

N° d'ordre : 1379

50376  
1987  
43

50376  
1987  
48

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE 3ème CYCLE**

par

**Eric MARIAGE**



**UNE EXPERIENCE D'HETERODYNAGE DANS  
LE DOMAINE SUBMILLIMETRIQUE.  
ETUDE ET REALISATION DE L'OSCILLATEUR LOCAL  
A LASER SUBMILLIMETRIQUE ET DU  
RECEPTEUR SUIVEUR.  
QUELQUES EXEMPLES D'UTILISATION.**

Soutenu le 18 Février 1987 devant la Commission d'Examen

Président :

M. DUBRULLE

Professeur, Lille I

Rapporteur :

M. BOUCHER

Maître assistant, Lille I

Examineurs :

M. BURIE

Maître de conférence, Lille I

M. FAYT

Professeur, Louvain la Neuve

M. MACKÉ

Professeur, Lille I

M. SALMER

Professeur, Lille I

M. WERTHEIMER

Professeur émérite

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, Unité Associée n°249 au CNRS, dirigé par Monsieur le Professeur Macke.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le Professeur Dubrulle qui m'a accueilli dans son équipe de recherche et qui me fait l'honneur de présider le jury.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur Wertheimer de juger ce travail dont il est à l'origine.

Je remercie également Monsieur le Professeur Macke qui a bien voulu juger cette étude.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs les Professeurs Fayt et Salmer qui ont accepté de se joindre au jury.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Burie qui m'a apporté une aide précieuse.

Depuis mon entrée au laboratoire, Monsieur Boucher n'a cessé de me prodiguer ses conseils. Je l'en remercie infiniment.

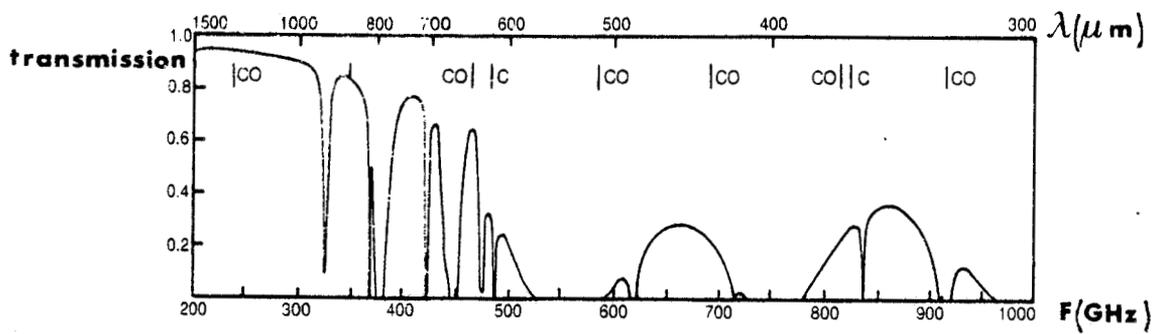
J'accorde toute ma reconnaissance à l'équipe du laboratoire; je tiens à remercier plus particulièrement Jean Demaison et Georges Wlodarczak.

Que l'ensemble des techniciens du laboratoire et de l'U.F.R. trouvent ici ma reconnaissance pour leur contribution importante à la réalisation de ce travail.

## SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u> .....	3
<u>CHAPITRE I: PRESENTATION</u> .....	5
1 CHOIX DE LA TECHNOLOGIE.....	5
2 L'HETERODYNAGE.....	6
2.1 HISTORIQUE.....	6
2.2 PRINCIPE GENERAL.....	7
2.3 MATERIELS UTILISES.....	7
<u>CHAPITRE II: LA SOURCE</u> .....	15
1 DESCRIPTIF.....	15
2 CARACTERISTIQUES ET COMPARAISON AVEC D'AUTRES SOURCES.....	15
<u>CHAPITRE III: L'OSCILLATEUR LOCAL</u> .....	19
1 CHOIX EFFECTUE.....	19
2 LE LASER INFRAROUGE.....	21
3 LE LASER SUBMILLIMETRIQUE.....	23
3.1 RAPPELS THEORIQUES.....	23
3.2 DESCRIPTIF.....	27
4 STABILITE DE L'OSCILLATEUR LOCAL.....	31
4.1 STABILITE EN FREQUENCE.....	31
4.2 STABILITE EN AMPLITUDE.....	33

<u>CHAPITRE IV: LE MELANGEUR</u> .....	35
1 CHOIX DE LA TECHNOLOGIE UTILISEE.....	35
2 LA DIODE MELANGEUSE.....	37
2.1 PRESENTATION.....	37
2.2 LA FONCTION DE MELANGE.....	39
2.3 LE BRUIT DU MELANGEUR.....	42
2.4 LA DEPENDANCE EN FREQUENCE.....	45
2.5 LE TAUX DE CONVERSION.....	50
2.6 CONCLUSION.....	55
3 COUPLAGE A L'ANTENNE.....	55
3.1 RAPPELS.....	55
3.2 LE REFLECTEUR TRIEDRE.....	59
3.3 LE REFLECTEUR CYLINDRE.....	59
4 STRUCTURES UTILISEES.....	61
4.1 MONTAGE AVEC REFLECTEUR CYLINDRIQUE.....	61
4.2 LE REFLECTEUR TRIEDE.....	67
5 COMPARAISON DES STRUCTURES.....	67
<u>CHAPITRE V: LE COUPLAGE OPTIQUE</u> .....	69
1 PRESENTATION.....	69
2 DESCRIPTIF.....	69
3 BILANS DES PERTES.....	77
<u>CHAPITRE VI: LE RECEPTEUR</u> .....	79
1 DESCRIPTIF.....	79
<u>CHAPITRE VII: CARACTERISATION ET</u> <u>UTILISATION EN SPECTROSCOPIE</u> .....	83
1 CARACTERISATION DU RECEPTEUR.....	83
2 UTILISATION EN SPECTROSCOPIE.....	87
<u>CONCLUSION</u> .....	95
<u>BIBLIOGRAPHIE</u> .....	99



FIGURE\_1: TRANSMISSION DE L'ATMOSPHERE  
DANS LE DOMAINE SUBMILLIMETRIQUE.



## INTRODUCTION

Ces dernières années, l'évolution de la spectroscopie a suscité un intérêt particulier pour le domaine de fréquence compris entre 300 et 3000 GHz, appelé généralement submillimétrique. Plusieurs raisons sont à l'origine de cet intérêt, une des plus importantes est la demande de données pour les observations radioastronomiques.

En effet cette bande contient plusieurs fenêtres atmosphériques dans lesquelles les observations à partir de la terre sont possibles (fig 1). De plus les observations déjà effectuées montrent que de nombreuses molécules interstellaires ont leurs transitions les plus intenses dans la gamme 300 GHz-1000 GHz. Leur observation est nécessaire pour déterminer l'abondance de ces molécules ainsi que les conditions physiques qui règnent dans les nuages interstellaires. Il est possible aussi d'observer dans cette bande les transitions de la structure fine de l'atome de carbone (494 GHz et 810 GHz). Cette observation est intéressante puisque ces transitions, ainsi que celles de CO, jouent un rôle important dans le refroidissement des transitions des gaz interstellaires (THAD). Tous ces points annoncent donc un développement très important des

observations dans la gamme 300 GHz-1000 GHz.

Pour répondre à la demande de données de la part des radioastronomes, les observations spectroscopiques en laboratoire doivent suivre cette évolution. L'intensité des transitions dans le domaine submillimétrique est habituellement plus importante que dans le domaine millimétrique ce qui facilite l'étude expérimentale. Il est ainsi possible d'observer de nombreuses transitions de l'état fondamental et de certains états excités.

Le spectromètre utilisé par le groupe dans lequel s'est effectuée notre étude couvre la gamme 50-300 GHz, il fallait donc lui apporter plusieurs modifications afin de couvrir en partie le domaine submillimétrique. La limitation en fréquence de la réception nous interdisait l'accès à ce domaine c'est donc principalement le récepteur que nous avons modifié pour répondre aux objectifs fixés, qui sont de couvrir la gamme 600-1200 GHz avec une grande sensibilité et une très bonne définition de la fréquence .

## CHAPITRE I: PRESENTATION

### 1 CHOIX DE LA TECHNOLOGIE

Il existe plusieurs possibilités pour réaliser un spectromètre qui possède la gamme de fréquence voulue. Le choix de la source dicte bien évidemment la marche à suivre pour l'élaboration des autres composants.

Nous avons trois possibilités principales:

- l'utilisation d'un klystron suivi d'un multiplicateur de fréquence.

- l'utilisation d'un carcinotron.

- l'utilisation d'un rayonnement issu d'un battement entre diverses sources (bandes latérales d'un laser submillimétrique, battement de deux lasers infrarouge sur diode MIM,...)(EVEN,FARH).

Nous étions déjà en possession de klystrons et de la mesure de fréquence associée, nous avons donc opté pour ce type de source. Nous développerons d'autres raisons dans le chapitre consacré à la source.

Les signaux à détecter sont très faibles. Le choix du récepteur ne peut se faire que parmi deux possibilités

-une détection directe à l'aide d'un détecteur bolométrique (du type InSb ).

-une réception superhétérodyne. (CLIF2)

Les deux voies ont été explorées parallèlement dans l'équipe. Le récepteur superhétérodyne fait l'objet de ce travail.

## 2. L'HETERODYNE

### 2.1. HISTORIQUE

C'est en 1902 que Réginald Fessenden eut l'idée de détecter des signaux en effectuant des battements. L'originalité de sa proposition résidait dans la mise en oeuvre pour la détection d'un petit générateur situé au poste de réception et donnant lieu à l'émission locale. Il désigna ce générateur local sous le nom d'"Hétérodyne", des termes grecs "hétéros" (autre) et "dynamis" (force).

Cette idée demandait des moyens techniques non disponibles à l'époque. Il faut donc attendre 1917 pour que le français Lucien Levy et l'américain Edwin Armstrong développent parallèlement des récepteurs à "l'hétérodyne" (TEIC).

Depuis cette période, l'utilisation de récepteurs hétérodynes se généralisa, gagnant tous les domaines, aussi bien militaires (radar, lidar...) que domestiques

(radio, téléviseur...).

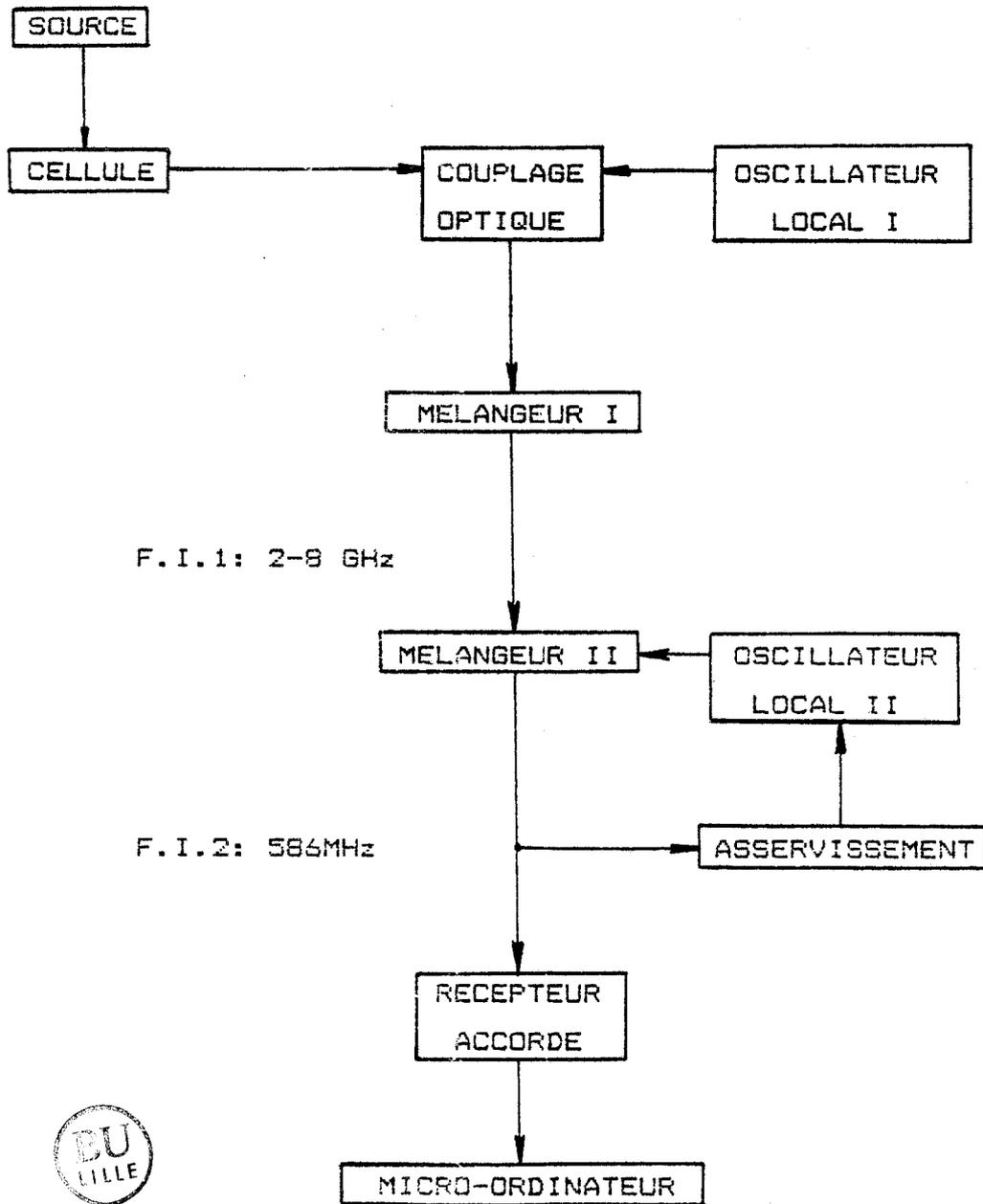
## 2.2 PRINCIPE GENERAL

Le principe général de l'hétérodynage consiste à mélanger le signal que l'on désire détecter avec un autre signal de fréquence supérieure dont on maîtrise les caractéristiques. Ce deuxième signal est habituellement issu d'un oscillateur, appelé "oscillateur local". Le mélange est effectué de manière à avoir des battements. On obtient ainsi la somme et la différence des deux signaux. La différence est de fréquence relativement basse si les deux signaux sont de fréquence proche. On appelle cette différence "fréquence intermédiaire". C'est elle que l'on détectera après passage, si nécessaire, au travers d'une chaîne d'amplification et de traitement du signal. Pour une fréquence de signal supérieure à la fréquence d'oscillateur local on peut avoir aussi une différence de même valeur que la "fréquence intermédiaire". Il est habituellement possible de rejeter cette fréquence du signal, appelée "fréquence image", au moyen d'un filtre plus ou moins élaboré. Le récepteur est alors accordé en bande latérale unique.

Ce principe général reste valable dans le domaine submillimétrique. Nous l'avons donc employé pour notre récepteur.

## 3 MATERIELS UTILISES

Nous avons sélectionné le matériel nécessaire à la



**FIGURE 1.1:** SCHEMA DE PRINCIPE DU SPECTROMETRE.

construction de ce spectromètre, et développé les éléments non disponibles commercialement. Le spectromètre est donc composé des éléments suivants (fig 1.1):

la source: un klystron dont la gamme de fréquence est comprise entre 50 GHz et 80 GHz suivi d'un multiplicateur de fréquence commercial "Custom microwave" modifié pour accueillir comme élément actif une diode de technologie Schottky.

l'oscillateur local: un laser submillimétrique optiquement pompé par un laser infrarouge. Ce type d'oscillateur local présente l'avantage d'être d'une mise en oeuvre aisée dans le domaine de fréquence considéré. Son principal inconvénient résulte du fait qu'il n'est pas continûment accordable.

le couplage optique: les rayonnements issus de la source et du laser sont couplés au mélangeur par un dispositif quasi-optique.

le mélangeur: c'est une diode à pointe de technologie Schottky montée dans une structure ouverte. Ce mélangeur demande un minimum de puissance d'oscillateur local (1 mW) pour fonctionner correctement. Une puissance plus élevée le sature et il devient alors insensible aux variations de puissance du laser.

l'oscillateur local II: la fréquence d'accord du récepteur déjà en notre possession est fixe (586 MHz), il faut donc prévoir un second oscillateur local asservi en phase qui compensera les variations de la première fréquence intermédiaire puisque le laser ne peut le faire. Nous avons ainsi prévu, pour couvrir une grande partie du domaine

- DETECTION VIDEO	N.E.P.	
	W/Hz <sup>1/2</sup>	
CELLULE DE GOLAY.....	10 <sup>-10</sup>	
BOLOMETRE AU GERMANIUM.....	10 <sup>-13</sup>	(BLAN)
BOLOMETRE A InSb.....	10 <sup>-13</sup>	
- DETECTION	N.E.P.	
SUPERHETERODYNE	W/Hz	
DIODE SCHOTTKY (GaAs).....	10 <sup>-17</sup>	(ZUID2)
.....	10 <sup>-19</sup>	(DAVI)

TABLEAU 1.1: PUISSANCES EQUIVALENTES DE BRUIT POUR LES DEUX TYPES DE DETECTION

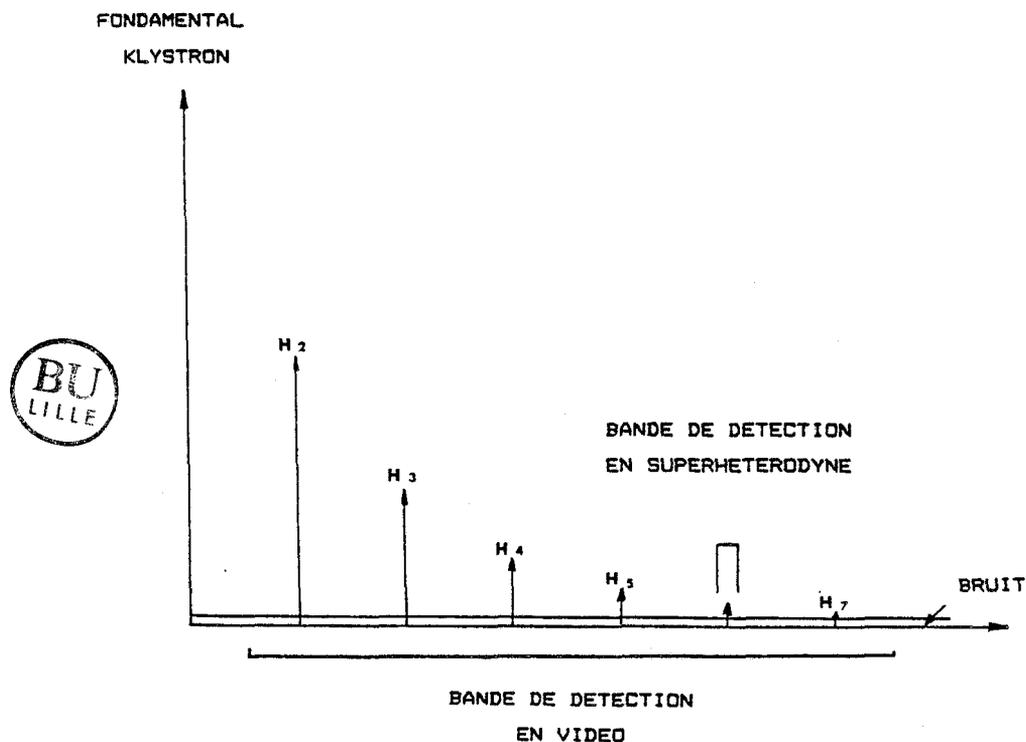


FIGURE 1.2: COMPARAISON DE LA BANDE DE DETECTION D'UN RECEPTEUR VIDEO AVEC CELLE D'UN RECEPTEUR SUPERHETERODYNE.

submillimétrique d'avoir une première fréquence intermédiaire comprise entre 2 et 8 gigahertz.

le traitement du signal : il est effectué par un micro-ordinateur "APPLE", avec la possibilité d'utiliser une détection synchrone.

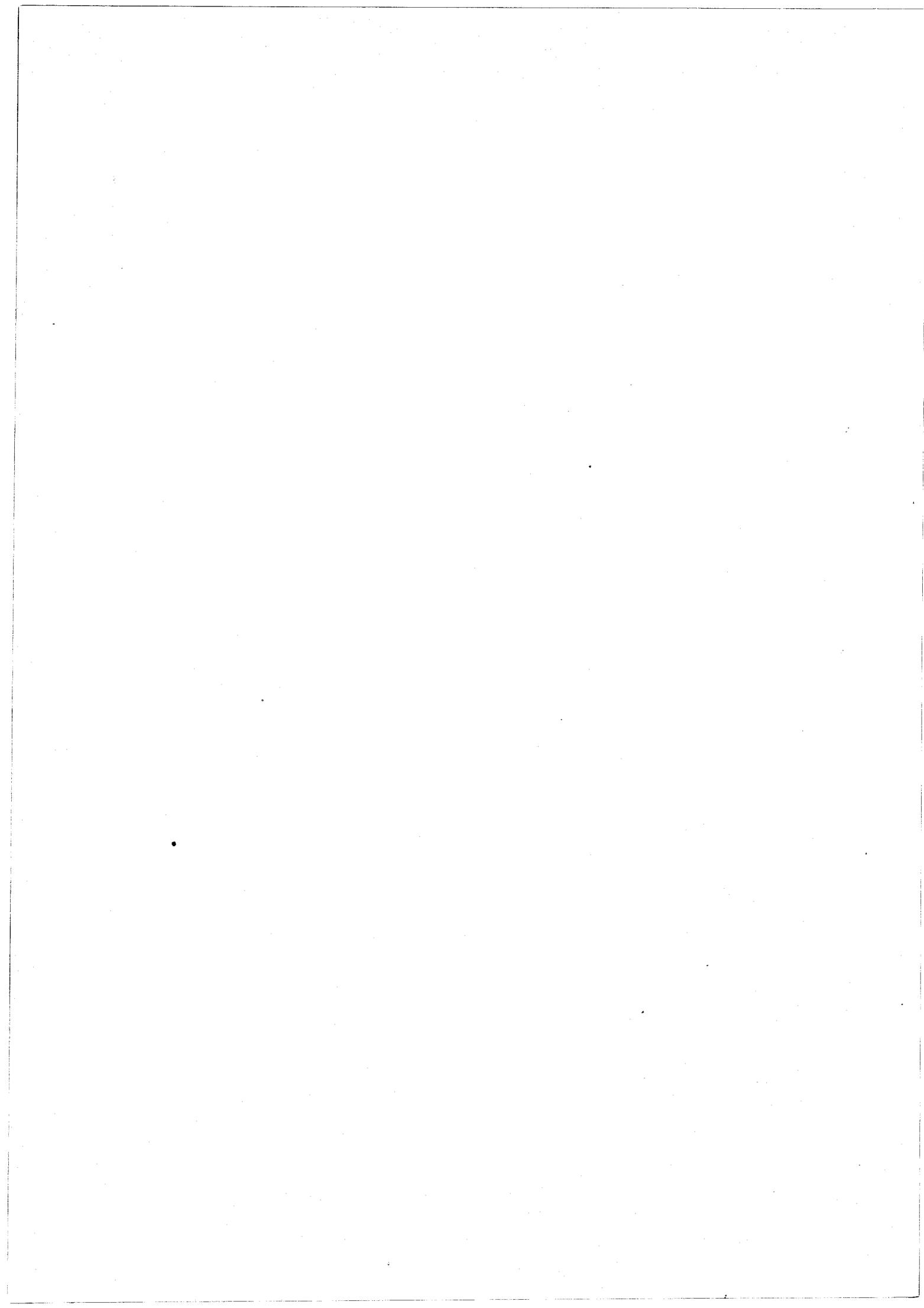
Les avantages d'un tel récepteur superhétérodyne sont les suivants:

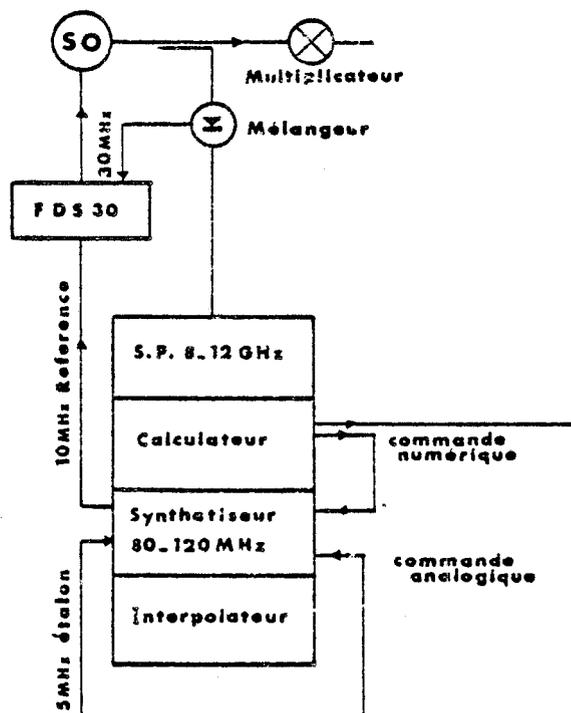
-Ce type de détection est particulièrement plus sensible qu'une détection vidéo (tableau 1.1). En effet dans le cas d'une réception superhétérodyne on travaille dans une bande étroite de fréquence. La limite de bruit, en double bandes latérales, est de  $2kTBif$  (avec  $Bif$  la bande de la fréquence intermédiaire,  $T$  la température et  $k$  la constante de Boltzmann). On se rapproche ainsi de la limite thermodynamique régissant la nature du bruit. Le détecteur vidéo est sensible au bruit dans tout le domaine de fréquence étudiée (fig 1.2).

-Il est possible de s'affranchir du bruit en  $1/f$  du détecteur puisque l'on détecte à la fréquence intermédiaire qui peut être élevée.

-En réception superhétérodyne nous connaissons la fréquence détectée, ce qui permet de savoir sur quel harmonique de klystron nous travaillons. A l'inverse, en vidéo, on observe tous les multiples de la fréquence klystron, ce qui est particulièrement gênant quand deux transitions que l'on désire étudier sont sur deux harmoniques différents d'une même fréquence, ou de deux fréquences relativement proches l'une de l'autre.

-Il est possible, avec une telle détection, de travailler en spectroscopie stochastique (utilisation d'un corps noir comme source), puisque nous connaissons la fréquence de l'oscillateur local. Mais il faut alors prévoir une détection de la fréquence intermédiaire très élaborée ainsi qu'une métrologie de mesure de fréquence du laser submillimétrique.





**FIGURE 2.1 :** SCHEMA DE LA SOURCE ET DE LA MESURE DE FREQUENCE ASSOCIEE. SO: OSCILLATEUR SOURCE, FDS 30: SYNCHRONISATEUR SCHOMANDL TYPE FDS 30.

## CHAPITRE II: LA SOURCE

### 1 DESCRIPTIF

La source est composée d'un klystron asservi en phase. Une mesure de fréquence lui est associée comme l'indique le schéma 2.1. L'utilisation de plusieurs klystrons permet de couvrir une gamme comprise entre 50 GHZ et 80 GHZ, il faut donc leur adjoindre un multiplicateur d'harmoniques afin d'obtenir des fréquences plus élevées. Ce multiplicateur est constitué d'une diode à pointe de technique Schottky montée dans une structure en guides croisés de "Custom Microwave". La diode a une caractéristique courant tension non linéaire de la forme  $v = \exp(i)$ . Si une onde sinusoïdale lui est appliquée, un signal de la forme  $v = a \cos \omega t + b \cos 2\omega t$  est réémis. Il est donc composé des harmoniques de rang 2,3,4... . La puissance utile diminue alors au fur et à mesure que l'on monte de rang d'harmonique. (BAKE, CRON, GODO)

### 2 CARACTERISTIQUES ET COMPARAISON AVEC D'AUTRES SOURCES

Les avantages principaux de ce type de source sont la

pureté spectrale, la stabilité en fréquence et une mesure très précise de cette fréquence. En effet il est possible de connaître la fréquence de la source avec une précision relative  $DF/F$  de  $10^{-9}$  au moins, ce qui représente environ 700Hz pour l'harmonique 10. La stabilité en amplitude d'une telle source est aussi excellente. Une stabilisation de phase permet d'accroître encore la stabilité en fréquence.

Le principal inconvénient vient du fait que nous devons utiliser un multiplicateur d'harmoniques pour atteindre des fréquences élevées, la puissance disponible devient alors très faible. En effet on peut considérer un taux de conversion de puissance de 10dB pour l'harmonique 2 et des taux d'environ 6dB par rang pour les autres harmoniques. Cela nous donne une puissance de  $10^{-8}$ W environ pour l'harmonique 10 (GODO, HUYE, SCHN).

Ce choix de source a été fait parmi plusieurs possibilités, avec objectif principal d'obtenir une très bonne précision de mesure des fréquences de transition. En effet s'il est important de monter en fréquence (afin d'avoir accès à des transitions de J et de K élevés), cela perd de son intérêt si la précision de mesure se dégrade trop. La connaissance précise de la fréquence de la source revêt alors un caractère fondamental.

Les autres possibilités sont:

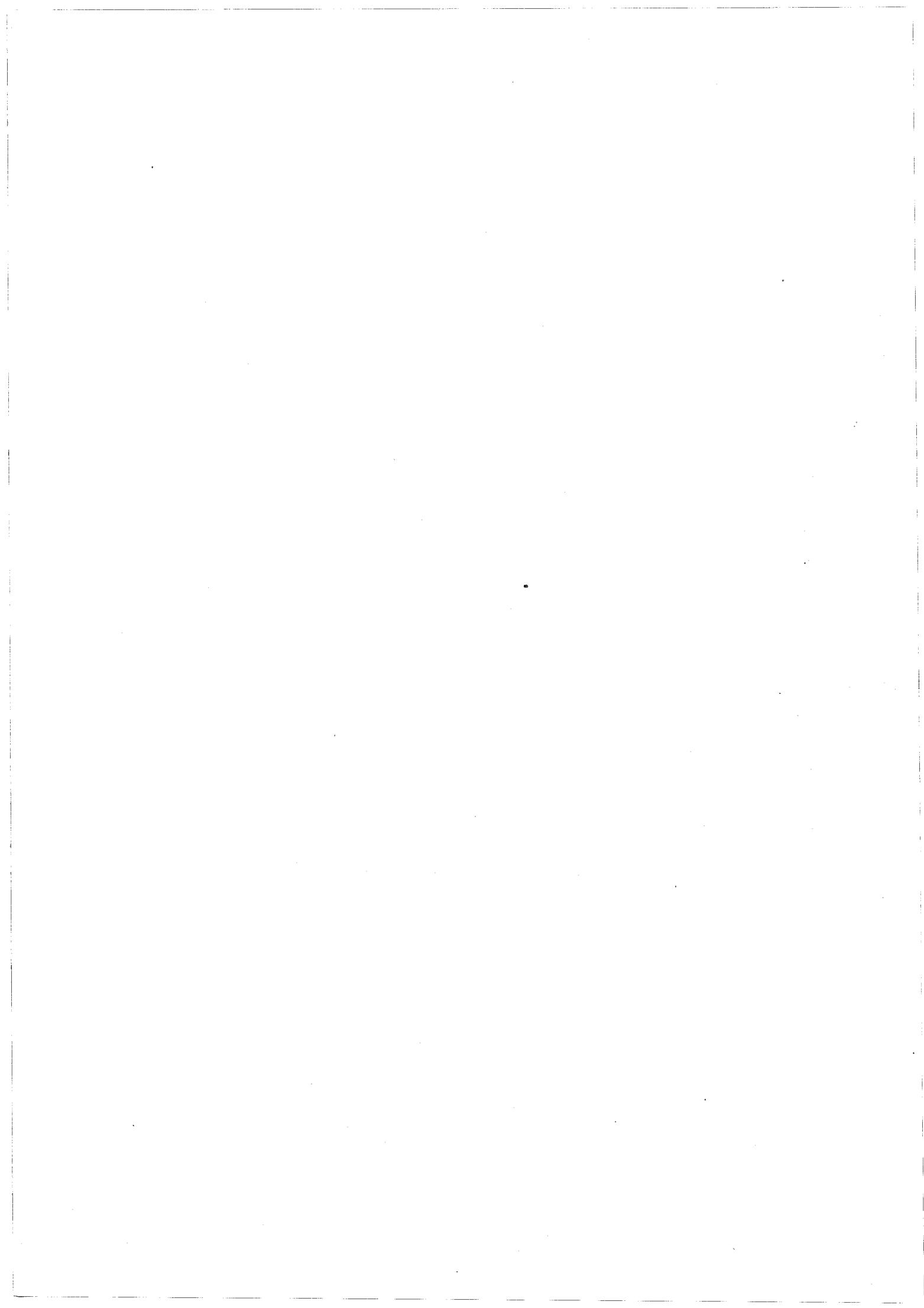
- un laser (HODG7, TSUK)
- des bandes latérales d'un laser submillimétrique (FARH)
- un carcinotron
- un battement de rayonnement infrarouge sur diode MIM (EVEN, SIEL).

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques générales des sources, nous avons encadré ce qui est pour notre utilisation le principal avantage et souligné l'inconvénient le plus important de chaque possibilité. Au vu de ce tableau récapitulatif le choix d'un klystron est celui qui s'impose.

	GAMME (GHz)	PUISSANCE (W)	STABILITE EN FREQUENCE	STABILITE EN AMPLITUDE	PRECISION DE LA FREQUENCE	REMARQUES
KLYSTRON	40-1200	<u><math>10^{-8}</math></u>	<10 KHz	0%	<u><math>10^{-9}</math></u>	UTILISATION AISEE
LASER	200-4000	<u><math>&gt;10^{-3}</math></u>	10 KHz	10%	$10^{-5}$	PEU AJUSTABLE <u>EN FREQUENCE</u>
BANDES LATERALES	<u>200-4000</u>	$<10^{-6}$	10 KHz	<10%	<u><math>10^{-5}</math></u>	EQUIPEMENT LOURD
CARCINOTRON	<u>40-400</u>	$>10^{-3}$	<10 KHz	0%	<u><math>10^{-9}</math></u>	DOUBLAGE DE FREQUENCE DIFFICILE
BATTEMENTS DE LASERS CO2	<u>200-4000</u>	$10^{-6}$	500 KHz	1%	$10^{-8}$	DIFFICILE A <u>MAITRISER</u>

TABLEAU 2.1: COMPARAISONS DES CARACTERISTIQUES  
DE DIVERSES SOURCES.





## CHAPITRE III: L'OSCILLATEUR LOCAL

### 1 LE CHOIX EFFECTUE

L'oscillateur local détermine les principales caractéristiques d'un récepteur superhétérodyne. Nous avons été guidés dans ce choix par les critères suivants:

-Le domaine de fréquence dans lequel nous voulons travailler c'est à dire de 600GHz à 1200GHz.

-La puissance nécessaire au fonctionnement optimal du mélangeur, puissance qui doit être de 1mW au minimum.

-La pureté spectrale qui doit être la plus grande possible.

-L'instabilité en fréquence qui doit être négligeable devant la largeur d'une raie .

Les autres sources cohérentes (klystron, carcinotron,...) ne peuvent convenir même si elles répondent à plusieurs critères. En effet elles ne couvrent pas la gamme choisie et doivent être utilisées en oscillateur local sous harmonique (battement entre le signal et un harmonique de l'oscillateur local) (DION). Compte tenu de la perte de puissance par rang d'harmonique, le mélangeur

ne fonctionne alors plus dans des conditions optimales.

Nous avons choisi pour oscillateur local un laser moléculaire optiquement pompé. Ce type de laser présente les avantages suivants (HODG7):

-Gamme d'oscillation comprise entre 400GHz et 4000GHz (ils couvrent donc notre gamme d'étude qui est 600-1200GHz).

-Puissance de sortie supérieure à 1 mW pour de nombreuses fréquences.

-Une stabilité en fréquence de l'ordre de 10KHz.

Les lasers submillimétriques à décharge (dans HCN par exemple) ne peuvent nous convenir car ils n'oscillent que sur quelques fréquences seulement, et ne permettent pas de couvrir la gamme voulue.

Le principal inconvénient des lasers submillimétriques par rapport à d'autres sources (klystron, carnotron...) est qu'ils ne sont pas ou peu accordables. Cet inconvénient peut être pallié par le fait qu'ils oscillent sur de nombreuses raies. Avec une fréquence intermédiaire variable entre 2 et 8 GHz, il est possible de couvrir 28% de la gamme 600-1200 GHz.

Le choix ainsi fait nécessite l'élaboration de deux lasers: un laser infrarouge à gaz carbonique, qui sert à saturer le milieu d'un second laser afin de le faire osciller dans le domaine submillimétrique.

## 2 LE LASER INFRAROUGE

Il est habituel d'utiliser un laser à gaz carbonique pour pomper un laser submillimétrique car ce type de laser infrarouge permet de saturer de nombreuses molécules (une centaine ce qui donne un millier de raies submillimétriques), il est puissant, d'utilisation aisée.

Le laser que nous avons développé délivre une puissance de sortie de 80 W mono-raie, mono-mode sur la raie 9R20 (fig 3.1). La cavité a une longueur de 2,50 m, elle est constituée d'un réseau JOBIN YVON de 150 traits/mm gravé sur une pastille de silicium recouverte d'or. Ce réseau est monté sur un support orientable afin de sélectionner les raies d'émission. De l'autre côté une lame semi-transparente en ZnSe permet la sortie du rayonnement utilisable, le couplage effectué est de 50%. Cette lame est un ménisque négatif ayant un rayon de courbure de 10 m, et elle est montée sur une céramique piézo-électrique ce qui permet de modifier la longueur de la cavité. Le tube de verre a une longueur de 2,40 m et un diamètre intérieur de 10mm choisi en fonction des dimensions du faisceau à l'intérieur de la cavité. Il est fermé aux deux extrémités par des lames de ZnSe à incidence de Brewster. Il comporte une gaine de circulation d'eau permettant le refroidissement afin d'assurer une meilleure désexcitation des molécules sur les parois, on peut obtenir ainsi une puissance de fonctionnement plus élevée. Pour la même raison nous avons opté pour un tube à deux décharges, nous avons donc dû établir trois électrodes et deux arrivées de gaz sur le tube. Le choix de la double décharge évite en outre d'avoir des tensions d'amorçage trop élevées. Le bati est constitué de deux blocs d'acier qui maintiennent les supports

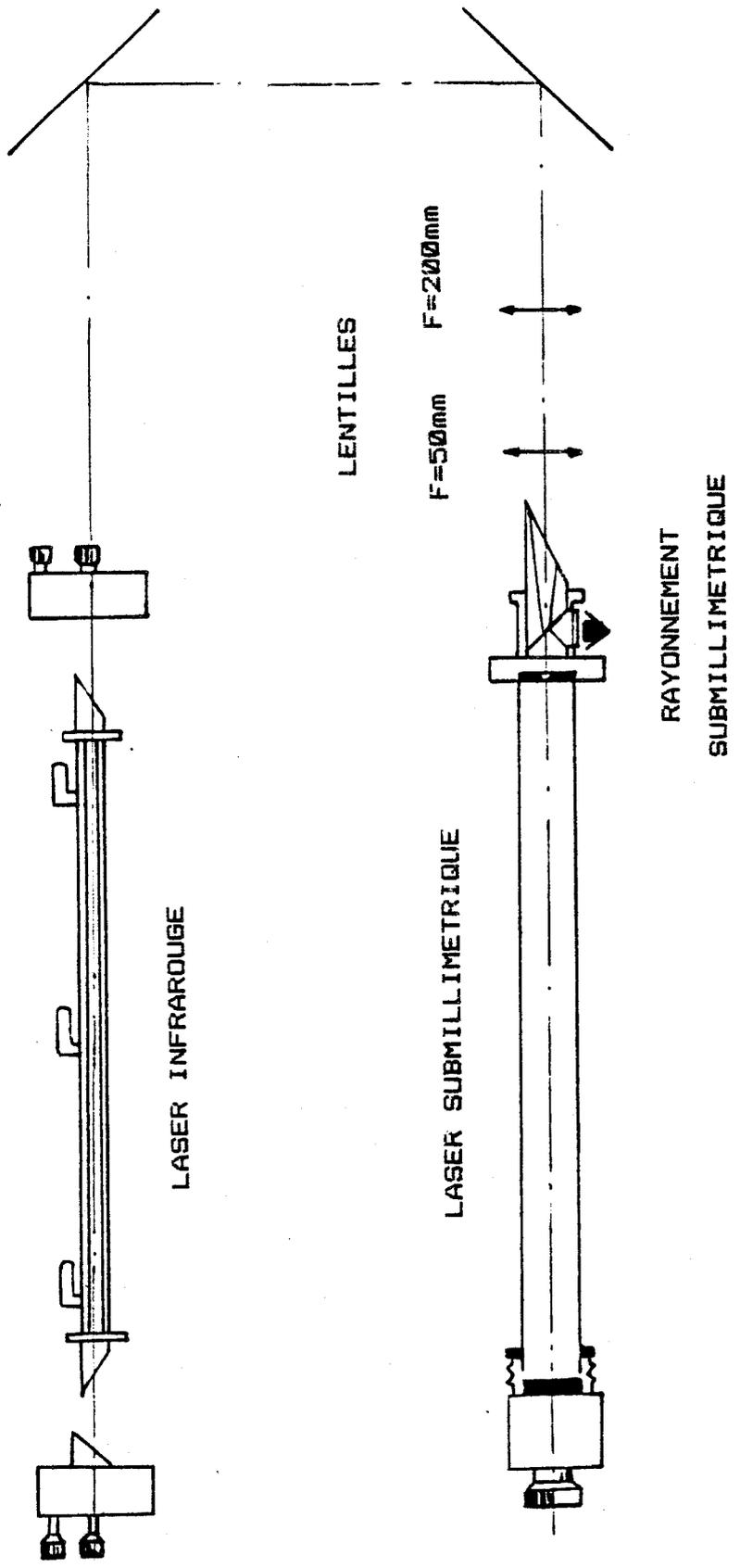


FIGURE 3.1: SCHEMA DE L'OSCILLATEUR LOCAL.

d'alignement de la cavité. Une structure constituée de barres d'invar assure une bonne stabilité mécanique, le tube est positionné dans la cavité par cinq supports.

Le mélange de gaz est composé de 78% d'hélium, 12% d'azote, 10% de gaz carbonique, avec un tel mélange la tension d'alimentation est de 17 KV pour un courant total de 40 mA.

Le diamètre à 1/e d'amplitude du faisceau de sortie est de 10mm, et est focalisé à l'aide de deux lentilles de focales 50mm et 200mm à l'intérieur du laser submillimétrique. L'utilisation de deux lentilles est nécessaire pour contrôler la divergence du faisceau infrarouge, afin de pomper le plus efficacement possible le gaz. Ces lentilles sont positionnées afin que la taille du faisceau infrarouge soit de l'ordre de grandeur du diamètre du tube après un aller-retour dans la cavité submillimétrique. Elles sont ensuite ajustées en cours de fonctionnement afin d'obtenir le maximum de puissance.

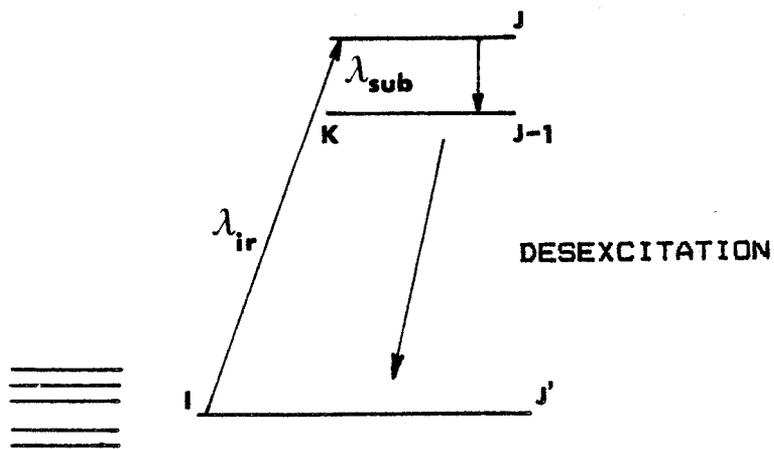
### 3 LE LASER SUBMILLIMETRIQUE

#### 3.1 RAPPELS THEORIQUES

C'est en 1970 que Chang et Bridges utilisèrent pour la première fois un laser submillimétrique optiquement pompé. La molécule utilisée était du CH<sub>3</sub>F excité par le rayonnement d'un laser à gaz carbonique. Depuis lors de nombreuses autres émissions ont été observées (KNEU).

Le principe général reste le même quelle que soit la molécule. Ce principe est schématisé à la figure 3.2, elle

ETATS EXCITES  
DE VIBRATION



FIGURE\_3.2: EXEMPLE DE NIVEAUX D'ENERGIE  
D'UNE MOLECULE POLAIRE.



représente un diagramme des niveaux d'énergie d'une molécule polaire. L'absorption du rayonnement de pompe réalise l'inversion de population entre les niveaux J et J-1 dans un état vibrationnel excité. Des changements d'états rotationnels par collisions tendent à thermaliser ces états. Le taux de relaxation est dépendant de la pression. Il faut donc ajuster celle-ci afin de maintenir l'inversion de population (CHAN,HODG2).

Nous pouvons donc trouver l'expression de la puissance de sortie d'un laser submillimétrique, elle est généralement donnée sous la forme (LOUR):

$$P_{FIR} = \frac{1}{2} \cdot I_{sat} \cdot t \cdot S \cdot \left[ \frac{2}{t} : \frac{P_{IR}}{S} \eta_{th} F_{abs} F_r \frac{1}{I_{sat}} - 1 \right]$$

$P_{IR}$ : la puissance du laser de pompe,

$t$ : le coefficient de transmission du rayonnement submillimétrique par passage

$S$ : la section du résonateur,

$\eta_{th}$ : le taux de conversion théorique lié aux niveaux d'énergie,

$I_{sat}$ : le coefficient de saturation de la transition submillimétrique,

$F_{abs}$ : l'absorption de la puissance de pompe,

$F_r$ : les pertes de transmission pour le rayonnement submillimétrique.

dans le cas de fortes émissions submillimétriques l'équation peut se mettre sous la forme :

$$P_{FIR} = P_{IR} \cdot \eta_{th} \cdot F_{abs} \cdot F_r \quad (A)$$

Nous voyons que la puissance de sortie est limitée par la faiblesse de l'absorption du rayonnement de pompe ainsi que par la forte saturation de la transition. La puissance réelle est très inférieure à la limite théorique dérivée de la formule (A) (DAN3, LOUR):

$$P_{\text{FIR}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\nu_{\text{FIR}}}{\nu_{\text{IR}}} \cdot P_{\text{IR}}$$

Le résonateur est particulièrement important et doit répondre à plusieurs critères pour obtenir un laser efficace:

- il doit avoir des pertes les plus faibles possibles
- il doit pouvoir accepter de fortes puissances de rayonnement de pompe
- il doit résonner sur un seul mode
- le couplage du rayonnement de sortie doit être optimum et conçu de sorte que le rayon diffracte au minimum
- il doit être ajustable en fréquence.

Pour répondre à ces critères deux types de résonateurs sont couramment utilisés. Le premier, qui est le plus ancien, est une cavité PEROT-FABRY, le deuxième est constitué d'un guide d'onde, métallique ou diélectrique.

Le résonateur PEROT-FABRY présente comme principal avantage de résonner sur un seul mode et d'avoir une finesse spectrale élevée. Par contre il a de nombreux inconvénients, en particulier une puissance de sortie faible. En effet une faible désexcitation des molécules par collision sur les parois et des pertes par diffraction importantes limitent le gain submillimétrique. De plus les pertes par le trou de

couplage du rayonnement de pompe ne sont pas négligeables.

Le laser guide d'onde présente de nombreux avantages principalement une puissance de sortie plus élevée que pour le laser PEROT-FABRY. Le tube étant d'un diamètre plus petit, la désexcitation des molécules est plus importante. Le rayonnement de pompe est mieux confiné ce qui permet une meilleure excitation des molécules et les pertes par le couplage de sortie sont moins élevées (HODG3, DANIS, YAMA3). Sa mise en oeuvre est également aisée. Il est habituel de choisir un guide d'onde diélectrique quand on désire le maximum de puissance et que l'encombrement n'est pas un critère déterminant. Le laser à guide diélectrique est limité à des fréquences supérieures à 500 GHz, par contre celui à guide métallique oscille à des fréquences un peu plus basses.

### 3.2. DESCRIPTIF

Le résonateur est constitué d'un guide diélectrique en Pyrex d'un diamètre de 40 mm et d'une longueur de 3 m. A chaque extrémité est placé un miroir en laiton, monté sur support orientable, d'un diamètre de 45 mm, et espacé du tube de quelques millimètres. Un des miroirs est monté sur une table de translation permettant le réglage en longueur de la cavité, tandis que l'autre est percé en son centre d'un trou de diamètre 6mm (optimisé pour les raies de l'acide formique). Ce trou permet le passage du rayonnement infrarouge ainsi que le couplage de l'onde submillimétrique. Un miroir à 45° est placé en dehors de la cavité et permet la sortie du rayonnement submillimétrique. Une lame de quartz coupe X, qui absorbe le rayonnement infrarouge

F (GHz)	MOLECULE	RAIE (CO2)	PUISSANCE (mW)
580	HCOOH	9R28	1.6
692.9	-	9R20	20
693.7	-	9R22	16
761	-	9R18	16
764.6	CH <sub>3</sub> OH	9P36	10
1757.5	-	9P36	10
2522	-	9P36	8

TABLEAU 3.1 : PUISSANCE ESTIMEE DU LASER  
SUBMILLIMETRIQUE POUR DIVERSES FREQUENCES

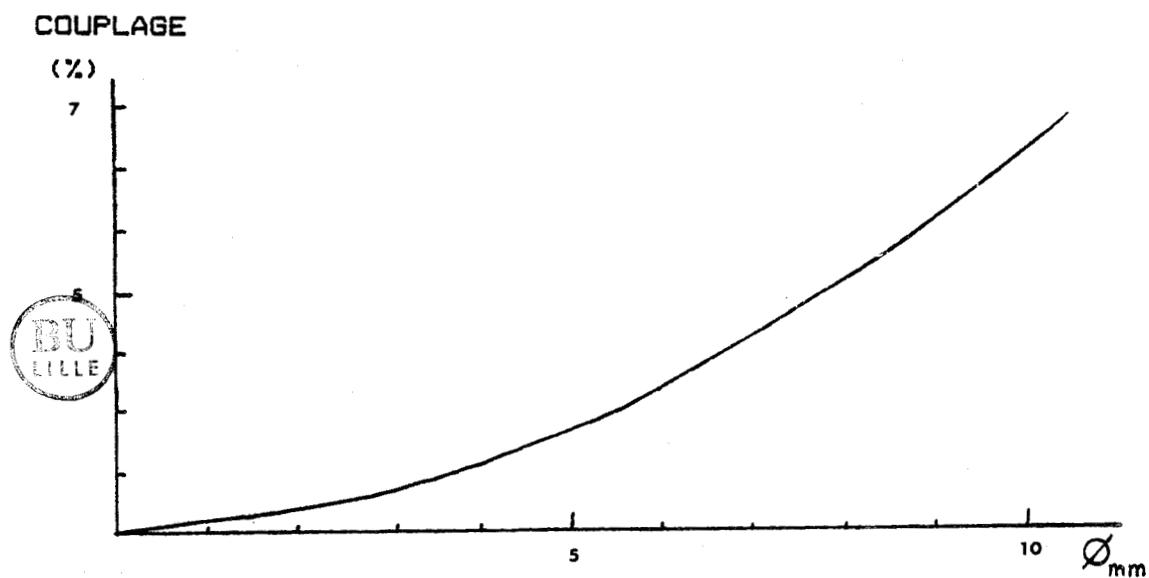


FIGURE 3.3: COUPLAGE DU RAYONNEMENT SUBMILLIMETRIQUE  
EN FONCTION DU DIAMETRE DU TROU DE SORTIE.

résiduel, sert de fenêtre d'étanchéité. Une lame en ZnSe placée à incidence de Brewster permet le passage du rayonnement de pompe qui traversera le miroir à 45° ainsi qu'un des miroirs de la cavité grâce aux perçages effectués (fig 3.2b).

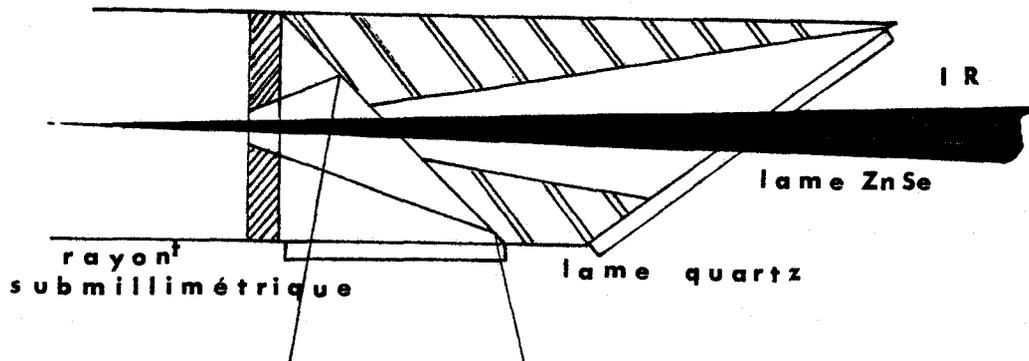


FIGURE 3.2b: SCHEMA DE L'INCIDENCE DU LASER SUBMILLIMETRIQUE

Le tableau 3.1 résume les puissances de sortie pour quelques fréquences, les mesures de puissance sont approximatives et données à titre indicatif. La figure 3.3 montre le couplage théorique du rayonnement submillimétrique en fonction du diamètre du trou du miroir de sortie, la figure 3.4 (page suivante) indique les pertes par le trou du miroir à 45°, la figure 3.5 compare les dimensions théoriques et expérimentales du rayon. Ces mesures ont été effectuées avec un détecteur pyroélectrique, dont la pastille sensible a pour dimension 2mm.2mm et sont estimées en fonction de la détectivité donnée par le constructeur. Il est à remarquer que la diffraction du faisceau reste négligeable. Après nous être basés sur ces estimations, le diamètre du trou de couplage a été optimisé expérimentalement sur la raie à 692 GHz de l'acide formique.

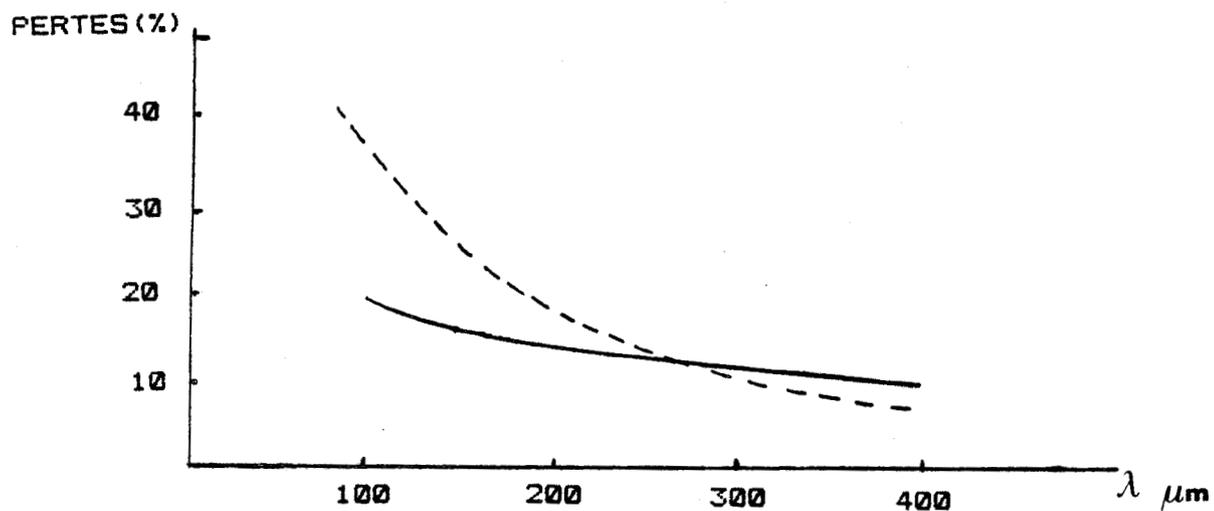


FIGURE 3.4: PERTES DU RAYONNEMENT  
 SUBMILLIMETRIQUE PAR LE TROU DE PASSAGE DU RAYONNEMENT  
 INFRAROUGE POUR UN DIAMETRE DE TROU DE COUPLAGE DE:  
 — 6mm , - - 3mm.

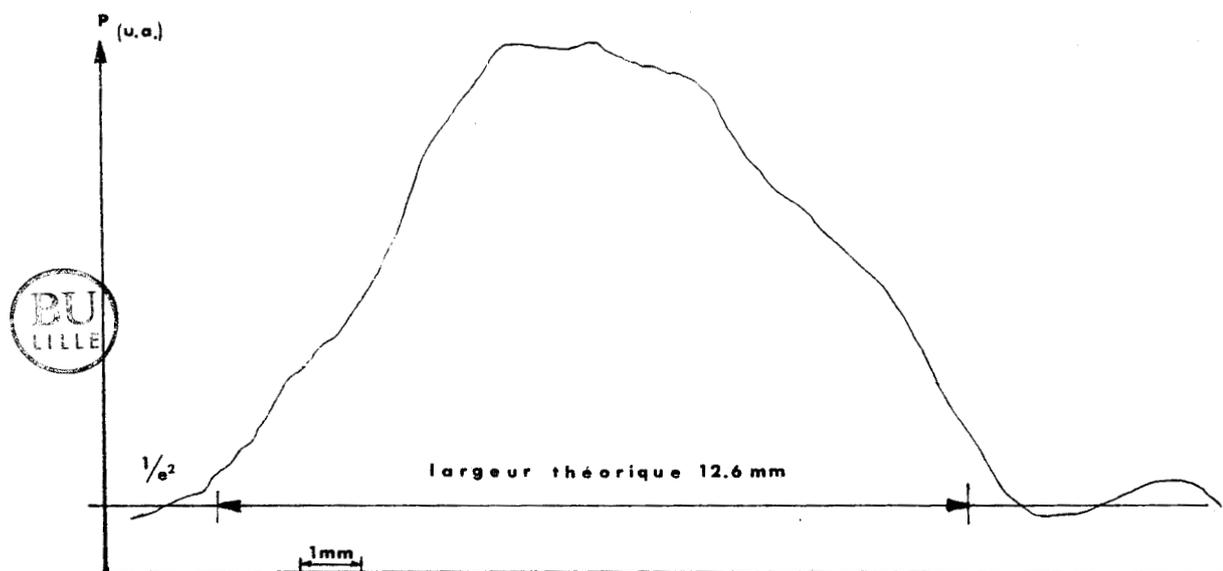


FIGURE 3.5: DIMENSIONS THEORIQUES ET MESUREES  
 DU RAYONNEMENT SUBMILLIMETRIQUE.

#### 4 STABILITE DE L'OSCILLATEUR LOCAL

##### 4.1 STABILITE EN FREQUENCE

La stabilité en fréquence de la structure utilisée a été mesurée par battement d'un klystron et du laser. Elle est d'une dizaine de kilohertz à court terme (une minute environ), à long terme (plusieurs dizaines de minutes) la variation est inférieure à 100 KHz (PLAI). La figure 3.6 montre la qualité spectrale de ce battement. Le second oscillateur local pourra compenser ces instabilités puisqu'elles sont comprises dans sa plage d'asservissement. Ces fluctuations de fréquence sont principalement dues aux variations de pression du gaz, ce qui provoque une modification de la longueur optique de la cavité. La dérive thermique qui joue aussi sur la longueur du laser est beaucoup plus faible. Quant aux instabilités rapides, elles sont dues surtout aux vibrations mécaniques parasites des miroirs.

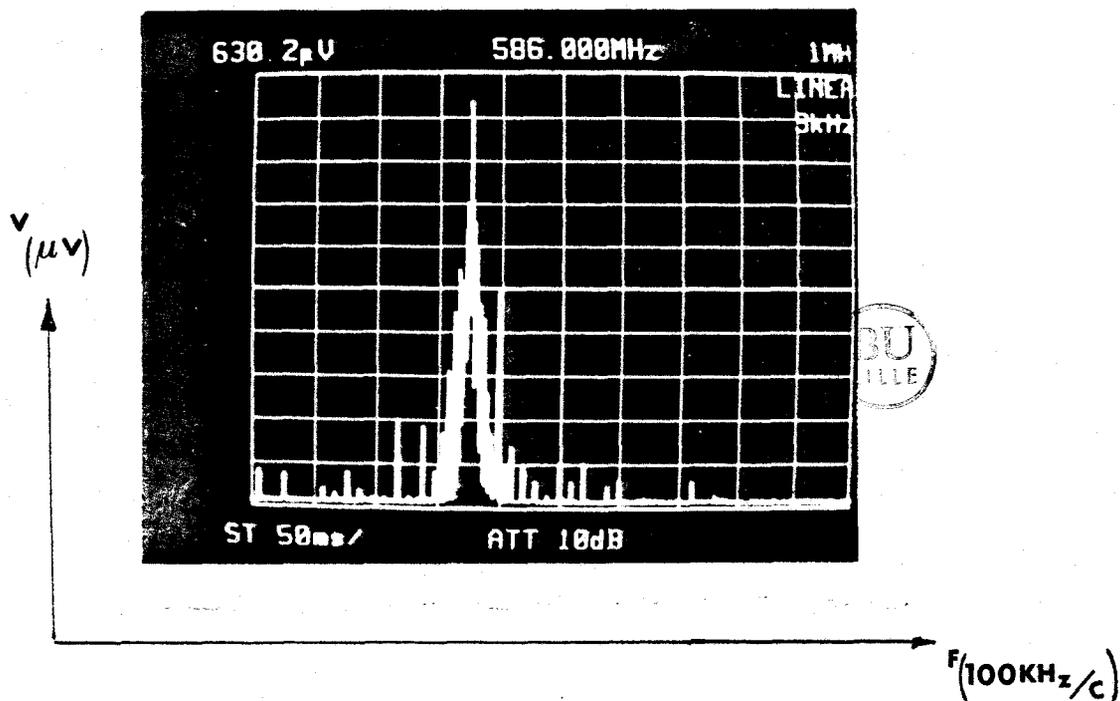
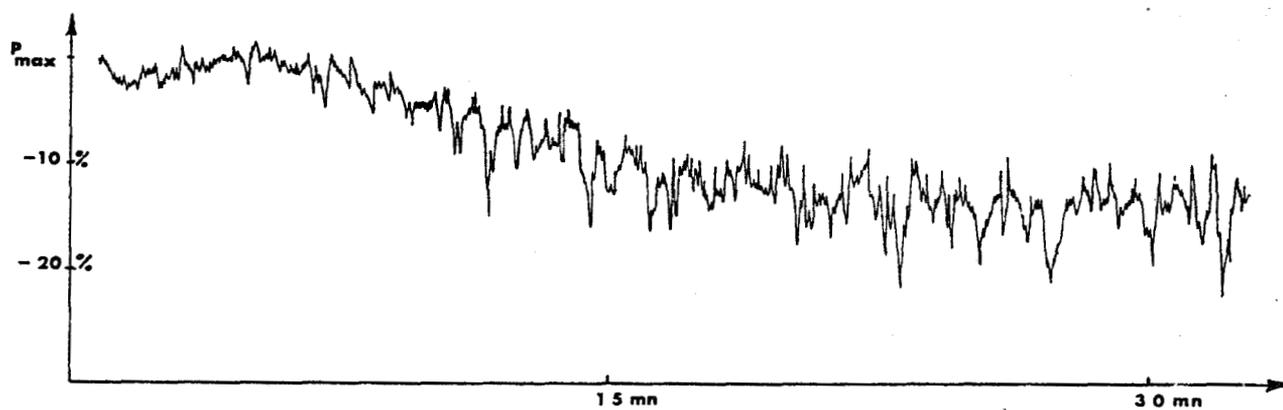


FIGURE 3.6: SPECTRE DU LASER SUBMILLIMETRIQUE.



**FIGURE\_3.7:** RELEVÉ DE LA PUISSANCE DU LASER  
SUBMILLIMÉTRIQUE EN FONCTION DU TEMPS.



#### 4.2 STABILITE EN AMPLITUDE

Un relevé de la puissance du laser submillimétrique en fonction du temps effectué avec un détecteur pyro-électrique (fig 3.7) met en évidence une fluctuation de l'ordre de 20%. Cette instabilité peut se décomposer en deux types de fluctuations : une rapide (inférieure à 1s) et une lente (sur plusieurs minutes) qui est en fait un affaiblissement de la puissance du laser avec le temps (GALA, JIRM).

Nous pouvons donc classer en deux catégories les causes d'instabilité:

-les fluctuations rapides qui sont dues au laser de pompe, ont trois origines principales: la variation d'indice à l'intérieur du laser infrarouge (instabilité de la pression totale et des pressions partielles du mélange gazeux), la variation de la longueur de la cavité (dilatation thermique, vibrations), réinjection d'une partie du rayonnement infrarouge revenant du laser submillimétrique

-les fluctuations lentes sont dues aux variations de pression et de longueur du laser submillimétrique. Elles sont négligeables pour des durées inférieures à une demi-heure.

Ces fluctuations d'amplitude ne sont pas gênantes pour notre utilisation, puisqu'à partir d'une certaine puissance d'oscillateur local le mélangeur est saturé et devient insensible à ces variations. Nous avons vérifié que nous disposons bien sur plusieurs raies de la puissance nécessaire à cette saturation (puissance estimée à 5

milliwatts compte tenu des pertes de propagation et de couplage). Il est possible de travailler avec des puissances inférieures mais dans ce cas le mélangeur devient plus sensible au bruit de l'oscillateur local.

## CHAPITRE IV: LE MELANGEUR

### 1. CHOIX DE LA TECHNIQUE UTILISEE

Après la mise en oeuvre de l'oscillateur local, il faut développer un mélangeur pour obtenir des battements avec les caractéristiques voulues. Etant donné la fréquence élevée de ces battements (quelques gigahertz), nous ne pouvons pas utiliser des éléments de type pyro-électrique ou bolométrique, car ils présentent des temps de réponses trop lents. Notre choix s'est donc tourné vers des mélangeurs conçus autour de diodes à pointe. Ce choix soulève deux problèmes:

- le couplage du rayonnement à l'antenne
- le choix de la pastille mélangeuse semi-conductrice

le couplage du rayonnement:

Des essais préliminaires avec un mélangeur monté dans une structure guidée (type CUSTOM MICROWAVE) nous ont permis de mettre en évidence les problèmes de couplage du rayonnement au guide ainsi qu'une limitation en fréquence. Nous nous sommes alors tournés vers une structure ouverte qui permet un couplage optique ajustable par le réglage adéquat d'éléments réflecteurs (FETT3). Nous avons utilisé deux types de structures, l'une construite par nos soins, de type

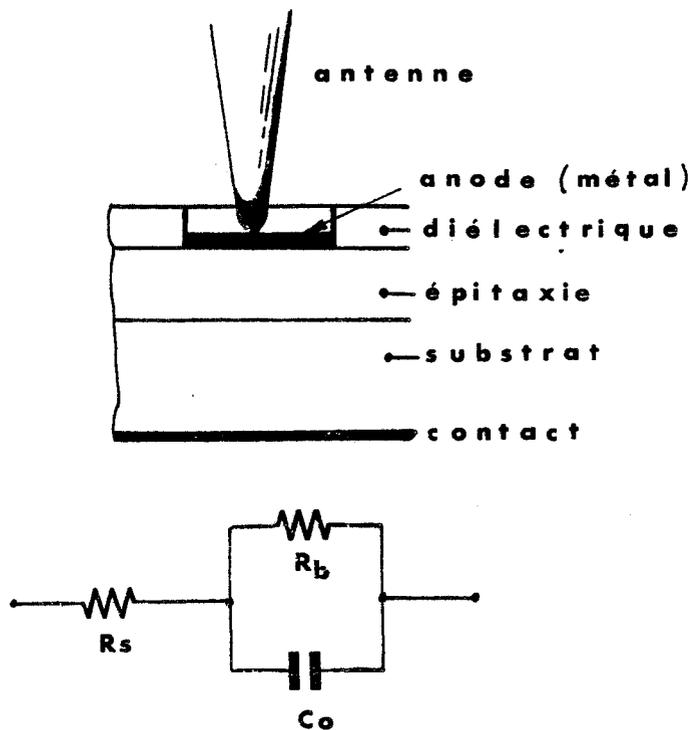


FIGURE 4.1: SCHEMA D'UNE DIODE DE TECHNIQUE SCHOTTKY, AINSI QUE SA REPRESENTATION ELECTRONIQUE EQUIVALENTE.

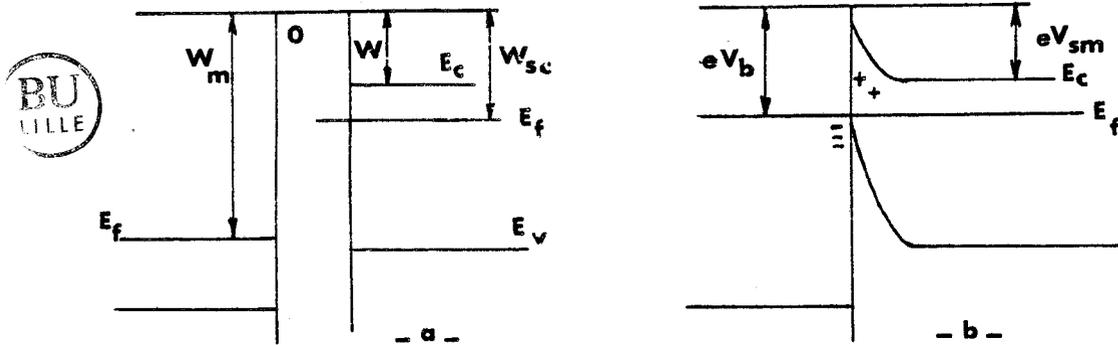


FIGURE 4.2: NIVEAUX D'ENERGIE DANS LE SEMI-CONDUCTEUR ET DANS LE METAL:

a-AVANT CONTACT.

b-APRES CONTACT.

réflecteur cylindrique, l'autre commerciale, du type réflecteur trièdre.

#### la pastille conductrice:

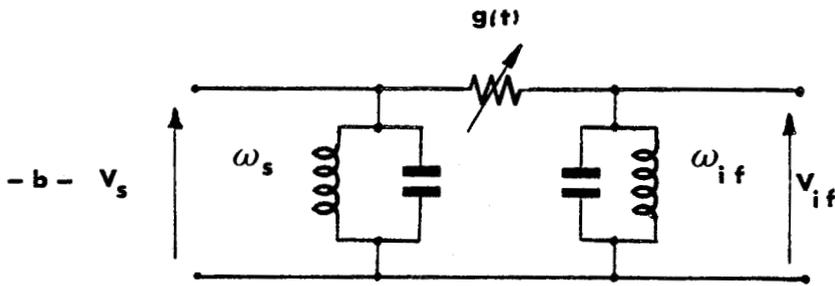
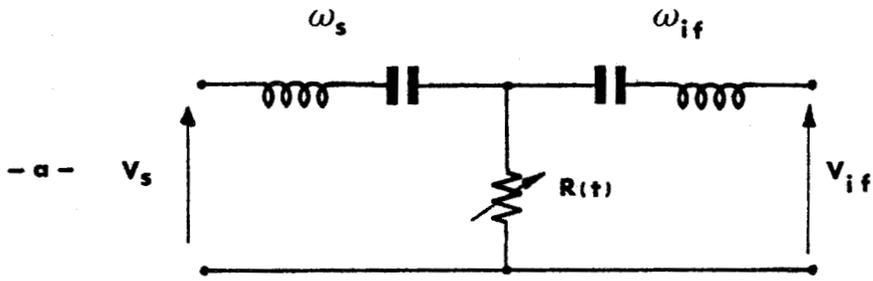
Cette pastille est une diode de technique Schottky, cet élément a été choisi en raison des caractéristiques suivantes: fréquence limite très élevée (supérieure au térahertz), taux de conversion très faible, possibilité d'avoir des fréquences intermédiaires de 8GHZ voire plus (FETT3). Nous devons étudier plus précisément cet élément qui est particulièrement critique, afin de déterminer quelles doivent être ses caractéristiques pour obtenir un fonctionnement optimal du mélangeur. Cette étude est importante puisque nous avons construit notre propre structure, et nous donnera l'explication de ses limitations.

## 2. LA DIODE MELANGEUSE

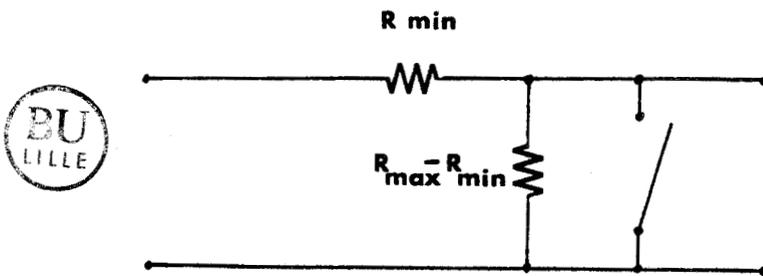
### 2.1. PRESENTATION

Pour effectuer la fonction de mélange dans le domaine submillimétrique la diode de type Schottky est particulièrement bien adaptée. C'est une hétéro-jonction constituée par un métal en contact avec une couche de semi-conducteur de type N ou P, ce semi-conducteur est généralement de l'Arséniure de Gallium. La figure 4.1 représente le schéma d'une diode, ainsi que le schéma électronique équivalent.

La figure 4.2a représente les niveaux dans le métal et le semi-conducteur séparés,  $E_f$  étant le niveau de Fermi,  $W_m$  le travail de sortie de l'électron libre dans le métal,  $E_c$  le



**FIGURE 4.3:** REPRESENTATION D'UN MELANGEUR SOUS LA FORME:  
 a-D'UN QUADRIPOLE IMPEDANCE.  
 b-D'UN QUADRIPOLE ADMITANCE.



**FIGURE 4.4:** SCHEMA DU MELANGEUR IDEAL.

niveau d'énergie du bas de la bande de conduction,  $E_v$  le niveau d'énergie du haut de la bande de valence. Quand il y a contact (fig 4.2b), il existe des électrons majoritaires dans le semi-conducteur qui passent dans le métal à cause de la différence des niveaux de Fermi. Au voisinage de la jonction le niveau de Fermi s'éloigne de la bande de conduction, ce qui provoque la raréfaction des électrons, d'où création d'une barrière de potentiel  $V_b$ . En l'absence de polarisation, il y a deux courants  $I_s$  égaux et opposés qui traversent la barrière. Si une tension  $+V$  est appliquée à l'anode (coté métal), la hauteur de la barrière diminue de  $eV$  et le courant est donc multiplié par  $\exp(eV/\eta KT)$ . Le courant inverse reste le même, on a donc un courant total  $I = I_s (\exp(eV/\eta KT) - 1)$ , où  $\eta$  est le facteur de qualité.

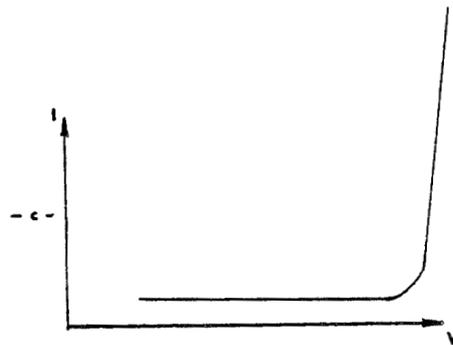
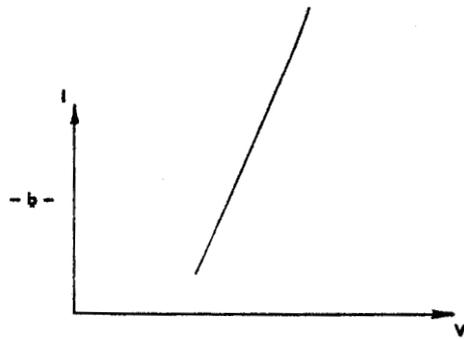
## 2.2 LA FONCTION DE MELANGE

On étudie généralement le mélangeur sous la forme d'un quadripole dans lequel est placée une résistance ou une conductance non linéaire qui varie selon le signal de l'oscillateur local. Le quadripole utilisé est soit un quadripole impédance, où les fréquences hors bande sont en circuit ouvert, soit un quadripole inductance, où les fréquences hors bande sont en court circuit (figure 4.3) (SALE).

Dans le cas d'un quadripole impédance, la résistance considérée dans un premier temps comme linéaire, varie en fonction du temps :  $R_{min} < r(t) < R_{max}$   
on peut écrire la résistance sous la forme (SALE):

$$r(t) = r_0 + 2 r_1 \cos(\omega_p t) + \dots$$

Le taux de conversion  $L$  est défini comme étant le rapport



**FIGURE 4.5: CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION:**

**a-D'UNE DIODE SILICIUM.**

**b-D'UNE DIODE MIM.**

**c-D'UNE DIODE SCHOTTKY.**

de la puissance du signal à l'entrée du mélangeur et de la puissance de la fréquence intermédiaire disponible à la sortie. Saleh définit le taux de conversion optimal comme étant (SALE):

$$L_{opt} = \frac{1 + \sqrt{1 - \epsilon}}{1 - \sqrt{1 - \epsilon}}$$

avec  $\epsilon = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2$

Le mélangeur idéal peut être mis sous la forme représentée à la figure 4.4, la résistance variable devient un interrupteur qui s'ouvre et se ferme au rythme de la fréquence de l'oscillateur local. Ce qui donne pour le taux de conversion optimal:

$$L_{opt} = 1 + 4 \left(\frac{R_{min}}{R_{max}}\right)$$

Dans la pratique on utilise une diode exponentielle comme élément mélangeur. On peut la mettre sous la forme d'une résistance variable en fonction du temps d'une manière non linéaire. Plus la caractéristique courant-tension de la diode a une pente importante plus elle peut être assimilée au mélangeur idéal. La tension de polarisation permet de placer le point de fonctionnement de la diode afin qu'elle fonctionne presque en tout ou rien. Cette considération est à la base du choix des diodes Schottky comme mélangeur. Leur caractéristique est très proche de la courbe idéale comme le montre la figure 4.5c.

Les figures 4.5a,b donne les caractéristiques courant-tension des diodes silicium et MIM (Métal-Isolant-Métal), on voit immédiatement qu'elles sont très éloignées de la caractéristique idéale. Le tableau 4.1 donne les mesures d'Epton dans le domaine submillimétrique,

DIODE	REPONSE VIDEO (V/W)	TAUX DE CONVERSION (dB)	N.E.P. VIDEO (W/√Hz)	MINIMUM DETECTABLE EN HETERODYNE (W/Hz)
MIM	0.4	82	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-12}$
INSB	1.6	77	-	$4 \cdot 10^{-12}$
Ge (p)	4	75	$1 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-12}$
Ge (n)	17	78	$0.6 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-12}$
SCHOTTKY		47		$1.1 \cdot 10^{-14}$
Si (p)		64		$8.8 \cdot 10^{-13}$

TABLEAU 4.1: CARACTERISTIQUES MESUREES

PAR EPTON A  $311 \mu\text{m}$  AVEC UNE FREQUENCE INTERMEDIAIRE DE 2 GHz (a)  
 ET PAR ZUIDBERG A  $311 \mu\text{m}$  AVEC UNE FREQUENCE INTERMEDIAIRE DE  
 150 MHz.

les taux de conversion (EPTO), ainsi que les valeurs mesurées par Zuidberg (ZUID1).

Les résultats donnés ici montrent l'importance d'étudier plus en profondeur le taux de conversion pour une diode Schottky afin de déterminer les éléments qui nous permettront de choisir un mélangeur adapté à nos besoins.

### 2.3 BRUIT DU MELANGEUR

Puisque nous détectons la fréquence intermédiaire, le bruit, à température ambiante, est donné par:

$$T_r = T_m + L_s \cdot T_{if}$$

avec  $T_m$  la température de bruit du mélangeur et  $T_{if}$  la température de bruit de l'amplificateur de la fréquence intermédiaire,  $L_s$  est le taux de conversion pour la fréquence intermédiaire.

Le bruit de la diode a deux origines:

-le bruit thermique qui existe dans tous les conducteurs, il a pour valeur (BADO, HELD):

$$\bar{i}^2 = 4 K \cdot T \cdot G \cdot B$$

$B$  est la bande passante,  $G$  la conductance de la diode,  $T$  la température de la diode,  $K$  la constante de Boltzmann.

-le bruit "de scintillement" lié aux recombinaisons de surface, il est de (BADO):

$$\bar{i}_S^2 = \frac{I^m}{F^n} \cdot B$$

avec  $m=2$  et  $n=1$ .

Le dernier bruit est négligeable en haute fréquence, seul le bruit thermique est à considérer. Le bruit de la diode peut donc être mis sous la forme:

accordé en  
bande simple

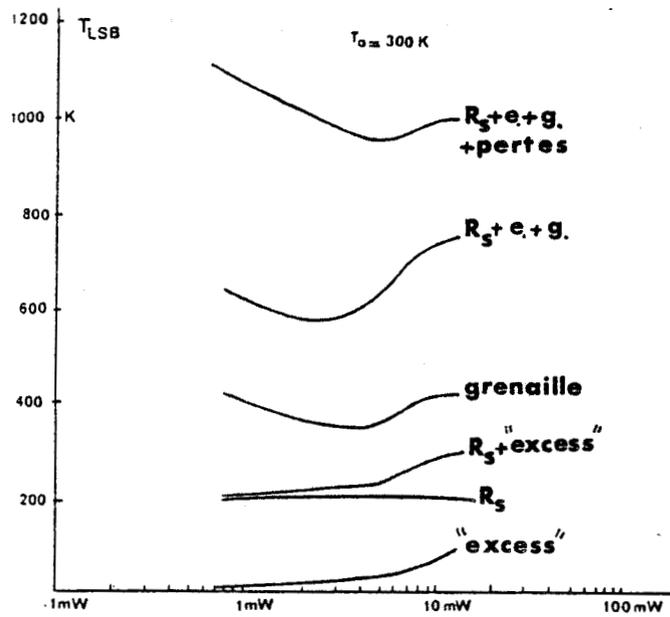


FIGURE 4.6: DIFFERENTES CONTRIBUTIONS DU BRUIT  
TOTAL A TEMPERATURE AMBIANTE POUR LE MEME MELANGEUR.



$$T_a = \eta T / 2$$

avec  $T$  la température physique de la diode et  $\eta$  le facteur de qualité.

On obtient donc pour la température de bruit du mélangeur:

$$T_m = T_a (L_s - 1 - L_s / L_i)$$

$L_i$  est le taux de conversion de la fréquence image et  $L_s$  celui de la fréquence intermédiaire.

Ce qui nous donne

$$T_m = 1/2 \eta T (L_s - 1 - L_s / L_i).$$

Nous voyons grâce à ces équations que pour minimiser le bruit il faut minimiser  $\eta$ ,  $T$ , et surtout  $L_s$ . La température  $T$  est fixée par les conditions expérimentales et  $\eta$  est généralement minimisé lors de la construction de la diode. C'est surtout  $L_s$  qui prédomine, il est donc important d'utiliser des diodes avec un bon taux de conversion.

En fait le bruit mesuré est plus élevé que celui prévu par ce modèle, il faut donc introduire d'autres sources de bruit. On en distingue deux:

-le bruit "de grenaille" associé au champ électrique, il est donné par (HELD, WRIX1):

$$I_m = 2e(I + 2I_s)B$$

$I$  est le courant

-"l'excess noise" dû aux électrons chauds (HEGA).

La figure 4.6 compare les différentes contributions au bruit total.

#### 2.4 LA DEPENDANCE EN FREQUENCE

Une mesure en courant continu permet de connaître la résistance série de la diode, il est aussi possible d'estimer la capacité de la jonction sans polarisation et toujours en courant continu. Nous pouvons donc définir une fréquence de coupure  $F_c$  d'une manière classique.  $F_c$  est telle que:

$$F_c = 1/2 \cdot \pi \cdot R_s \cdot C_o .$$

Puisque  $R_s$  est donnée par une mesure en continu, plusieurs phénomènes importants en haute fréquence ne sont pas pris en compte; en particulier l'effet de peau, l'inertie des porteurs et les courants de déplacement.

-l'inertie des porteurs ne peut être négligée longtemps pour des fréquences proches de  $\omega_s = q/m \cdot M$

avec  $m$  masse effective des porteurs,  $M$  la mobilité des porteurs

-les courants de déplacement doivent être inclus aux fréquences plus grandes que la relaxation diélectrique  $\omega_d = S/e$

$S$  est la conductivité du semi-conducteur et  $e$  la permittivité relative.

Champlin et Eisenstein ont montré que l'inertie et les courants de déplacement sont équivalents à la résonance de plasma dans les semi-conducteurs (CHAM). On a donc

$$\omega_p = (\omega_s \cdot \omega_d)^{1/2}$$

On peut étendre le modèle classique en incluant les effets dépendants de la fréquence, des diodes épitaxiées (WRIX2, KELL3).

La dépendance en fréquence de la réponse de la diode est principalement fonction de la résistance série. Il est donc important d'étudier plus profondément ce point.

Cette résistance peut se décomposer en:

$$R_s = R_{epi} + R_{sub}$$

où  $R_{epi}$  est la résistance du disque de l'épitaxie sous l'anode.

$$R_{epi} = \frac{t}{\sigma \pi a^2}$$

a le rayon du contact

$\sigma$  étant la conductivité de l'épitaxie.

La résistance  $R_{sub}$  est la résistance du substrat pour une épaisseur égale à l'épaisseur de peau, elle est donnée par:

$$R_{sub} = \frac{1}{2 \pi \sigma a} \operatorname{Arctg} \left( \frac{b}{a} \right)$$

La capacité de la jonction sans polarisation est:

$$C_0 = \pi a^2 \left[ q \epsilon \frac{N}{2} (\phi - V_B) \right]^{1/2}$$

N dopage du semi-conducteur

où  $\epsilon$  est la permittivité du semi-conducteur et  $(\phi - V_B)$  la hauteur de la barrière vu du côté semi-conducteur.

Avec une polarisation nous obtenons:

$$C_j = C_0 \left( 1 - \frac{V}{V_B} \right)^{-\gamma}$$

où  $0.1 < \gamma < 0.5$  selon la géométrie de la diode

Il faut ensuite tenir compte de l'effet de peau pour des

fréquences très élevées, nous avons donc:

(A)

$$Z' = \left( \frac{1+j}{2\pi \sigma d_S} \right) \text{Log } \frac{b}{a}$$

b est le rayon du semi conducteur, a. le rayon du contact  
ds la profondeur de peau

$$d_S = \left( \frac{2}{\omega \mu_0 \sigma} \right)^{1/2}$$

L'équation (A) est basée sur deux suppositions qui ne sont généralement pas valables pour les semi conducteurs dans la région submillimétrique. Ce sont

$$\omega \ll \omega_d$$

$$\omega \ll \omega_S$$

Pour des fréquences supérieures à 200GHZ il faut remplacer la conductivité en courant continu  $\sigma$  par une quantité complexe

$$(C) \quad \tilde{\sigma} + j \omega \epsilon = \sigma \left[ \frac{1}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_S} \right)} \times j \left( \frac{\omega}{\omega_d} \right) \right]$$

où  $\epsilon$  est réel

et remplacer aussi  $(1+j)/d_S$  par le coefficient de propagation du semi-conducteur

$$\gamma = \left[ j \omega \mu_0 \right]^{1/2} (\tilde{\sigma} + j \omega \epsilon)$$

(D)

$$\gamma = \frac{1+j}{d_S} \left[ \frac{1}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_S} \right)} + \frac{j}{\left( \frac{\omega}{\omega_d} \right)} \right]^{1/2}$$

Après s'être assuré que b/a est très supérieur à 1, on

introduit (C) et (D) dans (A). On obtient ainsi  $Z_s = Z_{sub} + Z' + Z_{epi}$

où  $Z_s$  est l'impédance du substrat,  $Z'$  l'impédance due à l'effet de peau et  $Z_{epi}$  l'impédance de l'épitaxie

$$Z_{sub} = \frac{1}{2\pi \sigma a} \operatorname{arctg} \left( \frac{b}{a} \right) \left[ \frac{1}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_s} \right)} + j \frac{\omega}{\omega_d} \right]^{-1}$$

$$Z' = \frac{\operatorname{Log} \left( \frac{b}{a} \right)}{2\pi} \left( \frac{j \omega \mu}{\sigma} \right)^{1/2} \left[ \frac{1}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_s} \right)} + j \frac{\omega}{\omega_d} \right]^{-1/2}$$

$$Z_{epi} = \frac{t}{\sigma \pi a^2} \left[ \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_s}} + j \frac{\omega}{\omega_d} \right]^{-1}$$

la résistance série est égale à

$$R_s = \operatorname{Re}(Z_{epi}) + \operatorname{Re}(Z_s) + \operatorname{Re}(Z').$$

On prend la partie réelle des impédances car on suppose que la partie imaginaire est compensée par un circuit bien adapté.

Nous pouvons ainsi calculer la valeur de  $R_s$  aux hautes fréquences et obtenir une valeur de fréquence de coupure confirmée par l'expérience. Le tableau 4.2 résume les valeurs des différentes composantes de  $R_s$ .

FREQUENCE	$\operatorname{Re}(Z_{epi})$	$\operatorname{Re}(Z_{sub})$	$\operatorname{Re}(Z')$	$R_s$ TOTAL
300 GHz	3.8 $\Omega$	3 $\Omega$	3.3 $\Omega$	10.1 $\Omega$
1000 GHz	4.3 $\Omega$	3 $\Omega$	6.8 $\Omega$	16.1 $\Omega$
4100 GHz	64 $\Omega$	3.5 $\Omega$	15.4 $\Omega$	82.9 $\Omega$

TABLEAU 4.2: VALEUR DES COMPOSANTS DE  $R_s$  POUR DIFFERENTES FREQUENCES, LA MESURE EN CONTINU DE  $R_s$  EST DE 5 OHMS.

### 2.5 LE TAUX DE CONVERSION

Nous avons vu que le taux de conversion est le rapport de la puissance du signal à l'entrée du mélangeur et de la puissance de la fréquence intermédiaire disponible. Il peut se mettre sous la forme:  $L=L_o.L_p$  (KERR, McCO)

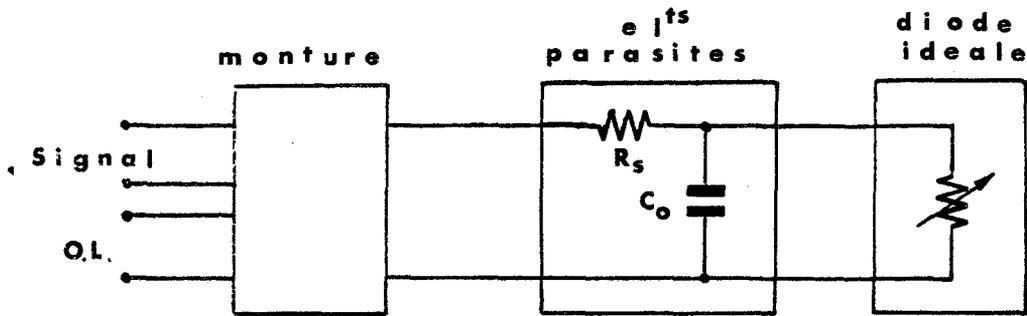


FIGURE 4.7: REPRESENTATION DU MELANGEUR EN TENANT COMPTE DES ELEMENTS PARASITES DE LA DIODE.

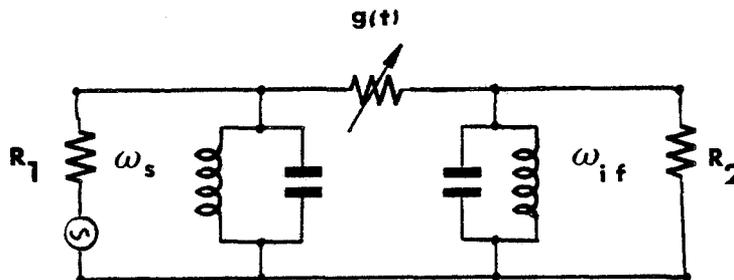


FIGURE 4.8: MODELE UTILISE

où  $L_0$  est le taux de conversion intrinsèque tenant compte de la résistance variable de la diode et des adaptations d'impédance

et  $L_p$  le taux de conversion parasite du aux éléments parasites de la diode (fig 4.7).

La caractéristique de la diode est  $I=i_0(\exp(SV)-1)$ , si nous la mettons sous la forme d'un quadripole Y. La conductance  $g(t)$  peut s'écrire (McMO):

$$g(t)=1/2 g_0 + g_1 \cos wt \dots$$

w est la fréquence de l'oscillateur local

la figure 4.8 représente le quadripole choisi pour modéliser la diode.

On obtient donc comme taux de conversion  $L_0$

$$L_0 = \frac{1}{2 Y_1 Y_2 \eta} \left[ Y_1 + Y_2 + (Y_1 Y_2 + 1) \sqrt{1 - \eta} \right]^2$$

$$Y_1 = \frac{R_{10}}{R_1}$$

$$R_{10} = \frac{2/g_0}{(1 + g_2/g_0) \sqrt{1 - \eta}}$$

$$Y_2 = \frac{R_{20}}{R_2}$$

$$R_{20} = \frac{2/g_0}{\sqrt{1 - \eta}}$$

$$\eta = \frac{2g_1^2}{g_0 (g_0 + g_2)}$$

L'optimisation du taux de conversion donne  $Y_1=Y_2=1$ , ainsi le taux de conversion optimal devient

$$L_{00} = \frac{2}{\eta} (1 + \sqrt{1 - \eta})^2$$

$$g_0 = 2 S i_0 I_0 (S V_1) \exp (S V_0)$$

$$g_1/g_0 = I_1 (S V_1) / I_0 (S V_1)$$

$$g_2/g_0 = I_2 (S V_1) / I_0 (S V_1)$$

$I_0, I_1, I_2$  sont les fonctions de Bessel modifiées [ $I_n(x) = j^{-n} J_n(jx)$ ]

Le taux de conversion optimal est alors directement calculable à partir de la surface de l'anode, la température de la diode...

La quantité  $i_0$  pour l'émission thermoionique et l'effet tunnel de la barrière Schottky est :

$$i_0 = \frac{1}{4} d^2 J_{\max} \exp (-S V_B)$$

avec un couplage optimum l'impédance  $R_1$  de la diode à la fréquence du signal peut s'exprimer par :

$$R_1^2 = \frac{1}{4} \pi d^2 S J_{\max} (I_0 + I_2) \sqrt{1 - \eta} \exp [-S(V_B - V_0)]$$

ce qui donne

$$\frac{d}{d_m} = [(I_0 + I_2) \sqrt{1 - \eta}]^{-1/2} \exp \left[ \frac{1}{2} S(V_B - V_0) \right]$$

où  $d_m$  est le diamètre optimal de la diode polarisée avec une puissance d'oscillateur local nulle, qui peut s'écrire :

$$d_m = \left[ \frac{1}{4} \pi R_1 S J_{\max} \right]^{-1/2}$$

dans la pratique

$$\eta = 2 I_1^2 (I_0^2 (1 + \frac{I_1}{I_0}) )$$

Nous venons de déterminer le taux de conversion intrinsèque. Il faut encore calculer le taux de conversion parasite  $L_p$ . Nous pouvons le mettre sous la forme (KEEN, McCO):

$$L_p = 1 + \frac{R_S}{R_b} + \omega^2 C_0^2 R_b R_S$$

Nous avons déjà calculé  $Z'$ ,  $Z_{sub}$ ,  $Z_{epi}$ . En prenant la partie réelle de  $Z_{epi}$  on obtient le taux de conversion parasite minimal. Nous avons donc (KELL2):

$$L_p = \frac{R_S}{R_m} (1 + \frac{2R_S}{R_m}) (1 + \frac{R_m}{R_S} + \omega^2 C_0^2 R_m^2)$$

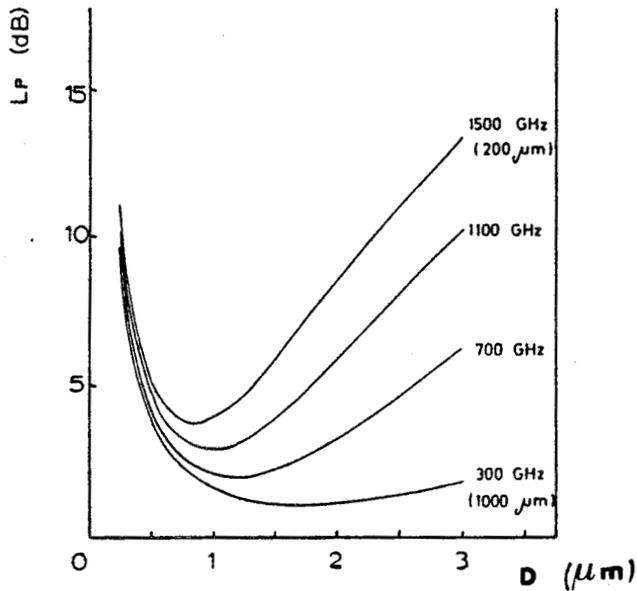
$R_m$  est la résistance non linéaire de la diode à la fréquence du signal et  $R_m = 2.R_{if}$  (BERN, SALE)

$(1 + 2R_S/R_m)$  représente les pertes à la fréquence intermédiaire

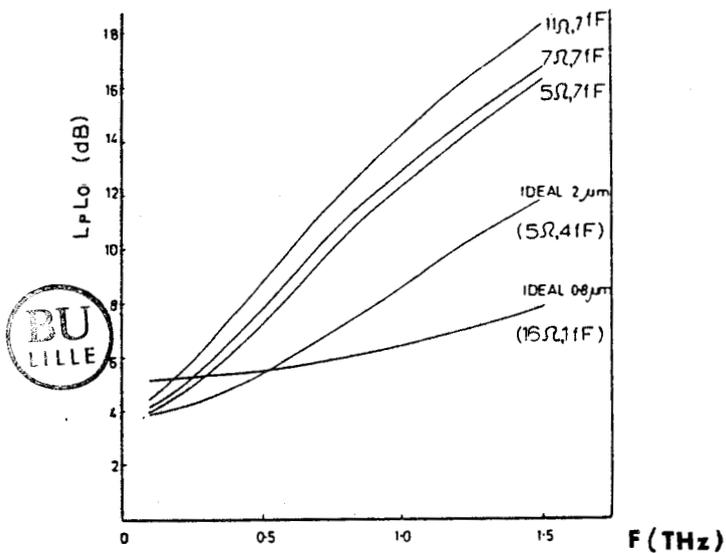
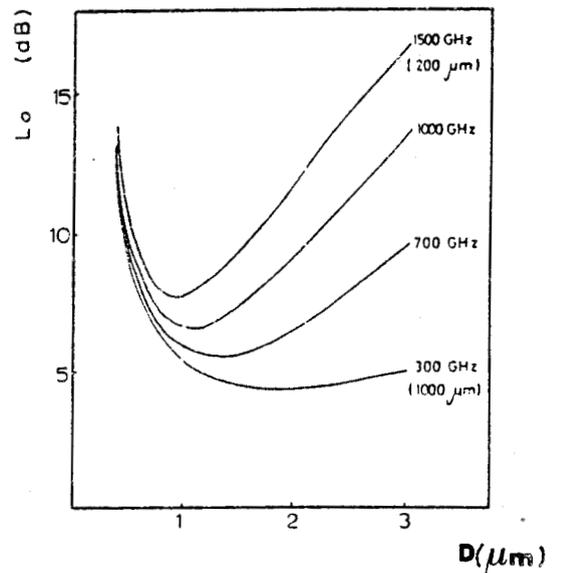
On calcule  $R_S$  en supposant  $C_0$  indépendant de la fréquence et donné par la formule A1 page 47.

La figure 4.9 indique le taux de conversion parasite en fonction du diamètre de la diode pour différentes fréquences. Pour une fréquence donnée si on a un diamètre important, c'est la capacité qui joue un rôle prépondérant dans le taux de conversion. Si on diminue le diamètre, la capacité diminue mais la résistance augmente. Le taux de

**FIGURE\_4.9:** TAUX DE CONVERSION PARASITE EN FONCTION DU DIAMETRE DE L'ANODE, POUR DIFFERENTES FREQUENCES.



**FIGURE\_4.10:** TAUX DE CONVERSION OPTIMAL EN FONCTION DU DIAMETRE DE L'ANODE,  $t=0.125$  mm.



**FIGURE\_4.11:** TAUX DE CONVERSION POUR DIFFERENTES DIODES SCHOTTKY EN FONCTION DE LA FREQUENCE



conversion augmente de nouveau après être passé par un minimum.

Le taux de conversion total est maintenant connu. Comme exemple la figure 4.10 indique le taux de conversion optimal en fonction du diamètre de la diode. Pour avoir des valeurs optimales il est important de travailler loin de la fréquence de coupure  $F_0 = 1/2 \pi R_s C_0$ .

La figure 4.11 indique l'évolution du taux de conversion en fonction de la fréquence (KELL3).

## 2.6 CONCLUSION

La principale conclusion que l'on peut retirer de cette étude est que la limitation en fréquence de la diode est un phénomène important qu'il ne faut pas négliger pour notre utilisation puisqu'il joue sur le taux de conversion de manière prépondérante et donc sur le bruit du mélangeur. De plus la fréquence de coupure obtenue avec une mesure en courant continu de la résistance est très éloignée de la fréquence de coupure réelle. Il faut tenir compte d'autres caractéristiques de la diode comme le diamètre des anodes par exemple.

## 3 COUPLAGE A L'ANTENNE

### 3.1 RAPPELS

Les résultats obtenus pour les antennes radio-fréquence restent utilisables pour le domaine submillimétrique ainsi

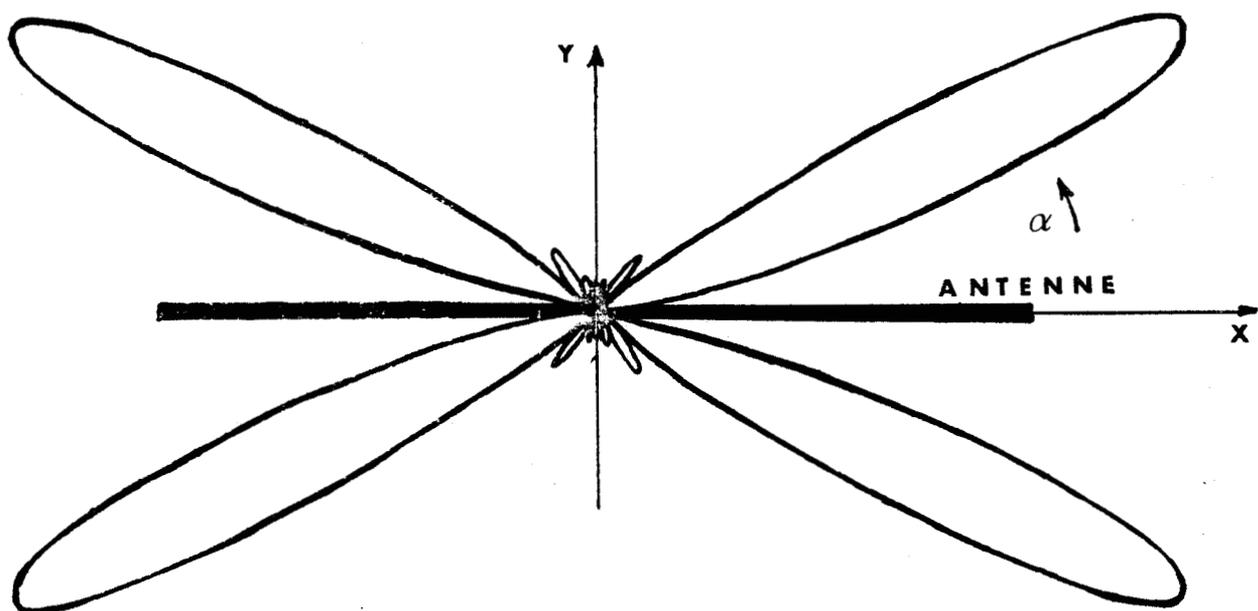


FIGURE 4.12: DIAGRAMME DE RAYONNEMENT  
D'UNE ANTENNE AYANT UNE LONGUEUR  $4\lambda$ .



que l'ont démontré Evenson et Materrese (MATA). Pour notre étude nous utiliserons le principe de réciprocité qui fait que le diagramme de rayonnement d'une antenne est le même à la réception qu'à l'émission.

La répartition du champ dans un plan contenant l'antenne est donnée par

$$F_{\alpha} = j 60 (I_0/r) \frac{[\cos (\beta L \cos \alpha) / 2 - \cos (\beta L / 2)]}{\sin \alpha}$$

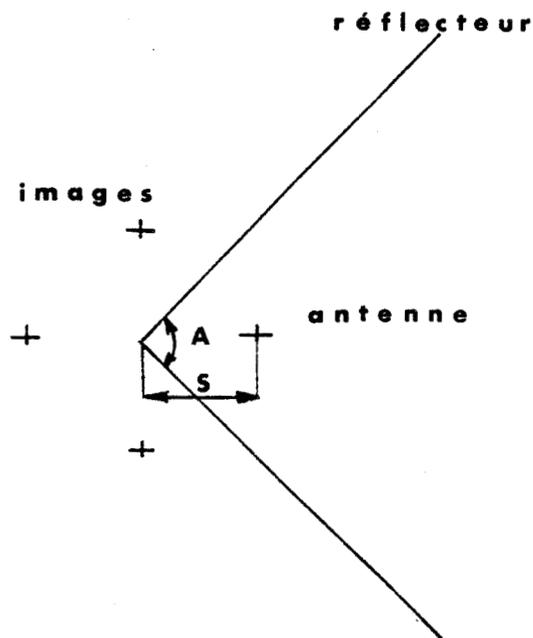
avec  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ , L la longueur de l'antenne et  $\alpha$  la direction par rapport à l'antenne.

Le gain d'une telle antenne par rapport à la source isotrope est fonction de sa longueur. Ainsi pour une longueur de  $4\lambda$  on a un gain de 4. La figure 4.12 donne le diagramme de rayonnement de cette antenne. Ce diagramme présente une symétrie de révolution pour  $\alpha$  constant. Cela est néfaste pour notre utilisation, car nous perdons en sensibilité dans une direction précise. De plus elle capte aussi des radiations indésirables ce qui augmente le bruit.

Dans le cas d'une demi antenne avec plan de masse nous obtenons pour le diagramme de réception dans un plan contenant l'antenne:

$$E(\alpha, r) = \frac{60}{r} \sqrt{\frac{W}{R_{11} + R_{1L}}} \frac{\cos \ell_r \sin \alpha - \cos \ell}{\cos \alpha}$$

$$\ell_r = \beta \ell = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{L}{2}$$



**FIGURE 4.13:** SCHEMA DE PRINCIPE DE LA STRUCTURE AVEC REFLECTEUR TRIEDRE.



### 3.2 LE REFLECTEUR TRIEDRE

Afin de modifier le diagramme de réception de l'antenne et de l'adapter à nos besoins, on utilise un réflecteur auxiliaire placé près de l'antenne. Une des structures les plus utilisées est un miroir trièdre. Nous l'étudierons sous la forme d'un dièdre plus plan de masse (KRAU, KRAU1).

Selon la figure 4.13 le fait de placer un tel miroir multiplie le nombre des antennes, si l'angle A est de 90° nous avons au total 4 antennes. Si l'angle A varie le nombre d'antennes est modifié.

Dans le cas d'un angle A de 90° le diagramme de réception peut s'écrire:

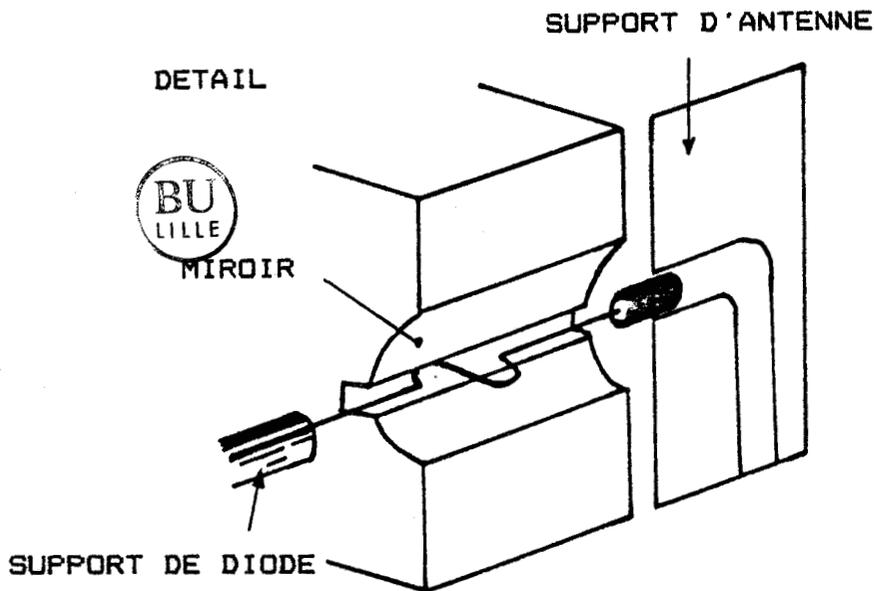
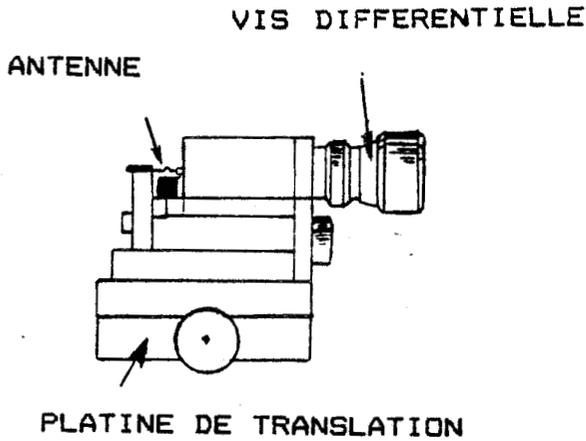
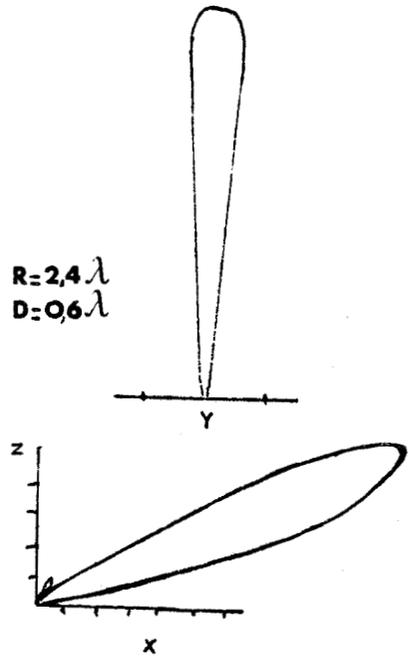
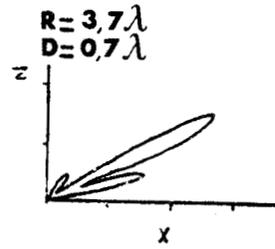
$$F(\theta) = 2 \left( \cos \left[ \frac{2\pi S}{\lambda} \cos \theta \right] - \cos \left[ \frac{2\pi S}{\lambda} \sin \theta \right] \right)$$

ce qui nous donne un gain maximal de 12dB par rapport à l'antenne de 4L. Ce gain théorique est obtenu en négligeant la résistance de l'antenne ainsi que les résistances induites par la présence de trois autres antennes (KRAU).

### 3.3 LE REFLECTEUR CYLINDRE

Il est possible d'utiliser d'autres types de réflecteur que le miroir trièdre, une de ces possibilités est un miroir en forme de demi cylindre dans lequel est placée l'antenne. Mais contrairement au trièdre, la contribution du réflecteur ne peut être expliquée par une simple multiplication d'antennes. Le nombre de réflexions et leur position sont fonction du rayon du cylindre et de la distance

**FIGURE\_4.14:** DIAGRAMMES DE RECEPTION  
 CALCULES PAR KRAUTLE POUR DEUX RAYONS  
 DE REFLECTEUR ET UNE DISTANCE (D)  
 ANTENNE-MIROIR DIFFERENTS.



**FIGURE\_4.15:** SCHEMA DE LA STRUCTURE UTILISEE.

antenne-miroir, Les déphasages entre les différents faisceaux ne sont pas une fonction linéaire. La figure 4.14 indique quelques diagrammes de réception calculés par Krautle (KRAU2). Un tel dispositif a un gain de 12dB par rapport à l'antenne de  $4\lambda$ , ce qui présente un gain similaire à celui du réflecteur trièdre.

#### 4 STRUCTURES UTILISEES

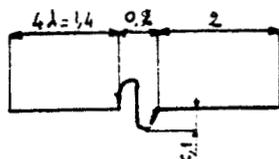
##### 4.1 MONTAGE AVEC REFLECTEUR CYLINDRIQUE

Nous avons développé ce mixer, qui présente des caractéristiques similaires à une structure avec réflecteur trièdre, car sa réalisation est mécaniquement plus aisée.

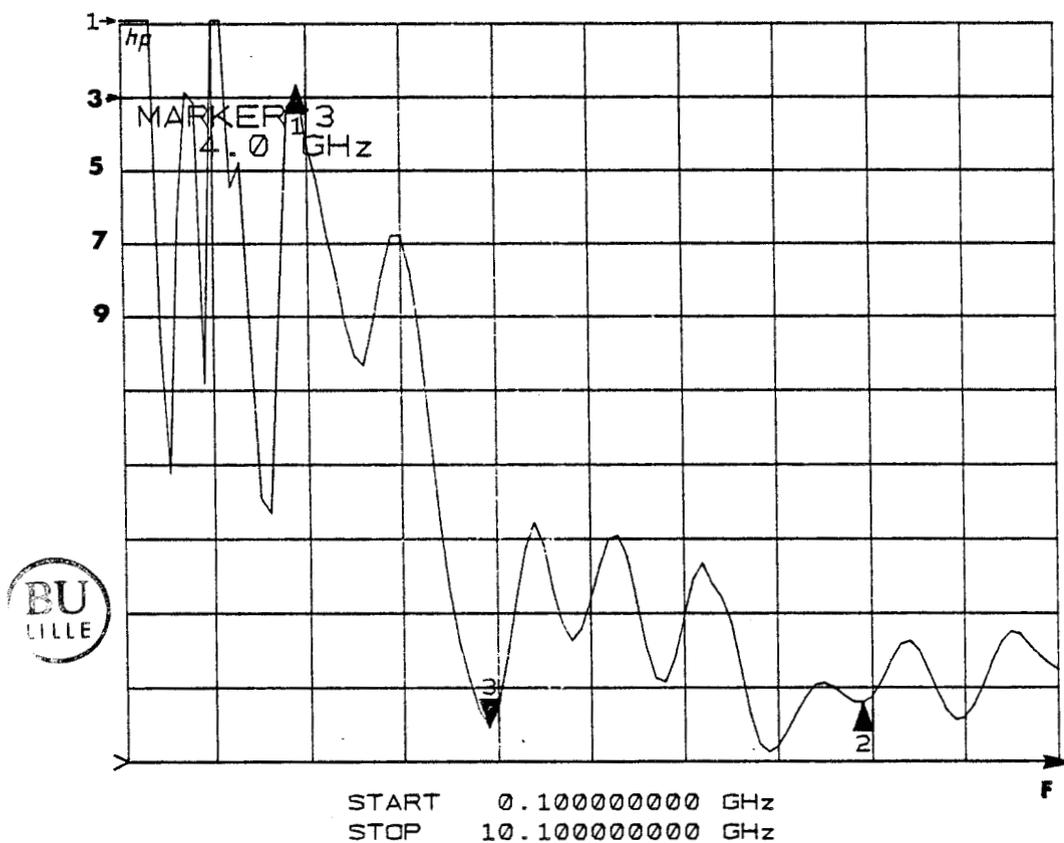
Cette structure est présentée à la figure 4.15, elle est constituée d'un support de cristal "CUSTOM MICROWAVE" qui permet grâce à une vis différentielle et à une démultiplication par levier d'établir le contact entre le cristal et la pointe, ainsi que d'ajuster la pression de ce contact. Le miroir coulisse afin de régler la distance antenne-miroir. Ce miroir peut être aussi ajusté latéralement et en rotation pour avoir l'antenne parallèle à l'axe du cylindre.

Ce mélangeur est monté sur des platines de translation et de rotation 'MICRO CONTROLE' afin d'assurer son positionnement par rapport au faisceau.

Le miroir cylindrique est constitué d'un bloc de cuivre de 4mm de large et 10 mm de long dans lequel on a usiné un



FIGURE\_4.16: DIMENSIONS DE L'ANTENNE.



FIGURE\_4.17: TAUX D'ONDE STATIONNAIRE ENTRE 2 GHz (POINTEUR 1) ET 8 GHz (POINTEUR 2).

demi-cylindre de 1,8mm de diamètre qui a donc une longueur optimale pour un rayonnement d'une fréquence de 1 THZ, soit un rayon  $R=2,4\lambda$ , et une longueur  $L=1,2\lambda$ . Une rainure, réalisée avec une scie à fil de 100 microns de diamètre, a été usinée au fond du demi-cylindre. Nous avons ainsi un dégagement pour les boucles de l'antenne.

La réalisation de l'antenne est très délicate, en effet étant donné la structure utilisée nous devons avoir une antenne selon la forme présentée à la figure 4.16. La longueur effective de l'antenne ( $4\lambda$ ) est limitée par la présence des deux boucles qui jouent le rôle d'inductance.

L'ensemble de l'antenne est réalisé avec du fil de tungstène de 25 microns de diamètre, puisqu'il faut que le diamètre de l'antenne soit négligeable devant la longueur d'onde. La pointe est affinée par électrolyse afin de présenter un rayon de 1000 Å. L'antenne est ensuite soudée dans un tube capillaire de cuivre lui même soudé sur une plaquette faisant office de support. Sur cette plaquette est gravé un conducteur de cuivre de type "stripline". Ce conducteur est adapté 50 ohms et permet le passage d'une fréquence intermédiaire de 4GHZ, la figure 4.17 présente le taux d'onde stationnaire entre 2GHZ et 8GHZ. Nous voyons que les caractéristiques du mélangeur du point de vue de la fréquence intermédiaire se dégradent à partir de 3GHZ. C'est, à notre avis, le problème principal limitant l'usage de la diode.

Nous avons effectué plusieurs relevés de diagramme de réception pour diverses positions du réflecteur cylindrique ainsi que le diagramme pour une antenne seule (fig 4.18), nous pouvons noter la variation de la position du lobe principal ainsi que le gain apporté par le miroir qui est de

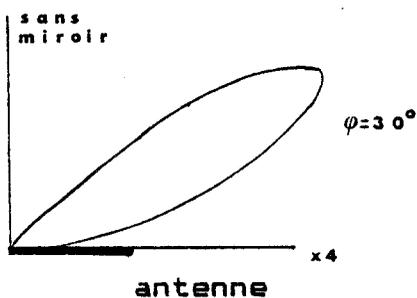
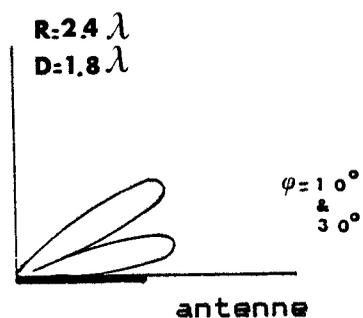
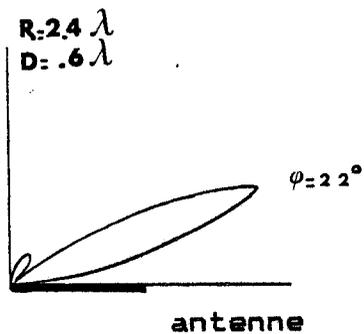


FIGURE 4.18: DIAGRAMMES DE RECEPTION  
A 692 GHz  $L=4 \lambda$ .

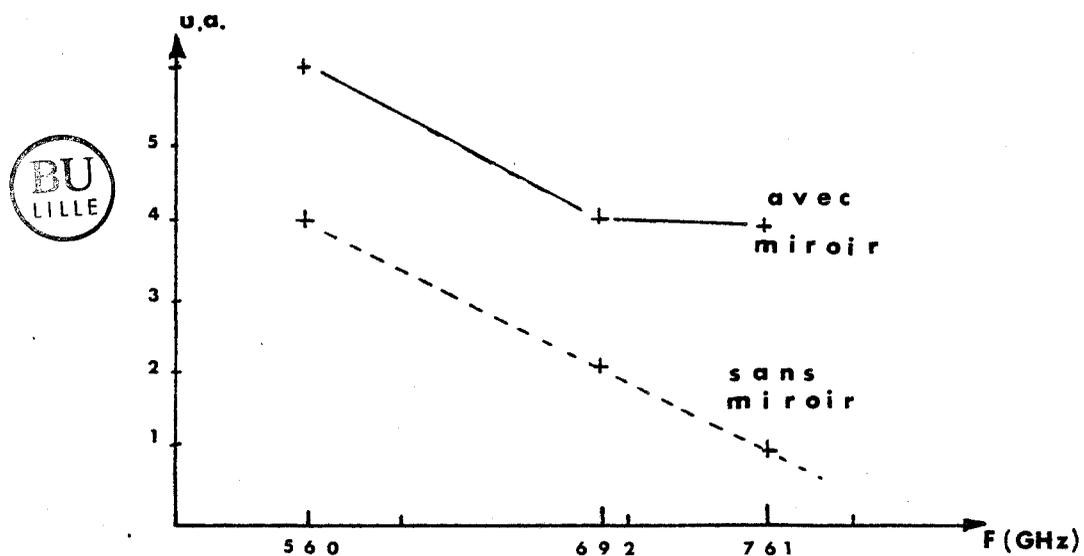


FIGURE 4.19: NIVEAU DETECTE PAR LA DIODE EN FONCTION  
DE LA FREQUENCE.



4 environ. Le maximum de gain est apporté quand le miroir est espacé de  $0.6\lambda$  de l'antenne. Ces mesures ont été faites en focalisant le rayonnement du laser submillimétrique à l'aide d'un miroir parabolique de distance focale 75mm, ce faisceau n'arrive donc pas avec un angle de focalisation nul ce qui déforme légèrement les lobes mesurés.

Nous avons aussi effectué un relevé du niveau détecté par la diode en fonction de la fréquence. Pour cela nous avons utilisé trois fréquences du laser à acide formique à puissance égale (mesurée au détecteur pyro-électrique). La figure 4.19 résume les résultats obtenus pour la diode avec et sans réflecteur auxiliaire, l'antenne ayant une longueur de 1,6mm. Nous y voyons que la diode commence à être sous coupure, alors que la fréquence calculée avec une mesure en continu de la résistance série donne une valeur de 2,3THz (la capacité étant de 4 femtofarrads et la résistance de 15 ohms environ).

DIMENSIONS.....23\*36\*36 mm

PUISSANCE MAXIMALE  
D'OSCILLATEUR LOCAL.....10mW

TEMPERATURE DE BRUIT EN  
DOUBLES BANDES LATÉRALES  
F.I. = 2GHz.....10000K A 600GHz  
.....28000K A 1500GHz

BANDE F.I. ....DC A 8 GHz

TABLEAU 4.3: CARACTERISTIQUES TECHNIQUES  
DE LA STRUCTURE "TRIEDRE".

	STRUCTURE "CYLINDRE"	STRUCTURE "TRIEDRE"
NIVEAU DETECTE		
EN VIDEO A 690 GHz	150 mV	200 mV
NIVEAU DE BATTEMENT A 690 GHz AVEC UNE F.I. DE 600 MHz	.3 u.a.	1 u.a.
NIVEAU DE BATTEMENT A 690 GHz AVEC UNE F.I. DE 3 GHz	.06 u.a.	.5 u.a.
F.I. MAXIMALE	3.1 GHz	8.1 GHz

TABLEAU 4.4: COMPARAISON ENTRE LES DEUX  
STRUCTURES UTILISEES.

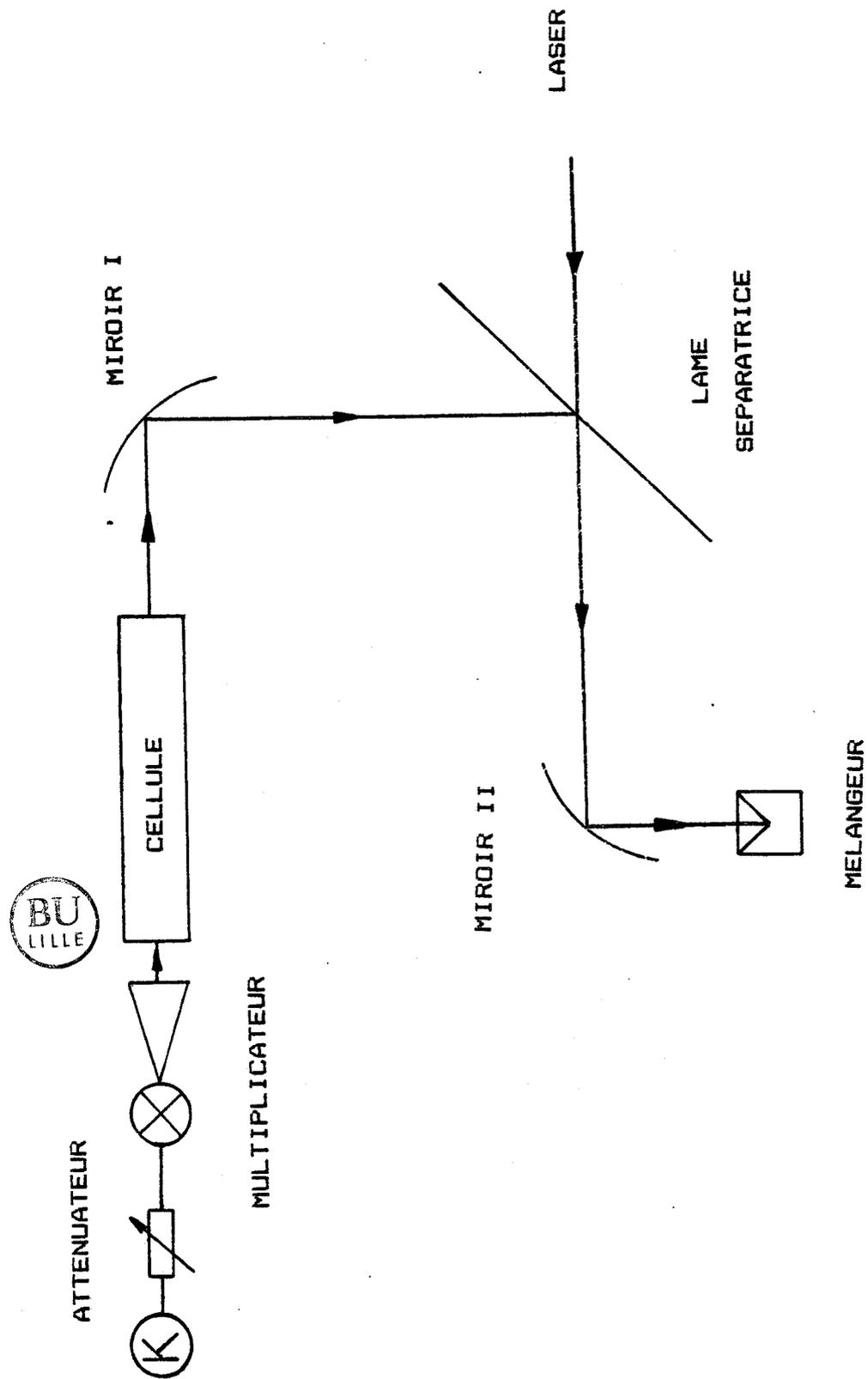
#### 4.2 LE REFLECTEUR TRIEDRE

Cette structure est commercialisée par la société FARRAN. Les caractéristiques techniques sont données par le tableau 4.3. Nous avons aussi monté ce mélangeur sur platines de translation et de rotation afin de le positionner correctement vis à vis des faisceaux incidents.

#### 5 COMPARAISON DES STRUCTURES

Nous avons effectué plusieurs mesures afin de comparer les deux structures, elles sont résumées dans le tableau 4.4.

Les mesures effectuées sur la structure avec réflecteur cylindrique ont confirmé son bon fonctionnement ainsi que le gain apporté par la présence du réflecteur. L'utilisation de cette structure est limitée principalement par des pertes à la fréquence intermédiaire trop importantes. Néanmoins sa mise au point nous a permis de nous familiariser avec la technique des structures ouvertes. Nous pouvons donc prévoir son utilisation pour des applications en tant que mélangeur à basse fréquence ou comme mélangeur pour la mesure de fréquence laser, puisque dans une telle utilisation les niveaux des signaux mis en jeu (laser, klystron en fondamental) compensent la dégradation des performances en haute fréquence.



FIGURE\_5.11: SCHEMA DU COUPLAGE OPTIQUE

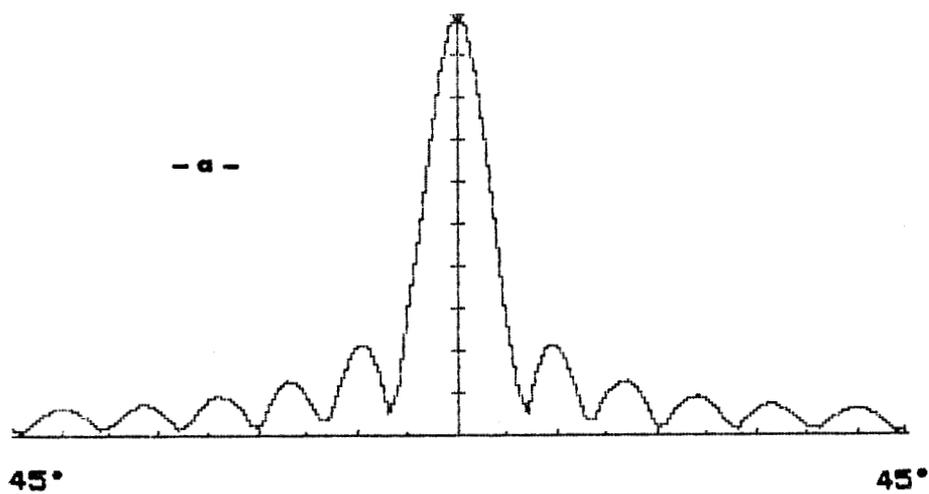
## CHAPITRE V: LE COUPLAGE OPTIQUE

### 1. PRESENTATION

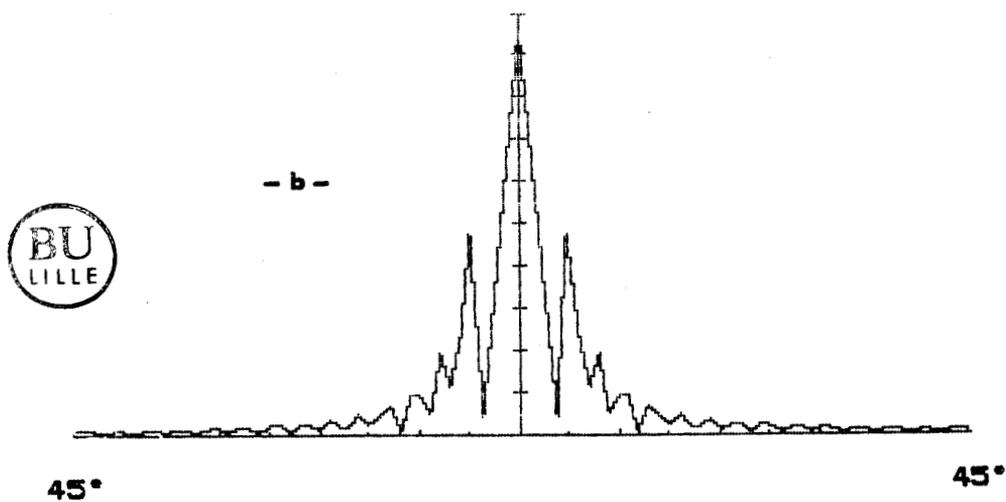
Aux fréquences de travail, seule une propagation quasi-optique des rayonnements est envisageable. En effet une propagation par guide d'onde est problématique puisque les dimensions requises pour des longueurs d'onde moyennes de 300 microns sont de quelques centaines de microns, ce qui est difficilement réalisable. De plus les pertes des guides ne sont plus négligeables et elles sont alors augmentées des pertes par couplage entre le guide et les éléments extérieurs (laser,...). Nous avons donc développé plusieurs éléments optiques afin d'amener sur le mélangeur les rayonnements venant du laser et du klystron. Nous pouvons ainsi contrôler ces rayonnements tout le long de leur trajet avec très peu de perte et utiliser un mélangeur en structure ouverte qui est particulièrement bien adapté à nos expériences (ERIC2, MART).

### 2. DESCRIPTIF

Le schéma de notre montage est présenté à la figure 5.1. Le rayonnement issu de la source est couplé, à la sortie d'un



$F = 69.2 \text{ GHz}$

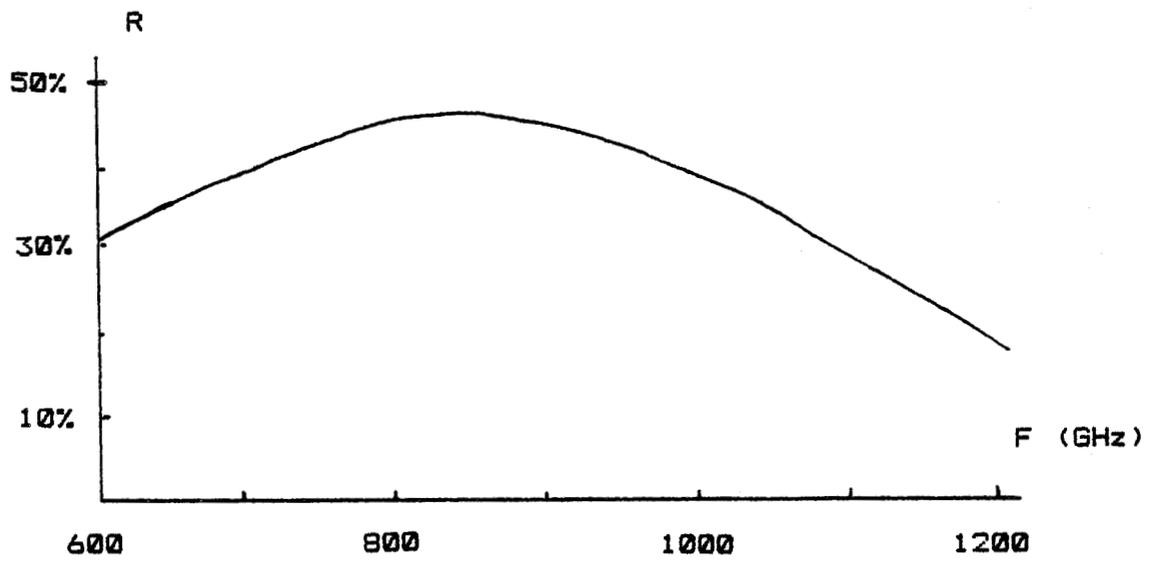


**FIGURE 5.2:** DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT DU CORNET DANS:  
 a-LE PLAN E  
 b-LE PLAN H

cornet, à une cellule de section circulaire contenant le gaz à étudier, fermée aux deux extrémités par des fenêtres en polyéthylène. A la sortie, ce rayonnement est focalisé à l'aide d'un premier miroir parabolique sur une lame séparatrice qui permet de rendre colinéaire ce rayonnement avec celui issu du laser. Un second miroir parabolique hors axe focalise alors les deux rayonnements sur la diode mélangeuse. Nous allons détailler maintenant chaque élément.

-Le cornet: C'est un cornet de section rectangulaire adapté aux multiplicateurs en notre possession, il a une longueur de 90 mm et une section de sortie de 10.5.4mm. Une théorie élémentaire permet d'estimer les caractéristiques principales du rayonnement à la sortie (BADO). La figure 5.2 indique les diagrammes de rayonnement, le lobe principal à -3dB a une largeur de 6° dans le plan E et de 3° dans le plan H. Le gain par rapport à la source isotrope apporté par ce type de cornet est de 42dB.

-La cellule: Elle est en fait un guide d'onde surdimensionné dont les pertes théoriques sont de l'ordre de  $10^{-3}$  dB/M. Elle est constituée d'un tube de cuivre d'une longueur de 50cm et d'un diamètre de 2cm. Nous avons fait ce choix car ce type de cellule est d'une construction aisée, de plus les dimensions ont été adaptées avec le diagramme de rayonnement du cornet afin d'avoir des pertes par couplage faibles. La sortie n'apporte qu'une diffraction négligeable puisque le diamètre est nettement plus grand que les longueurs d'ondes en présence. L'absorption des gaz étant très forte en submillimétrique la longueur choisie est suffisante (50% de la puissance à une pression de  $10^{-2}$  torr pour les absorptions les plus fortes). Nous avons mesuré les pertes de cette cellule à 692 GHz qui sont de 0.45dB sans fenêtres, avec les deux fenêtres nous obtenons 1.5dB.



**FIGURE 5.3:** REFLEXION DE LA LAME SEPARATRICE  
EN FONCTION DE LA FREQUENCE



-Le premier miroir est de forme sphérique et a une focale de 40 cm ainsi qu'un diamètre de 6 cm, il permet par une première focalisation de limiter la divergence du faisceau.

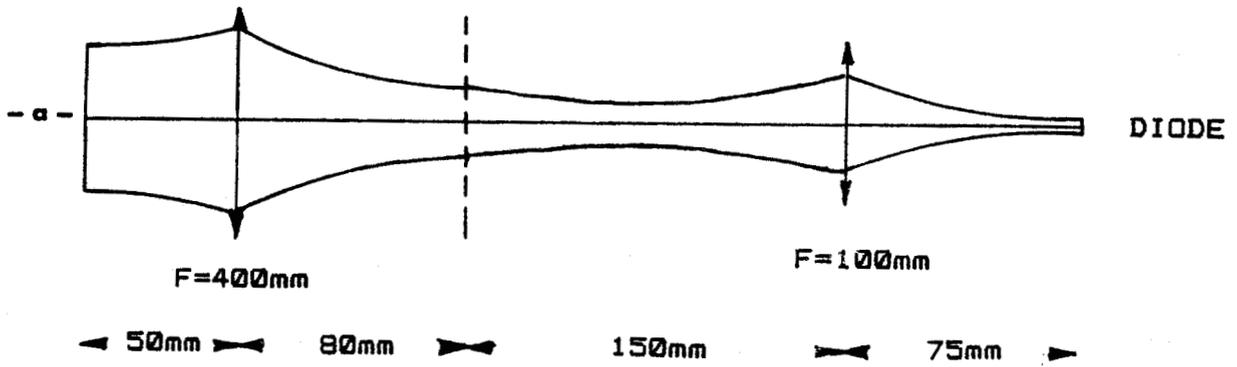
-La lame séparatrice est une feuille de mylar de 75 microns d'épaisseur tendue sur un tambour de 10cm et ayant 50% de réflexion. Pour avoir ce coefficient de réflexion l'épaisseur doit être telle que:

$$e=L/4 n \cos 45^\circ \quad n \text{ étant l'indice de la lame.}$$

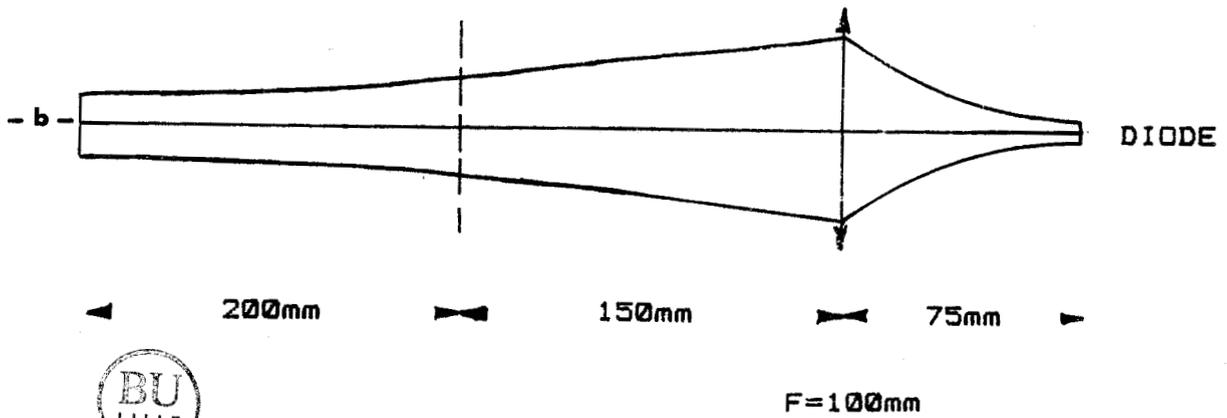
Dans un premier temps nous avons préféré cette disposition à un duplexeur (ERIC1,PAYN1,PAYN2) pour plusieurs raisons, la première est qu'une lame permet la variation de la fréquence intermédiaire sans retoucher aux réglages comme il faut le faire pour un duplexeur (coupleur interférométrique), de plus le trajet des faisceaux à l'intérieur du duplexeur ne sont pas négligables il faut alors prévoir un système de focalisation plus complexe. La figure 5.3 présente la réflexion d'une lame de mylar en fonction de la fréquence, on voit qu'une seule lame suffit pour la gamme 600GHz-1000GHz, pour des fréquences plus élevées il faut prévoir une lame moins épaisse.

-Le deuxième miroir, qui est parabolique, a une distance focale de 10 cm et pour dimensions 11cm.10cm.

$\omega = 10\text{mm}$     $\omega = 12\text{mm}$     $\omega = 8.3\text{mm}$     $\omega = 5.5\text{mm}$     $\omega = 2.2\text{mm}$



$\omega = 4\text{mm}$                        $\omega = 7\text{mm}$                        $\omega = 12\text{mm}$                        $\omega = 3.4\text{mm}$



**FIGURE\_5.4:** DIMENSIONS DU RAYONNEMENT:

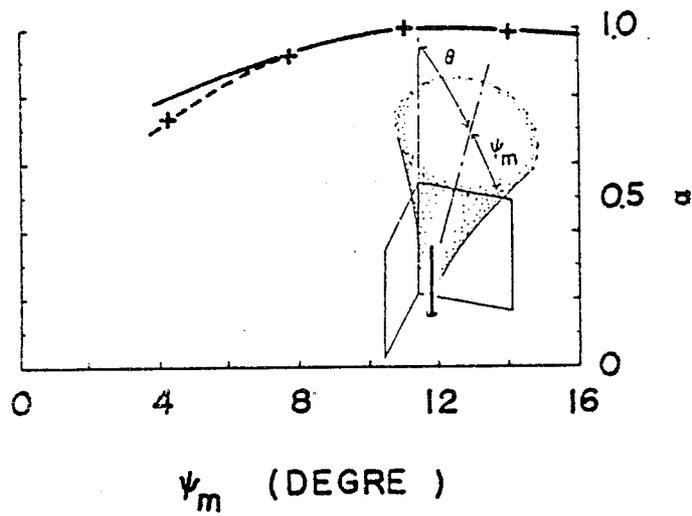
a- DU KLYSTRON.

b- DU LASER.

La figure 5.4 indique le diamètre (à 1/e d'amplitude) des faisceaux le long de leur trajet. Nous supposons que le mode de propagation est gaussien, ce que nous avons vérifié pour le laser. Nous avons aussi négligé le fait que les miroirs paraboliques hors axe déforment légèrement les modes de propagation puisque cette déformation est très faible (1% environ).

Les rayonnements arrivent sur la diode avec un angle de focalisation de 3° pour le klystron et de 7° pour le laser. Les rayonnements focalisés ont une distribution gaussienne de la forme  $g(h)=\exp-2(h/h_m)^2$  avec  $h_m$  le rayon du faisceau à 1/e. Le coefficient de couplage entre la distribution gaussienne de l'intensité du rayonnement incident et le diagramme de réception de l'antenne est donc donné par (MIZU2):

$$\alpha = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} q(\psi) f(\psi) d\psi}{\sqrt{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} q(\psi)^2 d\psi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\psi)^2 d\psi}}$$



**FIGURE 5.5:** COEFFICIENT DE COUPLAGE  
 EN FONCTION DE L'ANGLE DE FOCALISATION  
 (MIZU2).



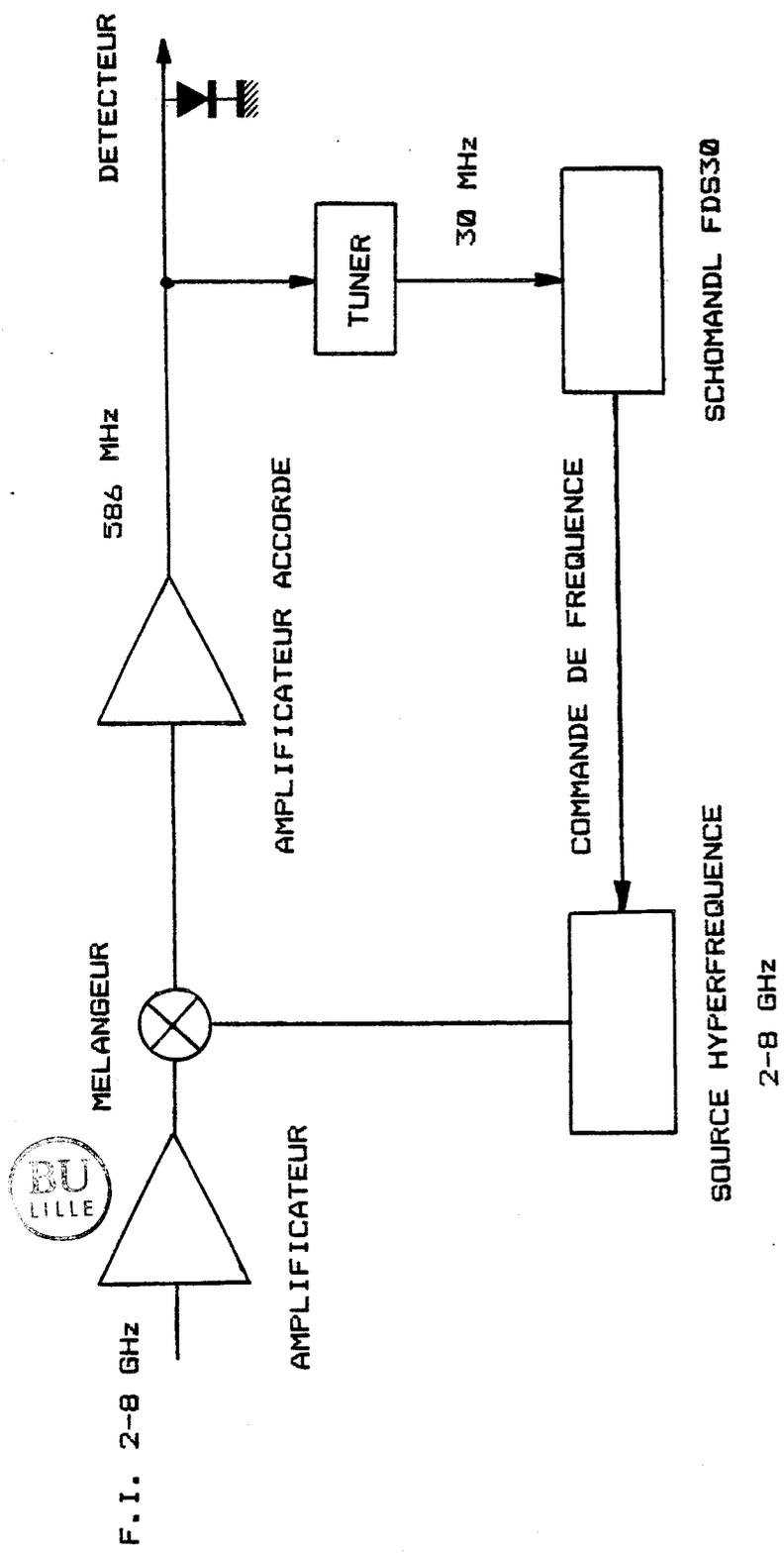
La figure 5.5 indique le coefficient de couplage en fonction de l'angle de focalisation pour une antenne avec réflecteur trièdre. Nous pouvons donc estimer le coefficient de couplage à 90% pour le rayonnement du laser et à 80% pour celui du klystron.

### 3\_BILANS DES PERTES

Nous pouvons estimer les pertes de la transmission du rayonnement du klystron.

les pertes sont donc:

couplage cornet-cellule..	30%
cellule.....	30%
lame.....	50%
couplage sur la diode....	20%
diffraction en sortie de cellule et pertes miroir.	10%
 total des pertes.....	 82%



FIGURE\_6.1: SCHEMA DU RECEPTEUR

## CHAPITRE VI : LE RECEPTEUR

### 1. DESCRIPTIF

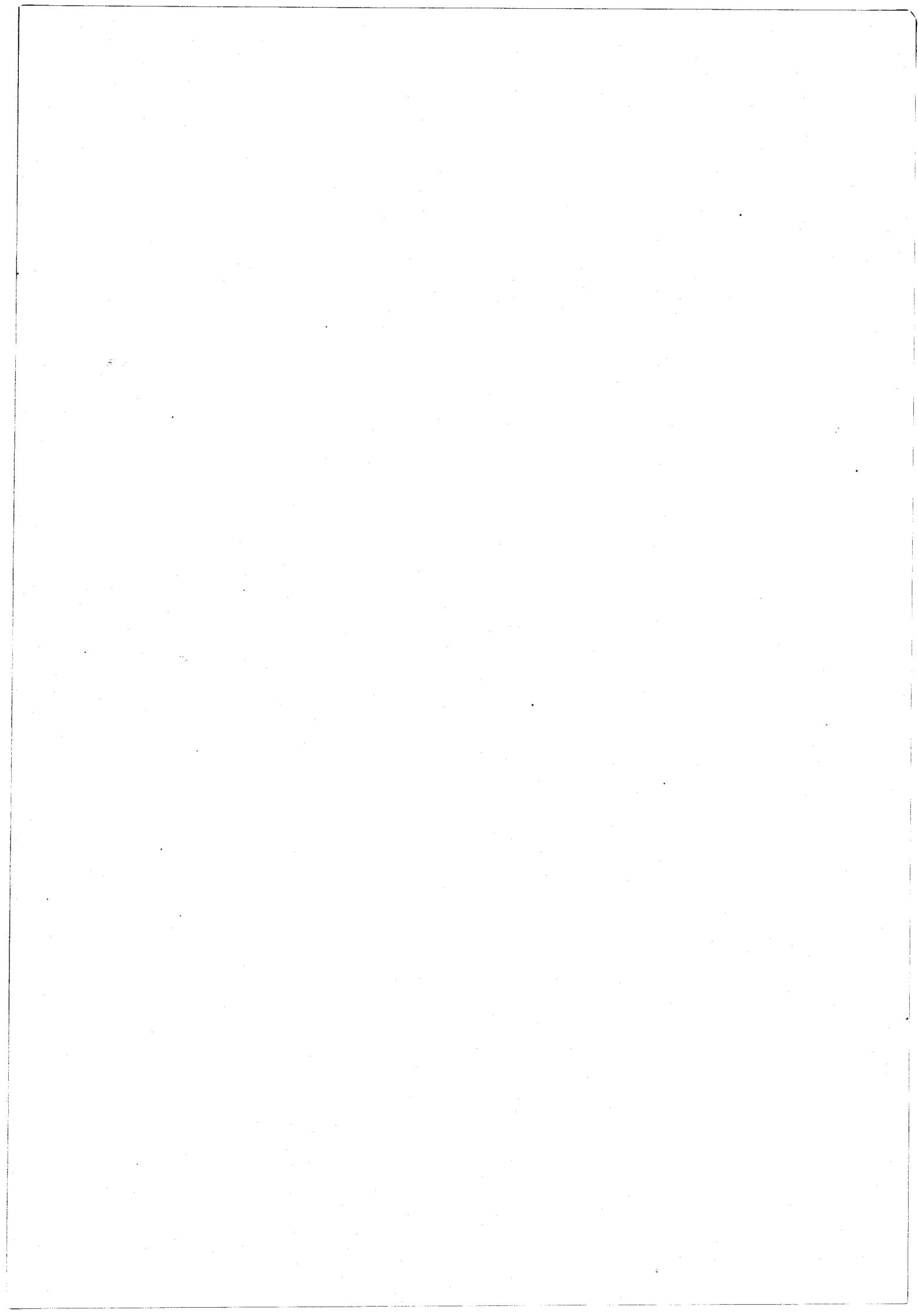
Le rôle de ce récepteur est de traiter le signal qui vient du mélangeur, signal qui est inutilisable directement. Il faut donc prévoir une amplification, un changement de fréquence et une détection afin d'avoir un signal pouvant être traité par détection synchrone. Le schéma de principe du récepteur est donné à la figure 6.1 (ZUID2,ZUID3).

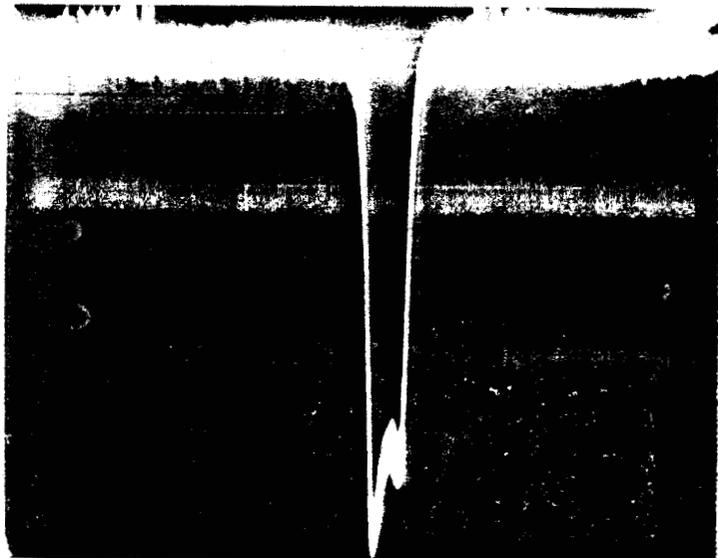
Nous avons d'abord une première amplification de 20 dB dans la bande 4-8 GHz, effectuée par un amplificateur AVANTEK type AFT 8433, ayant une figure de bruit maximale de 4 dB. Vient ensuite un mélangeur AVANTEK couvrant la gamme 2-8 GHz qui effectue le battement entre le signal et la source hyperfréquence (GIGA INSTRUMENT REF82245) afin d'avoir une seconde fréquence intermédiaire de 586 MHz. Cette seconde fréquence intermédiaire a été choisie à cette valeur car nous étions déjà en possession d'un récepteur utilisé pour notre spectromètre millimétrique. Il possède les caractéristiques suivantes :

- un gain variable, compris entre 75dB et 90dB
- une fréquence d'accord de 586 MHz

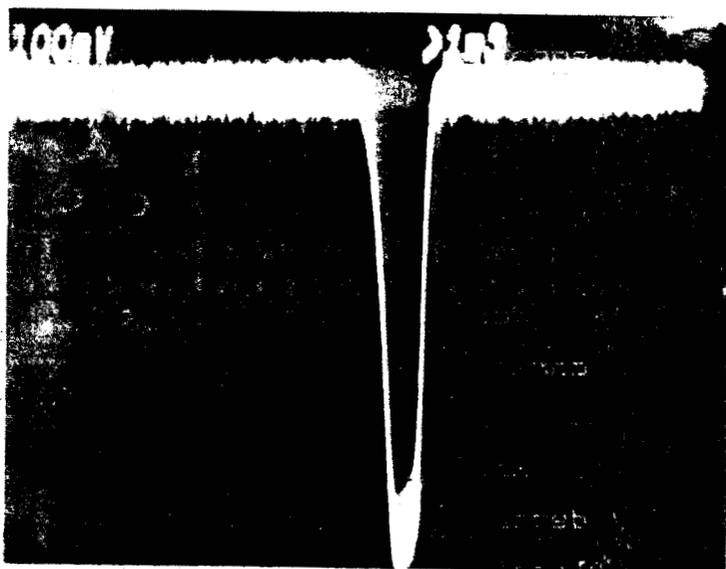
- une largeur de bande haute fréquence de 6 MHz
- une sortie 30 MHz dérivée du 586 MHz
- une détection du signal dans une bande basse fréquence de 300 KHz.

La source hyperfréquence qui fait office de second oscillateur local est asservie. Nous nous servons donc de la sortie 30 Mhz pour piloter un synchronisateur SCHOMANDL FDS30 afin de la stabiliser en phase sur le battement. La plage d'asservissement est de +/-6 Mhz sur la source.

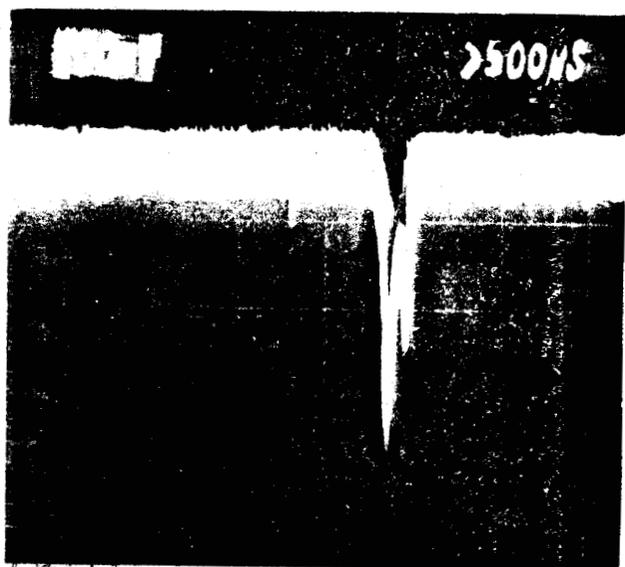




- 1 -



- 2 -



- 3 -



PHOTOGRAPHIES: BATTEMENT DETECTE AVEC UNE  
 FREQUENCE D'OSCILLATEUR LOCAL DE 692.9 GHz  
 ET UNE FREQUENCE INTERMEDIAIRE DE :

- 1- 586 MHz
- 2- 3.7 GHz
- 3- 6.4 GHz.

## CHAPITRE VII: CARACTERISATION ET UTILISATION EN SPECTROSCOPIE

### 1 CARACTERISATION DU RECEPTEUR

Nous avons effectué plusieurs mesures afin de caractériser le récepteur.

Nous voyons d'abord aux photographies 1,2,3 le battement détecté pour une fréquence de 692,9GHz de l'oscillateur local ce qui correspond à l'harmonique 10 d'un klystron. Ces battements sont donnés pour des fréquences intermédiaires de 586 MHz, 3,7 GHz, 6,4 GHz. Dans la configuration utilisable en spectroscopie, la fréquence intermédiaire peut donc varier de 2,7 GHz à 8 GHz. La gamme 4-8 GHz étant explorée avec l'amplificateur AVANTEK 4-8 GHz, le niveau de battement ainsi que son rapport signal sur bruit reste constant. Tandis que la gamme 2-4 GHz est couverte sans amplificateur hyperfréquence ce qui augmente le T.O.S. d'où un niveau de battement non constant et une limitation basse de 2,7 GHz.

En verrouillant le klystron ainsi que la source hyperfréquence nous obtenons un battement très étroit (environ 5 KHz) comme l'indique la figure 7.1. La figure 7.2



nous montre le battement au milieu de la bande de détection. Nous sommes en fait à la limite de l'appareillage comme l'indique la figure 7.3 qui nous donne le spectre de la source hyperfréquence seule. Ces relevés indiquent bien que la qualité spectrale du battement reçu n'est pas dégradée par l'utilisation comme oscillateur local d'un laser submillimétrique non stabilisé, et que les fluctuations sont bien compensées par le second oscillateur local.

La stabilité en amplitude du battement est bonne (quelques %) malgré l'instabilité relativement importante de l'oscillateur local. Ce qui indique que la diode est saturée par le rayonnement laser, d'ailleurs il faut une variation d'environ 50 % de la puissance laser pour déceler une variation d'amplitude du battement.

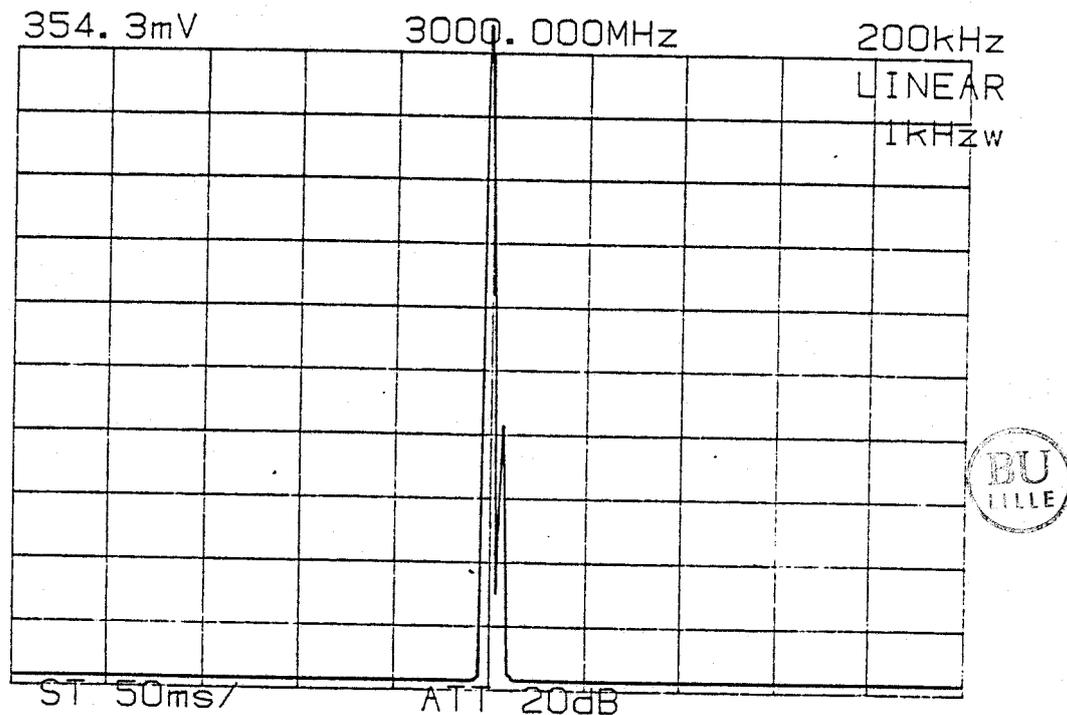
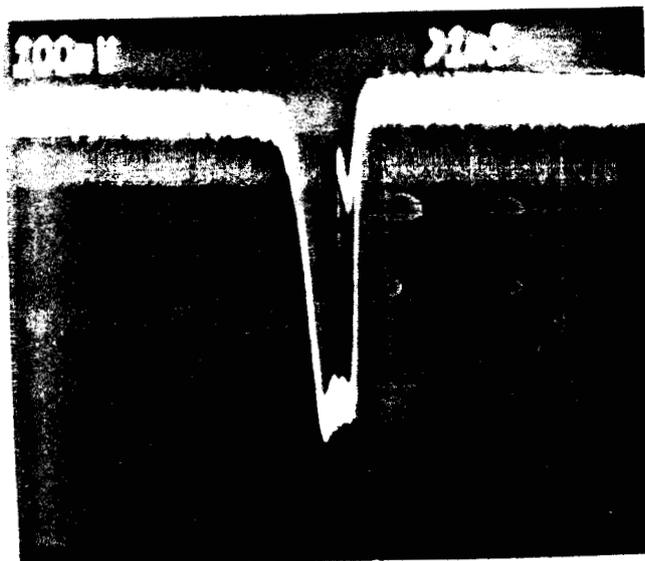
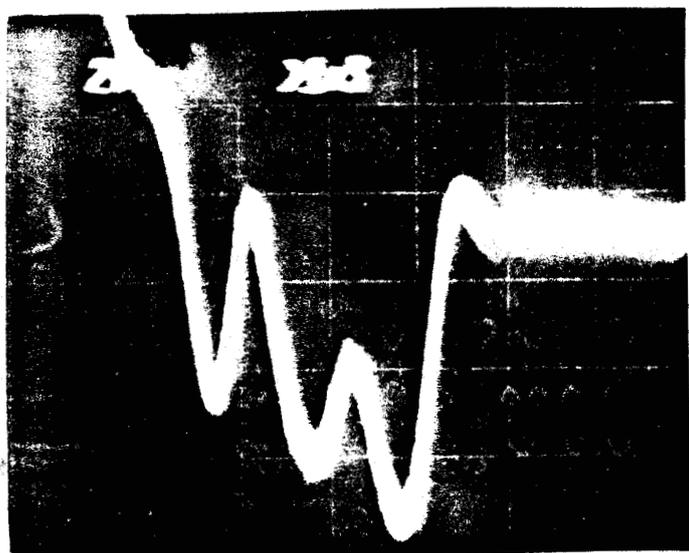


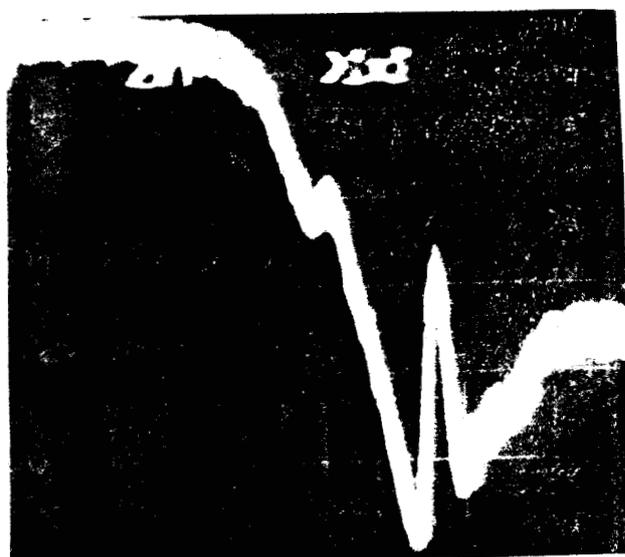
FIGURE 7.3: SPECTRE DE LA SOURCE HYPERFREQUENCE.



PHOTOGRAPHIE\_4: BATTEMENT POUR UNE FREQUENCE  
DE L'OSCILLATEUR LOCAL DE 761.6 GHz ET UNE  
FREQUENCE INTERMEDIAIRE DE 586 MHz.



5



6

PHOTOGRAPHIES\_: TRANSITIONS DE CH<sub>3</sub>I A 687 GHz

-5 J=45 K=0

-6 J=45 K=3.

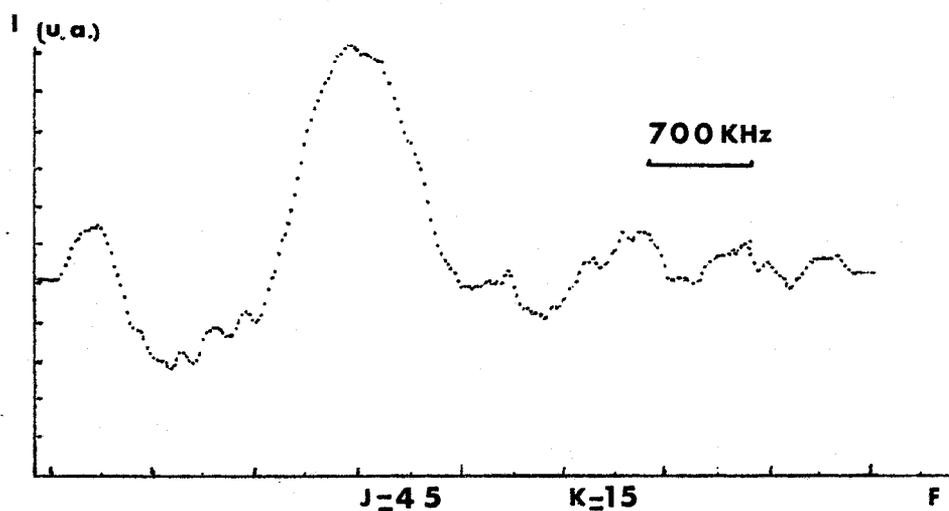
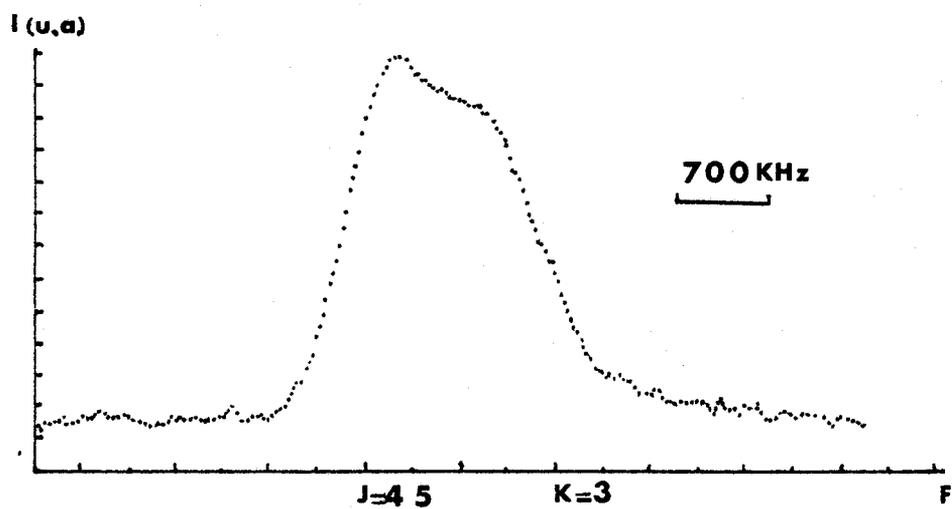
Nous avons fait des observations identiques pour une fréquence de l'oscillateur local. de 761.6 GHz, nous ne donnerons que la photographie 4 du battement pour une fréquence intermédiaire de 586 MHz. Nous voyons qu'il y a un rapport d'amplitude de 1.5 environ entre ce battement et celui pour une fréquence de 692.9 GHz, ce rapport reste constant quelque soit la valeur de la fréquence intermédiaire. Nous pouvons donc présager une utilisation de ce récepteur jusque l'harmonique 14 d'un klystron, soit une fréquence de 1000GHz.

## 2 UTILISATION EN SPECTROSCOPIE

Pour démontrer le bon fonctionnement de ce spectromètre nous avons mesuré des fréquences de transition d'iodure de méthyle. Les photographies 5 et 6 nous montrent ces raies à 687 GHz ( J=45 K=0 et K=3 ) relevées sans traitement avec une bande de détection de 3 KHz, le rapport signal sur bruit peut être estimé à 10. Les figures 7.4 donnent quelques exemples de raies après traitement numérique. Le tableau 7.1 résume les mesures effectuées, l'écart entre les fréquences expérimentales et celles prévues sont d'une dizaine de kilohertz soit bien en dessous de la précision de mesure ( estimée à 100 KHz environ ). Nous avons réussi à monter jusque K=15, la sensibilité est donc légèrement meilleure que pour une détection bolométrique avec laquelle nous étions limités à K=12 à la même fréquence. En effet, l'intensité calculée (GORD,BOCQ) des transitions J=45 et K=15 est  $1.08 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , alors que la sensibilité du bolomètre est estimée à  $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  (sur l'iodure de méthyle J=42, K=3 soit une fréquence de 640 GHz).

J	K	F	FREQUENCES CALCULEES (MHz)	FREQUENCES MESUREES (MHz)
45	0	-	687657.281	687657.265
45	3	-	687575.749	687575.754
45	6	-	687331.563	687331.516
45	9	97/2 95/2	686927.338	686927.368
		87/2 85/2	686927.021	
		95/2 93/2	686925.931	686925.326
		89/2 87/2	686925.473	
		93/2 91/2	686925.059	
		91/2 89/2	686924.862	
45	12	97/2 95/2	686363.266	686363.208
		87/2 85/2	686363.039	
		95/2 93/2	686360.694	686360.610
		89/2 87/2	686360.403	
		93/2 91/2	686359.306	686359.313
		91/2 89/2	686359.183	
45	15	97/2 95/2	685642.966	685638.940
		87/2 85/2	685642.855	
		95/2 93/2	685638.896	
		89/2 87/2	685638.816	
		93/2 91/2	685636.844	
		91/2 89/2	685636.816	

**TABLEAU 7.1:** FREQUENCES DES TRANSITIONS  
OBSERVEES DE CH3I



FIGURE\_7.4: TRANSITIONS DE CH<sub>3</sub>I A 687 ET 685 GHz APRES TRAITEMENT NUMERIQUE.

J	FREQUENCES CALCULEES (MHz)	FREQUENCES MESUREES (MHz)
106	687356.843	687349.424
117	757329.504	757313.645

TABLEAU 7.2: FREQUENCES DES TRANSITIONS  
OBSERVEES DE ICN ETAT FONDAMENTAL

J	FREQUENCES CALCULEES (MHz)	FREQUENCES MESUREES (MHz)
106	689072.7	689036.728
106	689643.7	689590.813
116	753408	753396.620

TABLEAU 7.3: FREQUENCES DE TRANSITIONS  
OBSERVEES V2=1 DE ICN

	VALEUR PRECEDENTE	VALEUR ACTUELLE	ERREUR PRECEDENTE	ERREUR ACTUELLE
B (MHz)	3235.039	3235.040265	0.001	0.000308
(1) Dj (KHz)	0.600	0.607720425	0.004	0.0000657
Hj ( $\mu$ Hz)	-	-82.11666693	-	3.21
q0 (MHz)	2.65968	2.659279623	0.00001	0.00002
(2) q1 (Hz)	3.251	3.231101533	0.003	0.0063
q2 ( $\mu$ Hz)	11.2	9.910432076	0.03	0.0477

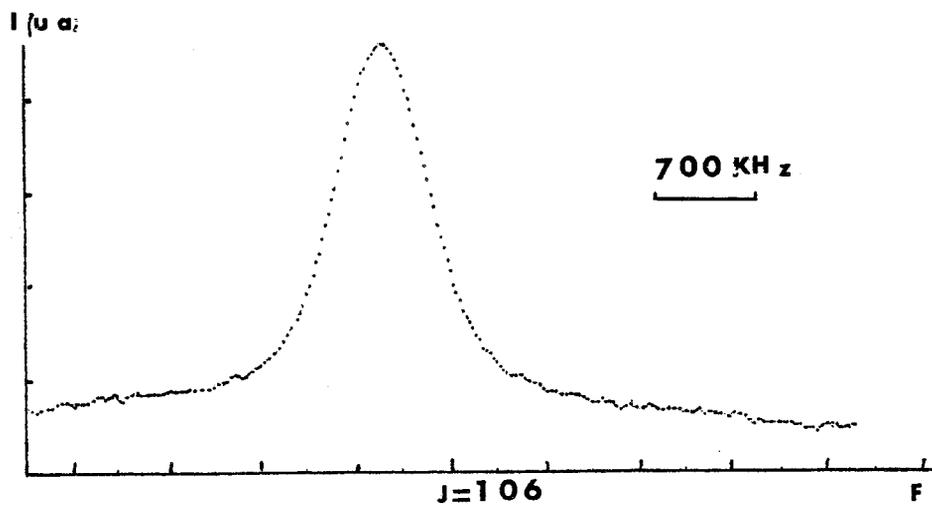
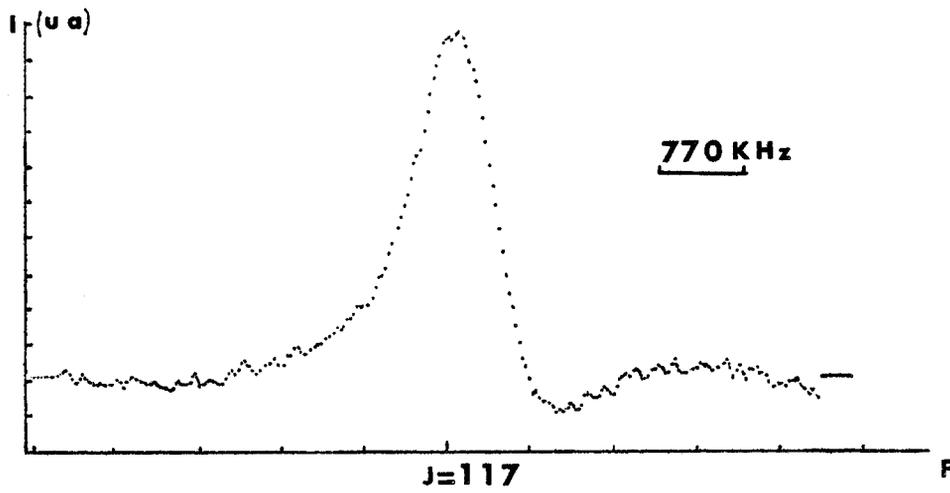
TABLEAU 7.5: PARAMETRES CALCULES POUR V2=1

(1)=(SIMP) , (2)=(CAZZ)

Nous avons mesuré ensuite quelques transitions d'iodure de cyanogène (table 7.2) (GADH). Pour l'état fondamental il est à noter que les mesures antérieures étaient à  $J=30$ . Nous devions passer à  $J=106$  ( et à  $J=117$  pour une fréquence laser de 761 GHz ) afin de rester dans la gamme de notre spectromètre. Nous ne pouvions donc pas prévoir les fréquences de transition à mieux de 20 MHz. Pour l'état excité  $V_2=1$  (tableau 7.3) les fréquences étaient mesurées aux environs de 70 GHz ( $J=11$ ), ce qui donnait des prévisions à 50 MHz près pour les fréquences de transition comprises dans notre domaine d'étude. Dans tous les cas, les fréquences ont été mesurées très facilement, ce qui démontre la capacité de ce spectromètre de mesurer des fréquences de transitions prévues avec une précision très faible. Cet avantage provient de la bonne connaissance de la fréquence de la source ainsi que de l'utilisation d'une réception superhétérodyne. Les mesures effectuées sur cette molécule confirment donc très bien les choix effectués pour ce spectromètre.

	VALEUR PRECEDENTE	VALEUR ACTUELLE	ERREUR PRECEDENTE	ERREUR ACTUELLE
B (MHz)	3225.54831	3225.48310	0.017	0.00934
Dj (KHz)	0.593960	0.5938290707	0.00023	0.00011
Hj (uHz)	-	-95.14866694	-	5.45

TABLEAU 7.4: PARAMETRES CALCULES POUR L'ETAT FONDAMENTAL



**FIGURE 7.5:** TRANSITIONS DE ICN ETAT FONDAMENTAL  
A 687 ET 757 GHz.

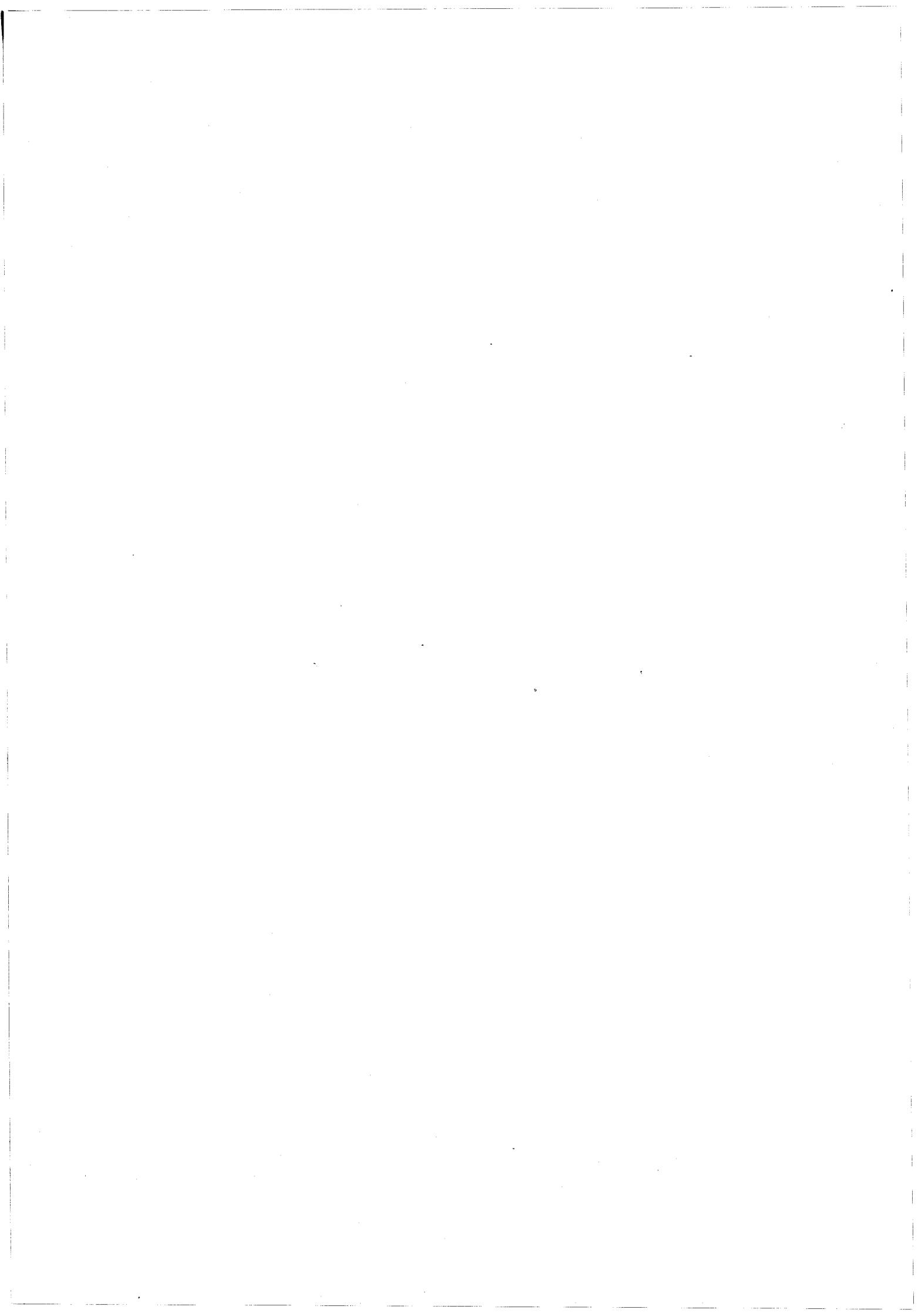
Nous avons pu grâce à ces mesures améliorer les paramètres du modèle, et en particulier calculer la valeur de  $H_j$  qui ne pouvait être déduite des mesures antérieures (tableaux 7.4 et 7.5) (GADH). Il est à noter que pour  $H_j$  l'erreur est calculée d'une manière statistique et est donc peu fiable puisque nous n'avons que très peu de mesures. Il faut donc calculer cette erreur par:

$$\delta H_j = \delta F_{\text{exp}} / ((J+1)^3 (J+2)^3 - J^3)$$

Nous obtenons une valeur de  $1.12 \cdot 10^{-12}$  MHz, ce qui est en accord avec l'erreur statistique.

La largeur à mi-hauteur des raies d'iodure de cyanogène dans l'état fondamental est de 800 KHz pour  $J=106$ . Cette valeur est en accord avec le calcul théorique qui donne une largeur de 700 KHz environ. Ce calcul a été fait en tenant compte de l'élargissement dû à l'effet doppler (500 KHz), de l'élargissement collisionnel (150 KHz) et du fait qu'il s'agit de sextuplet non résolus, ce qui ajoute un élargissement de 200 KHz. Aucun élargissement dû au spectromètre n'est mesurable.

Il est à remarquer que pour toutes ces mesures nous avons dû opérer avec des fréquences intermédiaires comprises entre 3.3 GHz et 8.1 GHz, ce qui prouve l'utilisation possible de la gamme prévue.



## CONCLUSION

L'oscillateur local bâti autour d'un laser submillimétrique optiquement pompé, constitue la partie originale de ce travail. Nous avons vu que cette option présente de nombreux avantages:

- de nombreuses émissions dans le domaine de fréquence de travail,
- une puissance supérieure au milliwatt pour de nombreuses émissions,
- une très bonne pureté spectrale,
- une très bonne stabilité en fréquence,
- une mise en oeuvre aisée.

Ses inconvénients sont pour notre utilisation:

- l'impossibilité de l'accorder continument sur une plage importante de fréquences,
- une stabilité en puissance moyenne.

Une étude poussée du mélangeur adapté aux fréquences de travail fut aussi nécessaire. Cela nous a permis de dégager les principes fondamentaux de fonctionnement des diodes Schottky. Nous avons pu ainsi expliquer leurs limites.

Nous avons aussi mis en oeuvre un second oscillateur local afin de balayer continument une gamme de 12 GHz autour de la fréquence laser.

L'utilisation de ce spectromètre nous a permis de

confirmer notre choix de départ, où nous préférons une haute résolution en fréquence à une gamme très étendue. Ainsi, nous avons pu mesurer directement des fréquences de transition d'ICN située aux environs de 690 et 760 GHz. Ces mesures et les différents tests effectués nous assurent du bon fonctionnement de ce spectromètre.

Nous prévoyons néanmoins quelques améliorations sur plusieurs points.

\*Augmentation de la puissance du laser.

Il existe plusieurs techniques afin d'augmenter la puissance du laser submillimétrique: introduction d'un gaz tampon, augmentation de la puissance du laser infrarouge. Cela nous permettra d'avoir une puissance d'une dizaine de milliwatts sur un nombre plus important de fréquences.

\*Améliorations de la stabilité de la source.

Une amélioration de la boucle de stabilisation de phase de la source est prévue. Cela afin d'améliorer la pureté spectrale ainsi que de permettre un balayage en fréquence plus important.

\*Stabilisation en amplitude du laser submillimétrique.

Le fait de stabiliser en amplitude le laser nous permettra de gagner en rapport signal sur bruit principalement pour les émissions laser de faible puissance.

\*Modifications de la boucle d'asservissement du second oscillateur local.

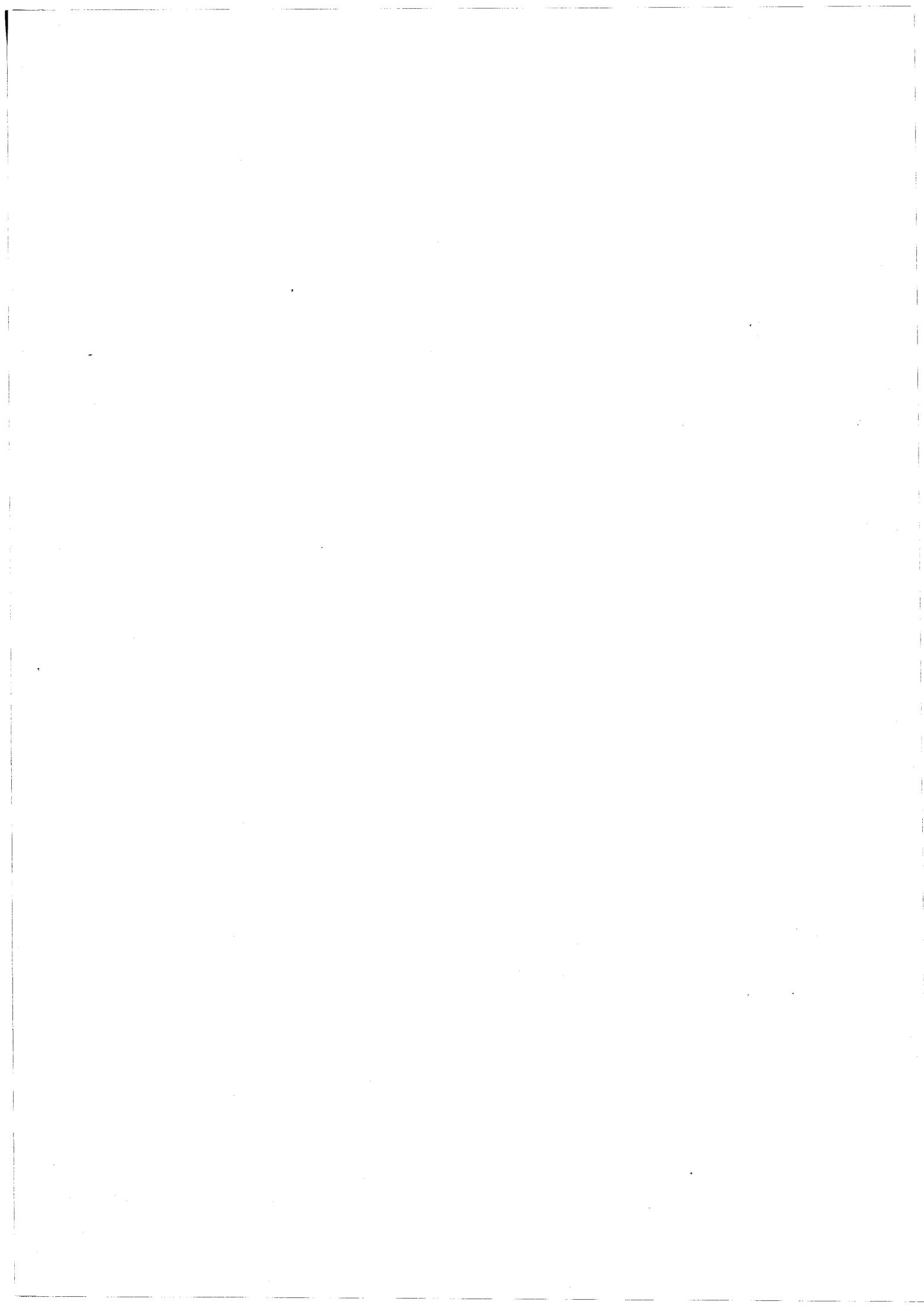
En modifiant la boucle d'asservissement de la source hyperfréquence nous pourrions augmenter la largeur du balayage en fréquence qui est actuellement inférieure à  $\pm 6$  MHz.

**\*Améliorations du couplage optique.**

Ces améliorations sont prévues pour deux éléments:

- l'utilisation d'un duplexeur, il présente 0.1 dB de pertes au lieu de 3 dB pour la lame semi-transparente,
- la construction d'un cornet, mieux adapté pour le couplage multiplicateur-cellule.

Cela devrait permettre de gagner en sensibilité et de couvrir la gamme fixée c'est à dire 600 GHz-1200GHz. Une automatisation plus poussée est aussi prévue afin d'accroître encore la facilité d'utilisation.



BIBLIOGRAPHIE

- (ASHL) J.R. ASHLEY , C.B. SEARLES ,  
F.M.PALKA  
IEEE MTT 16 ,753,1968
- (AUKE) L.W. AUKERMAN , J.W. ERLER  
OPTICS LETTERS 1 ,178,1977
- (BADO) R. BADOUAL  
LES MICRO-ONDES MASSON 1984
- (BERN) F. BERNUES , H.J. KUNO , P.A. CRANDELL  
MICROWAVE 46,MARS 1976
- (BLAN) T.G. BLANEY  
INFRARED AND MILLIMETER WAVES VOL 3  
E. KENNETH , J. BUTTON ACADEMIC PRESS 1981
- (BLUM) W.A. BLUMBERG , H.R. FETTERMAN , D.D. PECK  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 15 ,300,1979
- (BOLO) J.C. BOLOMEY , J. CASHMAN ,  
S.E. HABIBY , D. LESSELIER  
INT J INFRARED & MM WAVES 2 ,859,1981
- (CARL) E.R. CARLSON , M.V. SCHNEIDER ,  
T.F. MC MASTER  
IEEE MTT 26 ,706,1978
- (CAZZ) G. CAZZOLI , A. DAL BORGO ,  
D.G. LISTER , D. DIAMINI  
J MOL SPECTROSC 95 ,43,1982
- (CHAM) K.S. CHAMPLIN , G. EISENSTEIN  
IEEE MTT 26 ,31,1978
- (CHAN) T.Y. CHANG  
IEEE MTT 22 ,993,1974



- (CLIF1) B.J. CLIFTON  
IEEE MTT 25 ,457,1977
- (CLIF2) B.J. CLIFTON  
INFRARED PHYS 25 ,267,1985
- (COLE) P.D. COLEMAN  
J OPT SOC AM 67 ,894,1977
- (CRON) N.J. CRONIN , D.H. MARTIN ,  
G.A. EDISS , G.T. WRIXON  
INFRARED PHYS 19 ,731,1978
- (DANI1) E.J. DANIELEWICZ , T.K. PLANT , T.A. DE TEMPLE  
OPT COMMUN 13 ,366,1975
- (DANI2) E.J. DANIELEWICZ , C.O. WEISS  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 14 ,705,1978
- (DANI3) E.J. DANIELEWICZ , T.A. GALANTOWICZ , F.B. FOOTE ,  
R.D. REEL , D.T. HODGES  
OPTICS LETTERS 4 ,280,1979
- (DANI4) E.J. DANIELEWICZ , P.D. COLEMAN  
APPL OPT 15 ,76,1976
- (DAVI) B.W. DAVIS , C. DREZE , A. WAKSBERG  
OPT COMMUN 2 ,123,1984
- (DETE) T.A. DETEMPLE , E.J. DANIELEWICZ  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 12 ,40,1976
- (DELU) F. DE LUCIA , E. HERBST , M.S. FELD , W. HAPPER  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 17 ,2171,1981
- (DION) G.F. DIONNE , H.R. FETTERMAN , N.R. ERICKSON ,  
C.D.PARKER , J.F. FITZGERALD  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 20 ,188,1984
- (EPTO) P.J. EPTON , W.L. WILSON  
F.K. TITTEL , T.A. RABSON  
INFRARED PHYS 19 ,335,1979
- (ERIC1) N.R. ERICKSON  
IEEE MTT 25 ,865,1977
- (ERIC2) N.R. ERICKSON  
IEEE MTT 33 ,1179,1985

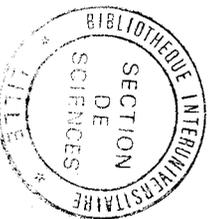
- (EVEN) K.M. EVENSON , D.A. JENNINGS , F.R. PETERSEN  
APPL PHYS LETT 44 ,576,1984
- (FARH) J. FARHOOMAND , G.A BLAKE , H.M. PICKETT  
ASTROPHYS J 12 ,291,1985
- (FETT1) H.R. FETTERMAN , H.R. SCHLOSSBERG , C.D. PARKER  
APPL PHYS LETT 23 ,684,1973
- (FETT2) H.R. FETTERMAN , B.J. CLIFTON ,  
P.E. TANNENWALD , C.D. PARKER  
APPL PHYS LETT 24 ,70,1974
- (FETT3) H.R FETTERMAN , P.E. TANNENWALD , B.J CLIFTON,  
W.D. FITZGERALD , N.R. ERICKSON  
APPL PHYS LETT 33 ,151,1978
- (GADH) J. GADHI  
D.E.A. LILLE 1986
- (GALA) T.A. GALATANTOWICZ  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 14 ,867,1978
- (GODO) A. GODONE , E. BAVA  
INT J INFRARED & MM WAVES 2 ,1225,1981
- (GORD) W. GORDY , R.L. COOK  
MICROWAVE MOLECULAR SPECTRA 3rd EDITION  
ARNOLD WEISSBERGER  
WILEY INTERSCIENCE PUBLICATION 1984
- (GREE) S.I. GREEN  
J APPL PHYS 42 ,1166,1971
- (HANT) W. HANT  
IEEE MTT 33 ,135,1985
- (HEGA) G.M. HEGAZI , A. JELENSKI , K.S. YNGVESSON  
IEEE MTT 33 ,1404,1985
- (HELD) D.N. HELD , A.R. KERR  
IEEE MTT 26 ,49,1978
- (HENN) J.O. HENNINGSEN , H.G. JENSEN  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 11 ,248,1975
- (HENR) P.S. HENRY , B.S. GLANCE , M.V. SCHNEIDER  
IEEE MTT 24 ,254,1976

- (HODG1) D.T. HODGES , T.S. HARTWICK  
APPL PHYS LETT 23 ,252,1973
- (HODG2) D.T. HODGES , J.R. TUCKER  
APPL PHYS LETT 27 , ,1975
- (HODG3) D.T. HODGES , F.B. FOOTE , R.D. REEL  
APPL PHYS LETT 29 ,662,1976
- (HODG4) D.T. HODGES  
INFRARED PHYS 16 ,175,1976
- (HODG5) D.T. HODGES , M. MC COLL  
APPL PHYS LETT 30 ,5,1977
- (HODG6) D.T. HODGES , F.B. FOOTE , R.D. REEL  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 13 ,491,1977
- (HODG7) D.T. HODGES  
INFRARED PHYS 18 ,375,1978
- (HUY8) M.J. HUYBEN , C.G. DE KORT ,  
J.H.M. STOELINGA , P. WYDER  
INFRARED PHYS 19 ,257,1979
- (HWAN) T. HWANG , S.E. SCHWARZ  
APPL PHYS LETT 31 ,101,1977
- (JIRM) J. JIRMAN , M.R. SCHUSTER , G. BAUER  
INT J INFRARED & MM WAVES 4 ,311,1983
- (KAVA) M.J. KAVAYA , R.T. MENZIES , U.P. OPPENHEIM  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 19 ,1234,1983
- (KEEN) N.J. KEEN , A. VAN DER ZIEL , R.R. SCHMIDT  
PROC IEE 129 ,99,1982
- (KELL1) W.M. KELLY , G.T. WRIXON  
APPL PHYS LETT 32 ,525,1978
- (KELL2) W.M. KELLY , G.T. WRIXON  
IEEE MTT 27 ,665,1979
- (KELL3) W.M. KELLY , G.T. WRIXON  
INFRARED AND MILLIMETER WAVES VOL 3  
ACADEMIC PRESS 1980
- (KERR) A.R. KERR  
IEEE MTT 23 ,781,1975

- (KNEU) F.K KNEUSUHL  
OPT ACTA 32 ,1055,1985
- (KRAU) J.D. KRAUS  
ANTENNAS  
Mc GRAW-HILL NEW YORK 1950
- (KRAU1) H. KRAUTLE , E. SAUTER , G.V. SCHULTZ  
INFRARED PHYS 17 ,477,1977
- (KRAU2) H. KRAUTLE , E. SAUTER , G.V. SCHULTZ  
INFRARED PHYS 18 ,705,1978
- (LATO) M. LATOUR  
RADIOELECTRICITE 335,DEC 1920
- (LEE) K.M. LEE  
IEEE MTT 28 ,388,1980
- (LOUR) J.M. LOURTIOZ , R. ADDE , D. BOUCHON , J. PONTNAU  
REV PHYS APPL 14 ,323,1979
- (MART) D.H. MARTIN , J. LESURF  
INFRARED PHYS 18 ,405,1978
- (MATA) L.M. MATARRESE , K.M. EVENSON  
APPL PHYS LETT 17 ,8,1970
- (MATT) W.H. MATTESON , F.C. DELUCIA  
J OPT SOC AM B 2 ,336,1985
- (McCO) M. Mc COLL  
IEEE MTT 25 ,54,1977
- (MIZU1) K.MIZUNO , R. KAWAHARA , S. ONO  
APPL PHYS LETT 26 ,605,1975
- (MIZU2) K. MIZUNO , T. SUSUKI , S. ONO , K. SAGAE  
INT J INFRARED & MM WAVES 1983
- (NG) T.S. NG , K.F. LEE  
PROC IEE 129 ,11,1982
- (NOWI) R. NOWICKI , E.F. PLINSKI , J. RZEPKA  
OPT COMMUN 53 ,113,1985
- (OKAD) T. OKADA , R. BEHN , M.A. DUPERTUIS ,  
P.D. MORGAN , M.R. SEIGRIST  
J APPL PHYS 54 ,2987,1983

- (PAYN1) J.M. PAYNE , M.R. WORDEMAN  
REV SCI INSTR 49 ,1741,1978
- (PAYN2) J.M. PAYNE , J.E. DAVIS , M.B. HAGSTROM  
REV SCI INSTR 53 ,1558,1982
- (PEYT) B.J. PEYTON , A.J. DINARDO ,  
S.C. COHEN , J.H. MC ELROY , R.J. COATES  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 11 ,569,1975
- (PLAI) P.M. PLAINCHAMP  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 15 ,860,1979
- (ROOS) O.V. ROOS , K. WANG  
IEEE MTT 34 ,183,1986
- (ROSE1) H.P. ROSER , G.V. SCHULTZ  
INFRARED PHYS 17 ,531,1977
- (ROSE2) H.P. ROSER , R. WATTENBACH , G.V. SCHLUTZ  
INT J INFRARED & MM WAVE 4 ,1,1983
- (ROSE3) H.P. ROSER , R. WATTENBACH ,  
E.J. DURWEN , G.V. SCHULTZ  
ASTRON ASTROPHYS 165 ,287,1986
- (RUTL) D.B. RUTLEDGE , S.E. SCHWARZ , A.T. ADAMS  
INFRARED PHYS 18 ,713,1978
- (SALE) A. SALEH  
THEORY OF RESISTIVE MIXER  
MIT PRESS 1971
- (SAUT) E. SAUTER , G.V. SCHULTZ  
IEEE MTT 25 ,468,1977
- (SCHN) M.V. SCHNEIDER , T.G. PHILLIPS  
INT J INFRARED & MM WAVE 2 ,15,1981
- (SCHU) G.V. SCHULTZ , E.J. DURWEN ,  
H.P. ROSER , R; WATTENBACH  
PROC ESA WORKSHOP ON THE SCIENTIFIC  
IMPORTANCE OF SUBMILLIMETER OBSERVATIONS  
213,1982
- (SHAR) K.K. SHARMA  
REV PHYS APPL 21 ,25,1986

- (SIEG) P.H. SIEGEL , A.R. KERR  
IEEE MTT 32 , 1579, 1984
- (SIEL) H. SIELMANN , A. BAJSAROWICZ  
REV SCI INSTR 55 , 1551, 1984
- (SIEM) K.J. SIEMSEN , J. REID  
OPTICS LETTERS 10 , 594, 1985
- (SIMP) J.B. SIMPSON , J.G. SMITH ,  
D.H. WHIFFEN  
J MOL SPECTROSC 44 , 558, 1972
- (SMIT) D.R. SMITH , E.V. LOEWENSTEIN  
APPL OPT 14 , 2473, 1975
- (TAKA) T. TAKADA , M. HIRAYAMA  
IEEE MTT 26 , 733, 1978
- (TEIC) M.C. TEICH  
OPT ACTA 32 , 1015, 1985
- (TEMK) R.J. TEMKIN  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 13 , 450, 1977
- (THAD) P. THADDEUS  
PHYSICS TODAY 36, NOV 1982
- (TOBI) M.S. TOBIN , J.P. GATTLER , G.L. WOOD  
OPTICS LETTERS 4 , 384, 1979
- (TSAN) D. TSANG , S.E. SCHWARZ  
APPL PHYS LETT 30 , 263, 1977
- (TSUK) T. TSUKISMA , I. NISHIDA ,  
M. NAGATSU , H. INUZUKA , K. MIZUNO  
REV SCI INSTR 57 , 560, 1986
- (TWU1) B. TWU , S.E. SCHWARZ  
APPL PHYS LETT 25 , 595, 1974
- (TWU2) B. TWU , S.E. SCHWARZ  
APPL PHYS LETT 25 , 672, 1974
- (VIOL) T.J. VIOLA , R.J. MATTAUCH  
J APPL PHYS 44 , 2905, 1973
- (WATT) R. WATTENBACH , H.P. ROGER  
LASER UND OPTOELEKTRONIK 2 , 111, 1985



- (WEIN) S. WEINREB , A.R.KERR  
J SOLID STATE CHEM 9 ,58,1973
- (WEIS1) C.O. WEISS  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 12 ,580,1976
- (WEIS2) C.O. WEISS , A. GODONE  
IEEE J QUANTUM ELECTRON 20 ,97,1984
- (WOLC) J. WOLCZOK , B.J. PEYTON  
INFRARED PHYS 19 ,447,1979
- (WOOD) R.A. WOOD , A. VASS ,  
C.R PIDGEON , W.J. FIRHT  
OPT COMMUN 35 ,105,1980
- (WRIX1) G.T. WRIXON  
IEEE MTT 24 ,702,1976
- (WRIX2) G.T. WRIXON , W.M. KELLY  
INFRARED PHYS 18 ,413,1978
- (YAMA1) M. YAMANAKA , Y. HOMMA , A. TANAKA ,  
M. TAKADA , A. TANIMOTO , H. YOSHINAGA  
JPN J APPL PHYS 13 ,843,1974
- (YAMA2) M. YAMANAKA , H. TSUDA , S. MITANI  
OPT COMMUN 15 ,426,1975
- (YAMA3) M. YAMANAKA  
J OPT SOC AM 67 ,952,1977
- (ZUID1) B.F. ZUIDBERG , A. DYMANUS  
APPL PHYS LETT 29 ,643,1976
- (ZUID2) B.F. ZUIDBERG , A. DYMANUS  
APPL PHYS 16 ,375,1978
- (ZUID3) B.F. ZUIDBERG , A. DYMANUS  
APPL PHYS 19 ,171,1979

L'intérêt spectroscopique pour le domaine de fréquences compris entre 300 GHz et 3000 GHz, appelé submillimétrique, est sans cesse croissant. Cela est principalement dû à la montée en fréquence des observations radioastronomiques, ainsi qu'à l'augmentation de puissance des programmes de calcul de spectre.

Pour répondre à cette demande, nous avons développé un spectromètre couvrant la gamme 600 GHz - 1200 GHz. Après une présentation des différentes options expérimentales, nous explicitons notre choix qui s'est porté sur une réception superhétérodyne avec récepteur suiveur à deux fréquences intermédiaires. L'oscillateur local est bâti autour d'un laser submillimétrique optiquement pompé par un laser infrarouge à gaz carbonique. Cet oscillateur local couvre le domaine spectral d'une manière discrète ce qui n'est pas compatible avec notre utilisation. Une première fréquence intermédiaire accordable entre 2 et 8 GHz est donc prévue afin de palier à cet inconvénient. Le mélangeur à diode Schottky est étudié en profondeur ainsi que le problème du couplage des rayonnements de la source et du laser. Pour obtenir une seconde fréquence intermédiaire fixe, une source hyperfréquence stabilisée en phase a été utilisée. Ces caractéristiques ainsi que celles de la chaîne d'amplification sont présentées.

Plusieurs mesures de fréquences de transitions de rotation d'iodure de méthyle et d'iodure de cyanogène aux environs de 700 GHz confirment le bon fonctionnement de ce spectromètre.

**MOIS\_CLES:**

Spectromètre  
Submillimétrique  
Superhétérodyne  
Laser infrarouge  
Laser submillimétrique  
Diode Schottky