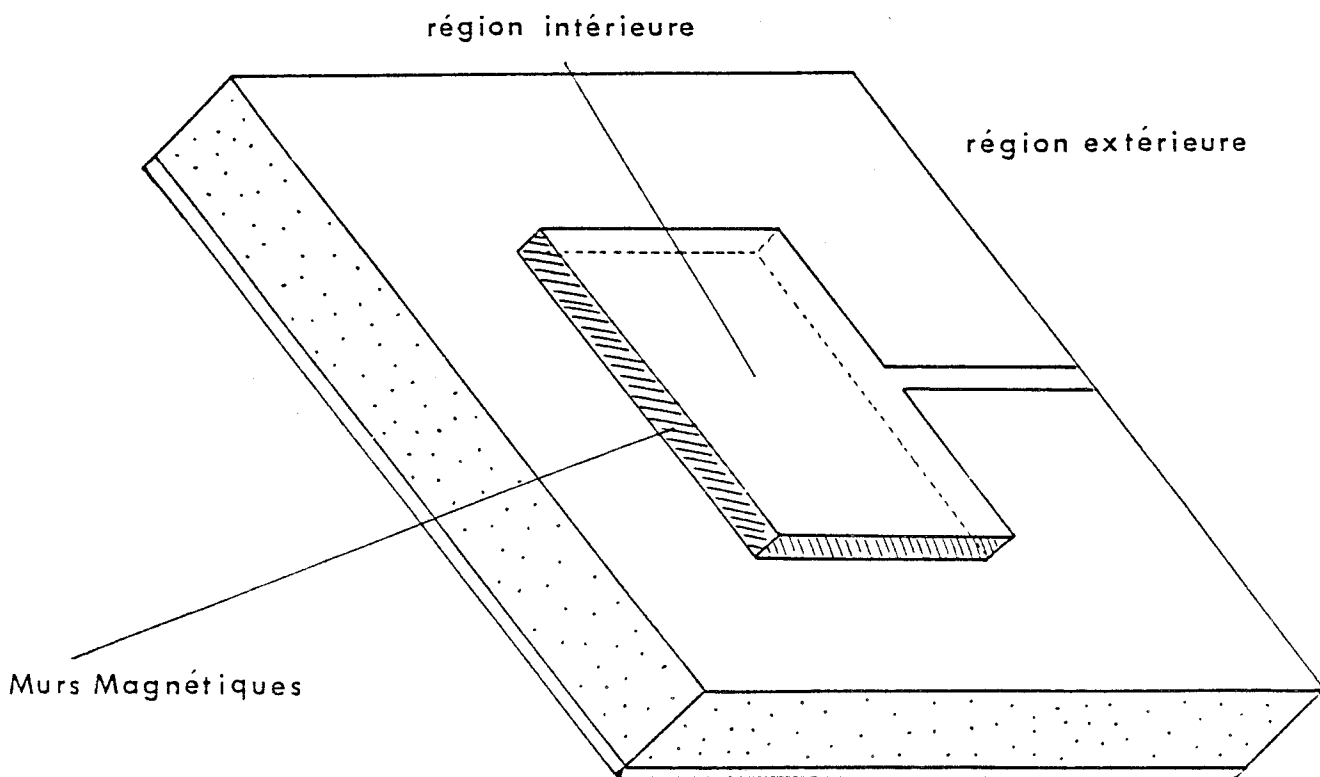


Figure 14 : Modèle de la cavité

II - MODELE DE LA CAVITE RESONNANTE

La méthode de la cavité proposée initialement par LO, RICHARDS [7],[8] offre un certain nombre d'avantages :

- Le champ sous la plaque métallique supérieure peut être évalué de manière simple pour un grand nombre de géométries. Dans ces conditions, on peut tenir compte de tous les "modes" excités à l'intérieur de la cavité ce qui est particulièrement important lorsque l'épaisseur du substrat augmente ou lorsque les deux côtés de l'antenne sont égaux, en effet, dans ce cas, il y a excitation d'au moins deux modes avec la même amplitude.

- La connaissance approchée du champ donne une idée physique du fonctionnement des antennes plaquées.

L'antenne est assimilée à une fine cavité fermée par des murs magnétiques. On distingue une région interne et une région externe (figure 14), le volume compris sous le plan conducteur supérieur et le plan de masse constitue la région interne, le reste de l'espace représente la région extérieure et inclut le reste du diélectrique et du plan de masse et la partie supérieure de la plaque conductrice.

II.1. Cas où un seul mode mn est excité à l'intérieur de la cavité.

Afin de simplifier le développement analytique permettant de comprendre le fonctionnement de l'antenne rectangulaire, nous nous limiterons dans un premier temps à l'hypothèse selon laquelle un seul mode mn est excité à l'intérieur de la cavité. Cette hypothèse n'est pas très limitative en ce sens que lors de la conception d'antennes résonnantes. On s'attachera à minimiser l'influence des modes d'ordre supérieur. On note généralement dans ce modèle les champs de la région interne avec l'indice i : E^i et H^i . De même, E^e et H^e sont les champs de la région externe à la cavité.

II.1.1. Répartition du champ à l'intérieur de la cavité :

Soit Oz la direction normale à l'antenne. La faible épaisseur du substrat ($h \ll \lambda$) et les conditions de DIRICHLET aux limites en $Z=0$ et $Z=h$ ($\vec{E}^i \cdot \vec{n} = 0$) suggérant que le champ électrique est dirigé suivant OZ et soit constant dans cette direction. On suppose par ailleurs que les conducteurs électriques horizontaux sont parfaits dans cette direction.

$$\vec{E}^i = \begin{bmatrix} E_i(x,y) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

De l'équation de Maxwell : $\text{rot } \vec{E}^i = -\mu_0 \frac{\delta H^i}{\delta t}$, on déduit que le champ magnétique est transverse par rapport à Oz :

$$\vec{H}^i = \begin{pmatrix} H^i(x,y) \\ H^i(x,y) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Etant donné la proximité des plans métalliques horizontaux, le champ aura tendance à se concentrer dans la région intérieure. On pourra alors comparer l'antenne à une cavité à mode TM_z dont les parois sont de type :

- Electrique pour les faces supérieures et inférieures
- Magnétique pour les faces latérales.

Le champ électromagnétique régnant à l'intérieur de la cavité peut être calculé à partir de l'équation d'onde [7] :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E}^i - k^2 \vec{E}^i = -j \omega \mu_0 \vec{J}_z \quad 1-12$$

avec

$$k^2 = k_0^2 \epsilon_r (1 - j \text{tg}(\delta))$$

où J_z est la densité de courant caractérisant l'alimentation de l'antenne.

ϵ_r est la permittivité du diélectrique.

$\text{tg}(\delta)$ caractérise les pertes diélectriques

k_0 est le nombre d'onde dans l'air.

La solution générale de l'équation 1-12 est la superposition de tous les modes excités dans la cavité.

Compte tenu de notre limitation dans ce paragraphe à un seul mode mn, les champs électrique et magnétique s'expriment sous la forme

$$\vec{E}^i = \vec{E}_z^i(x, y) = B_{mn} \Psi_{mn}(x, y) \vec{z} \quad 1-13$$

$$\vec{H}^i = -\frac{1}{j\omega\mu_0} B_{mn} \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \Psi_{mn}(x, y) \\ -\frac{\partial}{\partial x} \Psi_{mn}(x, y) \\ 0 \end{bmatrix} \quad 1-14$$

La fonction d'onde $\Psi_{mn}(x, y)$ est solution de l'équation de HELMOLTZ :

$$\left(\nabla_T^2 + k_{mn}^2 \right) \Psi_{mn}(x, y) = 0 \quad 1-15$$

avec la condition aux limites pour les faces latérales (qui sont supposées être des murs magnétiques) :

$$\frac{\partial}{\partial N} \Psi_{mn}(x, y) = 0$$

Condition de NEUMAN.

$\frac{\partial}{\partial N}$ est la dérivée normale

∇_T est l'opérateur transverse

k_{mn} valeur propre de l'équation homogène associée.

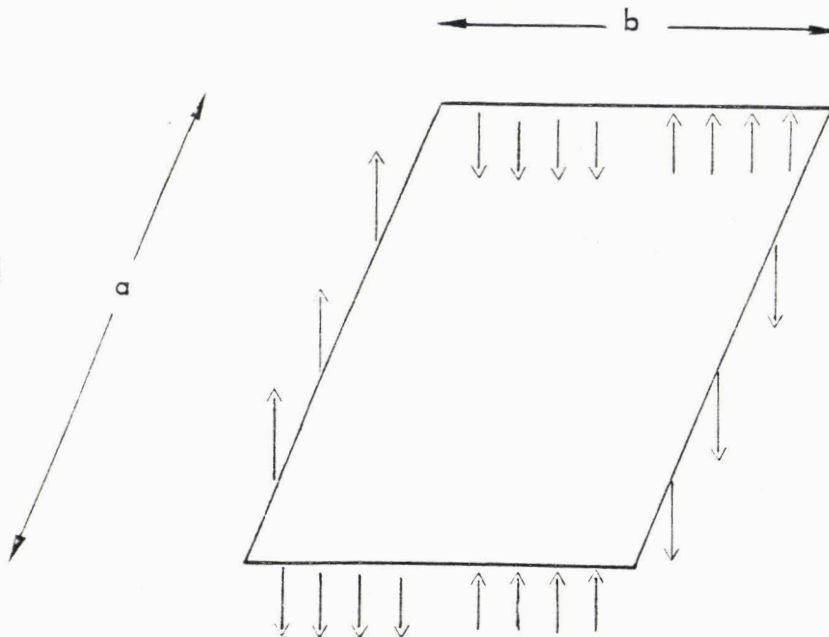
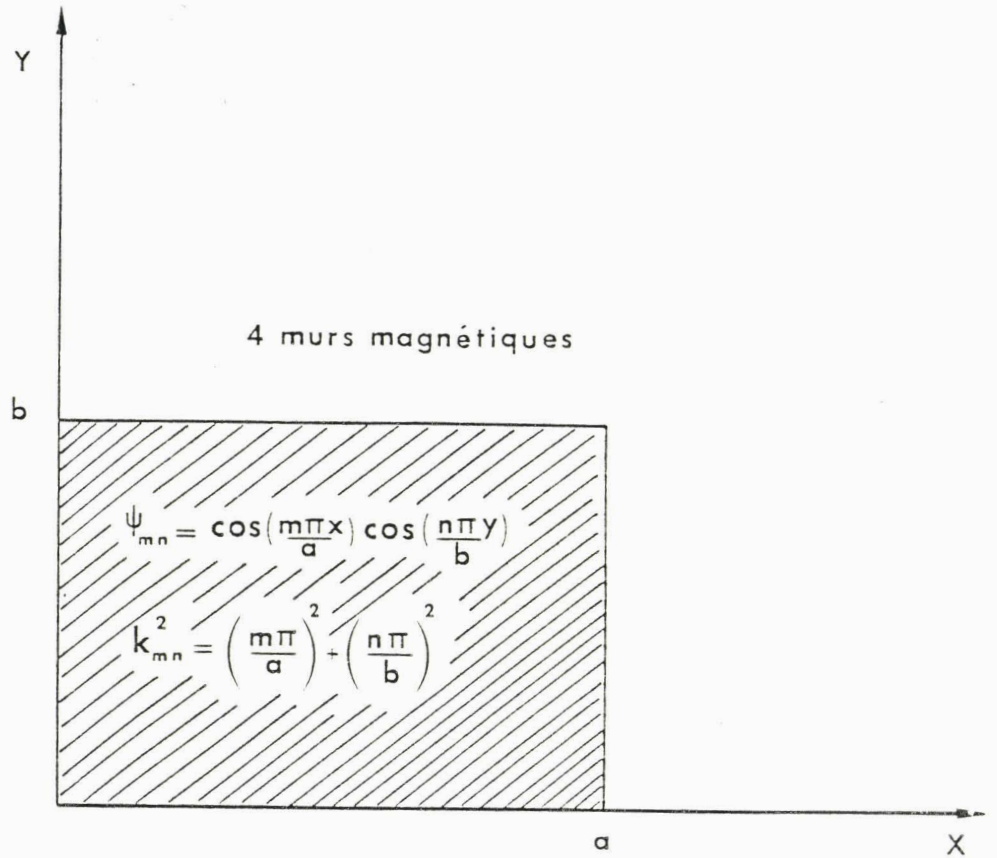


Figure 15 : Conditions aux limites

La condition aux limites appliquée aux quatre murs magnétiques de l'antenne rectangulaire (figure 15) donne :

$$\frac{\partial}{\partial x} \Psi_{mn}(x, y) = 0 \quad (x = 0, x = a)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \Psi_{mn}(x, y) = 0 \quad (y = 0, y = b)$$

et

$$\Psi_{mn}(x, y) = A \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad 1.16$$

avec

$$k_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad 1.17$$

A est une constante obtenue en normalisant la fonction d'onde, on trouve $A = \frac{\epsilon_{0m} \epsilon_{0n}}{ab}$ avec $\epsilon_{0p} = 2$ pour $p \neq 0$
 $= 1$ pour $p = 0$

on peut en déduire la fréquence de résonance du mode mn en question par la relation [7] :

$$f_0 = \frac{1}{2 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad 1.18$$

et le champ électromagnétique pour le mode mn, par les trois formules suivantes.

$$E_z = \frac{V_0}{h} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

$$H_x = \frac{-j\omega\epsilon_0}{k_0^2} \frac{n\pi}{b} \frac{V_0}{h} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad 1-19$$

$$H_y = \frac{-j\omega\epsilon_0}{k_0^2} \frac{m\pi}{a} \frac{V_0}{h} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

où V_0 est la tension au coin du rectangle pris comme origine des axes et $k_0^2 = \epsilon_r k_{mn}^2$.

La connaissance de ce champ électromagnétique régnant à l'intérieur de la cavité permet de calculer les différentes pertes d'énergie autres que celles dues au mécanisme de rayonnement. L'évaluation de celles-ci permettent de calculer l'efficacité de l'antenne, en terme de rayonnement à la fréquence de résonance.

II.1.2. Calcul des différentes pertes. Notions de coefficient de qualité et d'efficacité de l'antenne:

La puissance du signal hyperfréquence alimentant l'antenne n'est pas entièrement rayonnée. Si P_0 représente cette puissance, on peut écrire :

$$P_0 = P_r + P_d + P_m \quad 1.20$$

où P_d représente la puissance du signal perdu dans le diélectrique

P_m représente les pertes métalliques

P_r représente les pertes par rayonnement.

Par ailleurs l'énergie stockée à l'intérieur de la cavité à la fréquence de résonance, peut être définie comme étant l'énergie électromagnétique ne contribuant pas au mécanisme du rayonnement :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_s &= \frac{1}{2} \iiint_V \epsilon_0 \epsilon_r |E_z|^2 dV = \frac{1}{2} \iiint_V \mu_0 |H|^2 dV \\ &= \frac{\lambda}{2} \iint_S \epsilon_0 \epsilon_r |E_z|^2 dS = \frac{\lambda}{2} \iint_S \mu_0 |H|^2 dS \end{aligned} \quad 1-21$$

où V représente le volume de la cavité et S représente la surface de l'antenne.

Si σ_d est la conductivité du substrat diélectrique, la puissance P_d absorbée par celui-ci s'écrit :

$$P_d = \frac{1}{2} \iiint_V \sigma_d |E_z|^2 dV = \frac{\lambda}{2} \iint_S \sigma_d |E_z|^2 dS \quad 1-22$$

$$P_d = \frac{\sigma_d \mathcal{E}_s}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad 1-23$$

les pertes diélectriques sont généralement représentées par une tangente de perte : $\text{tg } \delta$ reliée à σ_d par la relation :

$$\sigma_d = 2\pi f \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \text{tg } \delta \quad 1-24$$

les pertes métalliques peuvent être calculées à partir de la relation :

$$P_m = 2 \cdot \frac{1}{2} \iint_S |I|^2 R_s dS \quad 1-25$$

où $|I|$ représente l'amplitude de la densité de courant et R_s la résistance superficielle du conducteur liée à la conductivité σ_c par la relation :

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f_0 \mu_0}{\sigma_c}} \quad 1.26$$

$$P_m = \sqrt{\frac{\pi f_0 \mu_0}{\sigma_c}} \iint_S |H|^2 ds \quad 1.27$$

$$P_m = 2 \sqrt{\frac{\pi f_0}{\mu_0 \sigma_c}} \frac{E_s}{h} \quad 1.28$$

Le calcul des pertes par rayonnement nécessite le calcul du champ électromagnétique rayonné à grande distance. Compte tenu de l'expression du champ électrique à l'intérieur de la cavité, calculé précédemment (formules 1-19), l'énergie stockée ϵ_s s'écrit pour le mode mn :

$$\epsilon_s = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r V_0^2}{2h} \int_0^a \int_0^b \cos^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \cos^2\left(\frac{m\pi y}{b}\right) dx dy \quad 1.29$$

$$\epsilon_s = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r V_0^2 a b}{2h} \delta_m \delta_n \quad 1.30$$

où $\delta_1 = 1$ si $l = 0$
 $\delta_1 = 1/2$ si $l = 1, 2, 3, \dots$

Le coefficient de qualité de l'antenne est défini par :

$$Q_T = \frac{\omega_0 \epsilon_s}{P_0} \quad 1.31$$

où ω_0 est la pulsation de résonance.

Si l'on considère que les mécanismes de pertes énergétiques interviennent indépendamment les uns des autres, on peut écrire :

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_m} \quad 1-32$$

En utilisant l'indice α qui peut représenter r, d ou m :

$$P_\alpha = \frac{W_0 \epsilon_s}{Q_\alpha} = \frac{2\pi f_0}{Q_\alpha} \epsilon_s \quad 1-33$$

On en déduit que pour augmenter les pertes liées au mécanisme α il faut diminuer le coefficient de qualité correspondant.

Les coefficients de qualité relatifs aux pertes diélectriques et métalliques s'écrivent :

$$Q_d = \frac{1}{\tan \delta} \quad 1-34$$

$$Q_m = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \pi f_0 \tau}} = \frac{1}{\delta_s} \quad 1-35$$

où δ_d est l'épaisseur de peau du conducteur.

Le coefficient de qualité dû aux pertes par rayonnement s'écrit:

$$Q_r = \frac{2\pi f_0}{P_r} \epsilon_s \quad 1-36$$

où P_r est la puissance rayonnée; elle se calcule à partir du flux du vecteur de Pointing à travers la surface de l'antenne.

L'efficacité de l'antenne se définit par :

$$\eta = \frac{Q}{Q_r} = \frac{P_r}{P_o} = \frac{P_r}{P_r + P_d + P_m} \quad 1.37$$

L'efficacité de l'antenne sera d'autant meilleure que les pertes diélectriques et métalliques sont faibles. .

Pour les substrats épais, un autre type de perte de puissance pourrait intervenir de façon plus ou moins importante suivant l'épaisseur du substrat diélectrique, ce sont les pertes dues aux ondes de surface. Leur évaluation [17],[18] rend compte de la fraction de l'énergie qui reste confinée au niveau de l'interface diélectrique-air.

La notion de bande passante présentée par une antenne peut avoir plusieurs connotations. La définition usuelle de la bande passante, $\Delta f = Q_T / f_o$ n'est pas très pratique en ce sens qu'elle ne tient pas compte du circuit d'adaptation reliant la partie rayonnante au port d'accès. De ce fait, on préfère définir la bande passante comme étant la bande de fréquence dans laquelle le taux d'ondes stationnaires est inférieur à une certaine valeur déterminée par le type d'application dans lequel l'antenne est utilisée .

DERNERYD [6] donne une expression de la bande passante en fonction du coefficient de qualité total de l'antenne et de la valeur

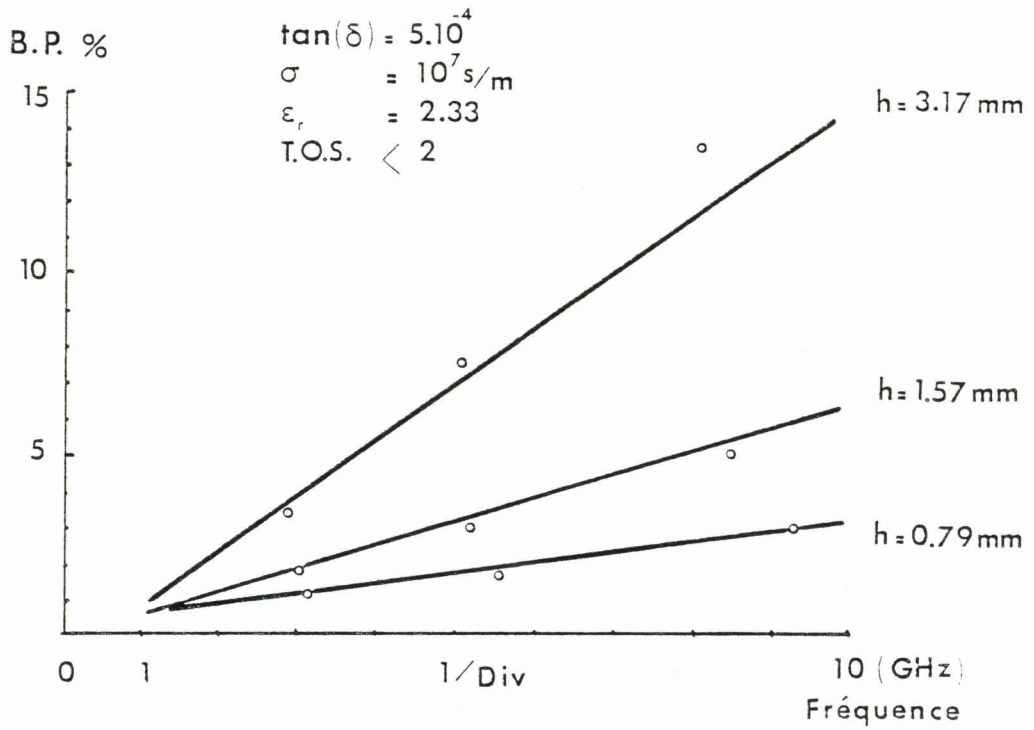


Figure 16 : Variation théorique de la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat et de la fréquence pour une antenne carrée



maximum du TOS admise :

$$B.P. = \frac{TOS - 1}{Q \sqrt{TOS}} \cdot 100\% \quad 1.38$$

La figure 16 montre la variation de la bande passante en fonction de la hauteur du substrat et de la fréquence pour une antenne microruban carrée et pour un TOS < 2 . Quelques valeurs expérimentales émanant du même auteur y sont représentées, l'examen de la figure 16 met en évidence que :

- La bande passante augmente lorsque la fréquence augmente
- A fréquence constante, la bande passante augmente lorsque l'épaisseur du diélectrique augmente.

Notons que d'autres techniques permettent d'élargir cette bande, l'une d'entre elles consiste à choisir un rapport a/b relativement grand où a et b représentent les dimensions de l'antenne rectangulaire. Nous présenterons dans le paragraphe II-1-4 l'effet du rapport $\frac{a}{b}$ sur le coefficient de qualité et partant sur la bande passante en fonction de l'épaisseur du substrat, de la longueur d'onde et de la permittivité ϵ_r .

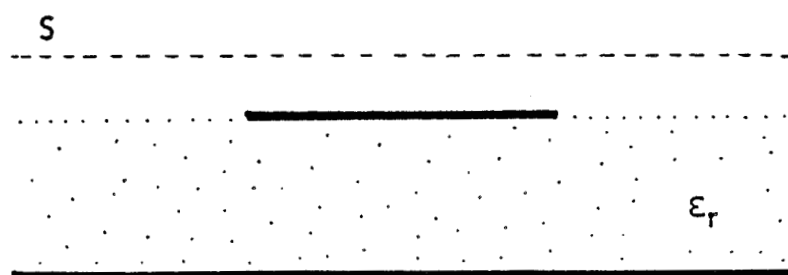


Figure 17 : Choix de la surface



II.1.3. Calcul analytique du champ rayonné à grande distance-principe d'équivalence-fonction caractéristique :

Le diagramme de rayonnement est une caractéristique fondamentale dans la description du fonctionnement de l'antenne. Pour ce faire, l'antenne est assimilée à une cavité à quatre murs magnétiques. Le problème principal est : comment relier le champ extérieur E^e, H^e inconnu au champ interne E^i, H^i connu ?.

Pour calculer le champ à grande distance et donc la puissance rayonnée, deux méthodes peuvent être envisagées [19] :

- Soit on applique le principe d'équivalence [16] et on substitue au champ dans le diélectrique des sources fictives réparties sur une surface S enveloppant l'antenne. Ces sources peuvent être magnétiques, électriques ou magnétiques et électriques selon le type de surface choisie.

- Soit on calcule le rayonnement des courants de conduction et de leurs images électriques par rapport au plan de masse.

Le rayonnement d'une antenne microruban résulte essentiellement des discontinuités de la ligne de transmission à laquelle l'élément rayonnant peut être assimilé.

L'application du principe d'équivalence nécessite la définition d'une surface S . Celle ci doit être choisie judicieusement de façon à ce que le milieu extérieur dans lequel le champ rayonné est calculé, soit le plus homogène possible. L'opération se déroule en trois étapes (figure 17) :

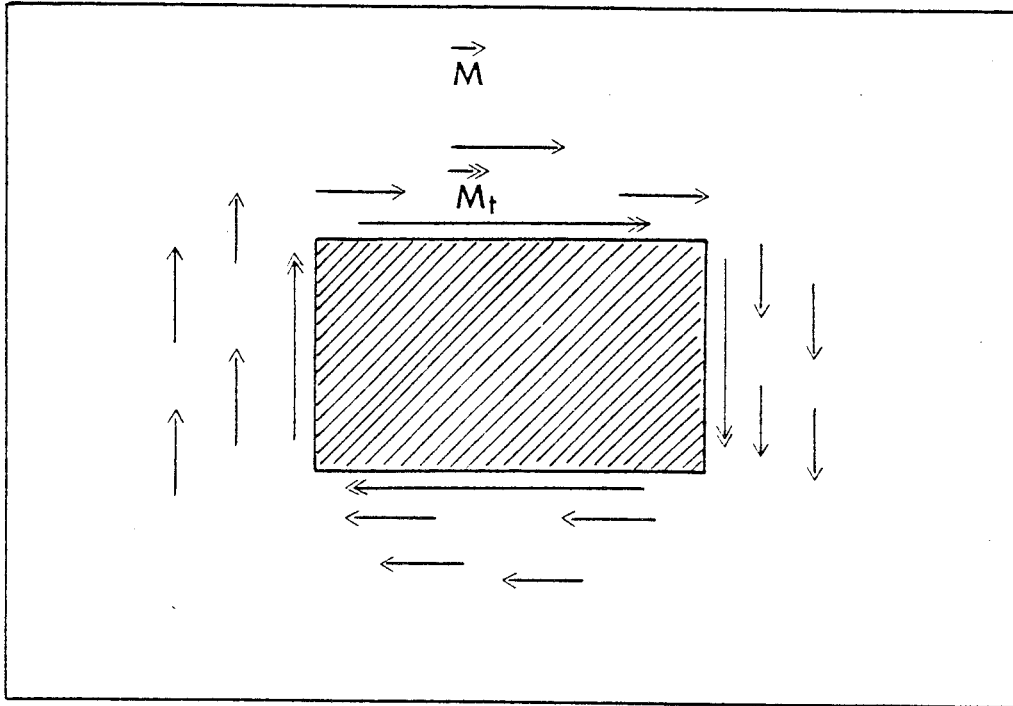


Figure 18 : Répartition des courants magnétiques
au voisinage de l'antenne



1ère étape : Le champ dans le diélectrique est remplacé par des sources fictives magnétiques \vec{M} et électriques \vec{J} réparties sur la surface S. Lorsque S tend vers la surface de l'antenne (plan $z=h$), les courants magnétiques s'annulent au niveau des parties conductrices (hypothèses de conducteur parfait $\vec{E}^e \wedge \vec{n}=0$).

2ème étape : Le volume déterminé par S est rempli d'un matériau conducteur parfait. L'effet des courants électriques s'annule.

3ème étape : On applique le principe des images par rapport à la surface conductrice S. Les courants magnétiques sont doublés.

On Note :

- $\vec{M} = \vec{E}^e \wedge \vec{n}$ courants magnétiques équivalents
- $\vec{J} = \vec{n} \wedge \vec{H}^e$ courants électriques équivalents
- \vec{E}^e et \vec{H}^e sont les champs extérieurs au volume délimité par S
- \vec{n} est la normale à la surface S.

Le champ à grande distance est ainsi calculé à partir du rayonnement d'une densité superficielle de courants magnétiques équivalents $\vec{M} = \vec{E}^e \wedge \vec{n}$. Par ce procédé, on intègre directement tous les courants magnétiques de surface en une boucle de courants magnétiques \vec{M}_t entourant la cavité et située dans le plan $Z = h$ (figure 18).

Le champ à grande distance s'écrit alors [5] :

$$\vec{E}^e = j \frac{e^{-j k_0 r}}{2 \lambda_0 r} \frac{\vec{r}}{r} \wedge \vec{L} \quad 1-39$$

avec

$$\vec{L} = -2 \int_V \vec{M}_t e^{j k_0 r \cos \varphi} d\Omega \quad 1-40$$

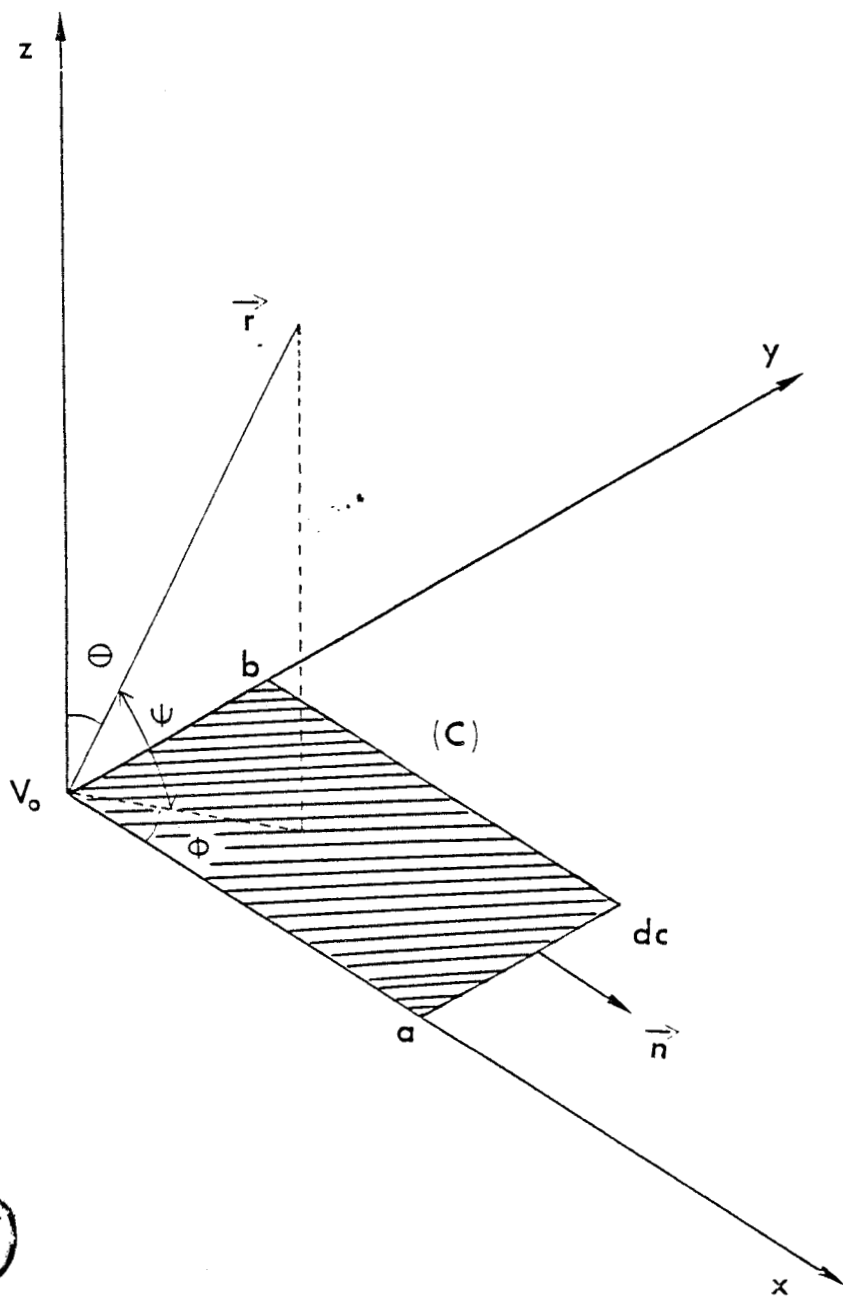


Figure 19 : Contour d'intégration pour le calcul du vecteur \vec{L}

\vec{M}_t étant le vecteur représentant la boucle de courant magnétique, le facteur 2 rend compte de l'image de \vec{M}_t par rapport à la surface S, c représente le contour de l'antenne et $\frac{r}{r}$ est la direction de propagation.

Le vecteur \vec{L} peut encore s'écrire, en explicitant la répartition du potentiel $V(c)$ sur le contour c (figure 19) :

$$\vec{L} = -2 \int_c \vec{e} \wedge \vec{n} V(c) e^{j k_0 r \cos \psi} dc \quad 1-41$$

on en déduit le champ électrique rayonné à grande distance, en coordonnées sphériques (figure 20) :

$$E_\theta = -j \frac{L_\phi}{2 \lambda_0 r} e^{-j k_0 r} \quad 1-42$$

$$E_\phi = j \frac{L_\theta}{2 \lambda_0 r} e^{-j k_0 r}$$

En supposant qu'un seul mode mn est excité à l'intérieur de la cavité, l'expression représentant le champ électrique à l'intérieur de celle-ci s'écrit conformément à la résolution de l'équation de Helmotz 1-19.

$$E_z = \frac{V_0}{j} \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad 1-43$$

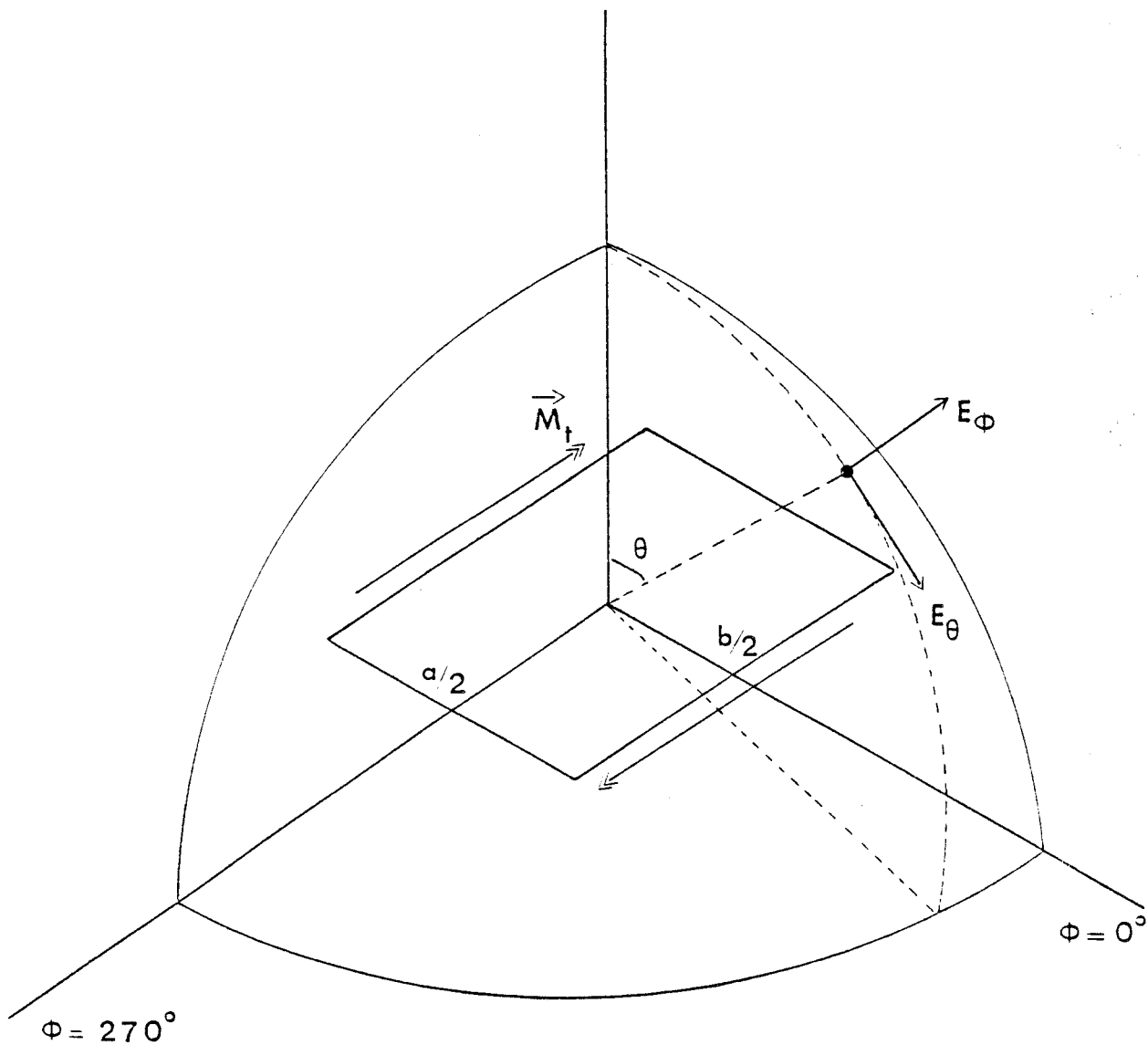


Figure 20 : Champ électrique rayonné en coordonnées sphériques.

Il en résulte la répartition du potentiel suivant :

$$V(y) = V_0 \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad ; \quad x = 0 \quad \text{et} \quad 0 \leq y \leq b$$

$$V(y) = V_0 \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos m\pi \quad ; \quad x = a \quad \text{et} \quad 0 \leq y \leq b$$

$$V(x) = V_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \quad ; \quad y = 0 \quad \text{et} \quad 0 \leq x \leq a$$

$$V(x) = V_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos n\pi \quad ; \quad y = b \quad \text{et} \quad 0 \leq x \leq a$$

1-44

En remplaçant $v(c)$ par ces expressions dans la formule 1-41 et en intégrant sur le contour rectangulaire de l'antenne, on obtient :

$$\vec{L} = 2 j V_0 \left\{ 1 - \cos(m\pi) e^{j \frac{2_0 a}{a} \cos \phi \sin \theta} \right\} \left\{ 1 - \cos n\pi e^{j \frac{2_0 b}{b} \sin \phi \sin \theta} \right\} \hat{x}$$

$$\left\{ \frac{\frac{2_0 \cos \phi \sin \theta}{\frac{2_0^2 \cos^2 \phi \sin^2 \theta - \frac{m^2 \pi^2}{a^2}}}{\hat{x}} - \frac{\frac{2_0 \sin \phi \sin \theta}{\frac{2_0^2 \sin^2 \phi \sin^2 \theta - \frac{n^2 \pi^2}{b^2}}}{\hat{y}}} \right\}$$

1-45

où \vec{x} et \vec{y} représentent les vecteurs unitaires respectivement sur les axes ox et oy .

Il en résulte alors :

1-46

$$E_{\theta} = - \frac{e^{-j\frac{1}{2}\pi z}}{2\lambda_0 z} 2V_0 \left\{ 1 - \cos(m\pi) e^{j\frac{1}{2}\pi a \cos\phi \sin\theta} \right\} \left\{ 1 - \cos(n\pi) e^{j\frac{1}{2}\pi b \sin\phi \sin\theta} \right\}$$

$$\times k_0 \sin\theta \cos\phi \sin\phi \left\{ \frac{1}{k_0^2 \cos^2\phi \sin^2\theta - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2} + \frac{1}{k_0^2 \sin^2\phi \sin^2\theta - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \right\}$$

$$E_{\phi} = \frac{e^{j\frac{1}{2}\pi z}}{2\lambda_0 z} 2V_0 \left\{ 1 - \cos(m\pi) e^{j\frac{1}{2}\pi a \cos\phi \sin\theta} \right\} \left\{ 1 - \cos(n\pi) e^{j\frac{1}{2}\pi b \sin\phi \sin\theta} \right\}$$

$$\times k_0 \sin\theta \cos\theta \left\{ \frac{\sin^2\phi}{k_0^2 \sin^2\phi \sin^2\theta - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} - \frac{\cos^2\phi}{k_0^2 \cos^2\phi \sin^2\theta - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2} \right\}$$

Rappelons que les expressions de ces composantes du champ rayonné ne sont valables que si un mode et un seul est excité à l'intérieur de la cavité.

Le cas le plus fréquent est celui du mode TM_{01} , les expressions du champ correspondant s'écrivent alors :

1-47

$$E_{\theta} = -j \frac{e^{-j\frac{1}{2}\pi z}}{2\lambda_0 z} 8V_0 e^{j\frac{1}{2}\pi \frac{a}{2} \cos\phi \sin\theta} e^{j\frac{1}{2}\pi \frac{b}{2} \sin\phi \sin\theta} \times$$

$$\times \sin\left(\frac{k_0 a}{2} \omega \phi \sin\theta\right) \cos\left(\frac{k_0 b}{2} \sin\phi \sin\theta\right) k_0 \sin\phi \omega \phi \sin\theta \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{k_0^2 \omega^2 \phi \sin^2\theta} - \frac{1}{k_0^2 \sin^2\phi \sin^2\theta - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \right\}$$

$$E_{\phi} = -j \frac{e^{-j\frac{1}{2}\pi z}}{2\lambda_0 z} 8V_0 e^{j\frac{1}{2}\pi \frac{a}{2} \omega \phi \sin\theta} e^{j\frac{1}{2}\pi \frac{b}{2} \sin\phi \sin\theta} \times$$

$$\times \sin\left(\frac{k_0 a}{2} \cos\phi \sin\theta\right) \cos\left(\frac{k_0 b}{2} \sin\phi \sin\theta\right) k_0 \sin\theta \cos\theta \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{k_0^2 \sin^2\theta} - \frac{\sin^2\phi}{k_0^2 \sin^2\phi \sin^2\theta - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \right\}$$

Ces expressions se simplifient encore dans les cas des plans principaux de rayonnement définis par :

plan H $\phi = 0^\circ$

plan E $\phi = 90^\circ$

plan H $E_\theta (\phi = 0^\circ) = 0$

$$E_\phi (\phi = 0^\circ) = -j \frac{e^{-j\frac{1}{2}k_0 z}}{2\lambda_0 \pi} 4V_0 a e^{j\frac{1}{2}k_0 a \sin\theta} \cos\theta \frac{\sin\left(\frac{1}{2}k_0 a \sin\theta\right)}{\frac{1}{2}k_0 a \sin\theta}$$

1-48

plan E $E_\theta (\phi = 90^\circ) = -j \frac{e^{-j\frac{1}{2}k_0 z}}{2\lambda_0 \pi} 4V_0 a e^{j\frac{1}{2}k_0 b \sin\theta} \cos\left(\frac{1}{2}k_0 \frac{b}{2} \sin\theta\right)$

$$E_\phi (\phi = 90^\circ) = 0$$

1-49

Pour les antennes réalisées sur un substrat diélectrique relativement épais. par rapport à la longueur d'onde ($h/\lambda > 0.01$) CARVER[8] introduit l'effet de l'image des courants magnétiques par rapport au plan de masse de l'antenne en pondérant les expressions du champ électrique établies ci-dessus par un coefficient appelé : facteur image $\cos(kh \cos\theta)$ où $k = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$.

Ce coefficient a une grande incidence sur la directivité de l'antenne dans deux cas :

- lorsque h est tel que $\frac{h}{\lambda} > 0.01$
- lorsque ϵ_r est grand.

L'analyse des fonctions caractéristiques normalisées en terme de puissance rayonnée, a une importance capitale pour les concepteurs d'antennes. En effet, celles-ci permettent de calculer l'ouverture du lobe principal à - 3dB pour une antenne rectangulaire de dimensions a et b.

Pour le plan H et en tenant compte du facteur image, la fonction caractéristique de rayonnement s'écrit :

$$f_H(\theta) = \cos^2\left(\frac{D}{2} k \cos \theta\right) \cos^2 \theta \left(\frac{\sin\left(\frac{k_0 a}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k_0 a}{2} \sin \theta} \right)^2$$

1-50

et dans le plan E :

$$f_E(\theta) = \cos^2\left(\frac{D}{2} k \cos \theta\right) \cos^2\left(\frac{k_0 b}{2} \sin \theta\right)$$

1-51

avec $k = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$.

Θ_H : ouverture du lobe principal à mi-puissance

$F_0 = 10 \text{ GHz}$

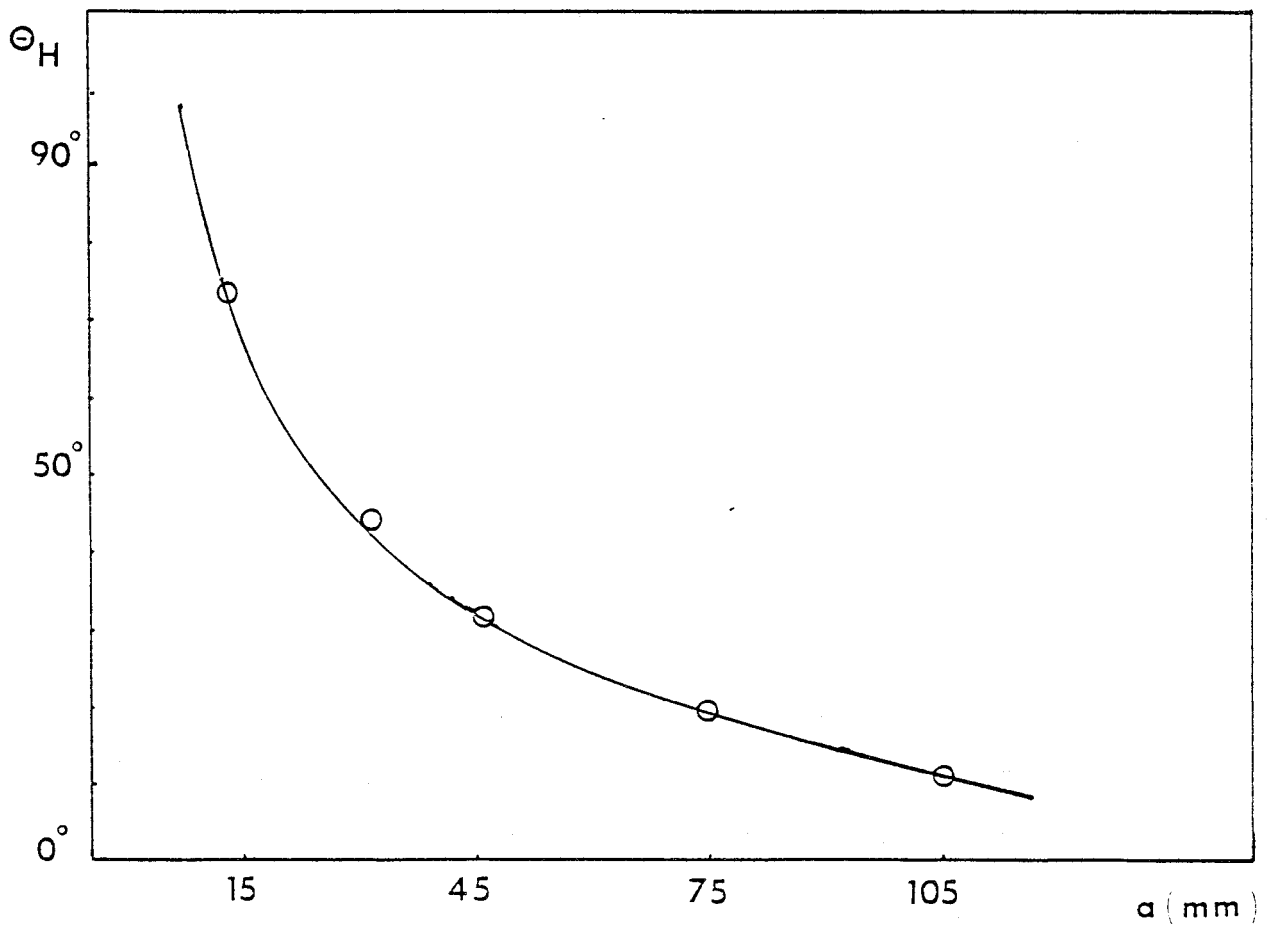


Figure 20bis : Variation théorique de θ_H en fonction de a

La figure 20 bis montre la variation de l'angle d'ouverture du lobe principal dans le plan H pour une antenne excitée dans le mode fondamental TM_{01} en fonction de la dimension a. On s'aperçoit que le faisceau devient de plus en plus étroit dans ce plan lorsque la dimension a (principal côté rayonnant) augmente.

II.1.4. Calcul de l'impédance d'entrée Z_e .

Plusieurs approches ont été utilisées pour calculer cette grandeur qui détermine l'efficacité de l'antenne en terme de rayonnement. La détermination physiquement acceptable de Z_e consiste en l'intégration du vecteur de Pointing sur le demi-espace supérieur. Ainsi, la puissance totale rayonnée s'écrit :

$$P^* = \iint \vec{E}^e \wedge \vec{H}^{e*} \cdot d\vec{s} \quad 1-52$$

avec

$$P^* = P_r + j P_s \quad 1-53$$

où P_s traduit l'existence d'une puissance stockée par l'élément rayonnant.

La détermination des diverses pertes intervenant dans la structure permet d'écrire :

$$Z_e = (P_r + P_m + P_d + j P_s) / |I|^2 = R_e + j X_e$$

où $|I|$ est l'amplitude du courant d'excitation ou encore :

$$Y_e = \frac{(P_n + P_m + P_d + j P_s)}{|V|^2} = G_e + j B_e$$

1-55

où $|V|$ est l'amplitude de la tension d'alimentation.

En se limitant au mode TM_{01} et en négligeant les pertes métalliques et diélectriques (qui sont négligeables généralement pour un matériau à faible tangente de pertes), la puissance rayonnée par l'une des deux principales ouvertures, par lesquelles l'antenne rayonne, s'écrit [6] :

$$P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{V_0^2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2(\frac{\pi a}{\lambda_0} \cos \theta)}{\cos^2 \theta} \sin^3 \theta d\theta$$

1-56

on en déduit la conductance de rayonnement d'une ouverture :

$$G_r = \frac{2P}{V_0^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin^2(\frac{\pi a}{\lambda_0} \cos \theta)}{\cos^2 \theta} \sin^3 \theta d\theta = \frac{I}{120 \pi^2}$$

1-57

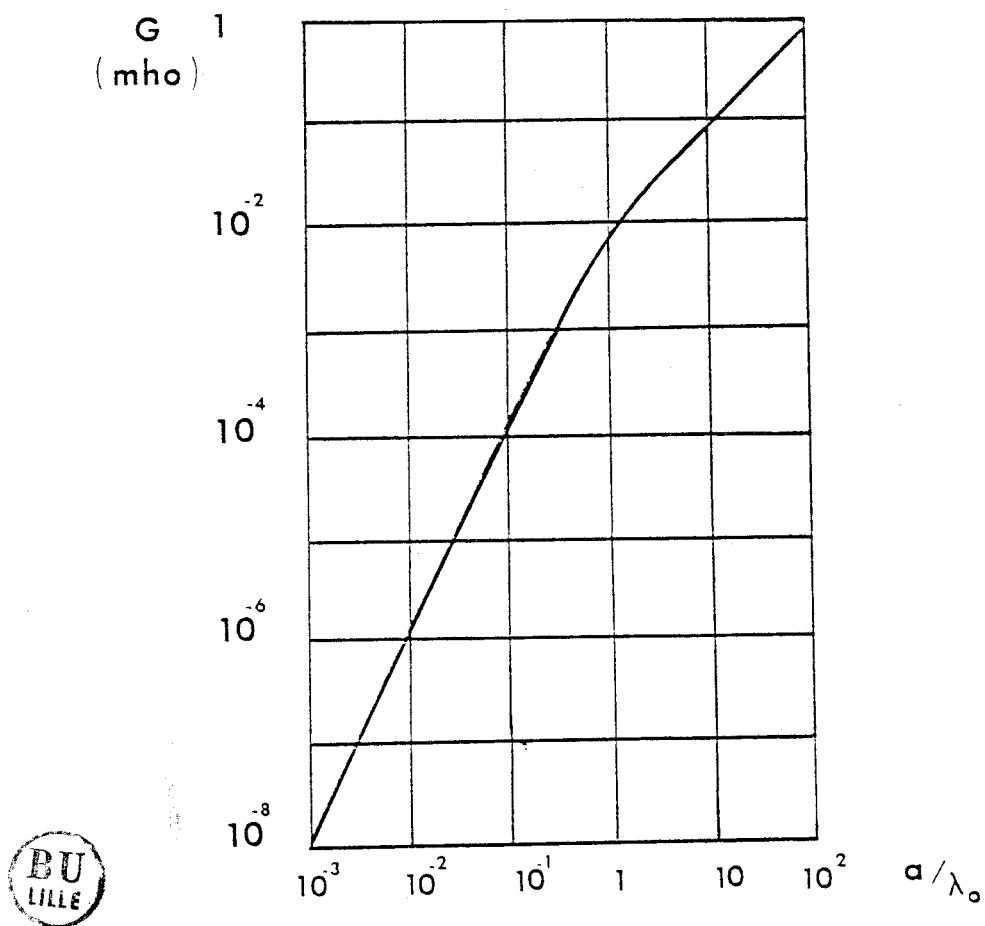


Figure 21 : Variation de la conductance de rayonnement d'une des 2 fentes de l'antenne rectangulaire en fonction du rapport a/λ_0

MUNSON [3] résoud l'intégrale I par une méthode numérique (figure 21) et montre que la conductance G_r peut être approximée par des formules simples :

$$G_r = \frac{1}{g_0} \left(\frac{a}{\lambda_0} \right)^2 ; \quad a < 0.35 \lambda_0$$

$$G_r = \frac{a}{120 \lambda_0} - \frac{1}{60 \pi^2} ; \quad 0.35 \lambda_0 \leq a \leq 2 \lambda_0 \quad 1-58$$

$$G_r = \frac{a}{120 \lambda_0} ; \quad a > 2 \lambda_0$$

La résistance de rayonnement totale de l'antenne à la résonance est approximativement égale à :

$$R_e \approx \frac{1}{2 G_r} \cos^2 \left(\frac{\pi y_0}{b} \right) \quad 1-59$$

En tenant compte du couplage en terme de rayonnement entre les deux ouvertures, LIER [20] donne une autre expression de la conductance de rayonnement G_r :

$$G_r = \left\{ 1 + J_0 \left(\frac{\pi_0 b}{2} \right) G_L + \frac{1}{60 \pi^2} \left(1 - J_0 \left(\frac{\pi_0 b}{2} \right) \right) \right\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{3} + \frac{\cos \frac{\pi_0 a}{2} - \frac{\sin \frac{\pi_0 a}{2}}{\frac{\pi_0 a}{2}}}{\left(\frac{\pi_0 a}{2} \right)^2} \right\}$$

où J_0 est la fonction de BESSEL d'ordre 0

et :

$$G_L = \frac{1}{120\pi^2} \left\{ \cos\left(\frac{2}{\lambda_0}a\right) + \frac{\sin\left(\frac{2}{\lambda_0}a\right)}{\frac{2}{\lambda_0}a} + \frac{2}{\lambda_0}a \operatorname{Si}\left(\frac{2}{\lambda_0}a\right) - 2 \right\}$$

1-61

AAS [21] donne une autre formule :

$$G = \frac{1}{90} \left(\frac{a}{\lambda_0}\right)^2 \left\{ 1 - \frac{9}{16} \left(\frac{a}{\lambda_0}\right)^2 \right\} \left\{ 1.32 + 0.68 \cos\left(4.85 \frac{b}{\lambda_0}\right) \right\}$$

1-62

Celle-ci n'est valable que lorsque les dimensions de l'antenne sont telles que :

$$0.20 < a/\lambda_0 < 0.60$$

$$\text{et } b/\lambda_0 < 0.4$$

Une autre formule est donnée par DUBOST [22] :

$$G = G_0 \left\{ \frac{2\pi^3}{5} \left(\frac{a}{\lambda_0}\right)^2 + \frac{\pi}{2} \frac{b}{p} \sqrt{\epsilon_0} \left(\tan \delta + \frac{\delta_s}{2} \right) \right\}$$

1-63

où G_0 est la conductance du vide

et δ_s l'épaisseur de peau.

Ces formules simples se limitent au mode TM_{01} .

Nous comparons sur le tableau suivant les valeurs de l'impédance d'entrée (à la résonance) en utilisant les différentes formules théoriques, au résultat pratique et ceci pour une antenne de caractéristique :

$a = 15\text{mn}$, $b = 9.8\text{mn}$, $h = 0.79\text{mn}$, $\epsilon_r = 2.33$, $f_0 = 10\text{GHz}$.

R expérience	MUNSON	ASS	LIER
170 Ω	172 Ω	189 Ω	185 Ω

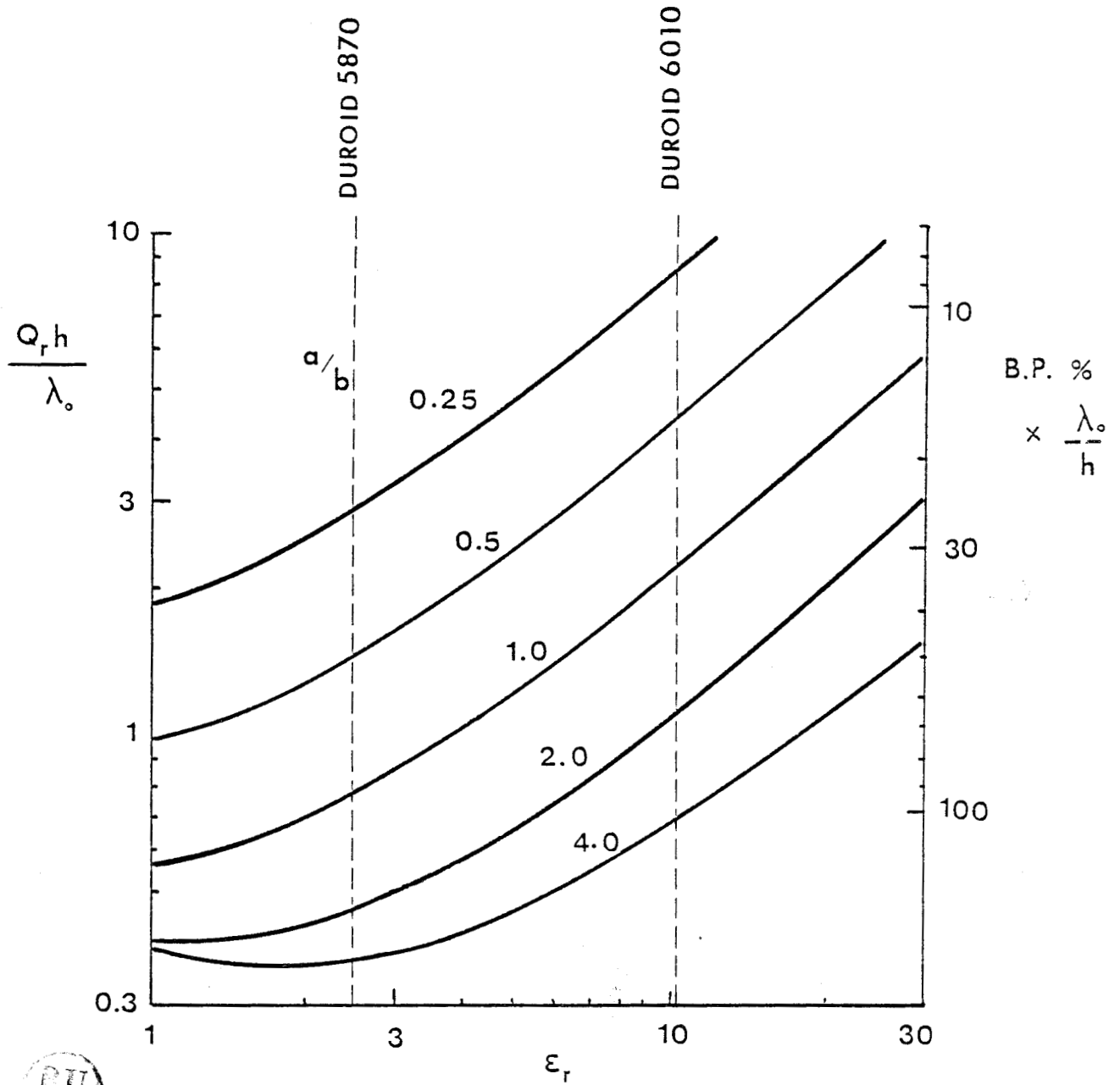
Au vu de ces résultats, on remarque que le formalisme de MUNSON est le plus proche de la réalité.

La connaissance de cette conductance de rayonnement permet de calculer le coefficient de qualité du rayonnement, donc indirectement l'efficacité de l'antenne:

$$Q_r = \frac{2\pi \frac{1}{4} \epsilon_s}{P_r} \quad 1-64$$

avec

$$P_r = \frac{1}{2} G_r V_0^2 \quad 1-65$$



Variation Théorique du coef. de qualité de rayonnement
et de la B.P. (-3dB) en fonction de ϵ_r et de $\frac{a}{b}$

Figure 22

et ϵ_s est l'énergie stockée, calculée précédemment, ce qui permet d'écrire :

$$Q_r = \frac{\pi f_0 \epsilon_0 \epsilon_r a b}{h G_r} \quad 1-66$$

En remplaçant G_r par les trois formules de MUNSON (1-58) on aboutit aux relations suivantes :

$$Q_r = 90 \frac{\pi}{c} \epsilon_0 \epsilon_r \frac{b}{a} \frac{\lambda_0}{h} ; \quad a < 0.35 \lambda_0$$

$$Q_r = \frac{\pi c \epsilon_0 \epsilon_r a b}{h \lambda_0 \left(\frac{a}{120 \lambda_0} - \frac{1}{60 \pi^2} \right)} ; \quad 0.35 \lambda_0 \leq a \leq 2 \lambda_0 \quad 1-67$$

$$Q_r = \frac{120 \pi c \epsilon_0 \epsilon_r b}{h} ; \quad a > 2 \lambda_0$$

La figure 22, [5] montre la variation du coefficient de qualité Q_r en fonction de la permittivité ϵ_r et du rapport $\frac{a}{b}$. On remarque que pour une valeur de ϵ_r donnée, Q_r diminue au fur et à mesure que $\frac{a}{b}$ augmente et par conséquent l'efficacité croît puisque les pertes par rayonnement augmentent.

La partie imaginaire de l'admittance d'entrée Y_e est calculée à partir de la différence entre l'énergie électrique et l'énergie magnétique emmagasinée à l'intérieur de la cavité [5] :

$$B_e = 2\omega_0 (\epsilon_e - \epsilon_m) / |V_f|^2 \quad 1-68$$

où ϵ_e est l'énergie électrique stockée dans la cavité
 et ϵ_m est l'énergie magnétique
 et ω_0 la pulsation à la résonance.

La tension d'alimentation V_f est définie par :

$$V_f = -\frac{h}{d} \int_{x_0 - d/2}^{x_0 + d/2} E_z^i(x, 0) dx \quad 1-69$$

où d est la dimension de la ligne d'excitation (largeur de la ligne d'excitation ou diamètre du mini coaxial), l'expression du champ électromagnétique à l'intérieur de la cavité, calculée précédemment, permet de calculer B_e , on trouve pour un mode mn :

$$B_e = \left[\frac{\omega_0 \epsilon_0 \epsilon_r ab}{4 h} - \frac{ab}{\omega_0 \mu_0 4 h} \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \right] \frac{|V_0|^2}{|V_f|^2} \quad 1-70$$

Cette formule a l'avantage de tenir compte de l'alimentation.

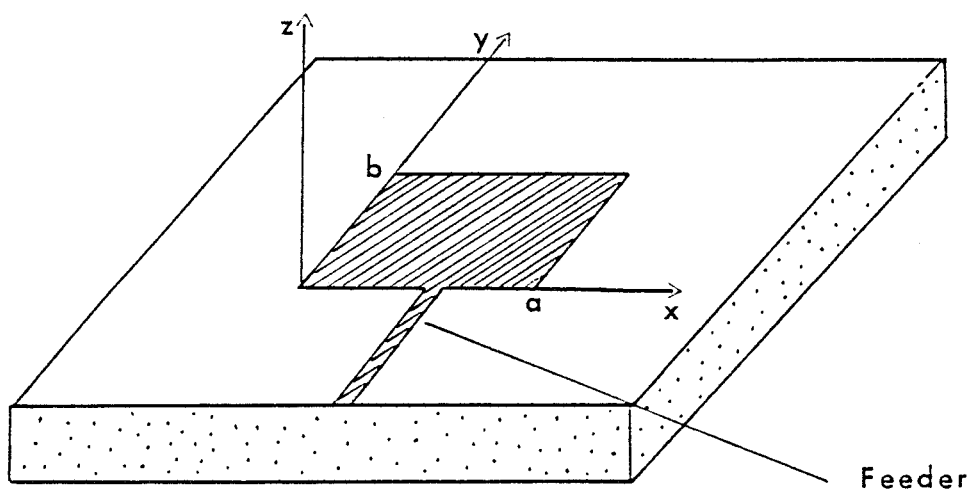


Figure 23

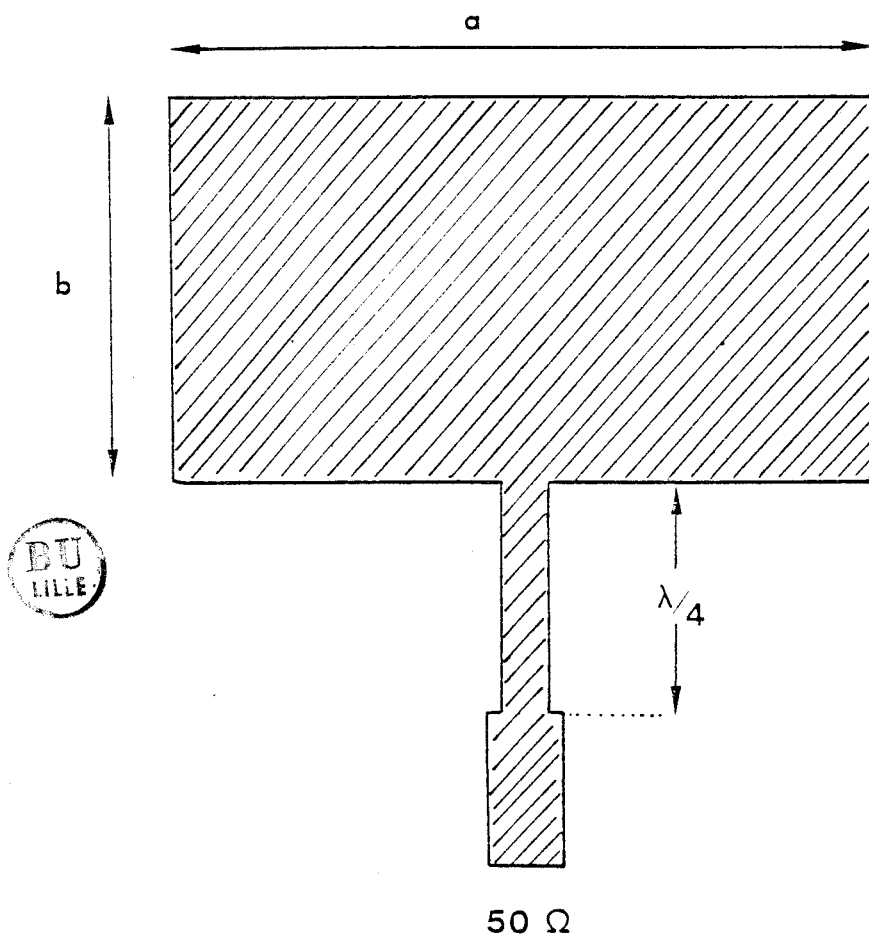


Figure 24 : Excitation par ligne quart-d'onde

II.1.5. Excitation de l'antenne microruban

Pour exciter une antenne microruban, plusieurs solutions peuvent être envisagées, la plus simple consiste à utiliser une ligne microruban située dans le même plan que l'élément rayonnant. La discontinuité ainsi générée perturbe sensiblement l'impédance d'entrée et partant le diagramme de rayonnement de l'antenne (figure 23). L'impédance d'entrée de l'antenne à la résonance est en générale différente de 50Ω (supposée être celle de l'oscillateur) ce qui nécessite une adaptation pour assurer un transfert maximum de puissance vers l'antenne. Cette adaptation peut être réalisée de plusieurs manières :

- Par une ligne quart d'onde , Si Z_e représente l'impédance d'entrée de l'antenne, l'adaptation est réalisée en utilisant un tronçon de ligne de longueur $\lambda/4$ d'impédance (figure 24) :

$$Z_{\lambda/4} = \sqrt{50 \cdot Z_e} \quad 1-71$$

- En excitant l'antenne par une ligne 50Ω en un point (x_0, y_0) de l'antenne présentant l'impédance 50Ω .

La variation du potentiel entre les deux côtés rayonnants de l'antenne, pour le mode 01, s'écrit :

$$V(y) = V_0 \cos\left(\frac{\pi y}{b}\right) \quad 1-72$$

pour $x = 0$ et $0 < y < b$

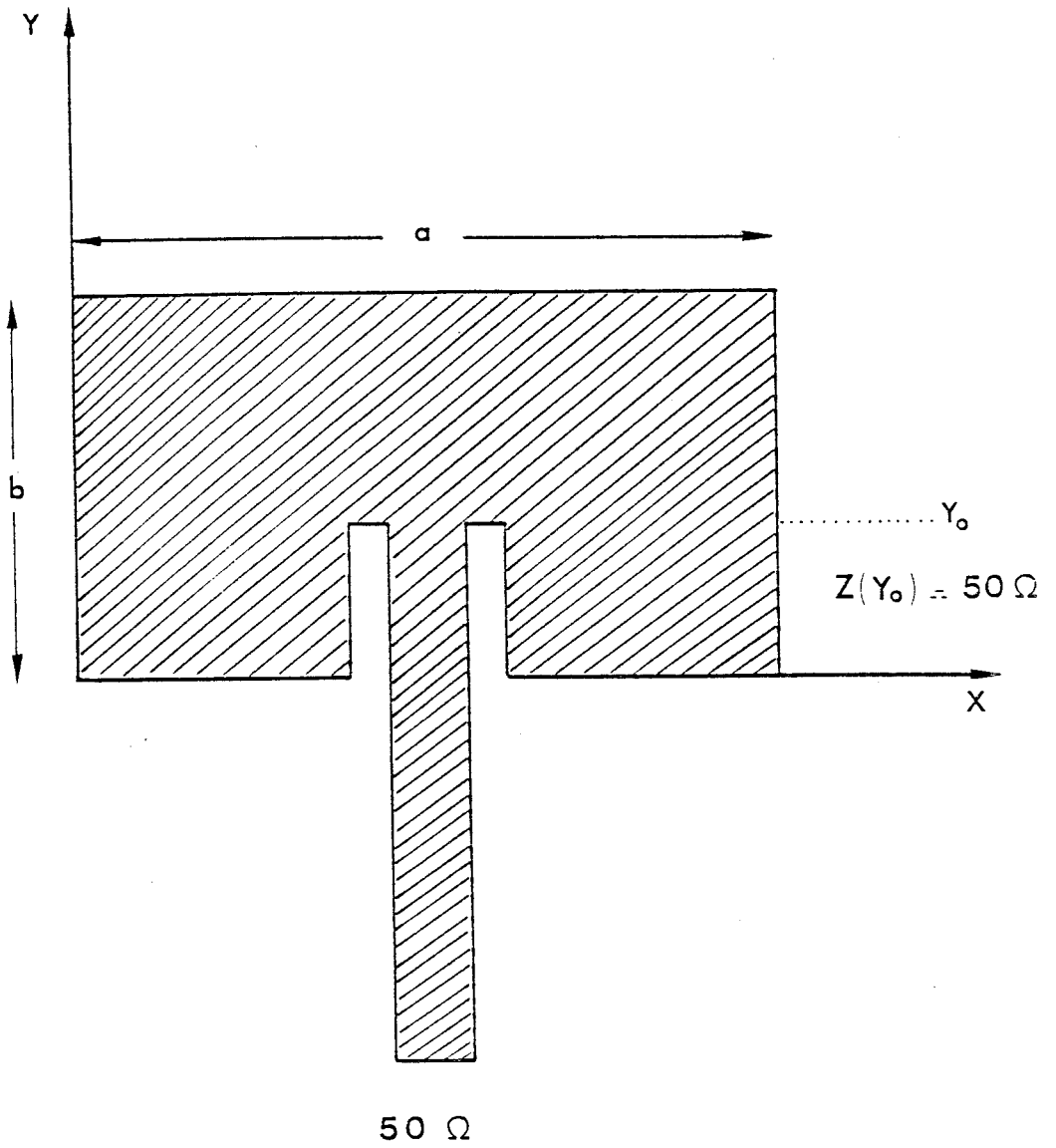


Figure 25 : Excitation au point 50Ω

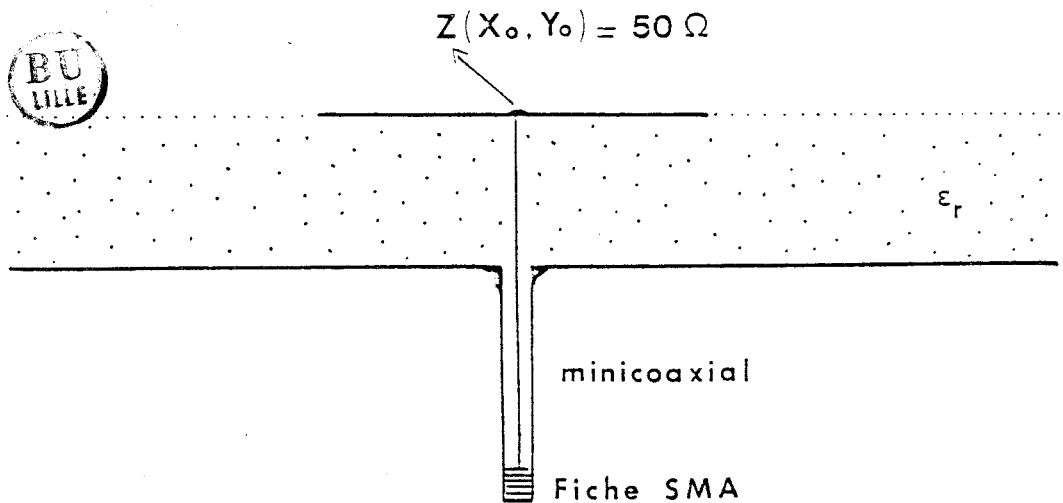


Figure 26 : Excitation par minicoaxial au point 50Ω

où V_0 est le potentiel à l'entrée de l'antenne; on en déduit la variation de l'impédance avec y :

$$Z(y_0) = Z(0) \cos^2\left(\frac{\pi y_0}{b}\right) \quad 1-73$$

Ceci permet de situer le plan y_0 présentant l'impédance 50Ω (figure 25). Cette solution n'est envisageable que dans le cas où la largeur de la ligne d'excitation est faible devant la dimension a de l'antenne.

S'il n'en est pas ainsi, on augmente le couplage électromagnétique entre la ligne et l'antenne. Par ailleurs, la précision sur la localisation du point 50Ω a un impact sur le TOS. En effet une erreur de 1% sur la position du point y_0 peut entraîner une désadaptation allant jusqu'à 20%.

Il est possible d'exciter l'antenne au point (x_0, y_0) en question, en utilisant un mini coaxial (figure 26). Dans ce cas, en plus de l'inconvénient lié à la localisation du point 50Ω , ce type d'alimentation pose un problème supplémentaire purement mécanique. Il est en effet primordial d'assurer une planéité parfaite de la surface rayonnante, le raccordement ligne-antenne, s'il n'est pas parfait mécaniquement, introduit des perturbations qui se traduisent par une atténuation du signal HF.

Un autre procédé peut être utilisé pour alimenter l'antenne, en supprimant la connexion ligne d'excitation-antenne : le couplage électromagnétique. On aboutit alors à des structures multi couches telles

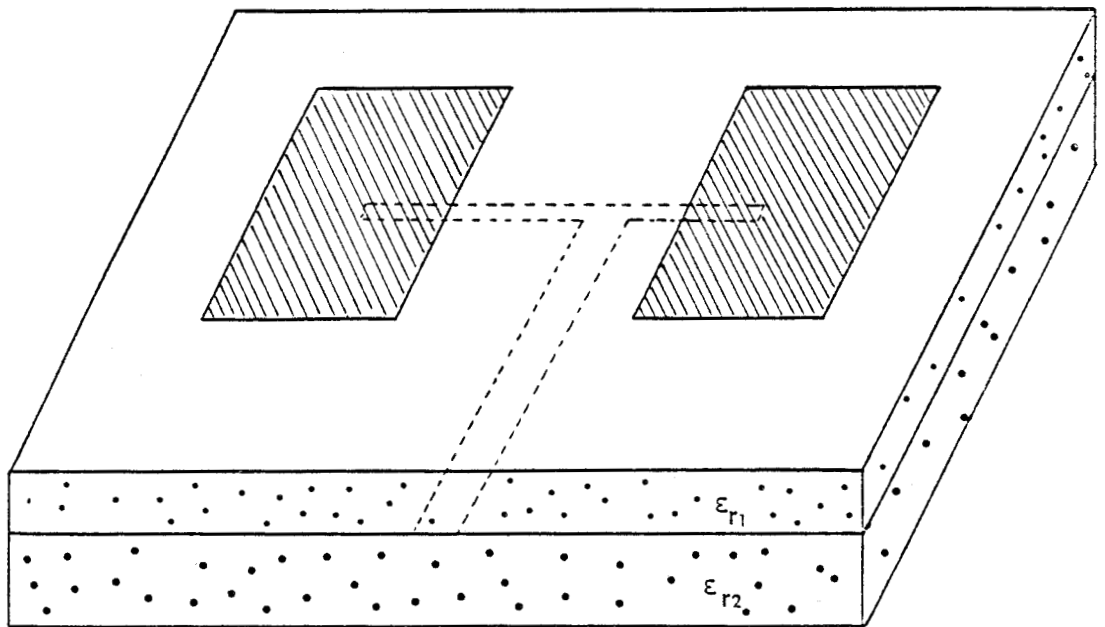


Figure 27 : Excitation par couplage électromagnétique



que celles présentées à la figure 27. Ainsi, la partie rayonnante se trouve éloignée aussi bien du plan de masse que du circuit d'alimentation, il en résulte principalement une augmentation de la bande passante [23]. Pour ce type de structure, il n'existe quasiment pas de formules permettant de calculer l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance..., la démarche est purement expérimentale.

II.1.6. Corrections du modèle théorique - décalage fréquentiel

En pratique, la fréquence de résonance théorique, pour un mode mn, calculée à partir de la relation :

$$f_0 = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad 1-74$$

est quasiment toujours décalée par rapport à la fréquence expérimentale. Ce phénomène peut être attribué à deux facteurs :

- Le modèle de la cavité, pour un mode mn que nous venons de voir, suppose que les lignes de champs sont confinées dans le volume de la cavité ; en réalité, ces lignes de champs s'épanouissent dans le milieu extérieur à travers l'air et le diélectrique (figure 28). On procède généralement [24] par analogie avec les lignes de transmission pour

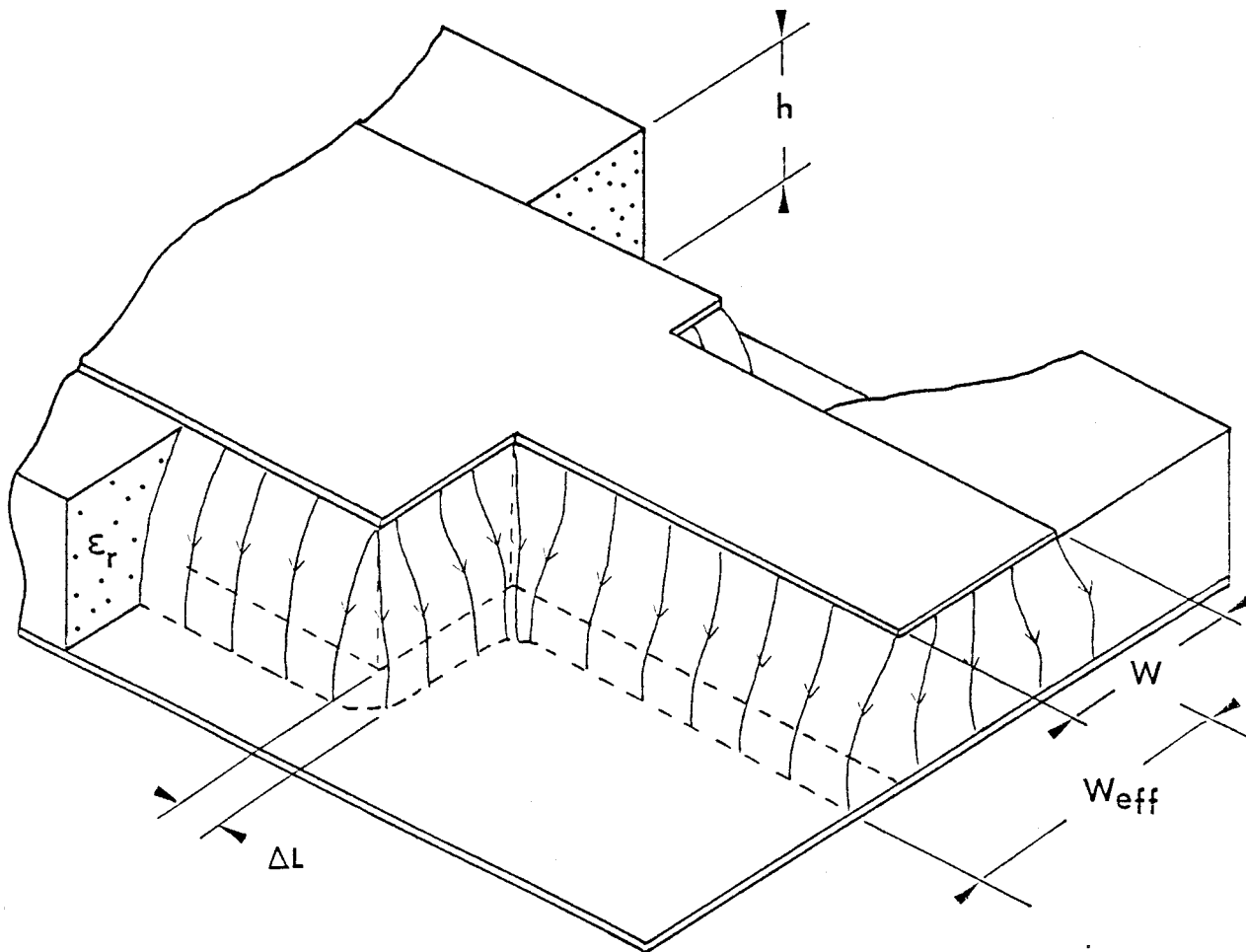


Figure 28 : Epanouissement des lignes de champs
- paramètres effectifs -

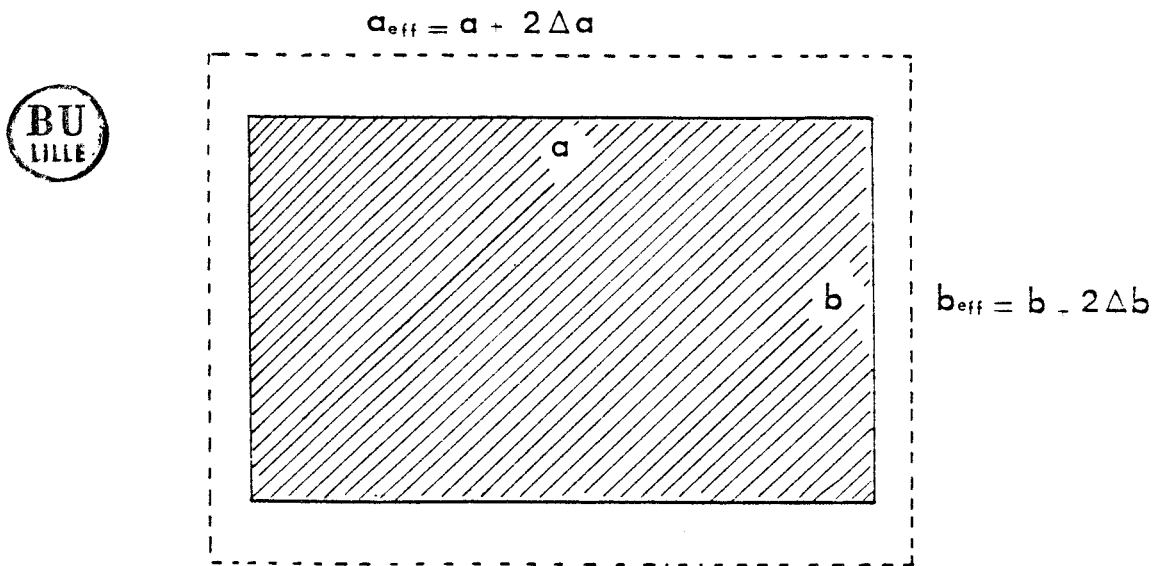


Figure 29 : Correction du modèle théorique
- paramètres effectifs -

lesquelles l'effet de l'épanouissement des lignes de champs est introduit dans des paramètres effectifs (figure 29).

$b_{\text{eff}} = b + 2 \Delta b$ longueur effective dans la direction de propagation pour un mode mn considéré.

$a_{\text{eff}} = a + 2 \Delta a$ largeur effective.

ϵ_{eff} constante diélectrique effective

Δa est pratiquement très petit par rapport à a

Δa et Δb sont donnés par WEEHLER [15] et HAMMERSTAD [25].

$$\frac{\Delta b}{b} = 0.412 \left(\frac{\epsilon_r + 0.300}{\epsilon_r - 0.258} \right) \left(\frac{a/b + 0.262}{a/b + 0.813} \right) \quad 1-75$$

en général $2 \Delta b$ est de l'ordre de h.

Ces paramètres effectifs ne sont valables que si un mode et un seul est excité dans la cavité. Ainsi pour le mode 01, la condition de résonance est donnée par :

$$\frac{l}{\lambda_{01}} = \frac{\pi}{b + 2 \Delta b} \quad 1-76$$

où

$$f_0 = \frac{15}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} (b + 2 \Delta b)} \quad 1-77$$

La fréquence de résonance d'une cavité varie avec son coefficient de surtension, SLATER [26] a montré que la fréquence de résonance variait au premier ordre avec les pertes dans les murs et au second ordre avec les pertes dans le diélectrique. Dans notre cas, les pertes dans les murs consistent essentiellement en puissance rayonnée à travers les murs magnétiques d'où :

$$f_r = f \cdot \left(1 - \frac{1}{2Q_r} \right) \quad 1-78$$

les pertes par rayonnement sont habituellement très supérieures aux pertes métalliques et aux pertes diélectriques, d'où :

$$f_r = f \cdot \left(1 - \frac{1}{2Q_T} \right) \quad 1-79$$

où Q_T est le coefficient de qualité total de l'antenne.

II.2. Modèle de la cavité résonnante généralisé

à tous les modes :

Les formules analytiques présentées précédemment ont été établies en supposant qu'un seul mode mn est excité dans la cavité et que celle-ci est constituée de quatre murs magnétiques. Cette approche donne généralement de bons résultats.

La modification de ce modèle, en vue de résultats plus précis, consiste à considérer tous les modes de la cavité ce qui est particulièrement important lorsque :

- L'épaisseur du substrat diélectrique augmente.
- Les deux côtés de l'antenne sont égaux.
- Le feeder, compte tenu de sa position n'excite pas de façon efficace le mode mn pour lequel l'antenne a été dimensionnée.

II.2.1. Représentation modale du champ intérieur

Le champ dans la cavité est solution de l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E}^i - k^2 \vec{E}^i = -j \omega \mu_0 \vec{J}_z \quad 1-80$$

avec

$$k^2 = k_0^2 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) \quad 1-81$$

où J_z représente la densité du courant d'alimentation.

La solution générale de l'équation d'onde est la superposition de tous les modes excités dans la cavité.

D'après les hypothèses faites sur le modèle, le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}^i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \sum_m \sum_n B_{mn} \Psi_{mn}(x, y) \end{bmatrix} \quad 1-82$$

et le champ magnétique s'exprime par :

$$\vec{H}^i = - \frac{1}{j\omega\mu_0} \sum_m \sum_n \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \Psi_{mn}(x, y) \\ - \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{mn}(x, y) \\ 0 \end{bmatrix} \quad 1-83$$

Les fonctions d'onde $\Psi_{mn}(x, y)$ sont solutions de l'équation de HELMOLTZ :

$$\left(\nabla_T^2 + k_{mn}^2 \right) \Psi_{mn}(x, y) = 0 \quad 1-84$$

Ce qui permet d'écrire la fonction d'onde de la manière suivante :

$$\sum_m \sum_n B_{mn} \left(k_{mn}^2 - k^2 \right) \Psi_{mn}(x, y) = -j\omega\mu_0 J_z \quad 1-85$$

Les coefficients B_{mn} sont déterminés en utilisant la propriété d'orthonormalité des fonctions d'onde :

$$B_{mn} = \frac{j\omega\mu_0 \int_0^a \int_0^b J_z \Psi_{mn}^*(x,y) dx dy}{k^2 - k_{mn}^2} \quad 1-86$$

D'une façon générale, le champ interne s'exprime sous la forme d'une somme double :

$$E_z^i(x,y) = j\omega\mu_0 \sum_m \sum_n \frac{\Psi_{mn}(x,y) \int_0^a \int_0^b J_z \Psi_{mn}^*(x,y) dx dy}{k^2 - k_{mn}^2} \quad 1-87$$

lorsque $k^2 = k_{mn}^2$, le champ tend vers une limite finie puisque k est complexe, il y a phénomène de résonance chaque fois que $k = k_{mn}$.

Si l'on considère une antenne excitée au point (x_0, y_0) , l'expression du champ électrique devient [8] :

$$E_z^i(x, y) = j\omega\mu_0 \sum_m \sum_n \frac{\Psi_{mn}(x, y) \Psi_{mn}(x_0, y_0) J_0\left(\frac{m\pi\Delta x}{2a}\right) J_0\left(\frac{n\pi\Delta y}{2b}\right)}{k^2 - k_{mn}^2}$$

1-88

où Δ_x et Δ_y représentent les dimensions du feeder dans les directions ox et oy :

avec
$$\Psi_{mn}(x, y) = A \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$
 1-89

et
$$J_0(x) = \frac{\sin x}{x}$$

Si plusieurs modes (m', n') , (m'', n'') vérifient l'équation :

$$k_0^2 \epsilon_r = \left(\frac{m'\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n'\pi}{b}\right)^2 = \left(\frac{m''\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n''\pi}{b}\right)^2 = \dots$$
 1-90

Alors plusieurs modes fondamentaux existent simultanément, c'est le cas par exemple lorsque $a/b = 3/2$.

L'amplitude de chaque mode est déterminée par la position de l'alimentation (x_0, y_0) qui intervient dans le facteur :

$$\cos\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right)$$

on peut ainsi annuler ou favoriser un mode.

II.2.2. Impédance d'entrée

Les formules d'impédance d'entrée présentées précédemment ont été établies en supposant que seul le mode fondamental TM_{01} est excité à l'intérieur de la cavité.

Si l'on tient compte de la totalité des modes TM_{mn} , l'expression de Z_e revêt une forme plus compliquée.

En effet, si on reprend l'expression du champ modal à l'intérieur de la cavité, la tension au point d'alimentation (x_0, y_0) s'écrit :

$$V_f = -h E_z(x_0, y_0) \quad 1-91$$

et en remplaçant $E_z(x_0, y_0)$ par son expression, on obtient :

$$V_f = -j I_0 Z_0 \frac{h}{2} \sum_m \sum_n \frac{\psi_{mn}^2(x_0, y_0)}{1^2 - k_{mn}^2} G_{mn} \quad 1-92$$

où G_{mn} est le facteur rendant compte de l'alimentation et permet de faire converger la série .

$$G_{mn} = J_0\left(\frac{m\pi \Delta x}{2a}\right) J_0\left(\frac{n\pi \Delta y}{2b}\right) \quad 1-93$$

avec $J_0(x) = \frac{\sin x}{x} \quad 1-94$

Ceci nous permet alors d'écrire l'expression de l'impédance d'entrée au point d'attaque (x_0, y_0) :

$$Z_e = \frac{V_i}{I_0} = -j Z_0 \frac{1}{2} \frac{1}{h} \sum_m \sum_n \frac{\psi_m^c(x_0, y_0)}{k^2 - k_{mn}^2} G_{mn} \quad 1-95$$

Dans l'hypothèse où le mode TM_{01} est dominant, CARVER [8] exprime Z_e sous la forme suivante :

$$Z_e = j X_L - \frac{j \omega / C_{01}}{\omega^2 - \omega_0^2 (1 + j/Q)} \quad 1-96$$

ω_{01} représente la pulsation du mode TM_{01} et C_{01} correspond à la capacité statique du mode TM_{01} , au point d'excitation et est donné par :

$$C_{01} = \frac{1}{2} C_A \cos^{-2} \left(\frac{\pi y_0}{b} \right) \quad 1-97$$

avec C_A la capacité de l'antenne :

$$C_A = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r a b}{h} \quad 1-98$$

Q est le coefficient de qualité pour le mode 01 .

Les modes d'ordre supérieur sont représentés par l'inductance L avec :

$$X_L = - \frac{1}{\omega C_A} + \frac{\omega}{C_A} \sum_{\substack{m \neq 0 \\ n \neq 0}}^M \sum_{\substack{m \neq 0 \\ n \neq 0}}^N \frac{\epsilon_{mn}^2 \cos^2\left(\frac{m\pi x_0}{a}\right) \cos^2\left(\frac{n\pi y_0}{b}\right)}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} G_{mn}$$

1-99

où ϵ_{mn} sont les coefficients d'orthonormalisation des fonctions d'ondes ψ_{mn}

$$\epsilon_{mn} = \begin{cases} 1 & ; \quad m = n = 0 \\ \sqrt{2} & ; \quad m \text{ ou } n = 0 \\ 2 & ; \quad m \neq 0 \text{ et } n \neq 0 \end{cases} \quad 1-100$$

Ceci montre que l'inductance X_L est proportionnelle à l'épaisseur du substrat.

Pour les substrats diélectriques de faible épaisseur, le nombre d'onde k_{01} , peut être approximé par la relation [8] :

$$t_g\left(\frac{j}{Z_{01}} b\right) = \frac{2 \frac{j}{Z_{01}} \alpha_{01}}{\frac{j}{Z_{01}}^2 - \alpha_{01}^2} \quad 1-101$$

avec

$$\alpha_{01} = j \frac{2\pi Z_0 \frac{b}{a} Y_M}{\lambda_0 a} \quad 1-102$$

où Y_M représente l'admittance des deux murs rayonnants ($y=0$ et $y=b$)

Le développement limité de $\text{tg}(k_{01}b)$ en série de Taylor au voisinage de π à l'ordre 2, donne :

$$k_{01} = \frac{\pi}{b} - \frac{\Delta_4}{b} \quad 1-103$$

avec

$$\begin{cases} \Delta_{p+1} = \frac{2 \alpha_{01} b (\pi - \Delta_p)}{(\alpha_{01} b)^2 + 2 \Delta_p \pi - \Delta_p^2 - \pi^2} & 1-104 \\ \Delta_0 = 0 \end{cases}$$

k_{01} est déterminé comme étant un pôle dont la partie réelle est typiquement de l'ordre de 96 à 98% de $\frac{\pi}{b}$. La partie imaginaire est positive et correspond aux pertes dues essentiellement au mécanisme du rayonnement.

Ce résultat est rigoureusement équivalent à celui obtenu par le modèle de la ligne de transmission où l'on a introduit le facteur de frange q .

II.2.3. Schéma électrique équivalent

Compte tenu de l'expression de l'impédance d'entrée Z_e , tenant compte de tous les modes TM_{mn} excités à l'intérieur de la cavité

l'antenne microstrip peut être représentée sur une étroite bande de fréquence par le schéma électrique suivant :

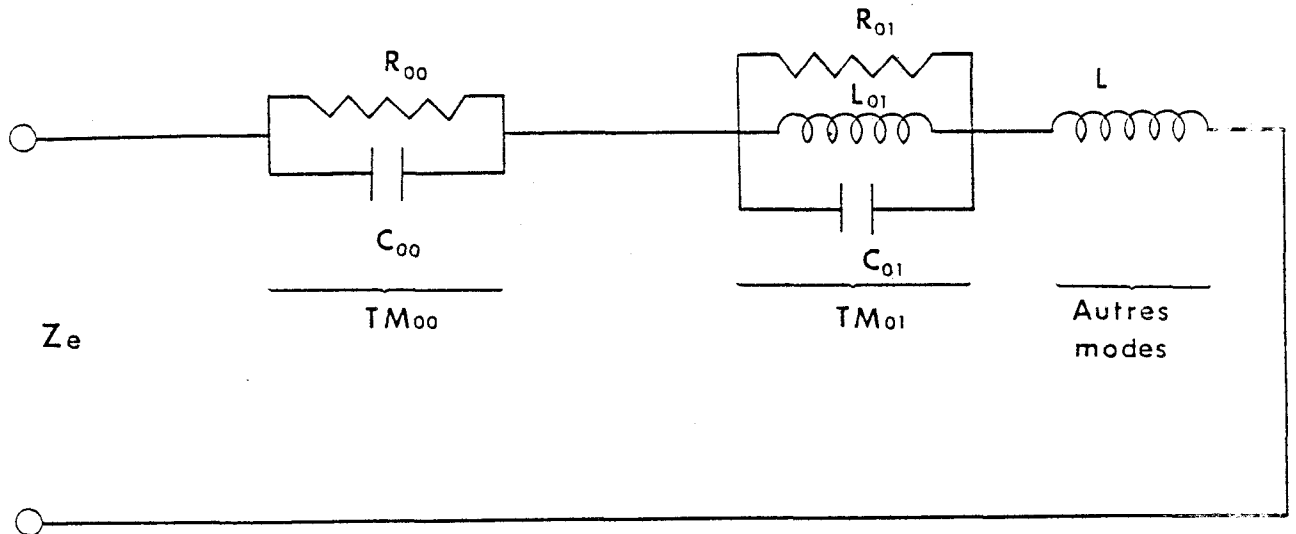


Figure 30 : Schéma équivalent de l'antenne basé sur le modèle de la cavité généralisé à tous les modes



Le mode TM_{00} est équivalent à un circuit RC parallèle représentant les pertes dans le substrat. Le mode TM_{01} dominant est équivalent à un circuit RLC bouchon dans lequel R représente les pertes de toutes natures (métallique, diélectrique et par rayonnement). Enfin l'inductance L représente les pertes dues à l'excitation des modes d'ordre supérieur.

CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE :

Ce travail de synthèse théorique nous a permis d'approcher le fonctionnement d'une antenne plaquée à géométrie rectangulaire et les dépendances avec les différents paramètres qui rentrent en jeu (dimensions de l'antenne, permittivité, épaisseur du diélectrique, fréquence,...).

Le modèle de la cavité généralisé à tous les modes est celui dans lequel il y a le moins d'hypothèses simplificatrices et par conséquent, il représente mieux les processus électromagnétiques mis en jeu lors du fonctionnement de l'antenne. Cependant son utilisation dans la conception de l'antenne est longue et fastidieuse, compte tenu des équations mises en jeu dont la résolution fait appel à des algorithmes qui nécessitent des temps de calcul importants surtout lorsqu'il s'agit d'antennes à plusieurs éléments rayonnants.

Le modèle de la ligne de transmission présenté tout au début est très limitatif en ce sens qu'il ne s'applique qu'à des géométries rectangulaires dans lesquelles la dimension a doit être voisine de $\lambda_0/2$. Si tel n'est pas le cas, la formule utilisée dans ce modèle, exprimant l'impédance d'entrée de l'antenne n'est plus une bonne approximation.

Afin de simplifier le travail de conception des antennes, surtout lorsqu'il s'agit de structures dans lesquelles les dimensions a et b peuvent être dans un rapport allant jusqu'à 10 ou de structures à plusieurs éléments rayonnants, nous avons choisi un modèle combinant les

deux principales méthodes présentées dans cette partie : l'antenne est considérée comme une cavité où seul le mode TM_{01} (mode fondamental) est excité. Dans la pratique, cette hypothèse est acceptable lorsque le circuit d'excitation est correctement positionné par rapport à l'élément rayonnant. Toutes les formules présentées au sujet du mode TM_{01} sont alors utilisées et notamment celles donnant l'impédance des deux murs magnétiques rayonnants en fonction de la dimension a (formules de MUNSON). La fréquence de résonance est calculée à partir du modèle de la ligne de transmission en utilisant le principe de transformation d'impédance.

BIBLIOGRAPHIE DE LA PREMIERE PARTIE :

- [1] DESCHAMPS G.A.
"Microstrip microwave antennas"
3ème U.S.A.F. Symp.on antennas,1953.
- [2] HOWELL J.L.
"Microstrip antennas"
I.E.E.E. Trans.on Ant. and Prop.Janvier 1975.
- [3] MUNSON R.E.
"Conformal microstrip antennas and microstrip phased arrays"
I.E.E.E. Trans.on Ant. and Prop. Janvier 1974.
- [4] BAHL I.J., BARTHIA P.
"Microstrip antennas"
Artech House, 1980.
- [5] JAMES J.R., HALL.P.S., WOOD C.
"Microstrip antennas, theory and design"
Peter Peregrinus L.T.D. 1981.
- [6] DERNERYD A.G.
"Linearly polarised microstrip antennas"
I.E.E.E. Trans.on Ant.and Prop. Novembre 1976.

"A theoretical investigation of the rectangular microstrip antennas
element"
I.E.E.E. Trans.on Ant. and Prop. Juillet 1978.
- [7] RICHARDS W.F., LO Y.T., HARISSON D.D.
"Theory and application of microstrip antennas"
Proc.of workshop printed circuit antennas technology.New Mexico
State University, Las Cruces.1979.
- [8] CARVER K.R., MINK J.W.
"Microstrip antenna technology"
I.E.E.E. Trans.on Ant.and Prop. Janvier 1981.
- [9] PRADEEP K., AGRAWAL., BAILLE Y.
"Analysis technique for microstrip antennas"
I.E.E.E. Trans.on Ant. and Prop. Novembre 1977.
- [10] EDWARD H., NEWMAN., TYLYATHAN P.
"Analysis of microstrip antennas using moment methods"
I.E.E.E. Trans.on Ant. and Prop. Janvier 1981.
- [11] BAILLEY M.C.
"Integral formulation of microstrip antennas"
I.E.E.E. Trans.on Ant. and Prop. Juillet 1982.

- [12] ASSADAURIAN F and RIMAI E.
"Simplified theory of microstrip transmission system"
Proceeding of the I.R.E. vol 40, n°12, pp.1651-1657, Déc.1952.
- [13] SCHNEIDER M.V.
"Microstrip lines for microwaves integrated circuits"
The bell systems technical journal, Mai-Juin 1969.
- [14] SCHWAN K.P.
"Take the guesswork out of the microstrip k"
Microwaves Décembre 1977.
- [15] WHEELER H.A.
"Transmission lines properties of a strip on dielectric sheet
on a plane"
I.E.E.E. Trans.on microwaves n°8, Aout 1977.
- [16] HARRINGTON R.F.
"Time harmonic electromagnetic waves"
New York Mc Graw-Hill 1961.
- [17] COLLIER R.J. and WHITE P.D.
"Surfaces waves in microstrip circuits"
Proceeding, 6th European Micro.Conf., 1976, pp.632-636.
- [18] RICHARDS W.F., LO Y.T., SIMON P., HARISSON D.D.
"Theory and applications for microstrip antenna"
Proc.workshop printed circuit antenna technology.New Mexico State
university, Las Crucco. Octobre 1979, pp.8/1 - 23.
- [19] DANIEL J.P., PENARD E.
"Calcul du rayonnement d'antennes microstrip: deux exemples"
Journées nationales microondes de Toulouse, Juin 1982.
- [20] LIER E.
"Improved formulas for input impedance of coax-feed microstrip
patch antennas"
IEE Proc., Aout 1982.
- [21] AAS J.A., JAKOBSEN K.
"Radiation patterns of rectangular microstrip antennas on finite
ground plane"
12th European microwave conference, 13-17 Sept. 1982.Helsinki.
- [22] DUBOST G.
"Transmission line model analysis of a lossy rectangular microstrip
patch"
Electronics Letters, Avril 1982.
- [23] OLTMAN H.G., HUEBNER D.A.
"Electromagnetically coupled microstrip dipoles"
I.E.E.E. Trans. on ant. and prop. Janvier 1981.

- [24] PENARD D.E.
"Etudes d'antennes imprimées par la méthode de la cavité -
Application au couplage"
Thèse de 3ème cycle Université de Rennes, 1982.
- [25] HAMMERSTAD E.O.
"Equations for microstrip design"
Proc. 5th European micro conference. Hambourg, Sept.1975.
- [26] SLATER J.C.
"Microwaves electronics"
D VAN NOSTRAND COMPANY, INC 1950.

2^{ème} Partie

DEUXIEME PARTIE

CONCEPTION - REALISATION ET CARACTERISATION DE QUELQUES ANTENNES

PLAQUEES

I - METHODES DE REALISATION ET DE CARACTERISATION DES ANTENNES

PLAQUEES :

La qualité hyperfréquence des antennes en structure microruban dépend tout particulièrement de la nature du substrat (point sur lequel nous reviendrons dans le prochain paragraphe) ainsi que de la définition de la gravure.

I.1. Gravure :

La gravure des circuits nécessite un soin tout particulier. La qualité hyperfréquence de l'antenne étudiée dépend de la propreté et de la netteté des bords. Pour obtenir ce résultat, nous avons utilisé la méthode classique de la photogravure. La réalisation du masque est

obtenue par réduction photographique sur un film haut contraste d'un dessin réalisé à l'échelle 10 généralement. Le masque est ensuite appliqué fermement au moyen d'une presse transparente sur l'une des faces métallisées du substrat diélectrique. Sur cette face nous déposons préalablement une couche très mince de résine photosensible. Après insolation aux U.V., le circuit est révélé dans une solution "Microposit Developer" diluée à 50% ce qui permet de faire disparaître la résine des endroits polymérisés par les U.V. La gravure proprement dite est alors réalisée par passage dans un bain de perchlorure de fer qui dissout le cuivre qui n'est pas protégé par la résine. Une solution de bicarbonate de soude permet de neutraliser l'action de perchlorure de fer lorsque la gravure est terminée. Les circuits sont ensuite nettoyés au trichloréthylène puis séchés; ils sont alors prêts à l'emploi.

I.2. Caractérisation des antennes.

Les caractéristiques essentielles d'une antenne, quelles que soient sa forme et sa nature, sont : l'impédance d'entrée et le diagramme de rayonnement. La mesure de l'impédance d'entrée de l'antenne sur une large bande permet de déterminer la fréquence de résonance (fréquence à laquelle l'antenne rayonne le maximum d'énergie). La connaissance de la deuxième caractéristique permet d'en déduire deux paramètres : l'angle d'ouverture du lobe principal à mi-puissance et le rapport lobe secondaire sur lobe principal.

Une autre caractéristique importante des antennes qui permet d'évaluer la portée en terme de rayonnement est le gain.

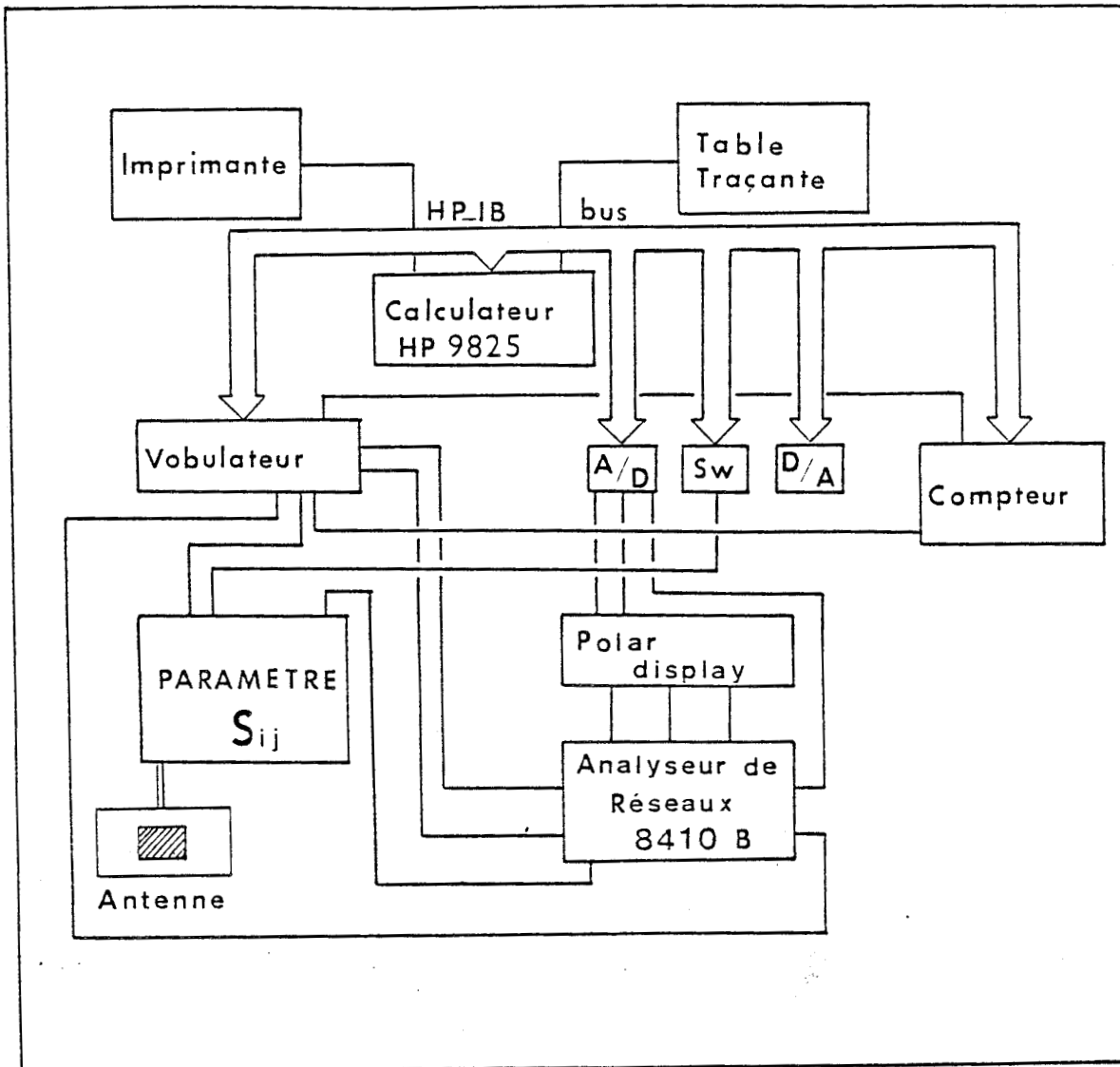


Figure 31 : Analyseur de réseaux HP 8410 B automatique

I.2.1. Analyseur de réseaux :

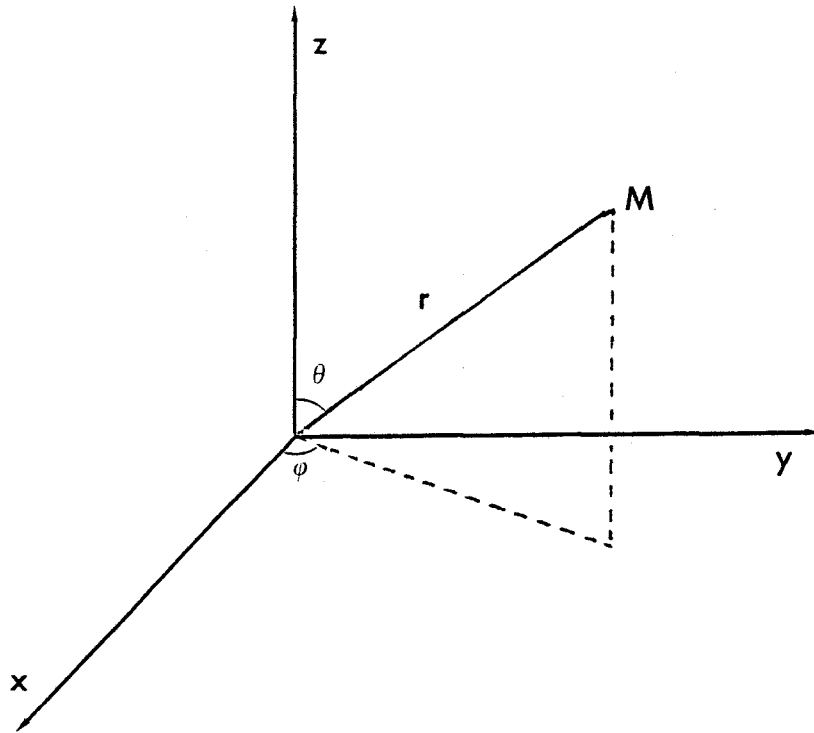
L'analyseur de réseaux Hewlett-Packard HP 8410 B utilisé dans la gamme de fréquence à 2GHz - 18GHz permet de déterminer les paramètres S_{ij} d'un quadripole (antenne dans notre cas). L'ensemble, représenté sur la figure 31, est piloté par un ordinateur qui permet le dépouillement de la mesure et le tracé automatique des courbes expérimentales.

Dans notre cas, nous nous intéressons à la mesure du paramètre S_{11} (module et phase du coefficient de réflexion à l'entrée de l'antenne) en fonction de la fréquence, une calibration du dispositif est nécessaire pour obtenir des mesures corrigées et définir le plan de référence (caractérisation d'éléments de référence : charge adaptée, court-circuit, circuit ouvert). La mesure du coefficient de réflexion à toute fréquence nous permet de déduire l'impédance d'entrée et partant la fréquence de résonance.

I.2.2. Relevé du diagramme de rayonnement - chambre anéchoïde :

Les relevés des diagrammes de rayonnement sont effectués dans une chambre anéchoïde : c'est un milieu clos dans lequel les parois, le plancher et le plafond sont recouverts d'un matériau absorbant, présentant du point de vue physique, pour les mesures de champ rayonné, des caractéristiques proches de celles de l'espace libre, ce qui permet de minimiser les réflexions parasites qui pourraient perturber le relevé du diagramme de rayonnement.

Considérons une antenne située en un point o et lions à ce point un trièdre de référence :

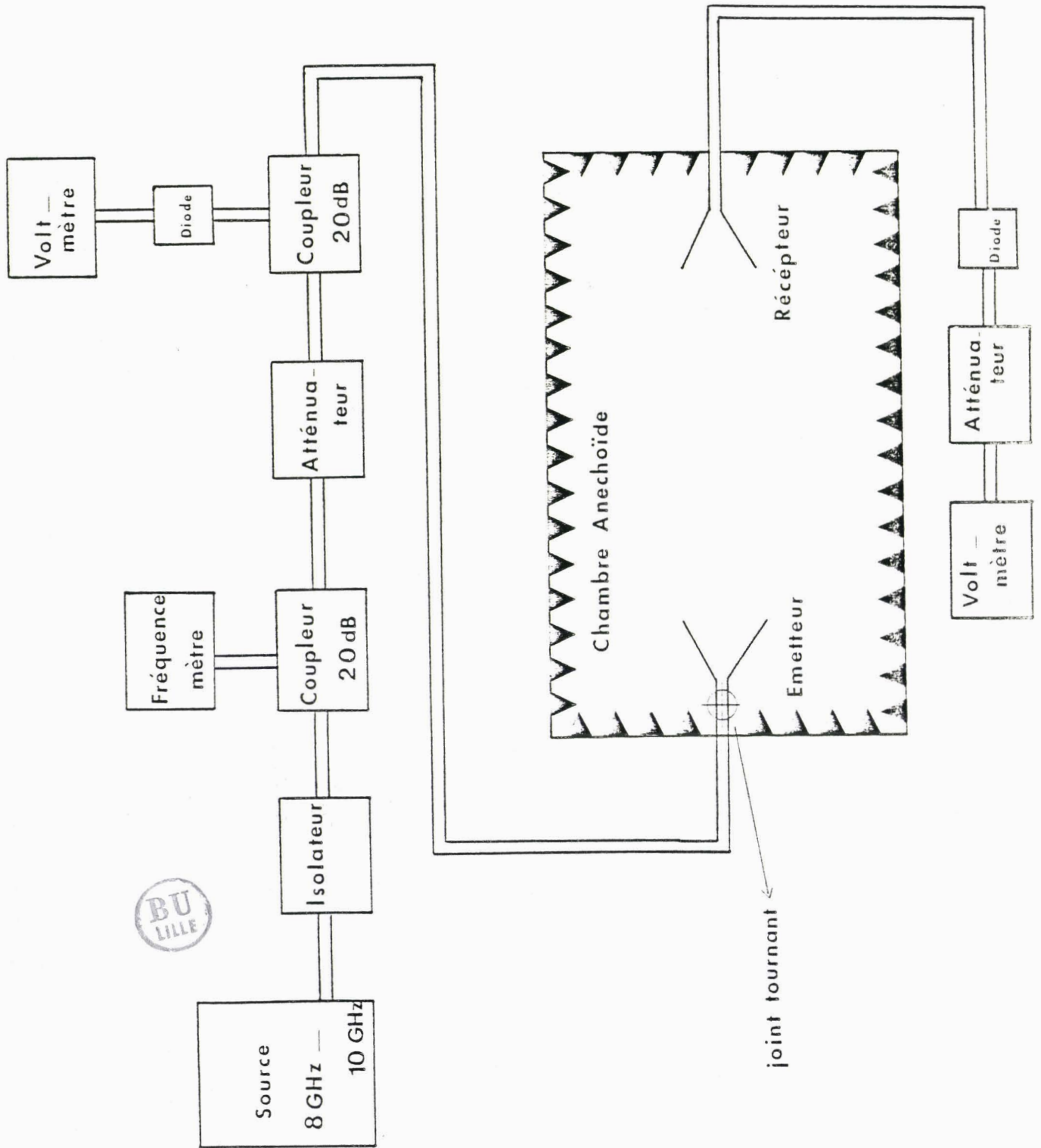


Soit une direction quelconque de l'espace définie par θ et ϕ , l'antenne étant considérée comme une source ponctuelle, la puissance rayonnée se répartit uniformément autour de celle-ci, par unité de surface sur une sphère de rayon r centré sur o , la densité de puissance par unité d'angle solide sera alors :

$$P_r = \frac{P}{4\pi}$$

Cependant, du fait de la structure de nos antennes (non-isotropes), la puissance rayonnée dans l'unité d'angle solide est fonction de θ et ϕ .

Soit $P(\theta, \phi)$ cette puissance, il existe toujours une direction (θ_0, ϕ_0) pour laquelle $P(\theta_0, \phi_0)$ passe par un maximum.



BU
LILLE

Figure 32 : Dispositif de mesure d'antennes

Soit le rapport :

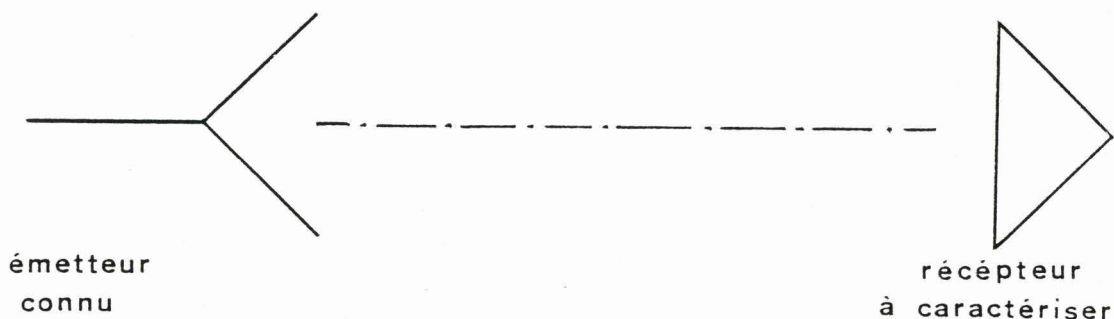
$$r(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P(\theta_0, \phi_0)} \quad 2-1$$

La valeur maximale de ce rapport est égale à l'unité et ses variations en fonction de θ et ϕ sont indépendants de la distance r , séparant l'émetteur du récepteur. Ces variations caractérisent donc la façon dont l'énergie rayonnée se répartit dans l'espace. C'est la raison pour laquelle la courbe représentant $r(\theta, \phi)$ est appelée : diagramme de rayonnement de l'antenne.

Le plus souvent, les variations de $r(\theta, \phi)$ sont tracées en coordonnées polaires dans des plans différents (plan $H \rightarrow \phi = 90^\circ$ - plan $E \rightarrow \phi = 0^\circ$).

Nous avons alors réalisé un banc de mesure [1] dont le schéma est représenté sur la figure 32. Ce dispositif fonctionne pour le moment en bande x .

Le relevé du diagramme de rayonnement peut être envisagé selon deux configurations, compte tenu du théorème de réciprocité [2] :

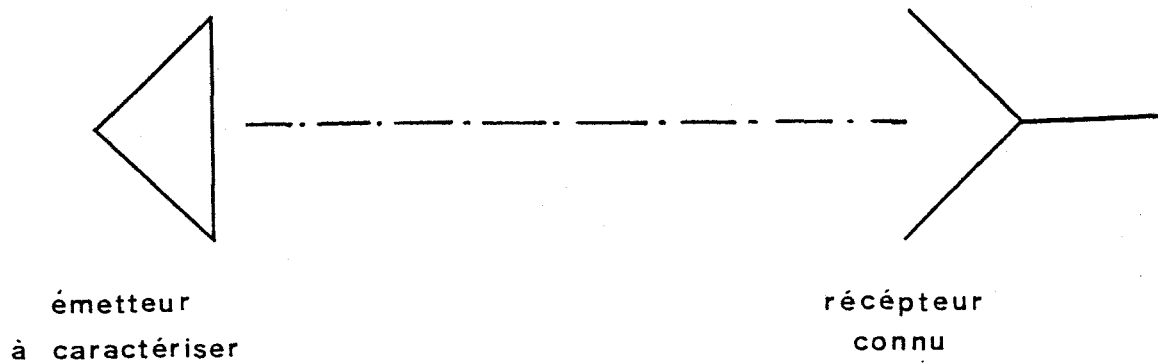


Product	ϵ_r (X-Band)	$\tan \delta$ (X-Band)	Dimensional Stability	Temperature Range in °C
PTFE unreinforced	2.10	0.0004	poor	-27 to +260
PTFE glass woven web	2.17	0.0009	excellent	-27 to +260
	2.33	0.0015		
	2.45	0.0018	very good	-27 to +260
	2.55	0.0022		
PTFE glass random fiber	2.17	0.0009	fair	-27 to +260
	2.35	0.0015		
PTFE quartz reinforced	2.47	0.0006	excellent	-27 to +260
Cross linked poly styrene/ woven quartz	2.65	0.0005	good	-27 to +260
Cross linked poly styrene/ ceramic powder-filled	3 to 15	from 0.00005 to 0.0015	fair	-27 to +110
Cross linked poly styrene/ glass reinforced	2.62	0.001	good	-27 to +110
Irradiated polyolefin	2.32	0.0005	poor	-27 to +100
Irradiated polyolefin/ glass reinforced	2.42	0.001	fair	-27 to +100
Polyphenylene oxide (PPO)	2.55	0.00016	poor	-27 to +193
Silicone resin ceramic powder-filled	3 to 25	from 0.0005	fair to medium	-27 to +268
Sapphire	9.0	0.0001	excellent	-24 to +371
Alumina ceramic	9.7 to 10.3	0.0004	excellent	to 1600 unclad
Glass bonded mica	7.5	0.0020	excellent	-27 to +593 unclad
Hexcell (laminare)	1.17 to 1.40 at 1.4 GHz	-	excellent	-27 to +260
Air with/rexolite standoffs				
Fused quartz	3.78	0.001	excellent	-

TYPICAL DIELECTRIC CONSTANT VERSUS MAJOR AXIS ORIENTATION OF THE ELECTRIC FIELD

Material	ϵ_r			Quoted Value	$\frac{\delta \epsilon_r}{\epsilon_r}$ (Percent)
	X Direction	Y Direction	Z Direction		
Random fiber PTFE	2.454	2.432	2.347	2.35 ± 0.04	1.7
Ceramic PTFE	10.68	10.70	10.40	10.5 ± 0.25	2.4
Glass cloth PTFE	2.88	2.88	2.43	2.45 ± 0.04	1.6





l'orientation de l'émetteur dans une direction $r(\theta)$ est assurée par un joint tournant en structure guide d'onde dont la précision de positionnement est d'environ 1° .

II - REALISATION D'UNE ANTENNE ELEMENTAIRE

Le designer d'antennes en structure microruban a besoin de connaître les propriétés physiques du substrat pour prévoir leur fonctionnement. Le paramètre le plus important est la constante diélectrique ϵ_r . Dans le tableau ci-contre sont répertoriés les différents matériaux couramment utilisés dans les réalisations de circuits microrubans.

Le substrat dominant dans ces applications est le polytetrafluoroéthylène (PTFE) renforcé de microfibres de verre. En effet, ce matériau outre ses bonnes propriétés électriques, présente par rapport à d'autres, tels que l'alumine ou la silice, des propriétés mécaniques appréciables :

- Faibles tangentes de pertes : $9.10^{-4} < \text{tg } \delta < 6.10^{-3}$ en bande x
- Différentes valeurs de ϵ_r : $2.2 < \epsilon_r < 10.5$ avec des précisions de l'ordre de 2.10^{-2} à $2.10^{-1}\%$.
- Bonne stabilité thermique : la constante diélectrique tend à décroître avec l'accroissement de la température. Dans la gamme $- 70^\circ\text{C}$, $+ 100^\circ\text{C}$. La variation relative de la fréquence engendrée est de l'ordre de 0.03°
- Très grande facilité d'usinage : coupe et perçage simples. Le PTFE se conforme facilement aux surfaces courbes.

II.1. Conception et réalisation :

Le premier paramètre qu'il faut se fixer pour entreprendre une réalisation d'antenne est la fréquence. En ce qui nous concerne, nous nous sommes fixés $f_0 = 10\text{GHz}$. Ensuite, il faut connaître avec le plus de précisions possibles les caractéristiques du substrat et des couches de métallisation :

- Permittivité diélectrique ϵ_r
- Epaisseur du substrat h
- Epaisseur du cuivre t
- Tangente de pertes $\text{tg}(\delta)$.

Lors de la réalisation de cette première maquette, nous avons imposé la longueur de l'antenne patch : $a = \lambda_0/2$ où $\lambda_0 = \frac{c}{f_0}$.

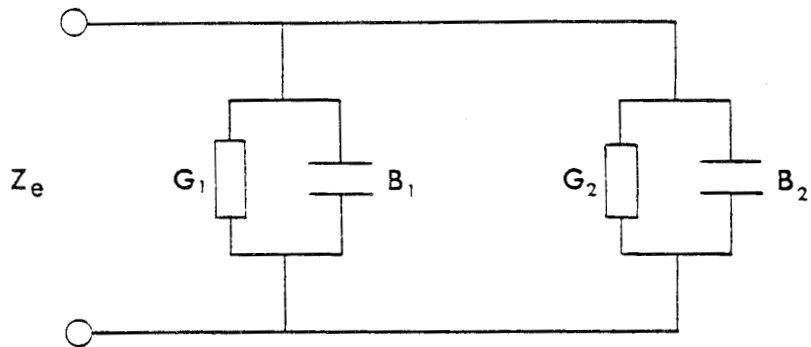
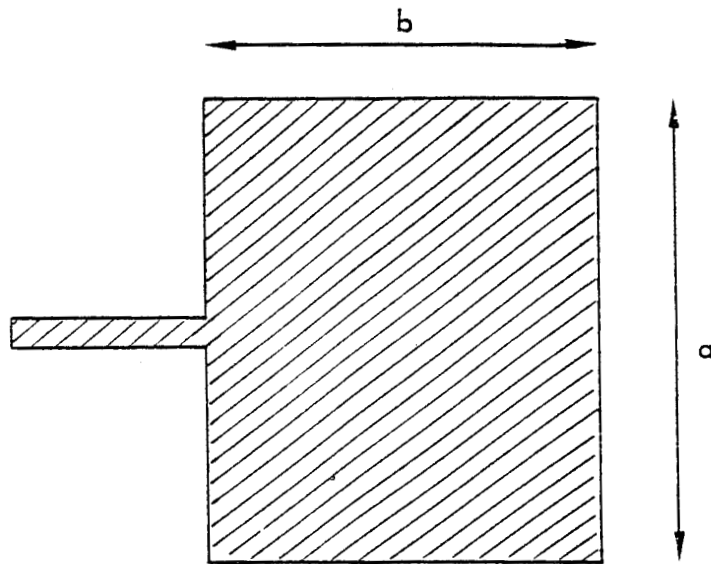


Figure 33 : Schéma équivalent de l'antenne

Cette dimension nous permet de calculer : l'admittance des deux principales ouvertures (figure 33) $Y = G + jB$ où G est approximée par la formule de MUNSON : $G = \frac{\pi}{376} \frac{a}{\lambda_0}$ et B est approximée par la formule de HAMMERSTADT [3] : $B = 0.01668 \frac{\Delta l}{h} \left(\frac{W}{a}\right) \epsilon_{\text{reff}}$ où ϵ_{reff} est déterminé sur les abaques (figure 8) à partir du rapport $\frac{a}{h}$. On en déduit λ_g ($\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}$)

Par ailleurs la combinaison des deux admittances conformément à la figure 34 permet de calculer l'impédance d'entrée dans le plan du feeder :

$$Z_e = \frac{1}{2G}$$

En utilisant un substrat (DUROID 5870) dont les caractéristiques sont : $\epsilon_r = 2.33$, $h = 0.79$ mm, les dimensions de l'antenne sont telles que : $a = 15$ mm

$$b = 9.8 \text{ mm}$$

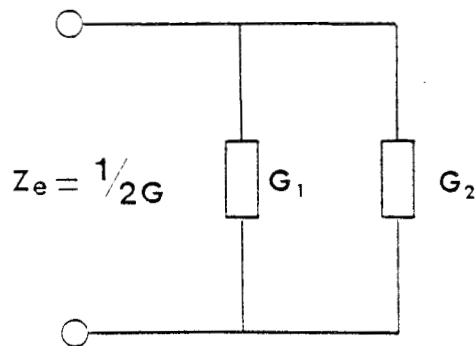
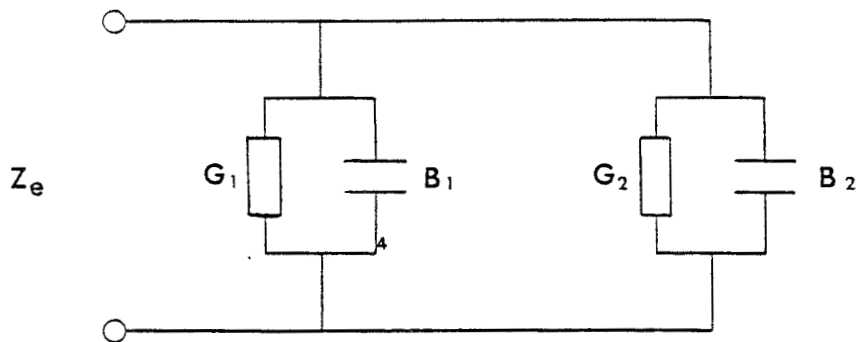
$$Z_c \# 120 \Omega .$$

Dans ces conditions, il reste donc à adapter l'antenne au générateur, ceci n'est réalisé que par l'intermédiaire d'une ligne quart d'onde dont l'impédance est $Z_f = 50 \times Z_c = 77.5 \Omega$ où f signifie feeder.

Les largeurs de la ligne quart d'onde et de la ligne 50Ω sont calculées à partir du programme que nous présentons en annexe 1. Dans notre cas $W(50 \Omega) = 2.37$ mm et $W_f = 1.14$.

L'antenne est ensuite montée sur un porte échantillon (figure 35) assurant la transition mini coaxial-microruban.

La caractérisation de cette maquette à l'analyseur de réseaux (figure 36) montre une résonance à la fréquence 10.11GHz. Le coefficient



Après transformation :

$$B_2 = -B_1, \quad G_2 = G_1 = G$$

$$Z_e = 1/2G$$

Figure 34 : Combinaison des 2 admittances

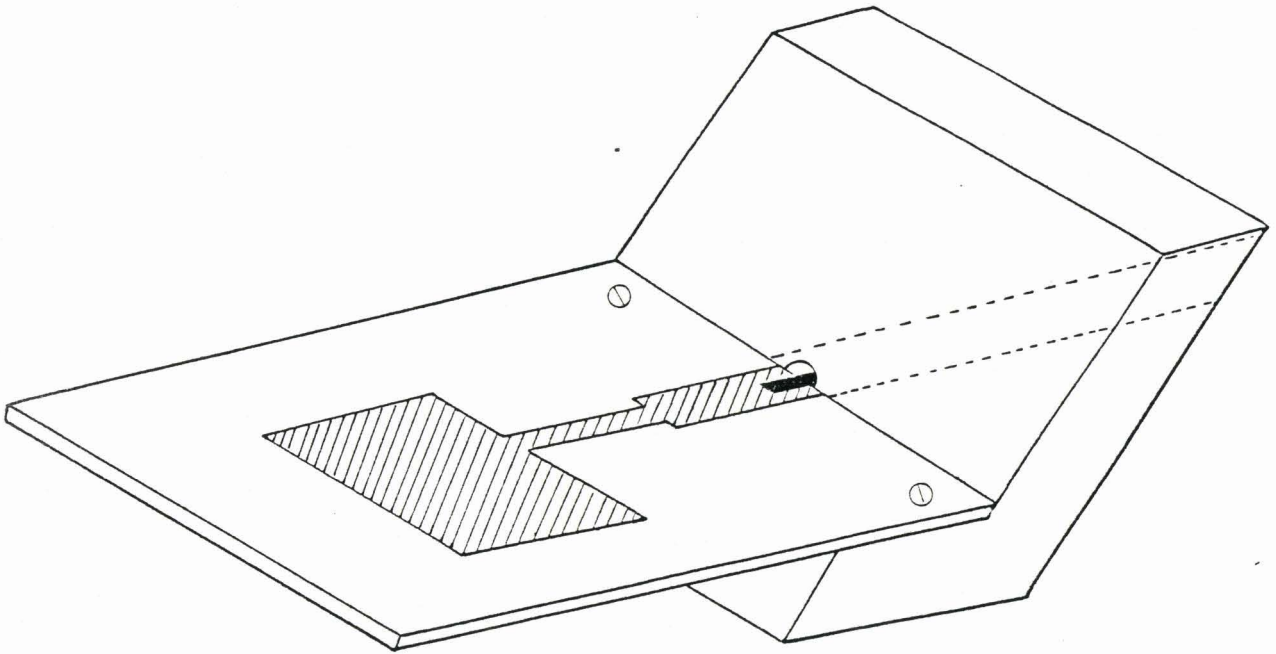


Figure 35 : Porte échantillon de l'antenne



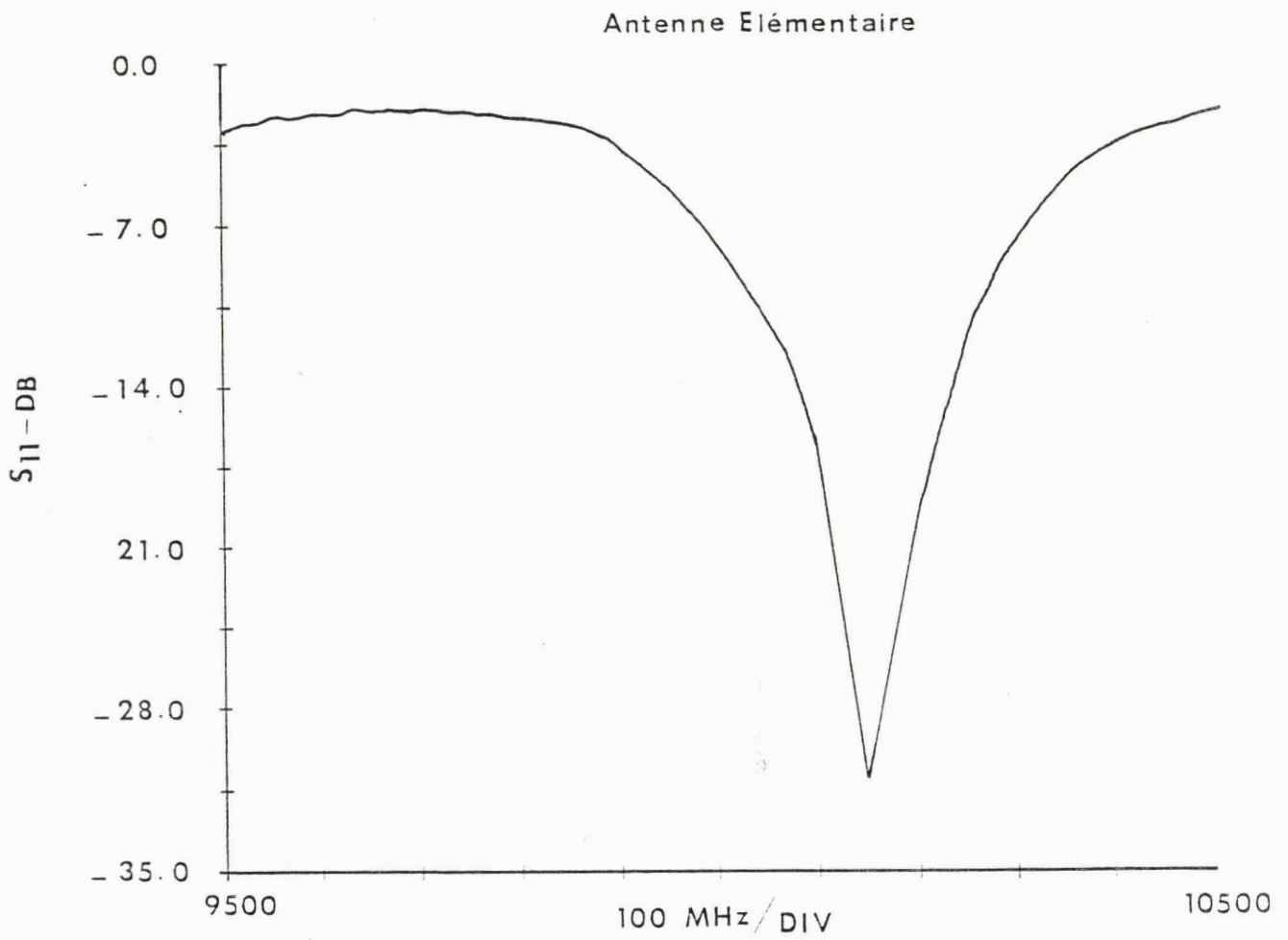


Figure 36 : Mesure du coefficient de réflexion de l'antenne élémentaire

de réflexion est égal en module à - 31dB ce qui prouve d'une part l'excellente approximation de l'impédance d'entrée de l'antenne par la formule de MUNSON et d'autre part l'efficacité de l'adaptation quart d'onde. Par contre, la fréquence de résonance est légèrement décalée par rapport à celle prévue théoriquement. Nous avons expliqué ce glissement de fréquence par :

- L'imprécision sur les dimensions de l'antenne notamment sur b qui régit f_0 .
- L'imprécision sur ϵ_r a également un impact sur f_0 .
($\epsilon_r = 2.33 \pm 0.02$)

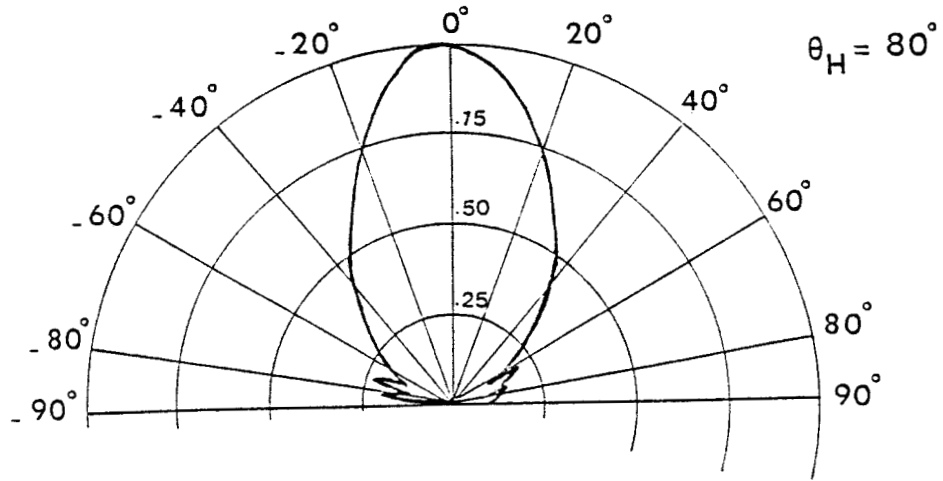
La bande passante à - 3dB est de 50MHz ce qui correspond à 0.005 % f_0 .

Les diagrammes de rayonnement de cette antenne dans les deux plans E et H ont été relevés dans la chambre anéchoïde (figure 37). Les angles d'ouverture à mi-puissance sont :

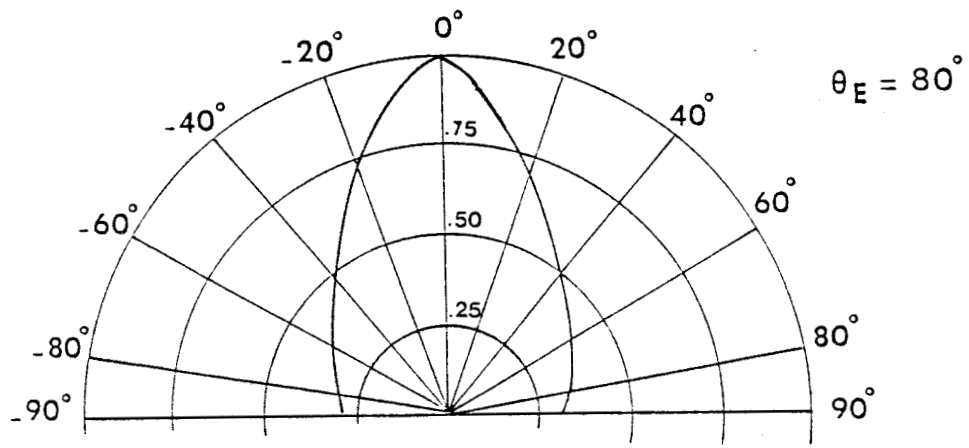
$$\theta_H (-3dB) \# 80^\circ$$

$$\theta_E (-3dB) \# 80^\circ$$

Les composantes du champ électromagnétique développées dans la première partie, en supposant que seul le mode TM_{01} est excité à l'intérieur de la cavité, permettent de tracer le diagramme de rayonnement théorique. Celui-ci corrobore à 5% celui relevé expérimentalement. Ce qui justifie la modélisation choisie. Le gain d'une telle antenne est de l'ordre de 14 dB à la fréquence de résonance.



Plan H



Plan E



Figure 37 : Diagramme de rayonnement de l'antenne élémentaire

II.2. Inconvénients liés à la nature d'une telle structure :

Un des inconvénients de l'antenne microruban "simple patch" est sa faible bande passante. En effet, comme nous l'avons constaté lors du relevé de la caractéristique S_{11} en fonction de la fréquence, le phénomène de résonance est très sélectif. Le développement théorique présenté dans la première partie montre qu'il est possible d'augmenter la bande passante en choisissant un substrat diélectrique plus épais. Ceci entraîne malheureusement une diminution de l'efficacité par augmentation des pertes à l'intérieur de la cavité.

Par ailleurs, le rayonnement de l'antenne patch est très large ce qui réduit le gain dans la direction du rayonnement maximum. La grande ouverture du lobe principal rend quasiment inutilisable ce genre d'aérien dans les applications Radard requérant une directivité élevée (souvent inférieur à 10°).

La nature des applications envisagées dans le cadre de ce travail (cinémomètre à effet Doppler) nous a contraint à chercher à remédier à ces divers inconvénients, de façon à obtenir une antenne directive de bande passante et de gain suffisants.

n éléments

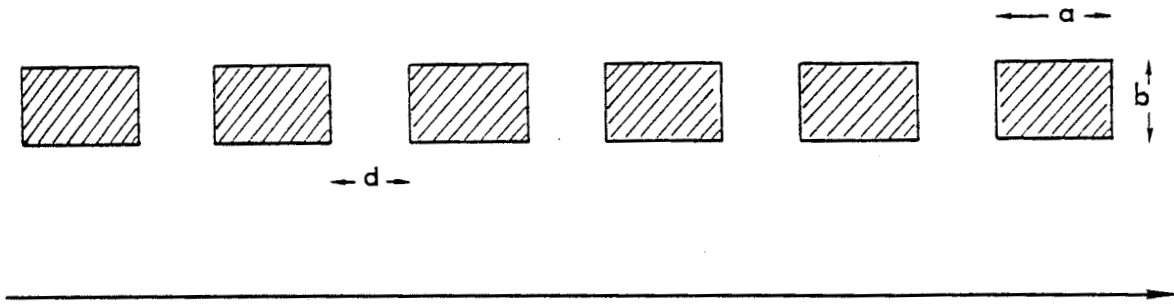


Figure 38 : Réseau d'antennes linéaire

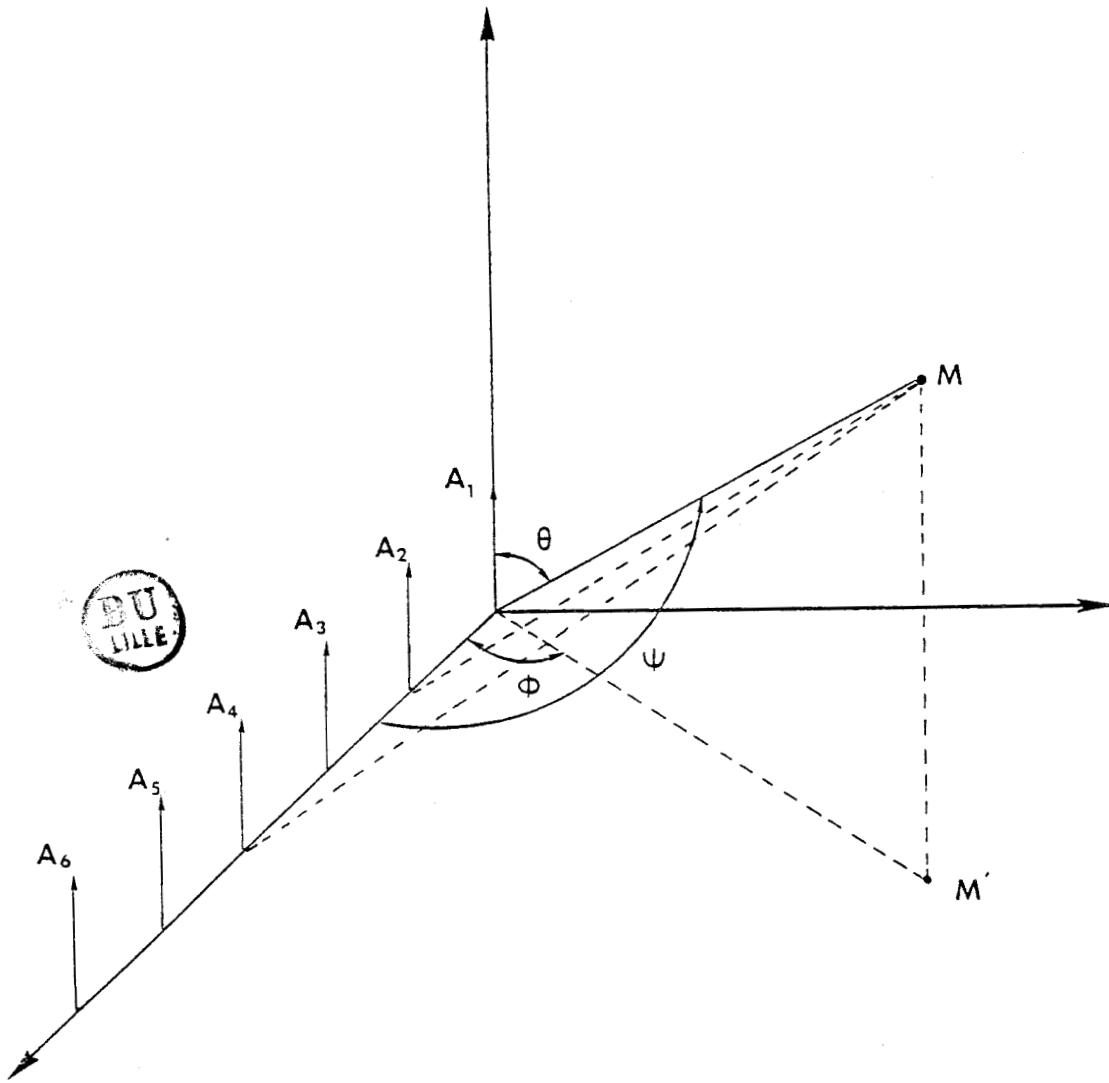


Figure 39 : Calcul du champ rayonné en un point M

III - AUGMENTATION DE LA DIRECTIVITE

III.1. Calcul théorique :

Pour augmenter la directivité, on crée dans une zone privilégiée, des interférences constructives entre les champs provenant de différentes sources élémentaires. Illustrons ceci par un exemple :

Soit une source de puissance alimentant une antenne isotrope adaptée. En un point M de l'espace, la densité de puissance est $P = \frac{E_0^2}{2Z_0}$. Si maintenant la même source alimente deux antennes isotropes adaptées, chacune des sources produira en M une puissance $\frac{P}{2}$ donc un champ $\frac{E_0}{\sqrt{2}}$. S'il existe des directions où les deux champs sont en phase, on obtiendra un champ résultant $\frac{2E_0}{\sqrt{2}} = E_0\sqrt{2}$ et une densité de puissance $\frac{(E_0\sqrt{2})^2}{2Z_0} = 2P$. Le gain dans la direction considérée est égal à 2 par rapport à la source isotrope.

III.1.1. Arrangement linéaire :

Considérons n antennes rectangulaires (A_1, A_2, \dots, A_n) alignées suivant ox, distantes de d et alimentées par des sources délivrant la même puissance et déphasées l'une par rapport à l'autre de ψ (figure 38). La longueur de l'alignement est $D = (n - 1)d$. Le problème se ramène au calcul du champ rayonné à grande distance $E(\theta, \phi)$, dans la direction $\vec{OM}(\theta, \phi)$ [2]. On supposera donc que le point M est vu sous les mêmes angles (θ, ϕ) par chacune des sources élémentaires (figure 39). Soit E_e

l'amplitude du champ produit par une antenne rectangulaire élémentaire. En posant $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} d \cos \phi \sin \theta - \psi$, BADOUAL [2] montre que l'amplitude du champ total créé par les n antennes alignées s'écrit :

$$|E(\theta, \phi)| = E_e \frac{\sin \frac{n\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \quad 2-2$$

La fonction $\frac{\sin \frac{n\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$ caractérise le groupement des n antennes. Cette fonction est maximale pour $\alpha = 0$ et vaut n. On appelle fonction caractéristique de l'alignement ou facteur de directivité la fonction :

$$D(\alpha) = \frac{1}{n} \frac{\sin \frac{n\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \quad 2-3$$

Le maximum de rayonnement étant obtenu pour $\alpha = 0$, tous les vecteurs s'ajoutent en module et $E_{\max} = n E_e$.

Remarquons que l'on peut agir sur l'orientation du lobe principal en faisant varier le déphasage ψ des antennes.

En particulier, $\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \phi_0 \sin \theta - \psi = 0$, montre que si $\psi = 0$ et $\phi_0 = \pi/2$, la direction du lobe principal est perpendiculaire au plan de l'alignement des antennes.

Lorsque les sources sont équiphases et compte tenu des composantes du champ rayonné par une antenne élémentaire rectangulaire. le facteur de directivité n'affecte que le plan H. En effet, celui-ci est

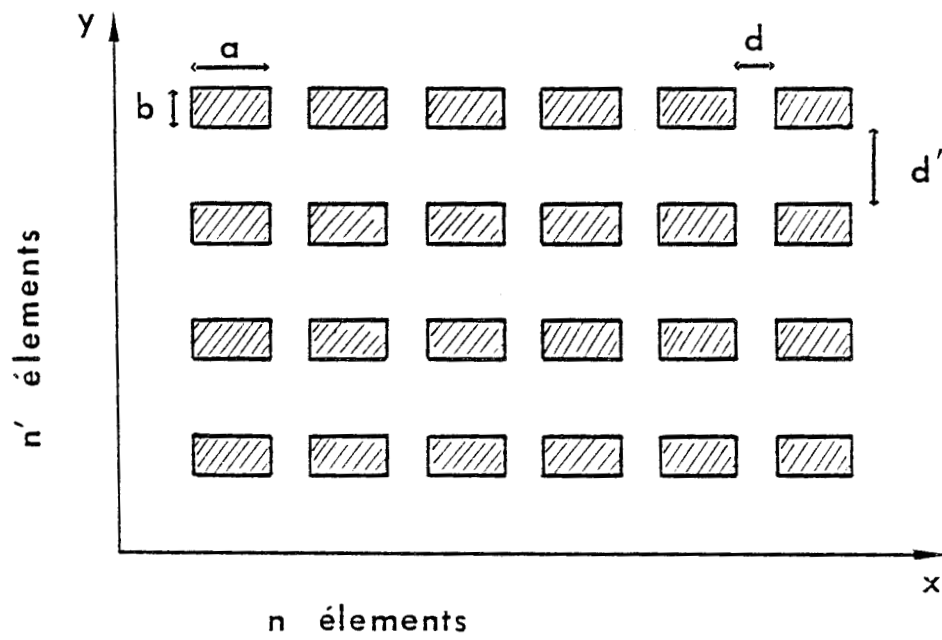


Figure 40 : Réseau d'antennes à deux dimensions



défini par $\phi = 0$ donc $\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta$. Le plan E est défini par $\phi = \pi/2$ donc $\alpha = 0$ et $f(\alpha) = 1$.

Un tel arrangement linéaire des sources élémentaires permet d'augmenter la directivité dans le plan H sans affecter celle obtenue dans le plan E.

II.1.2. Arrangement à deux dimensions :

Soit un réseau d'antennes rectangulaires (figure 40) constitué de n sources espacées de d et déphasées de ψ suivant la direction ox et de n' sources espacées de d' et déphasées de ψ' suivant la direction oy. En faisant la même approximation que précédemment en ce qui concerne les coordonnées du point M(θ, ϕ) par rapport aux différentes antennes élémentaires, on montre [2] en posant :

$$\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \cos \phi \sin \theta - \psi \quad 2-4$$

et

$$\alpha' = \frac{2\pi d'}{\lambda_0} \sin \phi \sin \theta - \psi' \quad 2-5$$

que l'amplitude du champ rayonné à grande distance par une telle structure s'écrit :

$$\left| E(\theta, \phi) \right| = E_0 \cdot \frac{\sin \frac{n\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{n'\alpha'}{2}}{\sin \frac{\alpha'}{2}} \quad 2-6$$

Le facteur de directivité d'un tel réseau s'écrit alors :

$$D(\alpha, \alpha') = \frac{1}{n \cdot n'} \cdot \frac{\sin \frac{n\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \cdot \frac{\sin \frac{n'\alpha'}{2}}{\sin \frac{\alpha'}{2}} \quad 2-7$$

En supposant que les sources sont équiphases dans les deux directions OX et OY et en tenant compte du rayonnement de l'antenne rectangulaire élémentaire, on peut définir les fonctions de directivité normalisées en puissance, pour les deux plans principaux de rayonnement :

$$P_H(\theta) = \left[\cos \left(\frac{1}{2} \sqrt{\epsilon_r} \frac{a}{h} \cos \theta \right) \cos \theta \frac{\sin \left(\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda_0} \sin \theta \right)}{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda_0} \sin \theta} \frac{1}{n} \frac{\sin \left(\frac{n\pi d}{\lambda_0} \sin \theta \right)}{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda_0} \sin \theta \right)} \right]^2 \quad 2-8$$

$$P_E(\theta) = \left[\cos \left(\frac{1}{2} \sqrt{\epsilon_r} \frac{b}{h} \cos \theta \right) \cos \left(\frac{1}{2} \frac{b}{\lambda_0} \sin \theta \right) \frac{1}{n'} \frac{\sin \left(\frac{n'\pi d'}{\lambda_0} \sin \theta \right)}{\sin \left(\frac{\pi d'}{\lambda_0} \sin \theta \right)} \right]^2 \quad 2-9$$

Ces deux dernières formules sont très utiles lors de la conception d'antennes réseaux; elles permettent, en fixant θ_H , θ_E (angles d'ouvertures à mi puissance dans les plans principaux), ϵ_r , h et f_0 de calculer n, n', d et d' .

Lorsque le nombre de sources élémentaires augmente dans une structure réseau, l'ouverture du lobe principal se rétrécit mais

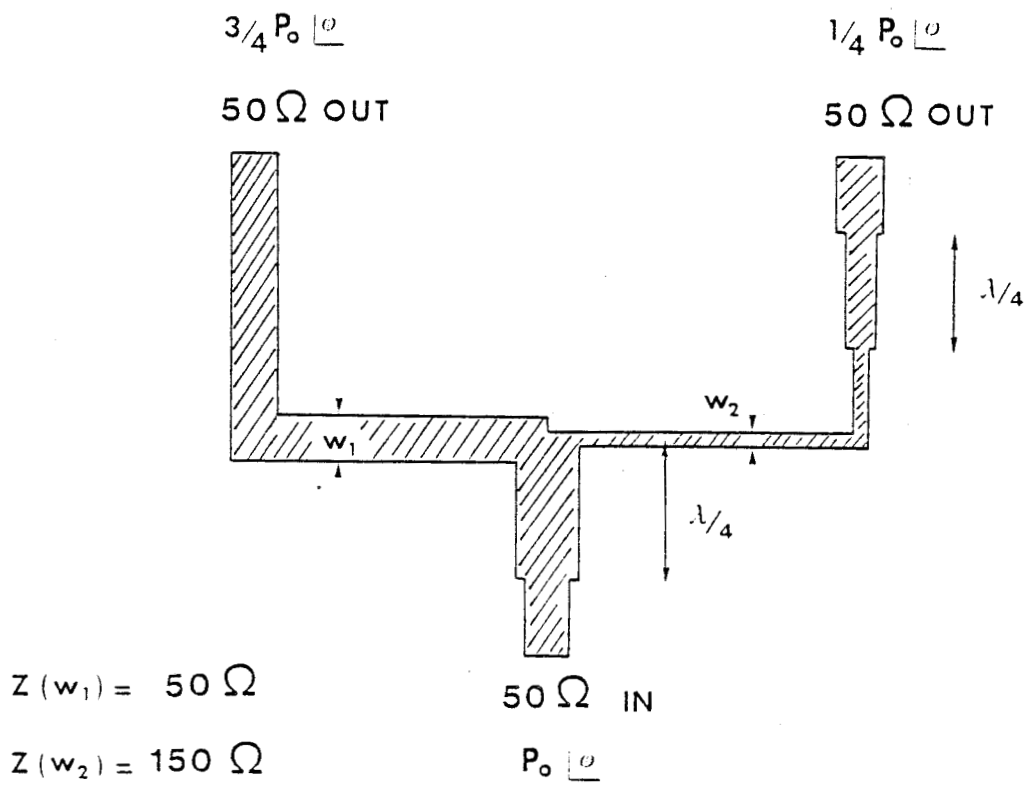


Figure 41 : Diviseur de puissance

s'accompagne généralement d'une dégradation du rapport : niveau du premier lobe secondaire/niveau maximum du lobe principal L_s/L_p . Ce rapport est un paramètre extrêmement important dans certaines applications Radar (exemple : Radar anti collisions). Théoriquement [8], un réseau d'antennes plaquées alimentées avec la même amplitude, permet d'obtenir un rapport L_s/L_p dont la valeur est au maximum de -15dB. Pour pallier à cet inconvénient, une solution consiste à alimenter les éléments autour du centre du réseau conformément à une loi de GAUSS. Ceci revient à multiplier les fonctions caractéristiques normalisées en puissance $P_H(\theta)$ et $P_E(\theta)$ par un terme supplémentaire proportionnel à $e^{-k(x^2 + y^2)}$ où x et y représentent les coordonnées cartésiennes du centre de l'antenne réseau.

Le facteur de pondération a pour effet de concentrer le maximum d'énergie rayonnée dans la direction du faisceau principal.

La réalisation d'un circuit d'excitation assurant une distribution inégale de puissance (figure 41) présente deux inconvénients

- Le nombre important des discontinuités entraîne des rayonnements parasites qui viennent perturber ceux des éléments rayonnants
- Perte d'efficacité de l'antenne compte-tenu des dits rayonnements parasites.

III.1.3. Gain et portée :

Le gain d'une antenne traduit sa capacité à émettre à grande distance. On montre que [4] :

$$G = \frac{4\pi R}{\lambda_0} \sqrt{\frac{P}{P_0}} \quad 2-10$$

où R est la distance émetteur-récepteur

λ_0 la longueur d'onde

P_0 la puissance rayonnée par l'émetteur

P la puissance captée par le récepteur.

La mesure de cette grandeur est effectuée en se servant d'une antenne étalon (CORNET) dont le gain est connu; on procède alors à des mesures comparatives :

$$G_1 G_2 = \left(\frac{4\pi R}{\lambda_0} \right)^2 \frac{P}{P_0} \quad 2-11$$

G_1 : Gain de l'antenne étalon utilisée en réception

G_2 : Gain de l'antenne à mesurer.

En supposant que l'antenne fonctionne en émission-réception et que l'objet rétrodiffusant a une section petite par rapport à celle du faisceau émis, on montre [4] que la portée maximum d_{\max} obtenue pour un seuil de puissance crête reçue détectable $P_{r\min}$ est proportionnelle à la quantité :

$$\frac{1}{\lambda_0} \sqrt[4]{\frac{S}{4\pi} \frac{P_0}{P_{r\min}}} \quad 2-12$$

$P_{r\min}$ dépend de la sensibilité tangentielle du détecteur

S représente la surface globale de l'antenne.

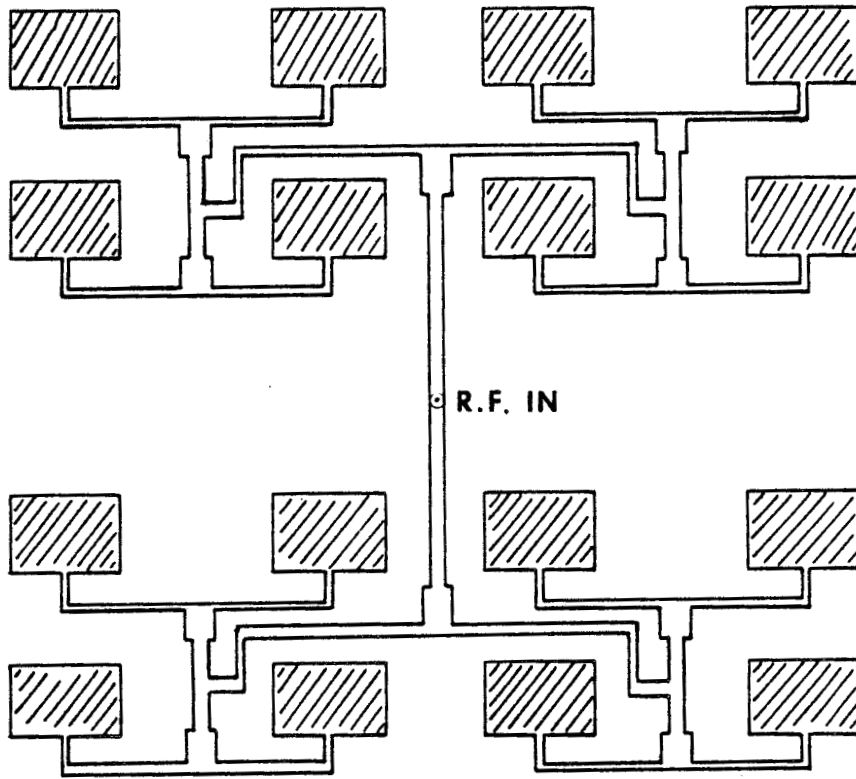


Figure 42 : Schéma de l'antenne à 16 éléments en bande X

On remarque que la portée croît lorsque :

- S augmente
- la puissance d'émission augmente
- la fréquence est grande.

III.2. Réalisation d'une antenne à 16 éléments rayonnant en bande X.

Lors de la conception de cette antenne, nous avons cherché à optimiser (à $f=10\text{GHz}$) trois paramètres : la directivité, le gain et la bande passante. Les deux premiers sont corrélés.

Pour cela, nous avons choisi un substrat diélectrique relativement épais ($h=3.17\text{mm}$) en vue d'augmenter la bande passante et de faible valeur de permittivité ($\epsilon_r=2.33$) afin de minimiser les pertes diélectriques ce qui permet d'augmenter l'efficacité. La figure 42 montre le masque de l'antenne à 16 éléments. Chacun des éléments est identique en terme de dimensions à celui étudié dans le paragraphe II de cette partie. Les distances inter-éléments ont été calculées à partir de $P_H(\theta)$ et $P_E(\theta)$ pour que le lobe principal présente une ouverture de 10° dans les deux plans principaux.

Le circuit d'alimentation est tel que chaque élément rayonnant soit excité avec la même phase.

Compte tenu de l'épaisseur du substrat, une ligne 50Ω en

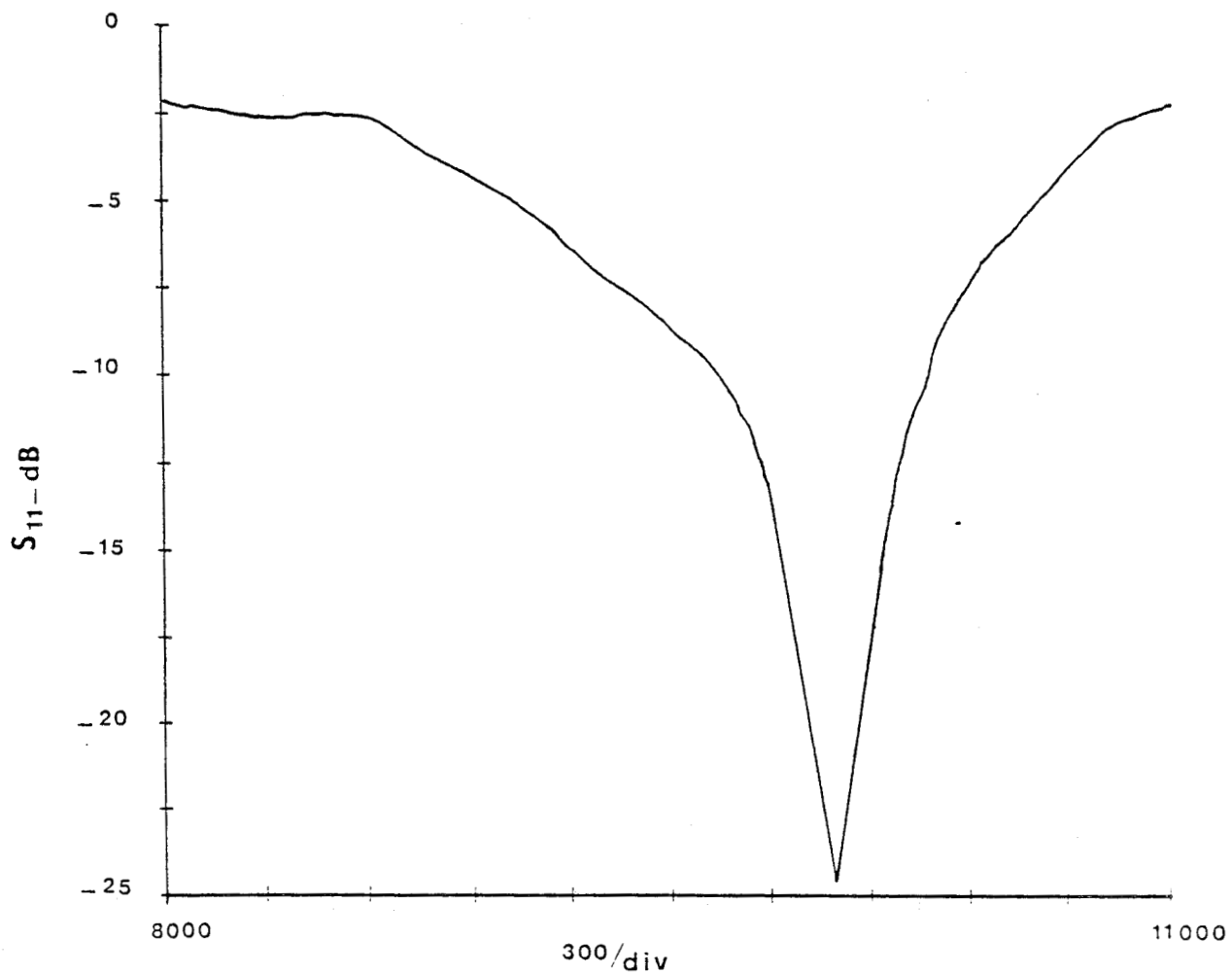


Figure 43 : Mesure du coefficient de réflexion de
l'antenne à 16 éléments



microstrip, pour relier le générateur au point 50Ω du circuit d'excitation aurait une trop grande largeur et présenterait un TOS élevé. De ce fait, nous avons utilisé un mini coaxial dont le conducteur central attaque directement le point 50Ω du circuit d'adaptation.

La caractérisation de cette antenne à l'analyseur de réseau (figure 43) montre une fréquence de résonance $f_0 = 10.05\text{GHz}$ avec un module de coefficient de réflexion $|S_{11}|_{\#} - 25\text{dB}$. Le relevé du diagramme de rayonnement de cette antenne dans les deux plans (figure 44) montre que les angles d'ouverture à mi-puissance prévus théoriquement sont atteints à 15% près, on trouve $\theta_H = 11^\circ$ et $\theta_E = 12^\circ$.

La bande passante à -3dB (figure 43) est de 200MHz . Le rapport L_S/L_P (lobe secondaire/lobe principal) est médiocre : -10dB , cette valeur explique celle du gain : $G = 16\text{dB}$. L'énergie n'est pas rayonnée en majorité dans la direction du lobe principal. Ceci est dû à l'espacement inter-élément un peu surestimé (en vue de réduire les couplages inter-éléments).

En effet, l'étude théorique des fonctions caractéristiques normalisées en puissance, $P_H(\theta)$ et $P_E(\theta)$ montre que plus la distance inter-éléments augmente, le rapport L_S/L_P augmente (en échelle linéaire) et le lobe principal se rétrécit comme le montre la figure théorique 45 pour un arrangement linéaire. Il existe donc une valeur optimale de l'espacement des différents éléments qu'il faut chercher systématiquement sachant de plus que le couplage inter-éléments doit rester faible.

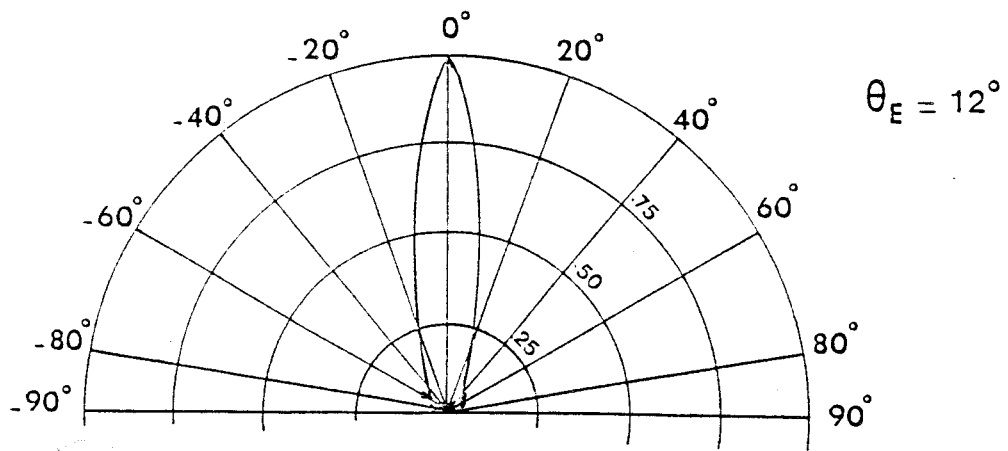
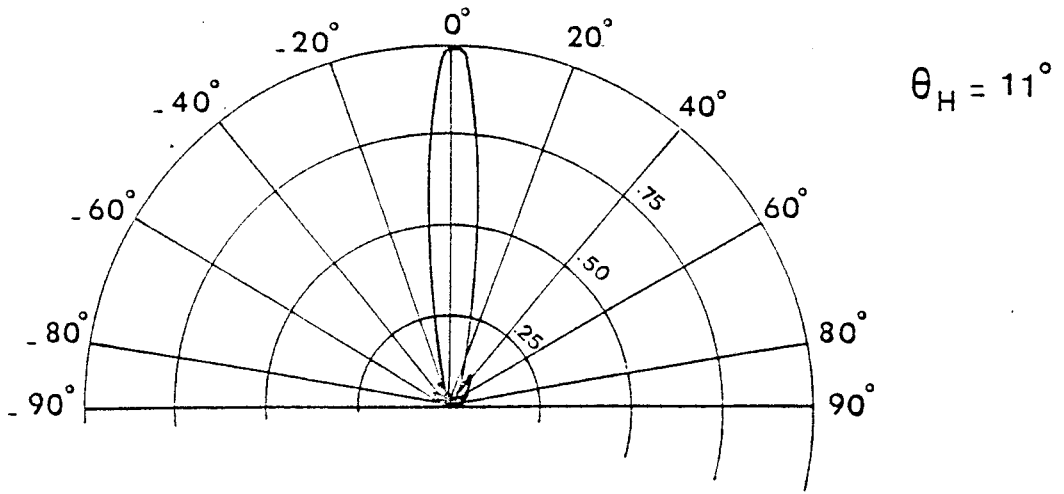


Figure 44 : Mesures du diagramme de rayonnement

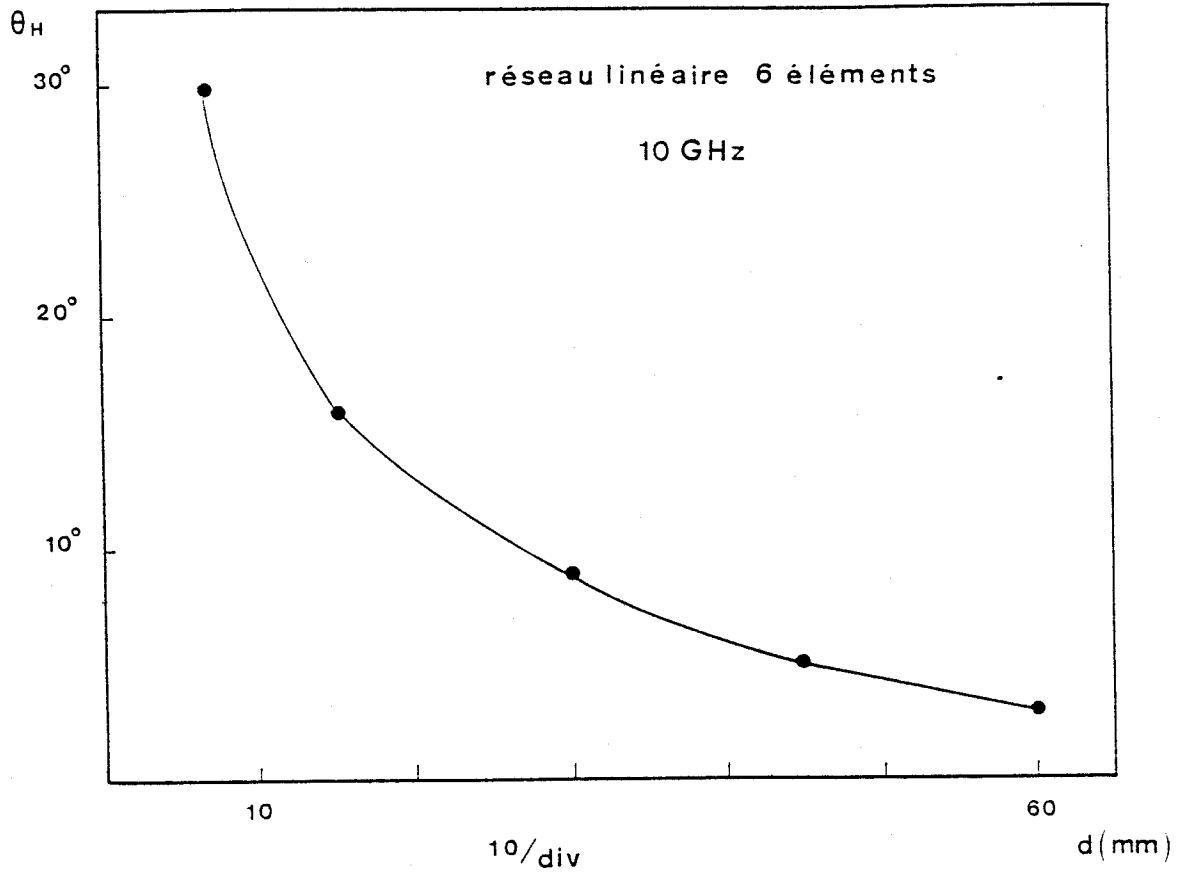


Figure 45 : Variation de l'ouverture à mi-puissance du lobe principal en fonction de la distance inter-éléments



II.3. Réalisation d'une antenne directive à 256 éléments rayonnants en bande Ka :

Il nous a semblé, lors de cette étude, très intéressant de concevoir des maquettes d'antennes opérant dans cette gamme de fréquence et ceci pour trois raisons fondamentales :

- Vérification de la modélisation théorique (impédance d'entrée, fréquence de résonance, influence de l'espacement inter-éléments sur l'angle d'ouverture du lobe principal,...)
- Miniaturisation des dimensions des éléments élémentaires constituant le réseau
- La bande Ka est intéressante et plus particulièrement le canal 36GHz, fréquence à laquelle les ondes électromagnétiques sont faiblement absorbées par les molécules d'eau susceptibles de se trouver dans le milieu de propagation. Par ailleurs, la portée est conséquente ce qui est très intéressant dans certaines applications (Radar anti-collisions).

Nous nous sommes fixés la fréquence $f_0 = 35\text{GHz}$. La réalisation d'antennes à une telle fréquence nécessite l'utilisation de substrats diélectriques de bonne qualité et présentant une faible tangente de pertes. Nous avons utilisé la DUROID RT 5880 dont les caractéristiques sont les suivantes :

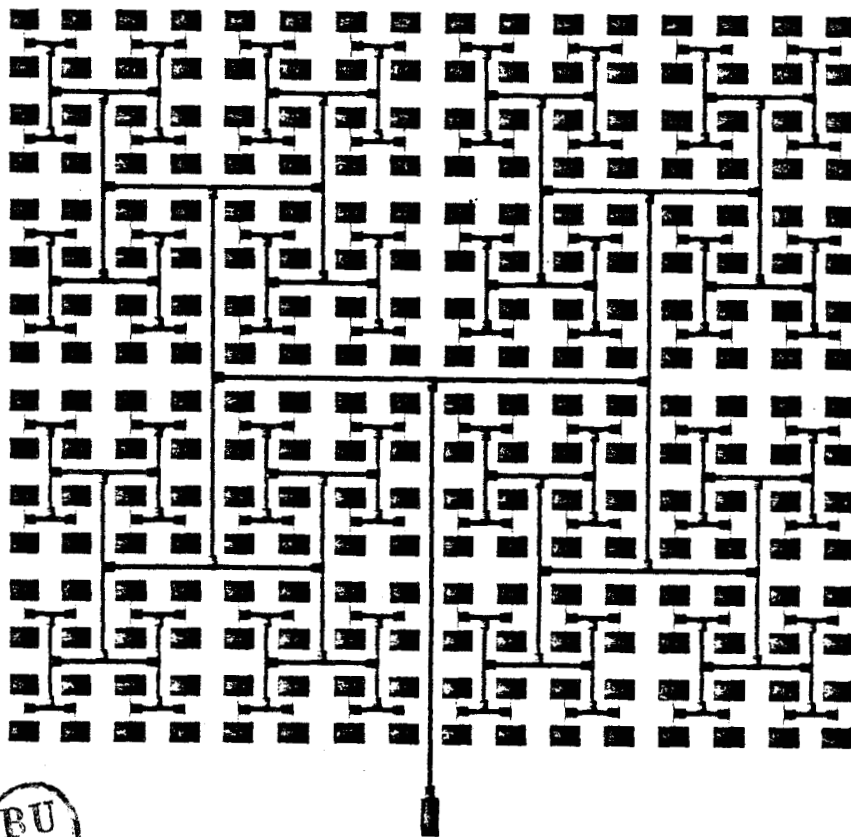


Figure 46 : Masque de l'antenne à 256 éléments - 35GHz -

- $\epsilon_r = 2.20 \pm 0.02$ à 30GHz
- $\text{tg}(\delta) = 1.2 \cdot 10^{-3}$ à 30GHz
- $h = 0.79$ mm
- $\tau = 35 \mu\text{m}$ sur chacune des faces
métallisées.

La figure 46 représente le masque de l'antenne à 256 (16x16) éléments rayonnants conçus à 35 GHz :

$$a = 4\text{mm}$$

$$b = 2.75\text{mm}$$

$$d = 3\text{mm}$$

$$d' = 3.32\text{mm}$$

d et d' sont calculés respectivement à partir de $P_H(\theta)$ et $P_E(\theta)$ pour avoir $\theta_H(-3\text{dB}) = \theta_E(-3\text{dB}) \# 6^\circ$ tout en réduisant les couplages inter-éléments.

Les antennes élémentaires sont reliées les unes aux autres de telle sorte qu'elles soient alimentées en phase par la même puissance. L'antenne est alimentée par une ligne 50Ω gravée sur le même plan que des éléments rayonnants.

La caractérisation de cette maquette a porté uniquement sur la détermination de la fréquence de résonance et un relevé qualitatif de l'ouverture du lobe principal (moyennant une transition guide coaxial) :

$$f_0 = 34.4 \text{ GHz}$$

$$\theta_H \# 8^\circ \quad \theta_E \# 9^\circ$$

Nous avons attribué le décalage fréquentiel (1.7%) à deux paramètres physiques [5] :

- L'imprécision sur la constante diélectrique, $\frac{\Delta\epsilon_r}{\epsilon_r} = 2\%$
- L'imprécision sur la détermination du facteur de frange q (par abaque de Smith).

L'ouverture du lobe principal mesuré ne correspond pas tout à fait à celle prévue par le modèle théorique que nous avons adopté. Les insuffisances de la modélisation proviennent de :

- La fonction caractéristique du réseau qui ne tient pas compte des couplages inter-éléments : ces couplages altèrent le rayonnement des antennes élémentaires.
- L'interaction circuit d'excitation -élément rayonnant entraîne une désadaptation qui n'est pas prise en considération dans les expressions théoriques de $P_H(\theta)$ et $P_E(\theta)$.

Néanmoins, les résultats relatifs à ces premiers essais sont encourageants et montrent la faisabilité d'antennes microruban en bande K_a . Des études théoriques plus fines devraient être effectuées afin d'obtenir une modélisation tenant compte des couplages inter-éléments.

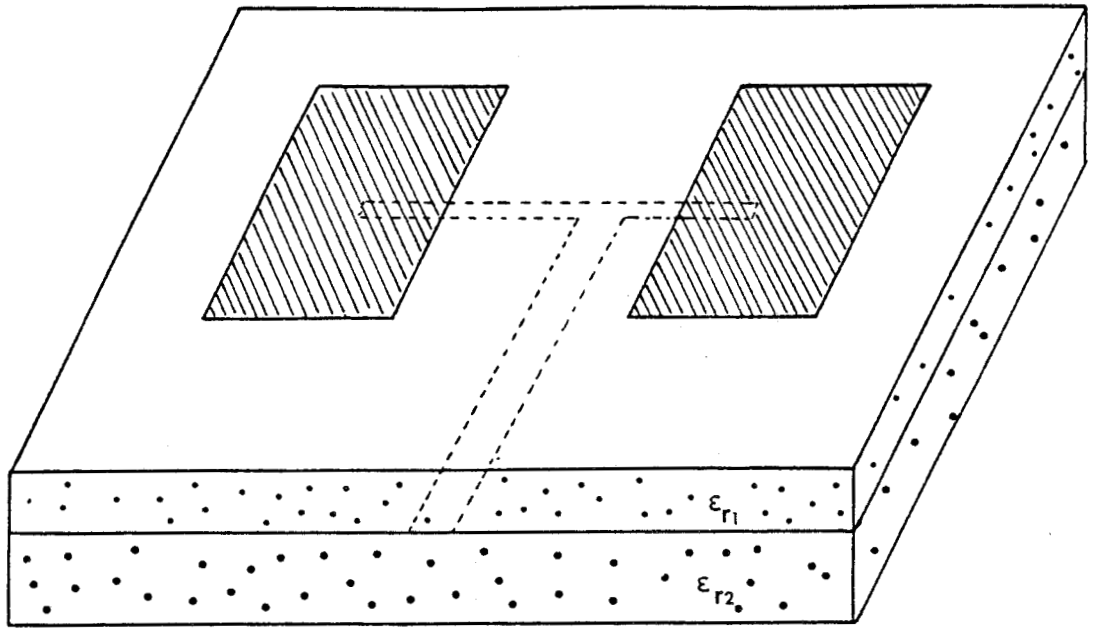


Figure 47 : Alimentation en structure multi-couches

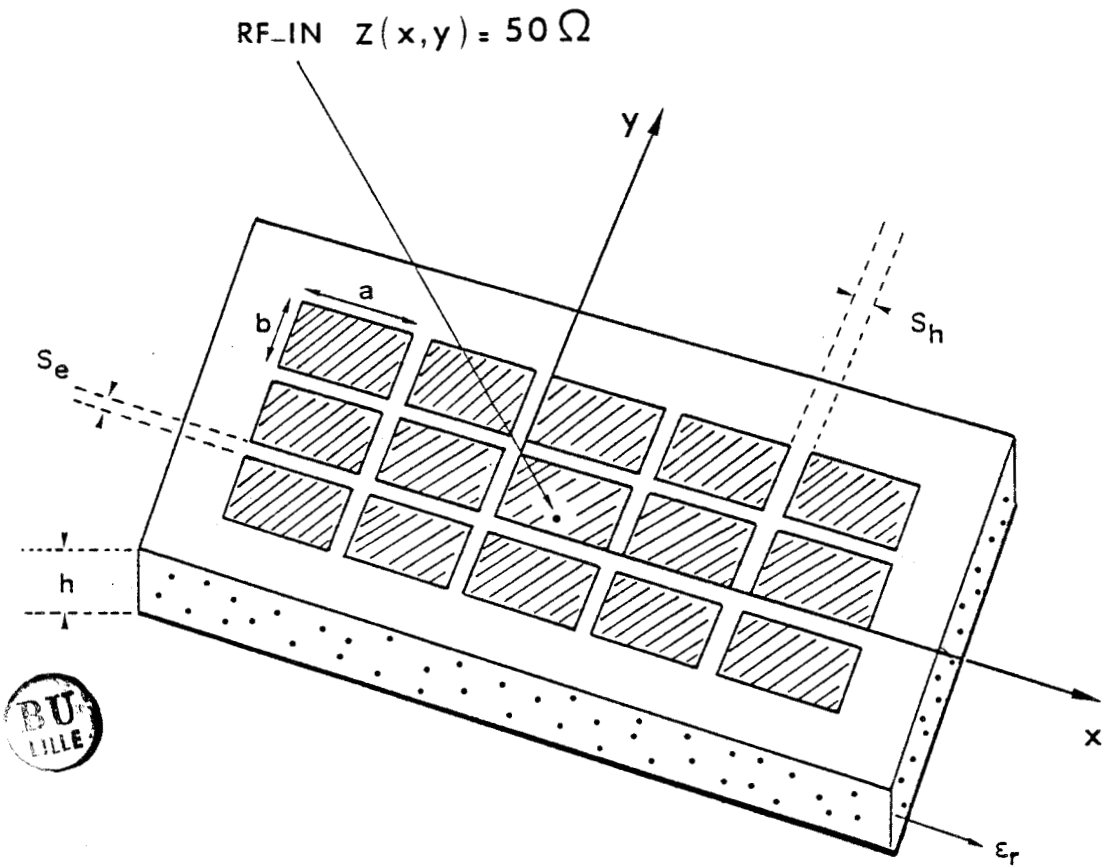


Figure 48 : Alimentation par couplage mutuel

IV - ANTENNES ALIMENTÉES PAR COUPLAGE ELECTROMAGNETIQUE

Lorsque le circuit d'excitation de l'antenne est gravé sur le même plan que les éléments rayonnants constituant le réseau, il en résulte un couplage dû à l'interaction entre les antennes élémentaires et les différentes lignes d'alimentation.

Celui-ci altère les performances de l'antenne, notamment en ce qui concerne l'efficacité de rayonnement et le TOS présenté par l'antenne. Afin de supprimer ces perturbations, on peut envisager une excitation par couplage électromagnétique. Deux procédés peuvent être utilisés :

- Couplage électromagnétique en structure multi-couches [6]
(fig.47)
- Couplage mutuel entre les éléments d'un réseau [7](fig.48)

Nous avons cependant jugé utile de réaliser des antennes excitées au moyen des procédés mentionnés ci-dessus afin d'évaluer des éventuelles améliorations par rapport aux antennes étudiées aux paragraphes III-2 et III-3.

IV.1. Structure triplaque :

La figure 47 montre une antenne à deux éléments rayonnants. Le circuit d'excitation est en "sandwich" entre deux couches diélectriques, ainsi, les éléments rayonnants se trouvent éloignés aussi bien du plan de

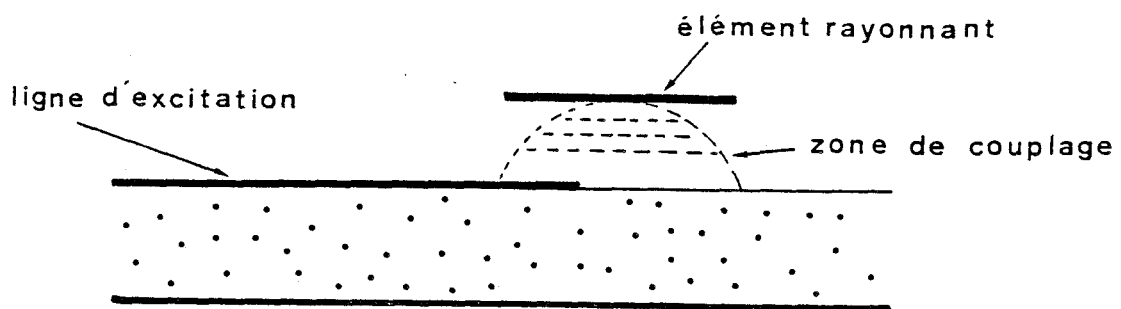


Figure 49



masse que des lignes d'alimentation. Les deux premiers avantages d'une telle configuration sont théoriquement [6] liés à l'augmentation de la bande passante et de l'efficacité, due à l'augmentation de la conductance de rayonnement G_r , dépendant de l'espacement intra-diélectrique entre l'élément rayonnant et le feeder (figure 49). Ce paramètre est donc extrêmement important et devrait être optimisé afin d'obtenir une meilleure efficacité. Lorsque l'élément rayonnant est trop éloigné du feeder, le couplage est trop faible pour assurer une excitation efficace.

Par ailleurs, le rayonnement parasite du circuit d'excitation diminue au fur et à mesure que son espacement par rapport au plan de masse diminue.

La fréquence de résonance d'une antenne excitée par ce procédé dépend essentiellement des dimensions de l'antenne élémentaire. Cependant, il peut y avoir des glissements fréquentiels dus à la perturbation apportée par le couplage : en effet, les amplitudes du champ électrique et du champ magnétique interviennent dans le couplage et varient avec sa géométrie [6]. Ce décalage fréquentiel est généralement accompagné d'une altération du TOS.

IV.1.1. Réalisation d'un prototype

Les études théoriques du couplage en structure multi couches étant quasiment inexistantes; la conception d'antennes couplées électromagnétiquement a été abordée expérimentalement. Nous avons entrepris : la réalisation d'une antenne à 16 éléments rayonnants à géométrie carrée, en utilisant un substrat diélectrique (RT 5870) de

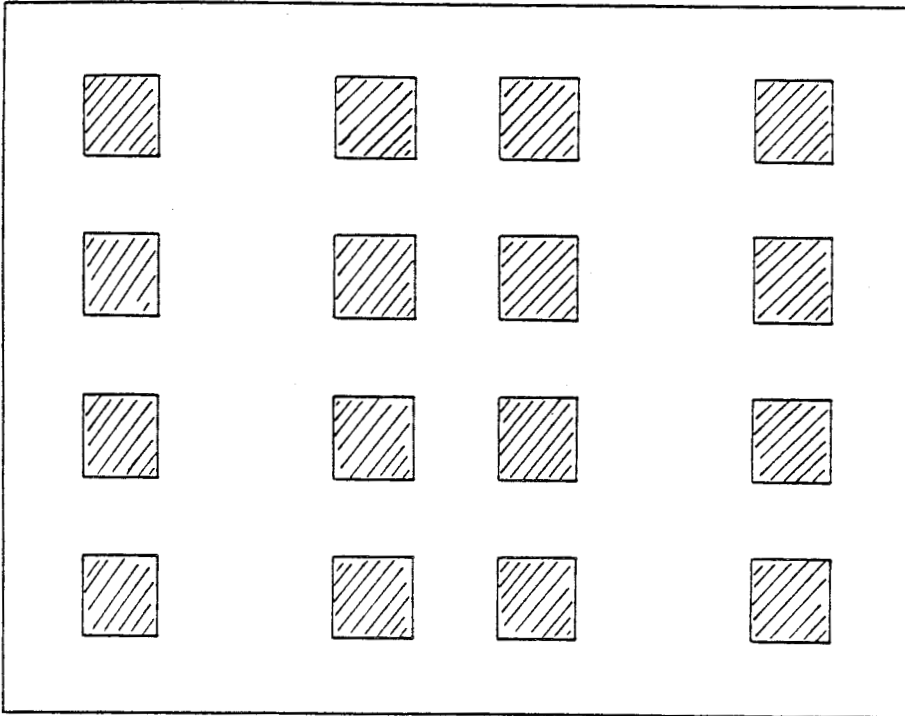


Figure 50 : Plan supérieur de l'antenne à 16 éléments
alimentée par couplage électromagnétique



faible tangente de perte et d'épaisseur relativement élevée ($h=1.57\text{mm}$, $\epsilon_r=2.33$). La figure 50 représente le plan supérieur de l'antenne conçue à 10GHz. Les dimensions de l'antenne élémentaire sont : $a=b=10.21\text{mm}$. Le calcul du circuit d'adaptation, utilisant des lignes quart-d'onde impose un espacement inter-éléments variable, tant dans le plan H que dans le plan E. La superposition des deux plaques est telle que l'extrémité de chaque feeder correspond à la projection orthogonale du point 50 Ω localisé sur l'antenne élémentaire. Les éléments sont alimentés en phase et l'ensemble est excité par un mini coaxial dont l'âme centrale est soudée soigneusement à la ligne 50 Ω du circuit d'adaptation. Le blindage extérieur du coaxial est relié au plan de masse. Enfin les deux plaques sont proprement collées l'une contre l'autre.

La caractérisation à l'analyseur de réseaux (fig.51) montre une fréquence de résonance $f_0= 10.4\text{GHz}$ et un coefficient réflexion $|S_{11}| = - 17\text{dB}$. La bande passante à $- 3\text{dB}$ est de 600MHz ce qui correspond à 6% f_0 . Notons que celle obtenue pour l'antenne à 16 éléments où le circuit d'excitation est gravé sur le même plan que les éléments rayonnants est 200MHz. Le rapport L_s/L_p est aussi relativement meilleur ($- 20\text{dB}$); ceci est dû à la suppression du rayonnement parasite des lignes d'alimentation. La bande passante peut encore être augmentée en utilisant deux plaques d'épaisseurs différentes : les éléments rayonnants seraient gravés sur la plus épaisse en vue d'accroître la conductance de rayonnement et le circuit d'excitation sur la moins épaisse (fig.52).

Le gain est de 20dB, la majeure partie de l'énergie rayonnée est concentrée dans la direction du rayonnement maximum (plan perpendiculaire à celui de l'antenne). Le lobe principal est tel que :

$$\theta_H = 11^\circ, \theta_E = 12^\circ.$$

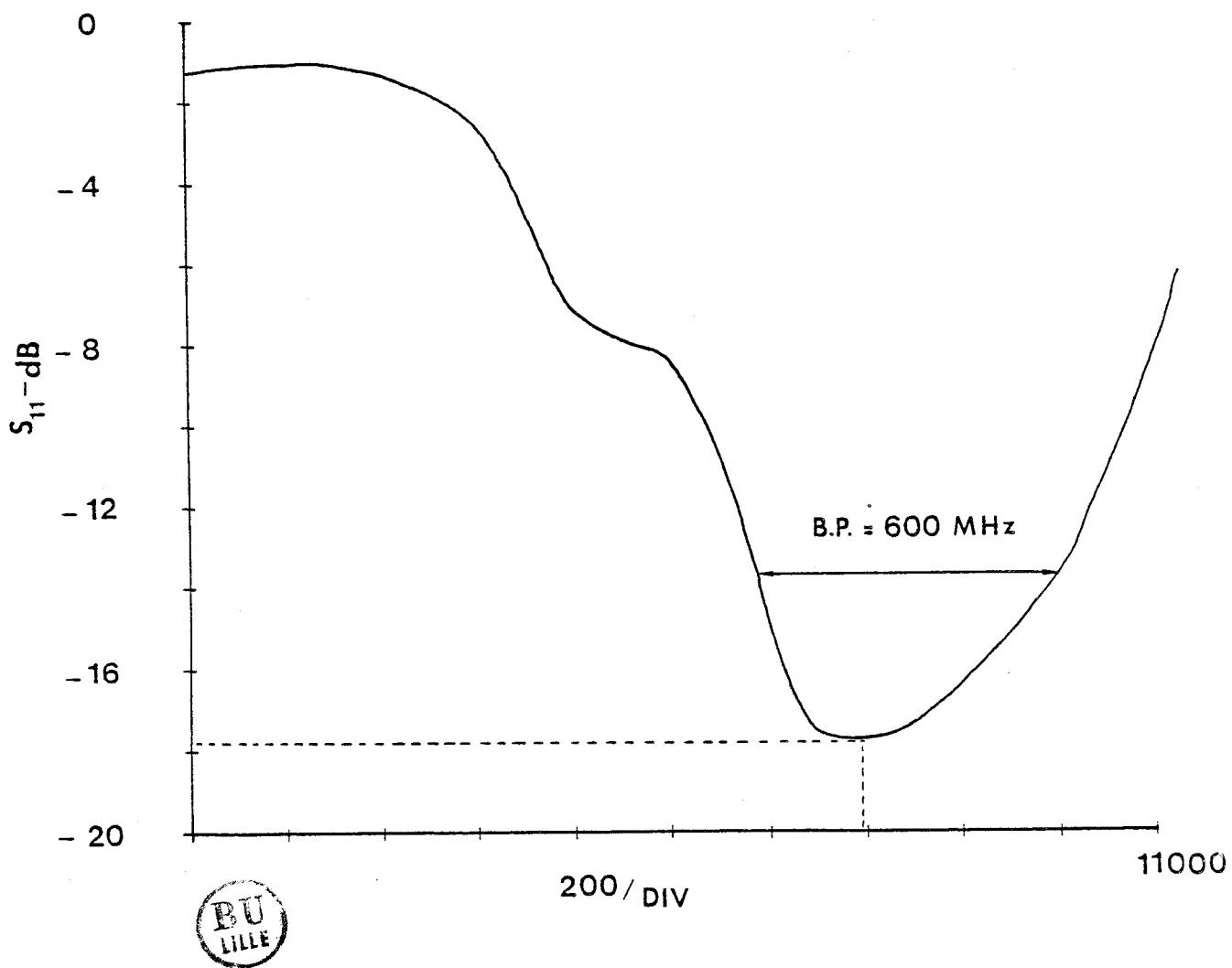


Figure 51 : Coefficient de réflexion de l'antenne à 16 éléments alimentée par couplage électromagnétique.

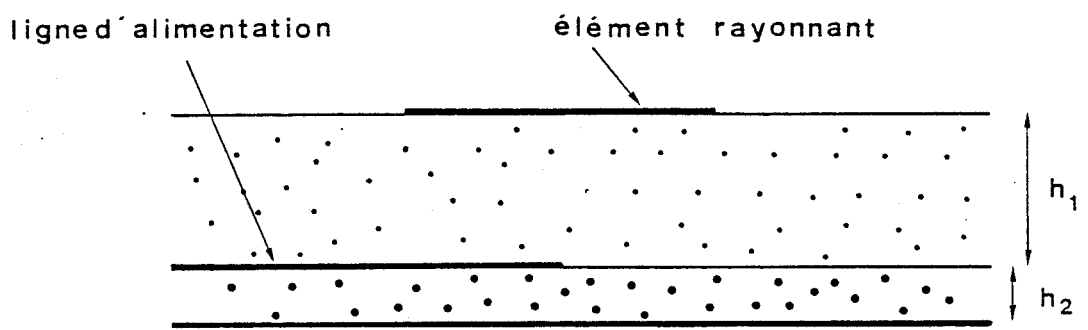


Figure 52 : Excitation en vue d'augmenter la bande passante



IV.1.2. Inconvénient d'une telle structure :

Les performances physiques d'une telle configuration sont relativement meilleures, notamment la largeur de bande à - 3dB et le rapport L_s/L_p . Cependant, l'inconvénient majeur présenté par une telle antenne est la non- reproductibilité des résultats d'une maquette à une autre; on peut noter des écarts allant jusqu'à 20% notamment pour le TOS. Ce qui est inacceptable dans le cas d'une production grande série.

Cette non reproductibilité est due essentiellement à deux facteurs :

- Lors du collage des deux plaques, une fine couche d'air peut s'infiltrer dans l'espace inter diélectrique ce qui produit une perturbation de la permittivité et partant du couplage électromagnétique.
- Suivant le qualité de la soudure, le raccordement mini coaxial - ligne 50Ω du circuit d'excitation, s'il n'est pas parfait mécaniquement introduit des perturbations qui se traduisent par une désadaptation.

IV.2. Structure multi éléments alimentée par couplage mutuel :

La figure 48 montre une antenne à plusieurs éléments rayonnants espacés les uns des autres d'une très faible distance. Seul l'élément central de la configuration est alimenté par le feeder, les autres le

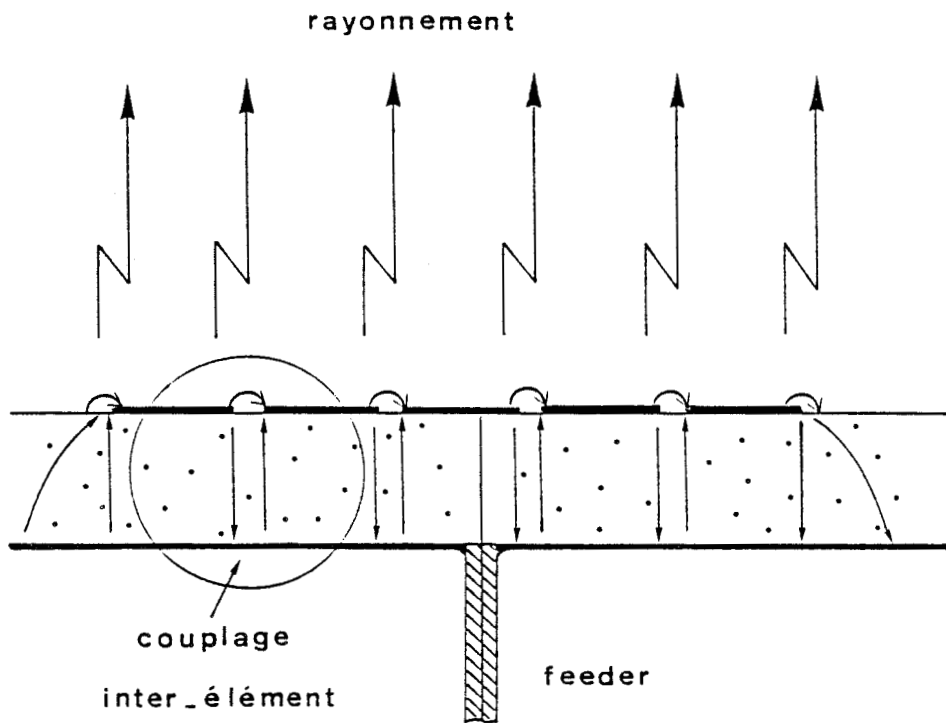


Figure 53 : Mécanismes de couplage et de rayonnement

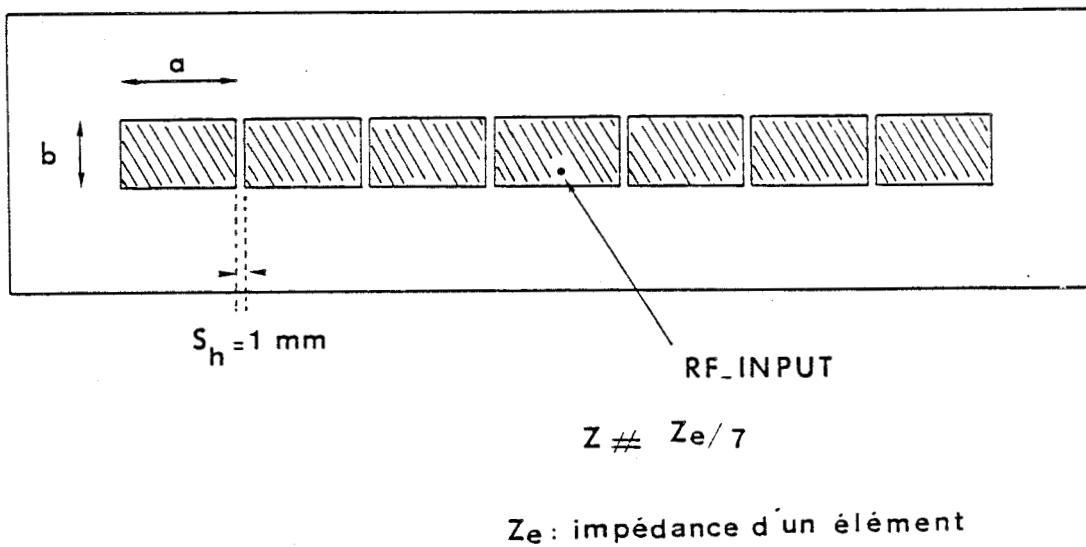


Figure 54 : Antenne 1 x 7 éléments

sont par couplage mutuel [7]. Compte tenu du faible espacement de deux éléments voisins. Les paramètres S_e et S_h sont généralement égaux à une fraction de l'épaisseur du diélectrique ($0.1h - 2h$) et régissant avec d'autres paramètres (a, b, n_x, n_y) l'ouverture du lobe principal. La figure 53 montre le mécanisme de couplage et le type d'excitation généralement utilisé.

IV.2.1. Réalisation d'un prototype :

Les dimensions a et b de l'antenne élémentaire sont calculées à partir du concept général de la méthode de la cavité. La figure 54 montre l'antenne que nous avons réalisée (1x7 éléments couplés dans le plan H) à 10GHz. L'espacement inter éléments est égal à 1mm. L'impédance d'entrée totale est approximée par $Z = Z_e/7$ où Z_e est l'impédance d'entrée d'un élément calculé à partir des formules de MUNSON. Le réseau ainsi réalisé est excité par un mini coaxial au point 50Ω localisé sur l'élément central.

La caractérisation à l'analyseur de réseau montre une résonance (fig.55) à 11GHz et un coefficient de réflexion de 11dB ce qui constitue une performance relativement modeste par rapports aux résultats escomptés.

La polarisation du champ rayonné est linéaire, l'angle d'ouverture du lobe principal dans le plan H est de 8° à la fréquence de résonance.

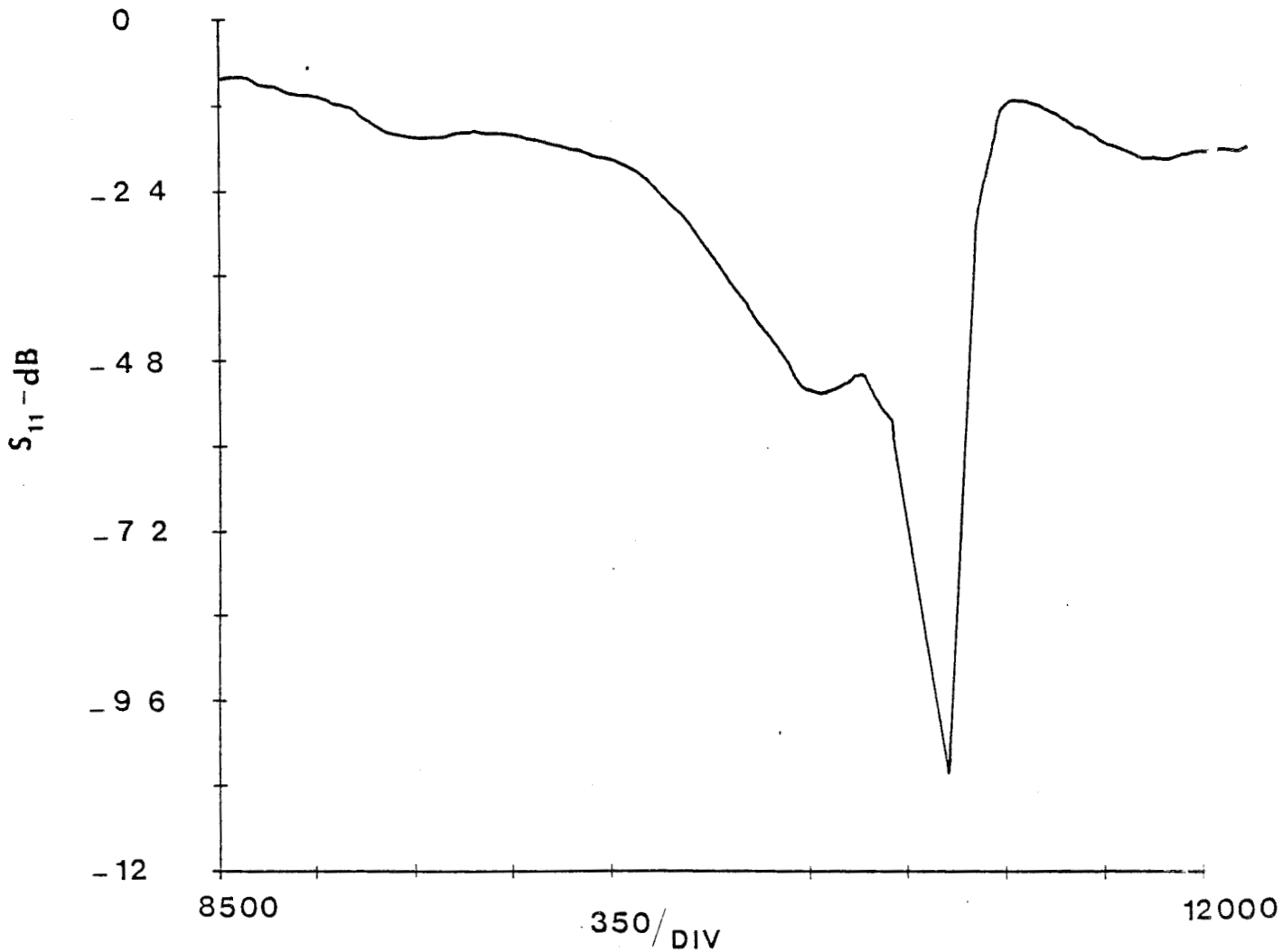


Figure 55 : Coefficient de réflexion de l'antenne 1 x 7 éléments

IV.2.2. Inconvénients d'une telle structure :

Le paramètre le plus critique à évaluer lors de la conception de ce type d'antenne est l'impédance d'entrée, compte tenu de l'intensité du couplage, difficile à chiffrer en fonction de l'espacement inter éléments. Ceci explique la performance insuffisante en ce qui concerne le coefficient de réflexion. Cependant, des essais multiples par variation de S_h et correction de la formule de MUNSON permettraient vraisemblablement d'améliorer le TOS de l'antenne.

CONCLUSION DE LA DEUXIEME PARTIE :

Les performances d'une antenne à élément rayonnant rectangulaire unique sont relativement modestes. L'accroissement de la directivité du rayonnement peut être obtenu en créant des interférences constructives entre les champs provenant de plusieurs antennes élémentaires.

Le choix du substrat diélectrique doit être fait de façon judicieuse afin d'assurer le meilleur compromis possible entre les différentes caractéristiques de l'antenne. En effet, la bande passante de l'antenne croît avec l'épaisseur du substrat mais ceci provoque une

diminution de l'efficacité de rayonnement par accroissement des pertes diélectriques et métalliques provoquées par l'excitation des modes d'ordre supérieur.

La permittivité du diélectrique doit rester faible pour que l'énergie ne reste pas confinée dans le substrat. L'augmentation de ϵ_r permet de réduire les dimensions de l'antenne donc son encombrement mais ceci au détriment de l'efficacité du rayonnement.

Les réseaux d'antennes en structure multi couches permettent théoriquement une amélioration des performances; l'excitation par couplage électromagnétique permet d'élargir la bande passante et d'augmenter l'efficacité par réduction des rayonnements parasites du circuit d'adaptation.

Cette approche expérimentale nous a permis de mettre en évidence les limitations de la modélisation présentée dans la première partie.

BIBLIOGRAPHIE DE LA DEUXIEME PARTIE :

- [1] S.VILLERS
"Propriétés hyperfréquences de quelques polymères électroactifs.
Application à l'étude d'un absorbant microonde"
Doctorat de 3ème cycle - Lille 1985.
- [2] R.BADOUAL
"Les microondes"
Edition Masson.
- [3] HAMMERSTAD E.D., 1975
"Equations for microstrip circuit design"
5th European microwave conference, Hambourg, pp.268-272.
- [4] A.VIOLET
Cours 3ème année ISEN "Elements de RADAR"
- [5] A.G.DERNERYD
"Extended analysis of rectangular microstrip resonator antenna"
IEEE. Transactions on antennas and propagation
Vol.AP-27, N°6, November 1979.
- [6] H.GEORGE OLTMAN, DONALD A.HUEBNER
"Electromagnetically coupled microstrip dipolar"
IEEE, Transactions on antennas and propagation
Vol.AP-29, N°1, January 1981.
- [7] H.ENTSCHLADEN, U.NAGEL
"Microstrip patch array antenna"
Electronics letters, 25th October 1984, vol.20, N°22.
- [8] M.KASSI LAHLOU
"Etude et réalisation d'antennes plaquées en bande X"
DEA - Lille, Juillet 1984.
- [9] J.R.JAMES, P.S.HALL, C.WOOD
"Microstrip Antenna -Theory design"
PETER PEREEGINUS LTD - On the behalf of the institution of
electrical engineers.

3^{ème} Partie

TROISIEME PARTIE

OPTIMISATION D'UNE ANTENNE PLAQUEE POUR DES

APPLICATIONS DE CINEMOMETRIE

INTRODUCTION :

Tout cinémomètre microondes est basé sur l'exploitation de l'effet Doppler, lié au mouvement relatif d'une cible par rapport à un émetteur.

Si θ est l'angle d'incidence du signal électromagnétique émis (de fréquence f_0) et si la vitesse de déplacement du mobile est \vec{v} supposée constante, la fréquence de Doppler f_D résulte du battement entre la fréquence f_e d'émission et la fréquence f_r du signal réfléchi par la cible :

$$f_D = 2 f_e \frac{v}{c} \cos \theta \quad 3-1$$

où c est la vitesse de propagation dans l'air.

Pour un émetteur donné ($f_e = \text{cte}$ et $\theta = \text{cte}$), la mesure de f_D permet d'accéder directement à la valeur de la vitesse relative v . Ce concept n'est cependant valable que dans l'hypothèse où l'émetteur n'émet que dans une seule direction θ .

En pratique, l'antenne d'émission est caractérisée par son angle d'ouverture (cf. 1ère partie) et il est évident que celui-ci jouera un rôle dans la détermination de \vec{v} puisque θ pourra varier entre deux angles limites θ_1 et θ_2 liés à l'inclinaison de l'antenne et à son angle d'ouverture.

Par ailleurs, dans le cas qui nous intéresse particulièrement (cinémomètre installé sur un véhicule terrestre), la granulométrie présentée par la bande de roulement (équivalent de la cible) joue également un rôle : une onde incidente sur cette bande de roulement va, du fait de la granulométrie, être dispersée et une partie seulement de l'onde réfléchie le sera vers l'antenne : c'est ce que l'on appelle l'onde rétrodiffusée.

Nous nous proposons dans cette partie d'examiner les aspects physiques du phénomène de rétrodiffusion et leur influence sur le signal Doppler élémentaire. Nous examinerons les résultats pratiques obtenus avec des antennes d'émission-réception de caractéristiques différentes et les comparerons à ceux obtenus par l'intermédiaire d'un capteur optique.

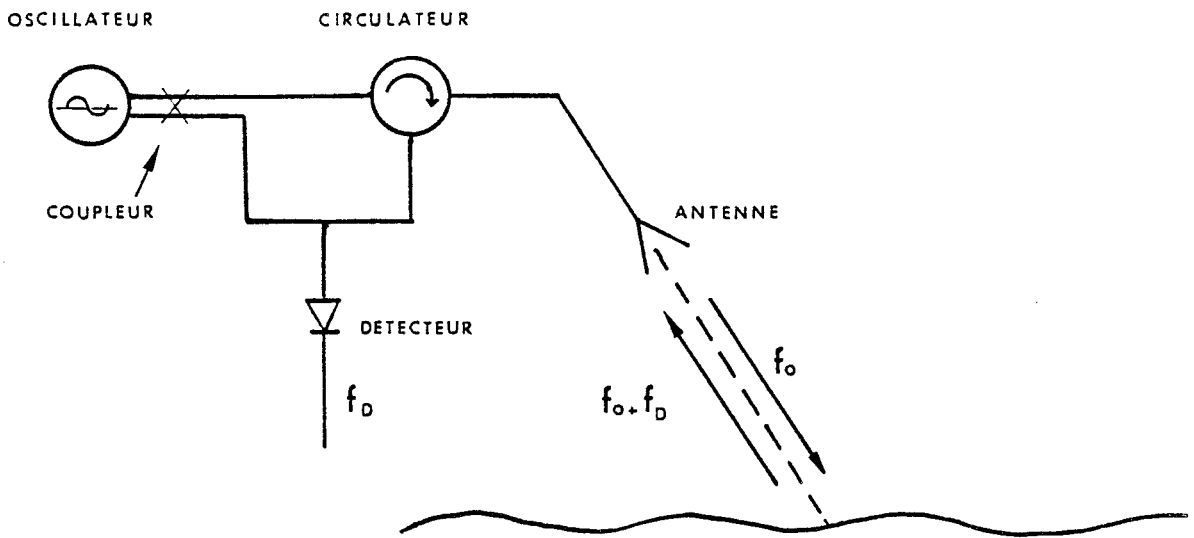


Figure 56 : Mesure de vitesse par effet Doppler



I - CARACTERISTIQUES DU SIGNAL ELEMENTAIRE DE DOPPLER :

Un émetteur microondes de fréquence f_e embarqué sur un mobile se déplaçant à une vitesse v émet une onde électromagnétique W_e vers le sol avec un angle d'incidence δ (figure 56). Cette onde peut être mise sous la forme d'une onde monochromatique plane :

$$W_e = A_0 \sin \omega_e t \quad 3-2$$

avec

$$\omega_e = 2 \pi f_e$$

En supposant qu'un seul point P du sol est irradié par l'onde incidente et la réfléchit vers l'émetteur, l'expression de la fraction du signal renvoyé par P vers le capteur s'écrit : $W_R = A_1 \sin \omega_2 (\tau - \delta)$ dans laquelle A_1 est le terme d'amplitude et δ représente le retard dû au trajet de l'onde E en P puis de P en E. Si d est la distance entre le capteur et le point P, δ s'écrit : $\delta = \frac{2d}{c}$ où c est la vitesse de propagation des ondes.

Le point P étant animé d'une vitesse relative constante $v = V \cos \theta$ par rapport à la direction de propagation et la distance d variant en fonction de la vitesse, l'expression de l'onde réfléchie peut encore s'écrire :

$$W_R = A_1 \sin \left[t \left(\omega_0 - 2 \omega_0 \frac{v}{c} \cos \theta \right) - 2 \frac{d_0}{c} \omega_0 \right]$$

3-3

où d_0 est tel que $d = d_0 + vt$ (équation du mouvement du point P par rapport à la direction de propagation).

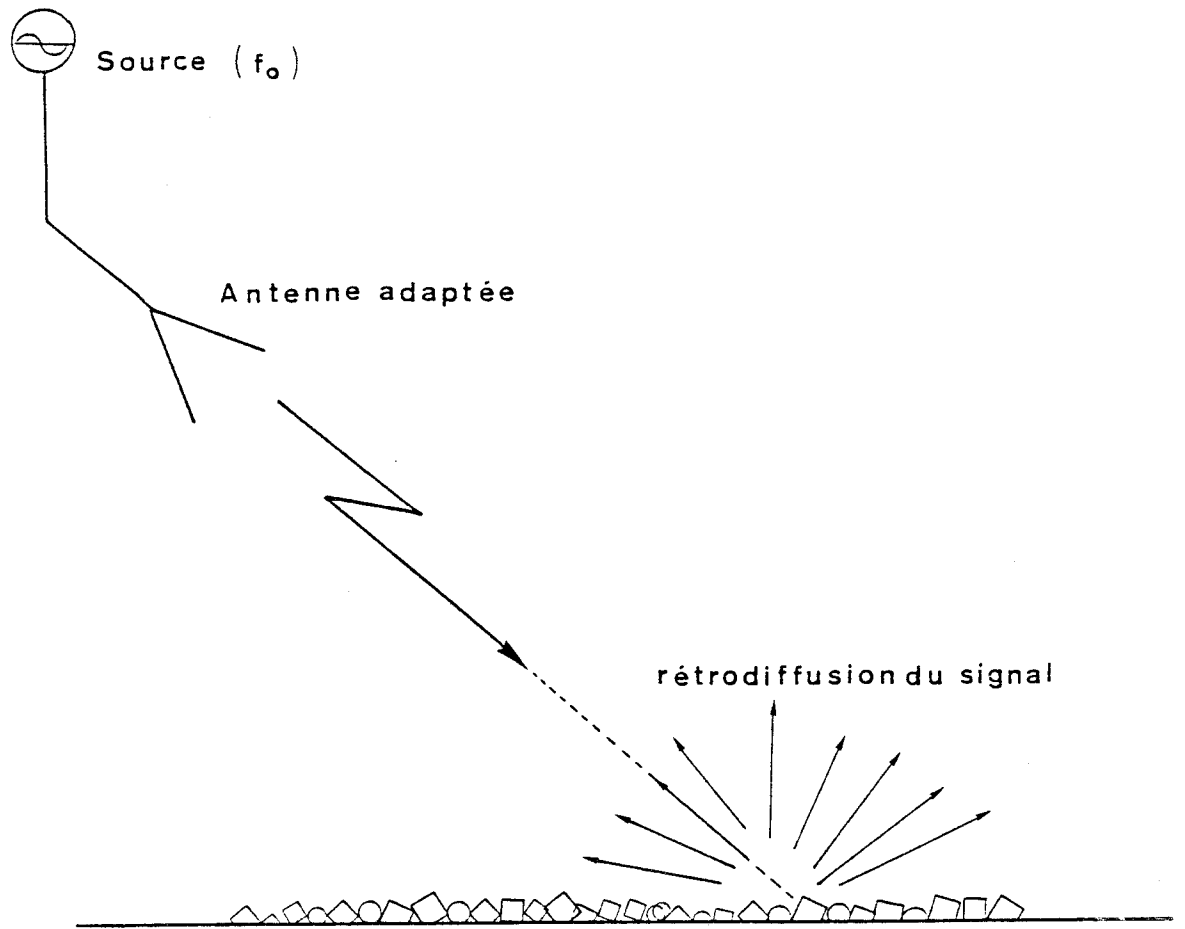


Figure 57 : Phénomène de rétrodiffusion



Le battement fréquentiel entre les deux paquets d'ondes W_E et W_R s'écrit :

$$f_D = 2 f_e \frac{V}{c} \cos \theta$$

Cette relation montre que la fréquence Doppler est proportionnelle à la vitesse du mobile. Nous remarquons que si $V=0$, alors $f_D=0$, il n'y a alors qu'une différence de phase entre l'onde émise et l'onde reçue. f_D est appelée : fréquence du signal Doppler élémentaire (le mot élémentaire se rapporte au fait qu'un seul point P rétrodiffusant l'énergie microonde a été considéré). En réalité, le signal Doppler résulte de la superposition d'un grand nombre de signaux élémentaires semblables à celui que nous venons de décrire, compte tenu de l'ouverture du lobe principal irradiant simultanément plusieurs points du sol.

I.1. Phénomène de rétrodiffusion :

La rétrodiffusion (figure 57) est le phénomène par lequel une onde hyperfréquence incidente sur une surface est dispersée de façon quasi-isotrope dans le demi-espace supérieur au sol. L'ampleur d'un tel phénomène est régi par la nature du sol caractérisé par son coefficient de rétrodiffusion λ ; il traduit la faculté de la surface à renvoyer vers l'antenne émettrice une partie de l'onde émise :

$$\gamma = \frac{P_{rd}}{P_e} \frac{16 \pi^2 R^2}{\lambda_0^2 G} \quad 3-4$$

à G : gain de l'antenne ; λ_0 : longueur d'onde

R : distance antenne-sol rétrodiffusant

$\frac{P_{rd}}{P_c}$: rapport entre la puissance incidente et la puissance réfléchie.

J.P.DELGUTTE [1] a effectué des mesures du coefficient de rétrodiffusion et du rapport P_{rd}/P_c que nous résumons ci-dessous :

Nature du sol	Prd/Pe dB	γ dB
asphalte rouge	- 42	- 17
asphalte noir	- 42	- 17
asphalte noir humide	- 42	- 17
pelouse	- 39	- 14
terre battue	- 34	- 9
bande de roulement VAL* sèche	- 52	- 28
bande de roulement VAL* humide	- 55	- 31

Au vu de ces résultats, on remarque que dans les divers cas, la puissance rétrodiffusée est toujours supérieure à - 55dB par rapport à la puissance émise. Ce résultat est très intéressant car il montre qu'il devrait n'y avoir aucun problème particulier s'opposant à la détection du signal rétrodiffusé, puisqu'il restera toujours à un niveau très supérieur au bruit [1]. Avec une source débitant une puissance de 10dBm (10mw), le signal rétrodiffusé aura donc une puissance au moins supérieure à - 45dBm (la puissance due au bruit thermique et de l'ordre de - 140dBm à 300°K pour KHZ de bande passante).

* VAL : Véhicule Automatique Léger Lillois.

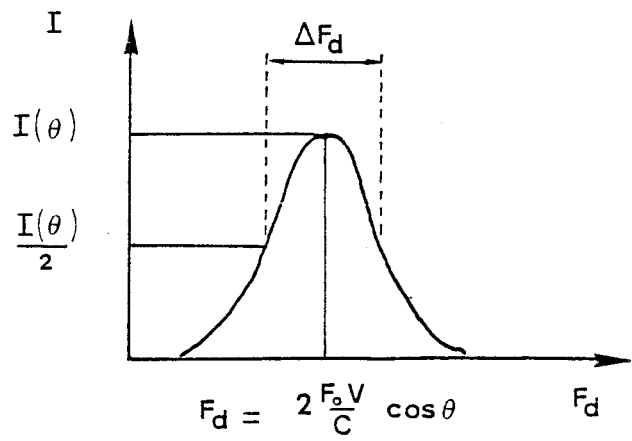
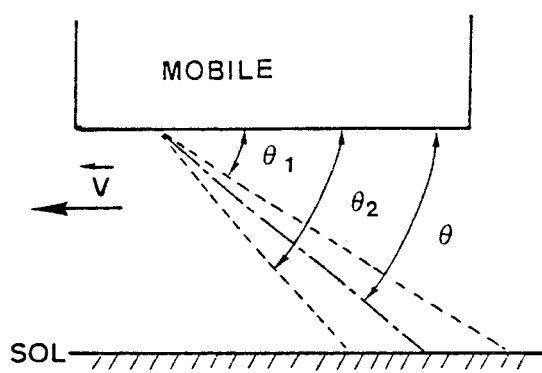


Figure 58

I.2. Effets de l'augmentation de la directivité et du gain sur le spectre du signal Doppler :

La directivité de l'antenne sur l'ouverture de son lobe principal est un paramètre extrêmement important dont dépend au premier ordre la qualité spectrale du signal Doppler. En effet, le sol est éclairé sur une surface qui dépend du diagramme de rayonnement de l'antenne utilisée. Les différentes particules du sol seront donc éclairées sous des angles θ différents (figure 58).

Le signal de Doppler est le résultat de la sommation de chaque signal élémentaire correspondant chacun à un point irradié du sol. Ces signaux élémentaires ont à chaque instant des amplitudes, des phases et des fréquences différentes, ce qui en explique le caractère aléatoire du signal global dont le spectre fréquentiel peut être assimilé à une courbe de GAUSS [2]. Nous avons alors intérêt dans la pratique à utiliser une antenne telle que son diagramme de rayonnement permet d'avoir un signal Doppler le plus gaussien possible et avec un coefficient de qualité plus élevé possible ($Q = f_d / \Delta f_D$ où Δf_D est la largeur à mi-hauteur de la courbe de GAUSS):

La largeur spectrale Δf_D dépend au premier ordre de l'ouverture du lobe principal :

$$\Delta f_D = 2 f_c \frac{v}{c} \sin \theta \cdot \Delta \theta \quad 3-5$$

où $\Delta \theta$ est l'ouverture à mi-puissance du lobe principal.

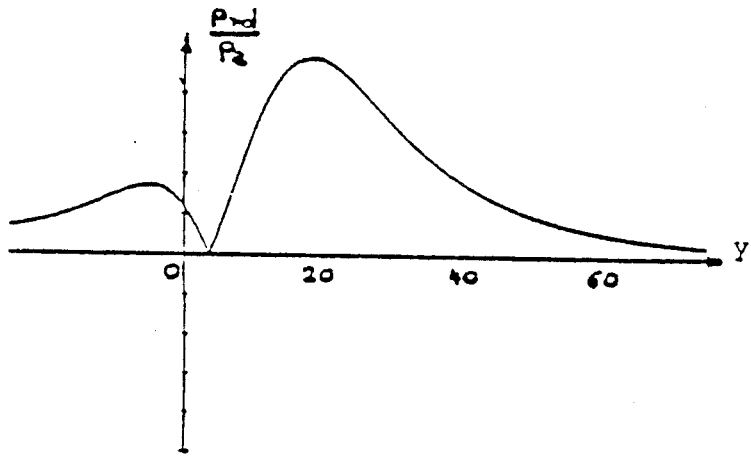
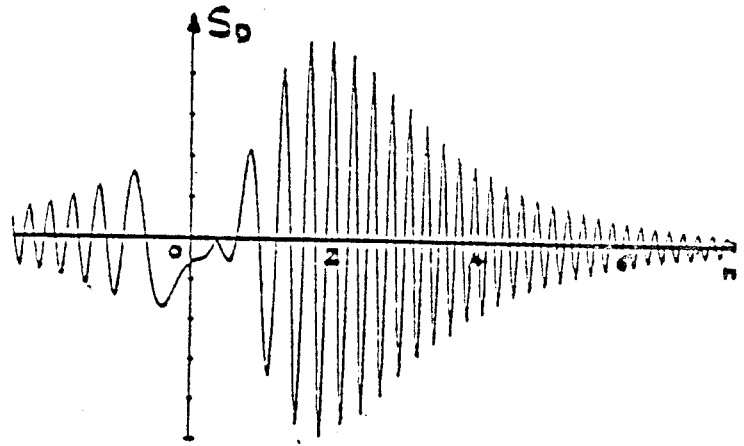
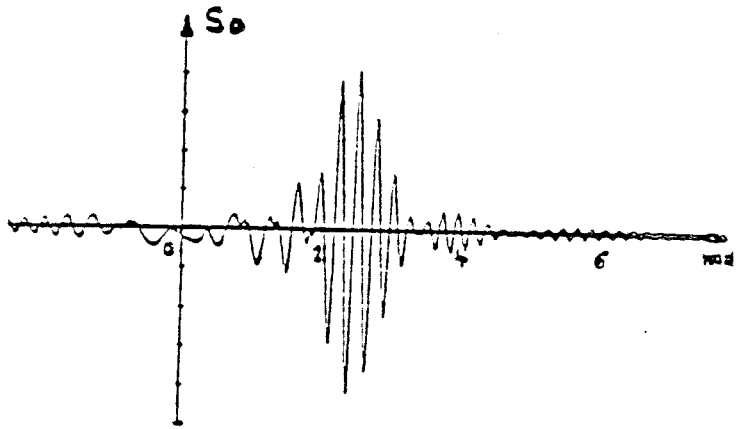
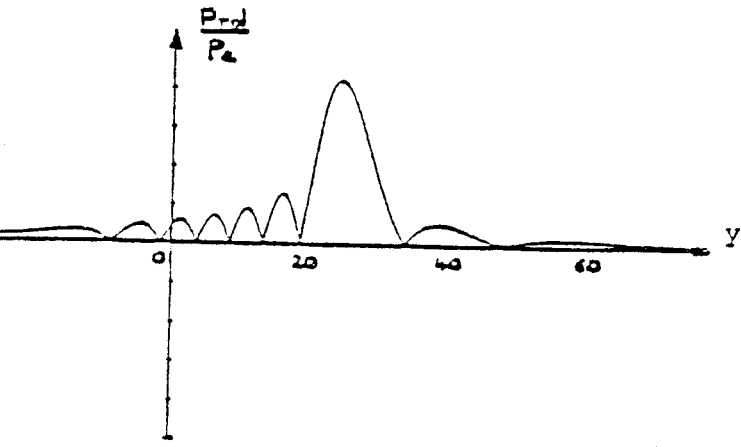


Figure 59



$G = 15,5\text{dB}$ $\theta = 45^\circ$



$G = 27\text{dB}$ $\theta = 45^\circ$

$V = 10\text{m/s}$ $F_e = 10\text{GHz}$

Figure 60



Au vu de ce résultat élémentaire, on s'aperçoit que l'on a intérêt à utiliser une antenne très directive afin d'avoir un signal Doppler quasi-sinusoidal.

La gain de l'antenne est également une caractéristique ayant une incidence sur la qualité du signal Doppler. On peut noter les deux propositions émises par J.P.DELGUTTE et justifiées expérimentalement :

- Une antenne faible gain permet d'avoir des signaux Doppler élémentaires à grande étendue temporelle (figure 59) ce qui entraîne la non-constance de la fréquence centrale.

- Une antenne à grand gain permet d'avoir des signaux Doppler élémentaires dont la fréquence est quasi-constante (figure 60).

Il semblerait [3] que la solution optimale soit celle correspondant à une antenne présentant un gain de 21 dB.

I.3. Spectre Doppler issu de l'antenne plaquée à 16 éléments rayonnants :

Nous avons présenté dans le paragraphe II.2 de la deuxième partie, les caractéristiques physiques de rayonnement d'une antenne plaquée constituée de 16 éléments rayonnants élémentaires et opérant en bande X. Nous en rappelons les caractéristiques essentielles :

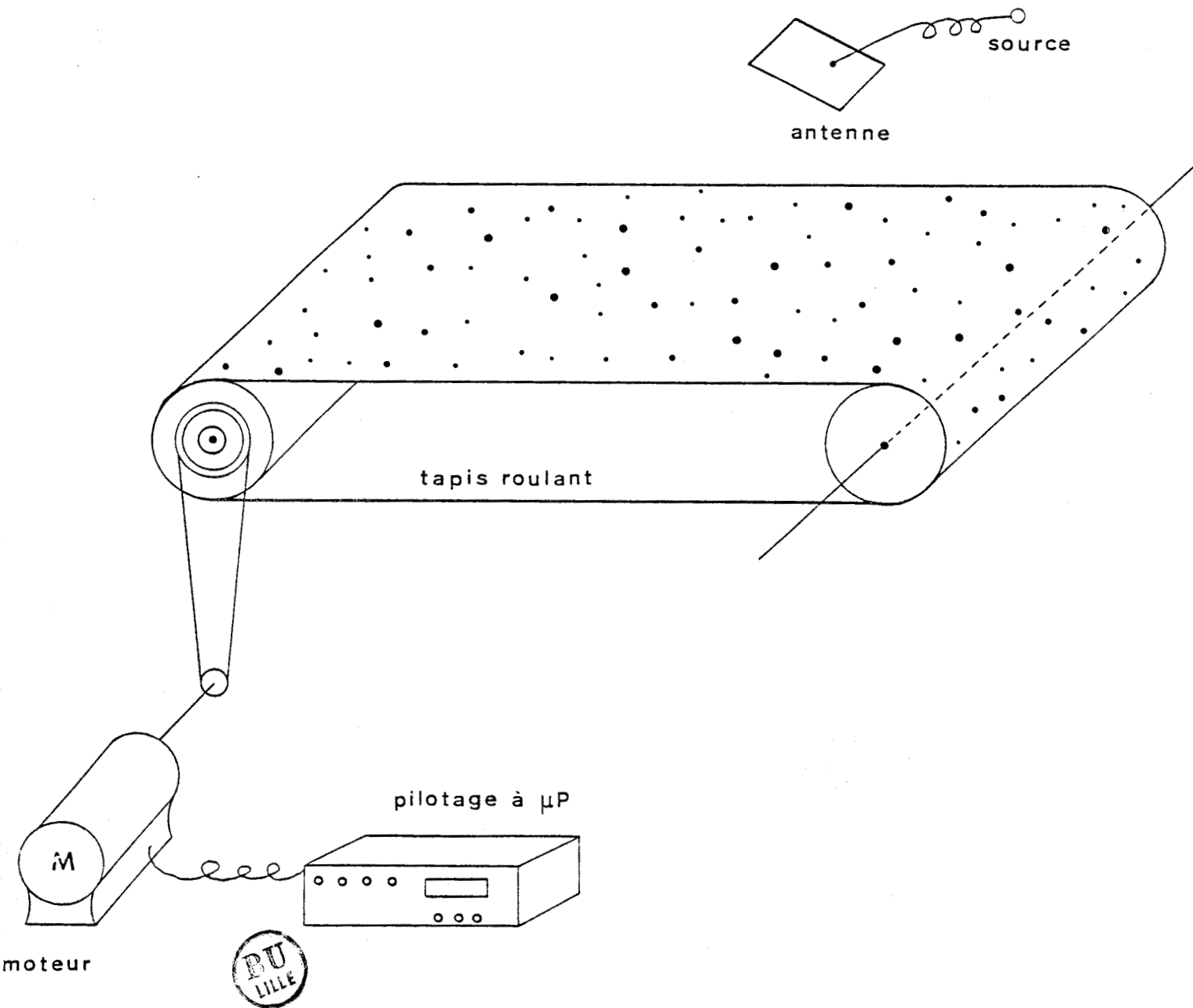


Figure 61 : Synoptique du taux de simulation routière

$$\begin{aligned}f_o &= 10.05 \text{ GHz} \\ |S_{11}| &= -25 \text{ dB} \\ \theta_H &= 11^\circ \\ \theta_E &= 12^\circ \\ G &= 16 \text{ dB (mesuré à } f_o = 10.05 \text{ GHz)} \\ \text{B.P.}(-3\text{dB}) &= 200 \text{ MHz} \\ L_s/L_p &= -10 \text{ dB}.\end{aligned}$$

La figure 61 montre le synoptique du banc de mesure du signal Doppler et de son spectre. Nous y remarquons :

- La partie hyperfréquence
- Un tapis de simulation routière entraîné par un moteur
- Un analyseur de spectre H.P. 3561 A permettant la visualisation instantanée du signal Doppler et de son spectre

L'antenne est orientée au moyen d'un positionneur permettant de choisir l'angle d'incidence θ et la hauteur H du capteur par rapport au tapis roulant.

Rappelons que la polarisation du champ électromagnétique rayonné par l'antenne rectangulaire élémentaire est linéaire; le champ global résultant de l'interférence des divers champs est donc également linéaire.

Une simulation effectuée par M. HEDDEBAUT [4] permet de calculer le coefficient de rétrodiffusion en champ E et H suivant l'angle d'incidence (figure 62). Ce calcul a mis en évidence que lorsque le champ E est parallèle au sol, le signal rétrodiffusé subit une atténuation plus forte que lorsque le champ H est parallèle au sol (polarisation pseudo-verticale). Cette atténuation dépend de l'angle d'incidence.

Angle d'incidence

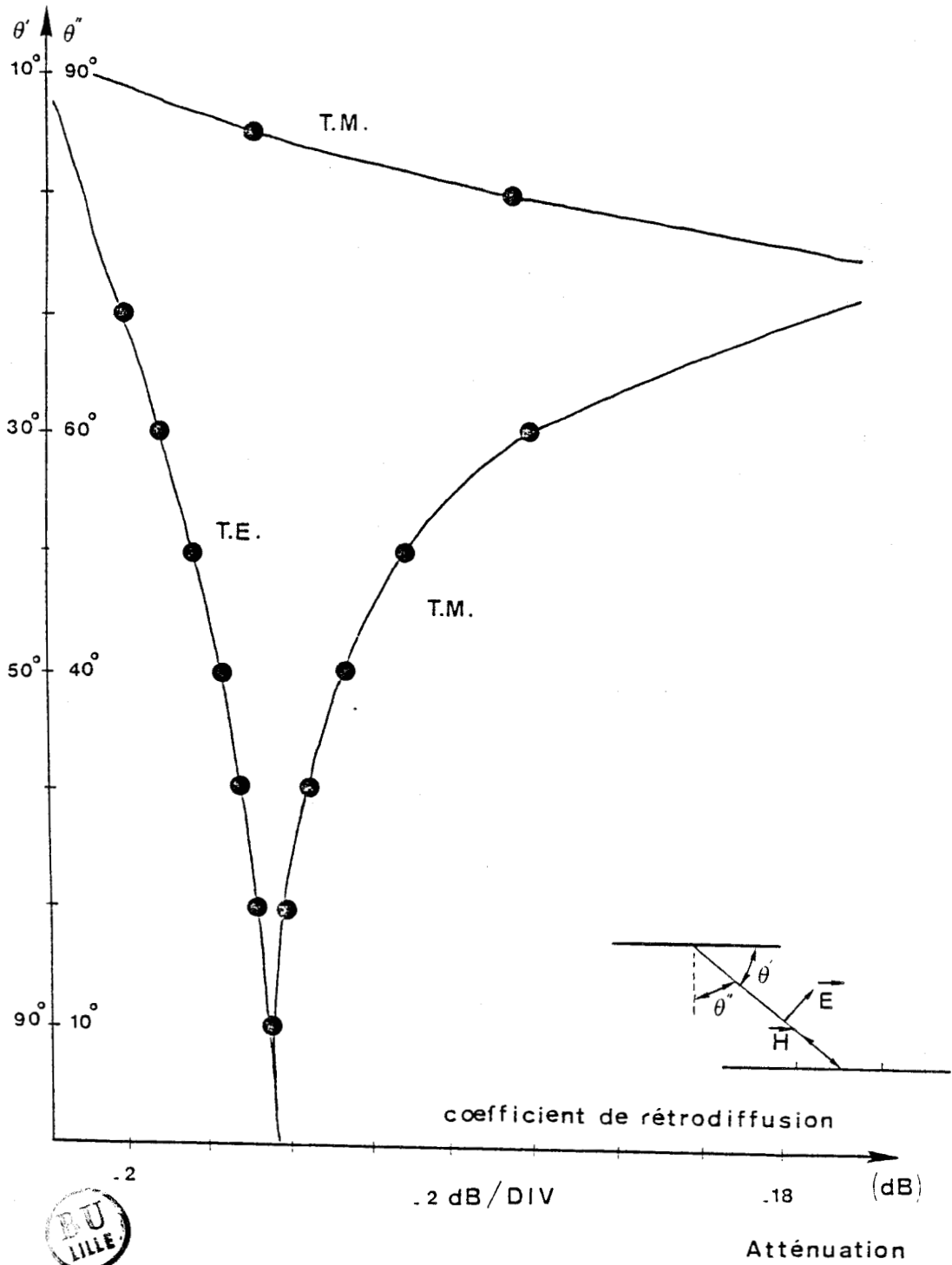


Figure 62

Nous avons alors relevé le diagramme spectral du signal Doppler basse fréquence dans les conditions de polarisation pseudo verticale.

Le signal prélevé à la sortie du détecteur d'amplitude est traité numériquement dans l'analyseur HP 3561 A avant d'être visualisé. Le tracé obtenu est le résultat d'une moyenne sur 256 prises d'échantillons. Nous présentons (figures 63,64) l'allure du signal Doppler et de son spectre dans les conditions : $V=7,6\text{m/s}$, $\theta=45^\circ$ (orientation du capteur). Le tracé du diagramme spectral montre l'incapacité de l'antenne à 16 éléments à produire une fréquence privilégiée portant l'information de la vitesse du tapis roulant. Le spectre moyen est en effet pratiquement plat, à quelques fluctuations près, de la fréquence nulle jusqu'à un flanc limite dont la fréquence varie avec la vitesse. Nous avons donc cherché une explication physique à ce phénomène : le phénomène de rétrodiffusion étant probabiliste, compte tenu de la granulométrie du revêtement du tapis (simulant bien les voies routières), le nombre de signaux élémentaires issus de la zone irradiée par le signal microonde (figure 65) est insuffisant pour produire une résultante dont la fréquence porterait l'information de la vitesse. La corrélation du signal Doppler dépend du diagramme de rayonnement de l'antenne utilisée et de la surface rétrodiffusant le signal incident. Nous avons alors cherché à améliorer la corrélation du signal Doppler et donc à approcher le plus possible le caractère gaussien de son spectre.

Antenne 16 éléments $F_0 = 10.05$ GHz
 $\Theta_H = 12^\circ - \Theta_E = 12^\circ$

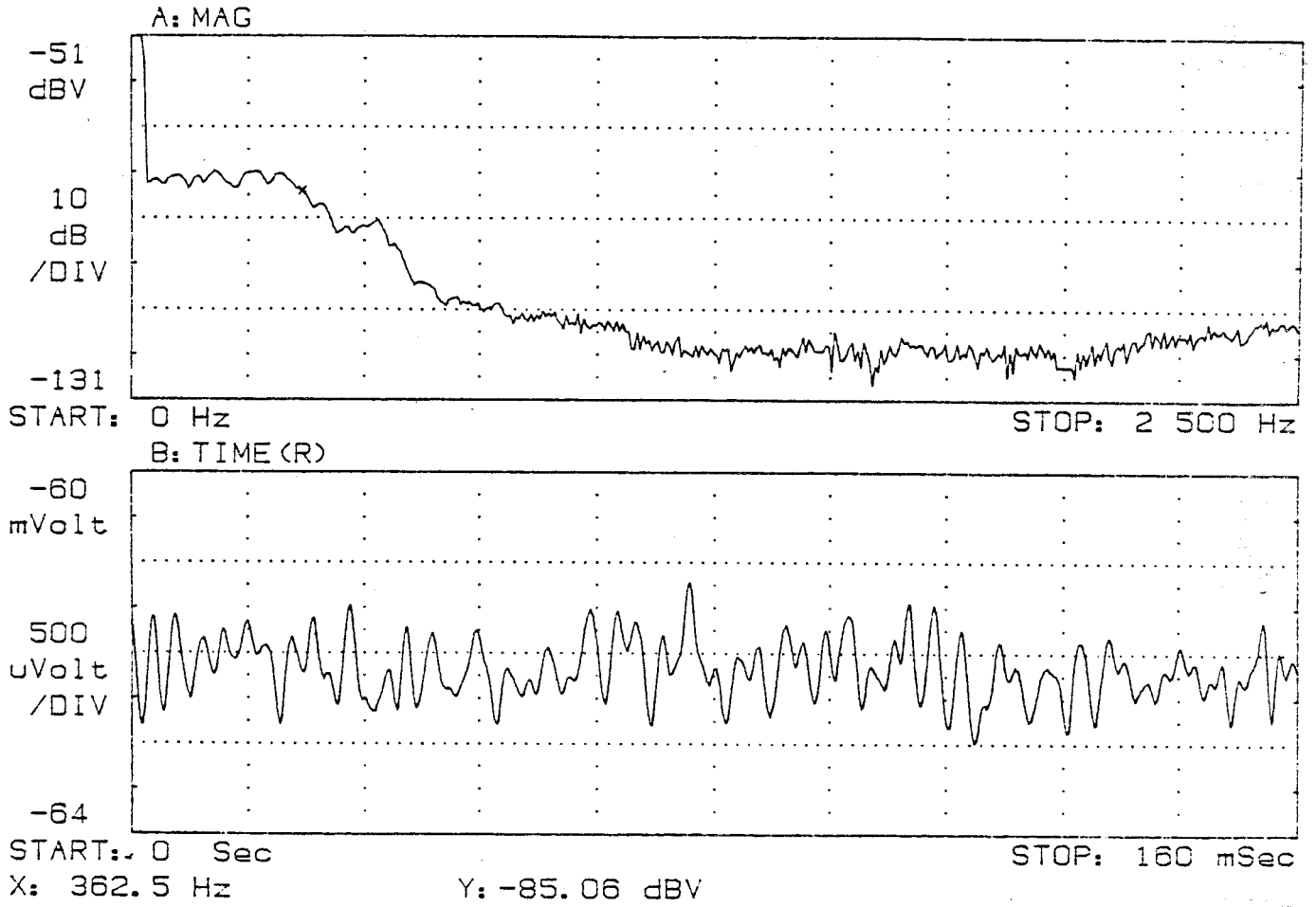


Figure 63

Antenne 16 éléments $F_c = 10.05 \text{ GHz}$ $V = 7.6 \text{ m/s}$
 $\Theta_H = 12^\circ - \Theta_E = 12^\circ$

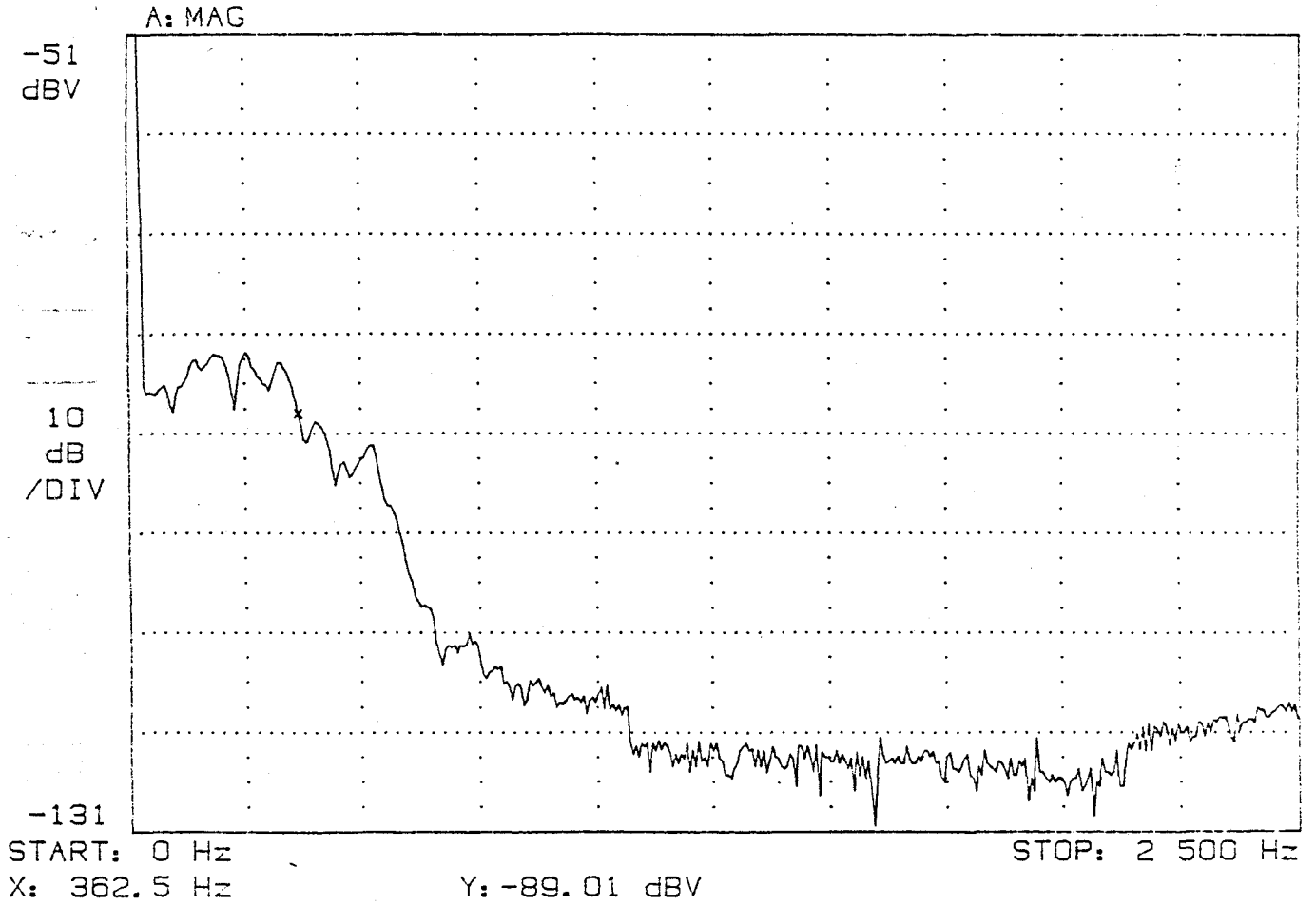


Figure 64



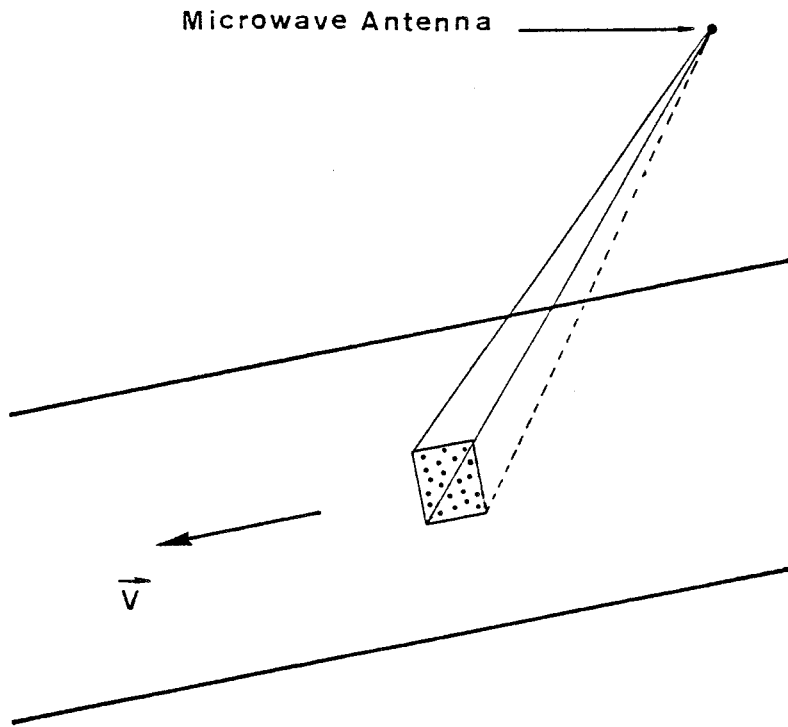


Figure 65 : Zone irradiée par l'antenne à 16 éléments.



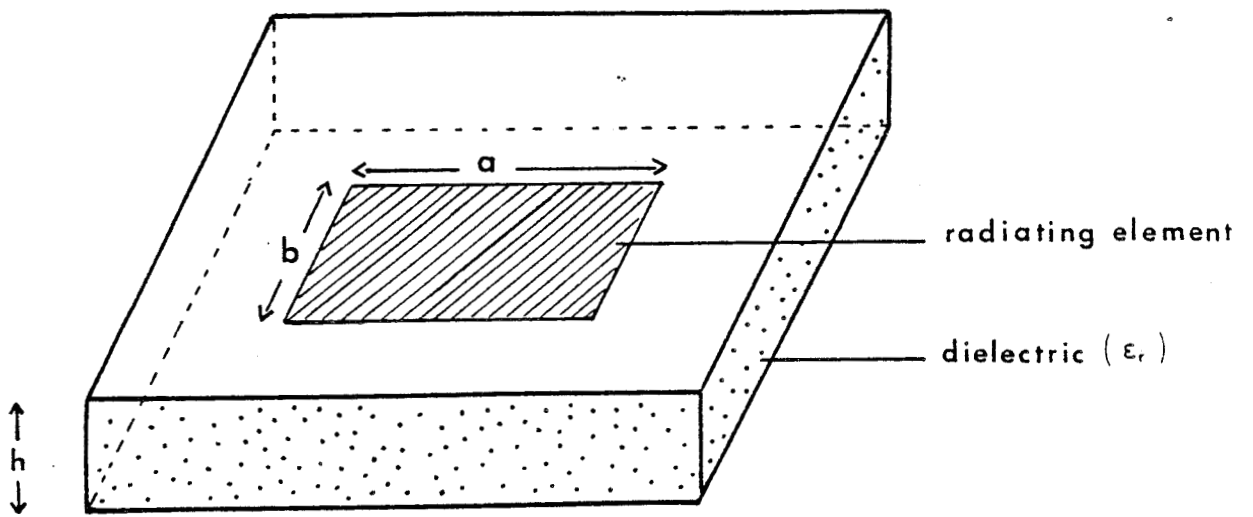


Figure 66

II - AUGMENTATION DE LA CORRELATION DU SIGNAL DE DOPPLER
- ANTENNE RIDEAU-

Comme nous l'avons vu, la directivité de l'antenne a une importance capitale sur la sélectivité du spectre Doppler.

Afin d'améliorer la corrélation du signal Doppler, nous avons cherché à augmenter le nombre de points rétrodiffusants éclairés par l'antenne.

Deux solutions peuvent être envisagées :

- Utilisation de plusieurs antennes directives parallèles excitées en phase par un diviseur de puissance.

- Utilisation d'une antenne rideau dont le lobe principal est un cône à base elliptique très excentrée.

II.1. Analyse des fonctions caractéristiques de rayonnement de
l'antenne rectangulaire :

Le rayonnement de l'antenne rectangulaire (figure 66) élémentaire dépend au premier ordre de ses dimensions géométriques et des caractéristiques physiques du substrat diélectrique utilisé. Le modèle de la cavité présenté dans la première partie et limité au mode fondamental TM_{01} permet de calculer les composantes du champ électromagnétique

$F_0 = 10 \text{ GHz}$

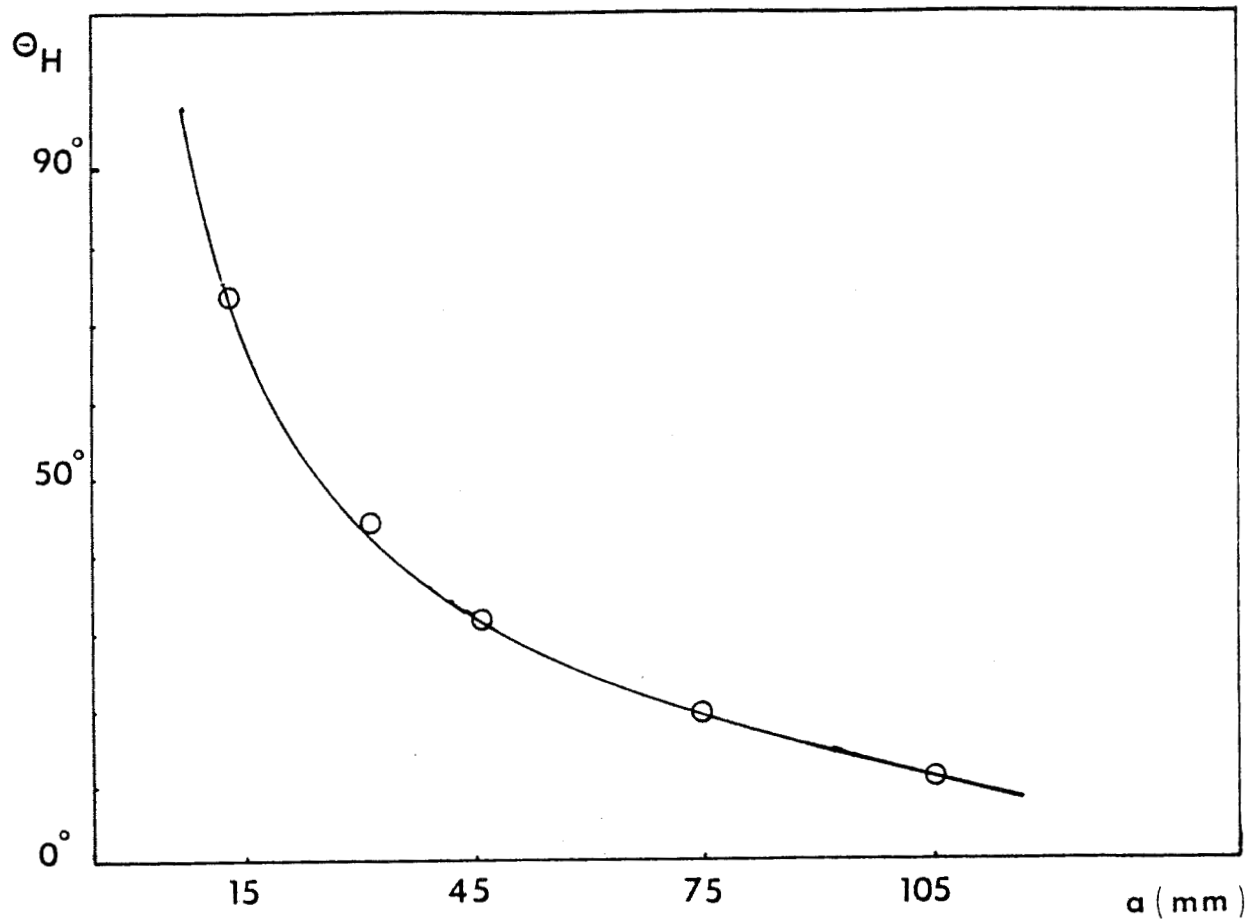
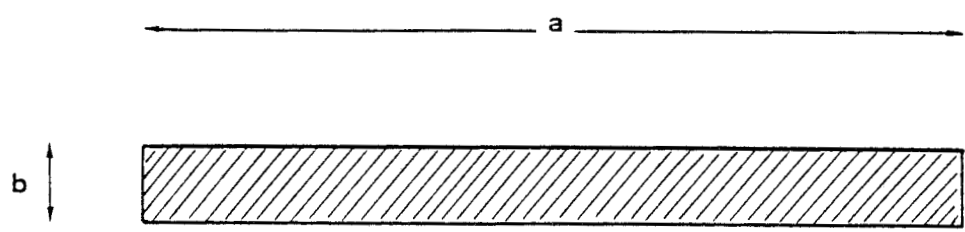


Figure 67



Structure à rayonnement rideau



$a/b \gg 1$

Figure 68

rayonné et les fonctions caractéristiques de rayonnement normalisées en puissance dont nous rappelons les expressions :

$$f_H(\theta) = \cos^2\left(\frac{k}{2} h \cos\theta\right) \cos^2\theta \left(\frac{\sin\left(\frac{k_0 a}{2} \sin\theta\right)}{\frac{k_0 a}{2} \sin\theta} \right)^2 \quad 3-6$$

$$f_E(\theta) = \cos^2\left(\frac{k}{2} h \cos\theta\right) \cos^2\left(\frac{k_0 b}{2} \sin\theta\right) \quad 3-7$$

avec $k = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$

II.1.1. Variation de θ_H en fonction de "a"

L'étude de $f_H(\theta)$ en fonction des différents paramètres dont elle dépend permet de tracer la courbe θ_H (θ_H représente l'ouverture à mi-puissance du lobe principal dans le plan H) en fonction de a (figure 67). Pour un substrat donné et en supposant que seul le mode fondamental est excité, on remarque que θ_H diminue lorsque a augmente (b étant fixé par la fréquence de résonance choisie). Un effet similaire mais de moindre importance peut être obtenu lorsque h augmente (épaisseur du substrat); par ailleurs, l'augmentation de h détériore l'efficacité de l'antenne par augmentation des pertes diélectriques.

La dimension "a" constitue donc un paramètre physique

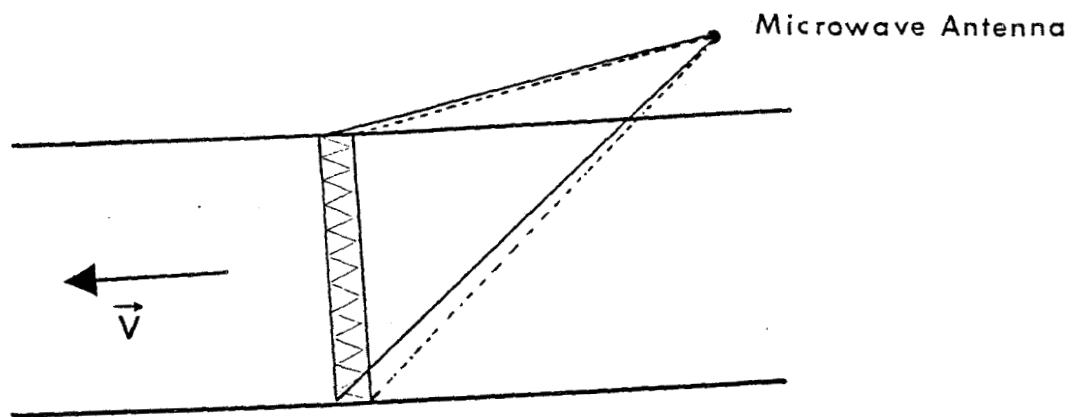


Figure 69 : Augmentation de la surface irradiée.



permettant l'ajustement de l'ouverture du lobe principal dans le plan H. L'effet rideau recherché peut alors être obtenu en choisissant un rapport a/b (figure 68) suffisamment grand tel que :

- L'ouverture du lobe principal dans le plan H soit petite (de l'ordre de 10° pour les applications Doppler).

- L'ouverture du même lobe dans le plan E (régie par la dimension b) soit la plus grande possible.

L'encombrement spatial du faisceau ainsi rayonné a pour conséquence d'augmenter la surface irradiée conformément à la figure 69. L'étroitesse du lobe dans le plan H (θ_H) régit la largeur à mi-puissance du spectre du signal Doppler conformément à la relation :

$$\Delta f_D = f_D \cdot \theta_H \cdot \text{tg } \theta \quad 3-8$$

où θ est l'angle d'inclinaison du capteur par rapport au sens du vecteur vitesse \vec{v}

f_D la fréquence Doppler mesurée dans ces conditions.

Par ailleurs, le choix d'une telle structure ($a/b \gg 1$) est justifié théoriquement, en supposant que seul le mode TM_{01} , en terme d'efficacité [5]. En effet, la figure 22 montre que :

- Le coefficient de qualité de rayonnement de l'antenne diminue lorsque a/b augmente ce qui entraîne l'accroissement de l'efficacité de rayonnement.

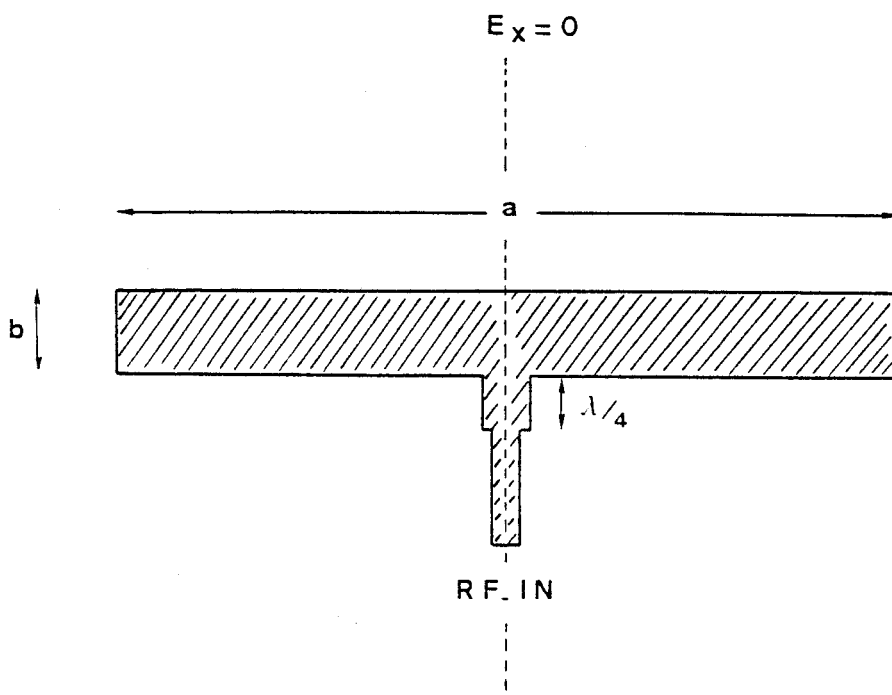


Figure 70

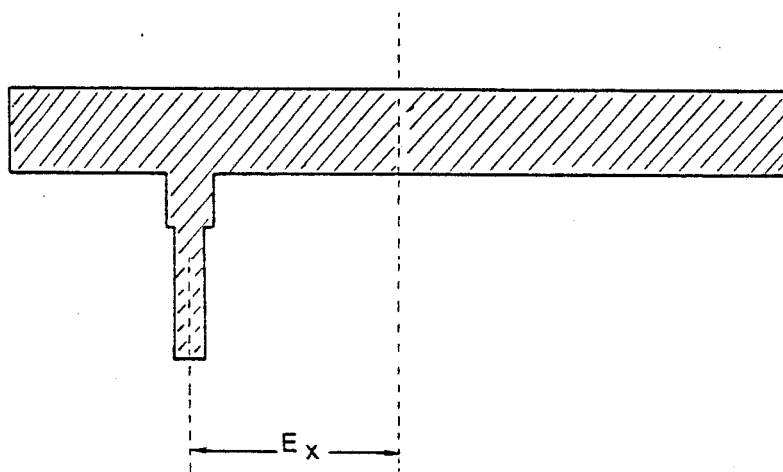


Figure 71



- Le choix d'un substrat diélectrique de faible permittivité permet d'améliorer encore l'efficacité pour ce type de structure.

II.1.2. Conditions sur la validité du modèle de la cavité lorsque $a/b \gg 1$

Le modèle de la cavité que nous avons utilisé lors de la réalisation de nos antennes est limité au mode fondamental TM_{01} , Mode dont la fréquence de résonance est régie par la dimension géométrique b de l'antenne. Nous avons montré dans la deuxième partie que pour une antenne rectangulaire, dont les dimensions a et b sont telles que $1 < a/b < 2$, excitée par une ligne microruban à excentricité nulle par rapport à l'élément rayonnant, le modèle de la cavité limité au mode TM_{01} corrobore à 5% près les résultats expérimentaux relatifs à la fréquence de résonance, l'ouverture du lobe principal, la bande passante et le coefficient de réflexion. Lorsque a/b devient très grand et que l'antenne est excitée par une simple ligne microruban (figure 70), des modes d'ordre supérieur peuvent être excités; leur importance varie suivant la valeur du rapport a/b et des mécanismes de compensation dépendant de l'excentricité de la ligne d'alimentation (figure 71).

Pour pallier à cet inconvénient lié à l'excitation des modes d'ordre supérieur (phénomène se manifestant par une altération du gain, due au confinement de l'énergie à l'intérieur de la cavité) et préserver la validité du modèle de la cavité utilisée. Nous avons alimenté l'élément rayonnant en plusieurs points conformément au principe de MUNSON [6].

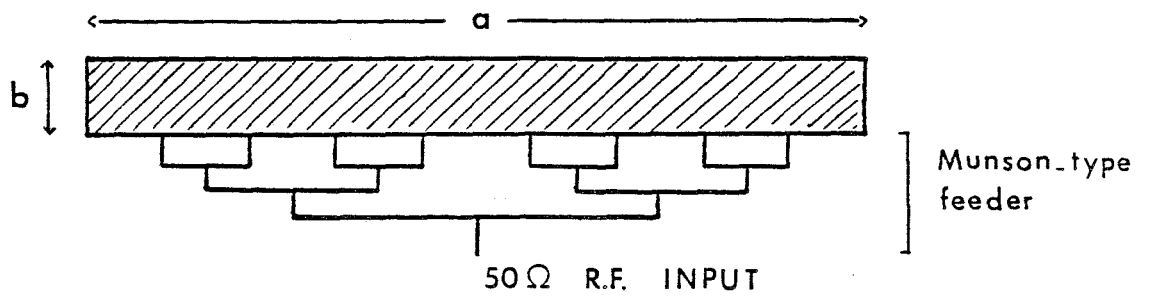


Figure 72

Pour cela, on utilise un diviseur de puissance assurant la distribution d'énergie issue de l'oscillateur aux différents points d'excitation. Le nombre N_F de points d'alimentation dépend de la dimension a de l'élément rayonnant. N_F doit être supérieur au nombre de longueur d'onde guidée suivant la dimension a [6] :

$$N_F > L_D \qquad L_D = \frac{a \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}{\lambda_0} \qquad 3-9$$

ϵ_{reff} est la permittivité effective du substrat diélectrique.

Si $N_F < L_D$, alors des modes d'ordre supérieur seront excités dans l'élément rayonnant. Ces modes excitent à leur tour des modes TM_{mn} dans l'espace.

En outre, le signal hyperfréquence issu de l'oscillateur doit exciter les N_F points de l'élément rayonnant en phase. La géométrie de l'antenne impose un nombre de feeders $N_F = 2^n$ où n est un entier déterminé par la connaissance de L_D .

L'impédance d'entrée est toujours approximée par la formule de MUNSON 1-58, valable pour $a > 2 \lambda_0$.

Si a est tel que $N_F = 8$, l'impédance en chaque point d'excitation est $Z_{NF} = 8 Z_e$ où Z_e est l'impédance d'entrée totale de l'élément rayonnant; tout se passe comme si l'on avait huit impédances en parallèle.

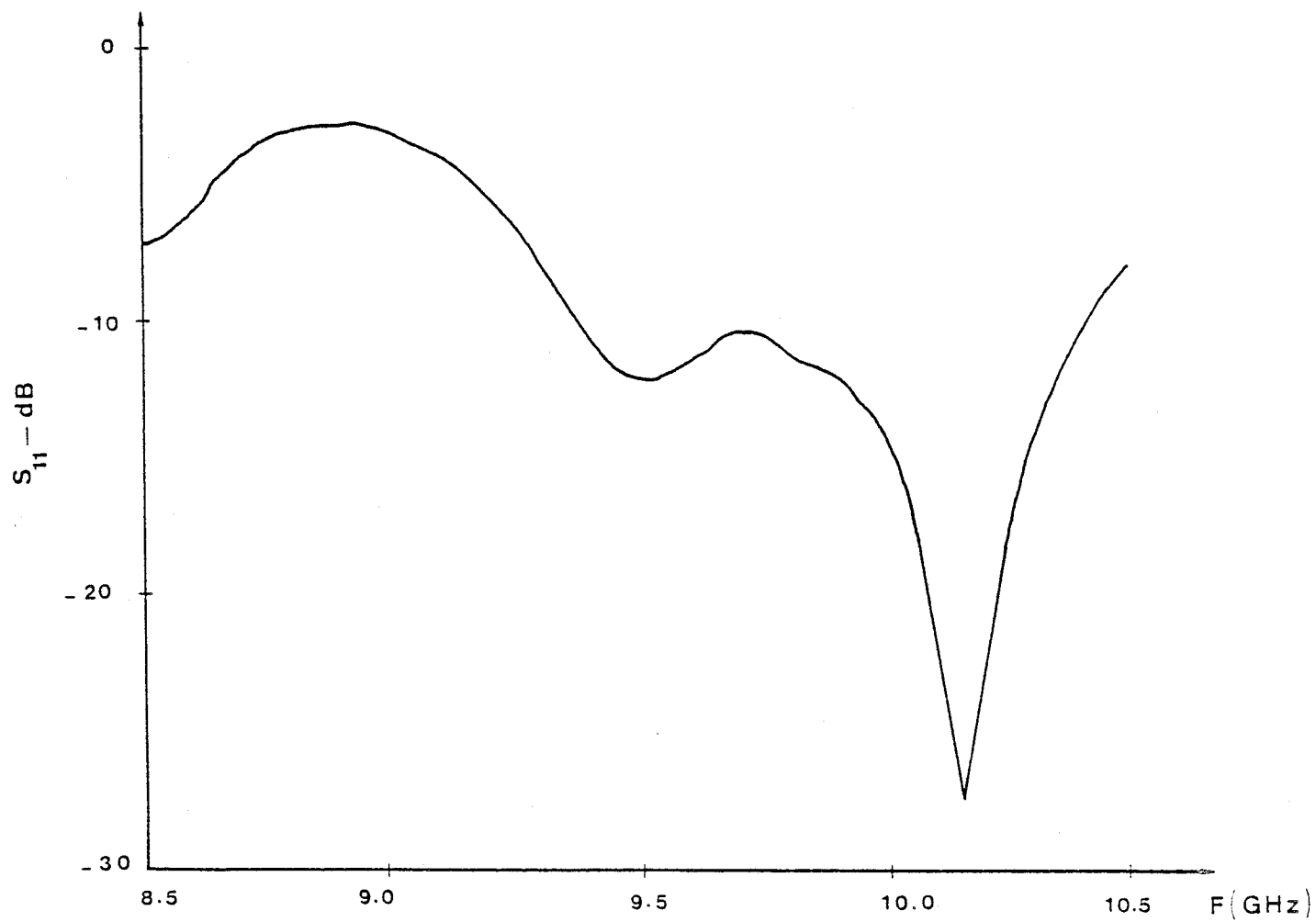


Figure 73 : Caractérisation de l'antenne rideau à l'analyseur de réseau.



La figure 72 montre le circuit d'excitation utilisé. Celui ci permet d'avoir un seul mécanisme de résonance lié à l'excitation des deux principales ouvertures séparées de $q \lambda_g/2$ où q est le facteur de frange mentionné dans le paragraphe I-3 de la première partie. En effet, chaque point d'excitation, recevant une puissance égale à $P_o/8$ (P_o étant la puissance délivrée par l'oscillateur), ne voit qu'une dimension résonante, les autres dimensions résonantes se trouvant de part et d'autre du point en question, sont excitées en opposition de phase entraînant ainsi un effet nul (figure 72).

II.2. Réalisation et caractérisation de l'antenne rideau :

La conception de l'antenne rideau repose sur l'optimisation des fonctions caractéristiques $f_H(\theta)$ et $f_E(\theta)$ en vue d'obtenir l'ouverture souhaitée du lobe principal. Un programme de CAO d'antenne réalisé au laboratoire [7] permet cette optimisation.

Ainsi à $f_o=10\text{GHz}$, en utilisant le DUROID 5870 dont les caractéristiques sont : $\epsilon_r = 2.33$, $h=0.79\text{mm}$ et $\text{tg } \delta (10\text{GHz}) = 1.2 \cdot 10^{-3}$, et en imposant les ouvertures du lobe principal dans les deux plans :

$\theta_H(-3\text{dB}) = 10^\circ$, $\theta_E(-3\text{dB}) = 80^\circ$, on trouve :

$$a = 105 \text{ mm} \quad (7/2 \lambda_0)$$

$$b = 8.9 \text{ mm}$$

on en déduit N_F par la relation 3-9, on trouve : $N_F=8$.

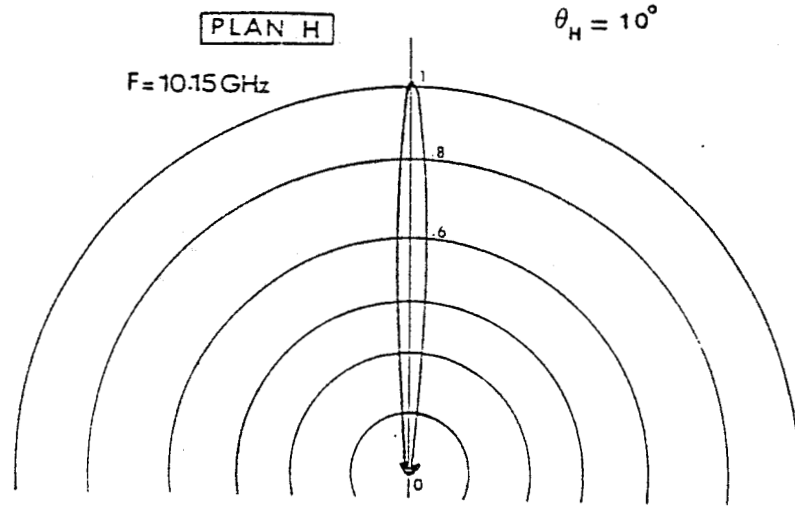


Figure 74

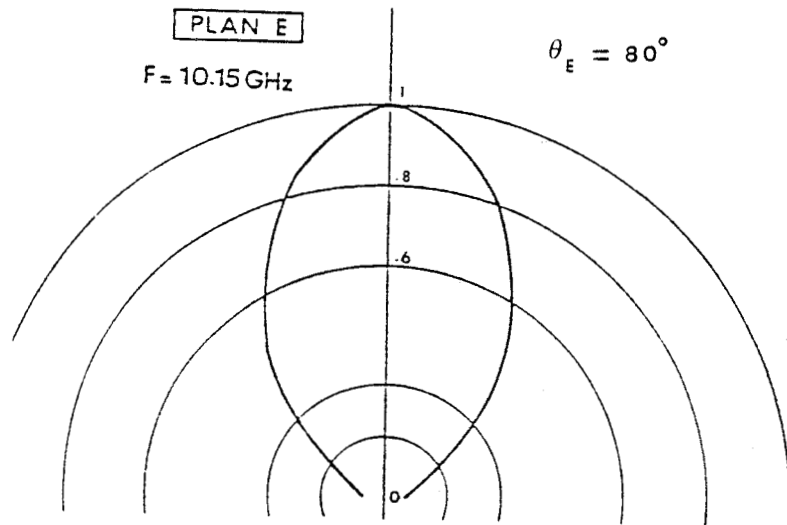


Figure 75



L'impédance en chaque point d'excitation est :

$$Z_{NF} = 8 Z_e \quad \text{avec} \quad Z_e = \frac{1}{2G_e} \quad 3-10$$

et comme $a > 2/\lambda_0$, G_e s'écrit :

$$G_e = \frac{a}{120 \lambda_0} \quad 3-11$$

Enfin le circuit d'adaptation de l'antenne est tel que tous les points N_F sont excités en phase. Il utilise des lignes quart-d'onde.

La caractérisation de l'antenne rideau à l'analyseur de réseaux montre une fréquence de résonance à 10.15GHz et un coefficient de réflexion $|S_{11}| = -27\text{dB}$ (figure 73).

Les figures 74 et 75 montrent les diagrammes de rayonnement de l'antenne relevés dans les deux plans principaux. θ_H et θ_E mesurés expérimentalement corroborent à 2% les résultats théoriques.

La bande passante à - 3dB est de 300MHz et le gain mesuré à la fréquence de résonance est 21dB (figure 76). Le rapport L_s/L_p est de 20dB (niveau du premier lobe secondaire par rapport au niveau du lobe principal).

Antenne Rideau $V = 2.90 \text{ m/s}$

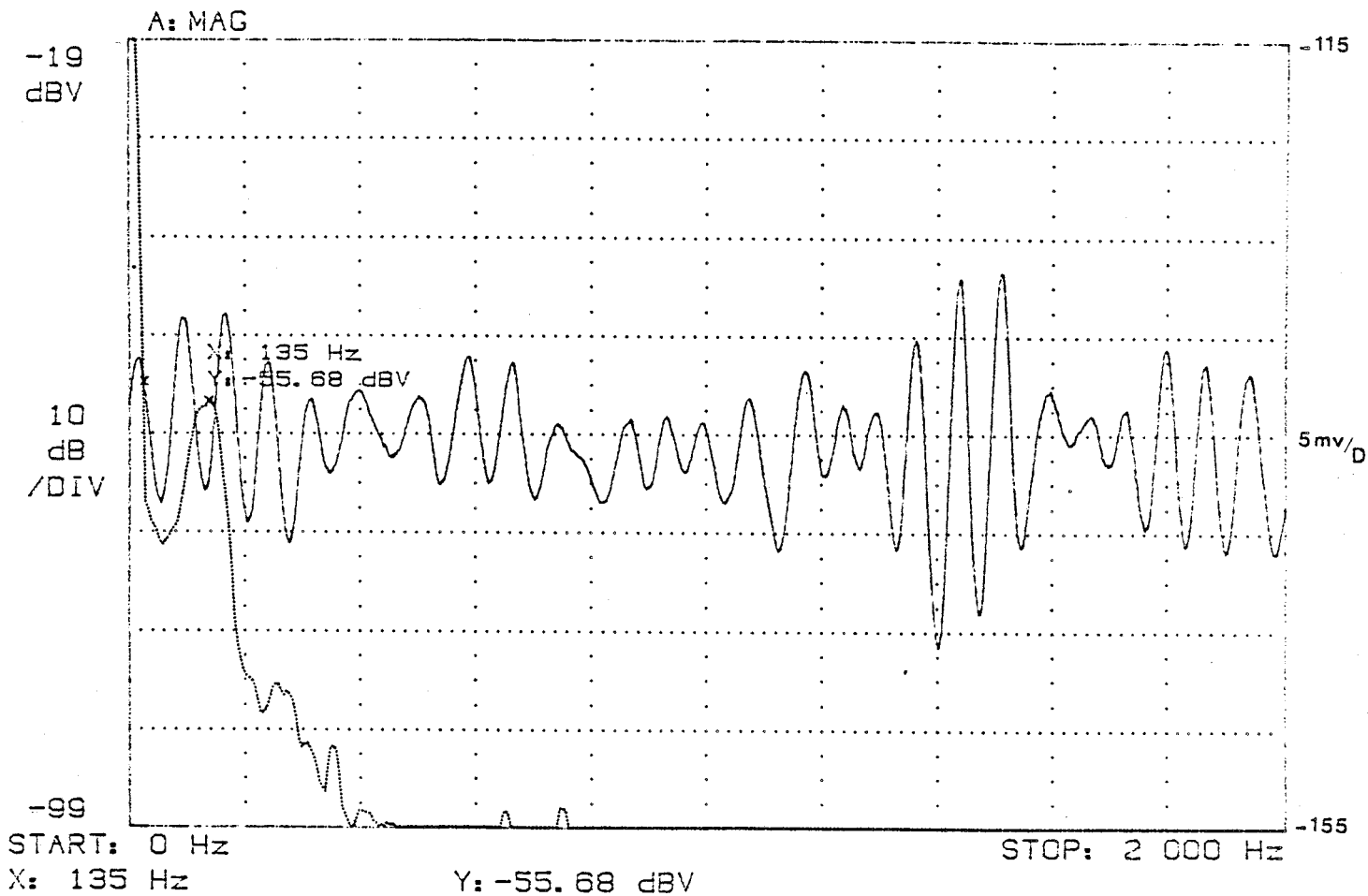
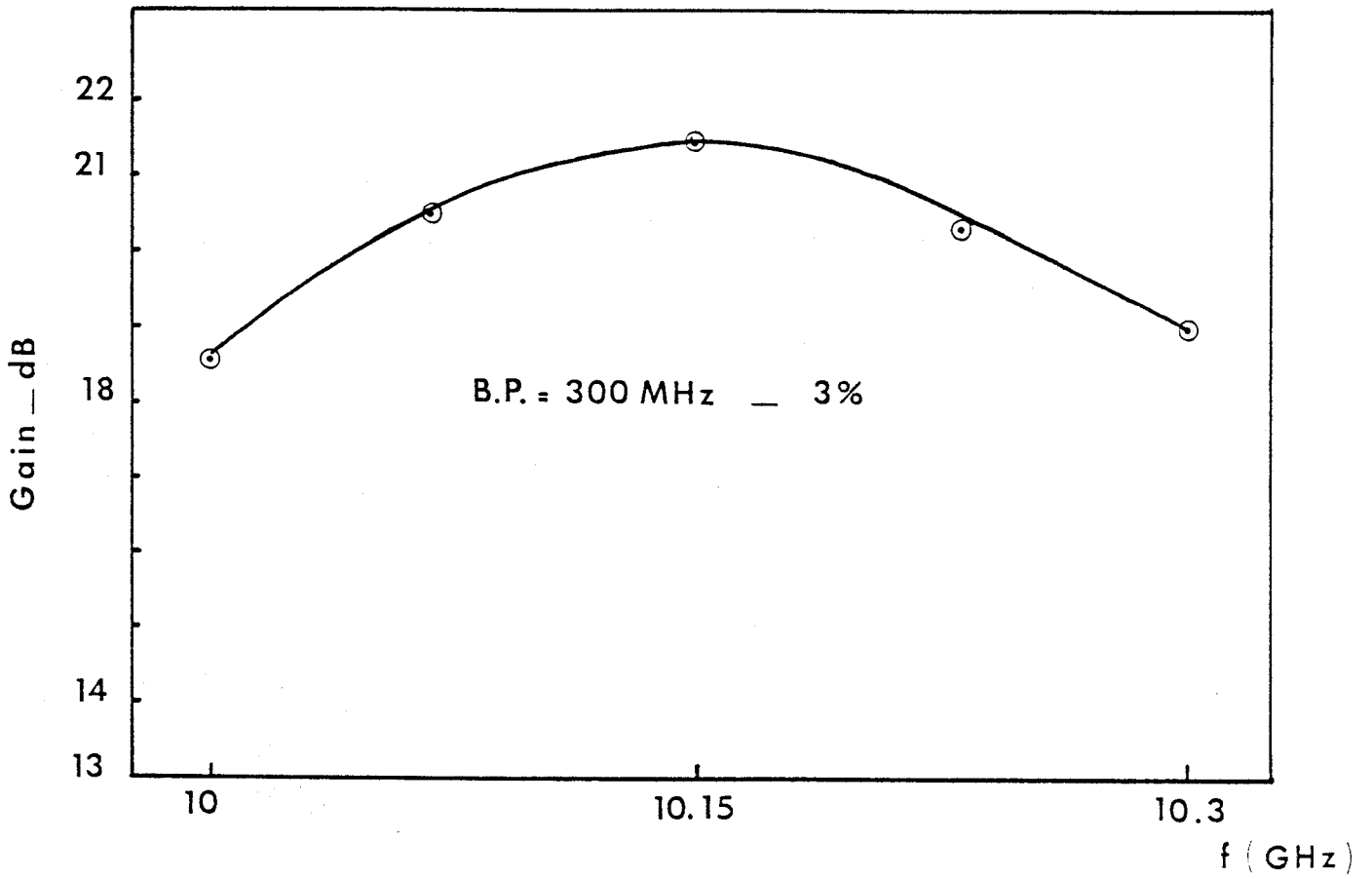


Figure 77

Antenne Rideau



Variation du Gain dans la B.P.

Figure 76



Antenne Rideau V = 6.25 m/s

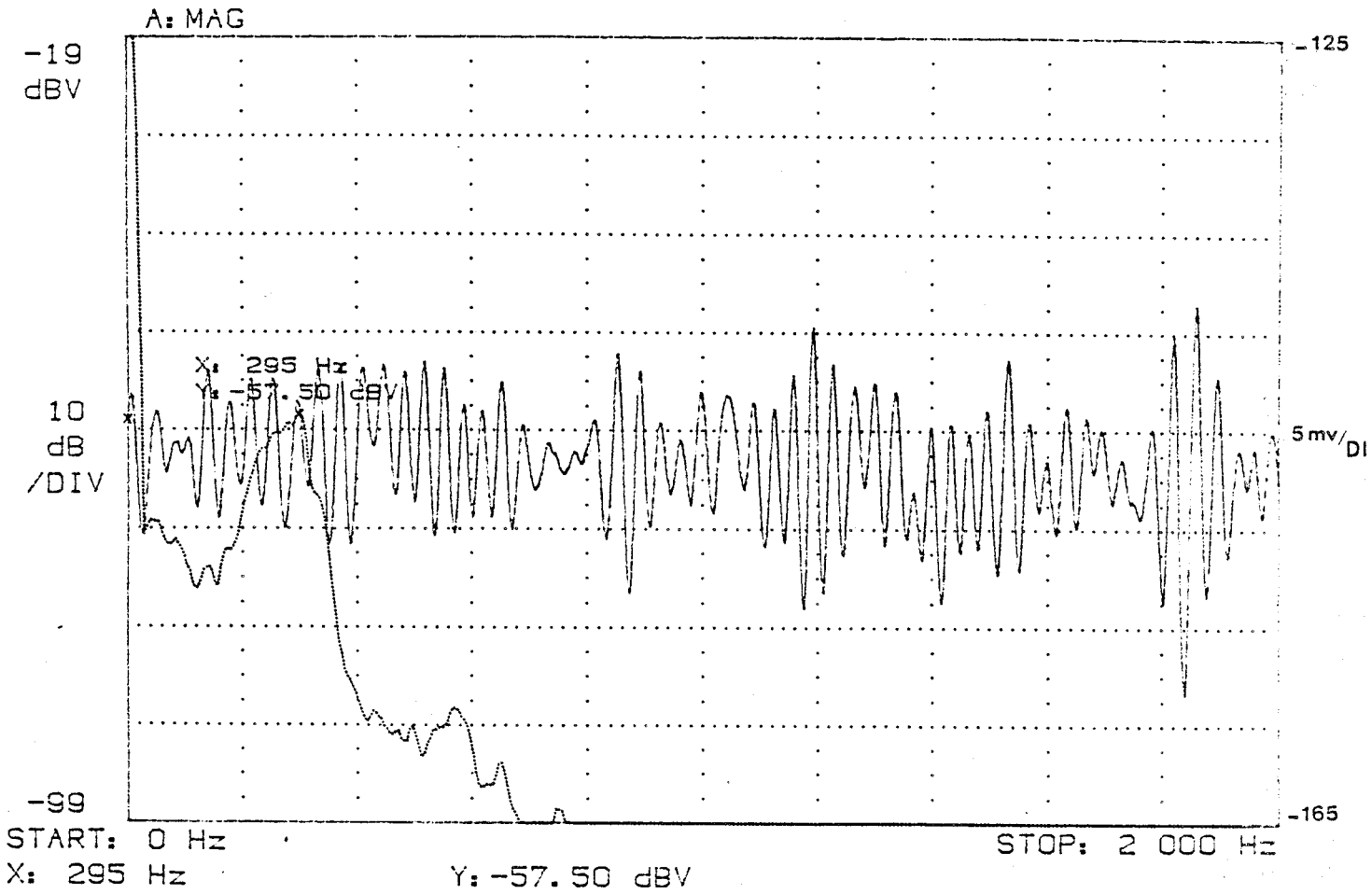


Figure 78



II.3. Performances de l'antenne rideau en terme de Signal Doppler :

La pureté spectrale du signal Doppler constitue une preuve de la capacité de l'antenne à produire un signal privilégiant une fréquence centrale proportionnelle à la vitesse. Le coefficient de qualité du diagramme spectral :

$$Q = \frac{f_D}{\Delta f_D} \quad 3-12$$

où Δf_D est la largeur à mi-hauteur, rend compte de la qualité du signal.

Nous avons relevé pour différentes vitesses du tapis de simulation routière, le signal Doppler dont l'amplitude est exprimée en mv et le spectre correspondant dont l'amplitude est exprimée en dBv, (figures 77,78 et 79) à l'aide d'un traceur relié à l'analyseur de spectre HP.3561A par bus HP.IB. Les courbes relevées sont le résultat d'un moyennage sur 256 prises d'échantillons. Au delà de ce moyennage, le spectre est quasiment stable et son maximum est bien figé.

La figure 77 montre le spectre du signal Doppler à la vitesse $v=2.90\text{m/s}$. Celui-ci est quasiment gaussien et est centré sur la fréquence $f_D=135\text{Hz}$ ce qui correspond à une vitesse $V_{\text{Dop}}=2.88\text{m/s}$ (la fréquence du signal d'émission étant 10GHz et sa puissance 10mw). La précision est donc meilleure que 1%. Le rapport signal sur bruit est de 15dB . Lorsque la vitesse augmente, la largeur spectrale augmente conformément à la relation 3-5 et l'allure générale reste bien gaussienne à quelques

Antenne Rideau

V = 8.9 m/s

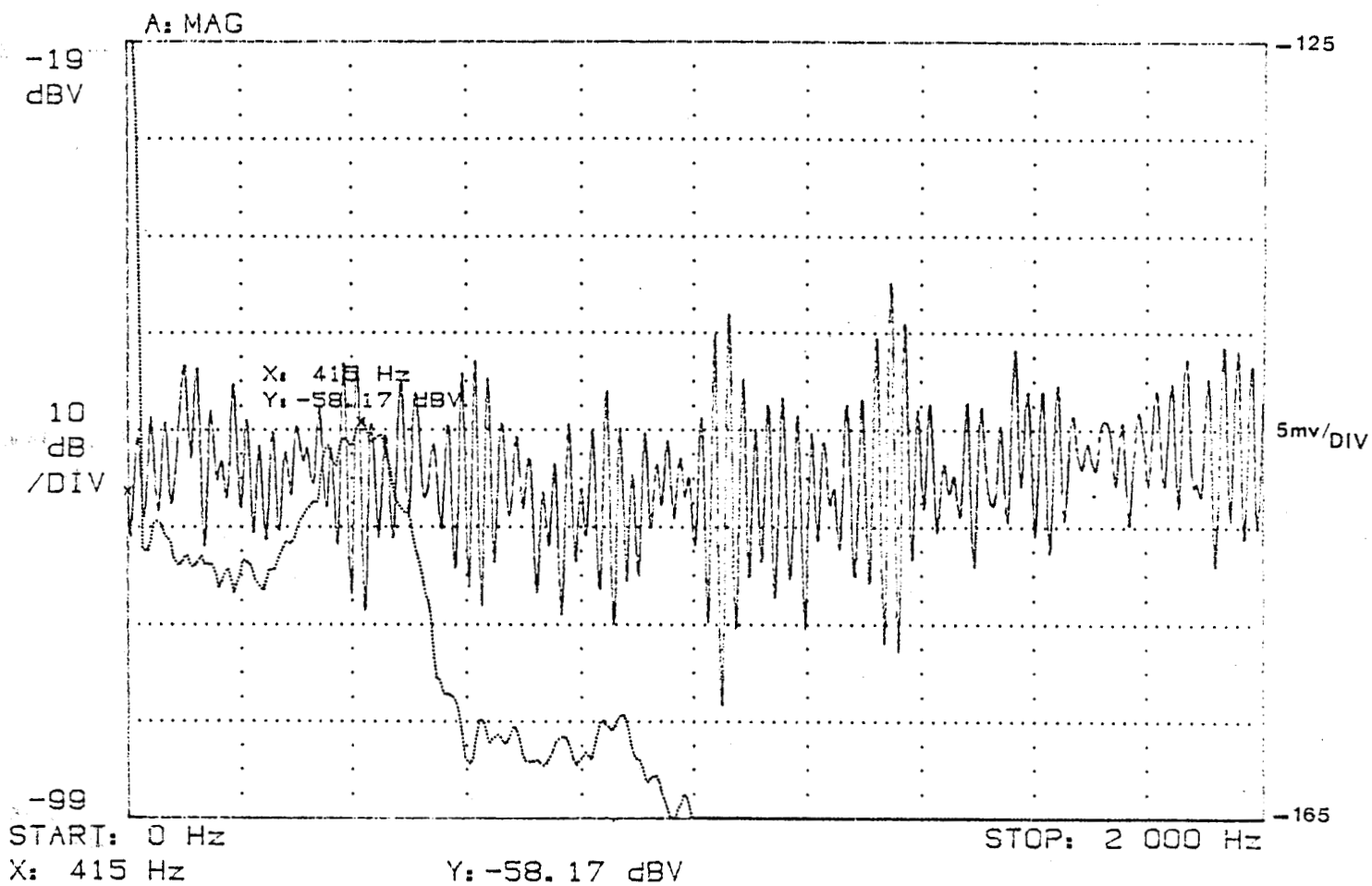


Figure 79



fentes d'un diamètre de 5mm sont réparties dans le sens du vecteur . vitesse de façon uniforme.

Le signal électrique élémentaire à la sortie du photorécepteur, qui résulte du transit d'un des points lumineux de la bordure du tapis est représenté par la figure 80 .

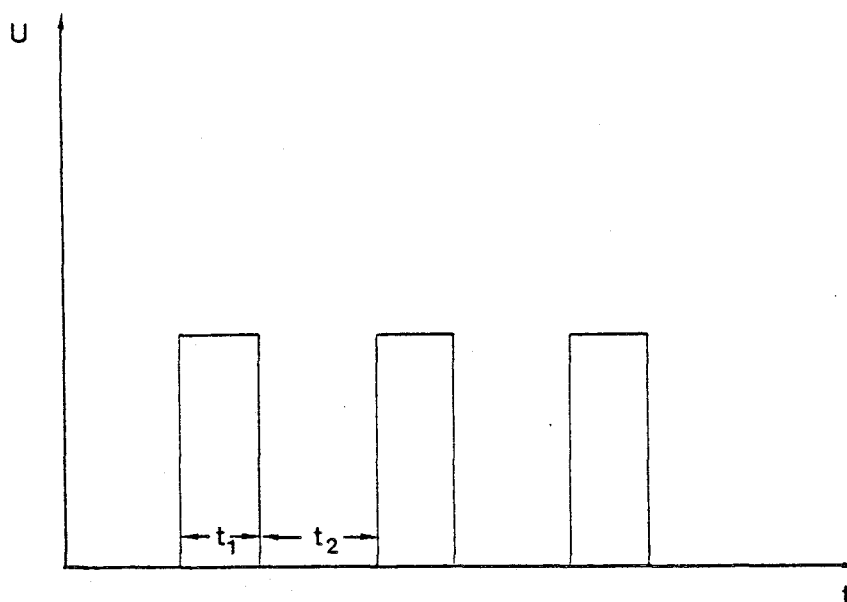


Figure 80

Le temps t_1 correspond au passage de l'image du point lumineux devant l'une des pentes du tapis tandis que le temps t_2 correspond à l'extinction c'est à dire au passage de l'image de ce même point devant l'espacement inter-fentes.

Le signal réel que l'on obtient à la sortie du photorécepteur, résulte de la somme d'un grand nombre de signaux de forme identique du signal élémentaire de la figure 80. Il dépend naturellement de la vitesse de défilement du tapis. Le couplage des impulsions ainsi générées permet de déterminer la fréquence du signal dont on déduit le module du vecteur vitesse.

fluctuations près. Celles-ci sont vraisemblablement dues aux oscillations verticales du tapis roulant [8].

Dans les trois cas de figures 77,78 et 79, nous vérifions bien la validité de la relation 3-8 ce qui justifie :

- D'une part, l'indépendance de la largeur spectrale par rapport à l'ouverture du lobe principal dans le plan E (θ_E).

- D'autre part, le caractère Gaussien du spectre est bien dû à l'augmentation de la surface irradiée.

III - COMPARAISON DES RESULTATS OBTENUS A CEUX OBTENUS A L'AIDE D'UN CAPTEUR OPTIQUE :

Le tapis de simulation routière est équipé d'un capteur optique. Il est constitué d'un émetteur de faisceau de lumière (infrarouge) et d'un photorécepteur dont le gap énergétique est adapté en terme de longueur d'onde. Ces deux composants sont disposés de part et d'autre de l'une des deux bordures du tapis, au niveau de laquelle des

COMPARAISON DES MESURES DE VITESSE

Capteur Optique — Capteur Doppler

Caractéristiques du Capteur Doppler :

Antenne Rideau (Structure Plaquée)

Inclinaison : 45° ($\Theta_H = 10^\circ$ — $\Theta_E = 80^\circ$)

Fréquence d'émission : 10 GHz

Vitesse Optiq	F. Doppler	V. Doppler	Variation relative
1.92 m/s	89.0625 Hz	1.89 m/s	1.5%
2.91 m/s	139.0625	2.95	1.3%
3.94 m/s	183.35	3.89	1.2%
4.99 m/s	235.9375	5.01	0.4%
6.04 m/s	287.5	6.10	1 %
7.04 m/s	332.8125	7.06	0.3%
8.03	371.875	7.89	1.7%

ECART MOYEN : 1.06 %

ECART MAXIMUM : 1.7 %

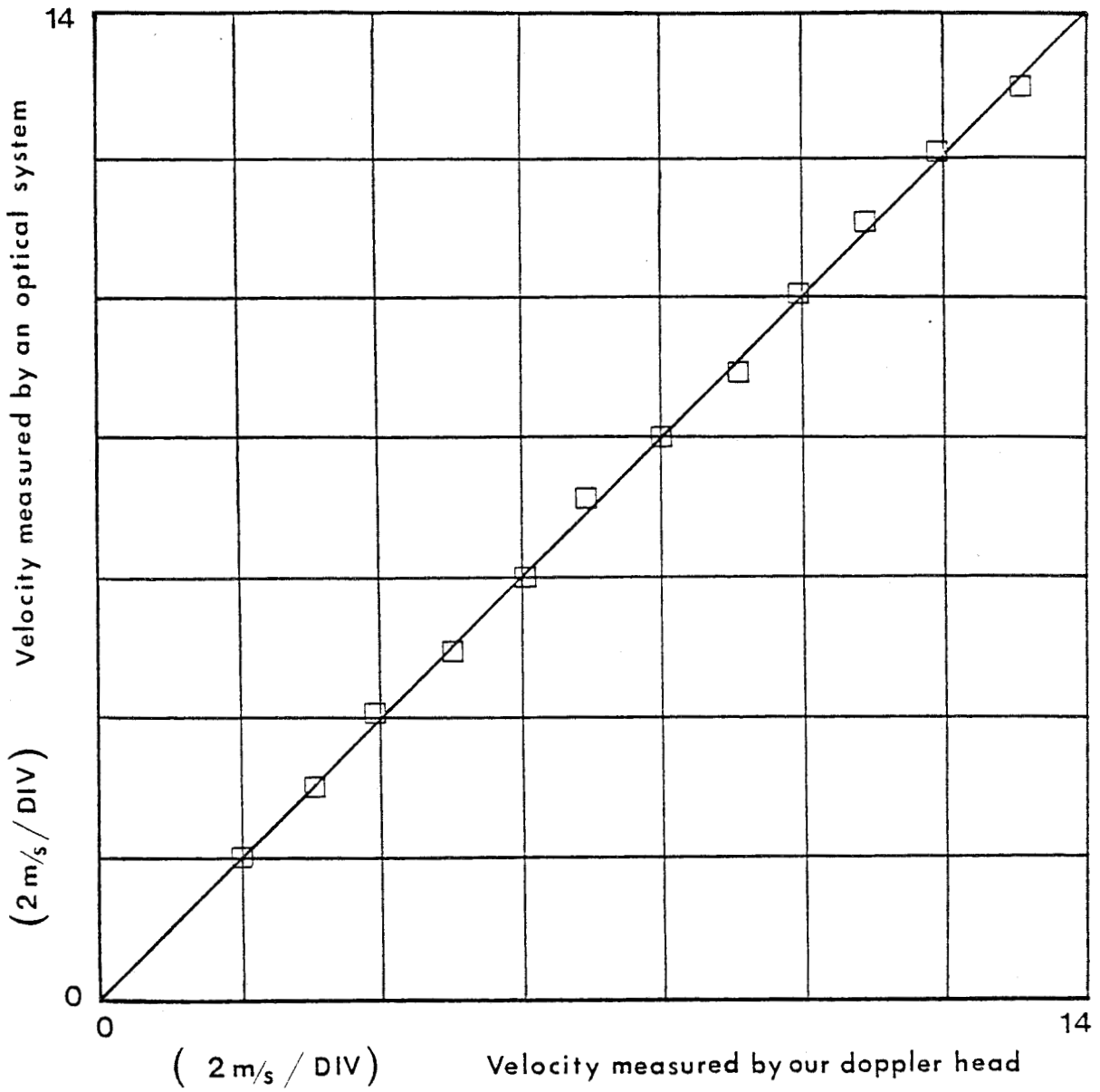


Figure 81

Sur le tableau ci-contre, nous confrontons les résultats de mesure de la vitesse par effet Doppler, en utilisant l'antenne rideau et dont la détermination repose sur le repérage du maximum du spectre du signal Doppler à ceux issus du capteur optique décrit ci-dessus.

La figure 81 récapitule ces résultats. On y remarque l'excellent accord entre ces deux modes de détermination de la vitesse du défilement du tapis. L'écart relatif moyen est meilleur que 1.1%.

CONCLUSION DE LA TROISIEME PARTIE :

L'antenne rideau améliore la sélectivité du spectre Doppler. Ceci résulte de l'augmentation du nombre de points participant à la rétrodiffusion par irradiation d'une bande de faible largeur, perpendiculaire au vecteur vitesse \vec{v} : l'incidence du signal microonde sur les surfaces rugueuses étant accompagnée d'une dispersion d'énergie comparable à la diffusion de Raileigh, l'antenne rideau à grande ouverture dans le plan E permet de récupérer une partie des signaux dont l'orientation du vecteur d'onde a été modifiée lors de la rétrodiffusion. Il en résulte alors un signal Doppler global dont le niveau moyen correspondant au maximum de son spectre, est plus important que celui recueilli avec une antenne directive dans les deux plans.

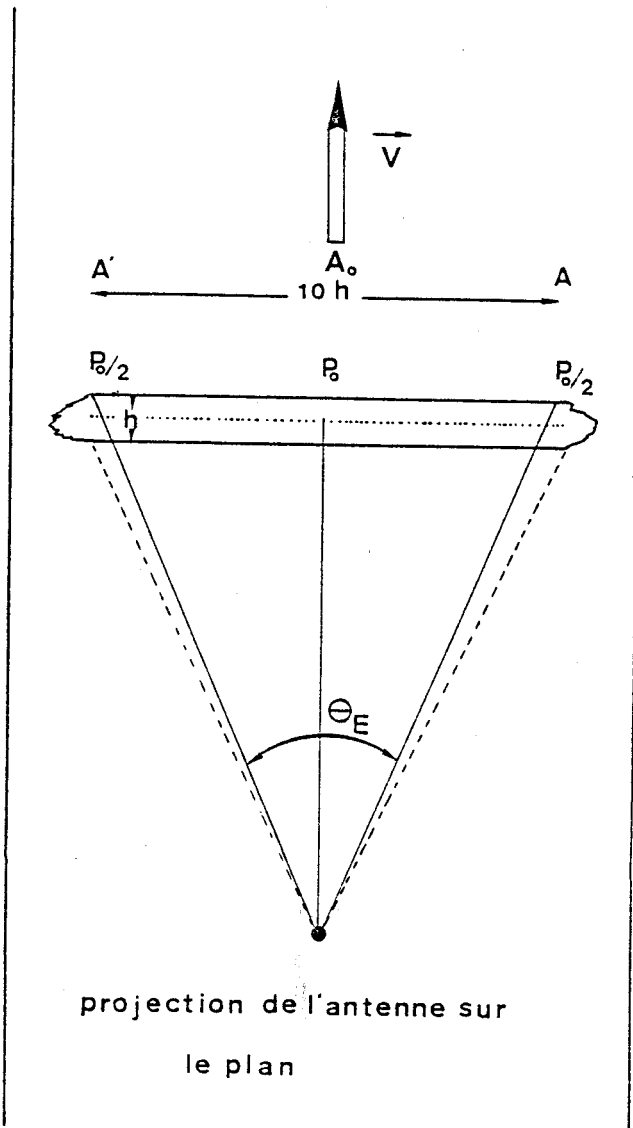


Figure 82



L'orientation de l'antenne par rapport au vecteur vitesse a une incidence de premier ordre sur la fréquence Doppler. Quant à la distance antenne-sol, elle intervient sur l'amplitude moyenne du signal. La position de l'émetteur doit être telle que la majeure partie de l'énergie microonde atteint une bande rectangulaire dont la longueur est au moins égale à 10 fois la largeur (figure 82) et qu'en plus la différence de marche entre le rayon portant le champ de puissance maximum (direction perpendiculaire au plan de l'antenne) et le rayon portant le champ de puissance moitiée. Soit de λ_0 et ceci pour une orientation θ donnée.

Les amplitudes de signaux issus de A_0 , A et A' s'ajoutent puisque la différence de phase est de 2π ceux issus des points situés dans les intervalles $[A_0, A]$ et $[A_0, A']$ ont une participation en terme d'amplitude plus faible, compte tenu de la différence de phase qui entraîne des termes du type $A_i \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \delta l\right)$ où λl est la différence de marche entre l'onde issue de A_0 et celle issue d'un point A_i .

Pour notre antenne, l'optimum se situe pour une distance antenne-sol voisine de 15 cm. Cette valeur entraîne une amplitude moyenne du signal Doppler, crête à crête de 10mV, en utilisant un signal microonde incident de puissance $P_0 = 10mW$.

BIBLIOGRAPHIE DE LA TROISIEME PARTIE :

- [1] J.P.DELGUTTE
"Etude et réalisation d'un cinémomètre à effet Doppler"
Mémoire CNAM. Lille le 4 Décembre 1980.
- [2] RONALD W.P.KING
"The wave Antenna for Transmission and Reception"
IEEE Transactions on Antennas and Propagation,
vol AP-31, N°6, Novembre 1983.
- [3] P.DELOOF
"Développement d'un cinémomètre à effet Doppler"
Rapport d'état d'avancement, Octobre 1984,
IRT- CRESTA- GRRT.
- [4] J.L.VATERKOWSKI, J.C.VAN de VELDE, J.P.DELGUTTE, G.ROGE.
"Cinémomètre à effet Doppler"
Rapport final CHS 1980.
- [5] J.R.JAMES, R.S.HALL, C.WOOD.
"Microstrip Antenna - Theory and Design"
Peter Perigrinus LTD - on the behalf of the institution of
electrical engineers.
- [6] R.E.MUNSON
"Conformal microstrip Antennas and microstrip phased arrays"
IEEE. Trans.on.Ant.and Prop. Janvier 1984.
- [7] G.DUMOULIN, F.DELBECQ
"Réalisation d'un cinémomètre à effet Doppler"
Rapport de stage ISEN. Juin 1986.

4^{ème} Partie

4ème PARTIE

INTEGRATION D'UNE TETE HYPERFREQUENCE DOPPLER

INTRODUCTION

Le cinémomètre à effet Doppler faisant l'objet de ce travail est destiné à être installé sur des véhicules terrestres (métro de type VAL, voitures particulières,...). Il doit permettre, grâce à une mesure sans contact, une détermination précise de la vitesse instantanée du véhicule indispensable à l'asservissement d'autres mécanismes intervenant dans les véhicules à fort taux d'automatisme.

Notre étude implique d'une part une réalisation aussi miniaturisée que possible de la partie hyperfréquence (source, antenne émission-réception, partie détection) et d'autre part que ce système soit réalisable à moindre coût en vue d'une large commercialisation.

Nous décrivons dans cette partie les différents éléments constituant la tête hyperfréquence fonctionnant à 10GHz ainsi que leurs caractéristiques physiques.

Compte tenu de l'avancement des études concernant l'oscillateur monolithique AsGa, il ne nous a pas été possible de l'intégrer sur la maquette finale. Celle-ci a par conséquent été munie d'une source hybride NEC délivrant une puissance de 10mW à 10GHz.

I - CARACTERISTIQUES DE L'OSCILLATEUR MICROONDES

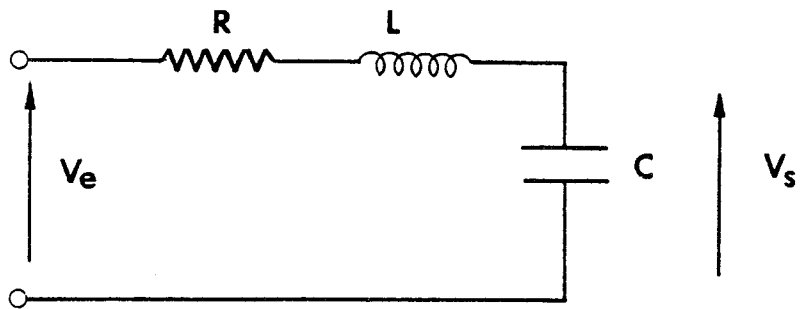
Les oscillateurs microondes sont des systèmes constitués d'éléments actifs et passifs, qui produisent un signal de sortie sans signal d'entrée. Le signal généré peut être sinusoïdal pur ou distordu selon le degré de linéarité de l'élément actif.

Les oscillateurs sinusoïdaux ou quasi sinusoïdaux constituent la base des sources hyperfréquences; de tels oscillateurs de par leurs applications sont caractérisés par des grandeurs électriques essentielles:

- La fréquence d'oscillation f_0 et son accordabilité Δf (aptitude de l'oscillateur à changer sa fréquence sous une action extérieure déterministe)

- La puissance délivrée P_0 et le rendement η (le rendement étant le rapport entre la puissance H.F délivrée et la puissance continue fournie à l'oscillateur)

- Le facteur de surtension associé Q (rend compte de la pureté spectrale de l'oscillation obtenue).



Figure_83 : Circuit RLC



- La stabilité de l'oscillation délivrée S (la stabilité étant l'amplitude de l'oscillateur à délivrer une onde à fréquence et amplitudes fixes quelle que soit l'amplitude d'une excitation aléatoire interne ou externe à celui-ci).

La pureté spectrale est caractérisée également par :

- Le bruit de modulation de fréquence (MF) ou de phase (MP).
- Le bruit de modulation d'amplitude (MA).
- La distorsion harmonique D_h (D_h est définie comme le rapport des amplitudes de tous les harmoniques de la fréquence d'oscillation ($\sum_{n=2}^{\infty} P(nfo)$) à l'amplitude du fondamental ($P(fo)$).

Considérons un circuit oscillant (figure 83) alimenté par une tension d'entrée V_e et intéressons nous à la tension de sortie présente aux bornes de la capacité.

La fonction de transfert de ce circuit en fonction de la variable de Laplace a pour expression :

$$T(p) = \frac{1}{LCp^2 + RCp + 1} = \frac{V_s(p)}{V_e(p)} \quad 4-1$$

ou encore :

$$T(p) = \frac{1}{\frac{p^2}{\omega_n^2} + 2\alpha \frac{p}{\omega_n} + 1} \quad 4-2$$

avec

$$\frac{1}{LC} = \omega_n^2 \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Lorsque le circuit est soumis à un échelon de tension d'amplitude E, la tension de sortie s'écrit :

$$V_s(p) = T(p) \cdot E(p) = \frac{E}{p \left[1 + p \frac{2\alpha}{\omega_n} + \frac{p^2}{\omega_n^2} \right]} \quad 4-3$$

et donc :

$$V_s(t) = \mathcal{L}^{-1} [V_s(p)]$$

où α représente l'opérateur transformée de Laplace.

Trois cas se présentent :

* $\alpha > 1$, l'équation présente des pôles réels, distincts et négatifs $V_s(t)$ est alors constituée par une partie constante et une partie exponentielle dont l'amplitude décroît avec le temps (solution aperiodique).

* Si $\alpha = 1$, l'équation présente alors des pôles confondus. Le régime est dit critique et la solution n'est communément oscillatoire.

* Si $\alpha < 1$, les pôles sont imaginaires, conjugués à partie réelle négative. La solution de l'équation a pour expression [1] :

$$V_s(t) = E - \frac{E}{\sqrt{1-\alpha^2}} e^{-\alpha\omega_n t} \sin(\omega_n \sqrt{1-\alpha^2} t + \phi) \quad 4-4$$

avec

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\sqrt{1-\alpha^2}}{\alpha}$$

Cette solution est oscillatoire amortie et formée d'oscillations de pulsation $\omega_0 = \omega_n \sqrt{1 - \alpha^2}$ amorties par le terme exponentiel $e^{-\alpha \omega_n t}$. Elle est donc intéressante pour un oscillateur, en effet si α est nul, la solution est oscillatoire, sinusoïdale pure, de fréquence $\omega_n/2\pi$; or le seul moyen d'obtenir $\alpha = 0$ est d'avoir $R=0$.

Or R est toujours différent de zéro puisqu'ils existent toujours les pertes des circuits capacitifs et selfiques. Le seul moyen d'obtenir $R=0$ est de brancher aux bornes du circuit R,L,C, un circuit actif présentant, dans les conditions de polarisation définies (E) précédemment, une résistance négative R_{CA} , de valeur opposée à la résistance passive globale présente dans le circuit considéré. Alors, la fréquence d'oscillation sera égale à :

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

c'est à dire :

$$jL\omega = \frac{-1}{jC\omega}$$

Les conditions d'oscillation du système sont donc :

- ξ parties réelles des impédances = 0
- ξ parties imaginaires des impédances = 0.

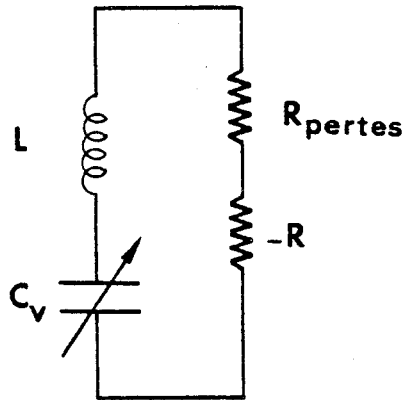


Figure 84 : Représentation des pertes d'un circuit oscillant



L'accordabilité de la fréquence de l'oscillateur peut être obtenue en agissant :

- Soit sur l'élément selfique
- Soit sur l'élément capacitif (la diode varactor est un composant couramment employé dans la structure d'un Vco)

La résistance négative peut être obtenue, soit à partir de dipôles et généralement, c'est un phénomène physique intrinsèque au dispositif qui produit la résistance négative (figure 84), soit à partir d'un quadripôle ou d'un n pôles ($n > 4$) et la résistance négative est alors produite entre deux des bornes du circuit actif, par une combinaison adéquate d'impédances passives placées entre ses n bornes.

I.1. Technique hybride :

La technologie hybride consiste à utiliser des composants discrets sous forme de puces nues et à les monter par collage sur un substrat diélectrique sans perte; ces composants sont reliés entre eux par des lignes microrubans. Cette technique facile d'emploi présente cependant un inconvénient majeur lié aux interconnexions. En effet, celles-ci ramènent des selfs parasites et les métallisations des composants présentent une capacité non négligeable par rapport au plan de masse sur lequel ils sont montés. Ces éléments parasites introduisent des circuits résonnants indésirables, de plus, le circuit est généralement

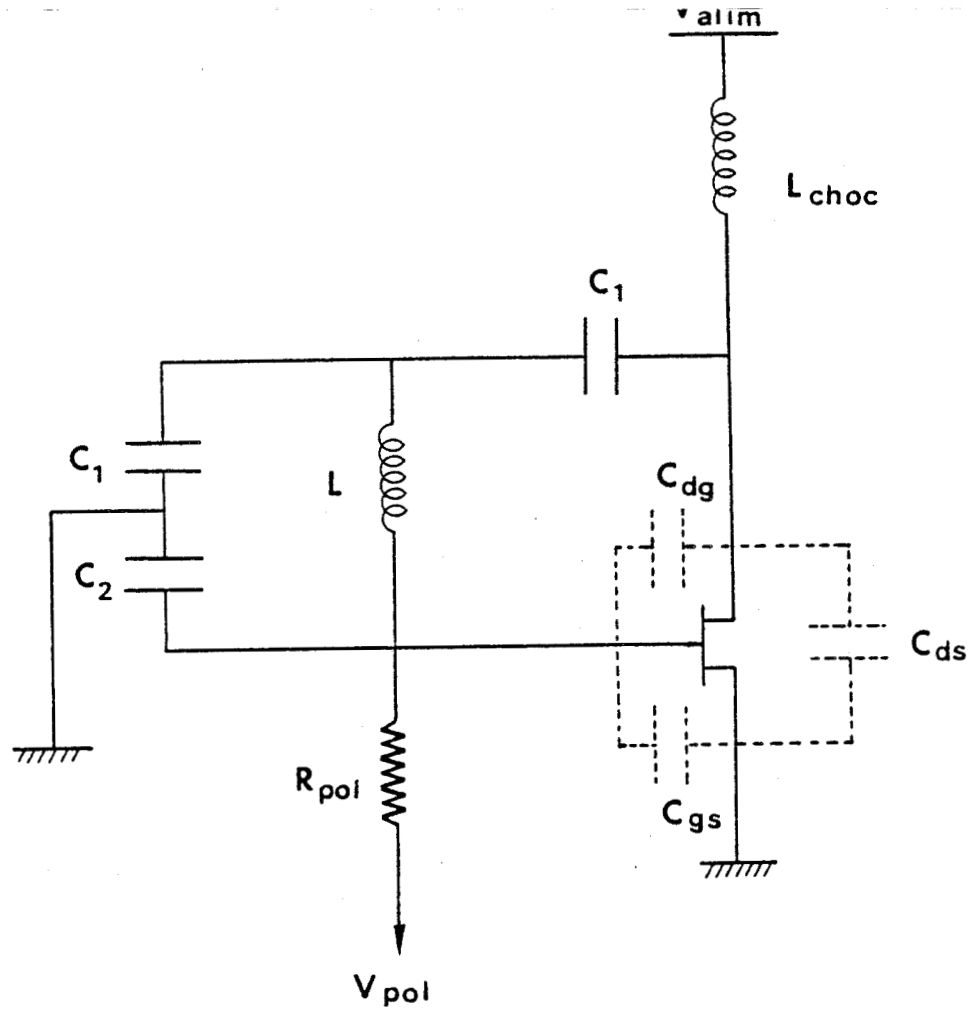


Figure 85 : Schéma classique de l'oscillateur de COLPITTS

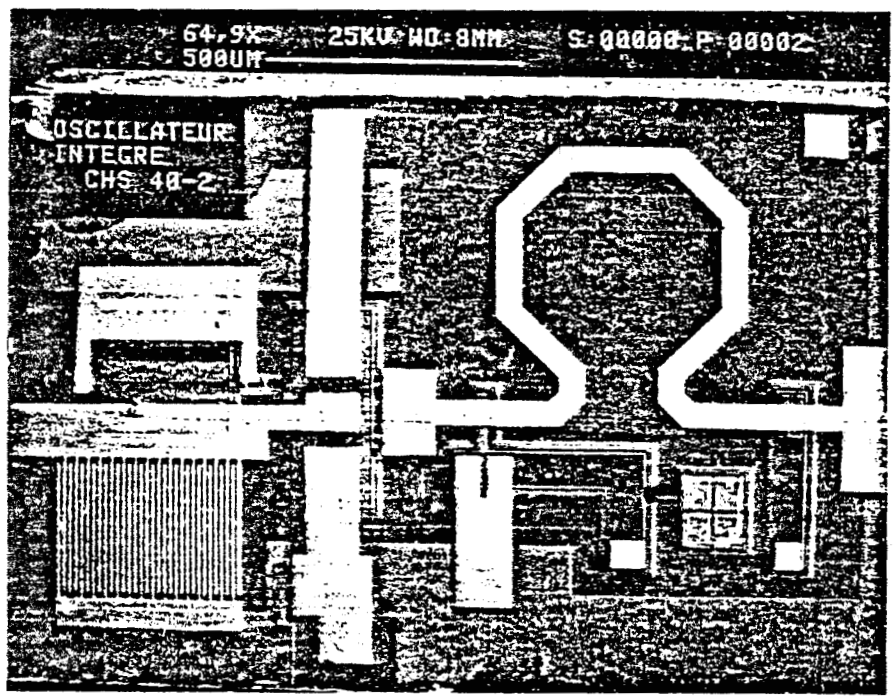


Figure 86 : Vue au microscope du circuit intégré réalisé au CHS

relativement encombrant. Ces faits justifient la tendance actuelle des recherches qui visent une intégration monolithique des systèmes oscillatoires.

I.2. Technique monolithique :

Le principe de conception de l'oscillateur bande X [2] monolithique sur GaAs a été guidé par le souci d'obtenir une réalisation la plus simple possible de façon à obtenir d'une part une fiabilité maximale et d'autre part un moindre coût de réalisation.

Cet oscillateur dont la structure dérive de celle d'un colpitts (figure 85) utilise un seul transistor à effet de champ (TEC), monté drain à la masse; la sortie du signal hyperfréquence se faisant sur l'électrode de source du transistor.

La modélisation de l'oscillateur microonde et son optimisation ont été effectuées au moyen de logiciels de C.A.O. spécialisés (Touchstone). Les masques nécessaires à la réalisation du circuit intégré ont été dessinés au moyen d'un logiciel réalisé au laboratoire [3]. Le circuit complet de l'oscillateur, bien que relativement simple, nécessite dix niveaux de masques qui sont bien évidemment interdépendants lors de la réalisation technologique du circuit intégré.

Les différents essais relatifs à la réalisation de cet oscillateur VCo ont été effectués dans la centrale de technologie du CHS suivant les méthodes exposées dans le mémoire CNAM de F.MASCART [2].

La figure 86 montre une vue au microscope électronique du circuit réalisé, incluant d'une part l'oscillateur proprement dit et

d'autre part la diode Schottky, qui joue le rôle d'un capteur de température instantanée en vue d'une stabilisation fréquentielle [4].

Ce premier prototype d'oscillateur monolithique délivre une puissance d'environ 10mW à une fréquence voisine de 8GHz. Une nouvelle version optimisée pour fonctionner à 10GHz est actuellement en cours d'élaboration au laboratoire. Cet oscillateur pourra être implanté aisément sur une future maquette du cinémomètre.

II - SEPARATION DES ONDES :

La mesure de la période Doppler contenant l'information sur la vitesse doit être effectuée sur le signal rétrodiffusé par le sol. Il est donc indispensable de séparer le signal d'émission de celui de réception. Nous avons mis au point un système de deux coupleurs en cascade bande étroite permettant d'assurer quasiment la même fonction qu'un circulateur, un hexapôle non réciproque, basé sur la polarisation de l'onde à l'aide d'une ferrite fortement aimantée.

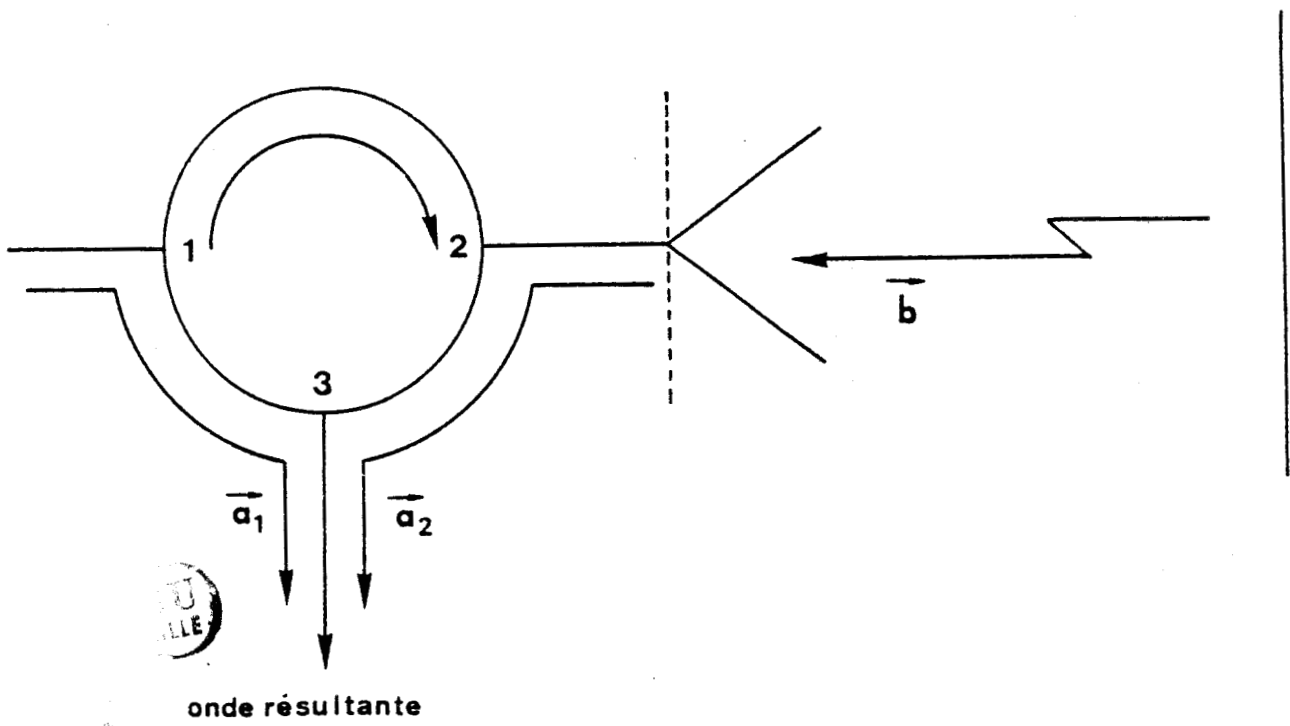


Figure 87 : Composition des ondes dans le circulateur

II.1. Système à circulateur :

Dans notre application, le circulateur permet de transférer l'énergie hyperfréquence à l'antenne et de récupérer le signal rétrodiffusé qui est envoyé ensuite sur le détecteur afin d'en extraire la composante basse fréquence utile (figure 87).

En réalité, le circulateur n'est pas parfait. Il existe un couplage entre les portes 1 et 3 et l'antenne présente une désadaptation. Il en résulte que l'onde recueillie en 3 que nous appelons onde résultante se compose de trois composantes de même fréquence [5] :

- L'onde réfléchie par l'obstacle mobile (\vec{b})
- L'onde de désadaptation de l'antenne (\vec{a}_2)
- L'onde due à la directivité du circulateur (\vec{a}_1)

d'où l'expression du signal résultant :

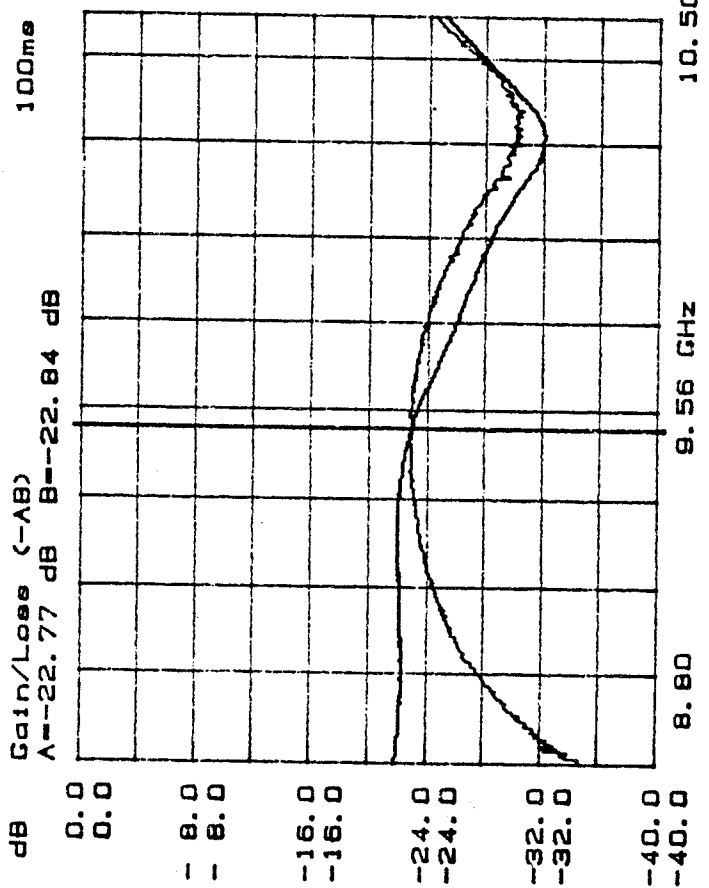
$$\vec{S} = \vec{b} + \vec{a}_1 + \vec{a}_2 = \vec{b} + \vec{a} \quad 4-5$$

où \vec{b} est le vecteur utile contenant l'information sur la vitesse et \vec{a} est un vecteur parasite.

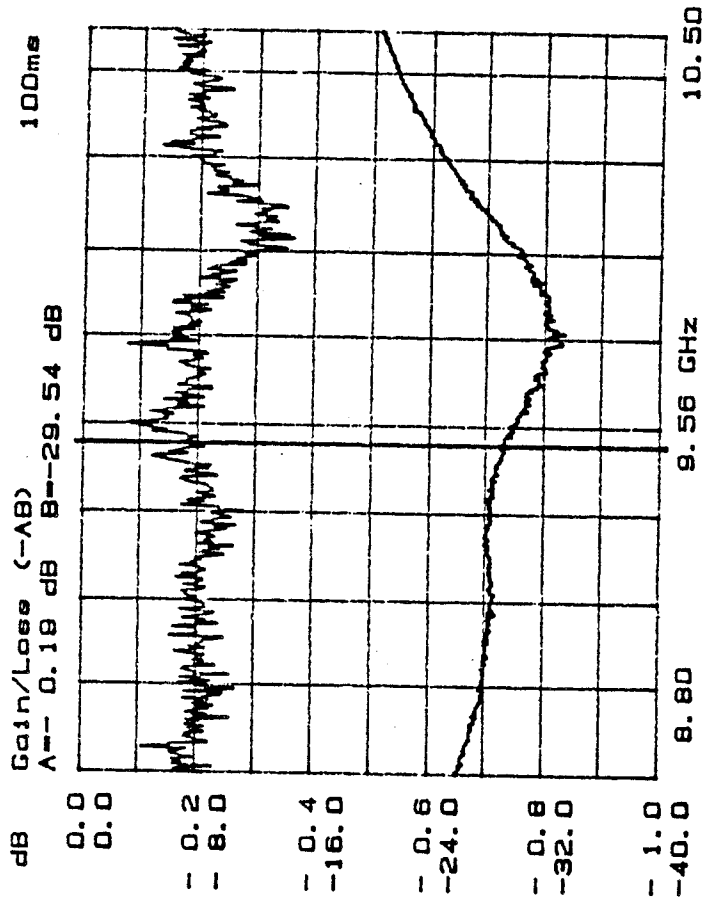
Compte tenu de la destination du signal représenté par le vecteur \vec{S} , le vecteur parasite \vec{a} n'aura pas d'influence néfaste sur la détection, en ce sens qu'il se traduira par une composante continue sur laquelle se superposera la composante basse fréquence due à la détection du signal utile \vec{b} .



CH A: ISOLATION port 3/2
CH B: V.S.W.R. port 3



CH A: INSERTION LOSS port 3/1
CH B: V.S.W.R. port 3



Figures 88-89 : Caractéristiques du circulateur utilisé

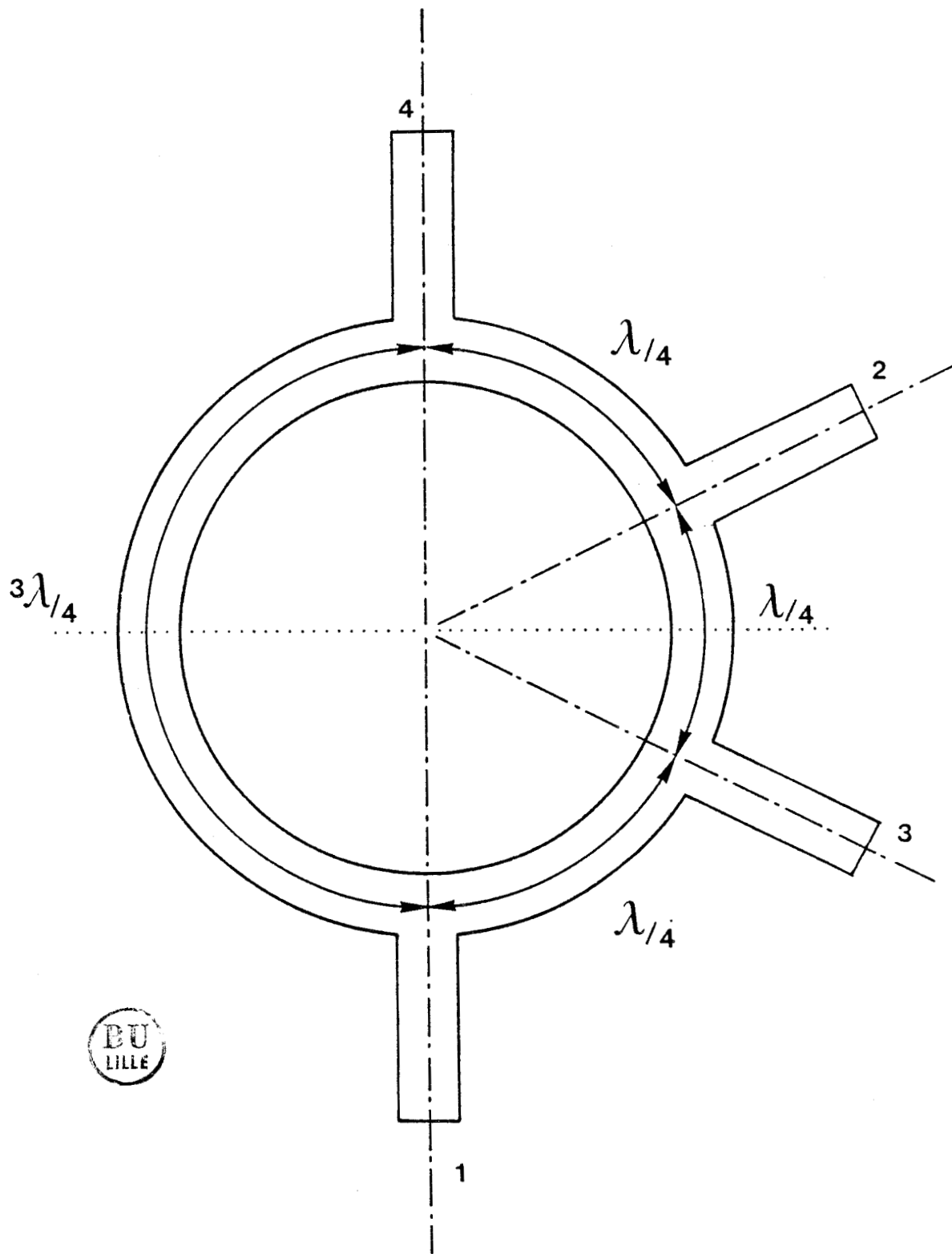
Le circulateur que nous avons utilisé est un composant fabriqué par la firme FOREM, dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Gamme de fréquence : 8.8 - 10.5 GHz
- Isolation ≥ 20 dB
- Pertes d'insertion ≥ 0.4 dB
- TOS ≤ 1.3
- Gamme de température - 60° , 100°C
(à 95% humidité relative).

Les figures 88 et 89 montrent les pertes du signal entre les divers pôles du circulateur.

L'encombrement global du système est de $(8.9 \times 10.2 \times 0.635)$ mm³ les trois ports présentent l'impédance 50 Ω sur toute la bande de fréquence précédemment mentionnée.

L'inconvénient d'un tel composant au niveau de l'intégration de l'ensemble de la partie hyperfréquence autour de l'antenne est celui de son implantation. En effet, il est nécessaire de percer le DUROID de façon précise afin d'aligner correctement le plan de masse du circulateur avec celui de l'antenne. Par ailleurs, les ports du circulateur doivent être reliés à ceux de la source, de l'antenne et du détecteur par des points de celle conductrice dont nous n'avons su chiffrer ni la perturbation du signal en terme d'atténuation ni la robustesse aux vibrations mécaniques. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes penchés sur la réalisation d'un séparateur d'ondes gravé sur le même substrat diélectrique.



Figure_90 : Anneau hybride ou rat-race

I.2. Système à rat -race plus coupleur de proximité :

L'anneau hybride ou rat -race est un coupleur à embranchement dit à fort couplage. C'est une ligne microruban fermée en anneau à quatre accès identiques distribués de façon à avoir un plan de symétrie (figure 90). L'octopôle ainsi formé possède un plan de symétrie de trace AA'. A partir de la théorie des octopôles on peut en déduire la matrice de répétition S. On rappelle que :

$$(b_i) = [S] (a_i) \quad \text{avec } i = 1,2,3,4$$

(a_i) : énergie électromagnétique incidente sur le port i

(b_i) : énergie électromagnétique réfléchi au niveau du port i.

On a donc pour la configuration du schéma :

- Energie sur voie 1
- Les ports 1,2,3,4 adaptés
- Voie 2 isolée

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Pour que les voies 1 et 2 soient isolées (condition $S_{12}=0$), il faut que le déphasage entre les deux voies soit égal à π ; on en déduit que la longueur électrique θ de l'anneau entre les voies 1 et 2 est $\lambda_g/2$ (où λ_g est la longueur d'onde guidée).

Les signaux de sortie sur les voies 3 et 4 présentent un déphasage égal à π . On en déduit de même que la longueur d'onde électrique θ entre les voies 3 et 4 est $\lambda_g/2$.

La symétrie du système impose que les longueurs électriques entre les accès 1-3; 3-2; 2-4 soient égales.

On en déduit alors :

$$\theta_{1-3} = \theta_{3-2} = \theta_{2-4} = \lambda_g/4$$

la longueur totale de l'anneau est alors de $3\lambda_g/2$.

L'impédance caractéristique de la ligne formant l'anneau est Z_0 2. Si les ports d'accès de l'octopôle sont tous normalisés à $Z_{co} = 50 \Omega$, l'impédance de la ligne formant l'anneau sera alors 70.7Ω .

Dans notre application, on peut utiliser le rat -race comme circulateur.

On dispose donc d'un coupleur à quatre accès. Nous allons étudier la répartition des signaux sur chacun des accès dont les conditions d'utilisation du cinémomètre, à savoir :

- Sur la voie (1) se trouve placé une source hyperfréquence délivrant une puissance P_0 à la fréquence f_0 .
- La voie (4) ou voie directe alimente l'antenne rideau.

L'examen des signaux reçus sur les voies (3),(2),(1) et (4) donne :

- Sur la voie (4) : l'antenne reçoit la moitié de la puissance émise par la source. En réception, elle récupère le signal rétrodiffusé de niveau mille fois plus faible (dû au coefficient de rétrodiffusion d'environ -30dB lié à la granulosité du revêtement utilisé sur le tapis de simulation routière) que la puissance émise: soit P_r la puissance reçue.

- Sur la voie (3) : la voie couplée vis à vis du port (1) reçoit donc la moitié de la puissance incidente P_o .

- Sur la voie (2) : aucun signal provenant de (1) n'est transmis vers (2), d'autre part c'est la voie "directe" pour tout signal provenant de (4). On retrouve donc dans (2) une partie du signal rétrodiffusé soit

- Sur la voie (1) : on récupère une partie du signal rétrodiffusé soit $P_r/2$ puisque (4) se comporte comme voie directe compte tenu de la symétrie du système. Ce signal, de niveau très faible peut venir perturber la source, il suffira le cas échéant de placer un isolateur au niveau du port (1).

Le rat -race est parfaitement adapté à l'utilisation comme circulateur, on obtient sur les deux voies de sortie (2) et (3) les signaux incidents et rétrodiffusés. Il nous faut maintenant effectuer le mélange de ces signaux pour la détection

La figure 91 illustre la structure de base du coupleur de proximité. On supposera que les lignes microruban ont la même largeur W . Les grandeurs caractéristiques du coupleur sont :

- S : distance entre les deux lignes couplées.
- l : longueur de la région de couplage
- W : largeur des lignes couplées.

L'utilisation habituelle de ce type de coupleur est la répartition de la puissance vers les composants auxquels les signaux sont destinés.

Un coupleur de proximité est caractérisé par :

- Le coefficient de couplage à la fréquence de fonctionnement du système (exprimé en dB)
- La permittivité et l'épaisseur du substrat
- La largeur de bande par rapport à la fréquence centrale
- La directivité D .

En ce qui concerne notre application, nous donnons ci-dessus les éléments caractérisant notre coupleur de proximité, situé en aval du rat-race :

- Fréquence de travail : 10GHz
- Substrat : $\epsilon_r = 2.33$ - $h = 0.79\text{mm}$ - $t = 10\mu$
- Longueur de la région de couplage : $\lambda_g/4$
- Largeur des lignes couplées (50Ω) : $w = 2.234\text{mm}$
- Largeur de la région de couplage (-20dB). $S = 1.22\text{mm}$

La répartition en puissance des signaux source et rétrodiffusé au niveau du coupleur est schématisée par la figure suivante :

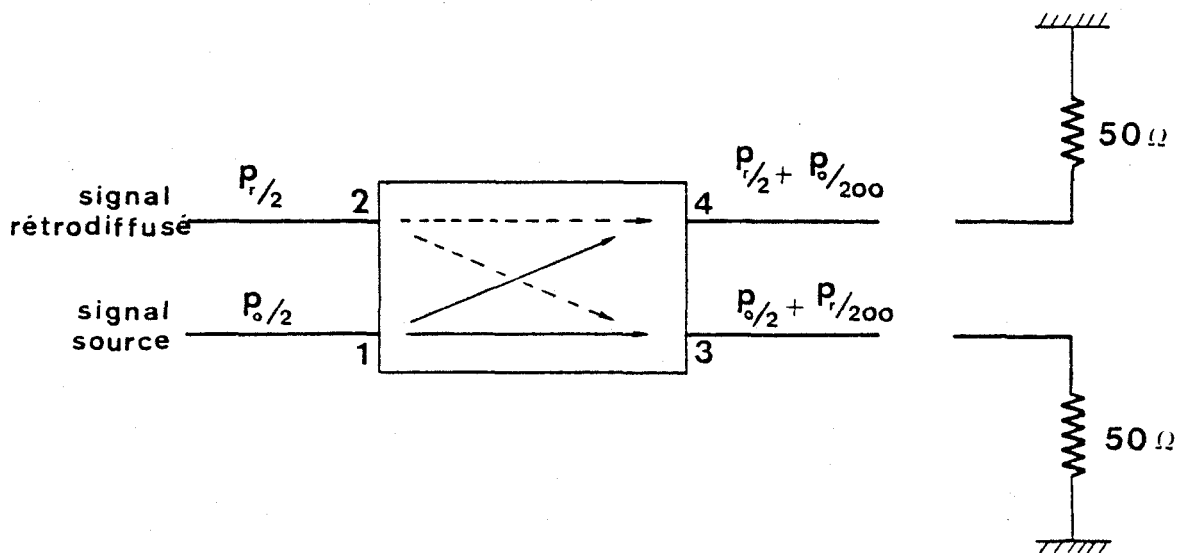


Figure 92 : Répartition des signaux dans le coupleur de proximité

via le rat -race.

P_r : puissance du signal rétrodiffusé reçu par l'antenne.



On recueille sur les voies 3 et 4 les signaux résultant du mélange des signaux d'entrée.

Le signal sur la voie 4 porte l'information sur la vitesse qu'il faut extraire moyennant une diode de détection d'amplitude.

Le signal sur la voie 3 sera dissipé dans une charge adaptée 50Ω réalisée en technologie couche mince au laboratoire; elle est réalisée sur un substrat en verre par les techniques photolithographiques classiques. La partie résistive est obtenue par le dépôt d'un entectique Nickel-chrome. Les plots de contact sont réalisés grâce à un dépôt d'Or. La résistance présentée par ce type de composant est $120\Omega/$.

Le système que nous avons ainsi mis au point (rat -race plus coupleur de proximité) semble parfaitement adapté à l'aiguillage des ondes d'émission et celles de réception pour notre application.

Le mélange entre le signal source et le signal rétrodiffusé issus de sorties du rat -race est parfaitement réalisé par le coupleur dit de proximité.

III - DETECTEUR ET CIRCUIT D'ADAPTATION :

Détecter un signal microondes consiste à obtenir à l'aide d'un dispositif approprié, une tension continue dont l'amplitude est fonction de celle du signal H.F.

Le circuit schématisé sur la figure suivante est susceptible de remplir ce rôle.

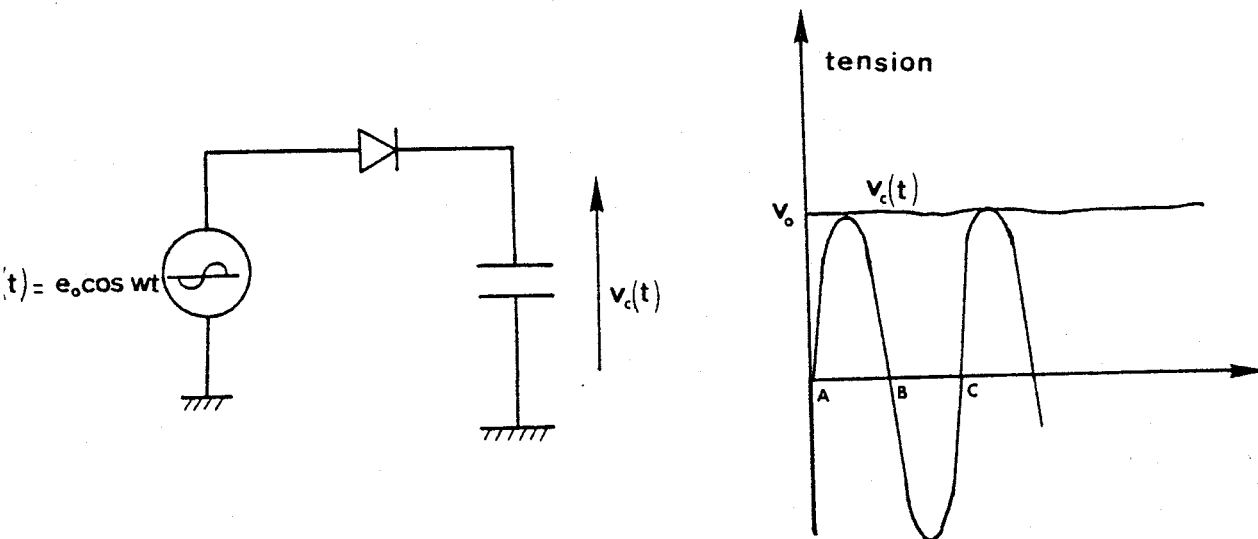


Figure 93 : Principe de détection

On distingue sur ce circuit trois éléments en série, dont un générateur de tension qui peut en pratique représenter par exemple le signal délivré par une antenne. Ce générateur est relié à une diode Schottky. Le circuit se referme enfin sur un condensateur de valeur C.

Lorsque $e(t)$ décrit le cycle AB, la diode est polarisée en direct. Elle est donc parcourue par un courant I_D élevé et présente par conséquent une résistance dynamique r_d très faible. Le condensateur se charge à travers r_d presque instantanément (la constante de temps $r_d C \ll \tau$) à la tension e_0 .

Par contre, au cours du cycle BC, la diode se trouve polarisée en inverse et présente une résistance dynamique très grande voire infinie. Le condensateur ne peut donc se décharger pendant la durée de ce cycle (constante de temps $r_d C$ infinie) et reste donc chargé à une tension proche de e_0 . On doit donc en conclure que la tension aux bornes du condensateur reste sensiblement constante : une tension continue d'amplitude moyenne V apparaît aux bornes de C ($V_0 \sim e_0$).

En posant $V_c(t) = V_0$ et $V(t) = V_0 + e_0 \cos \omega t$ la tension aux bornes de la diode, le courant moyen circulant dans la diode s'écrit :

$$\langle i_d \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T I_s \left[\exp \left(\frac{V_0 + e_0 \cos \omega t}{n U_T} \right) - 1 \right] dt \quad 4-6$$

avec

$$\langle i_d \rangle = I_s \left[e^{\frac{V_0}{n U_T}} J \left(\frac{e_0}{n U_T} \right) - 1 \right] = I_D \quad 4-7$$

I_D : courant circulant du métal vers le semiconducteur

U_T : potentiel thermodynamique

n : facteur d'idéalité de la diode

I_s : courant de saturation de la diode.

$J\left(\frac{e_0}{nU_T}\right)$: fonction de Bessel modifiée du 1er ordre définie par :

$$J\left(\frac{e_0}{nU_T}\right) = \frac{1}{T} \int_0^T e^{\frac{e_0 \cos \omega t}{nU_T}} dt \quad 4-8$$

En régime permanent, lorsque C est chargé, $\langle i_d \rangle$ reste nul et d'après 4-7 :

$$\Rightarrow V_0 = e_0 - \frac{nU_T}{2} J_1\left(2\pi \frac{e_0}{nU_T}\right) \quad 4-9$$

La fonction J étant tabulée, on peut ainsi calculer V_0 pour toute valeur de e_0 . Deux cas particuliers méritent d'être considérés :

▲ $\frac{e_0}{nU_T} \ll 1$ (amplitude H.F. faible)

$$\Rightarrow J\left(\frac{e_0}{nU_T}\right) = 1 + \left(\frac{e_0}{2nU_T}\right)^2 \quad 4-10$$

$$V_0 \approx \frac{e_0^2}{4nU_T} \quad 4-11$$

La tension continue aux bornes du condensateur est donc dans ce cas proportionnelle au carré de l'amplitude du signal H.F. Le détecteur est dit quadratique. Ce régime de fonctionnement est celui habituellement utilisé :

$$\triangle \quad \frac{e_0}{nU_T} > 1$$

$$J \left(\frac{e_0}{nU_T} \right) \approx \left(2\pi \frac{e_0}{nU_T} \right)^{-1/2} e^{\frac{e_0}{nU_T}} \quad 4-12$$

$$V_0 = e_0 - \frac{nU_T}{2} \ln \left(2\pi \frac{e_0}{nU_T} \right) \quad 4-13$$

Les variations du second terme du second membre étant très faibles devant celles de e_0 , on peut considérer dans ce cas que V_0 et e_0 sont proportionnels.

La diode fonctionne en régime linéaire.

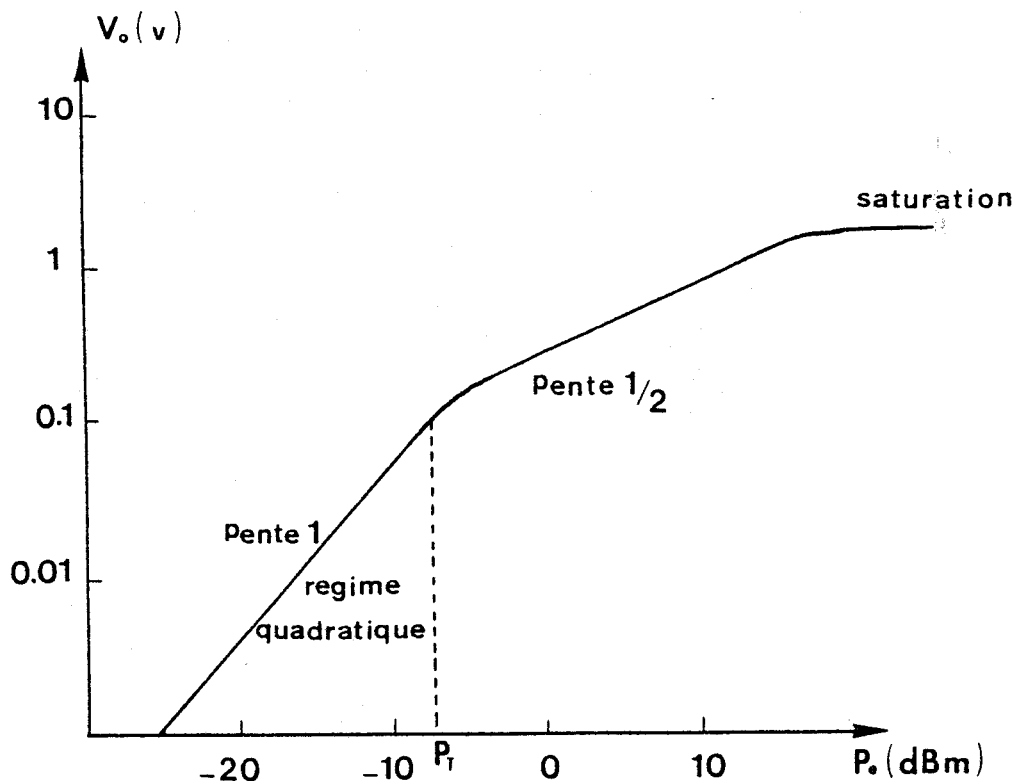


Figure 94

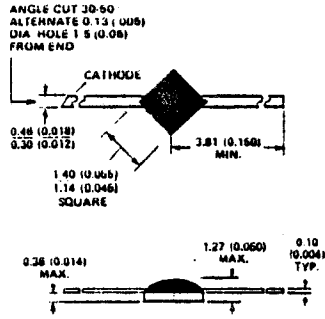


Figure 95

Outline C-2
 $C_p = 0.055 \text{ pF}$



$$\text{T.S.S. (dBm)} = 10 \log_{10} \frac{P_{e \text{ min}}}{10^{-1}} \quad 4 - 14$$

plus T.S.S. est faible, meilleure est l'aptitude de la diode à détecter de faibles signaux.

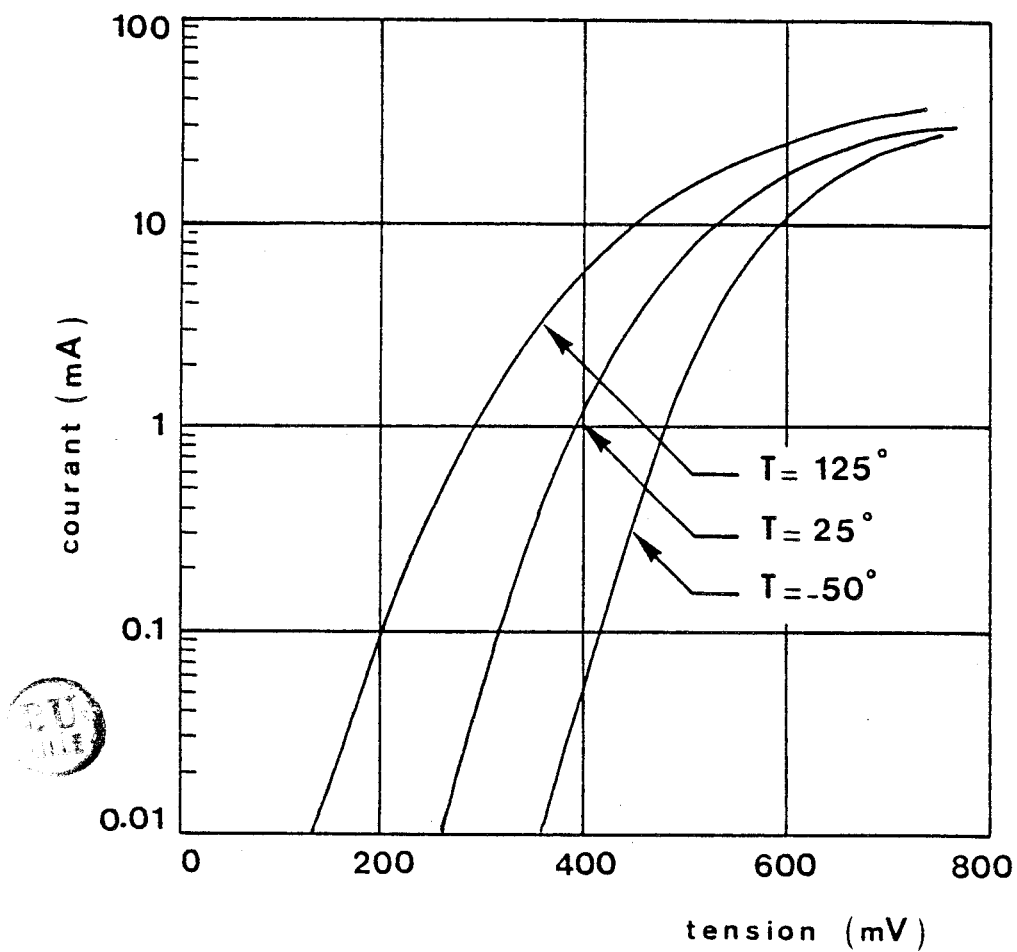
Une polarisation extérieure permet dans le cas de notre diode de réduire l'impédance de la diode et faciliter ainsi l'adaptation d'impédance.

III.1. Caractéristique du détecteur :

Le détecteur utilisé est une diode Schottky (HP 5082-2207) dite "Beam-Lead" encapsulée et munie de deux strip anode et cathode (figure 95).

Les figures 96 et 97 montrent les caractéristiques statiques et dynamiques d'une telle diode indispensables à la réalisation du circuit d'adaptation.

Le schéma équivalent est également donné par le constructeur.



Figure_96 : Caractéristiques statiques de la diode utilisé (HP.5082-2207)

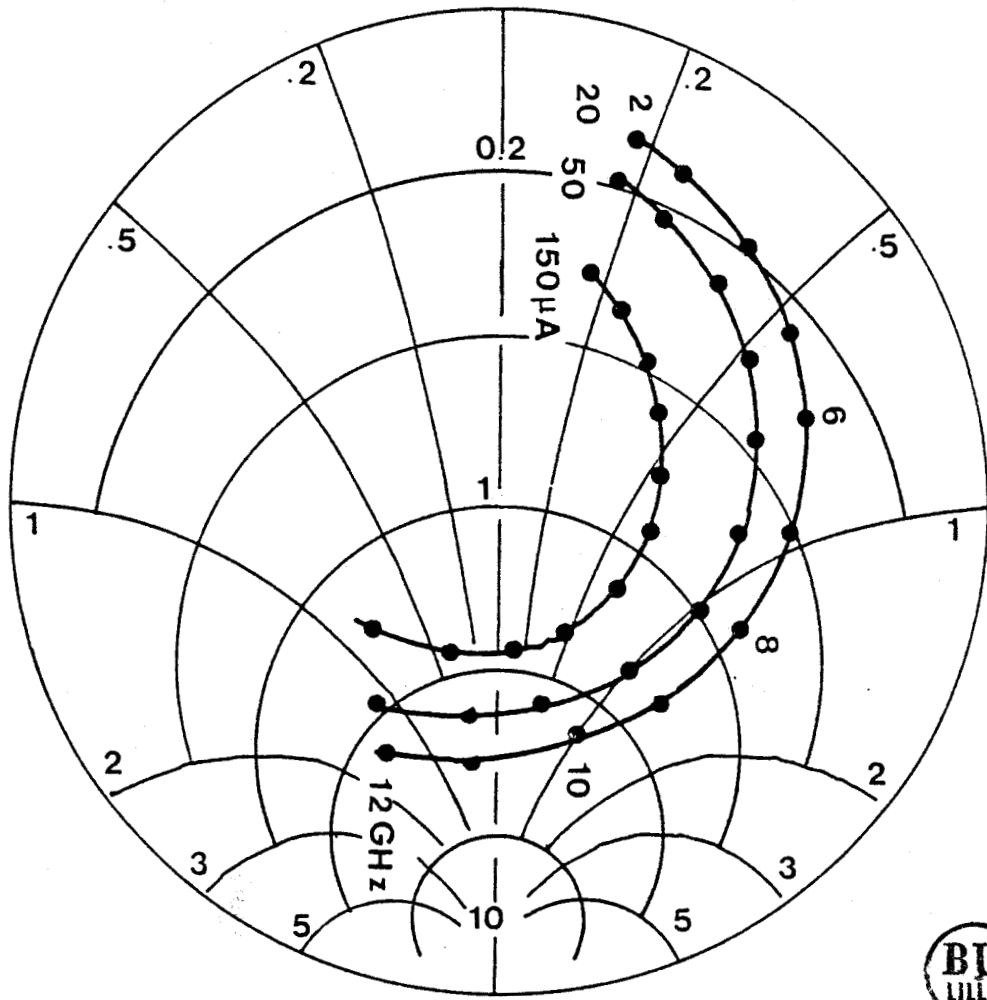
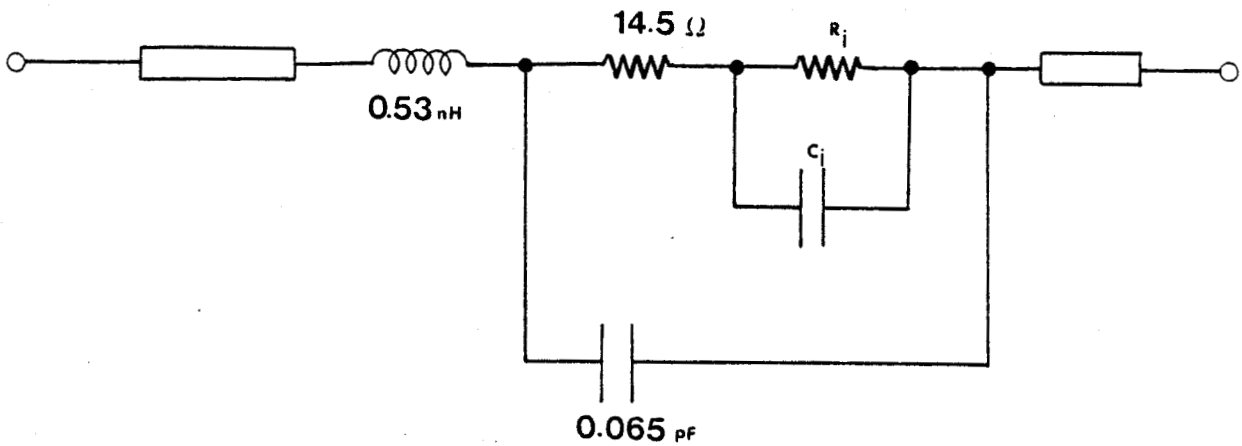


Figure 97 : Caractéristiques dynamiques de la diode



Figure_98 : Schéma équivalent de la diode

$R_j = 421$
 $C_j = 0.195 \text{ pF}$ } → avec $i_{\text{pol}} = 20 \mu\text{A}$
T.S.S. ($f_0 = 10 \text{ GHz}$, $i_{\text{pol}} = 20 \mu\text{A}$) = - 54 dBm
sensibilité $S = 6.6 \text{ mV}/\mu\text{W}$.

III.2. Circuit de polarisation de la diode :

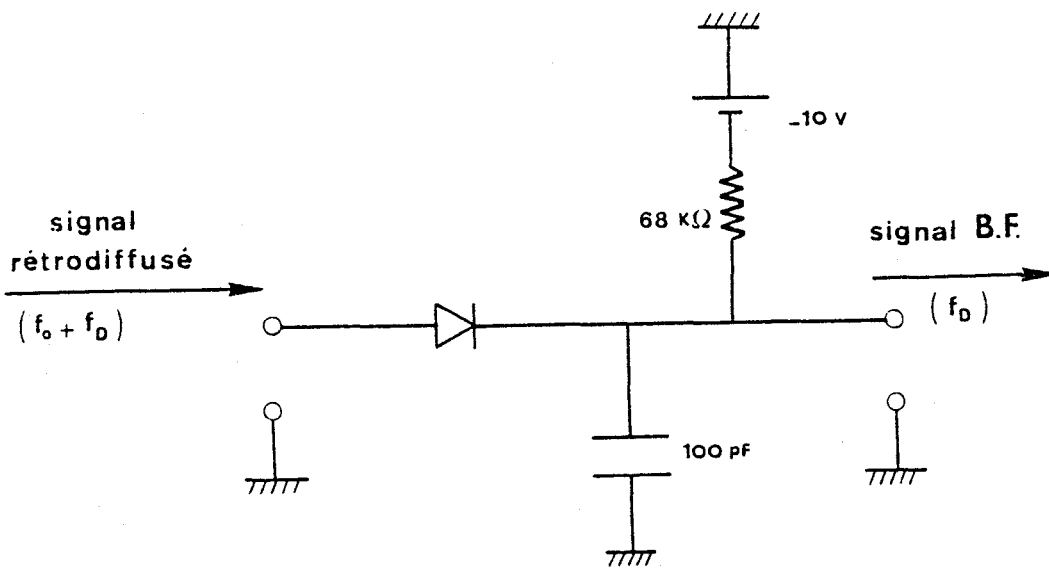
Compte tenu du niveau du signal rétrodiffusé à détecter (une dizaine de μW), la polarisation préalable de la diode est indispensable pour abaisser le potentiel thermodynamique de la jonction métal semiconducteur; ceci améliore la sensibilité tangentielle. La polarisation de la diode peut être faite de deux manières :

- En amont de la diode : on superpose au signal HF une

composante continue de telle sorte que le signal arrivant sur la diode soit de la forme $V = V_0 + e. \sin 2\pi ft.$

- En aval de la diode : on polarise la diode via une résistance de telle sorte qu'un courant suffisant parcourt la jonction. Cette méthode est plus simple.

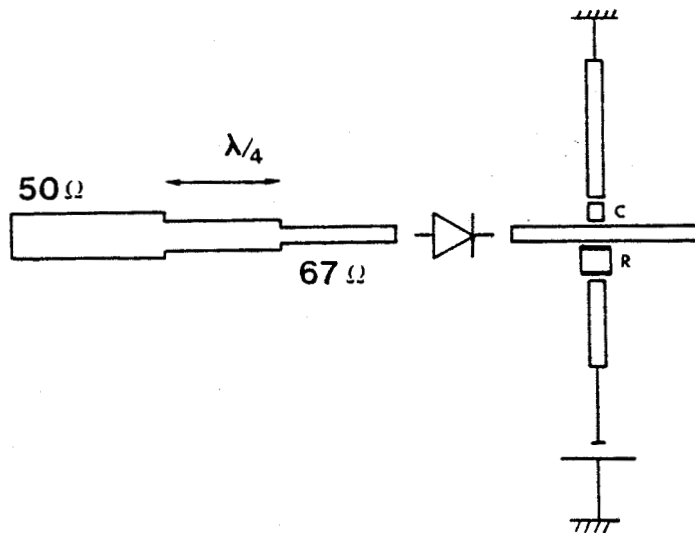
On aboutit alors au schéma suivant :



Figure_99 : Circuit de détéction

La valeur du courant de polarisation choisie ($150\mu A$) est telle que l'impédante présentée par l'anode de la diode soit purement réelle (67Ω).

L'adaptation est alors aisée: il suffit d'utiliser une ligne quart d'onde (figure 100) :

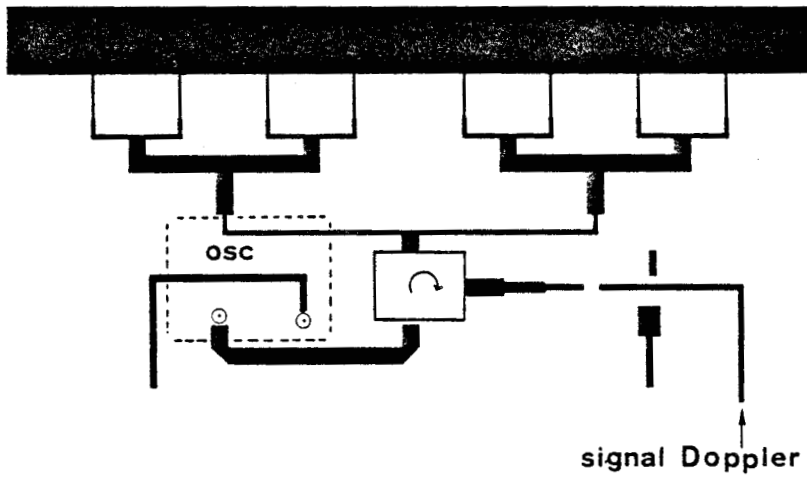


Figure_100 : Détecteur en structure microruban

La cellule RC joue également le rôle d'un filtre passe-bas, ce qui est intéressant pour notre application . Compte tenu de la plage fréquentielle du signal Doppler : $f_c \# 16\text{KHZ}$.

IV - ESSAIS EFFECTUES SUR LES DEUX PROTOTYPES REALISES :

L'évaluation des performances de nos prototypes a été opérée systématiquement sur le banc de simulation routière dont nous avons disposé au cours de ce travail. Cependant nous avons jugé intéressant de nous placer dans des conditions expérimentales analogues à celles du milieu dans lequel notre système opérerait. L'évaluation a porté d'une part sur le niveau du signal détecté et d'autre part sur la qualité spectrale du même signal.



Figure_101 : Tête Doppler avec circulateur



Compte tenu de la structure organisationnelle du service technique du VAL, nous n'avons pu évaluer notre système global (Soft y compris) que sur un chariot se mouvant sur la même voie que le métro.

IV.1. Présentation des deux maquettes :

IV.1.a. Maquette avec circulateur :

La figure 101 montre le masque à l'échelle 1 de l'ensemble de la partie hyperfréquence du cinémomètre. Nous y remarquons un circulateur miniature intégré sur le même plan ainsi que le circuit de détection.

La figure 102 montre la qualité spectrale du signal Doppler obtenu sur le banc de simulation routière.

IV.1.b. Maquette avec rat.-race et coupleur de proximité:

La figure 103 montre le masque à l'échelle 1 du même système dans lequel nous avons remplacé le circulateur par le système mentionné dans le paragraphe II.2 de cette dernière partie.

Nous présentons en figure 104, un exemple de signal Doppler

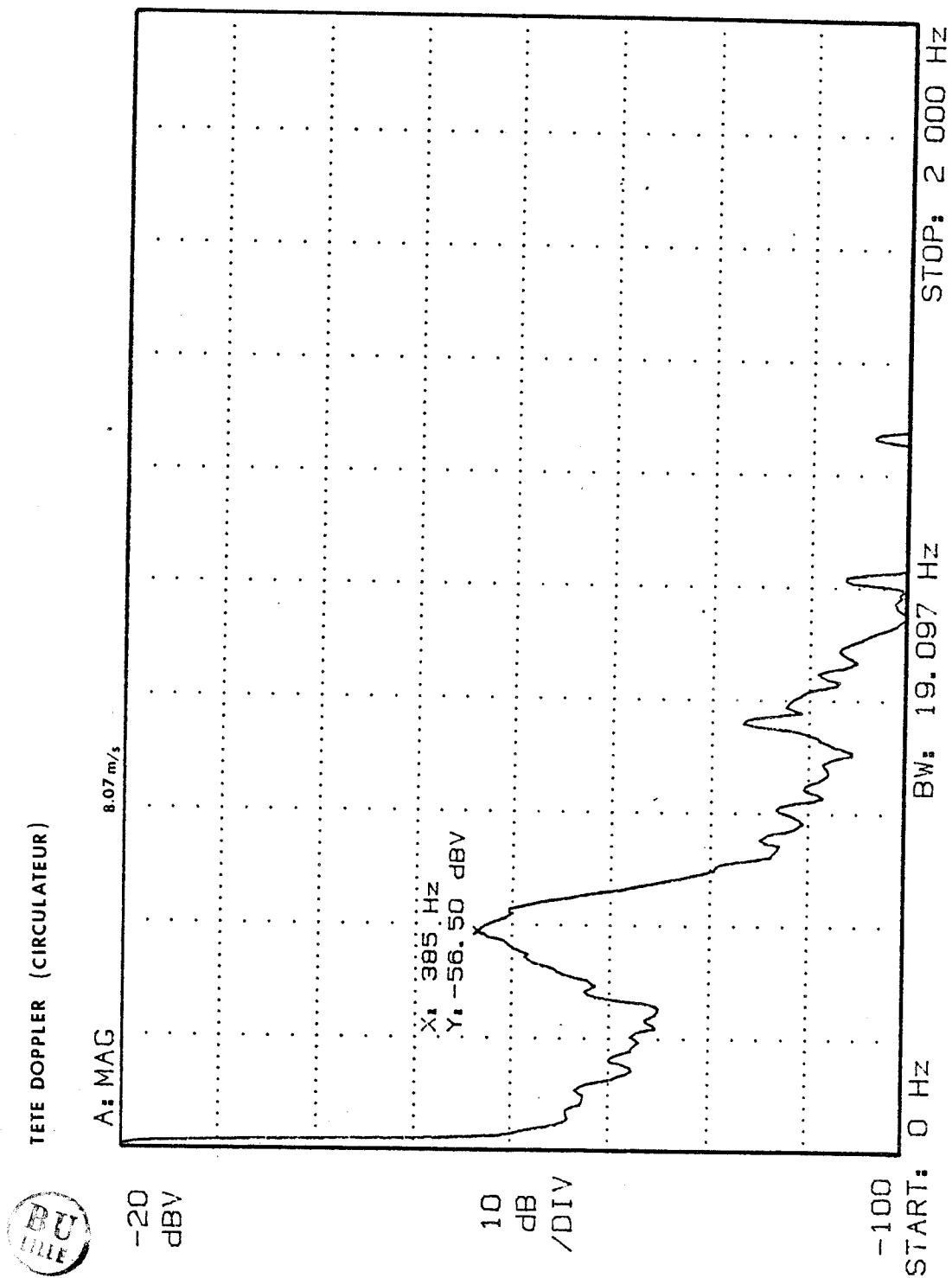
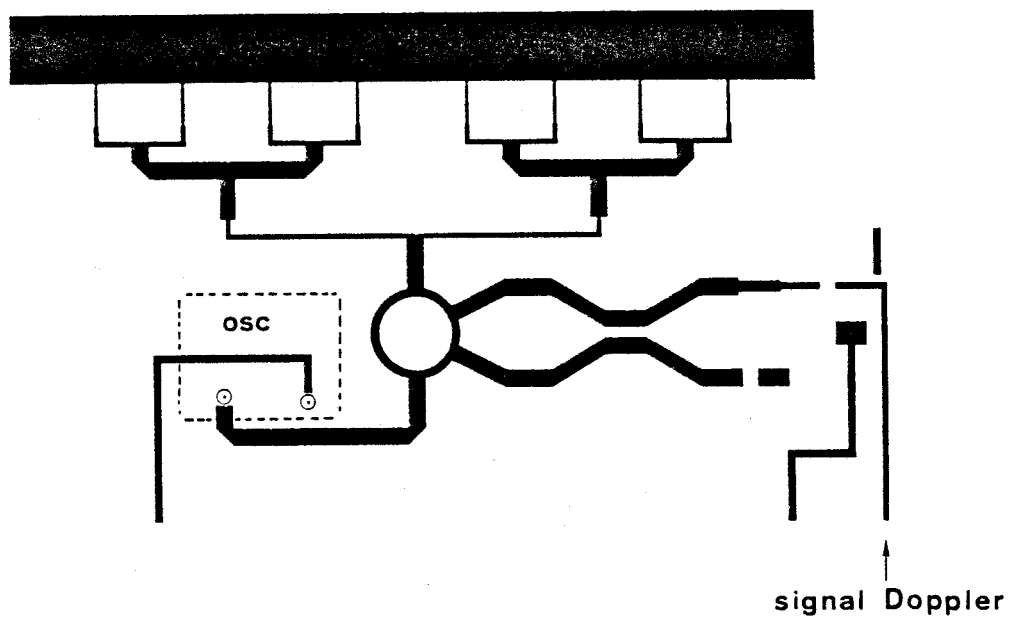


Figure 102 : Exemple de spectre Doppler obtenu



Figure_103 : Tête Doppler avec le système des deux coupleurs



obtenu avec un tel prototype sur banc de simulation routière. Le niveau du signal obtenu est quasi identique que celui obtenu avec la maquette précédente.

IV.2. Essais sur VAL :

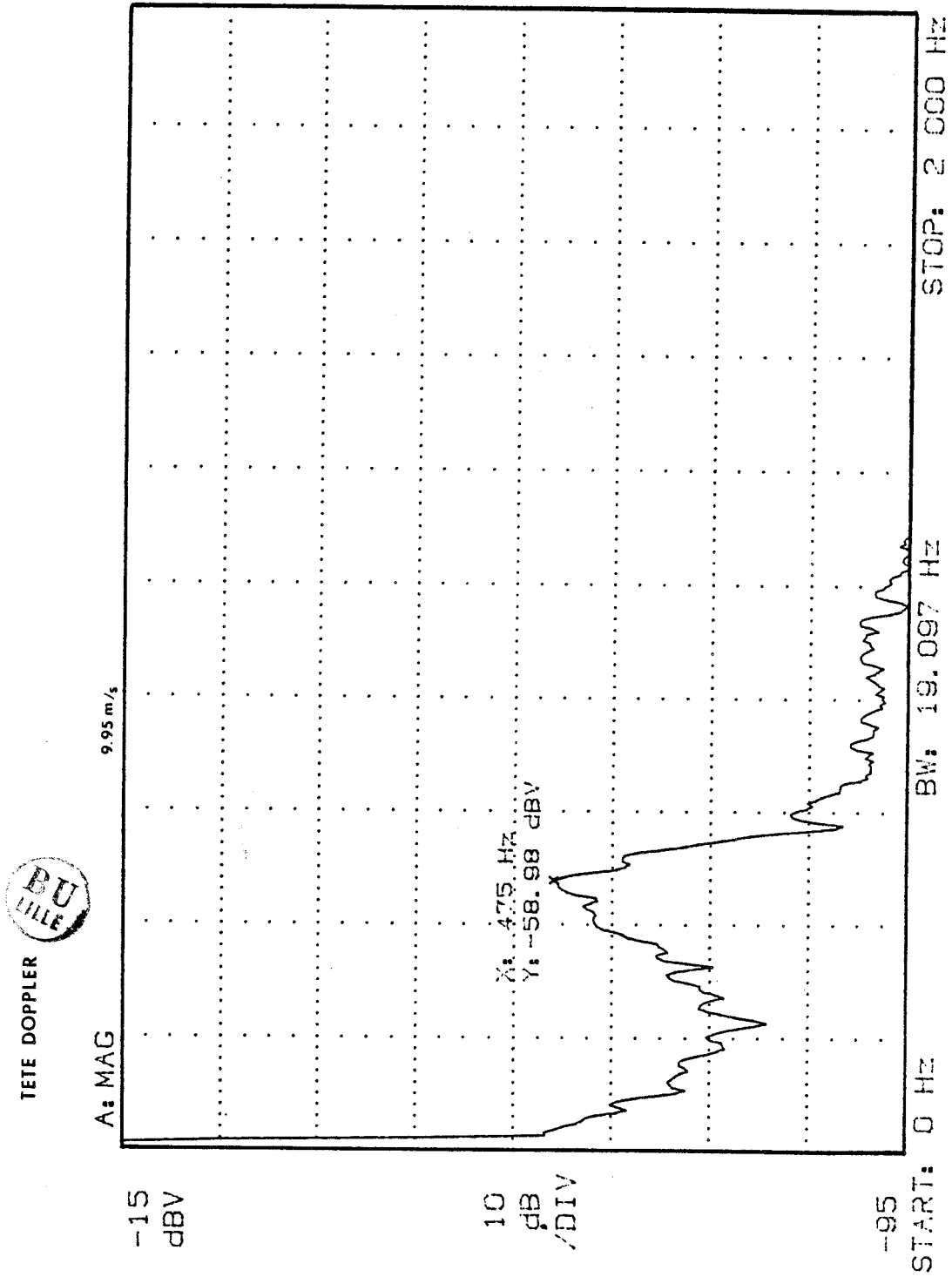
Les essais sur site réel du cinémomètre Doppler intégré 10GHz ont été effectués sur la piste d'essais du VAL à Villeneuve d'Ascq.

L'ensemble est constitué par :

- La tête hyperfréquence intégrée 10GHz.
- La carte d'alimentation [SINTRA].
- La carte traitement de signal [6]

est regroupé dans un boîtier métallique, la partie antenne étant quant à elle protégée par une plaque de plexiglass.

Le boîtier est fixé de façon rigide sur un boggie du VAL, par l'intermédiaire d'un support incliné à 45° par rapport au sol. Précisons que la réalisation mécanique et la carte alimentation hybride ont été réalisées à la SINTRA respectivement par Monsieur PROUVOST et Monsieur BLONDEL; la carte traitement du signal a été réalisée au L.R.P.E. par Messieurs BAUDET et WANG.



Figure_104 : Exemple de spectre Doppler obtenu

Ces premiers essais sur site réel se sont déroulés en deux phases :

1ère PHASE :

Antenne orientée à 45° vers le sol, entre les deux chemins de roulement du VAL.

La surface irradiée par l'antenne est constituée d'une chape de ciment, jalonnée de quelques obstacles indésirables tels que rails de guidage (au passage des aiguillages), saignées pour l'écoulement des eaux pluviales, etc...

Après réglage du gain de l'amplificateur (immédiatement en sortie de la tête hyperfréquences) pour que ce dernier ne soit jamais saturé, nous avons pu constater lors de nombreux parcours effectués à différentes vitesses, que l'affichage numérique de la vitesse relative du véhicule (ici un UNIMOG servant aux manoeuvres des rames du VAL) par rapport au sol restait stable (variation du dernier digit de l'afficheur) dans la gamme de vitesses que nous avons pu explorer : 10, 15, 20, 25 km/h et correspondait sensiblement aux vitesses lues par l'intermédiaire de compte-tours de l'UNIMOG.

2ème PHASE :

Antenne orientée vers le rail d'alimentation du VAL sous incidence de 45° .

Bien que l'antenne utilisée ne fonctionne pas dans ces conditions de manière optimale (cf. diagramme de rayonnement de l'antenne rideau), nous avons pu relever une amélioration sensible du signal Doppler du point de vue stabilité.

Il faut cependant noter que, du fait du diagramme de rayonnement, l'antenne est très sensible à la présence d'obstacle parasites (tels que panneaux de signalisation, proximité d'obstacles autres que le rail d'alimentation).

Au vu de ces résultats, il semblerait que l'on pourrait, dans le cas d'utilisation sur VAL, envisager cette dernière solution, à condition de revenir à l'utilisation d'une antenne plus directive et surtout à diagramme de rayonnements symétriques dans les plans E et H (cf première réalisation d'antennes réseaux).

Nous retiendrons également, au terme de cette première série d'essais en site réel, que le système est très rapidement installé sur le véhicule et qu'il n'y a pas eu d'influence des vibrations sur la tenue mécanique des circuits, ce qui est à priori un gage de fiabilité. Par ailleurs, les résultats que nous avons obtenus sont reproductibles.

IV.3. Essais routiers :

L'évaluation de notre système (traitement de signal y compris) sur route terrestre a été entrepris avec le concours du CRESTA.

L'ensemble du RADAR est fixé sur le pare-chocs arrière du véhicule routier et l'antenne est inclinée à 45° par rapport à l'horizontale. Ont été embarqués: une batterie pour l'alimentation, un oscilloscope, un analyseur de spectre et un magnétophone pour enregistrer le signal Doppler amplifié. Nous avons alors relevé à différentes

12 Septembre 1986

ESSAIS SUR VOIES TERRESTRES

CINEMOMETRE A EFFET DOPPLER

Vitesse lue sur compteur (Km/h)	Fréquence Doppler (Hz)	VDoppler (Km/h)	V affichée cinémomètre (Km/h)
20			
30	425 Hz	32.5	31.7
40	531.25	40.55	39.6
50	650.75	49.70	46.8
60	862	65.8	61.2
70	962.5	73.46	69.3
80	1040	79.41	82.1
90	1212	92.57	91.8
100	1312.5	100.20	99.4
110	1440	109.98	112.3



vitesse, la vitesse affichée par le cinémomètre et la fréquence centrale du spectre du signal Doppler, grandeur de laquelle nous déduisons la vitesse du véhicule.

Nous présentons dans le tableau ci-contre le récapitulatif des résultats ainsi recueillis .

Au vu de ces résultats, nous pouvons confirmer la validité de l'hypothèse selon laquelle l'antenne rideau est adaptée dans le cas des revêtements à coefficient de rétrodiffusion voisin de -30dB . Le choix de l'antenne est inhérent à la nature de la cible rétrodiffusant le signal microonde.

CONCLUSION DE LA 4ème PARTIE :

Sur le plan industriel, le prototype réalisé avec le système des deux coupleurs est plus facilement réalisable et est de moindre coût (techniques de photogravures classiques).

Les tests que nous avons entrepris sur le site du VAL et sur route de l'ensemble du cinémomètre nous ont conduit à formuler les trois remarques suivantes :

- L'antenne rideau n'est pas bien adaptée pour l'application VAL compte tenu de la nature du sol rétrodiffusant le signal microonde.
- Par contre, les mesures de vitesse effectuées par notre système sur différents revêtements routiers confirment le choix de l'antenne rideau.
- Le système s'est avéré peu sensible aux perturbations extérieures particulièrement aux vibrations mécaniques.

BIBLIOGRAPHIE DE LA 4ème PARTIE :

- [1] M.Y.BERNARD
"Présentation générale des oscillateurs"
Journées Nationales Microondes, Limoges, Janvier 1983.
- [2] F.MASCART
"Etude et Réalisation d'un oscillateur Bande X monolithique à TEC
AsGa"
Mémoire CNAM, Lille le 22 Juin 1984.
- [3] R.BERTIN
"Mise au point d'un logiciel de CAO de masques pour circuits
intégrés monolithiques microondes. Application à la conception
et à la réalisation d'un amplificateur large bande intégré"
DEA, Lille, Juillet 1984.
- [4] F.MASCART, J.VINDEVOGHEL, E.CONSTANT, G.BLONDEL, J.MAGARSHACK
"Monolithic Microwave FET oscillateur temperature stabilised
with a Schottky diode as a sensor"
Electronics Letters, 30th January 1986, vol.22, n°3 pp.122-123.
- [5] P.DELOOF
"Etude et Réalisation d'un télémètre hyperfréquence"
Mémoire CNAM, Lille le 4 Mars 1983.
- [6] H.P.WANG
"Contribution au traitement du signal Doppler"
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, à paraître.

Conclusion

CONCLUSION GENERALE

Ce travail constitue une première démarche vers l'intégration d'un cinémomètre microondes à effet Doppler réalisé à partir d'une antenne plaquée autour de laquelle nous avons raccordé les divers éléments actifs et passifs nécessaires à l'obtention d'un signal Doppler de faible encombrement spectral capable d'être ensuite traité de façon simple.

La démarche que nous avons entreprise nous a permis de cerner les différents problèmes relatifs à la conception des antennes plaquées. Le modèle de la cavité généralisé à tous les modes est celui dans lequel il y a le moins d'hypothèses simplificatrices et par conséquent, il représente au mieux les processus électromagnétiques mis en jeu lors du fonctionnement de l'antenne; cependant son utilisation est longue et fastidieuse. Le modèle de la ligne de transmission est très limitatif en ce sens qu'il ne s'applique qu'à des géométries rectangulaires dans lesquelles la dimension a doit être voisine de $\lambda_0/2$. Pour ces raisons, nous avons choisi un modèle théorique combinant les deux principaux modèles: l'antenne est assimilée à une cavité où seul le mode TM_{01} est excité. Dans la pratique, cette hypothèse est acceptable lorsque le circuit d'excitation est correctement positionné par rapport à l'élément rayonnant. La fréquence de résonance est calculée à partir du modèle de

la ligne de transmission par détermination empirique, au préalable du coefficient de frange q . Notons que la meilleure valeur obtenue expérimentalement pour ce coefficient est 0.90 et ceci pour le substrat "DUROID 5870- $\epsilon_r=2.33$ " et 0.92 pour le substrat "DUROID 6010- $\epsilon_r=10.5$ ". (Les dernières réalisations faites sur DUROID 5870 en utilisant la valeur 0.90 résonnent exactement sur 10GHz).

L'accroissement de la directivité du rayonnement peut être obtenu en créant des interférences constructives entre les champs provenant de plusieurs antennes élémentaires d'où les structures réseaux. Par ailleurs, il est possible d'accroître d'avantage la directivité (à nombre d'éléments constants) et de réduire le niveau des lobes secondaires en utilisant une distribution gaussienne de puissance autour du centre de réseau. Cette solution permettrait probablement de trouver le compromis entre la grande directivité et le faible encombrement.

Les essais systématiques des performances de nos antennes en terme de qualité spectrale du signal Doppler, sur banc de simulation routière (coefficient de rétrodiffusion : - 30dB) dont nous avons disposé tout au long de ce travail, nous ont permis de mettre en évidence le point suivant : l'augmentation de la corrélation du signal Doppler est obtenue en augmentant la surface irradiée par le signal microonde. Ce fait nous a amené à concevoir une antenne rideau ou dont le lobe principal de rayonnement est un cône à base elliptique très excentrée. La forme d'un tel faisceau présente deux avantages certains pour la cinémométrie:

-La faible ouverture du lobe principal dans le plan H a pour effet de réduire la largeur à mi puissance du spectre Doppler.

-La grande ouverture dans le plan E permet d'avoir une meilleure information sur la vitesse provenant d'un nombre important de points équivitesse.

L'antenne rideau ainsi réalisée présente des caractéristiques de rayonnement qui correspondent à 5% aux prévisions théoriques. L'accord entre les valeurs de vitesses obtenues à partir du signal Doppler issu de notre antenne et celles issues du capteur optique équipant notre banc de simulation routière est meilleure que 1.1%.

Les inconvénients liés à l'intégration du circulateur (perçage du DUROID, unification des plans de masse, atténuation du signal provoqué par les points de colle, éventuellement rupture des raccords suite aux vibrations mécaniques du véhicule porteur du cinémomètre) nous ont amené à concevoir un système original constitué de deux coupleurs en cascade: un rat-race suivi d'un coupleur de proximité. L'une des deux voies de sortie de ce dernier coupleur aboutit sur une charge 50 (Ω à 10GHz) en couche mince réalisée au laboratoire. L'autre voie aboutissant sur une diode beam-lead prépolarisée pour détecter la composante B.F. contenant l'information sur la vitesse.

Après la maîtrise de ces différentes étapes tant sur le plan conceptuel que technologique, nous avons réalisé deux prototypes : l'un utilisant un circulateur et l'autre utilisant le système à deux coupleurs mentionnés ci-dessus. Cette dernière maquette donne des résultats aussi satisfaisants que la première en termes de niveau et de qualité spectrale du signal Doppler. De plus, sur le plan industriel, cette solution est plus facilement réalisable et est de moindre coût (techniques photolithographiques et insertion des composants).

Les tests que nous avons entrepris sur le site du VAL (fixation sur UNIMOG, véhicule servant aux manoeuvres des rames du VAL) et sur route de l'ensemble du cinémomètre partie micro-informatique comprise, nous ont conduit à formuler les remarques suivantes :

- La surface irradiée par l'antenne rideau dans le cas des applications VAL est jalonnée de quelques obstacles nuisibles à l'obtention d'un signal Doppler stable (rails de guidage, balises, panneaux de signalisations...).

L'utilisation d'une antenne directive dans les deux plans E et H (antenne réseau) s'impose et la visée permanente du rail d'alimentation semble être une solution judicieuse en ce sens qu'elle permet d'obtenir un signal Doppler de niveau relativement plus élevé et constant.

- Les mesures de vitesses effectuées par notre système sur différents revêtements routiers confirment cependant le choix de l'antenne rideau. Leur dispersion est meilleure que 2%.

- Dans les deux catégories d'essais, le système s'est avéré peu sensible aux perturbations extérieures particulièrement les vibrations mécaniques.

Compte tenu des essais sur VAL et en vue d'autres applications du cinémomètre, nous recommandons que ces investigations soient poursuivies autour de l'idée antenne directive. La grande directivité de l'antenne et la réduction de son encombrement peuvent être obtenues par une répartition judicieuse de la puissance du signal microondes autour du centre du réseau.

Annexes

ANNEXE 1 : PROGRAMME DE CALCUL DE Z(ϵ_r , w/h , t/h)

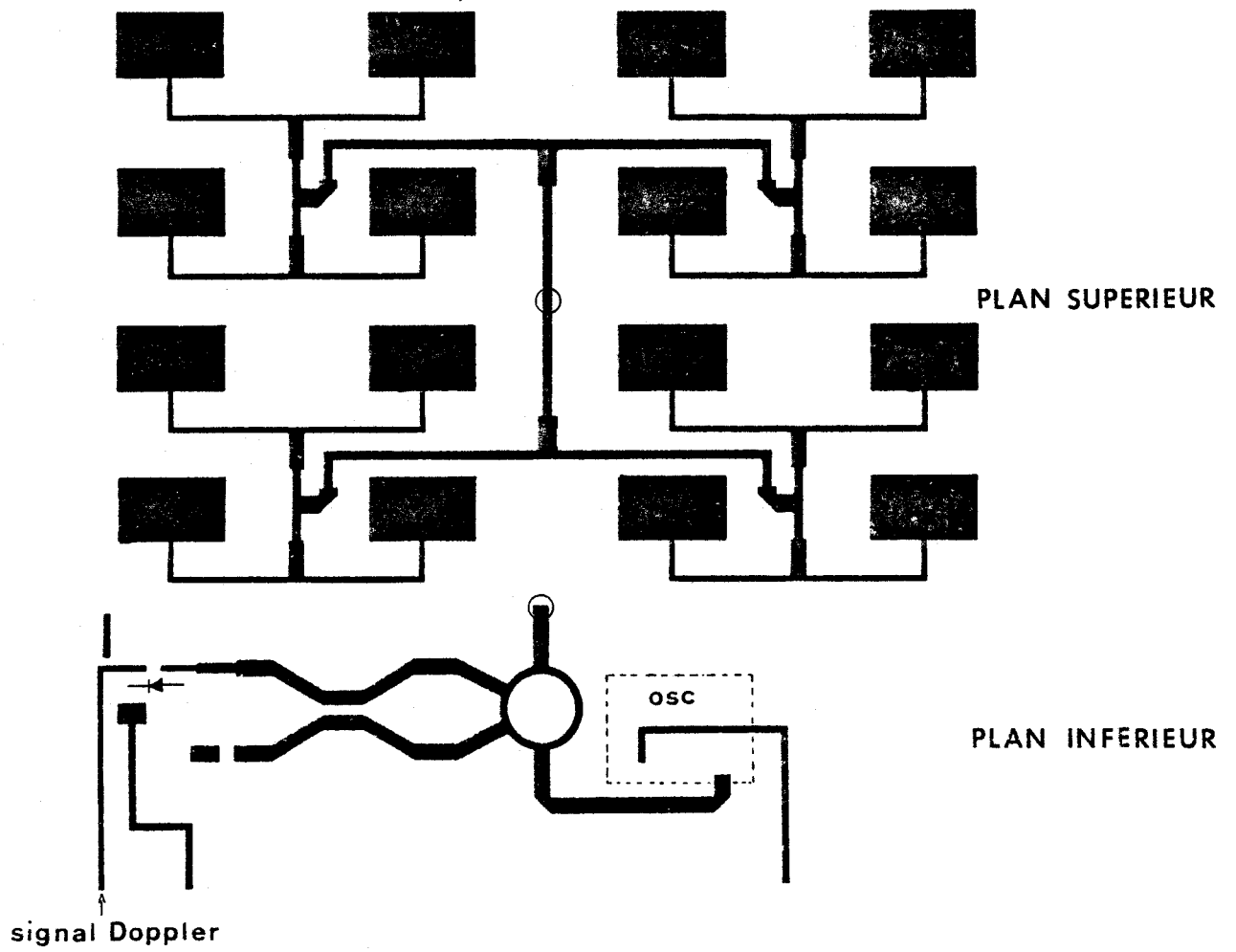
```

10  OPTION BASE 1
20  PRINTER IS 7,1,WIDTH(60)
30  COM Epso,Vc
40  DATA 8.854188E-12,2.998E8
50  READ Epso,Vc
60  INPUT "Epsilon-er=?",Eps
70  INPUT "Normalized microstrip thickness t/h=?",Tsh
80  INPUT "IMPEDANCE=?",Zo
90  CALL Equat(Eps,Wsh,Zo,Tsh)
100 Epsre=FNEpsre(Eps,Wsh,Tsh)
110 PRINT " MICROSTRIP LINE *** HAMMERSTAD * WHEELER * SCHN
EIDER "
120 PRINT
130 PRINT USING F1;Zo,Eps,Tsh
140 PRINT USING F2;Wsh,Epsre,1/SQR(Epsre)
150 F1: IMAGE " Zo=",3D.2D3X,"Epsilon=",2D.2D3X," t/h=",D.4D
3X/
160 F2: IMAGE " w/h=",2D.4D3X,"Epsilon effective=",2D.4D3X,"
Lambda microstrip/Lambda air=",D.4D//
170 END
180 DEF FNEpsre(Eps,Wsh,Tsh)
190 IF Wsh>=1 THEN 220
200 F=1/SQR(1+12/Wsh)+.04*(1-Wsh)^2
210 GOTO 230
220 F=1/SQR(1+12/Wsh)
230 RETURN .5*(Eps+1)+.5*(Eps-1)*F-(Eps-1)*Tsh/SQR(Wsh)/4.6
240 FNEND
250 DEF FNZom(Eps,Wsh,Zo,Tsh)
260 IF Wsh>=.5/PI THEN 290
270 Wesh=Wsh+1.25*Tsh*(1+LOG(4*PI*Wsh/Tsh))/PI
280 GOTO 300
290 Wesh=Wsh+1.25*Tsh*(1+LOG(2/Tsh))/PI
300 IF Wsh>=1 THEN 330
310 Z2=60*LOG(8/Wesh+.25*Wesh)/SQR(FNEpsre(Eps,Wsh,Tsh))
320 GOTO 340
330 Z2=376.6/(Wesh+1.393+.667*LOG(Wesh+1.444))/SQR(FNEpsre
(Eps,Wsh,Tsh))
340 RETURN Z2-Zo
350 FNEND
360 DEF FNDerive(Eps,Wsh,Zo,Tsh)
370 COM Epso,Vc
380 Do=1E-5
390 L=1
400 P=Wsh
410 V=FNZom(Eps,(P),Zo,Tsh)
420 ON L GOTO 430,470
430 V1=V
440 P=P+Do
450 L=2
460 GOTO 410
470 Dv=V-V1
480 P=P-Do
490 IF ABS(Dv)>1E-5 THEN 520
500 Do=10*Do
510 GOTO 390
520 RETURN Dv/Do
530 FNEND
540 SUB Equat(Eps,Wsh,Zo,Tsh)
550 COM Epso,Vc

```

```
560 X0=1E-2
570 Max=300
580 It=1
590 X=X0-FNZom(Eps,X0,Z0,Tsh)/FNDerive(Eps,X0,Z0,Tsh)
600 IF ABS(FNZom(Eps,X,Z0,Tsh)/Z0)<=1E-3 THEN 660
610 X0=X
620 It=It+1
630 IF It<=Max THEN 590
640 PRINT "NO CONVERGENCE"
650 PAUSE
660 Wsh=X
670 SUBEND
680 DEF FNTanh(X)
690 Xt=EXP(X)
700 Xs=1/Xt
710 RETURN (Xt-Xs)/(Xt+Xs)
720 FNEND
```

ANNEXE 2 : TETE HYPERFREQUENCE 10 GHz - ANTENNE DIRECTIVE



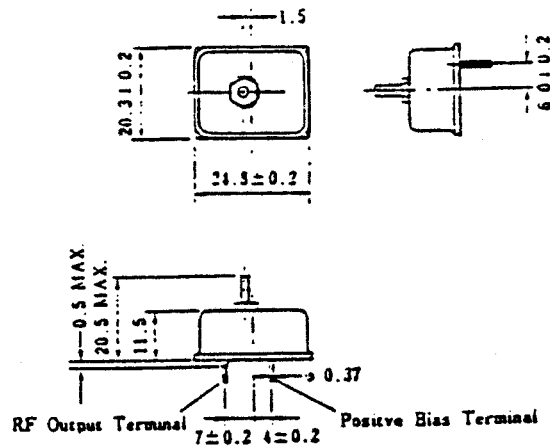
EN STRUCTURE TRIPLAQUE

$$\theta_H = \theta_E = 10^\circ \text{ à } 12^\circ$$



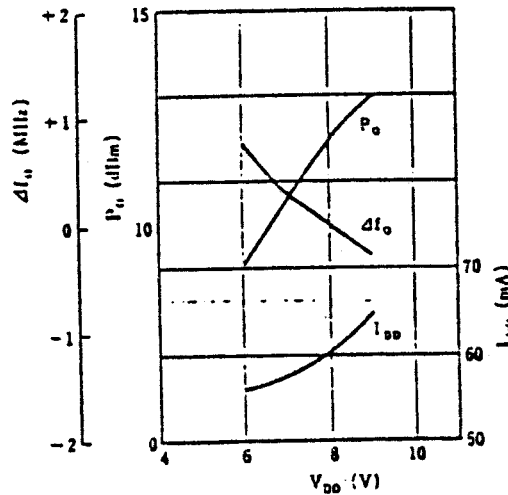
ANNEXE 3 : CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE NEC

PACKAGE DIMENSIONS (Unit : mm)

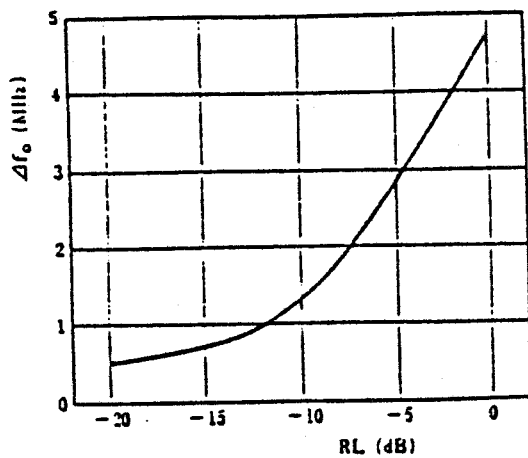


TYPICAL CHARACTERISTICS ($T_a = 25^\circ\text{C}$)

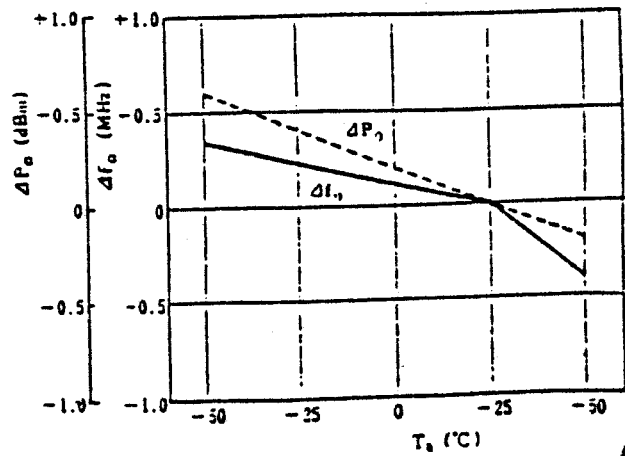
P_o , Δf_o , I_{DD} vs. V_{DD}



Δf_o vs. RL



Δf_o , P_o vs. T_a



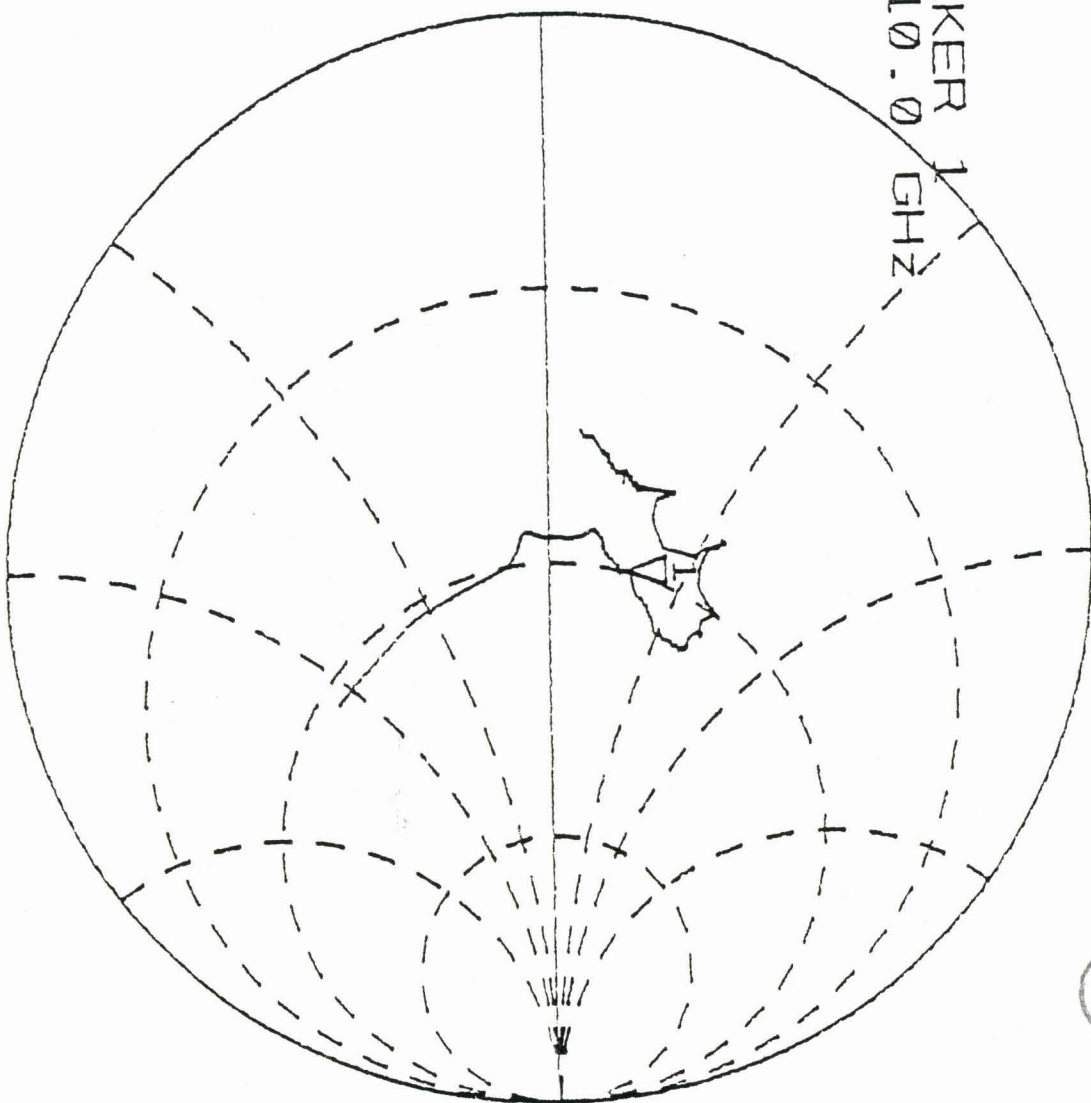
ANNEXE 4 : CARACTERISTIQUE DE LA CHARGE 50 Ω EN TECHNOLOGIE COUCHE MINCE

S11 REF 1.0 Units Z
 1 200.0 mUnits/
 V 49.898 Ω 14.24 Ω

hp

C MARKER 1
 10.0 GHz

D



START 0.100000000 GHz
 STOP 20.100000000 GHz

