

N° d'ordre : 1325

50376
1986
89

50376
1986
89

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

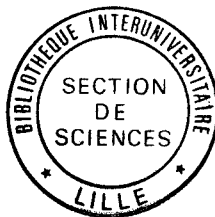
Docteur de 3ème Cycle

par

Gérard Pascal PIAU

REALISATION D'UNE SOURCE ACCORDABLE DANS L'INFRAROUGE LOINTAIN

Corrections faites après la soutenance



Soutenu le 7 Mai 1986 devant la Commission d'Examen

M. MACKÉ,
M. DANGOISSE,
M. GLORIEUX,
M. KREISLER,

Professeur
Maître de Conférence
Professeur
Chargé de Recherche au C.N.R.S.

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur

U.F.R. de Physique

Ce travail a été réalisé à l'U.F.R. de Physique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois dans le laboratoire de Spectroscopie Hertzienne. Ce laboratoire, associé au C.N.R.S est dirigé par Monsieur le Professeur MACKE qui a bien voulu me faire l'honneur de présider ce jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

J'exprime toute ma reconnaissance à Didier DANGOISSE et Pierre GLORIEUX pour m'avoir guidé. Ils ont su par leur collaboration amicale et leur sens critique m'aider à mener à bien ce travail.

Je remercie très vivement Monsieur KREISLER, maître de recherche au C.N.R.S. pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail.

J'accorde toute ma reconnaissance à l'équipe du laboratoire, et je tiens à remercier plus particulièrement Jean WASCAT pour les conseils amicaux qu'il a su me prodiguer tout au long de ce travail. Je remercie en particulier Monsieur ROSSEELS qui m'a apporté une aide précieuse pour l'étude des dispositifs électroniques et hyperfréquences.

Je remercie également l'Etablissement Public Régional NORD - PAS DE CALAIS pour le financement de ce projet.

Je suis très reconnaissant envers l'ensemble des techniciens du laboratoire et de l'U.F.R pour leur contribution à la réalisation de ce travail, ainsi que le Lycée Technique BAGGIO pour la sous-traitance mécanique.

Enfin, je remercie ceux qui m'ont aidé à la réalisation matérielle de ce mémoire : le secrétariat, Monsieur RAFFAUD et le personnel du service de reprographie.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	5
CHAPITRE I : REALISATION D'UNE SOURCE SUBMILLIMETRIQUE	
1) Laser à CO_2	17
2) Source submillimétrique	33
3) Dispositif de mise en forme du faisceau infrarouge	49
4) Résultats expérimentaux	62
CHAPITRE II : CONCEPTION ET REALISATION D'UNE SOURCE ACCORDABLE EN FREQUENCE	
1) Description de détecteurs-mélangeurs commerciaux	78
2) Rappels sur le fonctionnement des diodes Schottky	82
3) Génération d'un rayonnement accordable en fréquence	99
CHAPITRE III : DETECTION DE RAYONNEMENT ACCORDABLE ESSAIS ET RESULTATS	
1) Dispositif général	125
2) Etude et réalisation d'un duplexeur	126
3) Détection de bandes latérales	148
4) Application spectroscopique	157
CONCLUSION	163
ANNEXE	167
REFERENCES	177

INTRODUCTION

La maîtrise des longueurs d'ondes submillimétriques ($100 \mu\text{m} < \lambda < 1 \text{ mm}$), et en particulier leur utilisation en spectroscopie atomique et moléculaire est un objectif poursuivi actuellement par de nombreux chercheurs.

En effet, dans le domaine infrarouge lointain (IRL), les transitions de rotation ont une intensité qui dépasse parfois de plusieurs ordres de grandeur les intensités des transitions des domaines millimétrique et centimétrique, alors que la précision des mesures de fréquences reste sensiblement voisine de celle couramment atteinte en spectroscopie millimétrique.

Le développement d'une spectroscopie haute résolution dans le domaine IRL nécessite la mise au point de nouvelles sources. Thomson CSF développe actuellement des carcinotrons qui peuvent émettre jusque 1000 GHz.

Le domaine supérieur (1000-3000 GHz) peut être atteint à l'aide de lasers optiquement pompés. Ces lasers, à l'origine de plusieurs milliers d'émissions, couvrent le domaine submillimétrique de manière discrète. Ils ont en général une bonne pureté spectrale (quelques kHz), mais leurs défauts majeurs sont liés aux possibilités d'accord en fréquence limitées à quelques MHz autour de chaque fréquence centrale d'émission.

Plusieurs techniques permettent d'étendre la gamme

d'accord de ces lasers:

- le déplacement de la fréquence laser par effet Stark (1,49).
- le pompage à deux photons infrarouge et microonde (2)
- l'addition de fréquences laser IRL et microonde (3,4,5,50)

Le domaine 1000-3000 GHz peut aussi être atteint en effectuant le mélange non linéaire sur une diode MIM, des rayonnements de deux lasers CO₂ (6).

Nous avons retenu la solution qui consiste à effectuer le mélange non linéaire sur une diode Schottky du rayonnement d'un laser IRL de fréquence fixe et d'un rayonnement de fréquence accordable dans le domaine 2-4 GHz. Les travaux antérieurs de Dymanus (3) et de Fetterman (4) montrent que les pertes de conversion des dispositifs utilisés peuvent être rendues suffisamment faibles pour espérer obtenir des puissances de l'ordre de 0.1 μ W, à partir d'une puissance IRL de plusieurs dizaines de mW. Récemment, Kreisler et son équipe (51,52) ont mesuré une puissance de 10 μ W dans les bandes latérales en utilisant un rayonnement IRL de 20 mW. Compte tenu du nombre important d'émissions submillimétriques, il devient alors possible, en se limitant aux plus intenses d'entre elles, de mettre au point une source accordable sur une

bonne partie du domaine IRL.

L'objet de ce mémoire concerne la construction et la mise au point de la première source IRL accordable dans notre laboratoire.

Le premier chapitre est consacré à la description du laser à CO_2 de pompe, et du laser IRL. Nous rappellerons le mécanisme du pompage optique nécessaire à l'inversion de population dans le laser IRL.

Dans le second chapitre, nous présenterons les caractéristiques de deux détecteurs/mélangeurs à semi-conducteurs, ainsi que leur principe de fonctionnement lors de l'utilisation en mélangeur. Nous mentionnerons aussi les conditions d'adaptation du rayonnement IRL à ce type de détecteur.

Dans le dernier chapitre, nous aborderons la détection superhétérodyne du rayonnement accordable et la description du spectromètre réalisé pour la mise en évidence de quelques raies d'absorption de l'acide formique vers 696.8 GHz.

CHAPITRE I

Réalisation d'une source submillimétrique

CHAPITRE I

REALISATION D'UNE SOURCE SUBMILLIMETRIQUE

I-1 Le laser CO₂

I-1-1 Rappels théoriques

I-1-2 Description et réalisation

I-1-3 Automatisation et stabilisation

I-2 La source submillimétrique

I-2-1 Description de la cavité

I-2-2 Principe de fonctionnement

* Modèle théorique du laser IRL

* Relaxation rotationnelle et vibrationnelle

* Equations du système

* Puissance IRL en régime continu

I-2-3 Choix de la cavité submillimétrique

* Guide d'onde diélectrique

* Guide d'onde métallique

I-2-4 Interférogramme de la cavité

I-2-5 Conclusion

I-3 Dispositif de mise en forme du faisceau infrarouge

I-3-1 Couplage infrarouge

I-3-2 Rappel sur la focalisation d'un faisceau gaussien

I-3-3 Résultats des simulations numériques

I-3-4 Polarisation des faisceaux

I-4 Résultats expérimentaux

I-4-1 Laser CO₂

I-4-2 Laser IRL

Les premières études concernant les lasers submillimétriques ont débuté en 1962, avec la découverte des émissions à 28 μm (53) et 133 μm (54) d'un mélange hélium-néon excité par décharge électrique. D'autres lasers à décharge et en particulier les lasers à décharge à H_2O , à SO_2 et à HCN ont été réalisés par la suite (55,56).

C'est en 1970 qu'apparaissent les lasers submillimétriques optiquement pompés(57). Ils sont à l'origine de nombreuses émissions identifiées à ce jour, dont la puissance en régime d'excitation continue varie du microwatt à quelques centaines de milliwatts. Ces propriétés ont orienté notre choix vers ce type de laser pour réaliser la source accordable IRL.

Le pompage infrarouge est réalisé par un laser à CO_2 . Ce laser a déjà fait l'objet de nombreuses réalisations expérimentales dans le laboratoire (7,8,9).

Nous développerons dans ce chapitre ces deux éléments de base, c'est à dire le laser à CO_2 et la cavité IRL, puis le dispositif de couplage du faisceau infrarouge. Dans le dernier paragraphe, nous présenterons les caractéristiques des lasers réalisés.

I-1 Le laser à CO₂

Le choix du laser à CO₂ comme source d'excitation d'un laser submillimétrique optiquement pompé se justifie de la façon suivante:

- De nombreuses molécules possèdent des bandes fondamentales de vibrations comprises dans le domaine 9-11µm qui correspond à celui du laser à CO₂.
- Il est puissant.
- Plus de 80% des inversions de population dans les lasers IRL sont réalisées à l'aide de lasers à CO₂. On peut consulter à ce sujet les tables d'émissions submillimétriques de D.J.E. Knight (10) ou de M. Inguscio (11)

Après de brefs rappels sur la théorie des faisceaux gaussiens pour déterminer les caractéristiques géométriques du faisceau IR dans la cavité, nous aborderons la description du laser à CO₂ que nous utiliserons comme laser de pompe.

I-1-1 Rappels théoriques.

Nous ne mentionnerons ici que les équations de H. Kogelnik et T. Li (12), et plus particulièrement celle qui permet d'exprimer le rayon de ceinture ω_0 :

$$\omega_0^4 = \frac{\lambda^2}{\pi^2} \cdot \frac{d(R_1-d)(R_2-d)(R_1+R_2-d)}{(R_1+R_2-2d)^2}$$

Dans cette équation:

ω_0 représente le rayon de ceinture à $1/e$ de l'amplitude du champ (Fig I-1)

R_1 et R_2 sont les rayons de courbure des deux miroirs de la cavité.

d est la longueur de la cavité

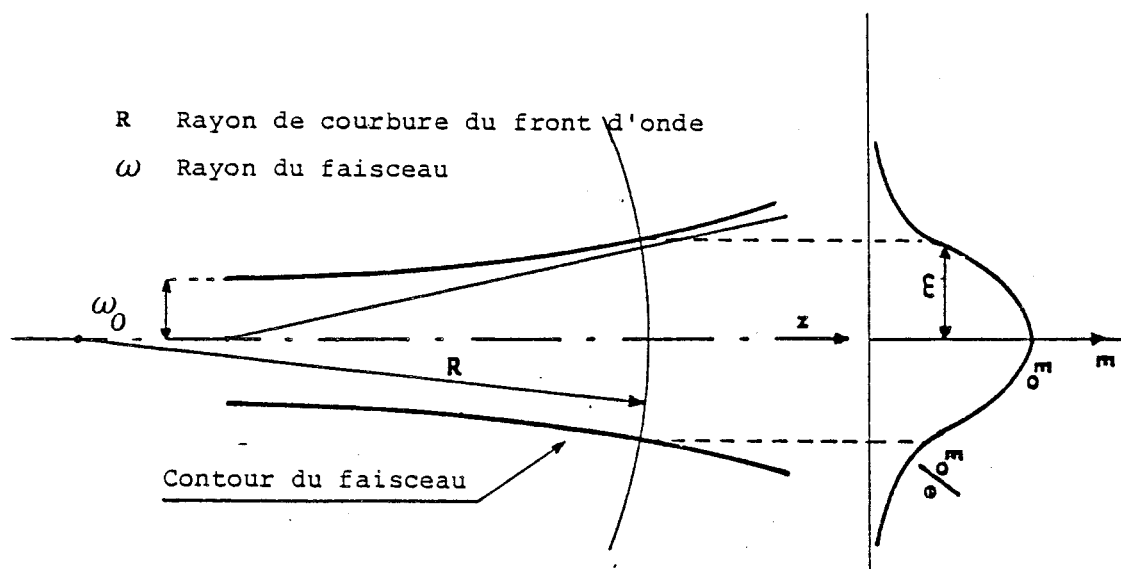


Figure I-1 Caractéristiques d'un faisceau gaussien .



Dans le cas où l'un des miroirs est plan, cette équation peut se mettre sous la forme:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \sqrt{d(R_1 - d)} \quad (\text{éq. I-2})$$

Dans ces conditions, nous obtenons:

$\omega_0 = 3.93$ mm pour $R_1=10$ m et $d=3$ m, qui sont les valeurs retenues pour notre laser..

$2\omega_0$ représente alors le diamètre du faisceau sur le réseau.

Le diamètre du faisceau peut aussi être calculé au niveau du miroir de couplage. En effet, la théorie de H. Kogelnik et T. Li nous permet d'écrire que:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{éq. I-3})$$

où $\omega(z)$ représente le rayon du faisceau en un point d'abscisse z par rapport au réseau .

Au point d'abscisse $z = 3.00$ m (position du miroir de couplage), nous obtenons :

$$\omega = 4.70 \text{ mm}$$

I-1-2 Description et réalisation.

De nombreuses publications se rapportent aux relevés de puissances IRL obtenues en fonction de la puissance d'excitation (tableau N°1). Compte tenu de ces travaux, il nous a semblé raisonnable de fixer la puissance du laser de pompe à environ 80 watts.

La réalisation et la mise au point de ce laser ont été menées dans notre laboratoire en se référant à des études antérieures (7). Les lasers à CO_2 actuellement en service dans le laboratoire délivrent des puissances de l'ordre de 20 à 30 watts pour une longueur de l'ordre de 1.50 m

Cavité IRL				Molécule			Laser CO ₂		Réf.
Type	Dimension (m)	∅ (mm) couplage		λ (μm)	P. (mW)	Pompe	puissance W		
Guide d'onde diélectrique	1m x 0.038 " 2m x 0.038 " " " 3m x 0.038 " " " "	5 mm * * * * * * * * *	CH ₃ OH	70.6	100	9P34	30 W	13	
			C ₁₂ H ₁₄ F	496	10	9P20	35		
			C ₁₃ H ₁₄ F		10	9P32	30		
			CH ₃ OH	118.8	120	9P36	30		
			HCOOH	393	30	9R18	45		
			CH ₃ I	447.2	20	9P18	55		
			CH ₃ OH	41.7	55	9P32	33		
			" "	96.5	25	9R10	21		
			" "	699	1	9P34	35		
			CH ₂ CF ₂	554	1	9P14	40		
Guide Pyrex	2m x 0.040 1.7m x 0.025	8 3à5	CH ₃ OH	118.6	>100	9P36	50	14	
			" "	"	70	9P36	17	15	
Cavité métallique	1.3 x 0.025 "	3	" "	"	< 5	9P36	10	16	
			HCOOH	393.6	5	9R18	18		
Cavité Diélectrique	"	4	CH ₃ OH	118.6	> 5	9P36	10	17	

* Trou de couplage de 8 à 20 mm, réalisé sur une fenêtre partiellement réfléchissante.
 - Les diamètres des couplage IR sont de l'ordre de 2 à 3 mm
 L'introduction du rayonnement IR est parfois effectué hors d'axe



Tableau N°1

Relevés de puissance émise par quelques lasers IRL.

lorsqu'ils sont équipés d'un miroir de couplage de 70% de réflexion. L'augmentation de la puissance d'un laser peut être obtenue soit en faisant croître le gain de la cavité (l'augmentation de la longueur du tube amplificateur est une solution possible), soit en diminuant les pertes, soit en faisant varier les deux simultanément. La première solution, associée à un refroidissement efficace du mélange gazeux semble être la plus intéressante. Nous avons choisi un tube amplificateur d'une longueur de 3 mètres environ, réalisé en quartz, matériau qui possède une meilleure conductibilité thermique (1.09 W/mk) que le pyrex (0.83 W/mk).

Ce tube amplificateur est fermé à chaque extrémité par deux fenêtres de ZnSe, placées à incidence de Brewster. Les éléments optiques de la cavité sont constitués d'un réseau Jobin-Yvon, gravé à 150 traits par mm sur une couche d'or déposée sur un support en silicium, et d'un miroir de couplage (ménisque négatif) en ZnSe, de 10 m de rayon de courbure. Suivant le type d'études envisagées, recherche de forte puissance ou d'émission sur des raies ayant un faible gain, nous disposons de coupleurs dont les coefficients de réflexion sont les suivants: 50% - 65% - 95% .

Le coupleur est placé sur un support orientable de type " cardan ", et l'utilisation d'un élément de translation de type piézoélectrique permet de sélectionner les modes longitudinaux. L'intervalle spectral libre de la

cavité, qui est égal à $c/2 \times l$, vaut 50 MHz. L'accord en fréquence de notre cavité est très limité, et ne représente que le 1/1000 de l'intervalle de fréquence qui sépare deux raies successives (54 Ghz entre la 9P18 et 9P20 du CO_2).

L'excitation du mélange gazeux est assurée par une double décharge. Quatre électrodes sont disposées sur le tube amplificateur: deux électrodes centrales et deux électrodes aux extrémités à proximité des fenêtres en ZnSe. En effet, si la distance séparant les électrodes est importante et l'impédance du milieu élevée, il est nécessaire de multiplier le nombre d'électrodes, afin de diminuer la tension d'amorçage.

Un refroidissement efficace du mélange gazeux permet d'accroître la puissance d'émission. L'utilisation d'un tube de section réduite est conseillée. Nous avons utilisé un tube de quartz de diamètre intérieur 10 mm., et d'épaisseur 1 mm, nécessaire pour obtenir une rigidité suffisante. Le diamètre a été choisi en accord avec les dimensions géométriques du faisceau dans la cavité (§ I-1-1). L'observation du mode à l'aide de plaques sensibles éclairées aux U.V. montre que le faisceau est légèrement guidé.

Les éléments de la cavité laser sont maintenus par une structure constituée de 3 barres d'invar (diamètre 20 mm) et de plusieurs supports. Les pièces d'extrémités, en acier, supportent les éléments optiques. Des fixations en

leucoflex assurent le maintien du tube amplificateur.

Le tube amplificateur a une longueur de 3.00 m. Le faible diamètre (10 mm) ne permet pas une réalisation sans une inévitable flèche de l'ordre de 1 mm. La mise en place d'un tube aussi long nécessite de nombreuses précautions. Nous avons donc préféré un tube en cinq tronçons:

- 2 tronçons principaux, d'une longueur de 120 cm.
- 1 tronçon supportant les électrodes centrales.
- 2 tronçons supportant les électrodes latérales, ainsi que les montures en aluminium des fenêtres placées à incidence de Brewster.

Ces 5 tronçons sont assemblés par des rodages coniques (Young), réalisés en pyrex pour les parties mâles qui supportent les électrodes, et en quartz pour les parties femelles. L'étanchéité est assurée par du ruban de téflon. Ce ruban de téflon permet de corriger légèrement l'alignement des 5 éléments lors de l'installation.

Les 2 tronçons principaux sont manchonnés par une jaquette de refroidissement en pyrex. L'étanchéité jaquette - tube de quartz est assurée par un joint silicone (fig I-2).

Les quatre électrodes sont également refroidies par une circulation d'eau.

Ce système modulaire permet d'assurer une maintenance aisée de l'installation, et de ne posséder qu'un minimum de pièces de rechange. Il nécessite néanmoins une méthode

d'alignement particulière .

Les plans des différents éléments mécaniques de ce laser à CO₂ sont donnés en annexe 2.

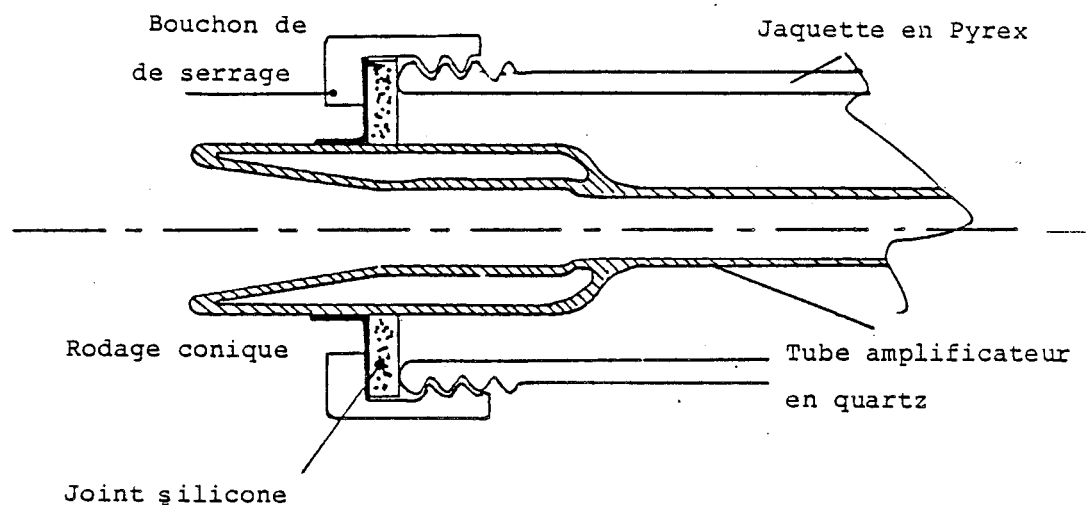


Figure I-2 Tube amplificateur: extrémité du tronçon principal.



Lors des premiers essais de ce laser, nous avons constaté une élévation importante de la température de la face arrière du réseau. Ce problème a été résolu en installant une boîte à eau fixée sur la monture cardan de celui-ci. Nous avons placé, entre sa face arrière et la

boîte à eau, une pâte silicone utilisée en électronique de puissance pour favoriser la dissipation thermique. Avec un miroir de couplage dont le coefficient de réflexion est de 70% et une puissance émise de l'ordre de 80 Watts, la puissance à l'intérieur de la cavité est voisine de 400 Watts. La densité de puissance au centre du réseau peut être estimée à 3000 Watts/cm² et nécessite un refroidissement efficace de celui-ci. La température de la face arrière du réseau est de l'ordre 24 degrés en présence de circulation d'eau. L'arrêt de cette circulation d'eau provoque une élévation importante de la température du réseau (> 40 degrés).

I-1-3 Possibilités d'automatisation et de stabilisation.

Lors de l'établissement du cahier des charges, nous avons envisagé d'automatiser la recherche des émissions du laser CO₂. Cette automatisation est actuellement en cours de réalisation. Plusieurs simulations effectuées sur ordinateur ont permis de vérifier l'algorithme que nous utiliserons.

* Automatisation.

Lors de la réalisation mécanique du laser, nous avons intégré les dispositifs nécessaires à la recherche automatique des différentes émissions. La rotation du réseau est donc assurée par le déplacement d'un vérin de poussée, en appui sur la monture du réseau. Celui-ci a une

course utile de 16 mm, avec un déplacement élémentaire de 1 μ m. Il est commandé par une alimentation "pas à pas" . Le bras de levier, qui assure la liaison " Vérin - Monture du réseau" a été calculé de manière à faire tourner le réseau d'un angle de 14 degrés permettant d'obtenir la totalité des raies des bandes à 9.6 μ m et à 10.6 μ m. La distance angulaire entre les 2 raies extrêmes observables (9R48 et 10P48) est de 12 degrés.

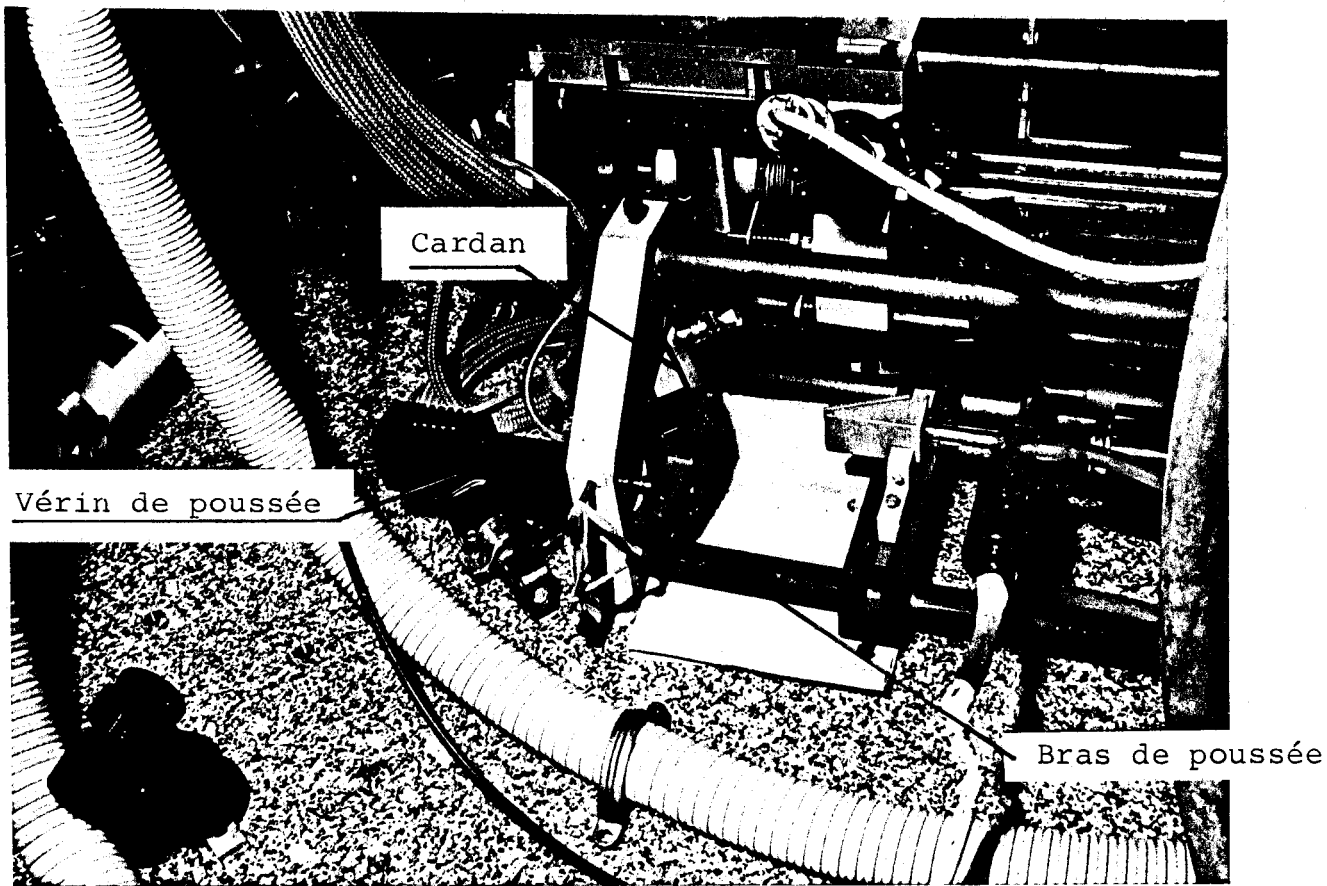
La photo N° 1 représente le réseau équipé de son vérin de poussée.

La figure I-3 présente le dispositif de recherche automatique d'émissions CO₂, développé actuellement autour d'un analyseur de spectre de chez Optical Engineering.

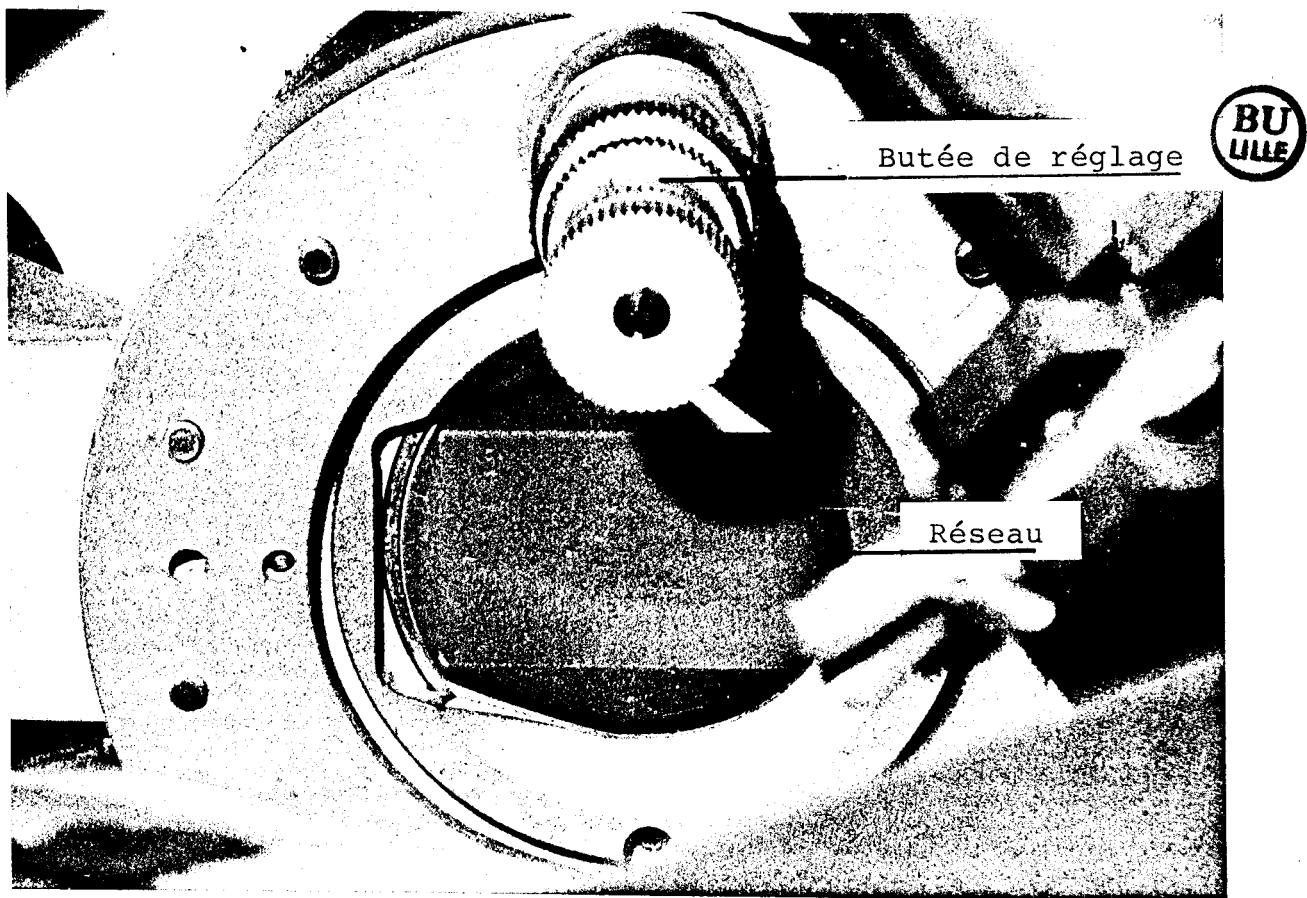
Trois capteurs infrarouges Plessey FLT 522° sont disposés sur la barrette sensible de l'analyseur de spectre aux images des raies 9P20, 9P36 et 10P20. Le choix des raies 9P20 et 10P20 résulte de leurs particularités:

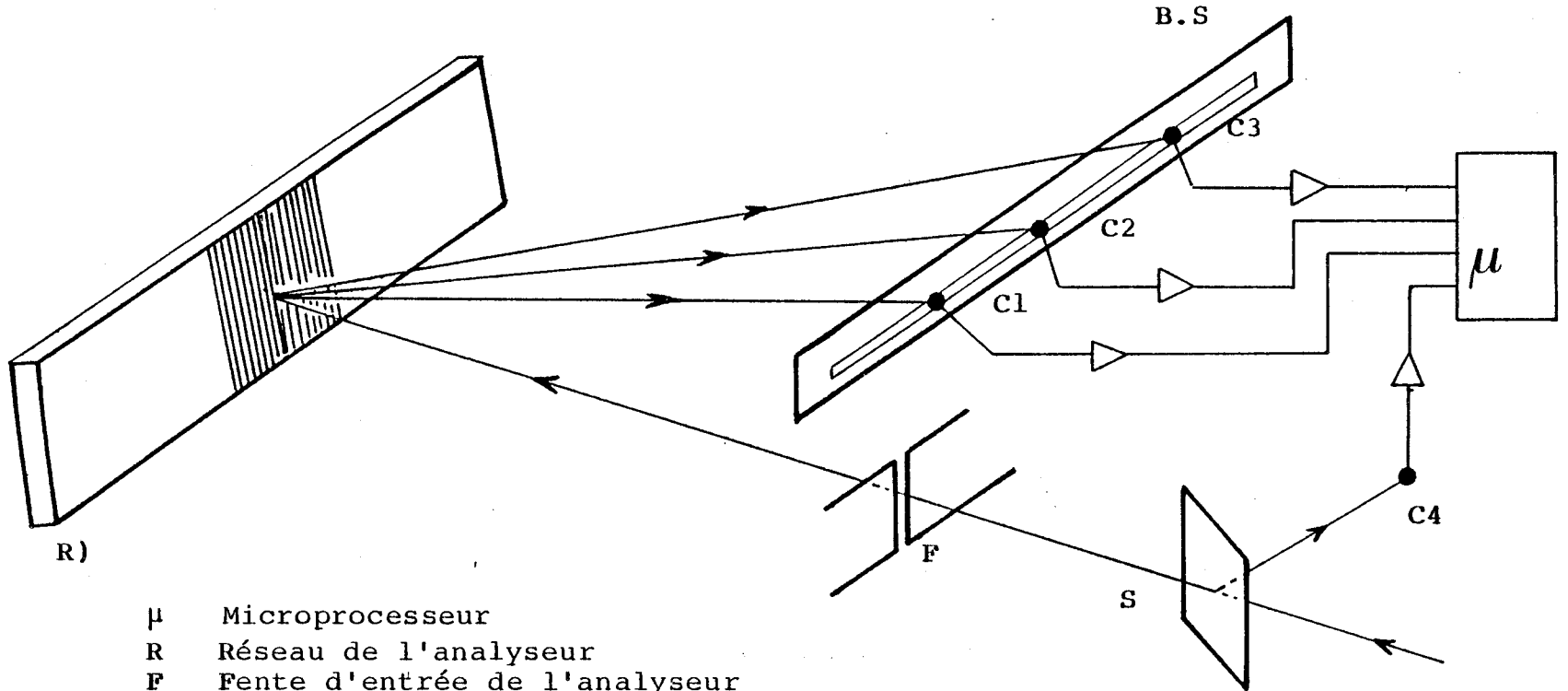
- Elles sont respectivement situées au 1/4 et 3/4 de la course du verin (tableau N°2).
- Leur puissance est élevée.

° Détecteurs pyroélectriques



Photographie N°1. Système de commande du laser à CO₂.





- μ Microprocesseur
- R Réseau de l'analyseur
- F Fente d'entrée de l'analyseur
- S Séparatrice à 45° Coefficient de transmission 50%
- C1,C2,C3,C4 Capteurs IR Plessey PLT 522
- BS Barette sensible de l'analyseur

Nous n'avons pas représenté les 2 miroirs de l'analyseur de spectre qui permettent d'augmenter la dispersion .

Figure I-3
Modification de l'analyseur de spectre de chez Optical Engineering destiné à la recherche automatique des émissions du Laser à CO₂

Lorsque le réseau effectue une rotation complète depuis sa position origine (vérin en position zéro), les capteurs " 9P20, 9P36 et 10P20" sont successivement éclairés par le faisceau laser. Le microprocesseur, associé à la recherche des raies, enregistre la position de ces 3 émissions en nombre de pas moteur effectués depuis la position origine.

La connaissance de la position en pas moteur de ces 3 émissions et de l'écart angulaire qui sépare la raie 9P20 de la raie souhaitée rend possible le calcul, en nombre de pas moteur, de la position de celle-ci. Après positionnement à la valeur calculée, il suffit d'optimiser la position du réseau en le déplaçant légèrement de part et d'autre de la position calculée et de faire varier la longueur de la cavité. L'évolution de la puissance émise est détectée à l'aide d'un quatrième capteur placé à l'extérieur de l'analyseur de spectre, et éclairé en permanence par le faisceau laser.

Le tableau N°2 donne la position de quelques émissions en fonction du déplacement du vérin (nombre de pas effectués depuis l'origine moteur).

Un algorithme permet, à partir de la position moteur des raies 9P20, 10P20, et 9P36, de calculer la position des autres émissions.

L'arbre programmatique est représenté à la figure I-4

<u>Nombre de pas moteur</u>	<u>Emission</u>
2326	9 R32
2771	9 R20
2851	9 R18
3385	9 R 6
4155	9 P 8
4719	9 P18
4847	9 P20
4978	9 P22
5929	9 P36
9304	10 R40
11024	10 R 8
12087	10 P 6
13081	10 P18
13298	10 P20
13469	10 P22
15705	10 P42

Tableau N° 2

Repérage de quelques émissions du laser à CO₂

1 pas moteur = déplacement de 1 μ m du vérin

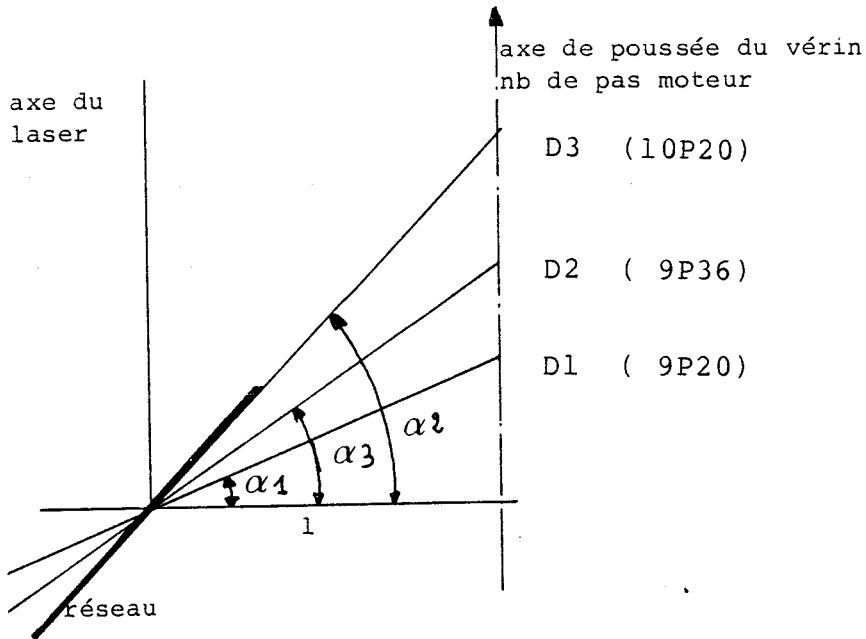


Figure I-4 Calcul de la position angulaire du réseau pour obtenir l'émission de longueur d'onde λ_i

Le nombre de pas moteur D_i à effectuer pour se placer sur une émission de longueur d'onde λ_i est obtenu à l'aide de l'expression :

$$D_i = F(d_i) \cdot (D_3 - D_1) + D_1$$

avec

$$F(d_i) = \frac{\text{tg } \alpha_i - \text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \alpha_3 - \text{tg } \alpha_2}$$

et

$$\sin d_i = k \lambda_i / a$$

k ordre du réseau
 a pas du réseau

Dans le cas où les valeurs de D_1 , D_2 , D_3 qui représentent les positions des émissions 9P20, 9P36 et 10P20 évoluent dans le temps (déplacement du zéro moteur, léger désalignement du système), nous recherchons un facteur de correction R permettant d'optimiser la fonction $F(d_i)$.

Dans un premier temps, nous calculons la valeur de R en comparant les valeurs théorique $G(d_2)$ et expérimentale $F(d_2)$.

Calcul de R .

Effectué par dichotomie:

Recherche de R , tel que:

$$\left| \frac{G(d_2, R) - F(d_2)}{F(d_2)} \right| < 10^{-4}$$

avec :

$$G(d_2, R) = \frac{\text{tg}(\arcsin d_2 - R) - \text{tg}(\arcsin d_1 - R)}{\text{tg}(\arcsin d_3 - R) - \text{tg}(\arcsin d_2 - R)}$$

Calcul de

$$F(d_i) = \frac{\text{tg}(\arcsin d_i - R) - \text{tg}(\arcsin d_1 - R)}{\text{tg}(\arcsin d_3 - R) - \text{tg}(\arcsin d_2 - R)}$$

Calcul de D_i :

$$D_i = F(d_i) * (D_3 - D_1) + D_1$$

* Stabilisation de la puissance du laser.

Pour les applications envisagées, c'est à dire le pompage d'un laser submillimétrique et l'utilisation du rayonnement infrarouge lointain comme source de rayonnement en spectroscopie, il est indispensable de limiter au maximum les variations d'amplitude de la source IRL. Les fluctuations de la puissance infrarouge peuvent être réduites en protégeant le laser à l'aide d'éléments en plexiglass qui, tout en assurant une sécurité au niveau des électrodes et des éléments optiques, réduisent les variations de température. Lorsque les fluctuations de puissance sont dues à des variations de longueur de la cavité résultant de dérives thermiques, l'une des stabilisations de puissance envisageable consiste à corriger constamment l'accord en fréquence du laser de pompe par l'intermédiaire de la translation piézoélectrique. Le quatrième capteur nous fournit la référence de puissance émise permettant de réaliser cet asservissement.

I-2 La source submillimétrique.

Dans un premier temps, nous décrirons la cavité réalisée, puis après de brefs rappels sur le mécanisme du pompage optique, nous justifierons les dimensions et les caractéristiques de cette cavité.

I-2-1 La cavité réalisée.

Il s'agit d'une cavité guide d'onde diélectrique, réalisée en quartz. Elle mesure 2.70 m et a un diamètre intérieur de 36 mm. Deux miroirs plans sont disposés à chaque extrémité du tube.

Nous allons maintenant décrire les dispositifs de couplage du rayonnement IR dans la cavité et d'extraction du rayonnement IRL. La figure I-5 représente le dispositif de couplage du rayonnement infrarouge dans la cavité. Il se compose d'une fenêtre de ZnSe, placée à l'incidence de Brewster, et d'un miroir en laiton poli, percé en son centre d'un trou de diamètre 2.2 mm. A l'élément de couplage est associé un miroir à 45°, qui permet d'extraire le rayonnement submillimétrique utile aux futurs dispositifs de stabilisation et d'asservissement. Une fenêtre de quartz coupe X, matériau transparent dans le domaine submillimétrique assure une séparation efficace des rayonnements de sortie et du résidu de puissance de pompe réfléchi.

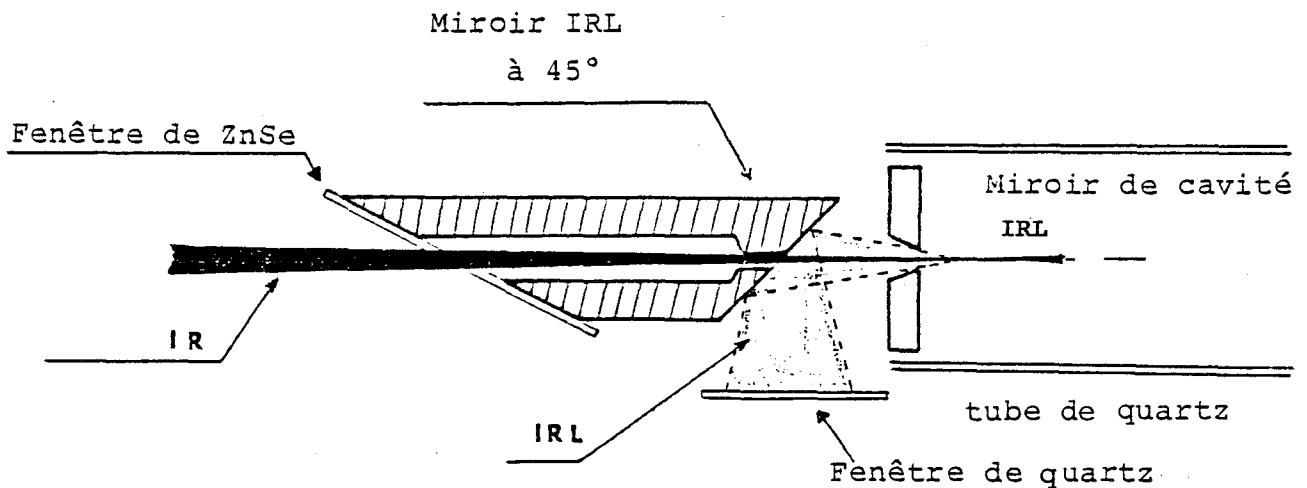


Figure I-5

Dispositif de couplage du rayonnement IR dans la cavité IRL . Le miroir de sortie incliné à 45° est destiné à recevoir le rayonnement IRL nécessaire aux dispositifs de contrôle et d'asservissement

A l'autre extrémité du résonateur est placé un autre miroir plan, percé en son centre d'un trou de diamètre 6 mm pour l'extraction du rayonnement submillimétrique. Les deux miroirs de la cavité, réalisés en laiton poli, sont fixés sur des montures 3 points qui permettent de régler leur orientation. La translation de l'un des miroirs rend possible l'ajustement de la longueur de la cavité. Cette translation est assurée par une platine motorisée Microcontrôle (déplacement élémentaire de 0.1 μm).

Les dispositifs optiques (miroirs de couplage IR et de sortie) sont ancrés sur des supports réalisés en acier. Sur l'un de ces supports est soudé la bride reliée au groupe de pompage. Sur l'autre support d'extrémité sont fixés le miroir de sortie, la platine de translation, ainsi qu'un ensemble de 2 vannes permettant l'introduction du gaz et la mesure de pression dans l'enceinte.

L'étanchéité entre le tube de quartz et les deux supports d'extrémité est assurée par des joints toriques.

La cavité laser est maintenue en place par des supports en leucoflex, reliés entre eux par 3 barres d'invar, en un dispositif identique à celui employé pour le laser à CO₂.

I-2-2 Principe de fonctionnement du laser IRL

*Modèle théorique du laser IRL.

Nous allons rappeler le modèle à quatre niveaux du laser submillimétrique. Ce modèle, dû à Tucker (18) permet d'évaluer la puissance de sortie en fonction des différents paramètres physiques du laser.

Le diagramme des niveaux d'énergie est présenté à la figure I-6 ; il se compose des niveaux suivants :

- Les niveaux de la transition laser IRL.
- Le niveau rovibrationnel à partir duquel s'effectue le pompage.
- Le niveau regroupant les sous-niveaux de rotation de l'état vibrationnel supérieur n'entrant pas directement en jeu dans l'effet laser.

Le niveau rotationnel de l'état vibrationnel inférieur (niveau 0) est caractérisé par les nombres quantiques (J,K), le niveau rotationnel de l'état vibrationnel supérieur (niveau 2) par les nombres quantiques (J',K).

Le rayonnement de pompe est supposé résonnant ou quasi-résonnant avec la transition de vibration-rotation ($J,K \rightarrow J',K$). Une inversion de population peut alors apparaître entre les deux sous-niveaux rotationnels (J',K) et ($J'-1,K$) de l'état excité.

Peu de molécules participent au pompage optique. En effet, aux pressions habituelles de fonctionnement (100 à 150 mTorr), l'élargissement Doppler de la transition IR (30 MHz) reste nettement supérieur à la largeur collisionnelle (2 MHz) et le pompage est sélectif en vitesse.

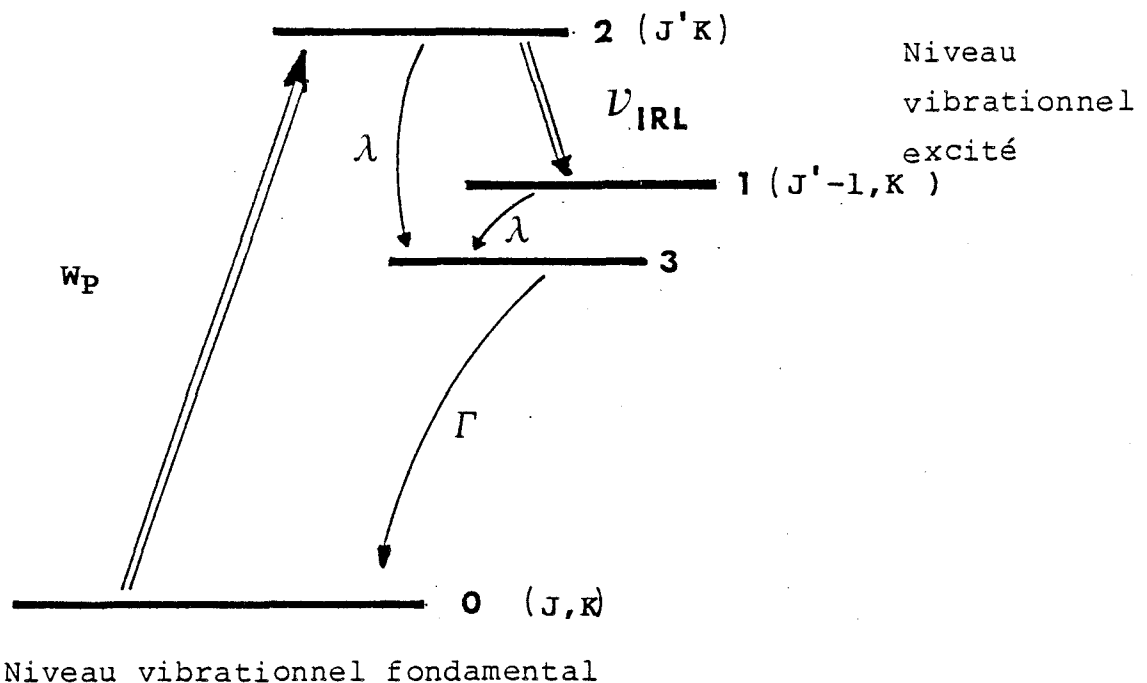


Figure I-6 Diagramme des niveaux d'énergie dans le modèle à quatre niveaux d'après Tucker .

Les doubles flêchés sont relatives au processus d'absorption et d'émission. Les simples flêchés aux processus de relaxation.

*Relaxation rotationnelle et vibrationnelle.

Les collisions intermoléculaires tendent à équilibrer les populations des sous-niveaux rotationnels des niveaux vibrationnels avec un taux λ , tandis que la désexcitation entre les niveaux vibrationnels s'effectue avec un taux Γ .

Dans l'hypothèse d'un élargissement homogène des deux transitions, le coefficient de désexcitation rotationnelle λ peut s'écrire sous la forme:

$$\begin{aligned}\lambda &= 2 \pi \Delta \nu \\ &= 2 \pi c p\end{aligned}\quad (\text{éq. I-4})$$

$\Delta \nu$: largeur de la transition 1-2

p : pression

c : constante d'élargissement par collision

Le coefficient de relaxation vibrationnelle est fonction de deux termes:

- Γ_{diff} décrit la désexcitation due à la diffusion des molécules vers l'extérieur du milieu actif suivie de chocs sur les parois de l'enceinte.

- $\Gamma_{\text{V-TR}}$ caractérise le transfert d'énergie vibrationnelle en énergie de rotation et de translation au cours de chocs inter-moléculaires.

Il est intéressant de comparer les valeurs de Γ_{diff} et de $\Gamma_{\text{V-TR}}$

Γ_{diff} est inversement proportionnel au produit $p \cdot a \cdot a$

(a diamètre de l'enceinte), alors que Γ_{V-TR} est proportionnel à la pression

Les ordres de grandeurs, pour une pression de 100 mTorr, sont typiquement de (18)

$$\begin{aligned}\lambda &= 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ Torr}^{-1} \\ \Gamma_{V-TR} &= 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ Torr} \\ \Gamma_{diff} &= 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ Torr}^{-1} \text{ cm}^{-2}\end{aligned}$$

La désexcitation vibrationnelle due aux collisions Γ_{V-TR} domine à haute pression, lorsque les molécules subissent un grand nombre de chocs avant d'atteindre les parois, alors que le terme Γ_{diff} l'emporte à basse pression.

Dans le cas d'une cavité de grand diamètre (15 cm et à 100 mTorr), le terme Γ_{V-TR} est prédominant par rapport à Γ_{diff} . Le rapport λ/Γ est de l'ordre de 10^5 , alors que dans le cas d'un guide d'onde (diamètre 4cm et à 100mTorr), il est de 10^4 .

Le faible diamètre de la cavité permet donc d'obtenir une meilleure désexcitation vibrationnelle.

* Equations du système.

Nous pouvons écrire les équations qui régissent les populations des différents niveaux rotationnels (Fig I-6), en s'aidant du modèle de Tucker.

$$\frac{d N_0}{dt} = \Gamma N_3 - W_p \cdot N_0$$

$$\frac{d N_1}{dt} = B_{21} n \cdot [N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1] - \lambda N_1$$

$$\frac{d N_2}{dt} = W_p N_0 - \lambda N_2 - B_{21} n \cdot [N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1] \quad (\text{éq. I-5})$$

$$N_t = N_0 + N_1 + N_2 + N_3$$

$$\frac{dn}{dt} = n B_{21} (N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1) - \frac{n}{\tau_c}$$

avec

N_0, N_1, N_2, N_3 : population des niveaux 0, 1, 2, 3

N_t : population totale du système

Γ : coefficient de relaxation vibrationnelle

W_p : taux de pompage infrarouge

λ : coefficient de désexcitation rotationnelle

B_{21} : coefficient d'Einstein de l'émission spontanée

n : densité de photons infrarouge dans la cavité

g_1, g_2 : dégénérescence des niveaux 1 et 2.

τ_c : durée de vie des photons dans la cavité

Dans le modèle retenu, nous n'avons pas tenu compte de l'émission spontanée entre les niveaux 1 et 2. En effet, la durée de vie des photons IRL est donnée par:

$$\frac{1}{\tau_{sp}} = \frac{2}{\epsilon_0} \times \frac{g_2}{g_1} \frac{\mu^2}{h(\nu_{IRL})^2} \quad (\text{éq. I-6})$$

Soit dans le cas de l'acide formique ($\mu = 1.4$ Debye)

$$\tau_{sp} = 0.55s \text{ à } \lambda = 400 \mu m$$

c'est à dire tout à fait négligeable devant les taux de désexcitation rotationnelle donnés plus haut.

** Puissance de sortie du laser en régime continu.

Nous allons exprimer ici la puissance de sortie du laser IRL en fonction de la densité de photons dans la cavité, mais aussi en fonction des paramètres de celle-ci et de la puissance IR utilisée.

Dans l'hypothèse où le laser fonctionne en régime continu, les dérivées par rapport au temps des équations (éq. I-5) sont nulles. La densité de photons dans la cavité est alors égale à:

$$n = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \cdot \frac{1}{B_{21}} \cdot \left[\frac{N_t \cdot B_{21} \cdot W_p \cdot \tau_c}{\left(1 + \frac{W_p}{\Gamma}\right) \lambda} - 1 \right] \quad (\text{éq. I-7})$$

τ_c représente la durée de vie des photons dans la cavité et correspond à la 1/2 largeur de la courbe de réponse de la cavité passive, caractéristique des pertes de la cavité.

τ_c peut se mettre sous une autre forme, en faisant apparaître les pertes de couplage au niveau des miroirs et les pertes par propagation.

$$\tau_c \text{ est alors égal à } \frac{2L}{c(a+t)} \quad (\text{éq. I-8})$$

avec L: longueur de la cavité

a: coefficient de perte de la cavité
 t: coefficient de couplage du miroir de
 sortie

Dans le cas d'un élargissement homogène de la transition, la puissance d'un laser IRL est donnée par la relation (19-15-20):

$$P_{IRL} = \frac{1}{2} c A n h \nu_{IRL} \quad (\text{éq. I-9})$$

où

A : surface du trou de couplage
 ν_{IRL} : fréquence de l'émission IRL
 n : densité de photon IRL

Nous allons évaluer la puissance infrarouge effectivement absorbée dans la transition entre les niveaux 0 et 2.

Soit P_{IR} la puissance de pompe et F_{abs} la fraction effectivement absorbée dans la transition 0-2.

On peut écrire:

$$F_{abs} \cdot P_{IR} = W_p N_0 h \nu_{IR} V \quad (\text{éq. I-10})$$

où V désigne le volume de la cavité IRL

N_0 peut être calculé à l'aide des équations

I-5

$$N_0 = N_t \cdot \frac{1}{(1 + \frac{W_p}{T})} \quad (\text{éq. I-11})$$

L'expression de $F_{abs} \cdot P_{IR}$ peut se mettre sous la forme:

$$F_{abs} \cdot P_{IR} = W_p h \nu_{IR} V \left(\frac{N_t}{1+W} \right) \frac{p}{\Gamma} \quad (\text{éq. I-12})$$

et la puissance IRL s'écrit:

$$P_{IRL} = \frac{1}{2} c h \nu_{IRL} \cdot \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{\lambda}{B_{21}} \left[\frac{2 L B_{21} F_{abs} \cdot P_{IR}}{(a+t) c h \lambda \nu_{IRL} V} - 1 \right] \quad (\text{éq. I-13})$$

Nous pouvons introduire l'intensité de saturation sous la forme

$$I_{Sat} = c h \nu_{IRL} \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{\lambda}{B_{21}} \quad (\text{éq. I-14})$$

I_{Sat} dépend des paramètres moléculaires et de la pression.

La puissance IRL émise est alors donnée en fonction de I_{Sat} :

$$P_{IRL} = \frac{1}{2} I_{Sat} \text{ S.t } \left[\frac{2}{(a+t)} \cdot \frac{F_{abs} \times P_{IR} \nu_{IRL}}{S I_{Sat} \nu_{IR}} \cdot \frac{g_1}{g_1 + g_2} - 1 \right] \quad (\text{éq. I-15})$$

En introduisant le rendement théorique de conversion photonique (15)

$$n_{th} = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \cdot \frac{\nu_{IRL}}{\nu_{IR}}$$

l'expression de la puissance IRL émise devient

$$P_{IRL} = \frac{1}{2} I_{Sat} \text{ S.t } \left[\frac{2}{(a+t)} \cdot \frac{F_{abs} \cdot P_{IR}}{S I_{Sat}} \cdot n_{th} - 1 \right] \quad (\text{éq. I-17})$$

Dans le cas idéal où les pertes sont nulles et $g_1 = g_2$, la puissance IRL est égale à:

$$P_{IRL} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{IRL}}{\nu_{IR}} \cdot F_{abs} \cdot P_{IR} \quad (\text{éq. I-18})$$

Il est intéressant d'évaluer la valeur de F_{abs} . Hodges (19) propose d'exprimer la puissance effectivement absorbée par:

$$F_{\text{abs}} = 1 - \exp(-N \alpha(\nu) L) \quad (\text{éq. I-19})$$

avec :

$\alpha(\nu)$: coefficient d'absorption du rayonnement infrarouge par le gaz

L : longueur du résonateur

N : nombre d'allers et retours

Dans le cas où $N\alpha L$ est grand, F_{abs} est peu différent de 1, et nous obtenons:

$$\frac{P_{\text{IRL}}}{P_{\text{IR}}} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{\text{IRL}}}{\nu_{\text{IR}}} \quad (\text{éq. I-20})$$

I-2-3 Choix de la cavité submillimétrique.

Nous avons effectué le choix de notre cavité en tenant compte de deux impératifs:

- Elle doit assurer une efficace désexcitation vibrationnelle des molécules.
- Les pertes par propagation doivent être les plus faibles possibles.

Nous allons discuter successivement de ces deux conditions.

Nous avons vu au § I-2-2 que le diamètre important de la cavité ne favorise pas la relaxation vibrationnelle due aux effets de diffusion de molécules vers l'extérieur du milieu actif. Dans le cas d'une cavité Pérot-Fabry d'un diamètre de 10 à 15 cm, la puissance émise reste faible.

L'utilisation d'une cavité guide d'onde de faible diamètre favorise la désexcitation vibrationnelle.

La diminution du diamètre s'accompagne d'une modification de la propagation qui, libre dans le cas d'une cavité Ferrot Fabry, devient guidée.

Il est donc intéressant d'évaluer les pertes par propagation dans le cas d'une cavité guide d'onde. Deux cas sont possibles : guide diélectrique ou métallique (58).

* Guide d'onde diélectrique.

Dans un guide d'onde diélectrique, ce sont les modes EH_{11} , TE_{01} et TE_{02} qui présentent les plus faibles pertes par propagation; l'atténuation par unité de longueur est donnée par la relation (21,22):

$$\alpha_{p,m} = \left(\frac{U_{p,m}}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{\lambda^2}{a^3} \begin{cases} (n^2 - 1)^{-1/2} & TE_{0m} \\ n^2 (n^2 - 1)^{-1/2} & TH_{0m} \\ \frac{1}{2} n^2 (n^2 + 1) (n^2 - 1)^{-1/2} & EH_{pm} \quad (p \neq 0) \end{cases} \quad (\text{éq. I-21})$$

où

$U_{p,m}$ est le zéro de la fonction de Bessel

n est l'indice de réfraction du diélectrique

λ correspond à la longueur d'onde du rayonnement

a représente le rayon du guide

Dans le cas du guide d'onde diélectrique en quartz de diamètre 36 mm et d'indice $n = 1.54$ (retenu pour la construction de notre cavité submillimétrique), les valeurs théoriques de l'atténuation sont les suivantes pour $\lambda = 300 \mu\text{m}$

$$\alpha_{EH_{11}} = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ dB m}^{-1}$$

$$\alpha_{TE_{01}} = 0.36 \text{ dB m}^{-1}$$

$$\alpha_{TE_{02}} = 0.13 \text{ dB m}^{-1}$$

* Guide d'onde métallique

Dans une cavité métallique, les modes du type TE possèdent le coefficient d'atténuation le plus faible. Celui-ci est donné par la relation (21,22,23):

$$\alpha_{TE_{n,m}} = \left(\frac{\pi \epsilon_0 \nu}{\sigma a^2} \right)^2 \left[\left(\frac{n^2}{U'_{n,m}} \right)^2 \left(1 - \frac{n}{U'_{n,m}} \right)^2 \right]^{-1} + \left(\frac{c U'_{n,m}}{2 \pi a \nu} \right)^2 \quad (\text{éq. I-22})$$

où $U'_{n,m}$ représente le n ième zéro de $J'_{n,m}$

ν est la fréquence du rayonnement

σ est la conductivité du matériau utilisé

a est le rayon du guide

Pour un guide en laiton de diamètre 36 mm et un rayonnement de longueur d'onde $\lambda = 300 \mu\text{m}$, nous obtenons:

$$\alpha_{TE_{0,1}} = 1.9 \cdot 10^{-4} \text{ dB m}^{-1}$$

$$\alpha_{TE_{0,2}} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ dB m}^{-1}$$

La figure I-7 représente la polarisation électrique des principaux modes.

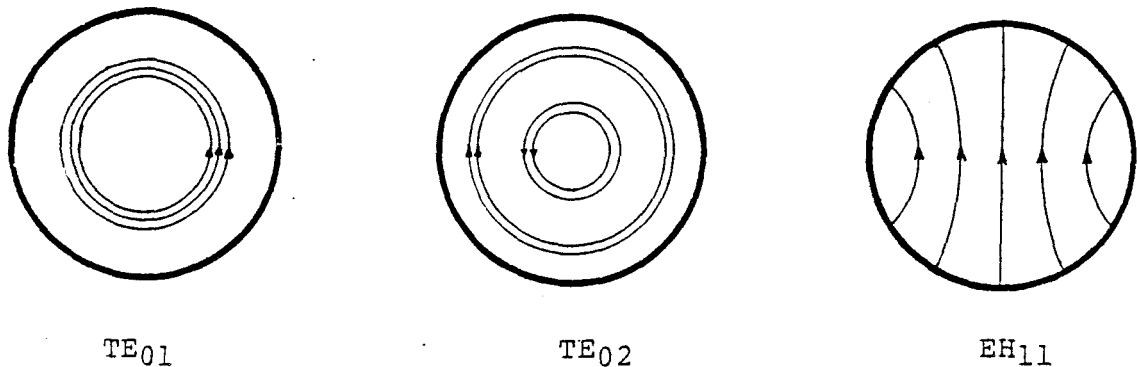


Figure I-7 Représentation du champ électrique dans une cavité guide d'onde (d'après Wood)

Les modes TE₀₁ et TE₀₂ (figure I-7) se couplent mal au mode gaussien TEM₀₀ que l'on rencontre en propagation libre.

Par contre, le mode EH₁₁ qui a une configuration spatiale proche du mode gaussien TEM₀₀ se couple bien à ce dernier. Cette particularité permet de placer les miroirs à l'extérieur du guide sans trop augmenter les pertes et de faciliter la construction de la cavité (24).

Wood (22) a montré expérimentalement que la répartition énergétique des modes est légèrement modifiée par la présence des trous de couplage et du rayonnement de pompe. Ce sujet sera abordé dans le paragraphe § I-4.

I-2-4 Interférogramme de la cavité.

L'un des interférogramme a été réalisé avec la cavité diélectrique de 2.70 m décrite au début du paragraphe I-2-1 (fig I-8), l'autre sur une cavité métallique existant dans notre laboratoire (fig I-9). Il apparait que dans la cavité à guide diélectrique, les modes d'ordres supérieurs sont moins nombreux et moins intenses que dans la cavité à guide métallique. Ceci s'explique facilement par le mauvais couplage du mode gaussien TEM_{00} avec ceux de la cavité métallique, tandis que dans le cas de la cavité à guide diélectrique, le mode EH_{11} est fortement favorisé par un couplage efficace au mode gaussien TEM_{00} .

I-2-4 Conclusion.

Bien que les pertes par propagation* soient plus faibles dans le cas d'une cavité métallique, nous avons choisi une cavité diélectrique pour obtenir:

- un meilleur rendement dans le domaine 100-500 μm en utilisant le mode EH_{11}
- des modes d'ordres supérieurs peu nombreux

* l'atténuation est proportionnelle à:

$$\begin{array}{ll} \lambda^2 D^{-1} & \text{pour une cavité diélectrique} \\ \lambda^{-1/2} D^{-3} & \text{pour une cavité métallique} \end{array}$$

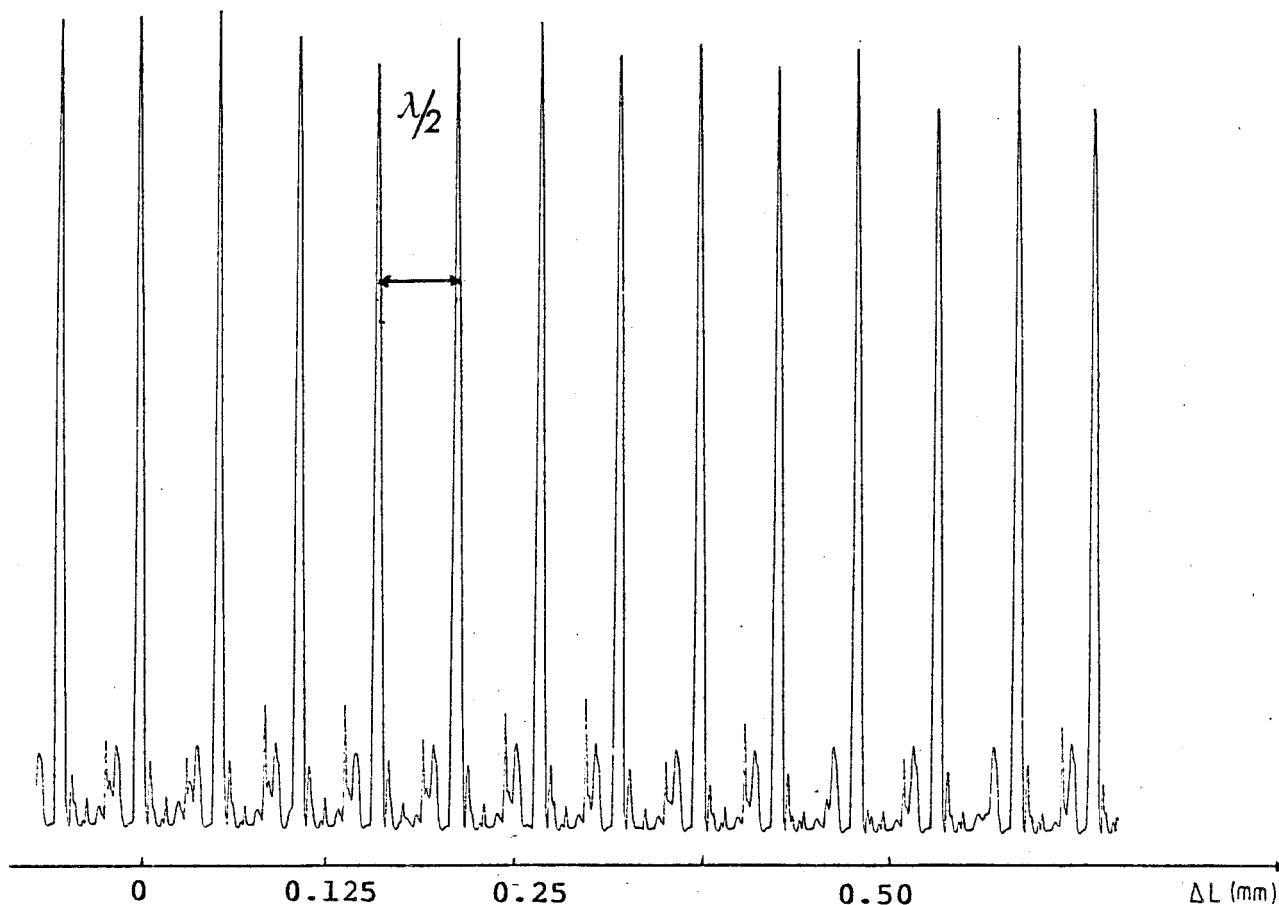


Figure I-8 Interférogramme d'une cavité IRL guide d'onde diélectrique (Ø du guide 36 mm - Longueur 2.70 m)

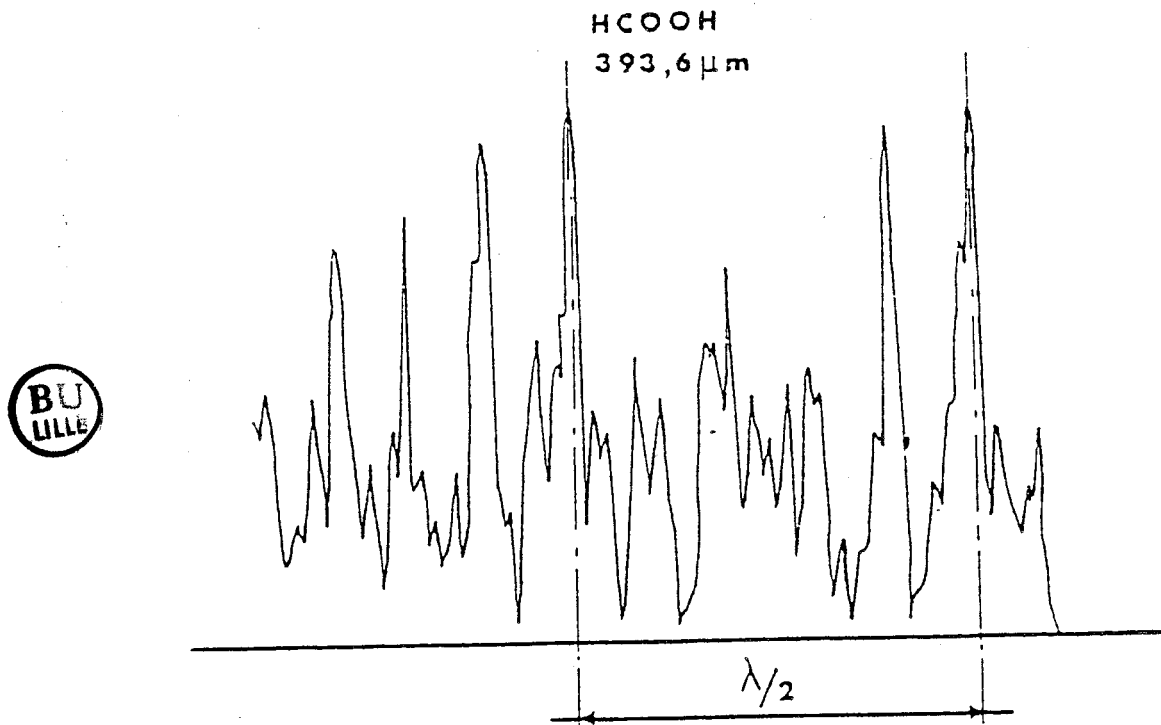


Figure I-9 Interférogramme de cavité IRL guide d'onde métallique (Ø du guide 25 mm Longueur 1.30m) (8)

I-3 Dispositif de mise en forme du faisceau infrarouge.

Dans ce paragraphe, nous commencerons par décrire le dispositif de mise en forme du faisceau infrarouge avant injection dans la cavité submillimétrique. Après de brefs rappels sur la focalisation du faisceau gaussien, nous discuterons de l'optimisation de la position de chacun des éléments du montage. Enfin nous présenterons le dispositif réalisé pour obtenir un faisceau IRL dont la direction de polarisation soit indépendante des transitions moléculaires mises en jeu.

I-3-1 Couplage infrarouge.

Le dispositif utilisé pour introduire le faisceau IR dans la cavité infrarouge lointain est représenté à la figure I-10.

Il se compose de deux miroirs et de deux lentilles. L'un des miroirs est semi-réfléchissant. Son coefficient de transmission est de 95%, pour une incidence de 45° et une polarisation S. Les 5% d'énergie transmise sont utilisés pour les contrôles et asservissements du laser à CO_2 . L'autre miroir est un miroir MTO de qualité courante utilisé en IR. Ces deux miroirs sont installés sur des supports orientables type "cardan". Les deux lentilles de ZnSe ont des distances focales de 100 et 25 mm. Elles permettent de mettre en forme le faisceau IR de façon à

obtenir un diamètre de ceinture et une divergence optimale pour introduction dans la cavité submillimétrique.

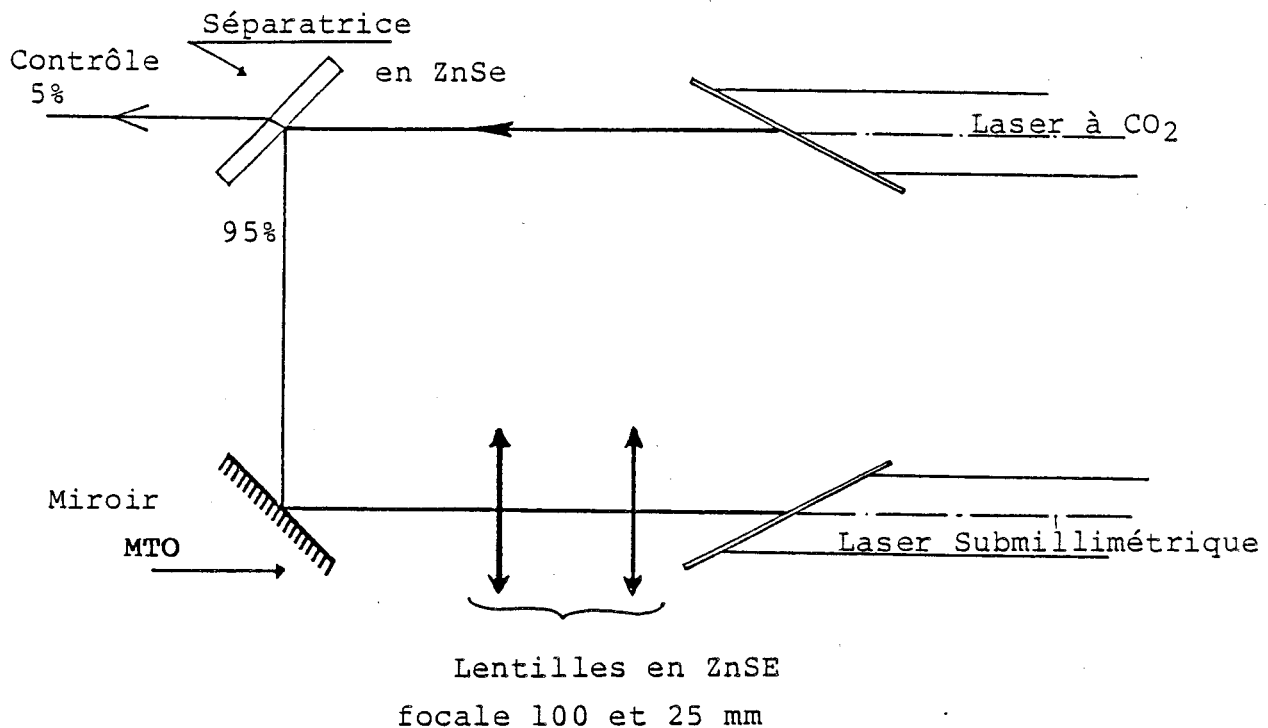


Figure I-10 Schéma du dispositif de mise en forme du rayonnement IR avant introduction dans la cavité IRL.

Le miroir d'entrée a été initialement percé à 1.6 mm. Ce diamètre peut paraître faible, mais l'évaluation des pertes par couplage étant difficile, nous avons préféré utiliser un trou de couplage de faible diamètre qui pourra être optimisé par la suite.

La focalisation par une seule lentille provoque une divergence importante au-delà du point de focalisation et ne permet pas d'obtenir un "remplissage" correct de la cavité submillimétrique par le faisceau IR. L'utilisation

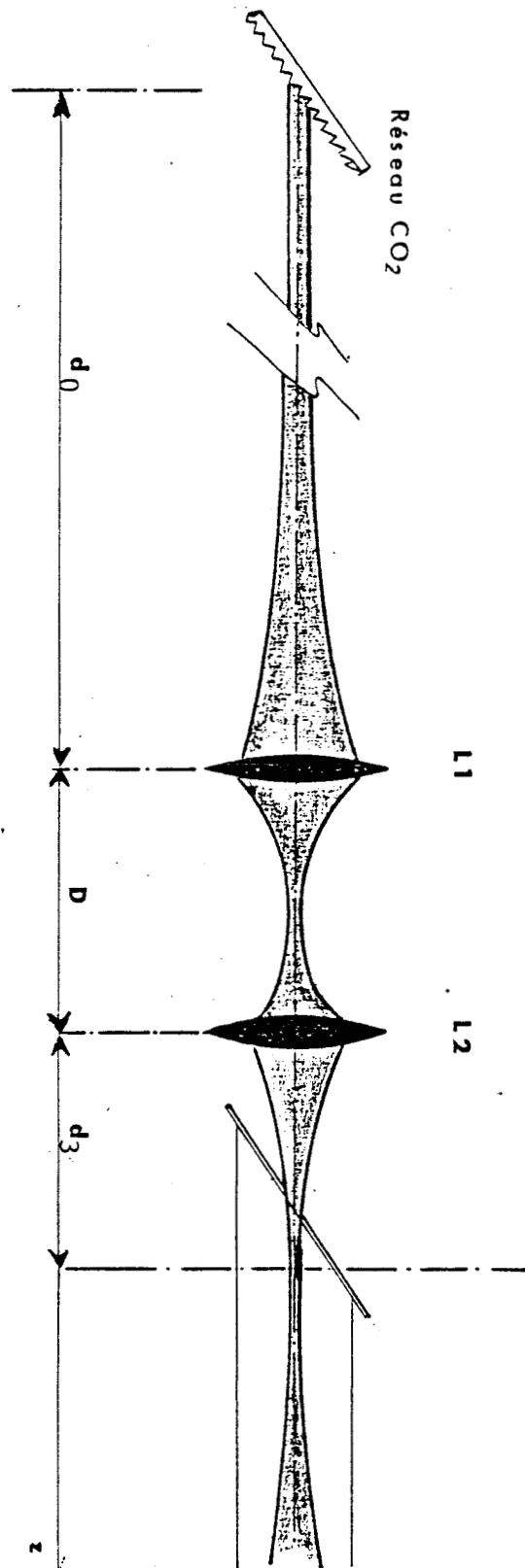


Figure I-11 Représentation du faisceau IR entre le réseau du laser à CO₂ et la fenêtre d'entrée du laser IRL. Variables utilisées dans les simulations numériques.

de deux lentilles améliore cette situation. Plusieurs simulations sur micro-ordinateur ont été réalisées afin de déterminer la position optimale des lentilles et la divergence du faisceau IR dans la cavité IRL en fonction des paramètres suivants (Fig I-11):

- diamètre du faisceau sur la première lentille
(lié à la distance séparant les deux lasers)
- distance entre les deux lentilles
- position par rapport au trou de couplage

I-3-2 Rappel sur la focalisation d'un faisceau gaussien

Les différentes notations utilisées dans ce rappel sont issues de l'article de Kogelnik et Li (12).

Les faisceaux gaussiens peuvent être caractérisés par deux paramètres:

w : rayon du faisceau à 1/e de l'amplitude du champ

R : rayon de courbure du front d'onde

Les expressions théoriques de ces deux paramètres sont

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^2 \quad (\text{éq. I-23})$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]^2 \quad (\text{éq. I-24})$$

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \quad (\text{éq. I-25})$$

q : paramètre complexe qui décrit l'évolution de l'intensité d'un faisceau gaussien

L'utilisation de lentilles minces ne modifie pas la

structure fondamentale du mode lors de la focalisation.
Seuls les paramètres $R(z)$ et $w(z)$ sont transformés.

Dans le cas de l'utilisation d'une lentille mince de focale f , les paramètres du faisceau, de part et d'autre de la lentille, sont liés par la relation (fig I-12):

$$\frac{1}{q^+} = \frac{1}{q^-} - \frac{1}{f}$$

q^- et q^+ étant les paramètres du faisceau avant et après la lentille de distance focale f

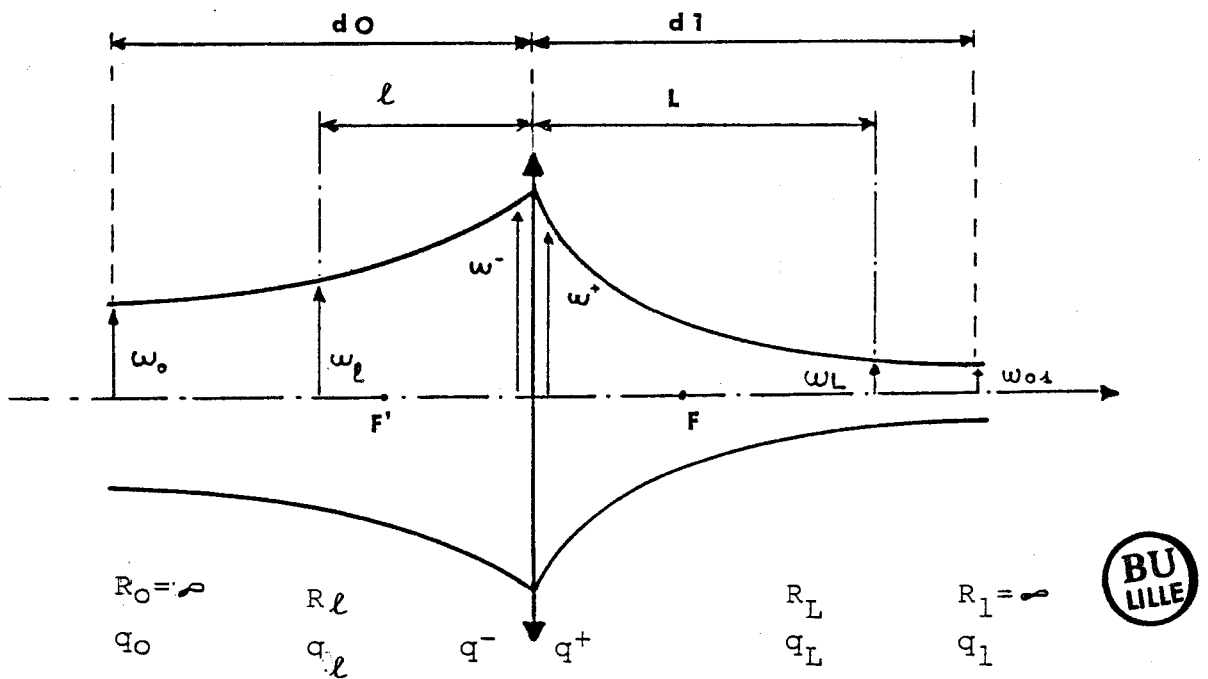


Figure I-12 Transformation d'un faisceau Gaussien par une lentille mince de distance focale f

Dans le cas de l'utilisation de deux lentilles, les paramètres du faisceau R_L et ω_L à une distance L de la seconde lentille, peuvent s'exprimer en fonction des paramètres R_l et ω_l avant la traversée de la première lentille:

$$Q_L = \frac{A Q_l + B}{C Q_l + D}$$

$\begin{matrix} A & B \\ C & D \end{matrix}$ représente la matrice de transfert de deux lentilles supposées minces. Cette matrice est obtenue en décomposant le système optique en éléments simples. Elle prend dans notre cas la forme suivante:

$$\left[\begin{array}{cc} 1 - \frac{D}{f_1} & L \left(\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{D \cdot L}{f_2 \cdot f_1} \right) \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{D}{f_1 f_2} & l + D - \frac{Dl}{f_1} + L \cdot \left(1 - \frac{l}{f_1} - \frac{l}{f_2} - \frac{D}{f_2} + \frac{Dl}{f_1 f_2} \right) \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{D}{f_1 f_2} & 1 - \frac{l}{f_1} - \frac{l}{f_2} - \frac{D}{f_2} + \frac{Dl}{f_1 f_2} \end{array} \right]$$

avec les notations suivantes:

f_1 : distance focale de la première lentille

f_2 : distance focale de la seconde lentille

D : distance séparant les deux lentilles

I-3-3 Résultats des simulations numériques.

La figure I-13 montre l'évolution du diamètre minimal du faisceau à la sortie de la deuxième lentille en fonction de D pour plusieurs valeurs de d_0 , distance séparant le réseau du laser à CO_2 de la première lentille.

Il apparaît que le diamètre minimum du faisceau dépend peu de d_0 . En effet, d_0 est grand devant les distances focales des lentilles et seule la distance D séparant les deux lentilles joue un rôle important.

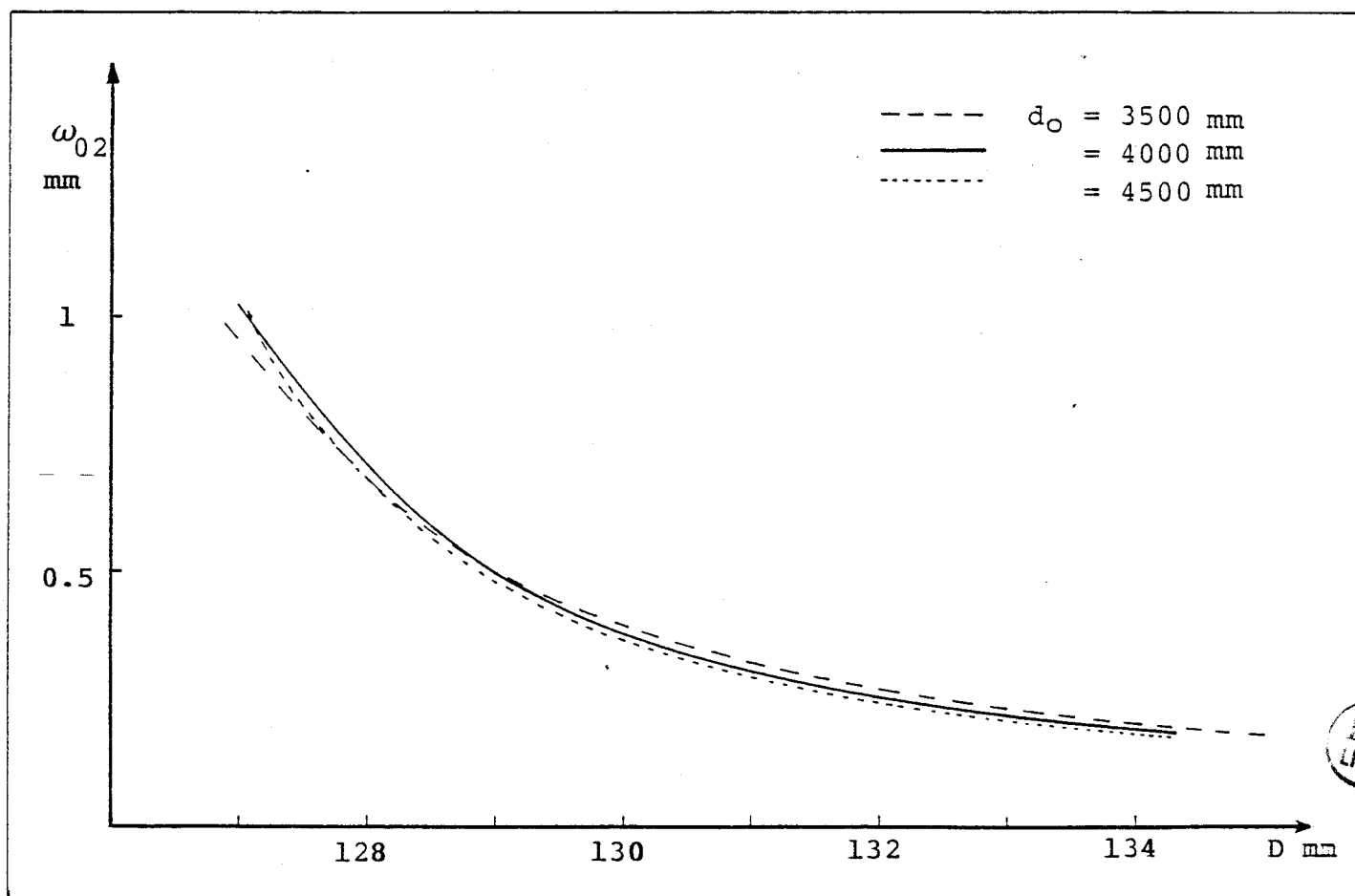


Figure I-13 Rayon de ceinture du faisceau IR après la seconde lentille en fonction de la distance D séparant les deux lentilles, pour 3 valeurs de la distance d_0 séparant le réseau de la première lentille

Sur les figures I-14 a,b,c nous avons représenté la variation du diamètre du faisceau IR au point d'abscisse $z=2700$ mm à l'intérieur de la cavité submillimétrique, en fonction de la distance D séparant les deux lentilles (pour 3 valeurs de d_0). L'origine des abscisses est fixée à la position du front d'onde plan après la traversée de la deuxième lentille. Il s'agit, à quelques millimètres près, de la position du miroir de couplage de la cavité submillimétrique.

Dans ce cas, le diamètre du faisceau IR varie en fonction de la distance D séparant les lentilles, mais aussi en fonction de la distance d_0 réseau-lentille.

Le tableau 4 montre l'évolution de la distance d_3 entre la seconde lentille et le "point de focalisation" lorsque la distance d_0 est fixée à 3900 mm, distance retenue pour des raisons d'encombrement. Notons que la distance d_3 ne peut être inférieure à une certaine valeur, fixée par les dimensions géométriques du coupleur d'entrée du laser IRL (Fig I-5).

Ces différents résultats ont permis de placer les lentilles pour les essais préliminaires. La position finale n'a été obtenue qu'en vérifiant l'évolution de la puissance d'émission du laser submillimétrique. Nous avons dû modifier de quelques mm les distances D et d_3 .

Les réglages définitifs, basés sur les optimums expérimentaux, sont respectivement de :

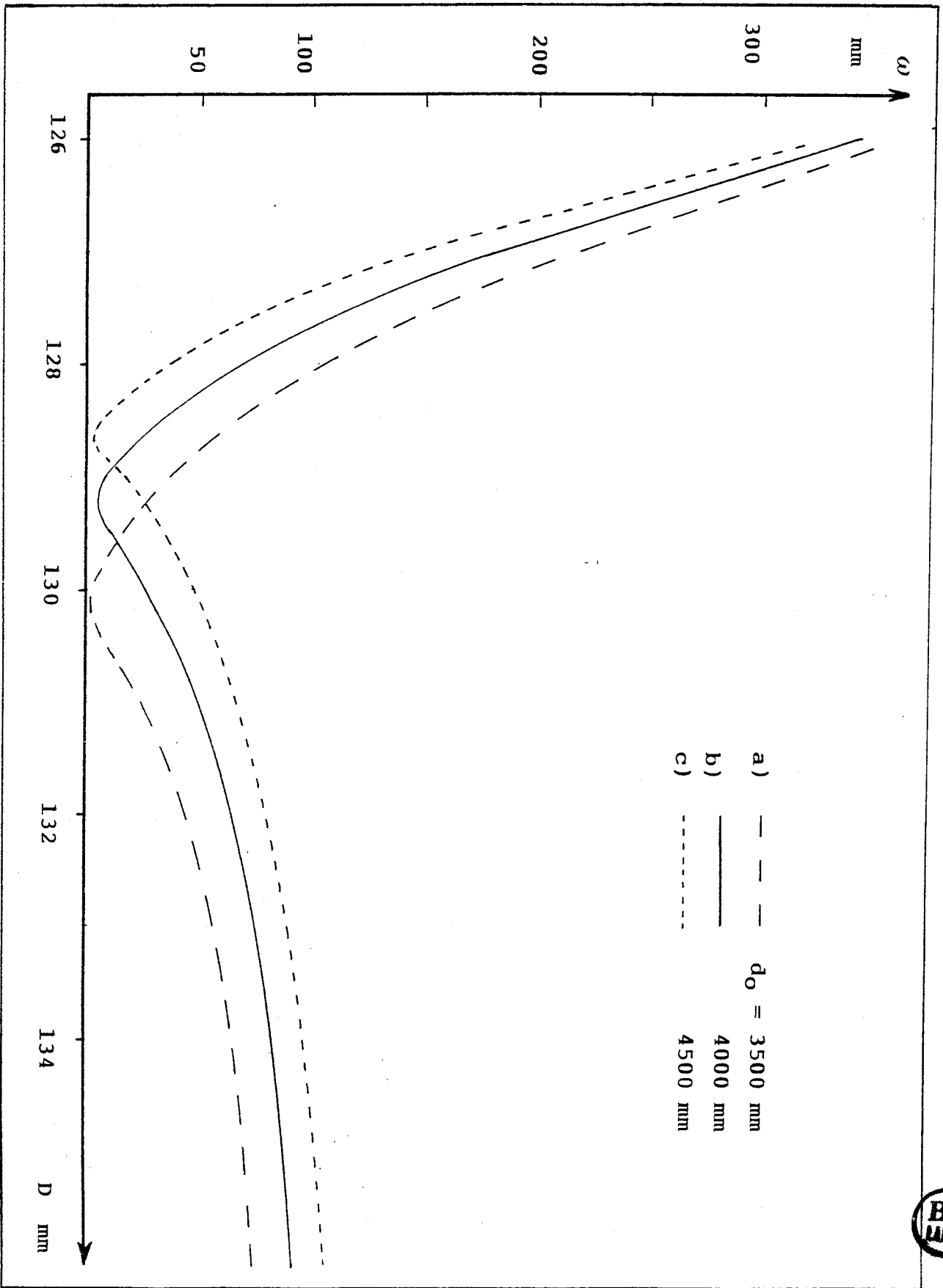


Figure I-14

Rayon du faisceau IR à la distance $L=2700$ mm de la seconde lentille en fonction de la distance D séparant les deux lentilles pour différentes valeurs de d_0 .



$$d_0 = 3900 \text{ mm}$$

$$D = 132 \text{ mm}$$

$$d_3 = 125 \text{ mm}$$

La distance D optimisée d'après les expériences est très proche de la valeur théorique (129 mm) qui permettait d'obtenir un faisceau IR peu divergent dans la cavité IRL.

Le diamètre du faisceau au point d'abscisse $z=2700$ mm dans la cavité IRL est alors estimée à 120 mm.

L'utilisation de l'alcool méthylique (émission à $118 \mu\text{m}$) et de l'acide formique (émission à $418 \mu\text{m}$) a permis de vérifier que la position des lentilles était satisfaisante.

Nous avons aussi mesuré la puissance IR effectivement couplée par le dispositif lentilles et trou de couplage et évalué ainsi les pertes IR par couplage à 20% .

DISTANCE RESEAU - LENTILLE 3900 mm

Après la lentille L1

Rayon de ceinture du faisceau IR 6.34 E-2 mm

Position du front d'onde plan 101.08 mm

D	W02	D3	W(2700)
126.08	1.25	25.00	342.86
126.58	1.16	193.54	269.21
127.08	.98	265.00	185.22
127.58	.80	268.24	117.77
128.08	.67	248.05	69.08
128.58	.56	223.94	34.20
129.08	.48	201.81	8.66
129.58	.42	182.89	10.62
130.08	.37	167.01	25.54
130.58	.33	153.69	37.40
131.08	.30	142.46	47.02
131.58	.28	132.91	54.96
132.08	.25	124.72	61.62
132.58	.23	117.63	67.28
133.08	.22	111.45	72.15
133.58	.20	106.02	76.37
134.08	.19	101.21	80.07
134.58	.18	96.93	83.34
135.08	.17	93.09	86.25
135.58	.16	89.64	88.86
136.08	.15	86.51	91.20
136.58	.15	83.67	93.32

Tableau N°4

Valeurs numériques en mm des différents paramètres en fonction de la distance D séparant les lentilles, dans le cas la distance réseau-lentille est fixée à 3900 mm

I-3-4 Polarisation des faisceaux

La polarisation du faisceau infrarouge est imposée par la configuration de la cavité (incidence de Brewster et réseau). Dans notre cas, cette polarisation linéaire est parallèle au plan de la table. La fenêtre d'entrée de la cavité submillimétrique, également placée sous incidence de Brewster, permet le couplage optimal du rayonnement IR dans la cavité IRL.

La polarisation du rayonnement IRL dépend non seulement de celle du rayonnement IR de pompe, mais aussi du type de transition pompée et active. Elle suit les règles de sélection énoncées par Chang (25), c'est à dire que la polarisation du rayonnement IRL est :

Parallèle au rayonnement de pompe si $\sum \Delta_j$ est pair.

Perpendiculaire au rayonnement de pompe si

$\sum \Delta_j$ est impair.

où $\sum \Delta_j$ représente la somme des variations des nombres quantiques de rotation des transitions IRL et IR.

La connaissance de la polarisation du rayonnement submillimétrique est très importante pour la mise au point du système de détection que nous allons utiliser par la suite, car celui-ci est sensible à la polarisation du rayonnement incident. Nous verrons, en particulier, qu'il est indispensable, pour des raisons pratiques, de conserver

toujours la même direction de polarisation du rayonnement IRL, parallèle au plan de la table. Dans le cas où les polarisations IR et IRL sont perpendiculaires, nous sommes donc amenés à faire "tourner" la polarisation du rayonnement de pompe en utilisant, soit une lame 1/2 onde, soit un dispositif à miroirs. Une lame 1/2 onde ne peut être utilisée sur tout l'intervalle spectral accessible par le laser à CO₂. De plus, peu de lames 1/2 onde sont capables de supporter une puissance incidente moyenne de 80 Watts. Nous avons donc décidé de réaliser un dispositif à "3 miroirs", qui peut être introduit dans le faisceau infrarouge sans en modifier la direction de propagation (seule une légère augmentation de la distance parcourue est acceptable). Le dispositif utilisé est représenté à la figure I-15. Il se compose de 3 miroirs métalliques qui, contrairement aux miroirs diélectriques, ne provoquent pas de dépolarisation du faisceau. Cet ensemble de miroirs est installé dans un cylindre de dural de dimensions réduites, qui peut être introduit sur le trajet infrarouge. L'orientation de la fenêtre de Brewster du laser IRL doit être alors modifiée en fonction de la polarisation du faisceau IR.

Dans le cas où le champ incident est polarisé linéairement dans le plan de la figure I-15, la polarisation, à la sortie du dispositif, reste inchangée.

Par contre, si l'onde incidente est polarisée linéairement suivant une direction faisant un angle de 45°

par rapport au plan d'incidence, il est possible de la décomposer en deux vecteurs, l'un parallèle au plan de la figure, l'autre perpendiculairement à ce plan. A la sortie du dispositif, nous obtenons alors une polarisation perpendiculaire à la polarisation initiale. On obtient les deux cas envisagés ci-dessus en faisant tourner le plan d'incidence par rapport à l'axe du faisceau.

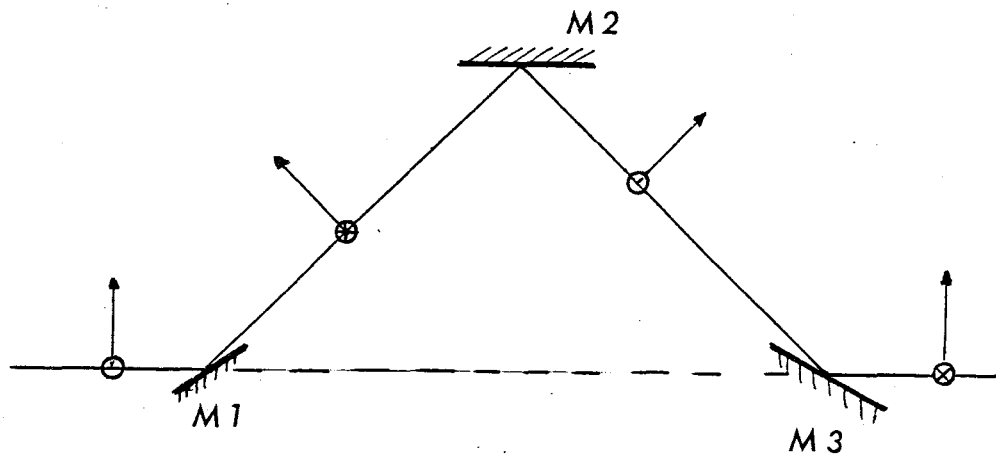


Figure I-15 Polarisation du faisceau IR dans le système à " 3 miroirs " .
 (M1,M2,M3 Miroirs métalliques situés dans un même plan inclinés à 45° par rapport au faisceau incident)

I-4 Résultats expérimentaux.

Nous abordons ici la description des performances obtenues avec le laser à CO_2 , puis avec le laser submillimétrique.

I-4-1 laser à CO_2

Nous avons essayé de déterminer la composition d'un mélange gazeux qui permet d'obtenir, sur les deux bandes d'émissions du laser à CO_2 , une puissance suffisante pour la recherche automatique des raies d'émission. Cette recherche est effectuée avec les 5% de la puissance totale du laser (voir figure I-10). Le mélange retenu assure plus de 50 Watts sur de très nombreuses émissions. Il correspond à:

13 Torr d' He

14.5 Torr de mélange He + CO_2

17 Torr de mélange He + CO_2 + N_2

La présence de N_2 permet de multiplier par 5 la puissance du laser, mais augmente aussi l'impédance de la décharge, et nécessite donc de prendre quelques précautions lors de la mise en route. Un courant de décharge de 30 mA et une tension de 18 KV sont nécessaires pour une utilisation courante. La puissance maximale que nous avons atteinte est supérieure à 80 Watts. Elle a été obtenue en optimisant le mélange gazeux.

L'introduction de la lame réfléchissante à 95%, nécessaire pour les asservissements, a permis

l'enregistrement simultané des puissances d'utilisation et de contrôle, de vérifier le coefficient de transmission de cette lame et l'observation du mode sur les plaques sensibles. Les figures I-16,17 représentent l'ensemble des émissions obtenues par la rotation automatique du réseau, pour une longueur de cavité fixe. Quelques émissions à 11 μm ont été observées en augmentant l'angle de rotation du réseau prévu initialement.

I-4-2 Laser IRL

L'équation (éq I-19) permet d'obtenir la puissance submillimétrique disponible en fonction de la puissance du laser de pompe. Avec une puissance IR de 12 Watts, il est théoriquement possible d'obtenir plus de 500 mwatts de puissance submillimétrique de longueur d'onde 100 μm . Pour l'une des émissions de l'alcool méthylique à 118 μm , nous avons pu estimer cette puissance à une dizaine de milliwatts, soit à peine 2% du rendement théorique.

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce faible rendement:

Faible absorption IR du gaz

Absorption du rayonnement IRL dans des états excités

Echauffement du gaz

Pertes subies par le rayonnement de pompe au niveau du couplage et dans la cavité IRL

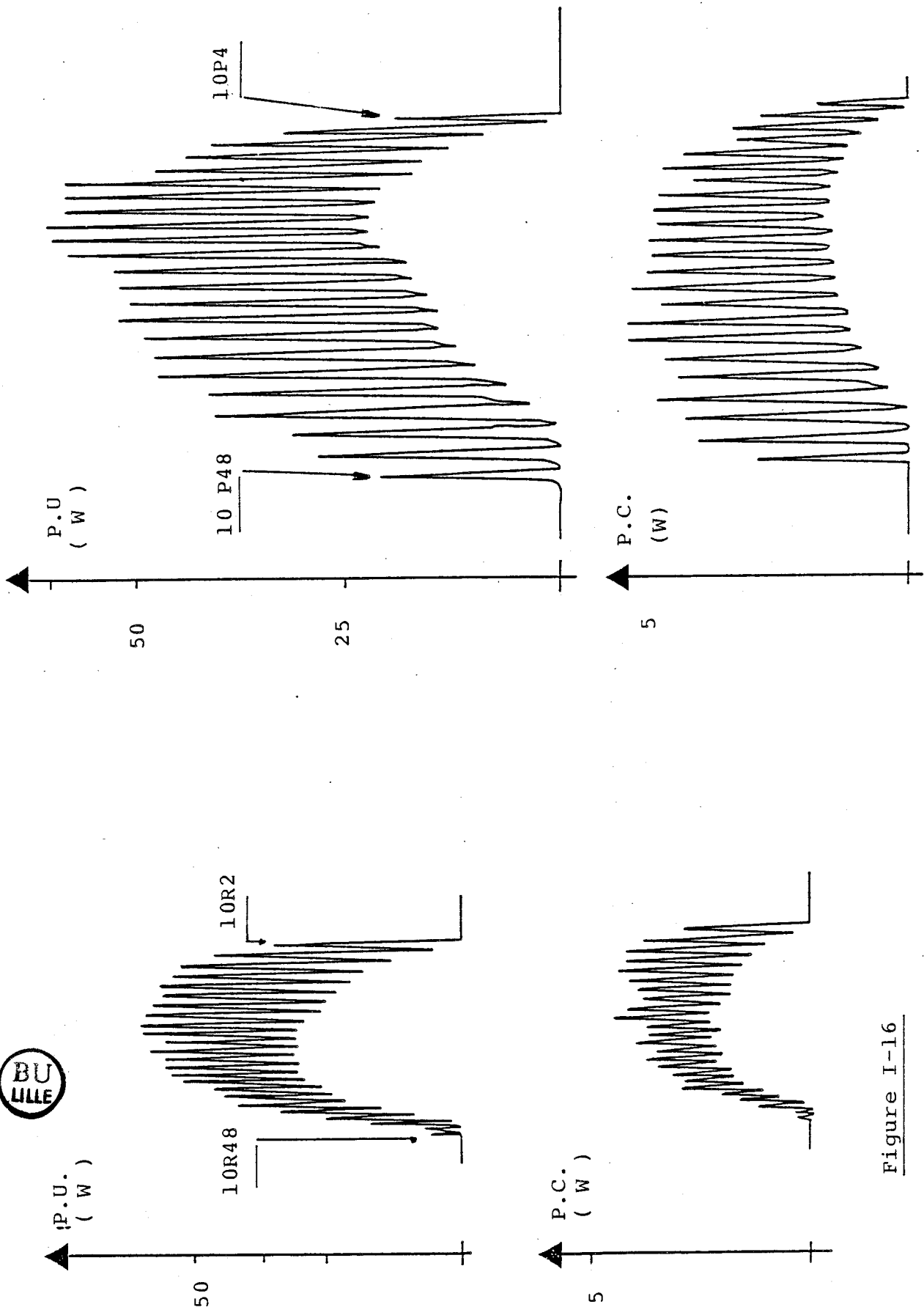


Figure I-16

Emissions du laser à CO₂
dans la bande à 10 μm.

P.U Puissance utilisation P.C. Puissance contrôlée.

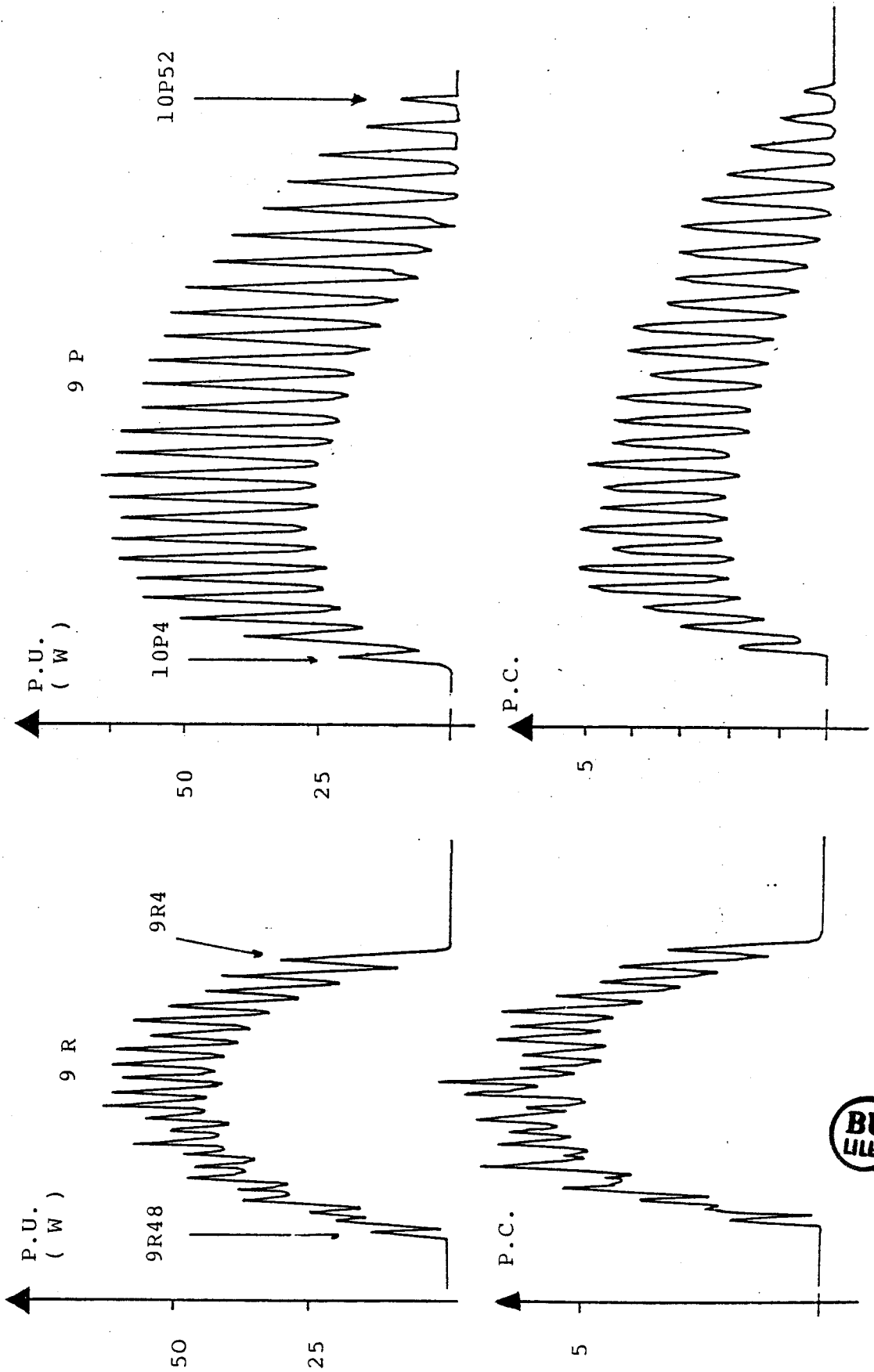


figure I -17
 Emission du laser à CO₂ dans la bande à 9 μm, en fonction du nombre de pas moteur.
 P.U. puissance utilisation P.C. puissance continu

Ce dernier point peut être vérifié expérimentalement. Comme nous l'avons indiqué au paragraphe I-3-3, l'association des deux lentilles et de la fenêtre placée sous incidence de Brewster provoque une atténuation de 10%. La mise en place du miroir de la cavité IRL avec un trou de couplage de 1.6mm de diamètre amène l'atténuation totale à 20%. L'augmentation du diamètre du trou de couplage permet de diminuer celle-ci, mais risque d'augmenter les pertes de la cavité submillimétrique dans l'IRL.

* Optimisation de la puissance IRL

Nous avons à notre disposition plusieurs jeux de miroirs d'entrée et de sortie dont les diamètres de trou de couplage sont différents. Nous avons comparé les puissances émises pour différentes configurations d'entrée et de sortie. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.

Ces mesures ont été réalisées avec une puissance de pompe de 10 Watts, sur l'émission à 118 μm de l'alcool méthylique. Le niveau de puissance IRL est évalué à l'aide d'un détecteur pyroélectrique.

Nous avons retenu la configuration suivante:

- diamètre du trou de couplage du miroir d'entrée : 2.2 mm
- diamètre du trou de couplage du miroir de sortie : 6.0 mm

D'autres mesures ont été effectuées parallèlement sur l'émission à 418 μm de l'acide formique afin de vérifier l'évolution des puissances émises dans un autre domaine de

longueur d'onde.

PIRL		Miroir de sortie				
		S1	S2	S3	S4	S5
Miroir entrée	E1	21				
	E2	56	29*			
	E3		25			
	E4		42*	57*	100*	86*

Configuration de perçage des miroirs de couplage (en mm)

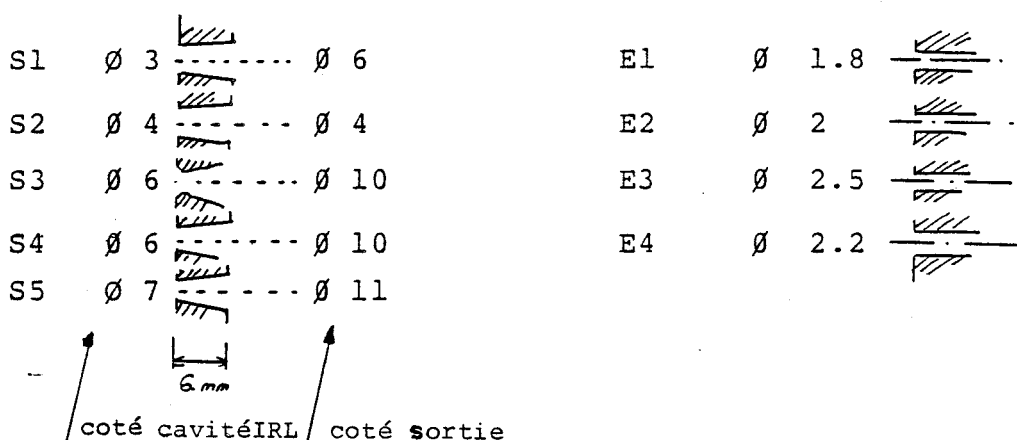


Tableau 5 Evolution de la puissance IRL, exprimée en unité arbitraire, dans différentes configurations de miroirs . (CH₃OH 118 μm)
 (* mesures effectuées après focalisation par un miroir ellipsoïdal sur un détecteur pyro-électrique. La valeur 100 est affectée à la puissance la plus élevée)

Les diamètres de couplage retenus peuvent paraître faibles vis à vis de ceux rencontrés sur d'autres cavités submillimétriques du même type que la nôtre (de 6 à 20 mm Tableau 1). Ces cavités sont parfois optimisées pour fonctionner à une longueur d'onde choisie. Dans notre cas,

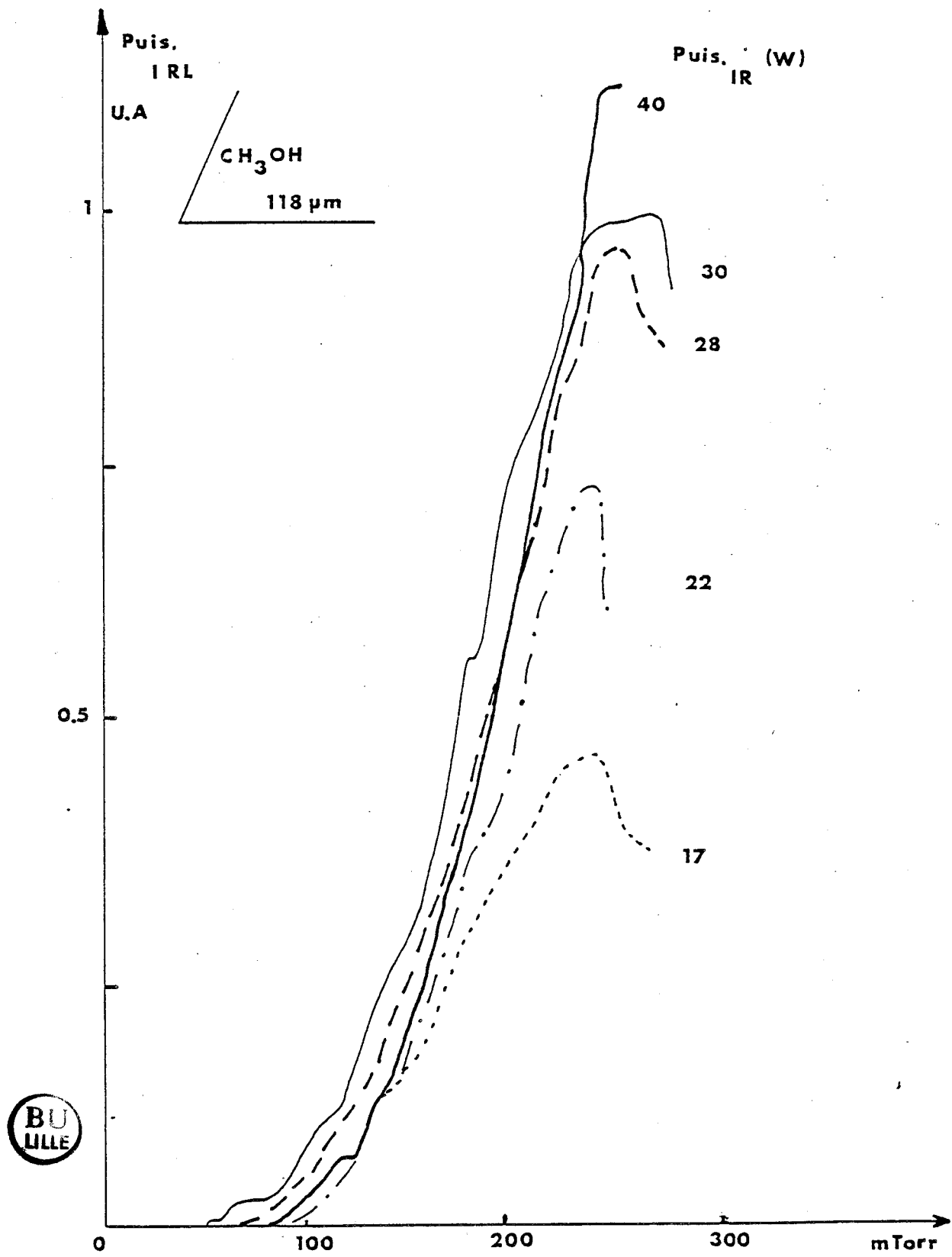


Figure I-19

Puissance IRL à $118\mu\text{m}$, en fonction de la pression de CH_3OH dans la cavité pour différentes puissances IR.

il est nécessaire que la cavité puisse osciller sur un large domaine spectral. Une tentative de mesure de puissance a été effectuée avec un bolomètre " Scientech " non calibré dans le domaine IRL. Dans les conditions expérimentales mentionnés, des puissances de sortie supérieures à 10 mW ont été relevées sur les émissions à 118 μm de l'alcool méthylique et à 393.6 μm de l'acide formique.

La pression du gaz et la puissance IR interviennent dans l'expression du gain de la cavité IRL. La figure I-19 correspond à l'enregistrement de la puissance IRL émise en fonction de la pression dans la cavité pour différentes valeurs de la puissance IR.

* mesure de la divergence

Celle-ci a été réalisée à l'aide d'un détecteur pyroélectrique en mesurant la largeur du faisceau IRL à -3dB (Fig I-20 a). La divergence reste faible et est inférieure à celle liée à la diffraction par un trou. Dans le cas d'un rayonnement à 400 μm , elle est de l'ordre de 0.04 radian (la demi-largeur est de 15 mm à 400 mm de la fenêtre de sortie du laser).

* mesure de la répartition spatiale

Nous avons aussi effectué un relevé de la répartition spatiale du faisceau, en déplaçant un détecteur

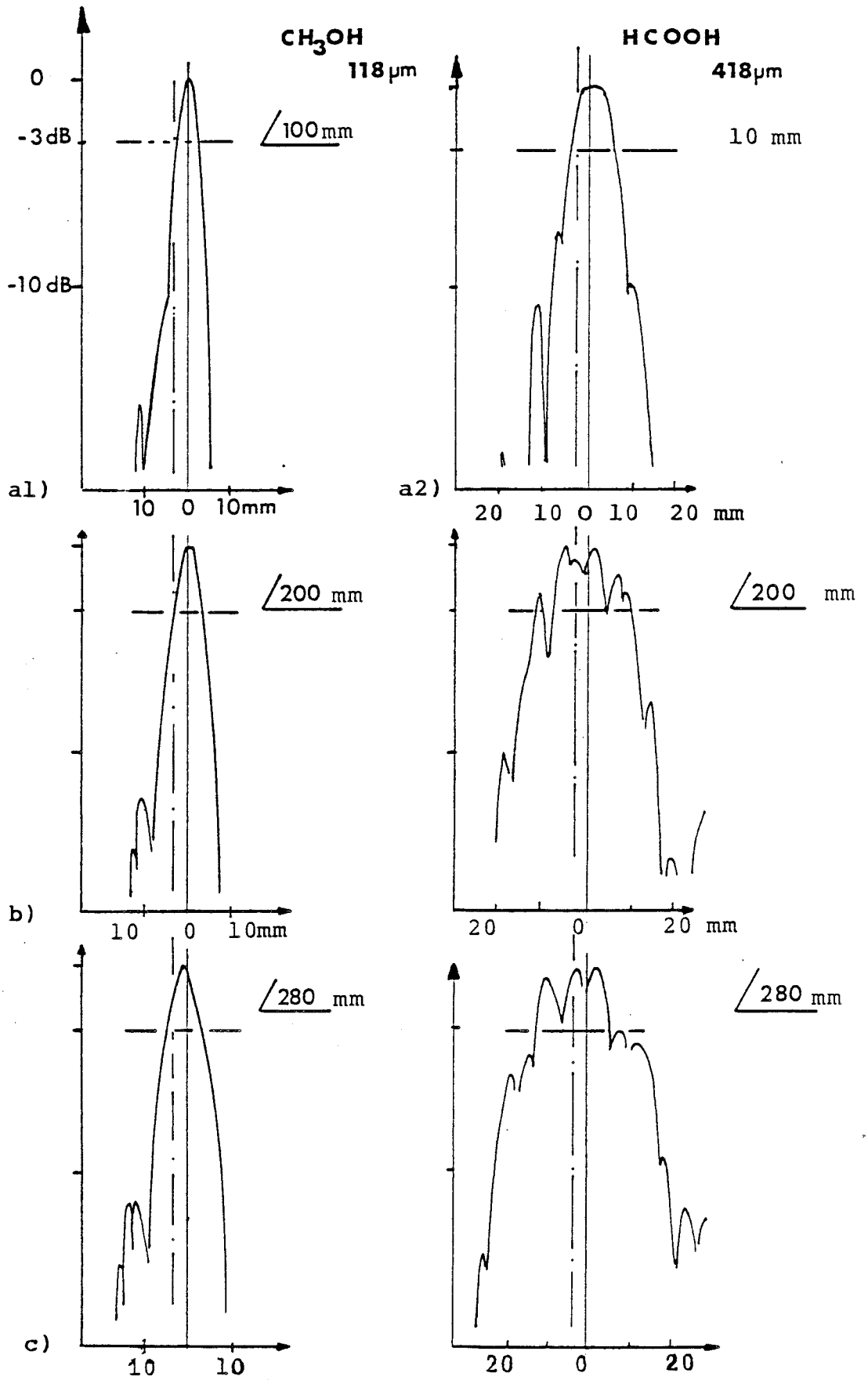


Figure I-21 Répartition spatiale de l'énergie IRL à différentes distances de la fenêtre de sortie du laser IRL en fonction de la distance à l'axe du système

a1)	100 mm	a2)	10 mm
b)	200 mm	c)	280 mm

perpendiculairement à l'axe du laser. La surface sensible du détecteur est constituée d'un cristal de LiTaO_3 de dimension réduite ($2 \times 2 \text{ mm}$). La figure I-21 représente les profils des modes d'émission pour des rayonnements à $118 \mu\text{m}$ et $418 \mu\text{m}$. Dans le cas d'un rayonnement à $118 \mu\text{m}$, le mode d'émission est comparable au mode EH_{11} . Il est intéressant de remarquer qu'à cette longueur d'onde, les effets de diffraction sont négligeables (diamètre du trou de couplage 6mm , soit 60λ).

* Focalisation d'un faisceau IRL

Les figures I-20 a,b présentent l'évolution d'un faisceau IRL et de sa puissance en fonction de la distance par rapport à la fenêtre de sortie du laser lorsqu'il est focalisé par une lentille de téflon. Dans le cas d'un rayonnement à $400 \mu\text{m}$, nous détectons un signal 20 fois plus important au niveau du point de focalisation.

Des améliorations peuvent être apportées à la cavité IRL, telles que le remplacement du miroir de sortie par une grille métallique (26) ou un miroir sphérique.

Figure I-20a) Divergence d'un faisceau IRL à $400\mu\text{m}$.
 Largeur mesurée à -3dB par un détecteur
 pyroélectrique (surface sensible $2\times 2\text{mm}$)

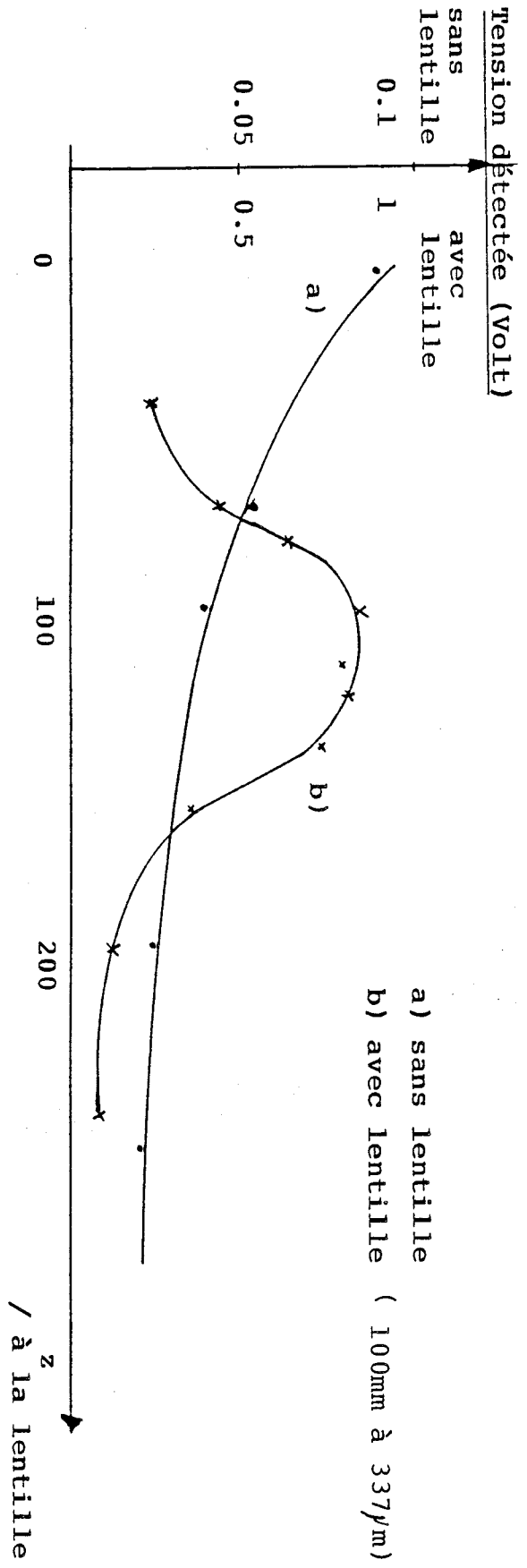
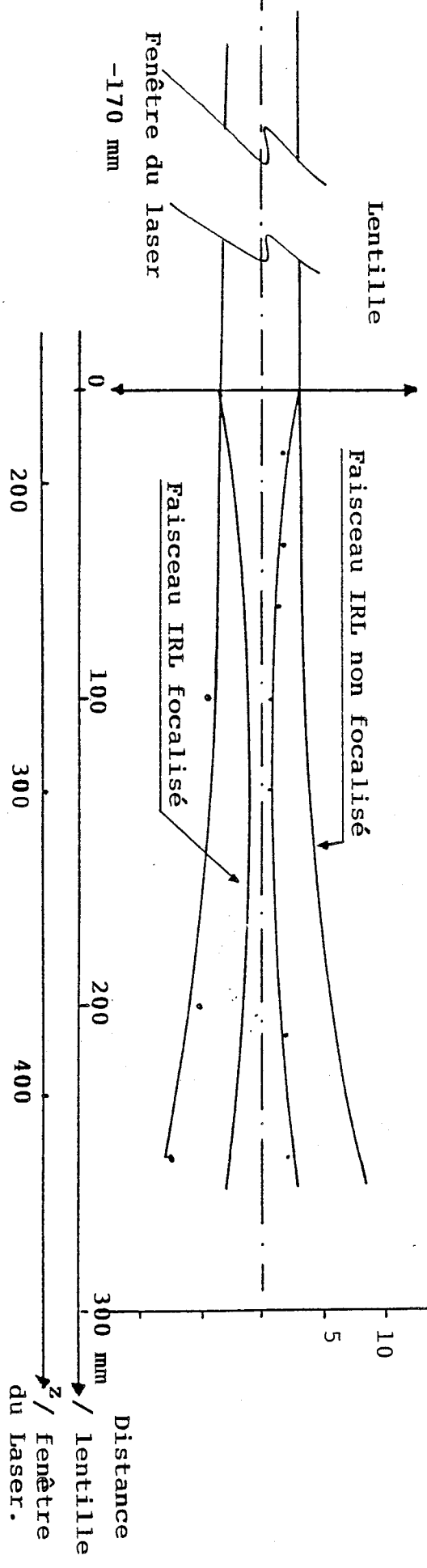


Figure I-20b) Tension détectée avec et sans lentille
 de téflon par un détecteur pyroélectrique



CHAPITRE II

Conception et réalisation

d'une source accordable en fréquence

CHAPITRE II

CONCEPTION ET REALISATION D'UNE SOURCE ACCORDABLE EN FREQUENCE

Introduction

II-1 Description des détecteurs/mélangeurs

- II-1-1 Caractéristiques des détecteurs/mélangeurs
 - a) Millitech
 - b) Farran

II-2 Rappels théoriques

- II-2-1 Structures générales d'une jonction Schottky
- II-2-2 Schéma équivalent d'une diode Schottky
- II-2-3 Caractéristiques des jonctions
- II-2-4 Utilisation de la diode Schottky en détection
- II-2-5 Utilisation de la diode Schottky
 - a) en générateur d'harmonique
 - b) en mélangeur
- II-2-6 Polarisation extérieure d'une diode Schottky

II-3 Génération d'un rayonnement accordable en fréquence

- II-3-1 Couplage du rayonnement sur l'antenne d'un détecteur
 - a) Rappel sur la théorie des antennes
 - b) Adaptation d'un faisceau IRL à une antenne
 - c) Association réflecteur - antenne

- II-3-2 Couplage du rayonnement RF à la diode Schottky
 - a) Description de l'oscillateur à YIG
 - b) Dispositif de couplage

Ce chapitre est essentiellement consacré à l'utilisation de la jonction Schottky, comme élément d'une source accordable en fréquence.

Après une brève comparaison des caractéristiques de deux détecteurs mélangeurs commerciaux, nous rappelons quelques notions théoriques sur la jonction Schottky utilisée en tant que détecteur, puis en tant que mélangeur. Dans la dernière partie, nous décrivons les dispositifs de couplage des rayonnements IRL et RF à la diode émettrice.

II-1 Description des détecteurs/mélangeurs

Nous avons fait l'acquisition de deux détecteurs/mélangeurs associés à des réflecteurs en coin, l'un fabriqué par Millitech°, l'autre par Farran°. Ces deux détecteurs/mélangeurs, constitués de diodes Schottky, ont été optimisés pour des longueurs d'onde de 400 μm . Dans notre dispositif expérimental, le détecteur/mélangeur Farran sera utilisé comme diode émettrice et le détecteur/mélangeur Millitech comme détecteur.

Les fiches techniques indiquant les principales caractéristiques de chaque appareil sont présentées ci-dessous sous forme de tableaux.

II-1-1 Caractéristiques des Détecteurs/Mélangeurs.

* DETECTEUR/MELANGEUR MILLITECH MX04-0101

Domaine spectral d'utilisation	100-500 μm
vérifié à	434 μm

Température de bruit

(avec une fréquence intermédiaire de 1.4 GHz)

à 530 μm	3500 K (DBS)
à 434 μm	5000 K (DBS)
à 119 μm	25000 K (DBS)

MilliTech Corporation. Amherst Fields Research Park,
Massachusetts 01002

Farran Technology Limited, Ballincolling, Cork, Ireland

- Puissance équivalente de bruit mesurée en:
- doubles bandes latérales $< 1.0 \cdot 10^{-19}$ W/Hz
 - détection vidéo (modulation à 100 Hz) 2.10^{-10} W/Hz^{-1/2}

Puissance de l'oscillateur local 10 mW

Réponse vidéo à

à 100 μ m	25 V/W
à 400 μ m	100 V/W

Courant de polarisation maximum 5 mA

Filtre fréquence intermédiaire 2-4 GHz

* DETECTEUR MELANGEUR FARRAN TECHNOLOGY CMX-S

Caractéristiques

Dimensions	23mmx36mmx36mm
Poids	150 g.
Bande passante IF	DC à 10 GHz
Antenne	Bronze au phosphore
Diode	Barrière Schottky

Température de bruit

(avec une fréquence intermédiaire de 1.4 GHz)

à 500 μ m	7500 K (DBS)
à 300 μ m	15000 K (DBS)
à 120 μ m	40000 K (DBS)

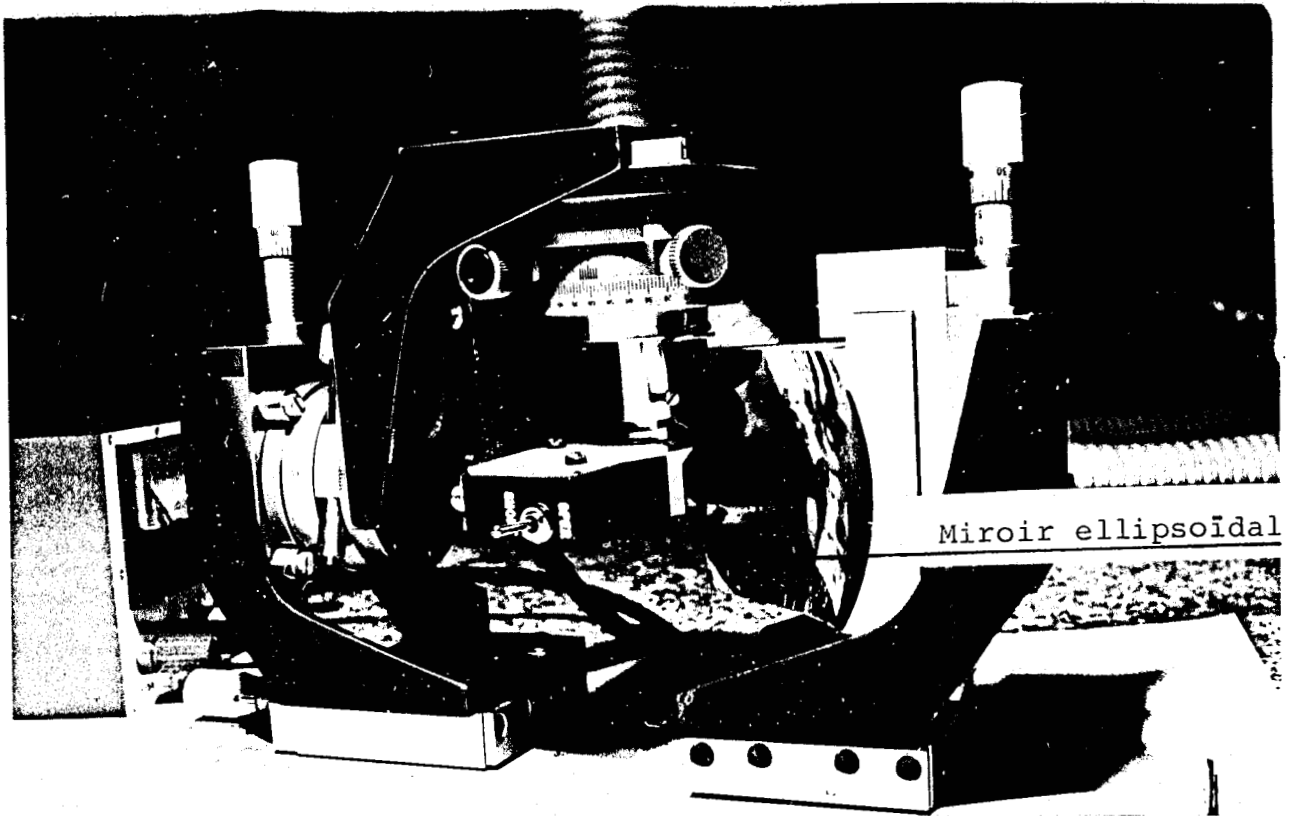
Puissance équivalente de bruit
mesurée en doubles bandes latérales

à 500 μ m	$4.1 \cdot 10^{-20}$ W/Hz
à 120 μ m	$5.5 \cdot 10^{-19}$ W/Hz

Puissance de l'oscillateur local 10 mW

Réponse vidéo

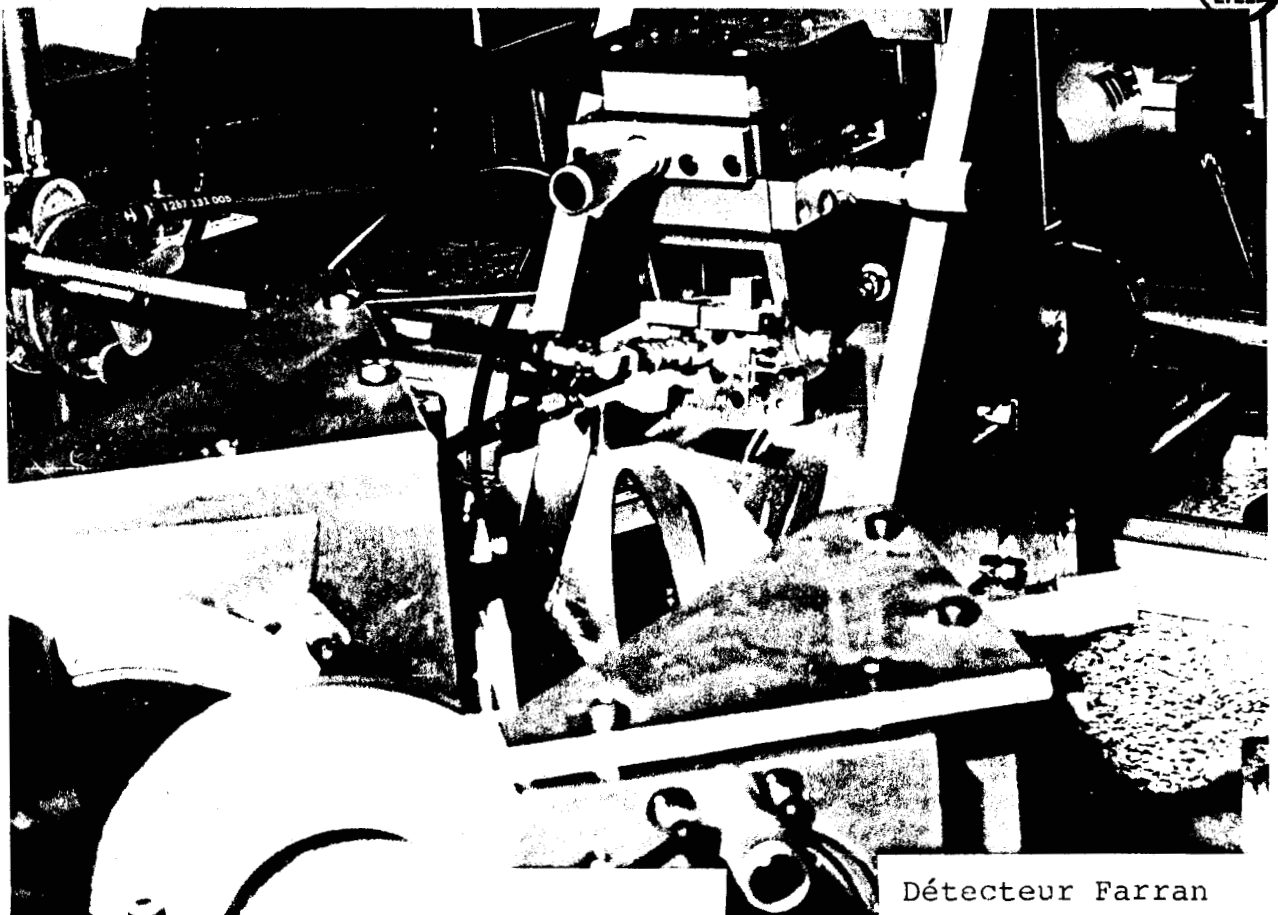
à 500 μ m	180 V/W
à 120 μ m	10 V/W



Miroir ellipsoïdal

Détecteur Millitech

Photographie II-1 et 2 Détecteurs mélangeurs commerciaux



BU
LILLE

Détecteur Farran

II-2 Rappels sur le fonctionnement des diodes Schottky

L'utilisation de détecteurs à diode Schottky dans le domaine microonde a donné des résultats très satisfaisants, à condition de placer la jonction dans un boîtier qui assure une bonne rigidité mécanique à l'ensemble : "antenne-jonction".

Les jonctions optimisées pour la détection dans le domaine submillimétrique sont de préférence montées dans des structures ouvertes, de type "Coin de Cube" par exemple.

De nombreux paramètres interviennent dans les performances de la jonction. Nous ne discuterons dans ce travail que deux de ces paramètres, à savoir la capacité de la jonction et la résistance de perte série de la diode.

II-2-1 Structure générale et principe de fonctionnement d'une jonction Schottky

Ce paragraphe est consacré à quelques rappels sur la jonction Schottky et son comportement lorsqu'on applique une tension alternative à ses bornes.

La structure simplifiée d'une jonction est représentée à la figure II-3. Elle se compose de deux éléments

- une électrode métallique où la concentration en électrons est importante.

- un élément semi-conducteur, où il est possible de définir deux zones.

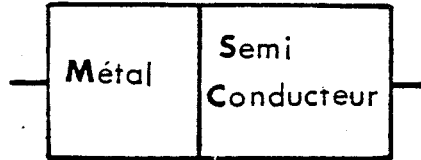


Figure II-3 Représentation schématique d'une jonction Schottky.

Lorsqu'un métal est mis au contact d'un semi conducteur de type n, les électrons de l'élément semi conducteur situés au voisinage du métal diffusent dans celui-ci et laissent donc dans le semi-conducteur sous le contact une région dépeuplée de porteurs libres. Le semi-conducteur acquiert une charge d'espace positive et il apparaît un champ électrique qui tend à freiner la diffusion des électrons. Il s'établit un équilibre lorsque le potentiel de barrière Φ_B atteint une valeur comprise entre 0.5 et 1 Volt (en fonction de la nature du métal et du semi-conducteur).

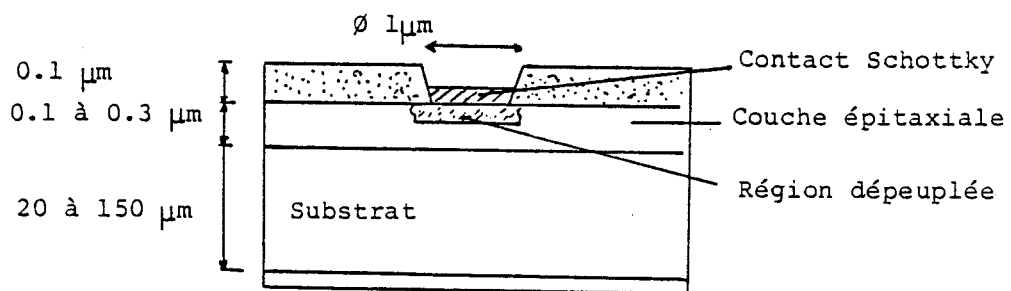


Figure II-4 Structure d'une diode Schottky utilisé dans le domaine submillimétrique.

Si on applique une tension V_a extérieure entre le métal (anode) et le semi-conducteur (cathode), l'équilibre est rompu, et deux cas peuvent se produire:

a) Si $V_a < 0$ (anode négative par rapport à la cathode), le processus de diffusion des électrons reprend, l'épaisseur de la zone dépeuplée augmente, et l'équilibre est atteint pour une valeur du potentiel égale à $(-V_a) + \Phi_B$. Il ne peut alors circuler aucun courant dans le circuit extérieur, à l'exception du courant inverse de saturation I_{sat} , de très faible valeur.

b) Si $V_a > 0$, le potentiel qui s'oppose au passage des électrons devient égal à $\Phi_B - V_a$. L'épaisseur de la zone désertée diminue, et rien ne s'oppose plus au passage des électrons. Il apparaît alors un courant I circulant du métal vers le semi-conducteur qui peut s'exprimer sous la forme (27):

$$I = I_{sat} \left(\exp\left(\frac{V_j}{\eta kT}\right) - 1 \right) \quad (\text{éq. II-1})$$

avec

kT potentiel thermodynamique

η facteur d'idéalité

V_j tension réellement appliquée
à la jonction

$$V_j = V_a - R_s * I$$

R_s Résistance parasite série de la zone
non dépeuplée de la couche
épitaxiale et du substrat

Dans la pratique, plusieurs milliers de ces jonctions sont gravées sur un substrat dont les dimensions sont généralement de l'ordre de 0.25×0.25 mm. La photographie N° 4 montre un exemple de structure en "nid d'abeille", c'est à dire une matrice de jonctions espacées de 3 à 4 microns, dans les deux dimensions du plan.

Photographie N°4

Ensemble de jonctions
vues au microscope

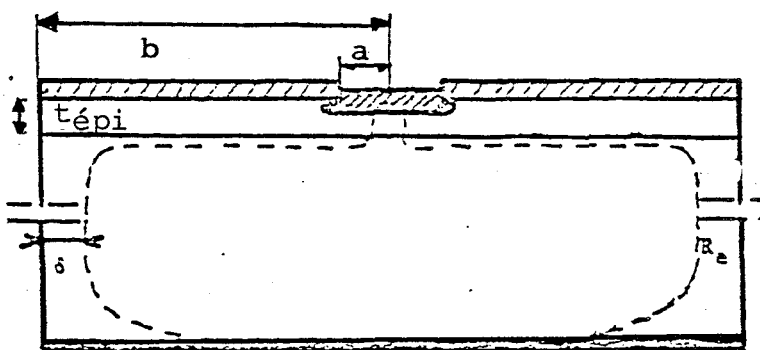


II-2-2 Schéma équivalent d'une diode Schottky.

La figure II-5 montre le schéma d'une diode Schottky, où nous avons représenté les lignes de courant, compte tenu de l'effet de peau qui existe au niveau du semi-conducteur. A une fréquence de 1 THz, la profondeur de pénétration est de l'ordre de $2 \mu\text{m}$.

La résistance du substrat résulte de la combinaison d'une contribution statique et de l'effet de peau(28).

Figure II-5 Représentation d'une jonction Schottky (59)



$$R_{sub} = \frac{\rho_{sub}}{2\pi a} \left(\frac{a}{\delta_{sub}} \ln \frac{b}{a} + \text{arctg} \frac{b}{a} \right) \quad (\text{éq. II-2})$$

Effet de peau

Résistance de constriction.

avec

a : rayon de disque de métallisation

b : rayon de l'épitaxie

δ_{sub} : épaisseur de peau

Le premier terme de R_{sub} est la contribution de l'effet de peau, le deuxième terme correspond à la contribution statique (lorsque $b \gg a$, ce terme, voisin de $\frac{\rho_{sub}}{4a}$ porte le nom de résistance dite de constriction).

Le schéma électrique équivalent est représenté à la figure II-6.

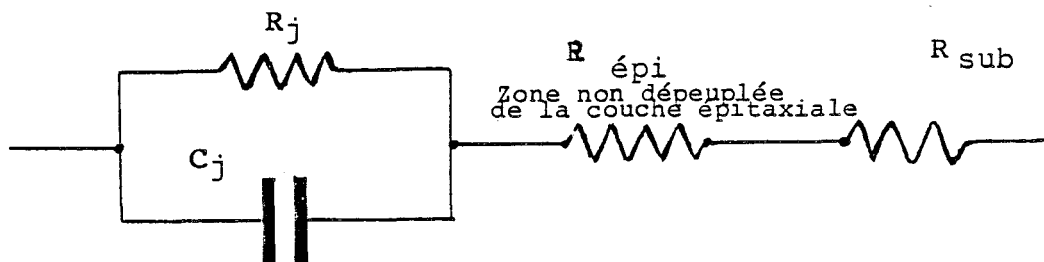


Figure II-6 Schéma électrique équivalent d'une diode Schottky

La fréquence de coupure est donnée par la relation:

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_j} \quad (\text{éq. II-3})$$

Elle est principalement due à l'association en série des éléments C_j et R_s , où $R_s = R_{\text{sub}} + R_{\text{épi}}$. L'augmentation de la fréquence de coupure s'obtient en minimisant le produit $R_s * C_j$.

Une faible valeur de R_s peut être obtenue en utilisant un substrat plus fortement dopé que la couche épitaxiale, du type AsGa ou InP, ou en augmentant la surface de la jonction. Par contre, les jonctions de faible diamètre ont des capacités peu élevées. Il est donc impossible d'obtenir simultanément une faible valeur de R_s et de C_j . Les constructeurs de jonctions cherchent à réaliser des surfaces pour lesquelles le rapport périmètre/surface est grand. Les géométries actuellement à l'étude au Laboratoire de Dispositifs Infrarouges de Paris VI sont les suivantes (Fig II-7):

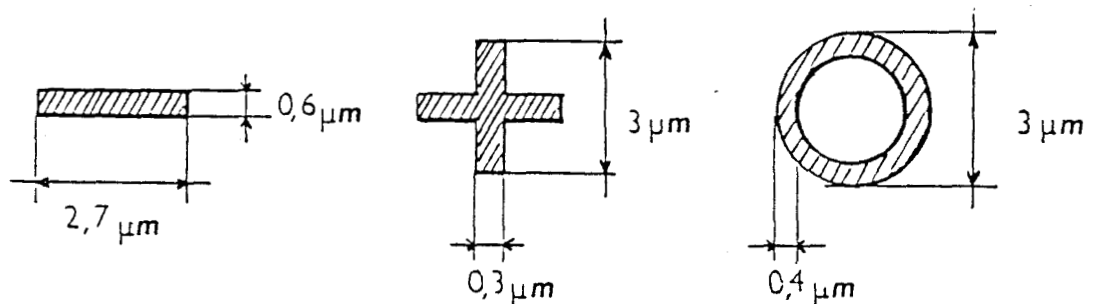


Figure II-7 Différentes géométries possibles de jonctions Schottky

II-2-3 Caractéristiques des jonctions.

La connaissance de C_j et R_s permet d'évaluer les performances de jonction.

Les valeurs rencontrées sont de l'ordre de 2 à 8 fF pour les capacités à polarisation nulle, et de 8 à 20 ohms pour les résistances. La valeur de R_s peut être estimée à l'aide des courbes Courant Tension " $I=f(V)$ " de la figure II-8. On distingue le domaine (I) qui correspond à une valeur de qV de l'ordre de $3\eta kT$, c'est à dire $I = I_{sat} \alpha V$, et le domaine (II) où la caractéristique $I=f(V)$ est quasi-exponentielle.

Les photographies 5 et 6 correspondent aux caractéristiques $I=f(V)$ des jonctions Farran et Millitech.

A titre de comparaison, la photographie 7 montre la courbe $I=f(V)$ d'une jonction de type P-N Tungstène-Silicium utilisé en microonde. Dans ce dernier cas, il est impossible de séparer nettement les domaines (I) et (II).

Dans le cas d'un courant faible, le produit $I \cdot R_s$ est faible devant la tension V , et l'équation éq.II-3 peut alors prendre la forme simplifiée suivante:

$$I = I_{sat} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (\text{éq. II-4})$$

Le relevé expérimental de deux couples de valeurs (I,V) , respectivement choisis dans les domaines (I) et (II), permet de déduire de la relation précédente l'expression:

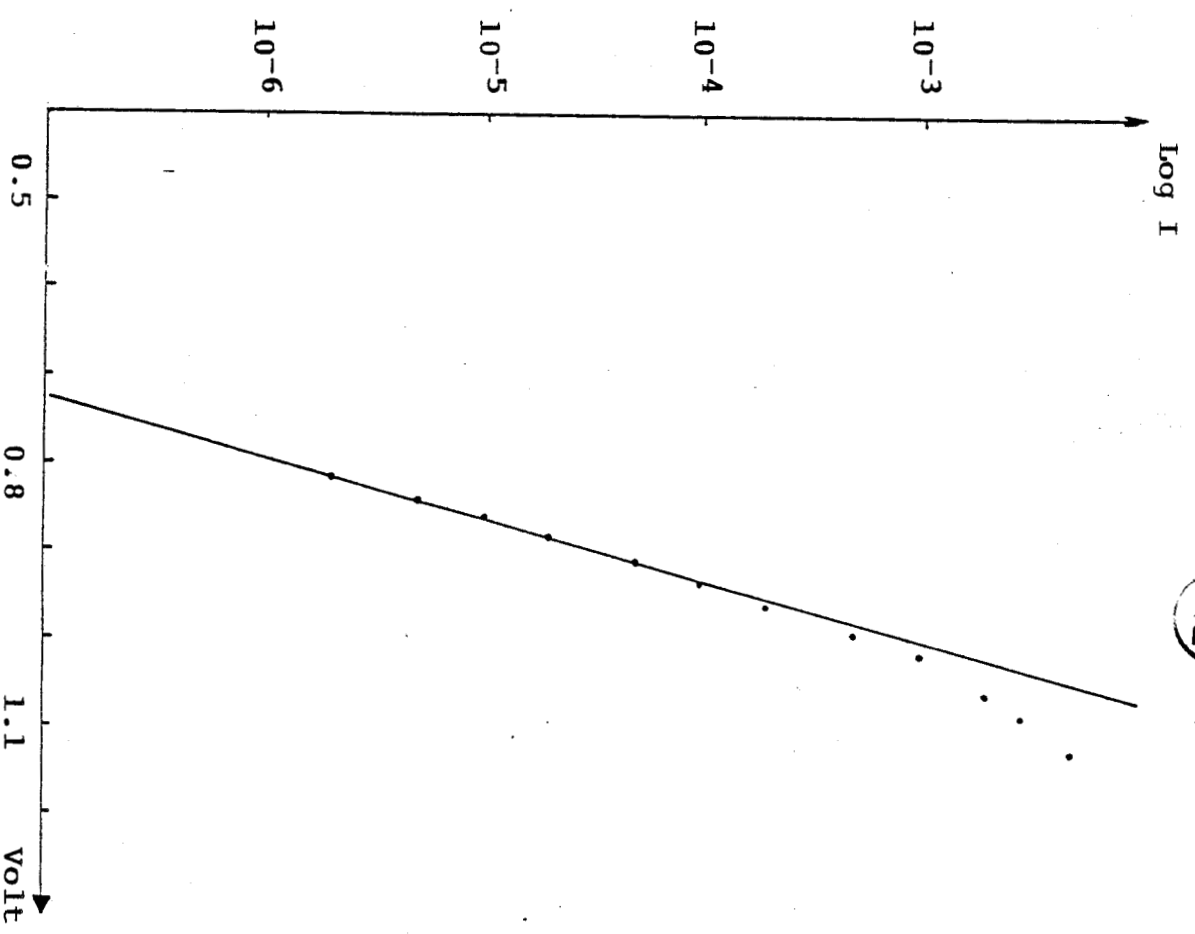
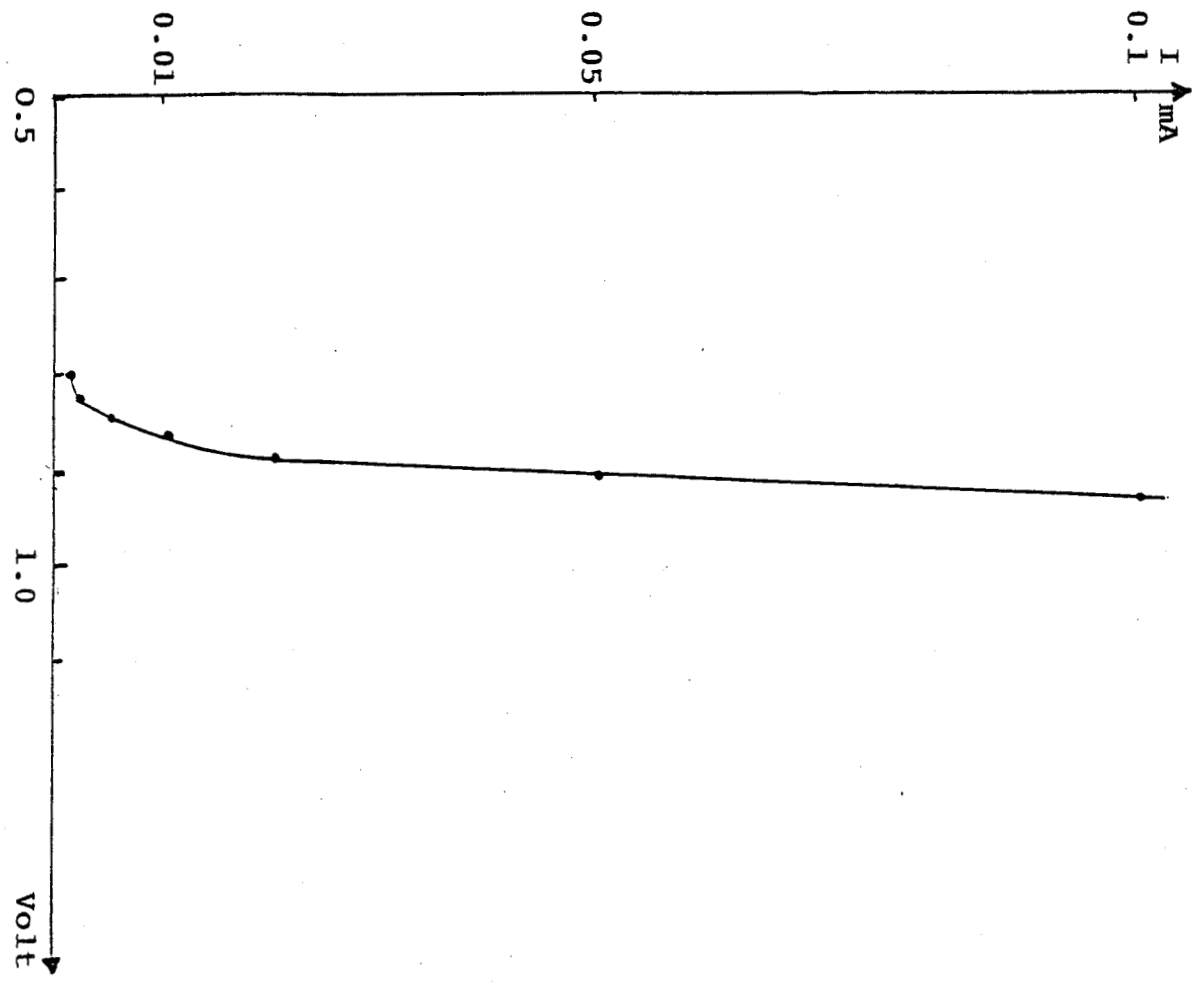
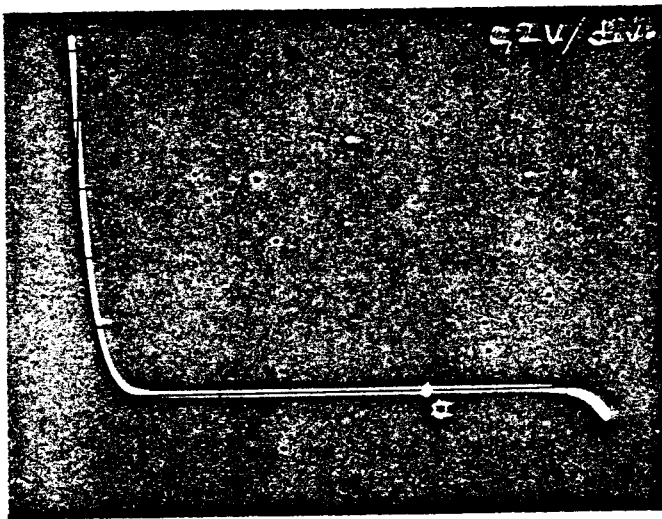
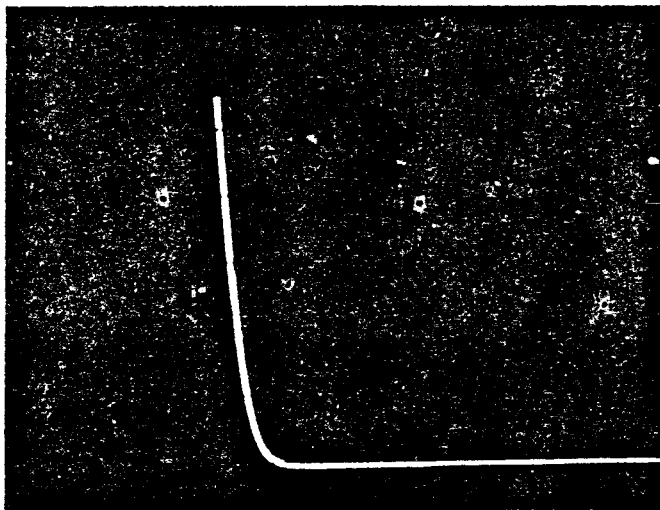


Figure II-8 Caractéristiques $I=f(V)$ d'une jonction Schottky



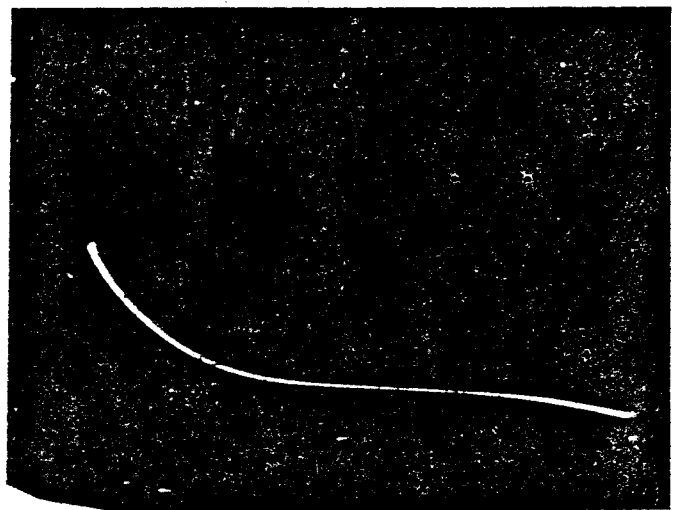
← a

V ← 0.8 0



← b

c →



Photographies N°5 Caractéristiques Courant-Tension de diodes Schottk

a) Diode Millitech

b) Diode Farran

c) Caractéristique d'une jonction Silicium-Tungstène.

* du coefficient de qualité

$$\eta = \frac{q(V_2 - V_1)}{kT \log(I_2 - I_1)} \quad (\text{éq. II-5})$$

* de la résistance série

$$R_s = \frac{(V_4 - V_3) - (V_2 - V_1)}{I_4 - I_3} \quad (\text{éq. II-6})$$

Cette méthode dite " 4 Points " permet de juger des performances possibles du détecteur. Les valeurs calculées pour les deux détecteurs/mélangeurs décrits au début de ce chapitre sont de 1.2 pour η et de 14 et 17 ohms pour R_s .

II-2-4 Utilisation d'une diode Schottky en détection

Le circuit schématisé de la figure II-9a est susceptible de remplir le rôle de détecteur dans le domaine IRL.

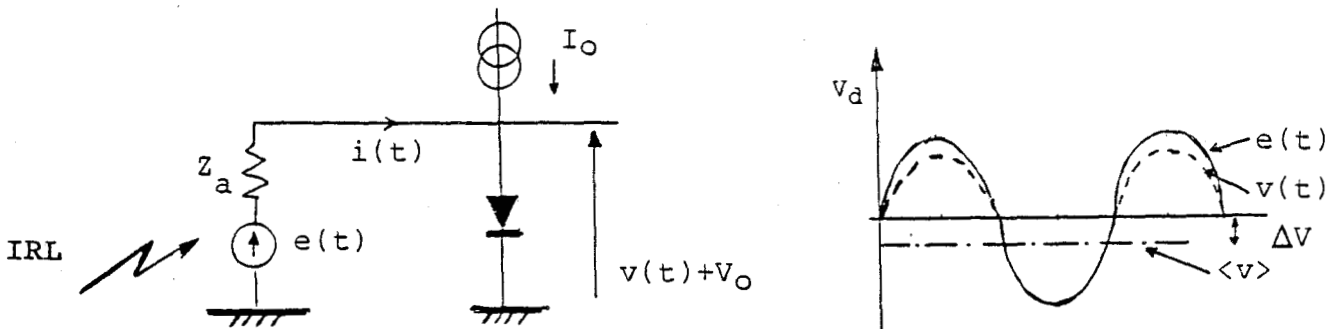


Figure II-9 - Circuit électrique équivalent au détecteur IRL
- Tension détectée aux bornes de la diode

Le détecteur est constitué d'une diode, associée à un générateur de tension et d'impédance Z_a , représentant l'antenne du détecteur. Un générateur de courant permet de polariser la jonction, si cela s'avère nécessaire.

Deux régimes de détection sont à considérer, suivant la puissance du rayonnement IRL à détecter:

1) en régime de faibles signaux:

La composante continue s'écrit:

$$\begin{aligned}V_d &= V_0 + \langle v(t) \rangle \\ &= V_0 - \Delta V\end{aligned}$$

en utilisant l'approximation quadratique, ΔV est proportionnel à $|e(t)|^2$, c'est à dire à la puissance incidente

2) en régime de forts signaux

- * si $e(t) > 0$, la diode est conductrice,
- * si $e(t) < 0$, la diode est polarisée en inverse,

V_d est donc proportionnel à $e_{\text{crête}}$

II-2-5 Utilisation de la diode Schottky en générateur d'harmoniques et en mélangeur .

II-2-5 a) en générateur d'harmoniques

La caractéristique $I=f(V)$ est pratiquement une exponentielle dans le domaine $V>0$, comme l'indiquent les photographies 5 et 6.

Le courant I peut donc être écrit sous la forme approchée suivante:

$$I = I_{\text{sat}} (\exp \alpha V - 1) \quad (\text{éq. II-7})$$

Il est possible de développer cette exponentielle en une série de puissances de V :

$$\exp \alpha V = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha V)^n}{n!} = 1 + \alpha V + \frac{\alpha^2 V^2}{2!} + \dots + \frac{\alpha^n V^n}{n!} \quad (\text{éq. II-8})$$

Si nous appliquons un signal sinusoïdal de très faible amplitude sur un élément non linéaire, le signal V_S de sortie se déduit du signal d'entrée V_e par la relation approchée:

$$V_S = A V_e$$

où A est constante

Ce signal ne provoque qu'une petite excursion au voisinage du point de fonctionnement de la diode, et la réponse de la diode est alors quasiment linéaire.

Une augmentation de l'amplitude du signal ou la superposition d'une polarisation continue provoque un déplacement du point de fonctionnement au-delà du coude, dans le domaine (II) où la réponse de la diode est quasi-exponentielle.

L'expression de la tension V_S ne se limite plus alors à un développement au premier ordre en fonction de V_e , mais on doit maintenant tenir compte d'un plus grand nombre de termes de la série de puissances de V_e :

$$V_S = A V_e + B V_e^2 + C V_e^3 \quad (\text{éq II-9})$$

La diode fonctionne alors comme un générateur d'harmoniques; la production d'harmoniques 2, 3, .. étant due respectivement aux termes B, C, \dots

II-2-5 b) en mélangeur

Le schéma équivalent du mélangeur à diode est présenté à la figure II-10.

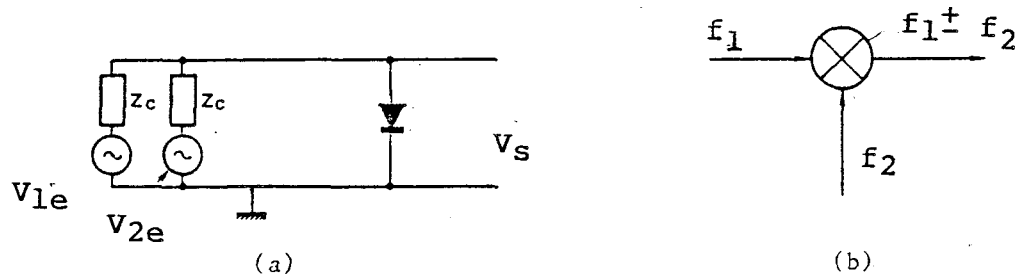


Figure II-10 Schéma équivalent à un mélangeur à Diode

Si nous appliquons deux signaux sinusoidaux V_1 et V_2 , de pulsation ω_1 et ω_2 , la tension de sortie V_s a pour expression

$$V_s = A [\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t] + B [\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t]^2 + \dots \quad (\text{éq. II-10})$$

$$= A \cos \omega_1 t + A \cos \omega_2 t + B \cos^2 \omega_2 t + B \cos^2 \omega_1 t + 2B \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t$$

Les deux premiers termes de ce développement correspondent à des composantes spectrales de pulsations ω_1, ω_2 . Le troisième terme correspond à la génération des fréquences somme et différence de pulsations $\omega_1 + \omega_2, \omega_1 - \omega_2$.

Lorsque les signaux sinusoidaux appliqués à l'élément non linéaire sont de fréquences voisines, la fréquence la plus basse de ce troisième terme est souvent appelée Fréquence Intermédiaire ou fréquence de battement. C'est le cas de la détection superhétérodyne.

Si l'amplitude du générateur de fréquence f_1 est élevée, celui-ci polarise la diode en direct durant l'alternance positive (impédance de diode = $R_s + R_d$),

puis en inverse durant l'alternance négative (impédance de diode = $\frac{1}{C_j \omega_1}$).

Dans le schéma précédent, il est possible de considérer la diode comme un élément connecté en série sur une ligne hyperfréquence d'impédance Z_C , alimentée par un générateur et fermée sur une charge adaptée Z_C . La diode est équivalente à une impédance Z placée en série ($Z = R + jX$). Il est possible de calculer les pertes d'insertion ou l'isolation qu'elle provoque (Annexe I).

$$I = 1 + \frac{R}{Z_C} + \frac{(R/Z_C)^2}{4} + \frac{(X/Z_C)^2}{4} \quad (\text{éq. II-11})$$

En polarisation directe, si le courant est suffisamment élevé, on peut supposer que la zone dépeuplée a complètement disparu (approximation des " bandes plates "). Dans ce cas, l'impédance série de la diode est égale à:

$$Z_{\text{dir.}} = Z_S^O = \rho_{\text{épi}} \frac{t_{\text{épi}}}{\pi a^2} + \frac{\rho_{\text{sub}}}{2 \gamma a} \left(\frac{a}{\delta_{\text{sub}}} (1+j) \text{Ln} \frac{b}{a} + \text{arctg} \frac{b}{a} \right)$$

Valeurs typiques pour une diode de diamètre 1 μm , et à une fréquence de 1 THz

$$Z_S^O = R_S + j X_S^O = 15 \Omega + 5 \Omega (1+j) + 5 \Omega$$

En polarisation inverse, la couche épitaxiale est complètement dépeuplée, l'impédance parasite série de la jonction est égale à celle du substrat. L'impédance de la jonction se réduit alors à la capacitance

$$C_O = \frac{\epsilon_s \pi a^2}{t_{\text{épi}}}$$

ϵ_s permittivité du semi-conducteur.

$t_{\text{épi}}$ épaisseur de la couche épitaxiale

Dans ce cas, nous avons supposé que la couche dépeuplée ne pénètre pas dans le substrat. Typiquement, C_0 est de 1 fF.

Comme $X_S \ll (C_0 \omega_1)^{-1}$, nous obtenons

Impédance Inverse $R_S - j(C_0 \omega_1)^{-1}$

soit $10 \Omega - j 230 \Omega$ à 0.7 THz

$10 \Omega - j 65 \Omega$ à 2.5 THz

En reportant ces valeurs dans l'équation II-11 qui définit l'isolation de la diode, et en prenant $Z = 50 \Omega$, nous obtenons:

$$I_d = 1 + \left(\frac{25}{50}\right)^2 + \left(\frac{25}{50}\right)^2 \cdot \frac{1}{4} + \left(\frac{5}{50}\right)^2 \cdot \frac{1}{4} = 1.56$$

$$I_i = 1 + \left(\frac{10}{50}\right)^2 + \left(\frac{10}{50}\right)^2 \cdot \frac{1}{4} + \left(\frac{65}{50}\right)^2 \cdot \frac{1}{4} = 1.62 \text{ à } 2.5 \text{ THz}$$

$$I_i = 1 + \left(\frac{10}{50}\right)^2 + \left(\frac{10}{50}\right)^2 \cdot \frac{1}{4} + \left(\frac{230}{50}\right)^2 \cdot \frac{1}{4} = 6.5 \text{ à } 0.7 \text{ THz}$$

La figure II-11 représente l'inverse de cette isolation en fonction du temps. Elle évolue entre deux valeurs extrêmes $\frac{1}{I_i}$ et $\frac{1}{I_d}$.

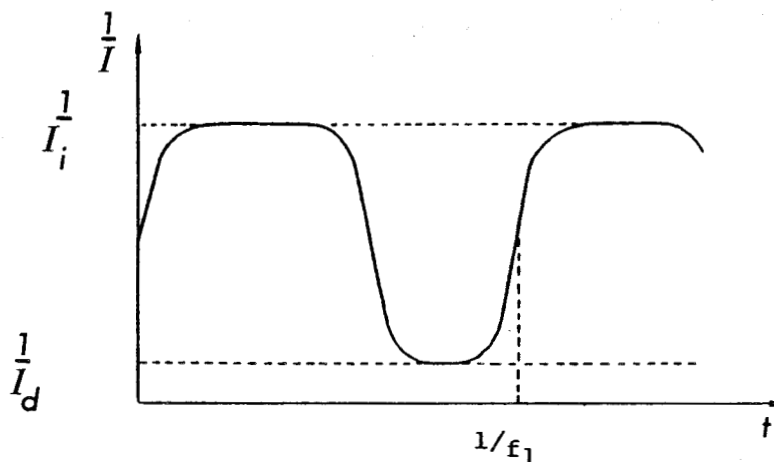


Figure II-11 Variation en fonction du temps de l'Inverse de l'isolation d'une diode utilisée en mélangeur.

Cette courbe peut être assimilée à celle d'un signal carré d'amplitude

$$T_0 = \frac{1}{I_i} - \frac{1}{I_d} \quad (\text{éq. II-14})$$

Sa décomposition en série de Fourier limitée à l'ordre 1 peut s'écrire:

$$\frac{1}{I(t)} = \frac{T_0}{2} + \frac{2T_0}{\pi} \cos \omega_1 t \quad (\text{éq. II-15})$$

Le rôle du générateur 1 est donc de moduler l'isolation de la diode à la fréquence f_1 . Il en résulte une modulation du signal de sortie associé au générateur de fréquence f_2 .

$$V_{2s} = \frac{1}{I} \cdot (V_2 \cos \omega_2 t)$$

$$= \frac{T_0}{2} V_2 \cos \omega_2 t + \frac{T_0}{\pi} V_2 (\cos 2\pi [f_1 + f_2] t + \cos 2\pi [f_1 - f_2] t) \quad (\text{éq. II-16})$$

Le premier terme de cette expression correspond au fondamental, le second aux bandes latérales. L'amplitude du signal est proportionnelle à T_0 , c'est à dire qu'une bonne conversion nécessite une valeur de T_0 proche de 1. Les expressions de I_d et I_i rappelées dans ce paragraphe montrent que cette condition est réalisée si les valeurs de R_d, R_s et C_j sont petites devant Z_c . Cette condition est d'autant plus difficile à réaliser que la fréquence est élevée.

Si l'amplitude du signal "modulant" est insuffisante, il est possible de polariser la diode à l'aide d'une tension continue, afin d'amener le point de fonctionnement de celle-ci au voisinage de la tension de coude.

II-2-6 Polarisation extérieure d'une diode Schottky.

Certaines applications nécessitent de polariser la diode, c'est à dire d'amener son point de fonctionnement à un certain potentiel Φ . Cette polarisation est réalisée à l'aide d'un générateur de courant.

Nos diodes sont munies de " boîtes de polarisation ", dont le schéma est représenté à la figure II-12. Ces dernières réalisent plusieurs fonctions:

- Générateur de courant variable de $1\mu\text{A}$ à 5mA .
- Générateurs de courant d'intensités fixes

Cette fonction permet de tester rapidement l'état de la jonction à l'aide de la méthode des 4 points.

- Mesure en permanence de la tension aux bornes de la jonction.

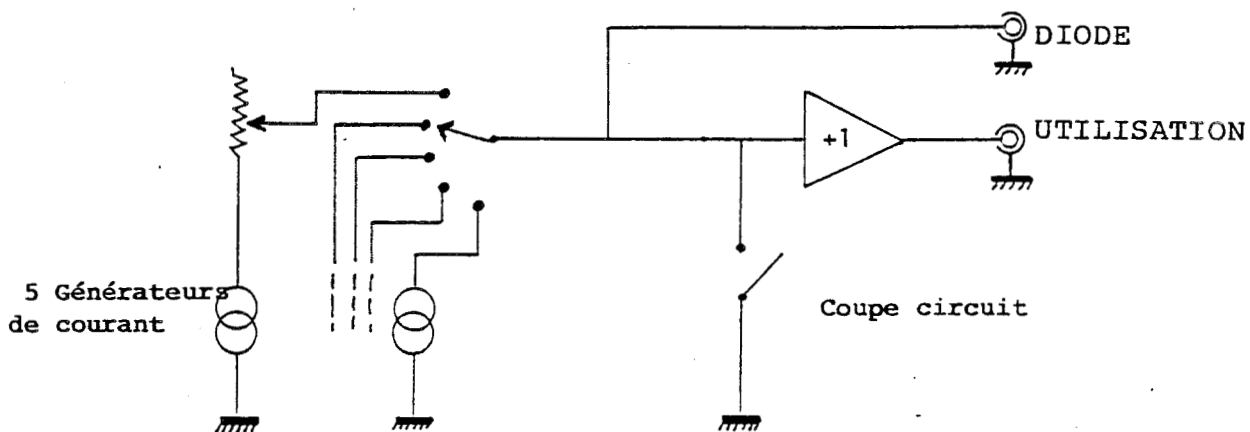


Figure II-12 Schéma d'une boîte de polarisation " multi-fonction

L'ampli opérationnel à gain unité assure le découplage entre la diode et les circuits d'utilisation. Un court-circuit permet d'isoler la diode lors des manipulations sur la boîte de polarisation ou sur le circuit de sortie.

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, qu'une tension continue apparait aux bornes de la diode en présence de rayonnement submillimétrique. La tension détectée varie donc d'une quantité ΔV .

II-3 Génération d'un rayonnement accordable en fréquence.



Dans le domaine submillimétrique, on utilise généralement la transmission optique, c'est à dire le mode de propagation libre de préférence à une transmission guidée.

Si le faisceau a un profil gaussien, il est possible d'utiliser les équations établies par Kogelnik et Li pour déterminer les paramètres du faisceau au voisinage du point de focalisation. L'étude du couplage du rayonnement IRL à une antenne a été réalisé par Pyée dans le cadre de travaux sur l'utilisation de diodes Schottky en vidéodétection (28).

Ce paragraphe sera donc consacré aux couplages d'un rayonnement IRL et RF sur les détecteurs/mélangeurs à

diodes Schottky que nous possédons.

II-3-1 Couplage du rayonnement IRL sur l'antenne
d'un détecteur.

II-3-1 a) Rappels sur la théorie des antennes.

Le détecteur est constitué d'un élément non linéaire (diode Schottky) associé à une antenne de quelques longueurs d'ondes. Pour obtenir une détection suffisante, il est nécessaire de focaliser le faisceau infrarouge sur cette antenne. Cette focalisation peut être réalisée soit à l'aide d'une lentille, soit à l'aide d'un miroir. Compte tenu de la longueur de l'antenne et du rapport longueur (1 à 2 mm) / diamètre (< 50 μ m) de l'antenne, on peut utiliser la théorie des antennes filaires longues dans le domaine IRL.

Plusieurs lobes de réception ou d'émission sont présents dans le diagramme de rayonnement. Il est nécessaire d'éclairer l'antenne suivant le lobe principal et donc de diriger le faisceau suivant un angle θ avec l'axe de l'antenne comme l'indique la figure II-13.

L'angle qui repère la position du premier lobe d'antenne est donné par la relation (29):

$$\theta = \arcsin \left[1 - 0,371 \frac{\lambda}{L} \right] \quad (\text{éq. II-17})$$

λ est la longueur d'onde
 et L est la longueur de l'antenne

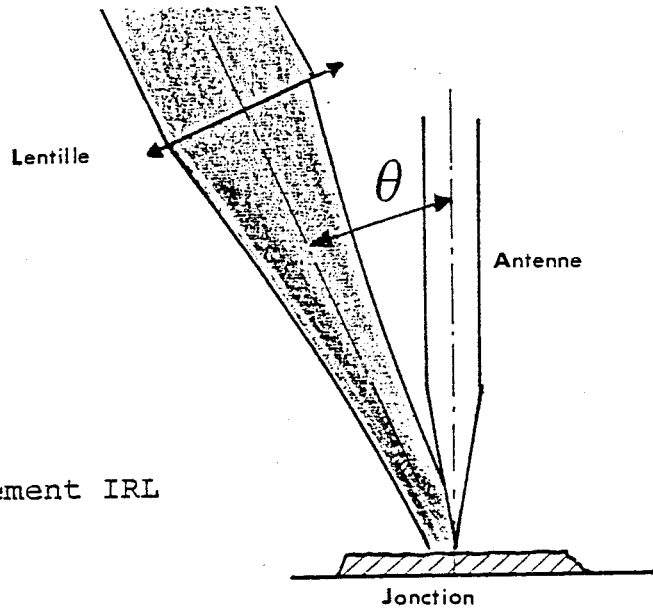


Figure II-13

Focalisation d'un rayonnement IRL
 sur une antenne

D'autres lobes sont présents dans le diagramme de rayonnement, et leurs positions angulaires peuvent être calculées à partir de la détermination des maxima de l'équation du champ:

$$E(\theta) = \sin \theta \left[\frac{\sin(\pi L/\lambda (1 - \cos \theta))}{L \pi/\lambda (1 - \cos \theta)} \right] \quad (\text{éq. II-18})$$

Sur les figures II-14,15, nous avons représenté la fonction $|E(\theta)|$, ainsi que les fonctions :

$\sin \theta$

$$\frac{\sin [\pi L/\lambda (1 - \cos \theta)]}{L \pi/\lambda (1 - \cos \theta)}$$

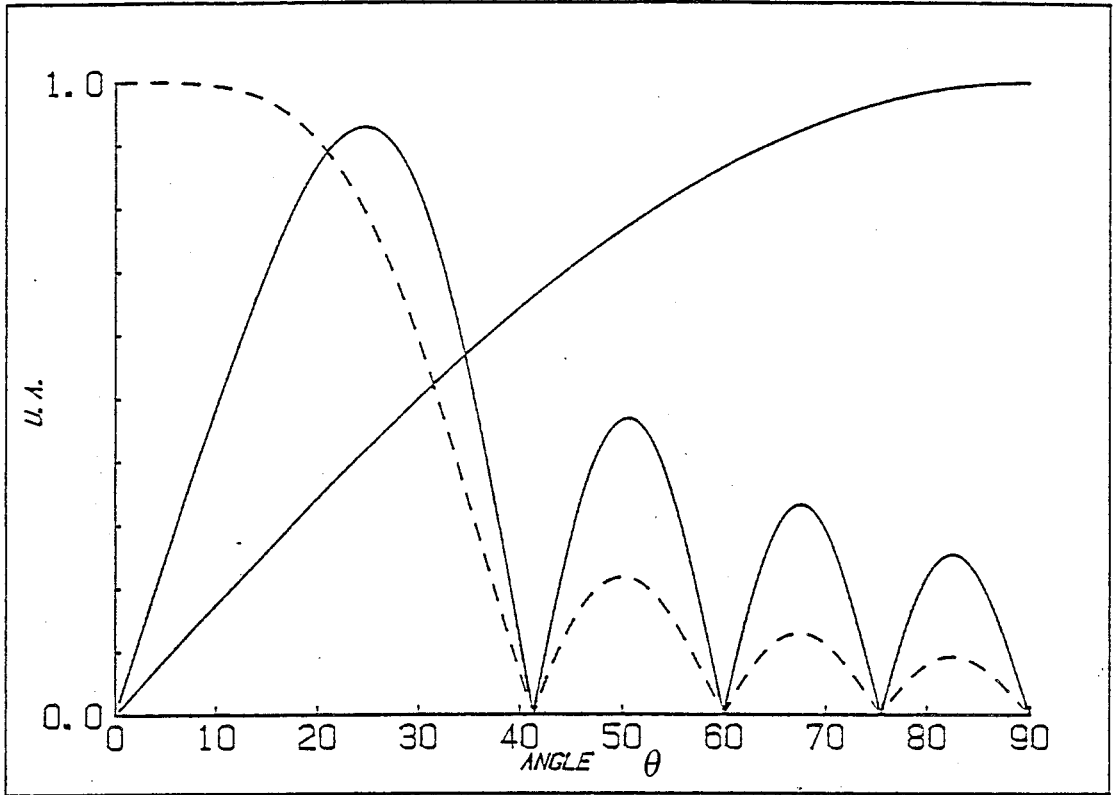


Figure II-14 Diagramme de rayonnement d'une antenne $L/\lambda = 4$ en fonction de l'angle θ

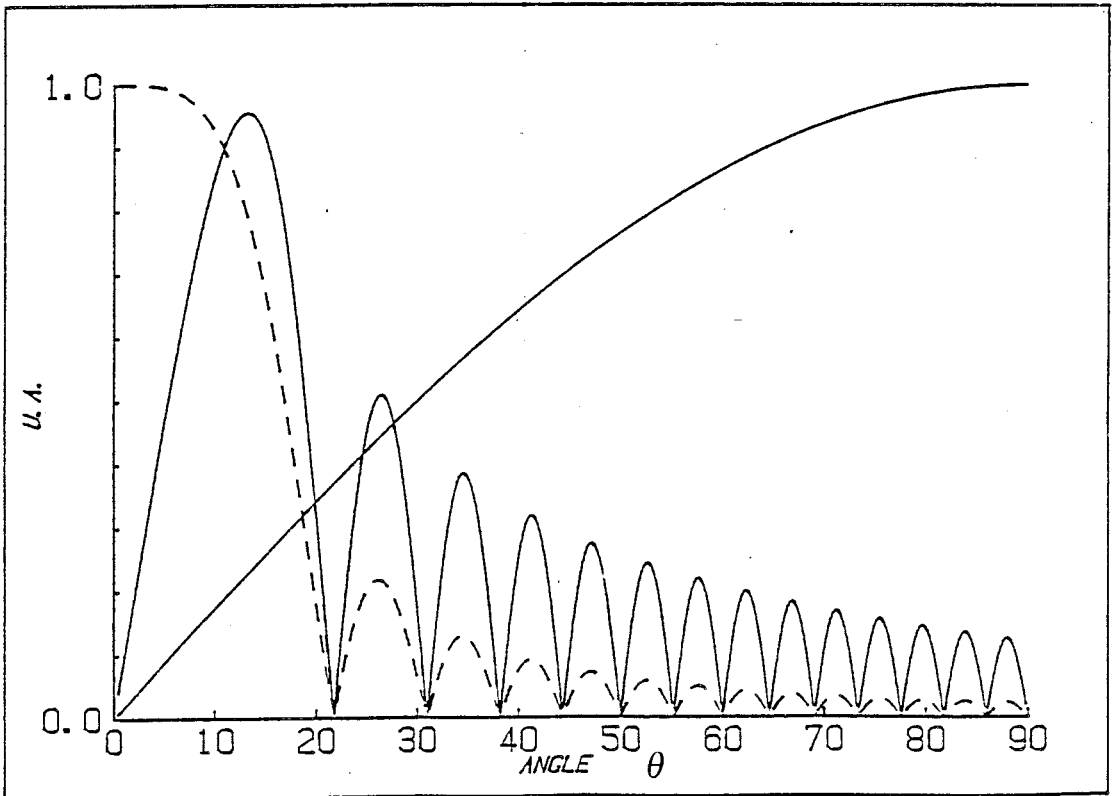


Figure II-15 Diagramme de rayonnement d'une antenne $L/\lambda = 14$ en fonction de l'angle θ



Elles montrent que le nombre de lobes est égal au rapport L/λ . Il en résulte que la largeur du premier lobe diminue lorsque ce rapport augmente. Cette constatation est importante car nous verrons au paragraphe § II-3-b) que le couplage d'un faisceau IRL focalisé sur une antenne est optimal si la largeur angulaire du lobe et du faisceau au point de focalisation sont voisines. Expérimentalement il est difficile de trouver un système de focalisation réalisant cette égalité si la largeur angulaire du lobe devient très petite.

Sur la figure II-16, nous avons représenté la position du premier lobe d'antenne en fonction du rapport L/λ . Une double graduation en abscisse permet, dans le cas d'une antenne 4λ optimisée à $400 \mu\text{m}$, d'obtenir la variation de l'angle θ en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas où le rapport λ/L devient petit (< 0.05), l'angle entre le faisceau et l'antenne est inférieure à 10° et la focalisation s'avère très délicate.

II-3-1-b) Adaptation d'un faisceau IRL à une antenne.

Les matériaux utilisés dans le domaine submillimétrique pour la réalisation de systèmes de focalisation ou de filtres interférentiels doivent posséder un coefficient d'absorption le plus faible possible. Dans le tableau N°6 sont reportés, en fonction de la longueur d'onde, les coefficients d'absorption et les indices des matériaux couramment utilisés dans le domaine IRL. On

utilise généralement le quartz, le téflon ou le TFX

MATERIAUX	λ μm	66	79	84	119	337
	α cm^{-1}	D ₂ O	H ₂ O	D ₂ O	CH ₃ OH	HCN
TEFLON	n	1.41	1.41	1.40	1.35-1.37	1.38
	α	4-5	3.5	3	1.5-1.8	0.76
MYLAR	n	1.47-1.51	1.69-1.75	1.69-1.75	1.71-1.76	
	α	55-75	51-55	46-42	45-40	10
T.P.X	n	1.43	1.43	1.43	1.43	1.43
	α	6.8	6.8	6.2	6.4	0.3
SILICE	n		1.97	1.96	1.96	1.95
	α		23	21-28	12-13	2-2

Tableau N°6

Indices et Coefficients de quelques matériaux utilisés en IRL (30,31,32)

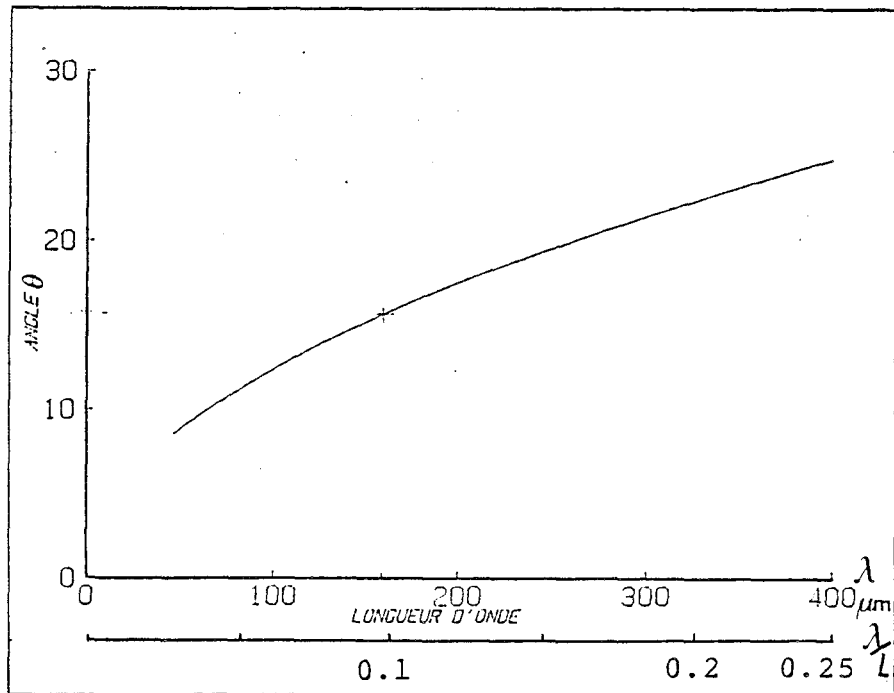


Figure II-16 Position angulaire du premier lobe d'antenne en fonction du rapport λ/L , dans le cas d'une antenne $L=4\lambda$, à $400\mu\text{m}$.

Le système de focalisation que nous utilisons est fonction des paramètres λ et D du faisceau IRL. D représente le diamètre du faisceau IRL au niveau de la lentille. Au point de focalisation, il est proportionnel à la distance focale de la lentille, et est obtenu à l'aide des expressions (Fig II-17):

$$d = 2.44 \lambda f / D \quad (\text{éq. II-19})$$

$$\text{tg} (\Delta \theta_i / 2) = D / 2f \quad (\text{éq. II-20})$$

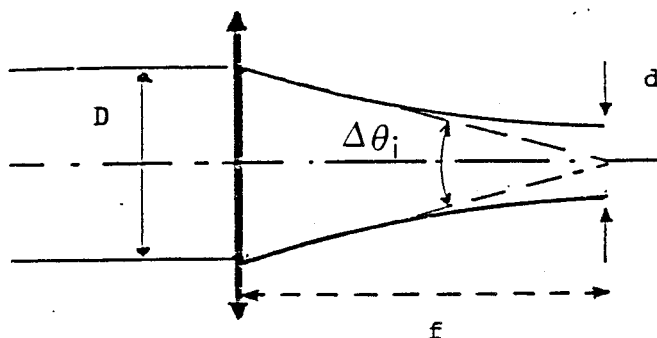


Figure II-17 Focalisation d'un faisceau de diamètre D par une lentille de focale f

Plusieurs auteurs 28,33 ont montré que le coefficient de couplage entre le rayonnement et l'antenne peut être exprimé sous la forme:

$$\gamma_e = \frac{\Delta \Phi_i}{2\pi} \cdot \frac{M_{in}^2 [\Delta \theta_i, \Delta \theta_m]}{\Delta \theta_i \Delta \theta_m} \quad (\text{éq. II-21})$$

où $\Delta \Phi_i$ $\Delta \theta_i$ sont les angles de " focalisation "

$\Delta \theta_m$ est la largeur du premier lobe d'antenne à -3dB

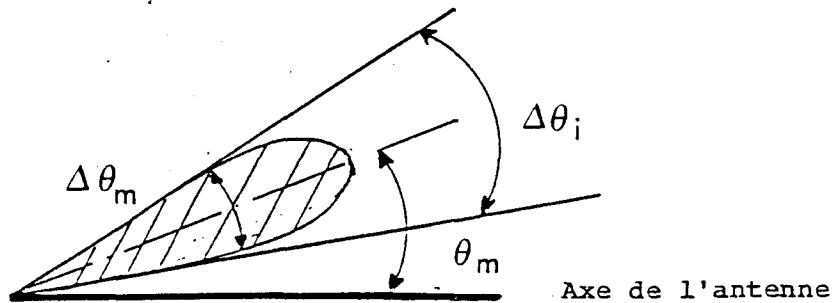


Figure II-18 Notations utilisées pour définir le coefficient γ_e .

Pour optimiser le couplage, il est intéressant de choisir un système de focalisation qui vérifie la relation:

$$\Delta\Phi_i = \Delta\theta_i = \Delta\theta_m \quad (\text{éq. II-22})$$

dans ce cas, le coefficient de couplage est égal à

$$\gamma_e = \Delta\Phi_i / 2\pi$$

A titre d'exemple, dans le cas d'une focalisation conique, on a $\Delta\Phi_i = \Delta\theta_i$. Si le rapport L/λ est égal à 4, nous obtenons un coefficient de couplage de l'ordre de 7%.

L'expression (éq II- 22) permet d'obtenir une valeur approchée de : (en remarquant que $\Delta\theta_m$ est de l'ordre de $0.8 \theta_m$, figure II-15,16)

$$\Delta\theta_i = 0.8 \arccos [1 - 0,371 \lambda/L] \quad (\text{éq. II-23})$$

Avec l'aide de l'équation II-20, nous obtenons une relation entre le système de focalisation et les paramètres de l'antenne :

$$\frac{D}{2f} = \text{tg} (\arccos [1 - 0,371 \lambda/L]) \quad (\text{éq. II-24})$$

Cette courbe est représentée à la figure II-19.

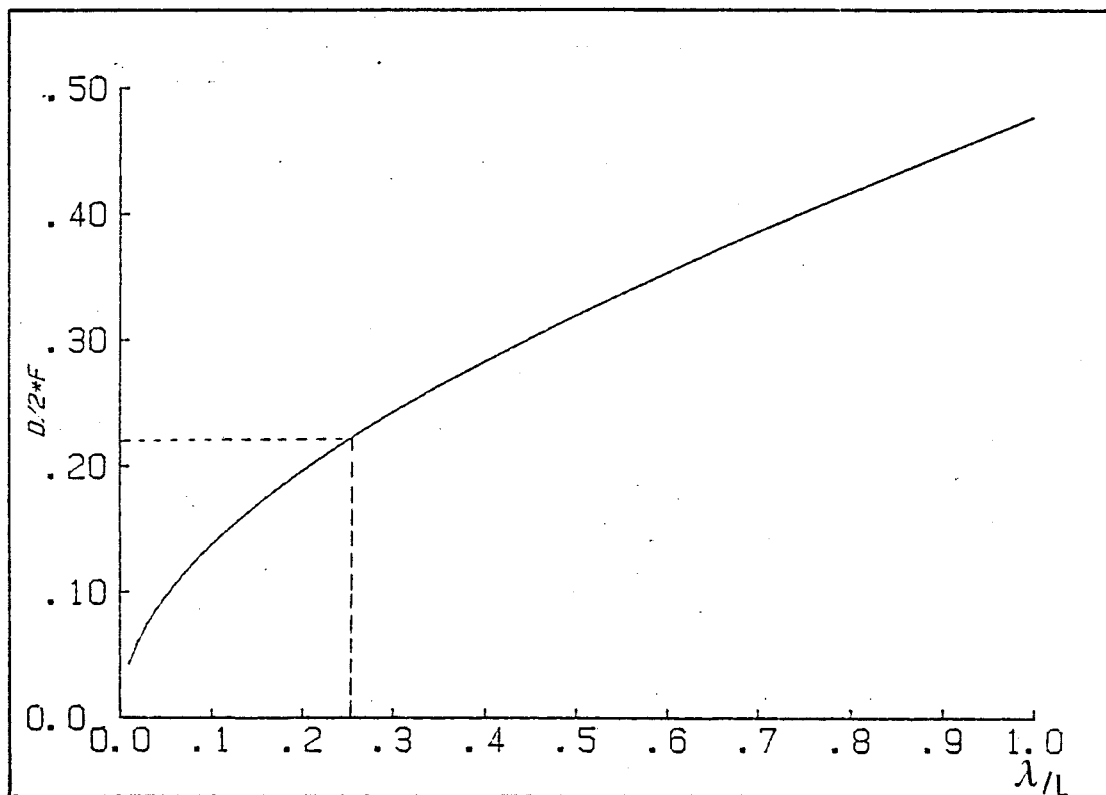


Figure II-19 Condition d'adaptation du système focalisant ($d/2f$) aux paramètres de l'antenne λ/L .

Les lentilles convergentes de distance focale courte sont épaisses et elles provoquent donc souvent une atténuation importante. La mise en place de miroirs sphériques permet de n'atténuer que très faiblement le faisceau focalisé. Cependant, l'angle entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi doit être faible pour rester dans les conditions de stigmatisme approché. Les miroirs ellipsoïdaux, utilisés dans la situation où les faisceaux incidents et réfléchis sont perpendiculaires permettent de résoudre les problèmes d'occultation du faisceau incident par la monture du détecteur. De plus, l'utilisation du miroir est optimale si la source IRL et le détecteur sont placés aux foyers de celui-ci.

II-2-3-c) Association réflecteur-antenne:

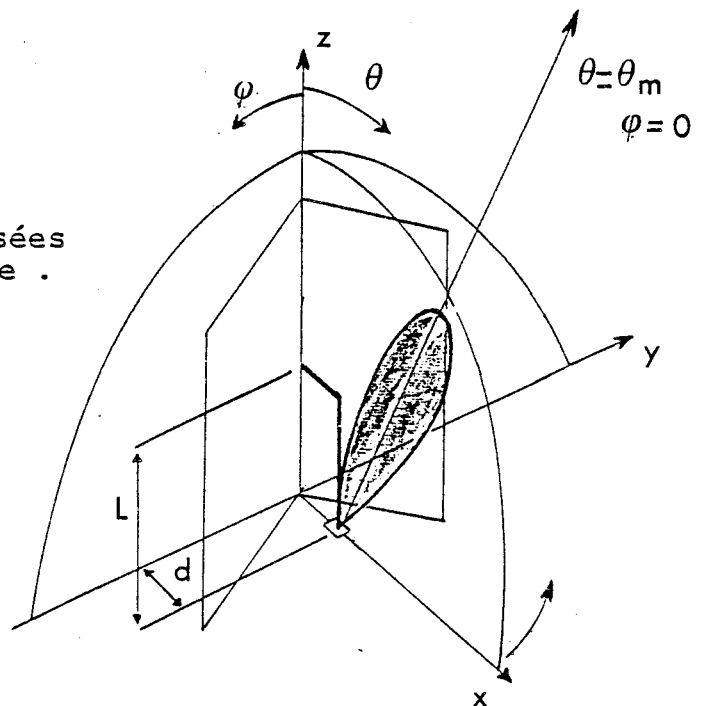
cas du réflecteur en coin.

Plusieurs auteurs (34,35,36) ont envisagé d'associer des réflecteurs à l'antenne afin d'améliorer son coefficient de couplage au rayonnement.

Krautle et al (34,35) ont effectué une étude concernant les réflecteurs cylindriques et en coin de cube. La figure II-20 représente le schéma d'un détecteur en coin de cube. Un nouveau paramètre intervient alors dans le calcul du diagramme d'antenne. Il s'agit de la distance d séparant l'antenne du réflecteur. Dans le domaine microonde, il semble que la distance $d=1.2\lambda$ donne les meilleurs résultats expérimentaux. Krautle et al ont montré que le champ électrique total s'exprime maintenant en fonction de deux paramètres θ, φ :

Figure II-20

Système de coordonnées utilisées dans le cas d'un coin de cube .



$$E(\theta, \varphi) = E(\theta) \cdot A(\theta, \varphi) \quad (\text{éq. II-25})$$

$$A(\theta, \varphi) = \cos | 2\pi (d/\lambda) \sin \theta \cos \varphi | - \cos | 2\pi (d/\lambda) \sin \theta \sin \varphi |$$

- d distance antenne arrête du coin de cube
- θ position angulaire du premier lobe d'antenne dans le plan zOx
- φ position angulaire dans le plan zOy

Les quantités θ et φ ont la même signification que précédemment.

La figure II-21 montre la variation de $E(\theta, \varphi)$ en fonction de

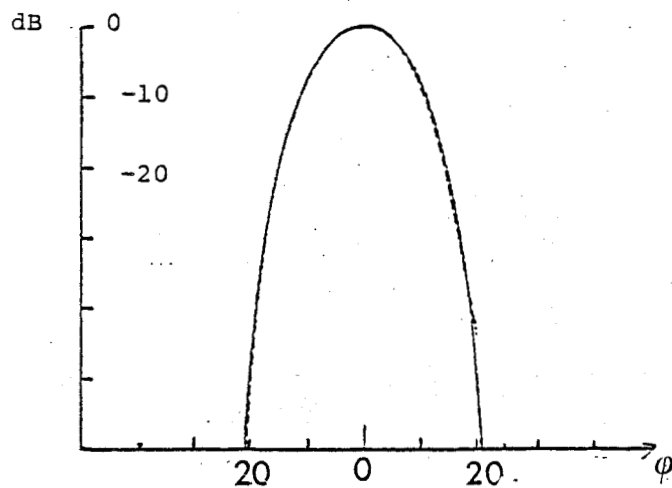


Figure II-21 Variation du champ E en fonction de l'angle Φ dans le plan défini par $\theta = \theta_m$

L'utilisation d'un réflecteur en coin de cube permet, selon la théorie des images, de multiplier le "nombre d'antennes". Notre système est donc équivalent à un dispositif à quatre antennes, comme l'indique la figure

II-23 . L'antenne A donne 3 images B,C,et D.

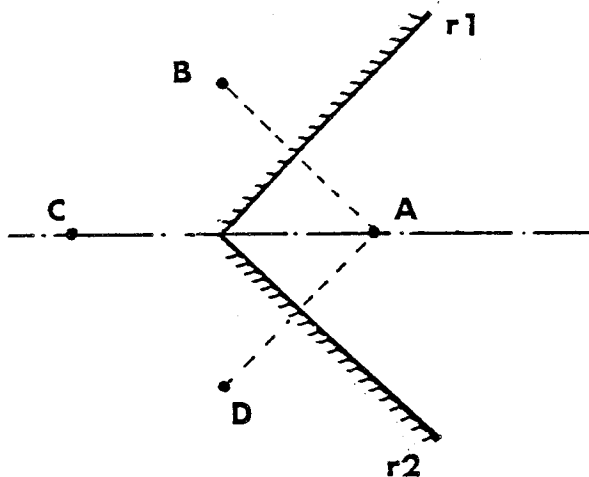


Figure II-22

Association de 2 réflecteurs
r1 et r2 à l'antenne A

Un troisième réflecteur jouant le rôle d'un plan de masse donne les images A',B',C',D' des antennes A,B,C,D (Fig II-14)

La théorie des antennes (37) permet d'estimer à +17 dB le gain d'un système trièdre par rapport à un dispositif à antenne unique sans réflecteur.

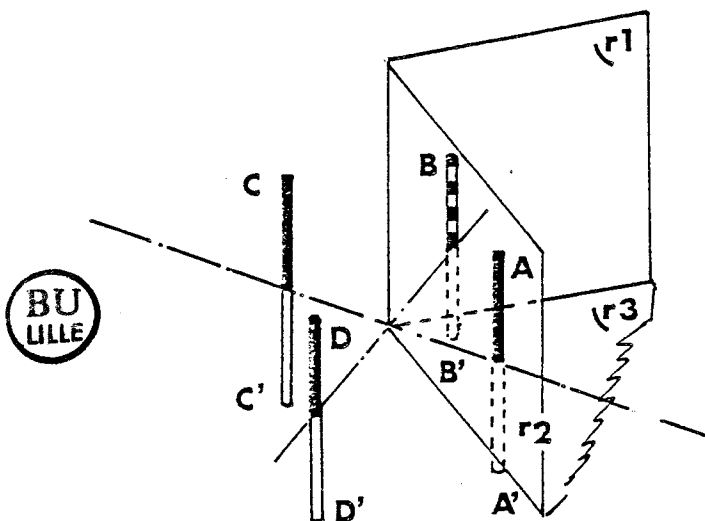


Figure II-23

Association d'un réflecteur de base r3 au dispositif précédent.

D'autres types d'antennes sont actuellement expérimentées. Il s'agit de rideaux d'antennes (association d'antennes dans un même plan) étudiés par Kreisler et son équipe (28,60), ou d'antennes intégrées à une structure planar (38,39). On peut citer à ce sujet le travail au laboratoire par B. Delacressonière sur les jonctions MIM intégrées (40).

Les figures II-24 a et b montrent le " diagramme de réception " du détecteur Millitech en repérant les angles à l'aide d'une platine de rotation Microcontrôle. Ces diagrammes correspondent respectivement à la détection d'une émission à 118 μm de l'alcool méthylique et à 400 μm de l'acide formique. Lorsque le rapport L/λ est égal à 4 pour $\lambda = 400 \mu\text{m}$, le détecteur est relativement bien adapté. Par contre, avec $L/\lambda = 14$ ($\lambda = 118 \mu\text{m}$), la situation est nettement moins favorable. Dans les deux cas, le faisceau est focalisé sur l'antenne à l'aide d'un miroir ellipsoïdal.

II-3-2 Couplage du rayonnement RF à la diode Schottky.

La génération du rayonnement accordable nécessite l'utilisation de deux sources de rayonnement qui sont dans notre dispositif expérimental:

- un laser IRL
- une source RF accordable

La présence d'un filtre passe-bande 2-4 GHz sur l'un des détecteurs/mélangeurs impose le choix d'une source microonde dans ce domaine spectral.

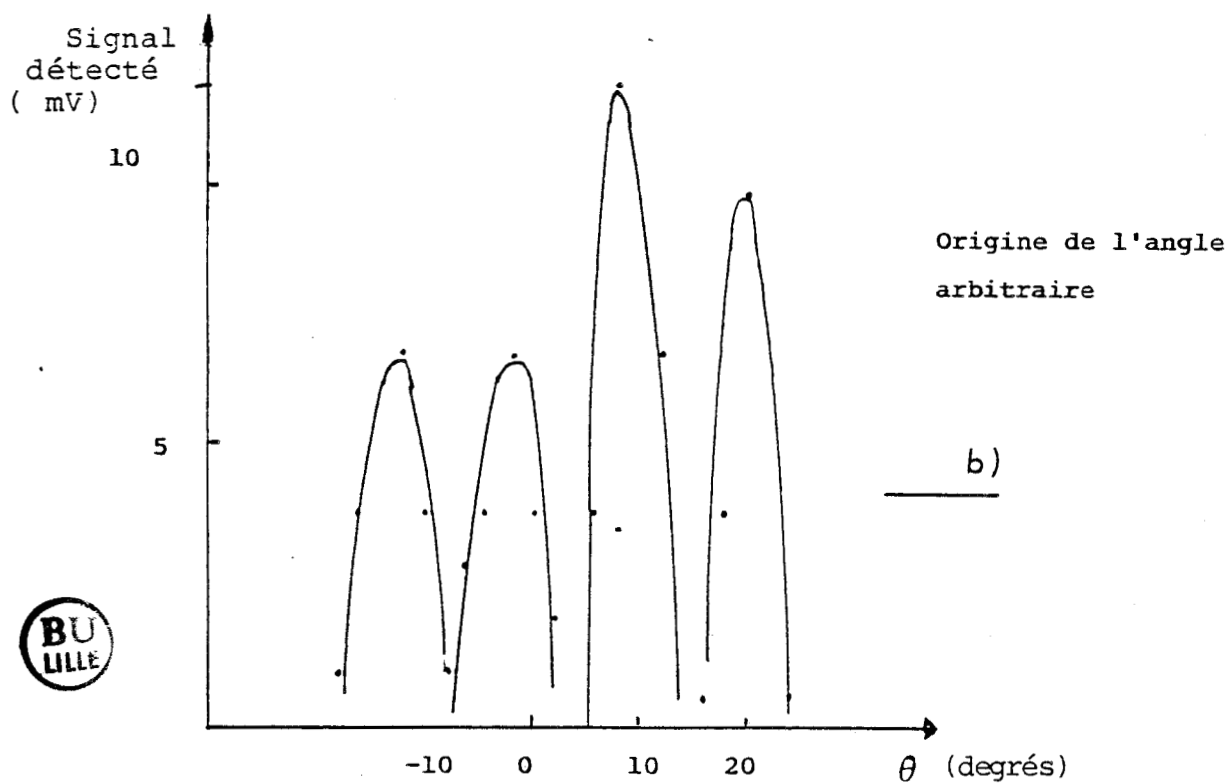
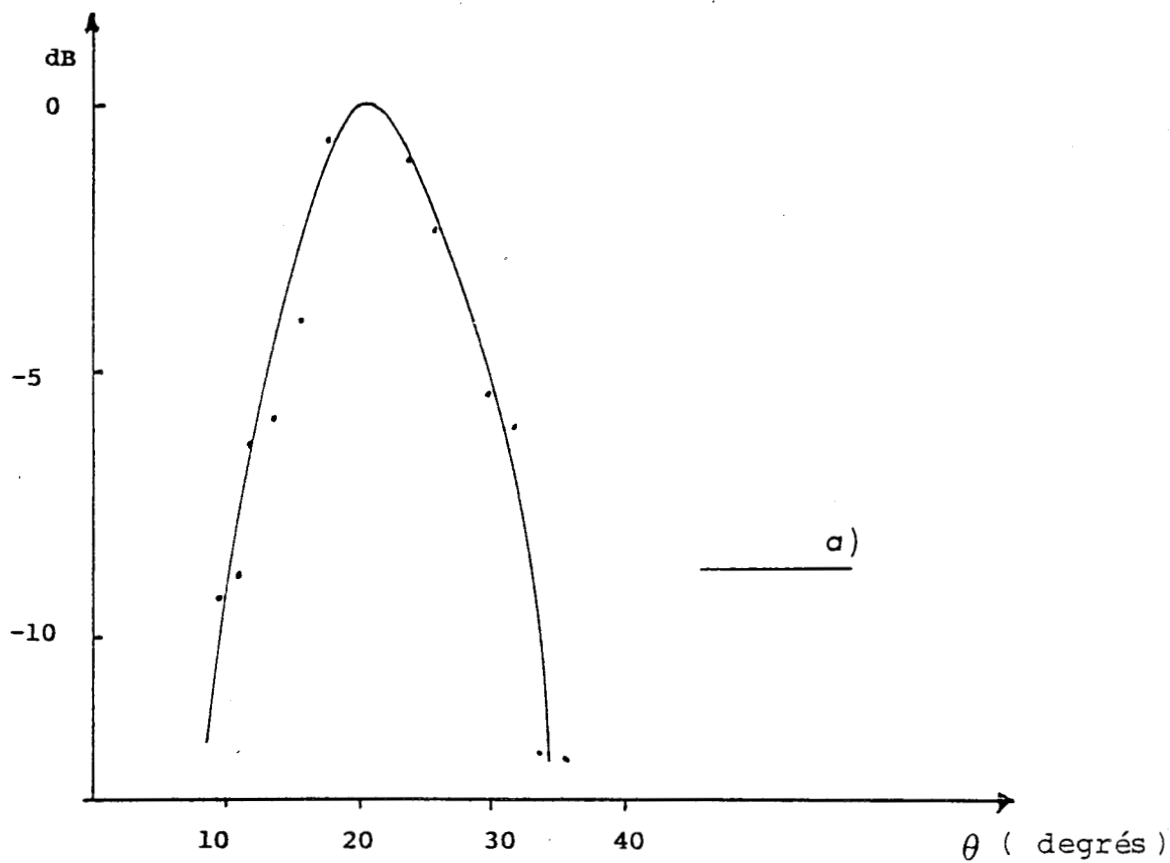


Figure II-24 Diagramme de réception du détecteur Millitech relevé

- a) à $400 \mu\text{m}$ (Emission de l'acide formique)
- b) à $118 \mu\text{m}$ (Emission de l'alcool méthylique)

Les rayonnements IRL et RF sont couplés au détecteur/mélangeur Farran pour constituer une source accordable en fréquence.

II-3-2-a) L'oscillateur YIG.

Les cristaux de YIG (Grenat d'Yttrium-Fer) sont généralement utilisés en hyperfréquences, où de petites sphères de YIG servent souvent d'éléments résonnants dans les filtres et oscillateurs hyperfréquences.

La fréquence de résonance d'une telle sphère est proportionnelle au champ magnétique appliqué. L'oscillateur YIG peut donc être assimilé à un convertisseur linéaire courant-fréquence. La figure II-25 correspond au schéma de principe de cet oscillateur.

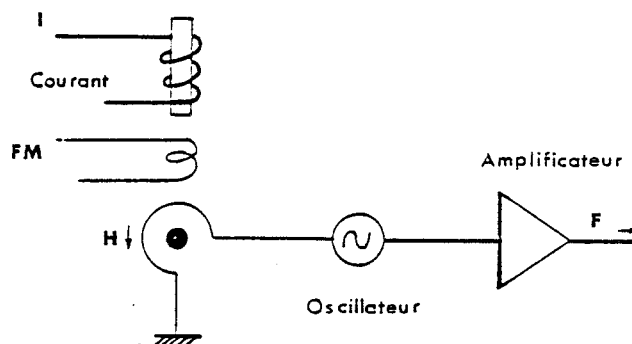


Figure II-25 Schéma d'un oscillateur à YIG

A chaque valeur du courant I injecté dans la bobine correspondent une valeur H du champ magnétique et une fréquence de résonance de la source YIG proportionnelle à H .

L'utilisation d'une bobine secondaire (FM) permet une

modulation rapide en fréquence de l'oscillateur.

La commande en fréquence de nos sources YIG (gamme 2-4 GHz) est réalisée simplement à l'aide d'un générateur 0-10 Volt, et d'un convertisseur tension-courant. La fréquence RF peut être évaluée avec une précision de 10 MHz à partir de la mesure de la tension appliquée.

Sur le domaine 2-4 GHz, la puissance RF de sortie disponible pour l'oscillateur YIG que nous avons utilisé est de l'ordre de +20dBm (100 mW), avec des variations de puissance inférieures à 1 dBm (Fig II-27a).

Cette puissance est trop importante pour alimenter directement nos détecteurs/mélangeurs (puissance maximale: +7 dBm). Plusieurs éléments ont été associés au générateur RF, en particulier des coupleurs à -20 et -10 dB. Le schéma II-26 représente le synoptique de cette réalisation. Le premier coupleur permet de prélever 1% de la puissance RF nécessaire à la mesure de fréquence ou à la stabilisation de l'oscillateur qui sera discutée au chapitre III. Le second est associé à une diode de détection (Radial 451/539) pour la régulation de niveau. En effet, pour limiter la puissance d'entrée de la diode à +7 dBm quelque soit la fréquence, plusieurs atténuations sont possibles: soit fixes, soit réglables par bonds ou continu. Nous avons préféré utiliser un atténuateur à diode PIN, commandé électriquement par la variation de l'intensité d'un courant. Ce courant est obtenu par comparaison d'un signal de consigne et du signal de sortie de la diode de détection

mentionnée ci-dessus. L'atténuation atteint 2 à 3 dB pour un courant de 250 μ A avec l'atténuateur 0204-20 Giga-module que nous utilisons. Il sert au nivelage de la puissance RF, très utile lors d'un balayage en fréquence de la source.

A l'extérieur du générateur RF, un circulateur Trak Microwave permet de mesurer la puissance réfléchie par le circuit d'utilisation et donc de vérifier l'adaptation de la ligne coaxiale reliant la source au détecteur/mélangeur Farran.

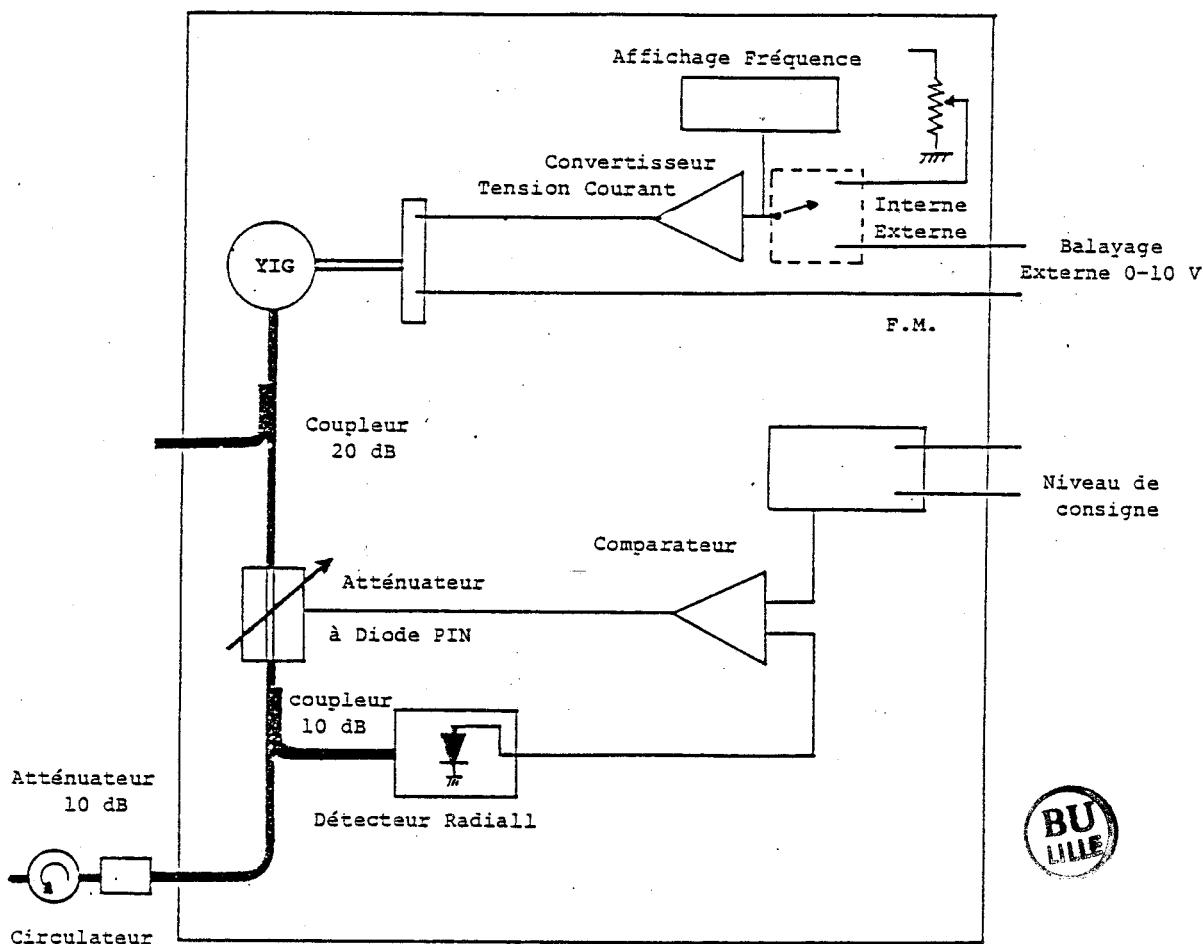


Figure II-26 Synoptique du générateur 2-4 GHz réalisé.

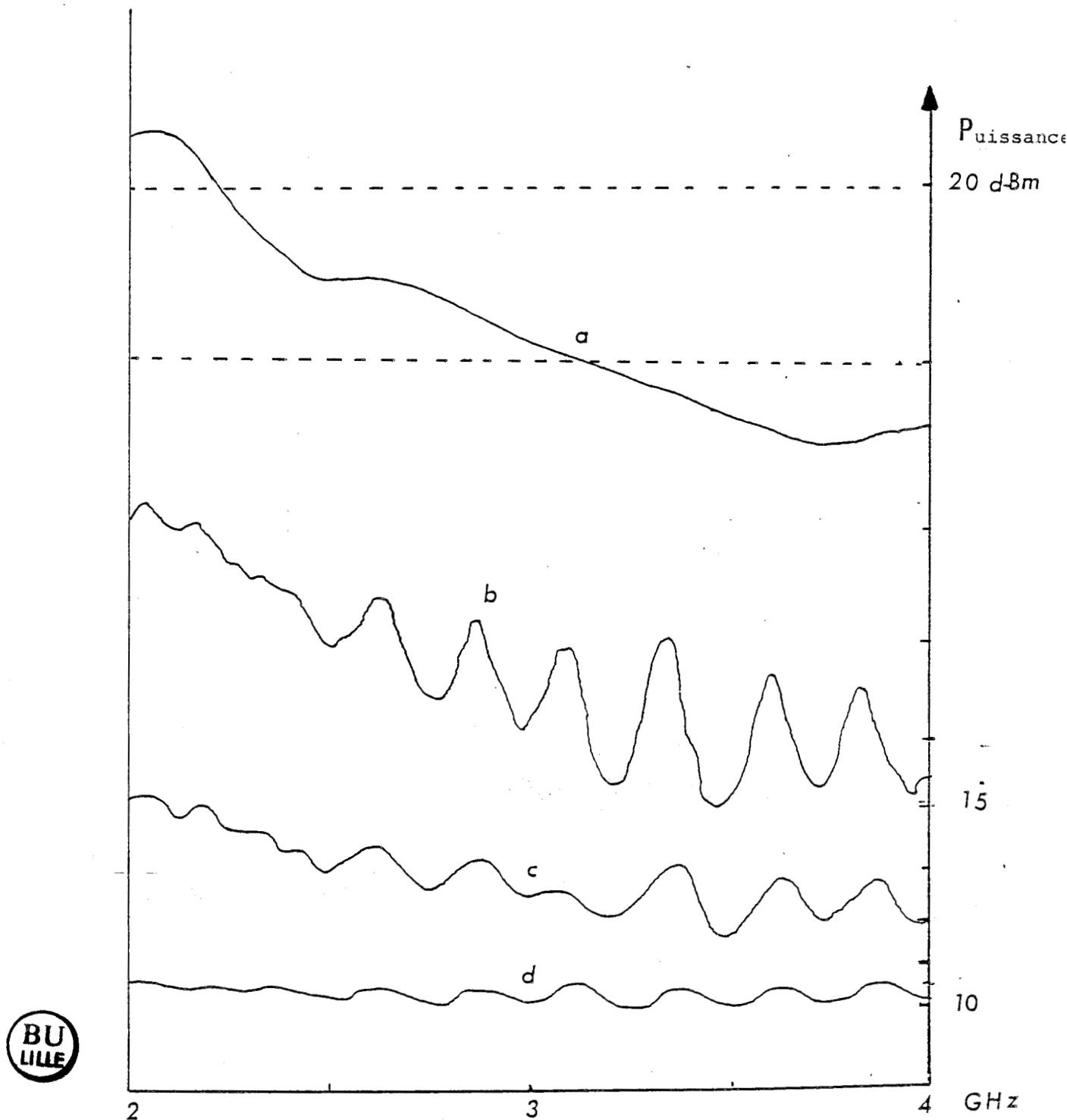


Figure II-27 Puissance RF obtenue sur le domaine 2-4 GHz

- a) Source YIG seule
- b) puissance mesurée dans les conditions d'utilisation, avec un câble de 1 m de long, et un courant d'atténuation nul.
- c) avec un courant $i=250 \mu\text{A}$
- d) avec un courant $i=860 \mu\text{A}$

Le générateur que nous avons réalisé permet:

- un fonctionnement soit en point "fixe", soit avec une légère modulation en dent de scie de la fréquence (excursion de 40 Mhz).
- une préconduite extérieure par une rampe de tension 0-10 V.
- une modulation en créneau de la puissance de sortie jusqu'à 1 MHz.

Sur les figures II-27 , nous avons représenté la puissance RF délivrée par la source YIG sur le domaine spectral 2-4 GHz suivant différentes configurations d'atténuation (c et d). Les mesures de puissances ont été réalisées à l'aide du mesureur ORTEL .

La courbe a) correspond à la puissance disponible à la sortie de l'oscillateur. Les courbes b),c),et d) ont été réalisées avec une ligne de mesure complète, incluant les deux coupleurs, l'atténuateur à diode PIN et différents raccords. On remarque des oscillations (TOS) à certaines fréquences. L'une des solutions, pour réduire le TOS est d'insérer des isolateurs entre les différents éléments de la ligne.

II-3-2-b) Dispositif de couplage.

Le couplage de la puissance RF à la diode Schottky est réalisé à l'aide d'un Té de Polarisation, constitué d'une self de choc et d'un condensateur. Le Té de polarisation Radial 443/533 permet d'injecter simultanément le signal RF et le courant continu de polarisation sur la ligne HF.

CHAPITRE III

Détection de Rayonnements Accordables

Essais et résultats

CHAPITRE III

DETECTION DE RAYONNEMENTS ACCORDABLES

ESSAIS ET RESULTATS

III-1 Dispositif général

III-2 Etude et réalisation du duplexeur

III-2-1 Principe de fonctionnement du duplexeur

III-2-2 Description du duplexeur

III-2-3 Choix des lames séparatrices

III-2-4 Utilisation du duplexeur pour
la séparation des faisceaux

III-2-5 Résultats expérimentaux

III-3 Détection de bandes latérales

III-3-1 Principe de la détection

III-3-2 Description du dispositif

III-3-3 Mise au point et essai du dispositif

a) Optimisation des courants de polarisation
des diodes

b) Mise en évidence du rayonnement B.L.

III-4 Application spectroscopique

III-4-1 Description du spectromètre

III-4-2 Mise en évidence d'une raie d'absorption
de l'acide formique

Ce dernier chapitre sera consacré à la mise en évidence du rayonnement accordable.

Après une présentation du dispositif général, nous nous intéresserons à l'étude et à la réalisation d'un duplexeur optique nécessaire à la séparation des rayonnements émis par la diode modulante.

Le troisième point abordé concernera la description du détecteur superhétérodyne.

Enfin, nous illustrerons les possibilités d'utilisation spectroscopique du dispositif par la mise en évidence de raies d'absorption de l'acide formique vers 700 GHz.

III-1 Description du dispositif général

La figure III-1 représente l'ensemble du dispositif réalisé en vue d'une utilisation spectroscopique de la source accordable décrite dans les deux chapitres précédents. Ce dispositif se compose de la source constituée du détecteur/mélangeur Farran (diode émettrice) associé au laser infrarouge lointain et à la source radiofréquence, d'une cellule d'absorption contenant le gaz à étudier et du détecteur Millitech (diode détectrice). Un duplexeur optique sépare le rayonnement réémis par la diode Schottky de celui provenant du laser submillimétrique.

Dans le chapitre précédent, nous avons rappelé que, lors du mélange du rayonnement issu du laser infrarouge lointain avec celui de la source radiofréquence, il y avait génération de plusieurs composantes, en particulier aux fréquences $\nu_{BL} = \nu_{Las} \pm \nu_{RF}$. Ces différents rayonnements sont réémis par la diode dans une direction très voisine de celle du faisceau IRL incident. Il s'avère donc nécessaire de séparer le rayonnement réémis du rayonnement incident. Cette fonction est assurée par le duplexeur.

Nous envisageons une détection superhétérodyne du type de celle conçue par l'équipe de Fetterman (4,41,42), et non une détection vidéo à l'aide d'un bolomètre utilisée par l'équipe de Dymanus (3,43,44) et encore actuellement par celle de Pickett (5), en effectuant le mélange sur la diode détectrice des différents rayonnements émis par la

diode modulatrice. On obtient alors un signal à la fréquence $|\nu_{BL} - \nu_{Las}|$, c'est à dire à la fréquence du générateur accordable. Après amplification de ce signal, un nouveau changement de fréquence permet d'obtenir un signal à 30 MHz qui peut être amplifié et détecté aisément.

Le principe de cette détection sera développé dans la seconde partie de ce chapitre, après une description et une étude du duplexeur réalisé pour la séparation des faisceaux incidents et réémis.

III-2 Etude et réalisation du duplexeur.

L'une des premières versions de duplexeur dans l'IRL a été réalisée par Erickson (1977) (45).

Payne et Wordeman (46) employèrent un duplexeur du même type pour mélanger sur une diode le rayonnement issu d'un télescope avec celui d'un laser submillimétrique ou d'un klystron.

Le duplexeur peut aussi être utilisé comme filtre pour séparer deux rayonnements de fréquences différentes. Il se comporte alors comme un interféromètre à division d'amplitude.

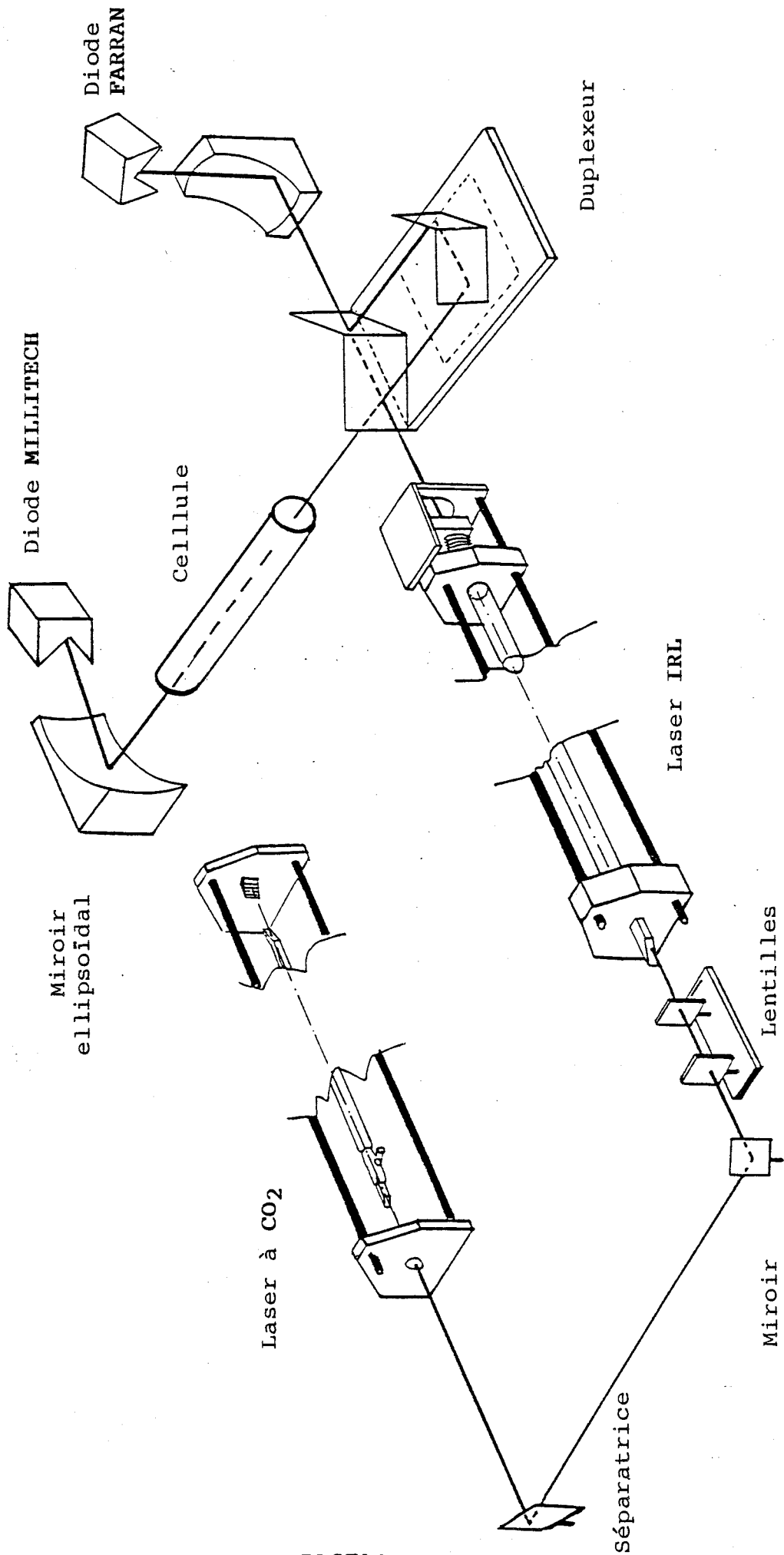


Figure III-1 Vue d'ensemble du dispositif



III-2-1 Principe de fonctionnement du duplexeur.

Le duplexeur se présente sous la forme d'un dispositif à quatre voies d'entrée-sortie, comme l'indique le schéma III-2.

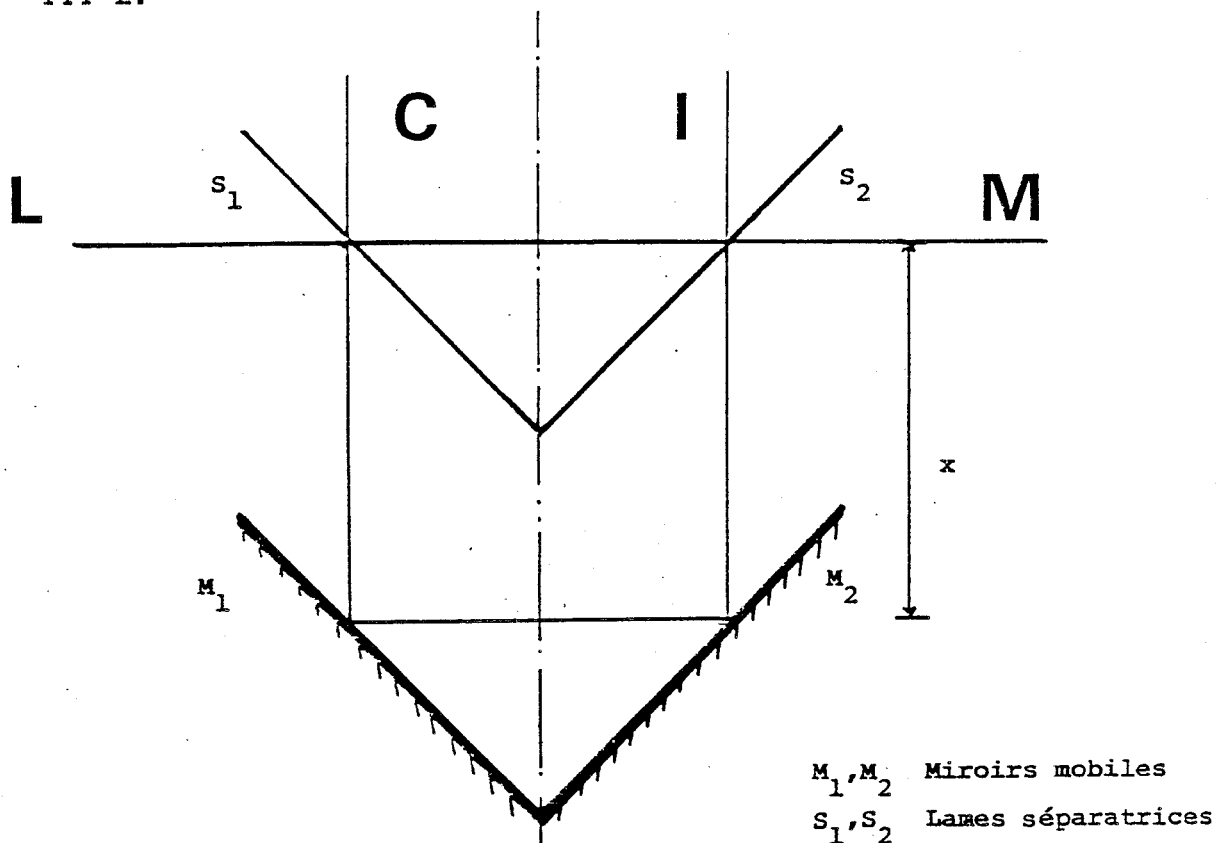


Figure III-2 Représentation schématique du duplexeur.

L (laser) , M (mélangeur à diode Schottky) ,
C (cellule), I (inutilisée ou contrôle)



Il peut être considéré comme un élément symétrique, dans le cas où les lames séparatrices sont de même nature.

Nous allons maintenant décrire le principe de fonctionnement de ce duplexeur en étudiant par exemple la

transmission du faisceau laser de l'entrée L vers la sortie M (47). Ce faisceau est partiellement réfléchi et transmis par la première séparatrice. Chaque faisceau effectue un trajet différent: le premier se dirige directement vers la seconde séparatrice, tandis que l'autre se réfléchit successivement sur les deux miroirs métalliques avant d'atteindre cette séparatrice. La différence des chemins optiques vaut $\Delta = 2.x$ où x représente la distance entre la séparatrice et les miroirs. Après recombinaison sur la seconde lame séparatrice, une partie du faisceau est dirigée vers la sortie M (mélangeur), l'autre vers la sortie I (inutilisée ou contrôle). Tout faisceau entrant par la voie M est partiellement transmis à la fois vers la voie L et vers la voie C (cellule), le rapport des puissances étant fonction de la différence de marche Δ .

Les conditions idéales d'utilisation correspondent à une transmission simultanée

- du rayonnement IRL de la voie L vers la voie M.
- du rayonnement accordable (B.L.) de la voie M vers la voie C.

Si ces conditions sont réalisées, la puissance du laser IRL est dirigée en totalité sur le mélangeur et le rayonnement réémis est totalement séparé du rayonnement incident.

A partir des approximations suivantes:

- Les lames séparatrices n'introduisent pas de pertes.

- La diffraction est négligeable.

- L'épaisseur de la lame séparatrice est négligeable

nous pouvons exprimer le rapport de l'amplitude de l'onde transmise à l'amplitude de l'onde incidente A_{L-M} de la voie L vers la voie M) et A_{L-I} sous la forme:

$$\begin{aligned} A_{L-M} &= t \times t - (re^{j2\pi x/\lambda})(re^{j2\pi x/\lambda}) \\ &= t^2 - r^2 e^{j2\pi \Delta/\lambda} \end{aligned} \quad (\text{éq. III-1})$$

$$\begin{aligned} A_{L-I} &= rt - rt e^{j2\pi \Delta/\lambda} \\ &= rt [1 - e^{j2\pi \Delta/\lambda}] \end{aligned} \quad (\text{éq. III-2})$$

avec

r : coefficient de reflexion en amplitude

t : coefficient de transmission en amplitude

Δ : différence de marche totale

La conservation de l'énergie permet d'établir la relation suivante entre r et t

$$|r|^2 + |t|^2 = 1$$

Dans les expressions précédentes, nous n'avons pas tenu compte de la différence de phase de $\pi/2$ entre les faisceaux transmis et réfléchis par une lame séparatrice. En fait, le faisceau réfléchi subit deux réflexions et se retrouve donc en opposition de phase avec le faisceau

directement transmis.

Le rapport de la puissance transmise à la puissance incidente s'obtient en exprimant le carré du module de A :

$$P_{L-M} = 1 - 2R(1-R)(1 + \cos 2\pi\Delta/\lambda) \quad (\text{éq. III-3})$$

$$P_{L-I} = 2R(1-R)(1 + \cos 2\pi\Delta/\lambda) \quad (\text{éq. III-4})$$

avec $R = |r|^2$

P_{L-M} rapport de la puissance transmise de l'entrée L vers la voie M

La relation:

$$P_{M-C} = P_{L-I}$$

peut se déduire aisément des propriétés de symétrie du duplexeur.

P_{L-M} est maximum lorsque:

$$\cos 2\pi\Delta/\lambda = -1 \quad (\text{éq. III-5})$$

$$x = \frac{\lambda}{2} [2k + 1]$$

P_{M-C} est maximum lorsque:

$$\cos 2\pi\Delta/\lambda = +1 \quad (\text{éq. III-6})$$

$$x = k\lambda/2$$

Dans ce cas, la transmission de M vers C est égale à

$$P_{M-C} = 4 \cdot R \cdot (1 - R)$$

Elle est maximale pour $R=0.5$

$$P_{M-C} = 1$$

Les valeurs de P_{L-M} et de R relevées expérimentalement sont de :

	P_{L-M} / P_{L-I}	R
400 m	0.67	0.22
100 m	0.95	0.40

Mesure réalisée avec une feuille de mylar, épaisseur 50 μm .

Nous montrerons par la suite que la différence entre les valeurs des coefficients de réflexion peut s'expliquer par un mauvais choix de l'épaisseur des lames séparatrices et aussi par la polarisation du rayonnement IRL.

Le tableau N°7 donne quelques valeurs des puissances maximales et minimales transmises de M vers L et de M vers C en fonction du coefficient de réflexion R de la lame séparatrice.

R	$P_{M-C}=P_{L-I}$	P_{L-M}
0.1	0.64	0.36
0.2	0.36	0.64
0.3	0.16	0.84
0.4	0.04	0.96
0.45	0.01	0.99
0.50	0.00	1.00

Tableau N°7 Influence du coefficient R de réflexion de la lame séparatrice sur les puissances transmises simultanément dans les voies du duplexeur (47)

Le modèle que nous venons de présenter correspond au cas idéal où le coefficient de transmission est égal à 0.5 et où les pertes sont négligées. En réalité, nous devons tenir compte des réflexions multiples au niveau des lames séparatrices et de la divergence du faisceau qui a pour conséquence le non recouvrement des fronts d'onde lors de la recombinaison des faisceaux sur la seconde lame séparatrice. En effet, lorsque la valeur de Δ se rapproche du maximum permis ($\Delta = 24\text{cm}$), le dispositif introduit une atténuation du signal. Erickson (45) estime que la différence de marche maximale doit être très petite devant $2\pi\omega_0^2/\lambda$ pour que les faisceaux puissent interférer après recombinaison sur la deuxième séparatrice. Dans le cas de faisceaux gaussiens, et pour un coefficient de transmission égal à 0.5, la transmission de puissance peut être exprimée sous la forme (45):

$$T = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \Delta}{2\pi \omega_0^2} \right)^2}} \right] \quad (\text{éq. III-7})$$

La figure III-3 représente l'atténuation provoquée par le duplexeur en fonction de la demi-différence de marche. En trait plein, nous avons représenté la fonction théorique T en prenant comme paramètres

$$\omega_0 = 0.7 \text{ cm}$$

$$\lambda = 400 \mu\text{m}$$

L'enregistrement a été réalisé au niveau de la voie I

du duplexeur à l'aide d'un détecteur pyroélectrique.

L'atténuation correspond à l'enveloppe de la courbe. Les oscillations ont pour période $\Delta = \lambda/2$. L'amplitude du signal est inférieure à l'amplitude théorique qui correspond au cas idéal où le coefficient de transmission est égal à 0.5. Dans le cas d'un rayonnement à $400\mu\text{m}$, nous avons vu expérimentalement qu'il était de 0.22.

III-2-2 Description du duplexeur.

Les photographies III-3 et III-4 montrent le duplexeur, entièrement réalisé dans notre laboratoire.

Il se compose de deux lames séparatrices, perpendiculaires entre elles, et de deux miroirs plans mobiles.

Les miroirs de diamètre 80 mm sont réalisés en laiton poli. Installés sur des supports à cardan, ils sont translatables simultanément à l'aide d'une platine de translation de course réduite. Celle-ci est associée à une table de translation utilisée pour des déplacements rapides ou importants. Cette table, construite dans notre laboratoire à l'aide de chemins de roulements de type "cage à aiguilles INA/FF2025" est motorisable. Le déplacement total peut atteindre 8 cm et la différence de marche maximale est alors de 24 cm. Cette table est munie d'une butée de blocage permettant de réduire les instabilités du dispositif lorsqu'elle n'est pas utilisée.

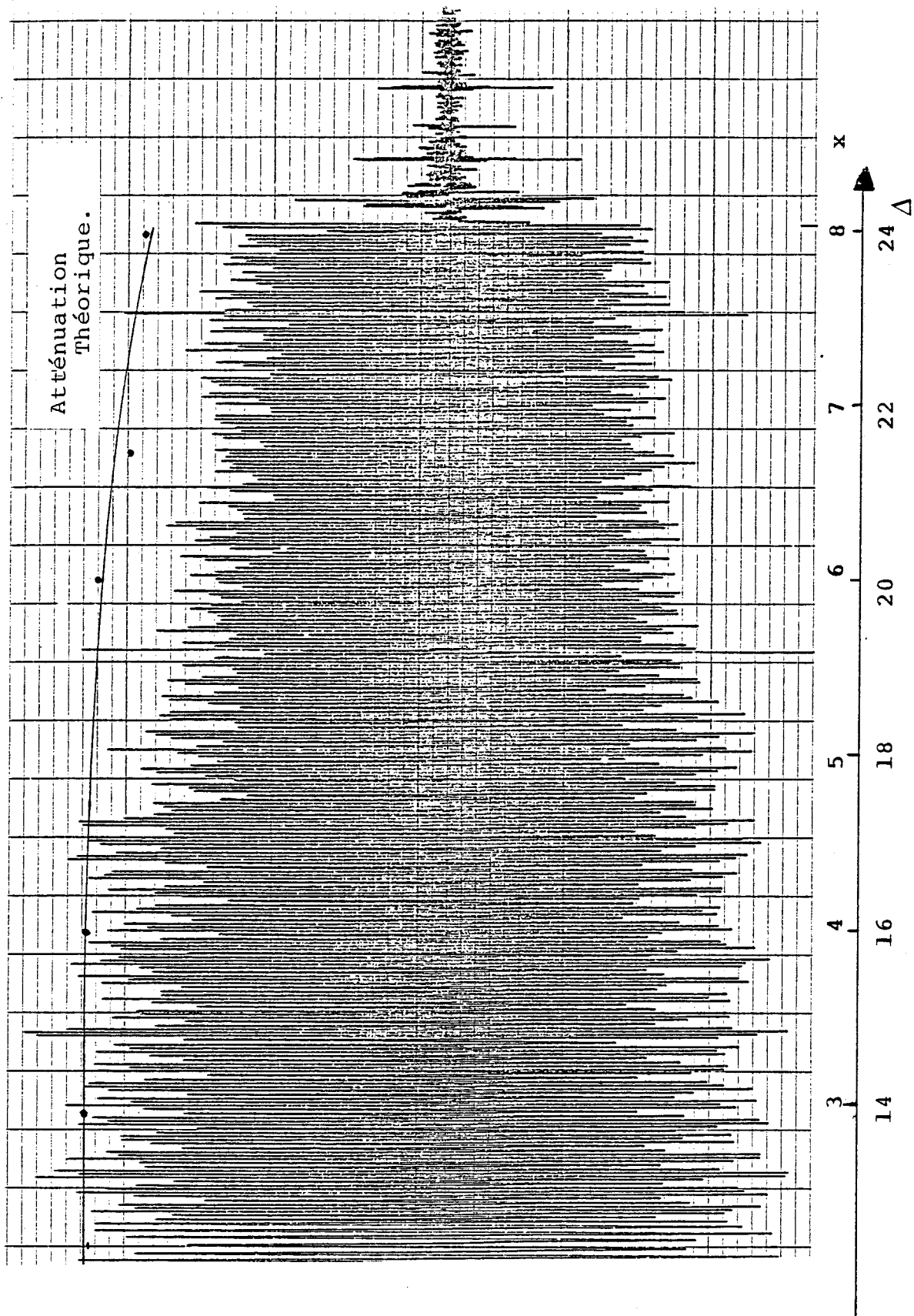


Figure III-3 Atténuation du signal transmis par le duplexeur en fonction de la différence de marche .

Les lames séparatrices sont des feuilles de mylar, tendues sur un anneau en laiton par un dispositif semblable à une bride "pneurop" munie de son anneau de centrage et utilisée en technique du vide. La figure III-5 montre le schéma de ce dispositif. Les séparatrices ont un diamètre de 10 cm pour éviter d'occulter une partie du faisceau IRL en raison de leur inclinaison et de l'épaisseur de la monture.

L'alignement des miroirs du duplexeur est une opération très importante. Elle est réalisée à l'aide d'un laser He-Ne en observant les figures d'interférences entre les faisceaux transmis et réfléchis.

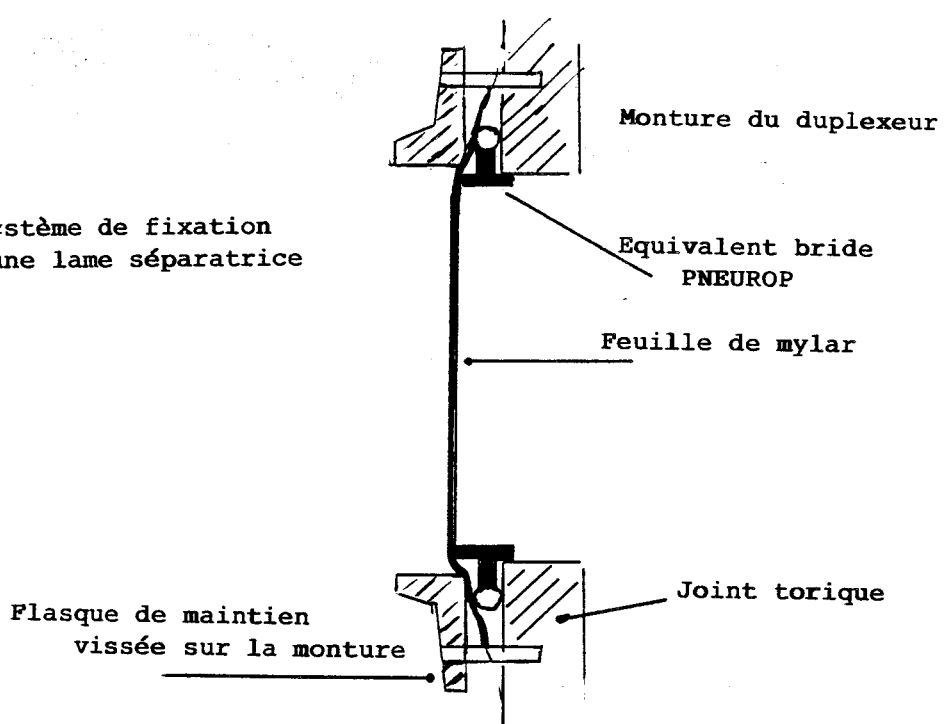
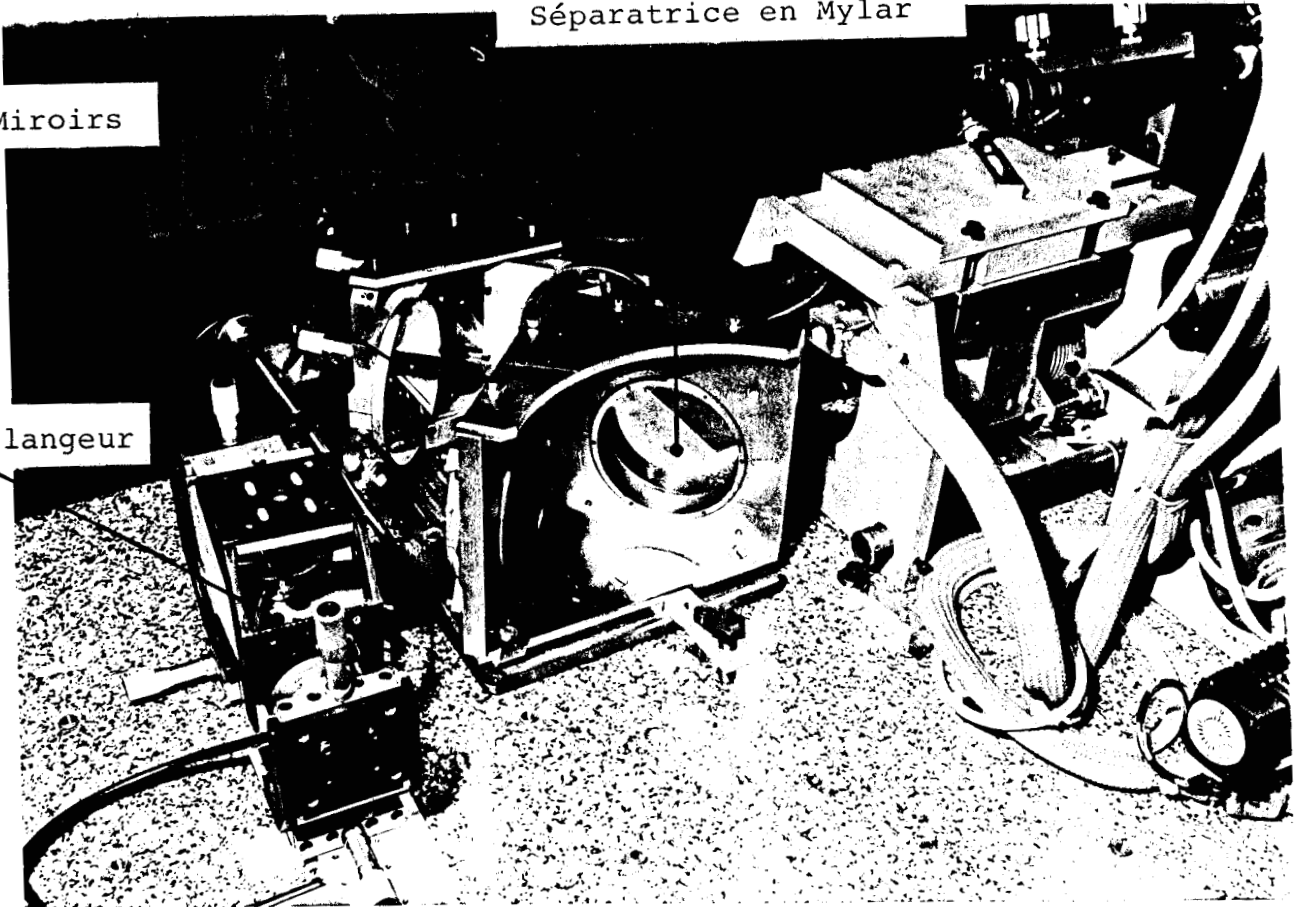


Figure III-5 Système de fixation d'une lame séparatrice

Séparatrice en Mylar

Miroirs

Mélangeur



Photographie III-3 et 4 Duplexeur utilisé pour la séparation des faisceaux.

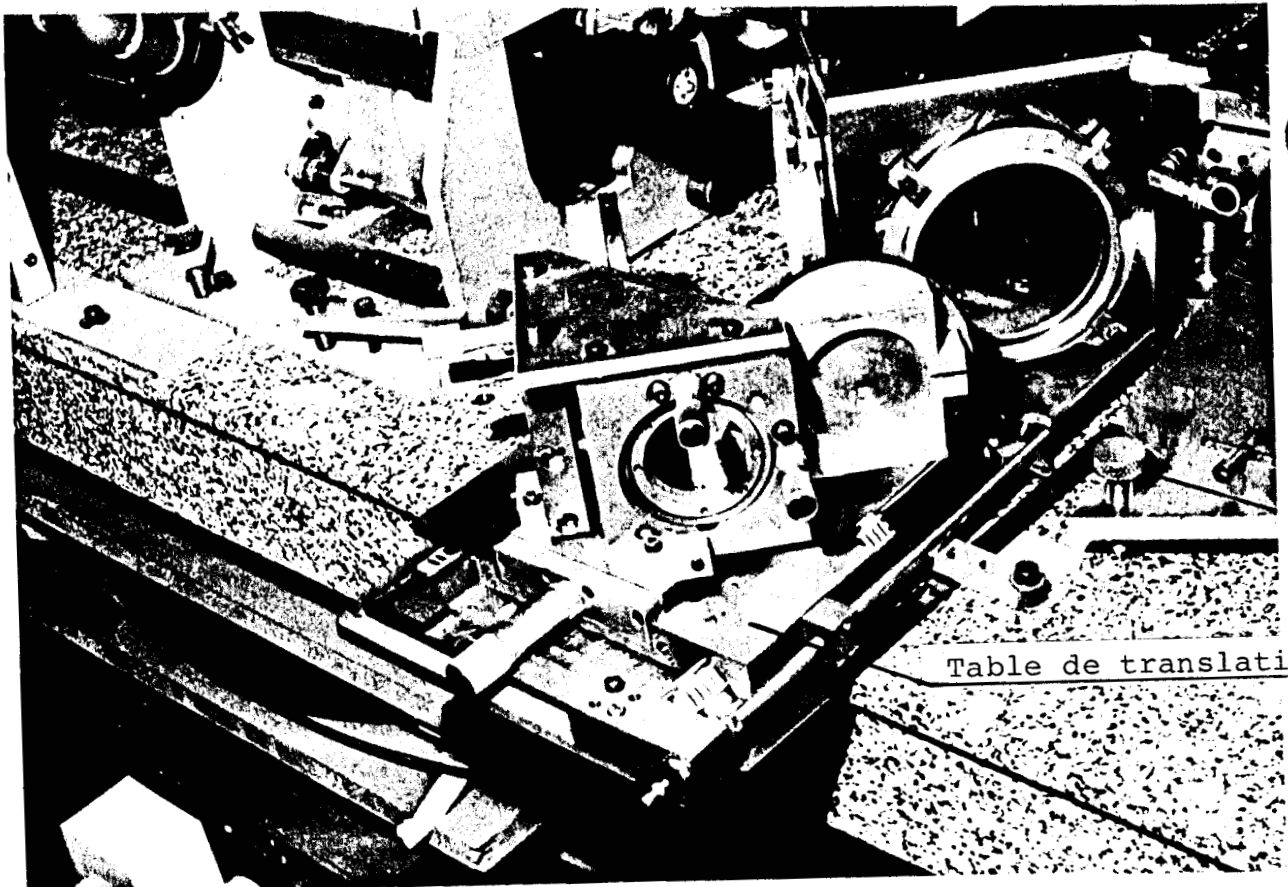


Table de translation

BU
LILLE

III-3-4 Choix des lames séparatrices

Le coefficient de transmission dépend de la nature du matériau et de la longueur d'onde du rayonnement à transmettre.

Les relations suivantes ne sont valables que dans le cas où le rayonnement possède une polarisation S, c'est à dire que le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence (Fig III-5).

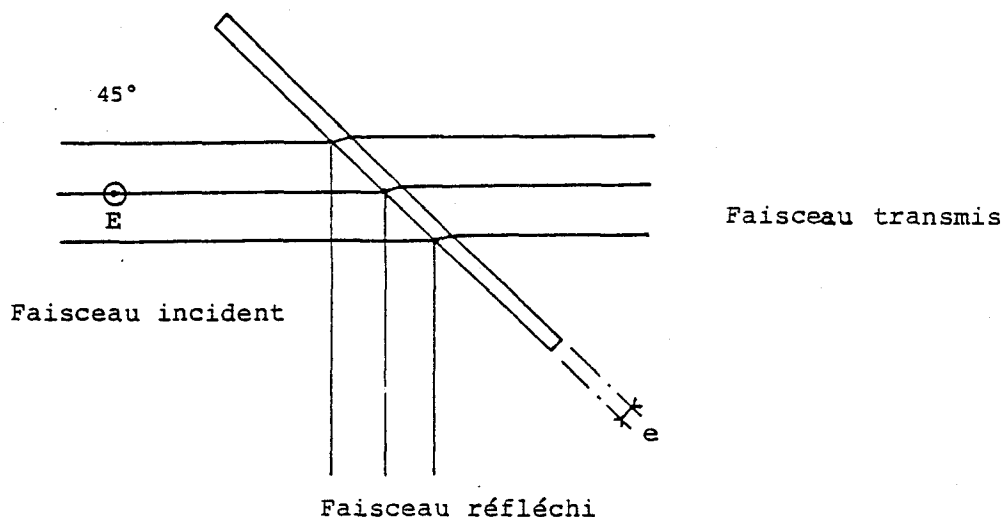


figure III-4 Lame séparatrice d'indice n et d'épaisseur e inclinée à 45° (Réf 48)

La puissance transmise par une lame séparatrice, d'épaisseur e et d'indice n , inclinée à 45° par rapport au faisceau incident, est donnée par la relation (48)

$$P_t = \frac{(n^2 - 1)^2}{n^4} P_{inc} \quad (\text{éq. III-8})$$

Cette puissance est maximale lorsque l'épaisseur e de la séparatrice vérifie l'expression

$$e = \frac{\lambda}{4} [n^2 - 0.5]^{-1/2} \quad (\text{éq. III-9})$$

Pour mettre en évidence l'influence de l'épaisseur de cette séparatrice sur la puissance transmise et se placer dans les conditions de l'équation III-9, nous avons choisi deux exemples présentés dans le tableau ci-dessous:

	Indice	Domaine spectral de validité	Puissance réfléchie	Épaisseur optimale
Mylar	1.7	800-4500 GHz	43%	0.16 λ
Quartz	2.15	2500 GHz	60%	0.123 λ

Influence de l'indice n sur la puissance réfléchie
Épaisseur optimale de la lame séparatrice.

Tout ceci n'est bien sûr valable que pour un matériau dont les pertes sont supposées négligeables. En réalité, le choix du matériau dépend aussi de son coefficient d'atténuation.

Test de la lame séparatrice.

Les essais préliminaires ont été réalisés à l'aide de feuilles de mylar de différentes épaisseurs, qui présentent l'avantage de se tendre facilement sur les montures décrites au § III-2-2. Le choix de l'épaisseur doit remplir la condition précédente (éq. III-9), c'est à dire $e=0.16(2k+1)\lambda$. Avec une feuille de mylar d'épaisseur $50\mu\text{m}$ ($k \neq 1$), nous

avons mesuré une transmission de 55 à 60% pour l'émission de l'alcool à 118 μm , qui est en accord avec la valeur théorique calculée précédemment.

* Influence de la polarisation

Le laser IRL à alcool méthylique pompé par la raie 9P36 du laser CO_2 permet d'obtenir des émissions à 118 μm et à 170 μm de polarisation respectivement perpendiculaire et parallèle au rayonnement de pompe.

Lors de la translation du miroir de la cavité IRL, le laser oscille soit à 118 μm , soit à 170 μm . La séparatrice en mylar, inclinée à 45°, se comporte comme un analyseur dont les coefficients de transmission et de réflexion dépendent de la polarisation du faisceau. Les faisceaux réfléchis et transmis sont alors focalisés simultanément sur deux détecteurs pyroélectriques. La figure III-7 montre les enregistrements des signaux détectés. On constate que le faisceau transmis est de polarisation perpendiculaire (émission à 118 μm) et que le faisceau réfléchi est de polarisation parallèle (émission à 170 μm).

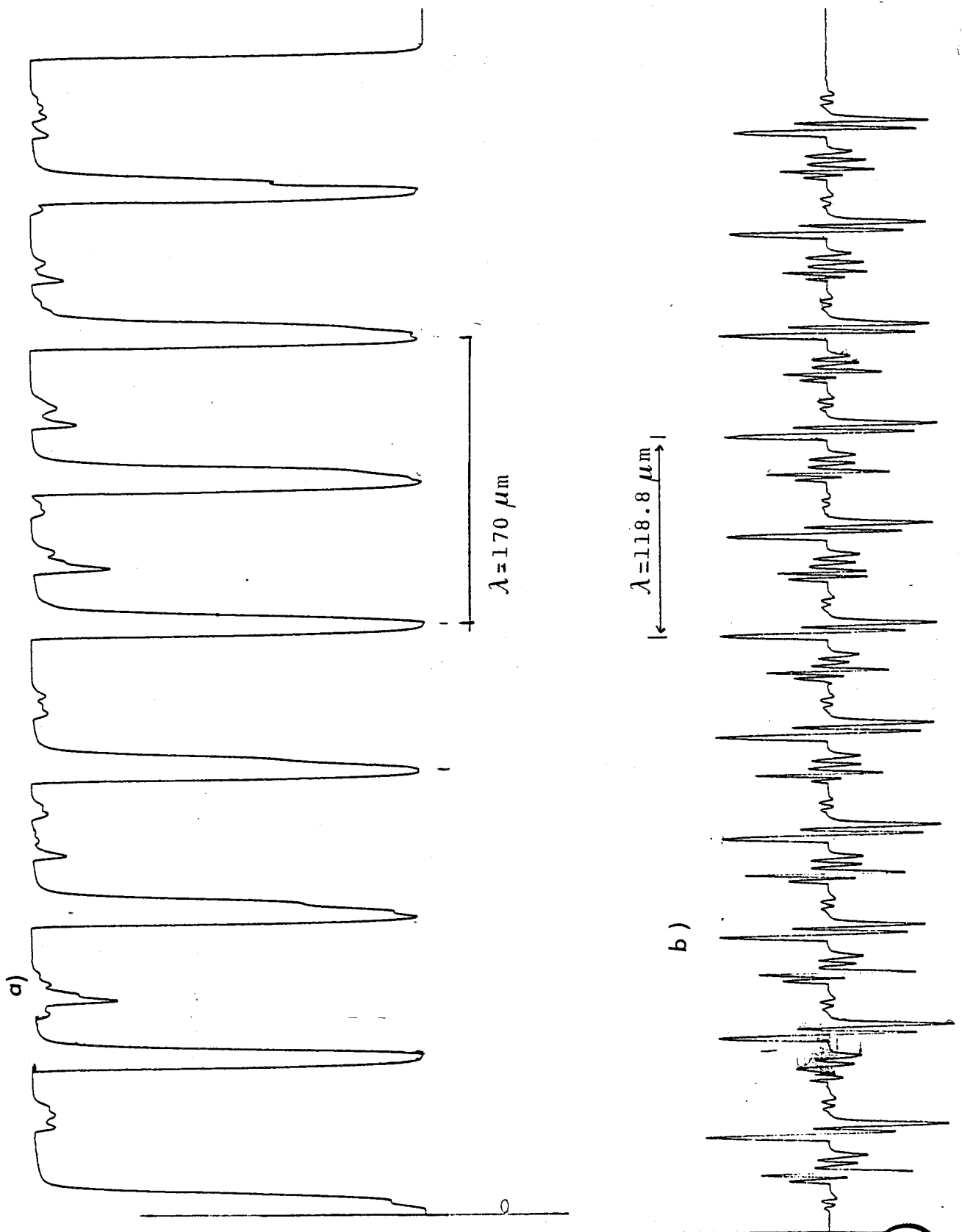


Figure III-7 Utilisation d'une lame séparatrice en Mylar, épaisseur $50\mu\text{m}$; inclinée à 45° , comme analyseur de polarisation.

- a) Faisceau réfléchi émission à $170\mu\text{m}$
- b) Faisceau transmis émission à $118\mu\text{m}$



III-2-4 Utilisation du duplexeur pour la séparation
des faisceaux.

Dans l'étude précédente, nous n'avons considéré que le rayonnement à la fréquence du laser. Nous avons montré qu'il était possible de transmettre le rayonnement de la voie L vers la voie M en minimisant les pertes vers la sortie I. Lorsque le rayonnement de la diode émettrice (B.L.) est introduit par l'entrée M, il est nécessaire d'ajuster la différence de marche du duplexeur pour obtenir simultanément une transmission maximale du rayonnement laser de la voie L vers M, et du rayonnement B.L. de M vers C. Les expressions des puissances transmises établies au §III-3-2 prennent dans ce cas la forme:

$$P_{L-M} = 1 - 2R(1 - R)(1 + \cos k_L \Delta) \quad (\text{éq. III-10})$$

$$P_{M-C} = 2R(1 - R)(1 + \cos k_{B.L} \Delta) \quad (\text{éq. III-11})$$

où

k_L est le nombre d'onde du rayonnement laser

$k_{B.L}$ est le nombre d'onde du rayonnement B.L.

Δ est la différence de marche totale

$$\Delta = 2.x$$

Cette condition de transmission optimale peut être réalisée lorsque la différence de marche est à la fois multiple de la fréquence laser et de la fréquence de l'un

des rayonnements B.L. Dans ce cas, la différence de marche est égale à:

$$\Delta = K \frac{\lambda_{FI}}{2} \quad (\text{éq. III-12})$$

avec

$\lambda_{F.I}$ longueur d'onde à la fréquence intermédiaire, qui est celle de l'oscillateur microonde modulant le courant de la diode Schottky.

Notre système étant réversible, il semble donc théoriquement possible d'obtenir une réjection totale du rayonnement à la fréquence laser dans la voie d'utilisation C (cellule).

Dans le type de détection envisagée, cette condition n'est pas impérative. En effet, la détection hétérodyne réalise le mélange du rayonnement B.L. (qui peut être atténué si le gaz introduit dans la cellule est absorbant à cette fréquence), avec le rayonnement à la fréquence du laser IRL. Il est donc nécessaire de disposer d'un minimum de rayonnement laser dans la voie C.

Dans ce cas, la puissance détectée dans la voie C est proportionnelle à (43):

$$P(\Delta) = P_{L-M} \times P_{M-C}$$

Lorsque $R=0.5$, la relation précédente devient :

$$P(\Delta) = \frac{1}{4} \left[\sin \frac{\pi}{c} (\nu_{BL} + \nu_L) \Delta + \sin \frac{\pi}{c} (\nu_L - \nu_{BL}) \Delta \right]^2$$

$$P(\Delta) = \sin^2 \frac{\pi \nu_L \Delta}{c} \cos^2 \frac{\pi \nu_{BL} \Delta}{c} \quad (\text{éq. III-13})$$

III-2-5 Résultats expérimentaux.

Nous allons maintenant présenter les différents enregistrements effectués pour caractériser le fonctionnement du duplexeur.

* Utilisation du duplexeur comme interféromètre.

Pour tester les performances du dispositif, nous avons réalisé quelques mesures de transmission en introduisant le faisceau issu du laser IRL à l'entrée L.

La figure III-8 représente la variation de puissance transmise P_{L-M} et P_{L-I} relevées simultanément à l'aide de détecteurs pyroélectriques placés aux sorties M et I. Lorsque l'accord du duplexeur est correctement réalisé, nous constatons que la puissance mesurée au niveau de la voie I est très faible, alors que celle mesurée au niveau de la voie M est maximale. Le rapport d'extinction, que nous pouvons définir comme le rapport de la puissance résiduelle à la puissance maximale détectée est de 3% à $\lambda = 118 \mu\text{m}$. Le décalage en abscisse observé entre le maximum d'une voie et le minimum de l'autre correspond exactement à celui des plumes de l'enregistreur double voie.

Notons que les deux courbes n'ont pas la même amplitude, les détecteurs utilisés n'ayant pas la même sensibilité.

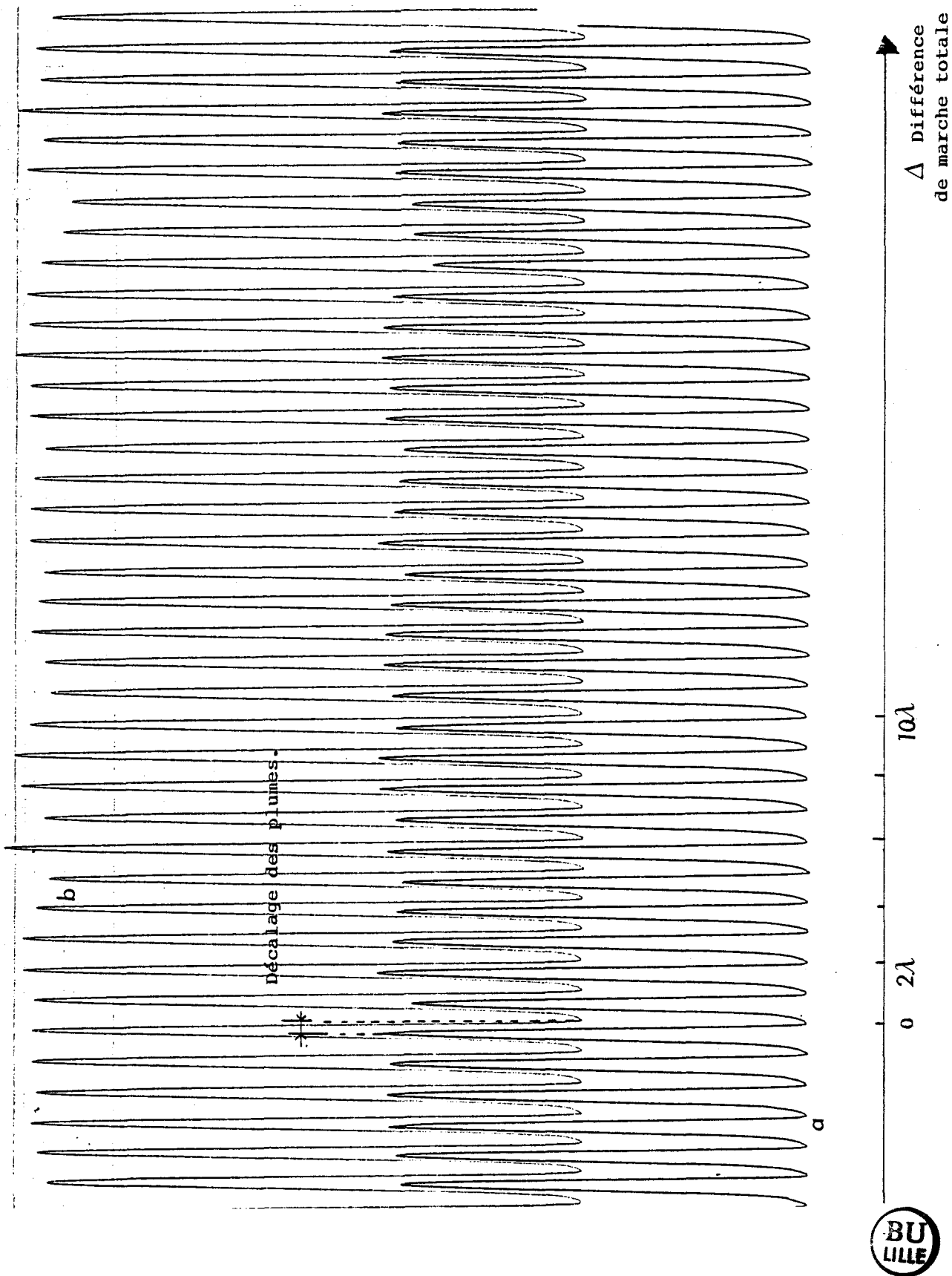


Figure III-8 Puissance transmise par le duplexeur en fonction de Δ
 a) du Laser vers le détecteur/mélangeur
 b) du Laser vers la voie I
 enregistrement réalisé à $118 \mu\text{m}$ (alcool méthylique)

* Séparation de faisceaux de fréquences différentes.

La figure III-9 montre l'enregistrement du niveau recueilli dans la voie utilisation, en fonction de la demi-différence de marche $\Delta/2$ introduite dans le duplexeur. Compte tenu de la différence des ordres de grandeur de ν_{BL} et $\nu_{BL} + \nu_L$, on obtient une double modulation, l'une à la fréquence $\nu_L + \nu_{BL}$, l'autre à la fréquence de la source microonde.

Les oscillations supplémentaires que nous observons à la base sont peut être dues au désalignement du duplexeur lorsqu'on effectue une translation importante des miroirs. Rappelons que la différence de marche introduit aussi une augmentation de l'atténuation.

Le fonctionnement du duplexeur est en bon accord avec celui prévu par la théorie, bien que les conditions idéales ne soient pas satisfaites. Il semble tout de même préférable d'utiliser le duplexeur avec des différences de marches minimales.

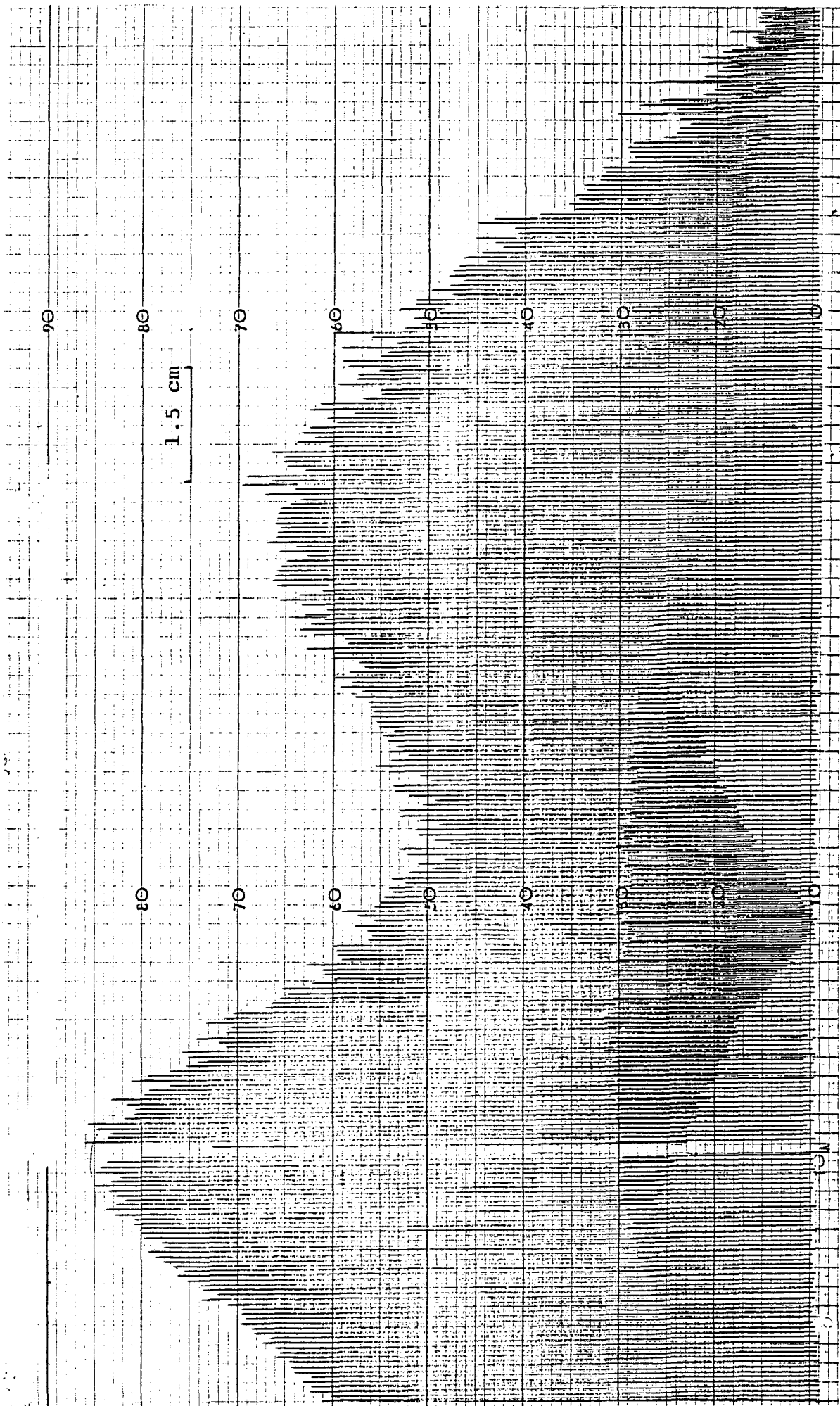


Figure III-9 Niveau détecté dans la voie Utilisation en fonction de la différence de marche.
 $\lambda_L = 118 \mu m$ $\nu_{RF} = 3.5 \text{ GHz}$



III-3 Détection de bandes latérales

III-3-1 Principe de la détection.

La détection s'effectue après un double changement de fréquence. Le premier est réalisé au niveau de la diode détectrice. Celle-ci reçoit le rayonnement laser et ses deux bandes latérales. Sur sa sortie Fréquence Intermédiaire (F.I), nous obtenons un signal à la fréquence différence, c'est à dire la fréquence de l'oscillateur microonde couplé à la diode émettrice. Après amplification, ce signal est mélangé avec celui d'un deuxième oscillateur dont la fréquence est décalée de 30 MHz. La tension de sortie du mélangeur MCL ZFM 4212 utilisé ici est ensuite amplifiée et détectée.

III-3-2 Description du dispositif.

Le dispositif expérimental est représenté à la figure III-10.

Il se compose des éléments suivants:

- du détecteur à diode Schottky Millitech
- d'un amplificateur faible bruit AVANTEK (AFT 4233), de bande passante 2-4 GHz, et de 33 dB de gain. Sa puissance maximale de sortie est limitée à +1 dBm.
- d'une source YIG 2-4 GHz (oscillateur de détection 2), semblable à celle que nous avons décrite dans le chapitre précédent, et dont

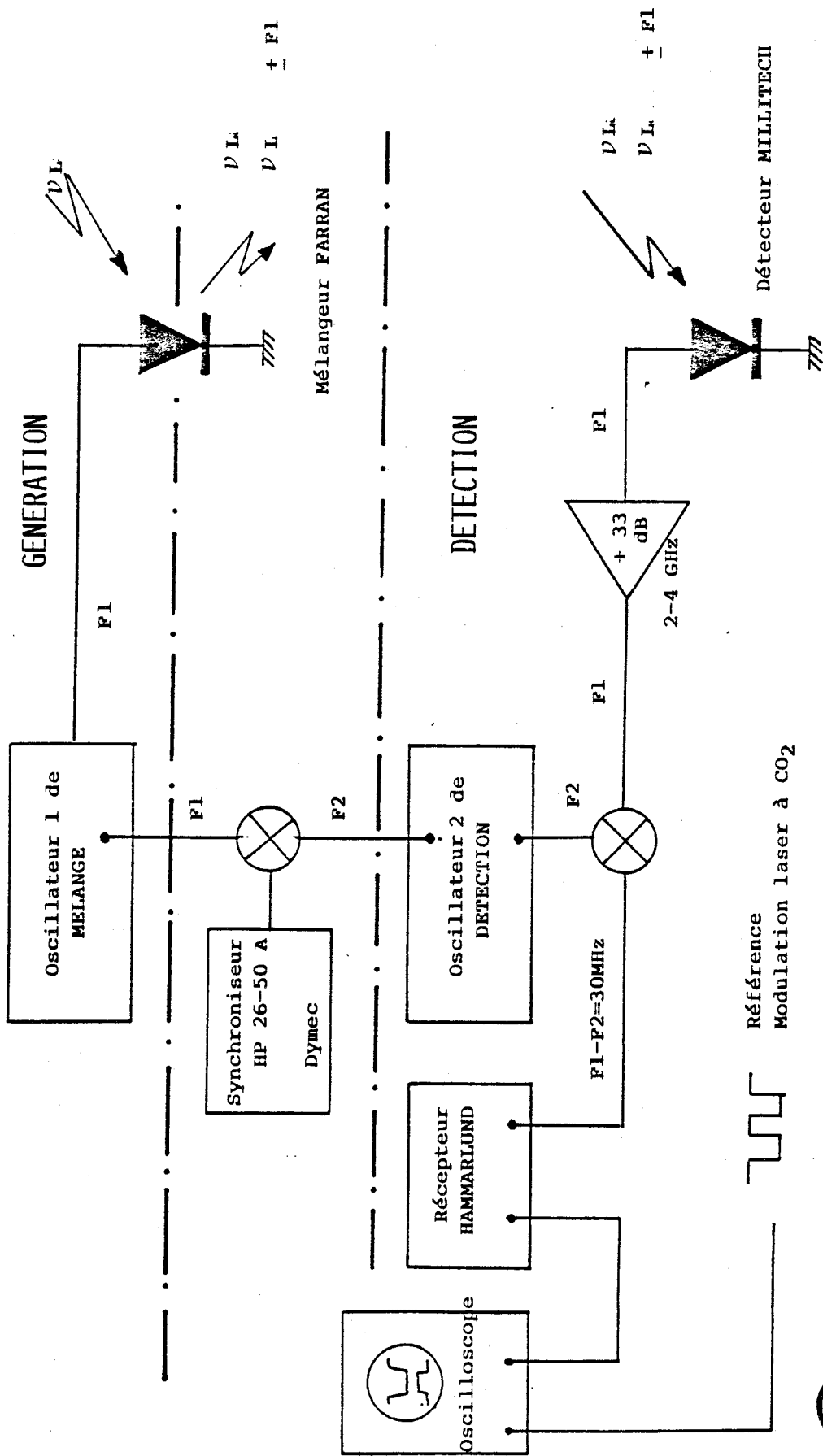


Fig III-10 Schéma du dispositif.

l'électronique de commande a été réalisée
au laboratoire.

- de deux mélangeurs microondes MCL (ZFM 4212):
L'un sert au second changement de fréquence
dans la voie détection, l'autre à la
synchronisation des sources YIG.
Les sorties LO et RF sont prévues
pour une bande 2-4 GHz, la sortie FI acceptant
le continu jusqu'à 1.3 GHz
- d'un récepteur Hammarlund, permettent une
détection à 30 MHz,
- d'un synchroniseur Helwett Packard (type 26-50A).
La stabilisation en phase de l'oscillateur de
détection (oscillateur 2) par rapport à
l'oscillateur de modulation (oscillateur 1) est
réalisée à l'aide de ce synchroniseur qui
maintient constante la fréquence entre ces deux
oscillateurs. Cette fréquence est égale à
30 MHz. L'accord de l'oscillateur 1 est obtenu
en ajustant le courant de la bobine FM (voir
description générale des sources YIG au
§ II-3-1).

III-3-3 Mise au point et essais du dispositif

III-3-3-a) Optimisation des courants de polarisation des diodes.

Il est nécessaire d'optimiser le courant continu de polarisation des diodes. En détection vidéo, nous avons remarqué qu'un courant très faible (quelques microampères) était suffisant.

En ce qui concerne la diode émettrice, nous avons effectué des mesures de la puissance réfléchie au niveau du circulateur (cf § II-) placé à la sortie de l'oscillateur 1, avec l'aide d'un détecteur à diode HP , en fonction du courant de polarisation et de la fréquence de l'oscillateur. Nous avons constaté que la ligne coaxiale était très mal adaptée. La figure III-11 représente la puissance réfléchie en fonction de la fréquence, en présence (CH1) et en absence (CH2) de diode (remplacée par une charge 50 Ohms). Les courbes montrent que l'adaptation n'est réalisée qu'au dessus de 2.6 GHz. En dessous de 2.6 GHz, la diode ne consomme pas de puissance RF, la puissance réfléchies étant plus importante. Nous avons placé par la suite une charge coaxiale 50 Ohms sur la sortie libre du circulateur pour dissiper la puissance réfléchie. La mesure de cette puissance en fonction du courant de polarisation indique qu'un courant élevé (de 3 à 4 mA) est nécessaire pour que la diode absorbe de la puissance RF. Toutefois, ce courant de polarisation dépend de la puissance RF injectée. L'augmentation de cette puissance donne naissance à une

autopolarisation de la diode qui peut alors fonctionner avec un courant continu de polarisation plus faible.

Lors d'une utilisation à une fréquence inférieure à 2.6 GHz, il sera nécessaire de compenser cette mauvaise adaptation de la ligne soit en augmentant la puissance RF, soit en plaçant le capteur de régulation au niveau de la diode, soit en réalisant un circuit d'adaptation.

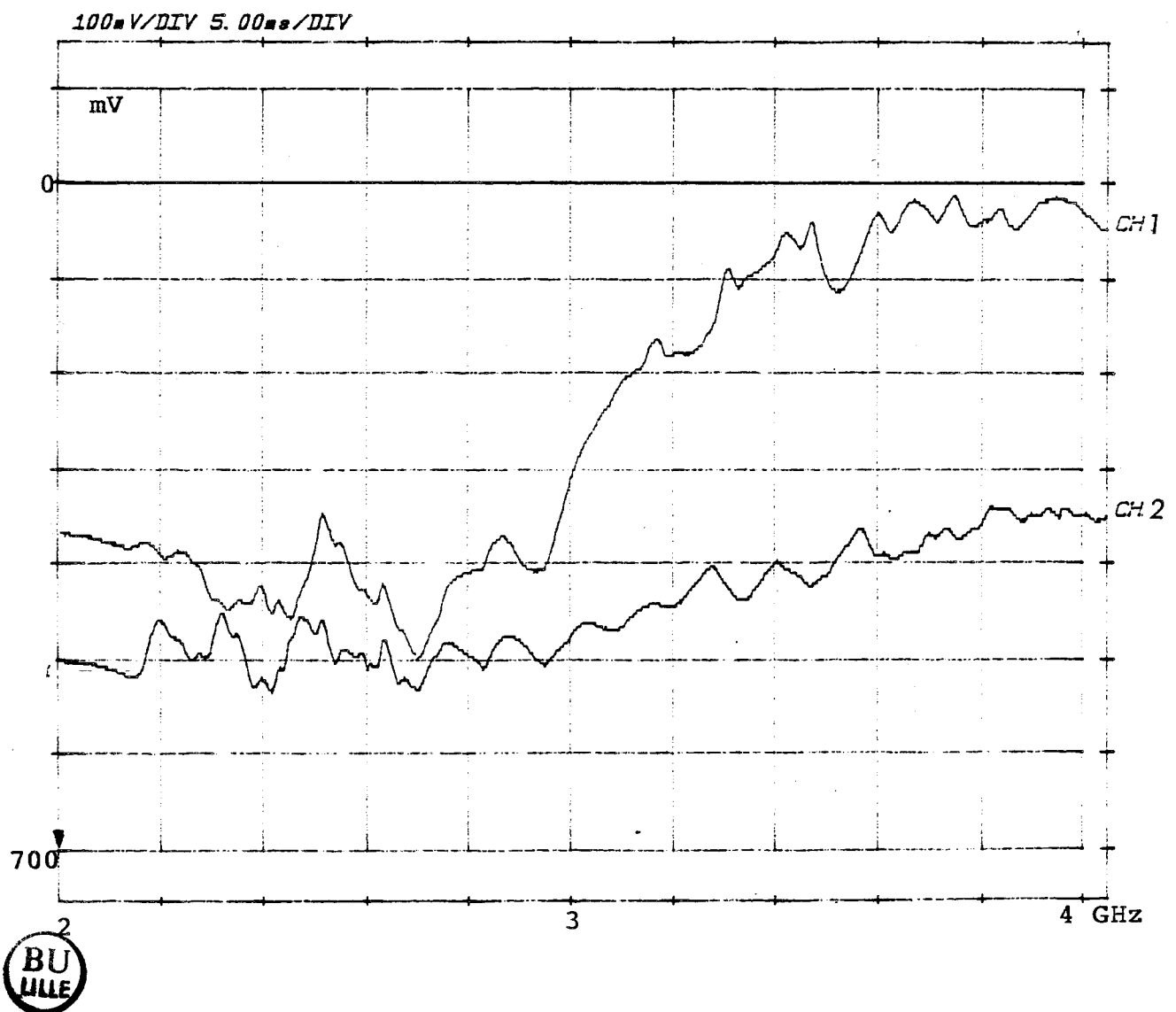


Figure III-11 Mesure de la puissance réfléchie
en fonction de la fréquence
CH1) en présence de diode
CH2) en absence de diode

III-3-3-b) Mise en évidence du rayonnement B.L.

Afin de visualiser le signal des bandes latérales, nous avons réalisé une double modulation:

- une modulation du faisceau de pompe infrarouge et par conséquent de l'émission du laser submillimétrique à l'aide d'un modulateur mécanique.

- une modulation de l'oscillateur 1. Elle est obtenue par une modification du point de consigne du générateur de courant qui commande l'atténuateur à diode PIN.

La photographie III-12 et l'enregistrement III-13 correspondent à la mise en évidence du signal détecté à partir des deux bandes latérales IRL. Ce signal est modulé à la fréquence du modulateur mécanique, lorsque le rayonnement à 2.5 THz du laser à alcool méthylique est modulé à 3.5 GHz. La puissance du laser IRL est de l'ordre du milliwatt, celle de la source RF de 5 mW.

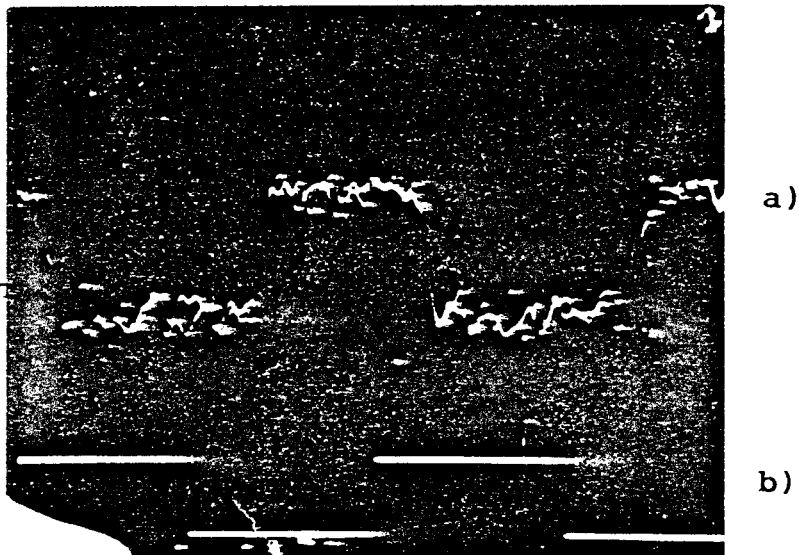
Les autres enregistrements (III-14) sont obtenus pour des fréquences RF comprises entre 2.6 et 3.8 GHz, après optimisation des courants de polarisation et accord du duplexeur. Ils confirment la mauvaise adaptation de la ligne coaxiale 2-4 GHz reliant l'oscillateur 1 à la diode émettrice. En effet, en dessous de 3 GHz, le niveau détecté est plus faible, alors que la puissance de sortie de l'oscillateur 1 est maintenue constante.

Nous n'avons pas fait de mesure précise de l'influence

photographie III-12

Mise en évidence du rayonnement B.L. obtenu par mélange entre un rayonnement R.F à 3.5 GHz et une émission à $118 \mu\text{m}$ de CH_3OH .

- a): signal B.L.
- b): signal de synchronisation IRL



Le déphasage entre les signaux est du au déphasage entre le signal de synchronisation IRL et le signal IRL.

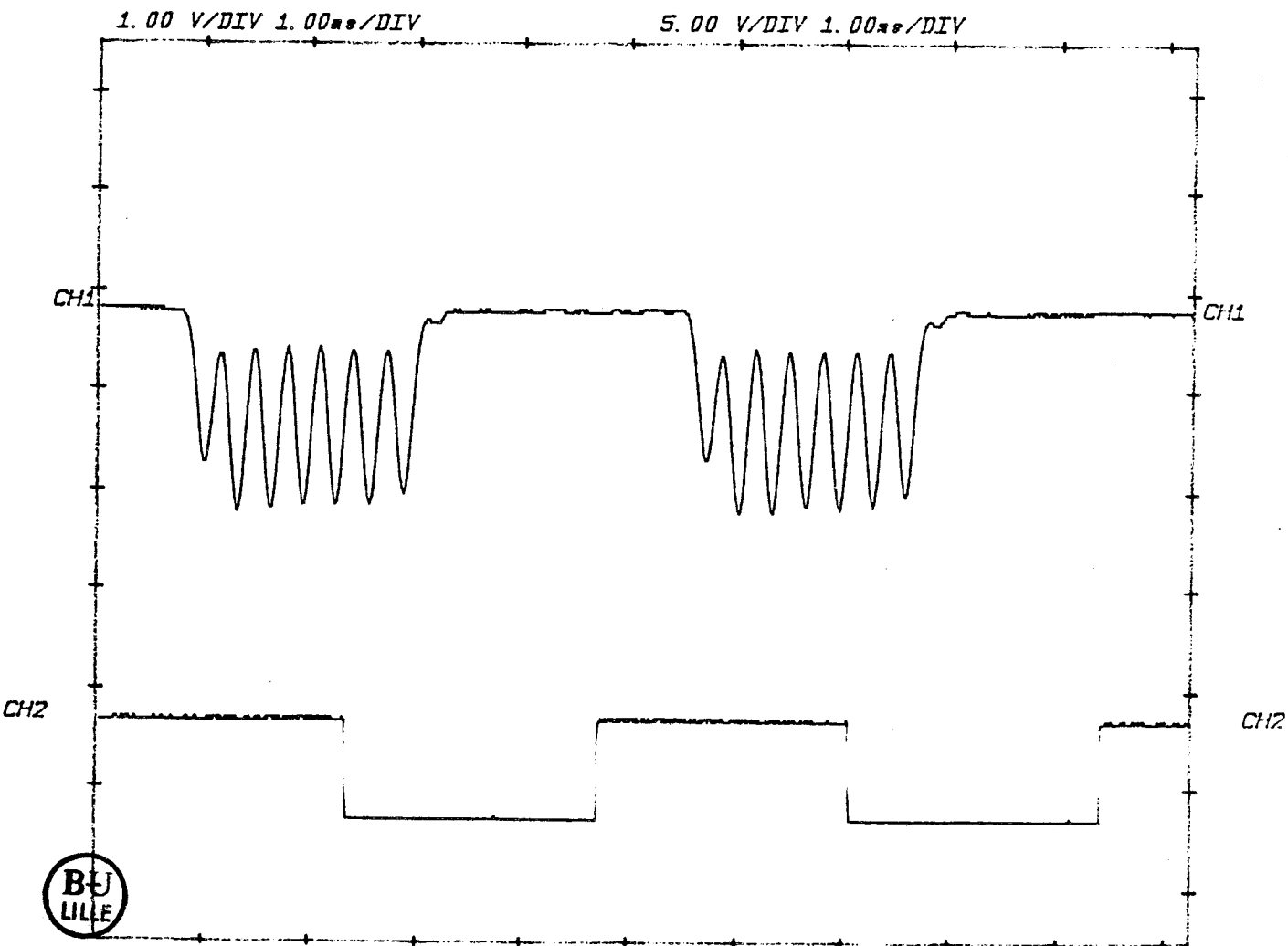


Figure III-13

- CH1) Enregistrement du signal obtenu à 3.5 Ghz de la porteuse (émission de l'alcool méthylique à $118 \mu\text{m}$). Modulation du signal RF appliqué au mélangeur
- CH2) Référence de modulation tout ou rien du faisceau de pompe IR.

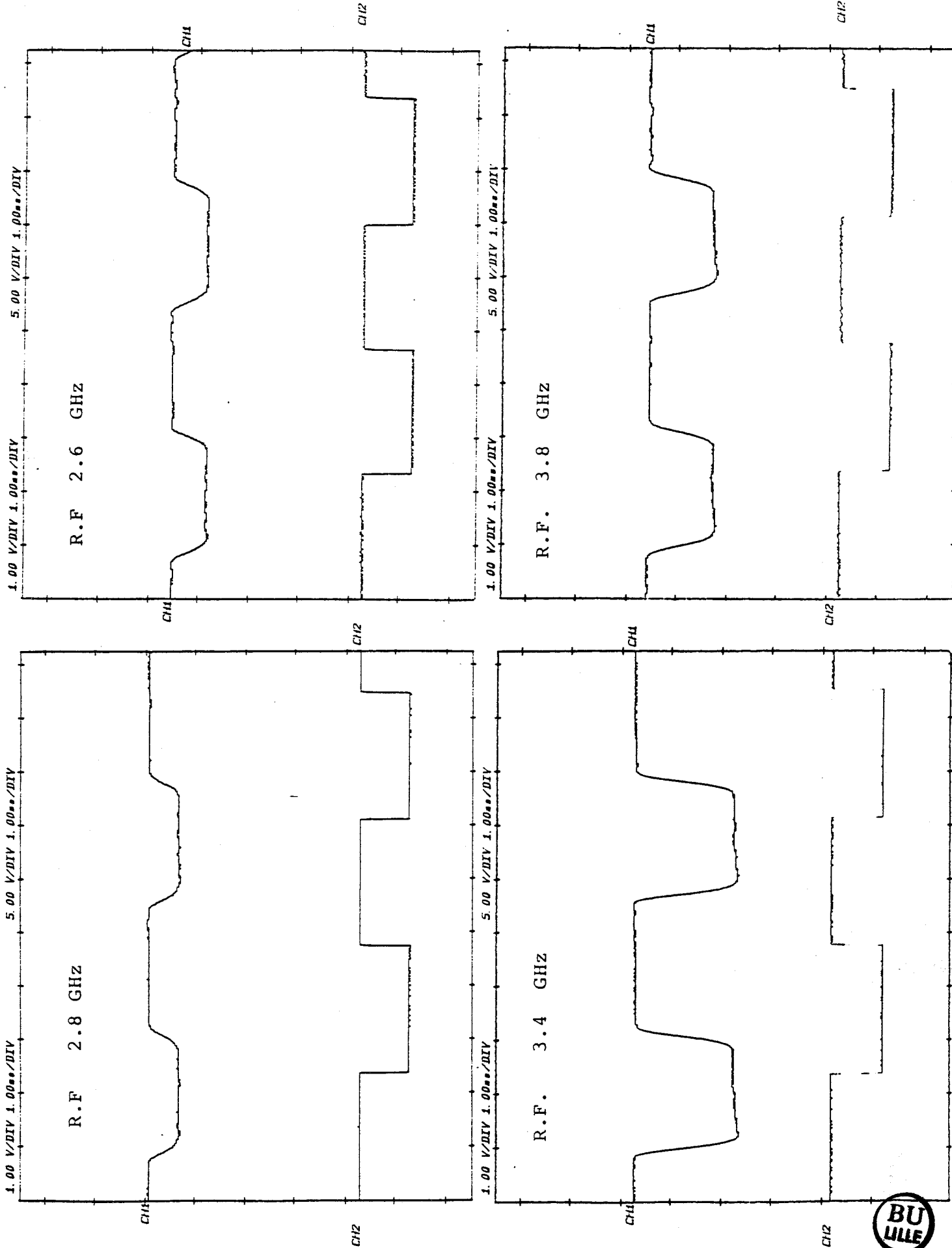


Figure III-14

CH1) niveaux détectés pour différentes fréquences RF appliquées au mélangeur
 CH2) référence de modulation tout ou rien du faisceau IR de pompe



de la puissance IRL et RF sur le niveau du signal détecté. L'atténuation de la puissance IRL, contrôlée avec un détecteur pyroélectrique, permet de vérifier que le niveau B.L. est proportionnel à la puissance IRL. Ce comportement a été vérifié par Pickett (5) Fig III-15, et par Bicanic () en évaluant, en détection vidéo, la puissance du signal obtenu par mélange du rayonnement laser IRL et d'un klystron. Signalons toutefois que dans notre cas, l'atténuation du rayonnement submillimétrique entraîne aussi une diminution de la porteuse nécessaire à la détection hétérodyne.

Les auteurs ont en outre vérifié que le niveau détecté varie avec le logarithme de la puissance RF.

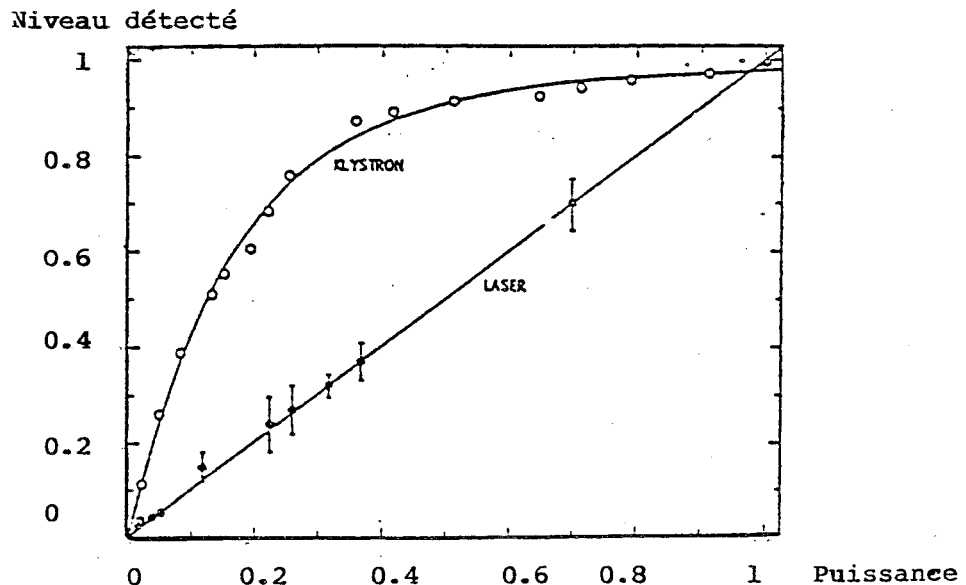


Figure III-15

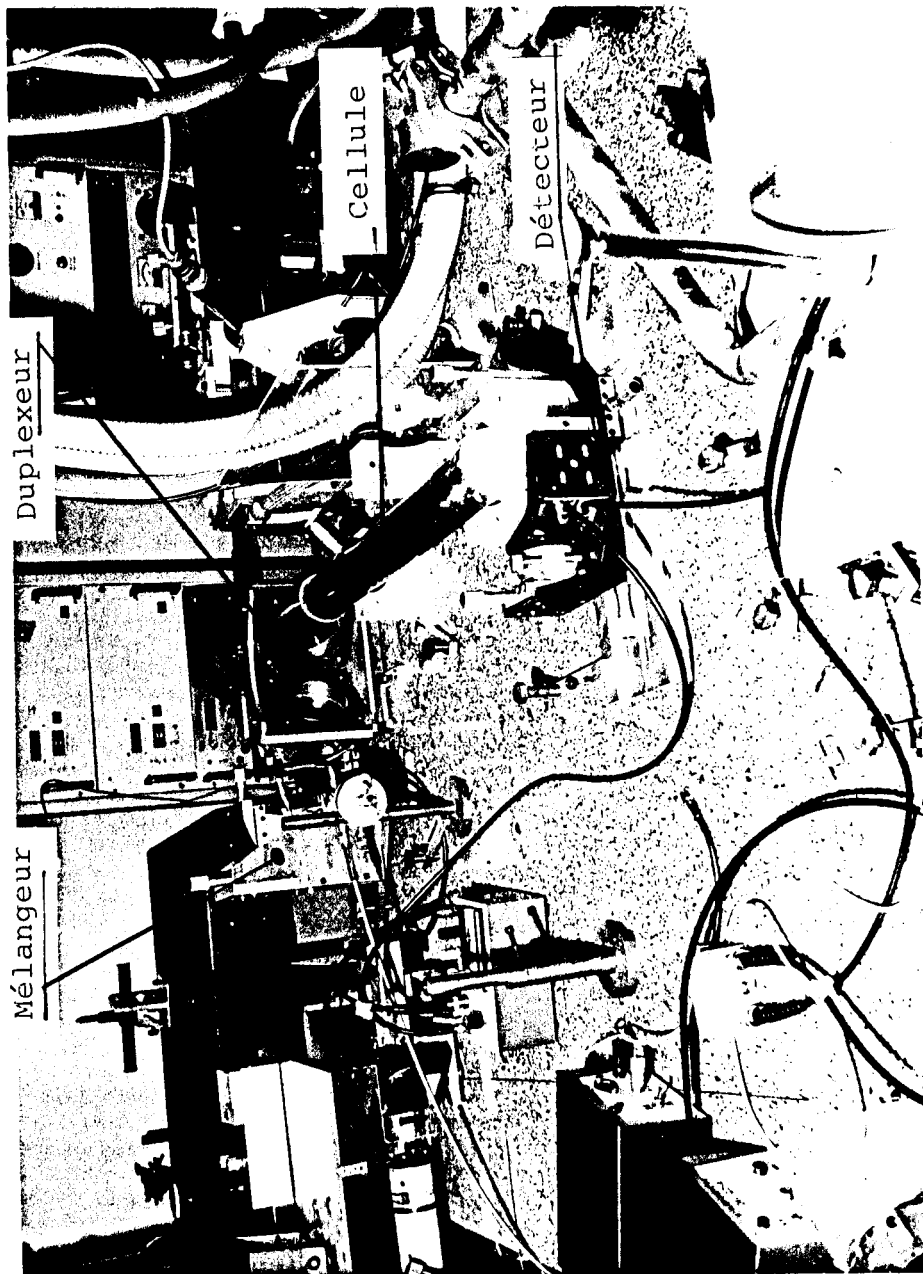
Influence de la puissance RF et IRL sur la génération de bandes latérales.(5)

III-4 Application spectroscopique

III-4-1 Description du spectromètre

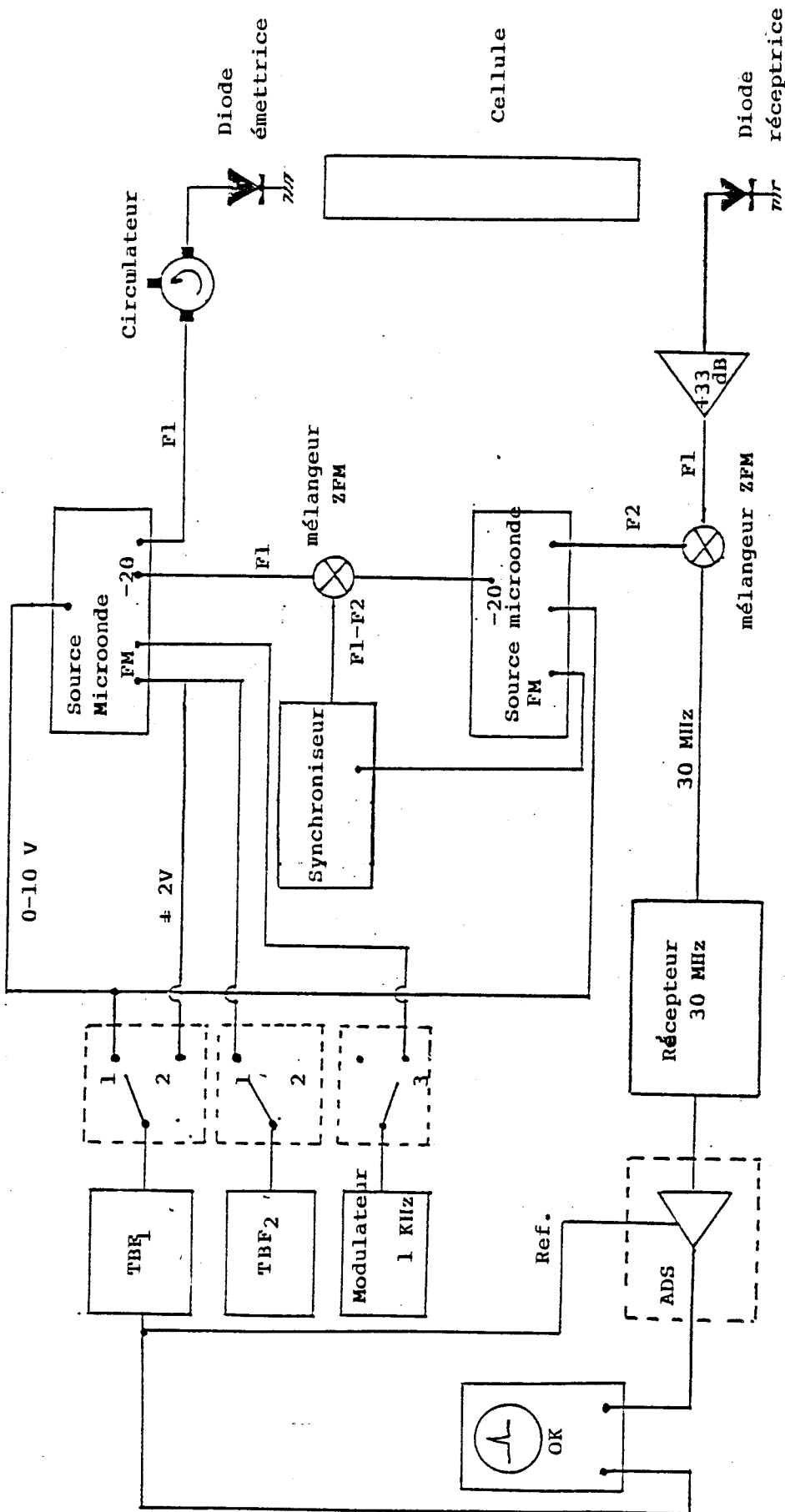
La source accordable et le détecteur décrits précédemment sont les éléments de base du spectromètre dont le schéma est représenté à la figure III-16 et sur la photographie III-17. La cellule d'absorption, installée à la sortie du duplexeur, est constituée d'un tube de laiton de diamètre 50 mm et de longueur 50 cm. Elle est fermée par deux fenêtres en téflon d'épaisseur 2 mm, collées aux extrémités du tube. Lors des utilisations ultérieures de ce spectromètre, on pourra envisager de réduire le diamètre de la cellule et d'accroître sa longueur sans que cela n'augmente notablement les pertes par propagation du faisceau. En effet, un diaphragme d'ouverture 8 à 9 mm, placé dans l'axe du faisceau à l'entrée ou à la sortie de la cellule ne provoque qu'une atténuation d'environ 50% du signal détecté. Les fenêtres provoquent actuellement une atténuation du signal de l'ordre de 50% pour une longueur d'onde de 400 μm . Elles pourront être remplacées par un matériau moins épais et moins absorbant.

Comme nous l'avons déjà indiqué au chapitre II, la stabilisation en phase de l'oscillateur de détection (2) par rapport à l'oscillateur d'émission (1) est assurée par le synchroniseur Dymec. Une tension 5 ± 2 V, appliquée à l'entrée FM de l'oscillateur 1 provoque le décalage de 30 MHz nécessaire à la stabilisation des deux



Photographie III-17 Spectromètre IRL.

Com mande extérieure



- 1) Utilisation large gamme 2-4 GHz
- 2) Utilisation gamme étroite $F1 \neq 15$ MHz
- 2+3) Double modulation

TBF₁ Générateur 0-10 V
 TBF₂ Générateur 5V + 2V
 ADS Amplificateur à détection synchrone

Figure III-16

Synoptique du spectromètre réalisé à l'aide de la source accordable.



oscillateurs. La sensibilité S_1 de cette entrée FM est de l'ordre de 7 MHz/Volt.

L'enregistrement à basse résolution du spectre situé entre 2 et 4 GHz de chaque côté de la porteuse peut être obtenu par un balayage en fréquence simultané des deux oscillateurs. Un générateur TBF₁ (0.01 - 100 Hz) délivre une rampe de tension 0-10 Volts, appliquée sur les entrées de conduite externe des oscillateurs 1 et 2.

Une résolution plus importante est obtenue en appliquant une rampe de tension + 2 Volts sur l'entrée FM de l'oscillateur 1 (fréquence maximale de 200 Hz). Nous obtenons alors une excursion de fréquence de l'oscillateur 1 de ± 15 MHz de part et d'autre de la fréquence choisie.

Mentionnons enfin la possibilité d'appliquer une double modulation à l'oscillateur 1 (fréquence maximale 1 kHz) par l'intermédiaire d'une seconde entrée FM de sensibilité $S_1/10$.

III-4-2 Observation d'une raie d'absorption de l'acide formique.

Le spectromètre a été utilisé pour observer des transitions très intenses de type Ra (J: 32 \leftarrow 31) de l'état fondamental de l'acide formique autour de 700 GHz. L'étude de l'état fondamental de cette molécule, développée depuis de nombreuses années dans notre laboratoire, nous fournit un ensemble de paramètres suffisamment précis pour

permettre le calcul de ces transitions avec un écart-type de l'ordre de 0.2 à 0.3 MHz.

La photographie III-18 représente une raie d'absorption observée à l'oscilloscope avec un rapport signal sur bruit de 15. La fréquence de la raie observée est en bon accord avec les prévisions théoriques, ce qui confirme l'existence du rayonnement accordable et le bon fonctionnement de la détection superhétérodyne.

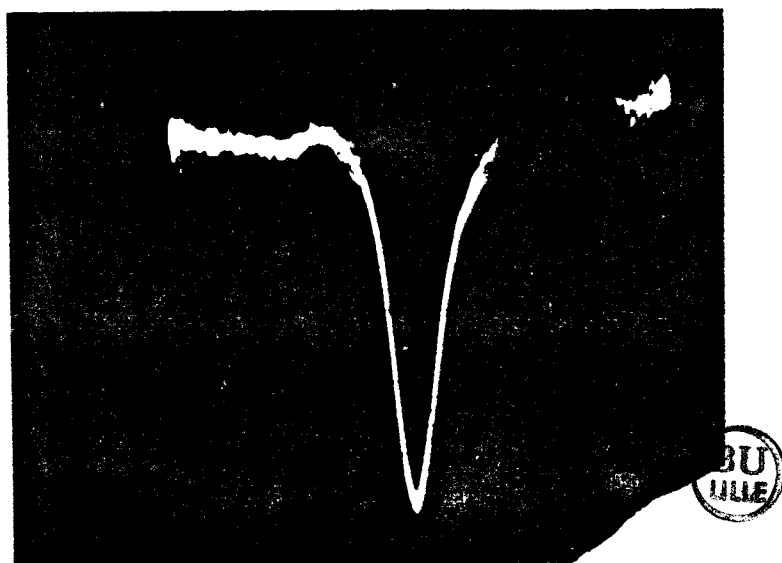


Figure III-18 Raie d'absorption de l'acide formique
Transition $32\ 2,31 \leftarrow 32\ 2,32$
à 3.83 Ghz de la porteuse.

Le laser à acide formique est pompé par la raie 9R20 du laser à CO_2 . Il émet à 692949.5 MHz, soit une différence de 3835 MHz avec la fréquence de la transition $32\ 2,31 \leftarrow 31\ 2,32$ calculée à 696785.1 MHz. La précision des calculs théoriques nous permet d'affirmer qu'ici, la fréquence du rayonnement absorbé est égale à la somme des

fréquences IRL et RF. A 80 mTorr, le gaz provoque une absorption d'environ 25% du signal détecté, et la largeur à mi-hauteur de la transition est estimée à environ 2 à 3 MHz.

Signalons aussi l'observation de la raie d'absorption $^{30}_{3,27} \leftarrow ^{29}_{3,26}$ calculée à 695664.5 MHz.

Notons que la fréquence de l'oscillateur 1 est évaluée uniquement à l'aide de la mesure de la tension de commande de l'oscillateur. Une mesure plus précise de la fréquence de la transition nécessite:

- de compter la fréquence de l'oscillateur 1 (des compteurs 2-4 GHz commerciaux sont maintenant disponibles).
- de déterminer la fréquence du laser IRL (dont la précision actuelle de mesure n'est pas meilleure que 1 MHz).

CONCLUSION

Ce projet de source accordable dans l'infrarouge lointain nous a conduit à l'étude, puis à la réalisation d'une source IRL constituée d'un laser submillimétrique optiquement pompé par un laser à CO_2 . La mise au point d'une détection superhétérodyne a permis de vérifier l'existence de bandes latérales.

L'observation de quelques raies d'absorption de l'acide formique vers 700 GHz a confirmé les possibilités d'utilisation du dispositif en spectroscopie.

La métrologie submillimétrique des fréquences d'absorption nécessite la connaissance de la fréquence du rayonnement laser. La mesure de cette fréquence peut être effectuée par battement sur une diode Schottky du rayonnement laser avec l'harmonique d'un klystron. Ce dispositif de mesure est déjà utilisé dans le laboratoire depuis de nombreuses années et sera installé sur le spectromètre.

Lors des premiers essais, nous avons obtenu un rapport S/B suffisamment élevé pour observer directement le signal détecté. Dans le cas de signaux faibles ou bruyants, nous pouvons associer au dispositif actuel une détection synchrone et si cela s'avère nécessaire, un moyennneur. Ces différentes éventualités ont été prévues lors de la réalisation des chaînes de mélange et de détection.

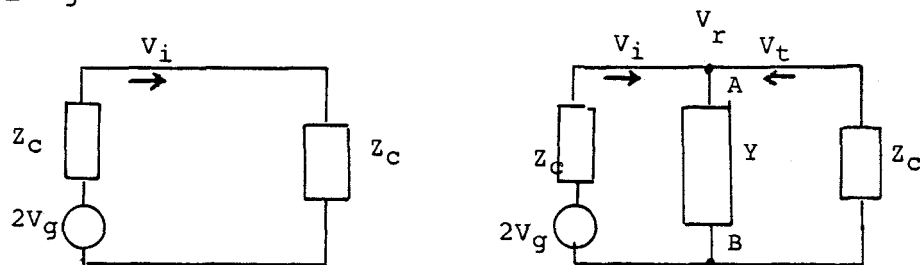
Depuis la fin de ce travail, nous avons montré que la gamme d'accord du spectromètre pouvait être étendue à 12 GHz de part et d'autre de la porteuse, en détectant les bandes latérales aux fréquences double et triple de celles de la source RF. Cette extension nécessite de légères modifications de la chaîne de détection qui sont actuellement en cours de réalisation.

ANNEXES

ANNEXE 1

Influence d'une diode insérée en série sur une ligne.

Lorsqu'on insère une diode sur une ligne hyperfréquence, on modifie la propagation du signal sur cette ligne. Cette modification peut être évaluée dans le cas général d'une ligne d'impédance caractéristique Z_C , alimentée par un générateur d'amplitude $2V_g$ et de résistance interne Z_C (Fig 1). Dans ce cas, la tension aux bornes de la charge Z_C est $V_i = V_g$.



Si nous introduisons entre deux points A et B du circuit une admittance Y de valeur réduite $y = Y * Z_C$ (Fig 2), il apparaît une tension réfléchie V_r et la tension résultante V_t aux bornes A et B est telle que :

$$V_t = V_i + V_r$$

Le coefficient de réflexion est défini par :

$$\Gamma = \frac{V_r}{V_i} = \frac{-y}{2+y}$$

On définit par analogie un coefficient de transmission écrit sous la forme:

$$T = \frac{V_t}{V_i} = 1 + \Gamma = \frac{2}{2 + y}$$

On appelle Pertes d'Insertion ou Isolation le quotient de la puissance dissipée dans la charge en absence et en présence de la charge. Nous obtenons, en supposant la ligne sans pertes:

$$I = \left| \frac{V_i}{V_t} \right|^2 = \left| 1 + \frac{y}{2} \right|^2$$

En posant $Y = G + jB$, ou $y = Y \cdot Z_c = G \cdot Z_c + jB \cdot Z_c$, l'expression de l'isolation prend la forme suivante:

$$I = 1 + G \cdot Z_c + \frac{G^2 \cdot Z_c^2}{4} + \frac{B^2 \cdot Z_c^2}{4}$$

Une diode peut toujours être considérée comme une admittance connectée en série ou en parallèle sur une ligne.

Dans le cas où la diode est introduite en série, son impédance est de la forme $Z = R + jX$, et l'expression de l'isolation devient:

$$I = 1 + \frac{R}{Z_c} + \frac{(R/Z_c)^2}{4} + \frac{(X/Z_c)^2}{4}$$

ANNEXE II

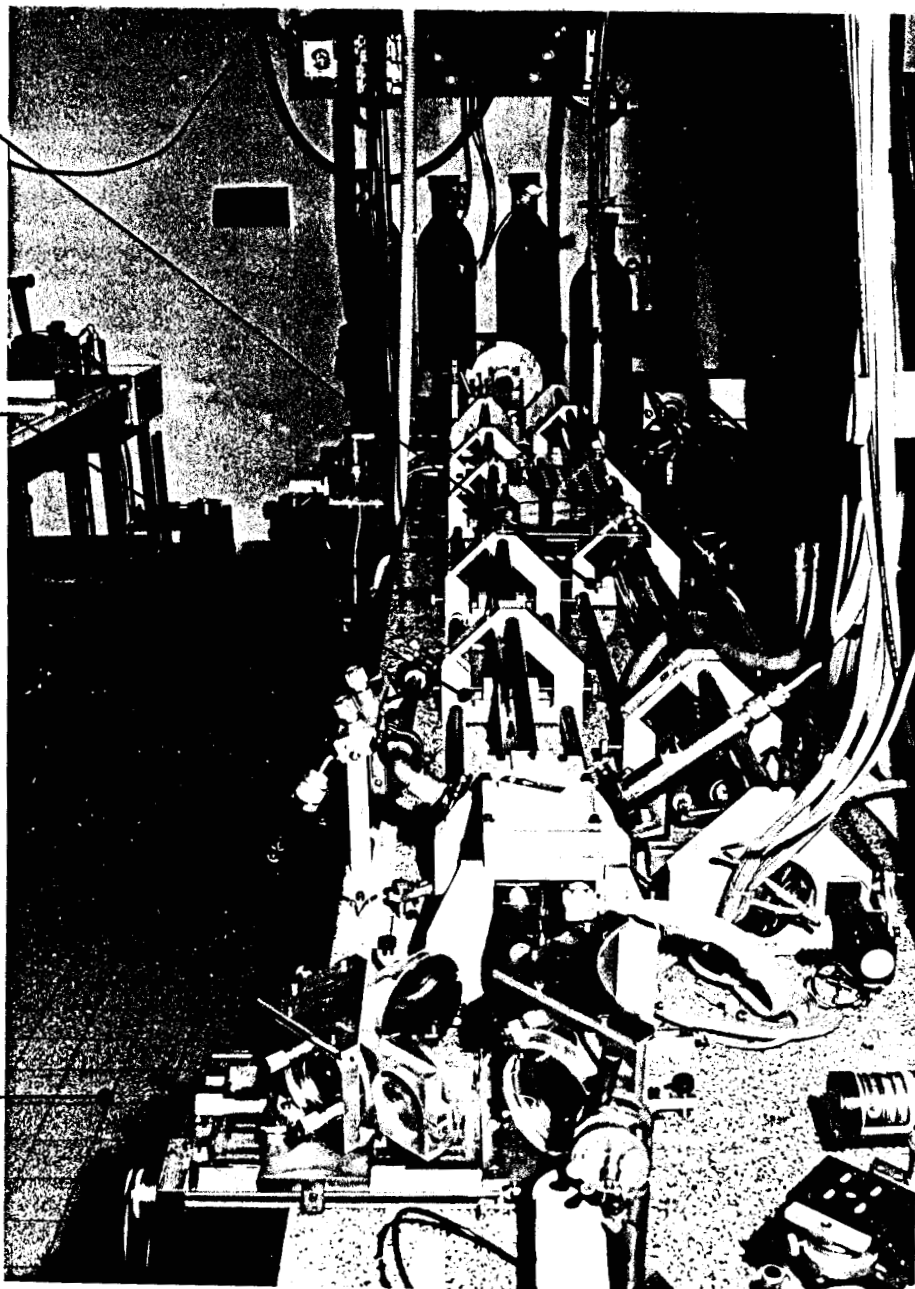
PHOTOGRAPHIES ET PLANS DES LASERS A CO₂ ET IRL.

TUBE LASER CO₂

TUBE LASER

SUBMILLIMETRIQUE

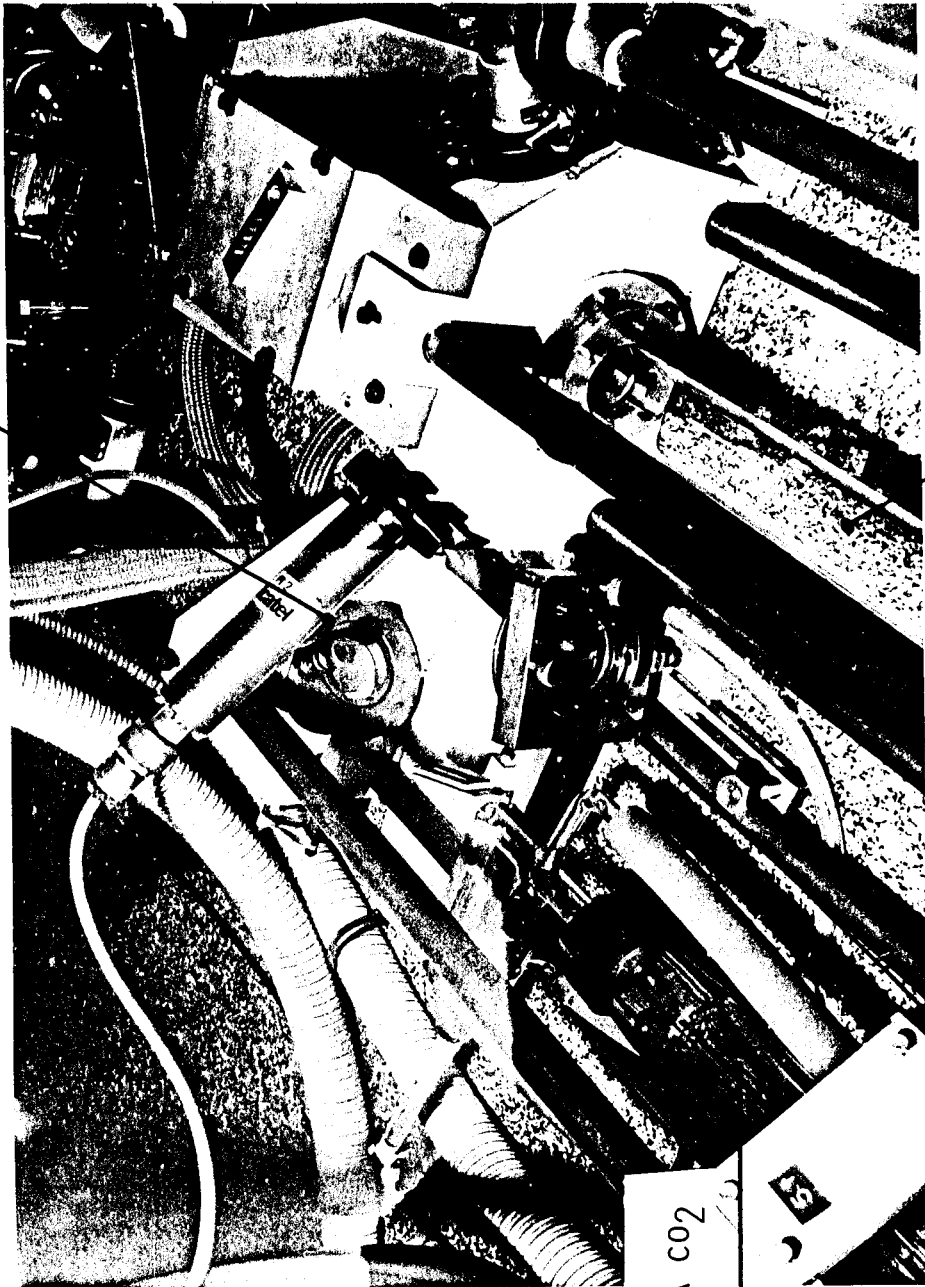
DUPLEXEUR



Vue d'ensemble des deux lasers.



RESEAU



LASER A CO2

MIROIR D'ALIGNEMENT

TUBE LASER SUBMILLIMETRIQUE

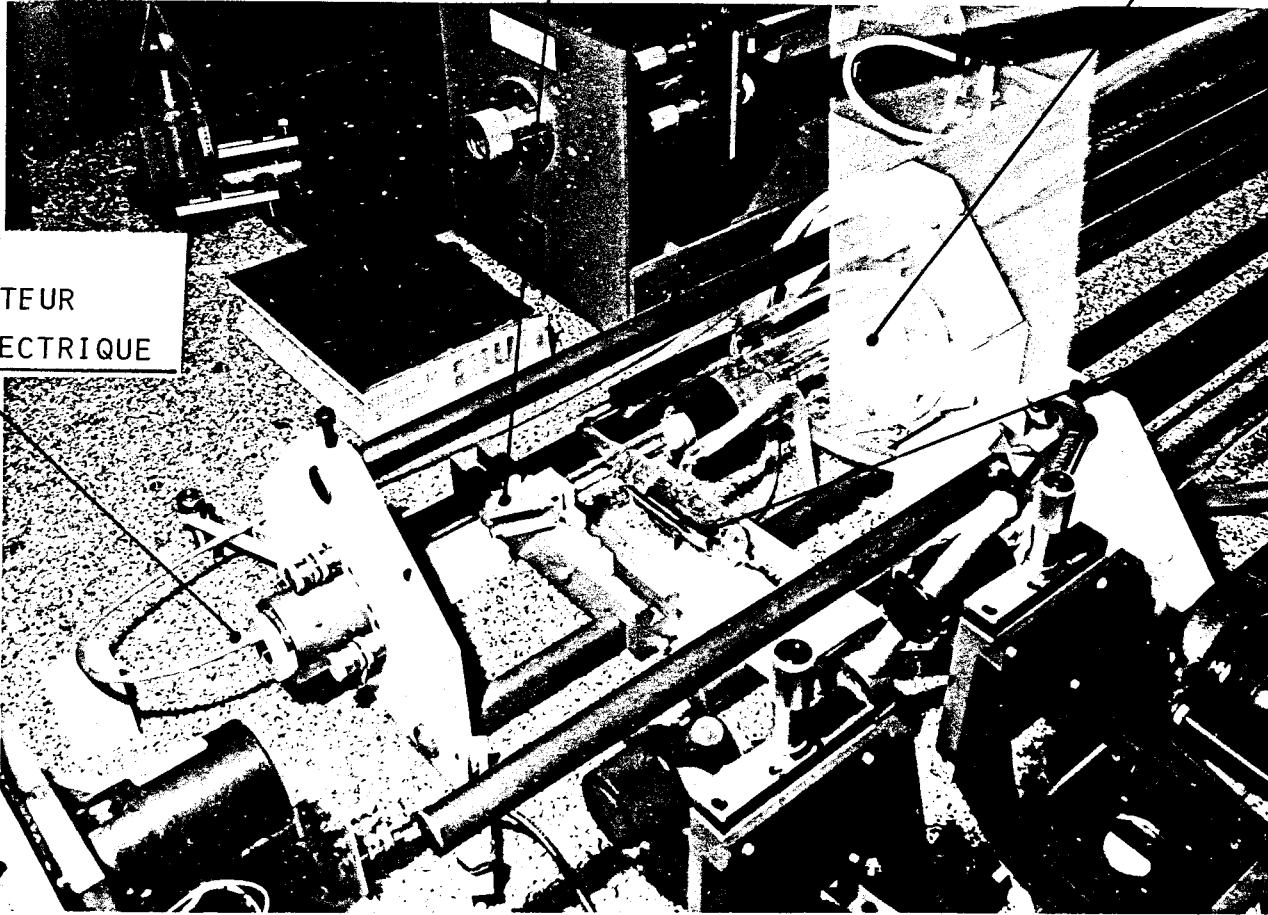
Laser à CO₂ vue coté réseau

FENETRE DE BREWSTER

TUBE LASER CO₂

TRANSLATEUR
PIÉZOÉLECTRIQUE

ELECTRODE REFROIDIE

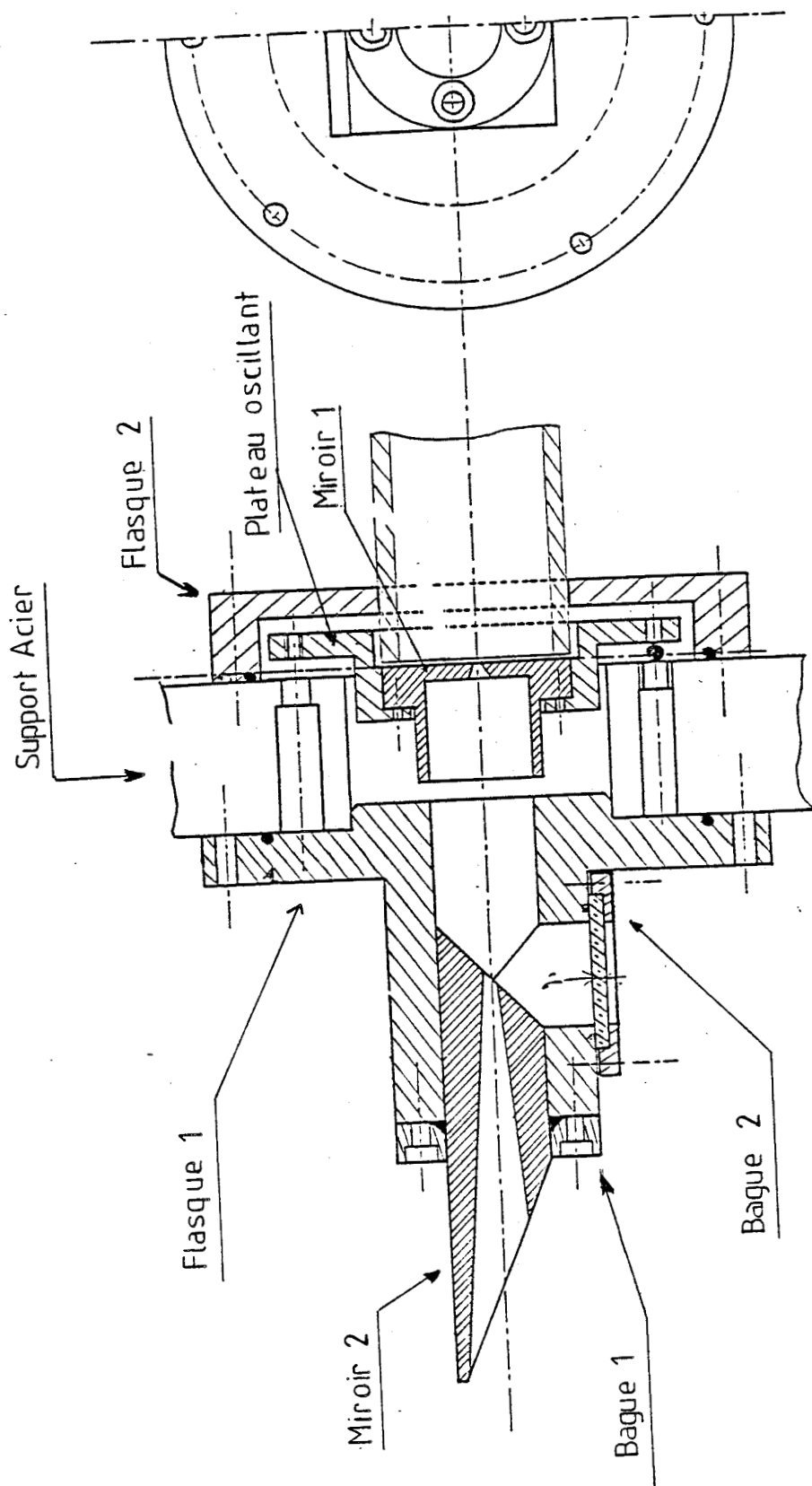


Laser à CO₂

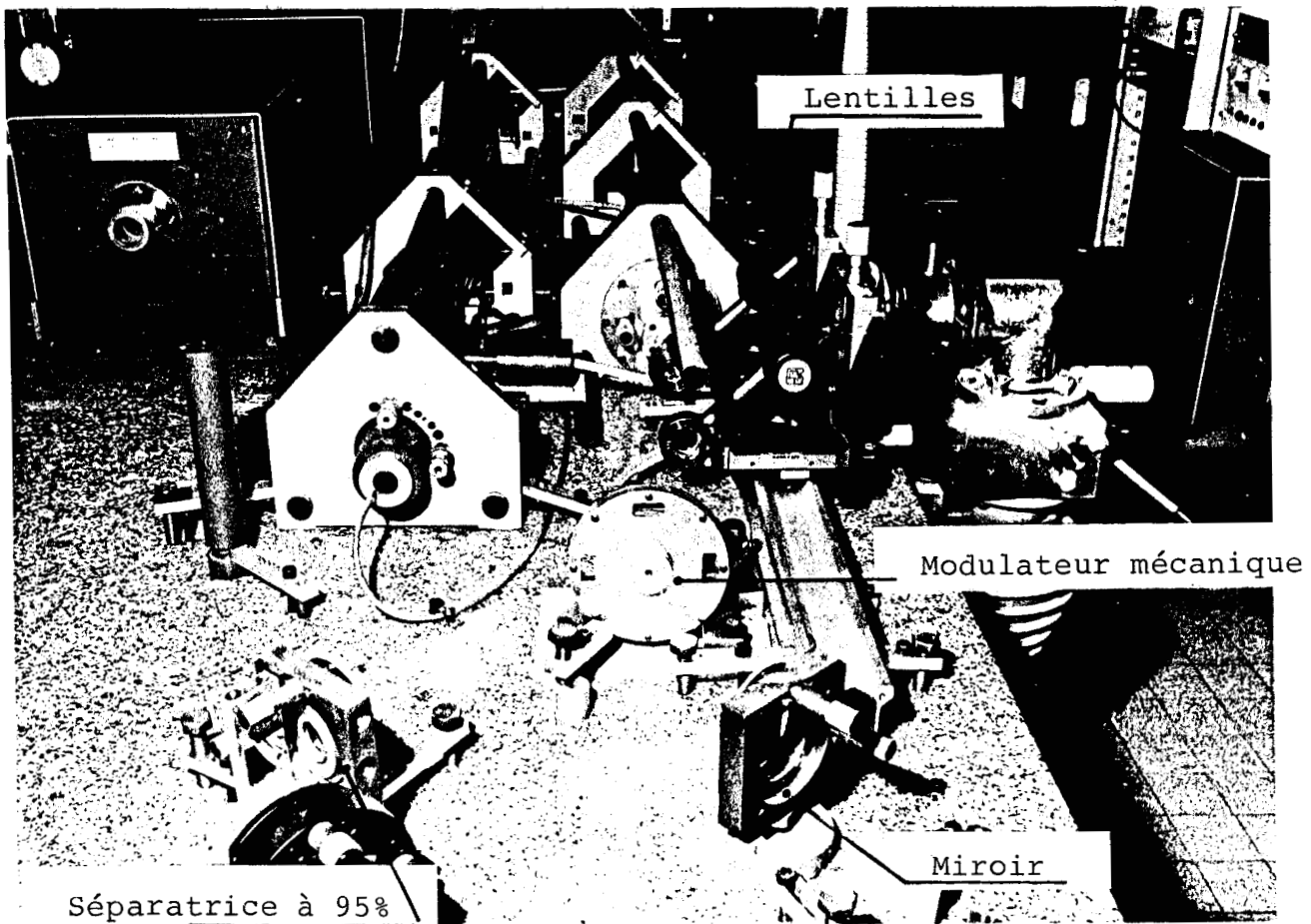
vue coté couplleur

PAGE 173





LASER SMM
 VUE D'ENSEMBLE DE LA FACE D'ENTRÉE



Dispositif de mise en forme du faisceau IR avant introduction dans la cavité IRL.

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES

- (1) M. Inguscio, A. Moretti, G. Moruzzi, F. Strumia, FIR stark spectroscopy on optically pumped CH₃OH laser, Int. J. of IR and MM wavse, 2(5), 943(1981).
- (2) G.D. Willenberg, C.O. Weiss and H. Jones, Two-photon pumped cw laser, Appl. Phys. Lett. 37(2), 133(1985)
- (3) D.D. Bicanic, B.F.J. Zuidberg and A. Dymanus, Generation of continuously tunable laser sidebands in the submillimeter region, Appl. Phys. Lett., 32(6), 367(1978).
- (4) H.R. Fetterman, P.E. Tannenwald, B.J. Clifton, C.D. Parker, W.D. Fitzgerald and N.R. Erickson, Far IR heterodyne radiometric measurements with quasioptical Schottky diodes mixers Appl. Phys. Lett. 33(2), 151 (1978)
- (5) J. Farhoomand, G. A. Blake, M.A. Frerking and H.M. Pickett, Generation of tunable laser sidebands in the far-infrared regions. J. Appl. Phys. 57(5), 1763(1985)
- (6) K. M. Evenson, D.A. Jennings, and F.R. Petersen Tunable far-infrared spectroscopy Appl. Phys. Lett 44(6), 576(1984)
- (7) J. Houriez, Thèse de 3ème cycle, Lille (1972)
- (8) D. Dangoisse, Thèse d'Etat, Lille (1980)
- (9) J.P. Springard, Thèse de 3ème cycle, Lille (1977)
- (10) D.J.E Knight, Ordered list of far infrared laser lines non publié(1982).
- (11) M. Inguscio, G. Moruzzi, K.M. Evenson, D.A. Jennings, A review of frequency measurements of optically pumped lasers from 0.1 to 8 THz (publication en cours 1985)
- (12) H. Kogelnik and T. LI, Laser beams and resonators, Applied Optics, 5(10), 1550(1966)
- (13) D.T. Hodges, F.B. Foote and R.D. Reel, High power and scaling behavior of CW optically pumped FIR waveguide lasers, I.E.E.E. Quant. Elec., 13(6), 491(1977)

- (14) A.J. Cantor, P.K. Cheo, M.C. Foster, and L.A. Newman, Application of submillimeter wave lasers to high voltage cable inspection, I.E.E.E. Quant. Elec., 17(4), 477(1981)
- (15) J.M. Lourtioz, R. Adde, D. Bouchon and J. Pontneau, Design and performances of a CW CH₃OH waveguide laser, Revue de Phys. Appl., 14(2), 323(1979)
- (16) J. Depret, Thèse de docteur ingénieur, Lille (1979)
- (17) A. A. Zounon, Thèse de 3ème cycle, Lille (1981)
- (18) J.R. Tucker, Theory of an FIR gas laser, Int. Conf. Submm. Waves and their Appl., Atlanta (1974), G.A. Conference Digest , 17
- (19) D.T. Hodges, A review of advances in optically pumped FIR lasers, Infrared Phys., 18, 375(1978)
- (20) J.M. Lourtioz, R. Adde, and J. Pontneau, Analysis of optically pumped FIR laser efficiency, Int. Conf. Submm. Waves and their Appl., Guilford (1978), Conference Digest, 188
- (21) E.A.J. Marcatili and R.A. Schmeltzer, Bell. Syst. Tech. Journal, 43, 1783(1964)
- (22) R.A. Wood, N. Brignall, C.R. Pidgeon and F. Al-Berkdar, Mode properties of optically pumped infrared waveguide lasers, Infrared Phys. 16, 201(1976)
- (23) J.A. Stratton, Théorie de l'Electromagnétisme, Dunod(1961)
- (24) J.J. Degnan, D.R. Hall, Finite aperture waveguide laser resonators, I.E.E.E. Quant. Elec., 9(9), 901(1973)
- (25) T.Y. Chang, I.E.E.E. M.T.T., 22(12), 983(1974)
- (26) M.R. Schubert, M.S. Dursclag, and T.A. Detemple, Diffraction limited CW optically pumped lasers, I.E.E.E. Quant. Elec., 13(6), 455(1977)
- (27) P.F. Combes, J. Graffeuil, J.F. Sautereau, Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes, Dunod (1985)
- (28) M. Pyée, Thèse d'état, Paris 6, (1982)
- (29) L.M. Matarrase and K.M. Evenson, Appl. Phys. Lett. 17(1), 8(1970)

- (30) D.A. Naylor, R.T. Boreiko, and T.A. Clark, Mylar beam splitter efficiency in far infrared interferometers: angle of incidence and absorption effects, *Applied Optics*, 17(7), 1055(1978)
- (31) E.V. Loewenstein and D.R. Smith, Optical constants of far infraed materials. 1: Analysis of channeled spectra and application to mylar *Applied Optics*, 10(3), 577(1971)
- (32) E.V. Loewenstein and D.R. Smith, 3: Plastics, *Applied Optics*, 14(6), 1333(1975)
- (33) A. Kreisler, M. Pyée, and M. Redon, Parameters influencing far infrared videotection with submicron-size Schottky diodes, *Int. J. of IR and MM waves* 5(4), 559(1984)
- (34) H. Kraütle, E. Sauter, G.V. Schulz, Antenna characteristics of whisker diodes used as submillimeter receivers, *Infrared Phys.* 17, 477(1977)
- (35) H. Kraütle, E. Sauter, G.V. Schulz, Properties of a submillimeter mixer in an open srtructure configuration, *Infrared Phys.* 18, 705(1978)
- (36) K. Mizuno, T. Suzuki, S. Ono, and K. Sagae, Optimum coupling of a gaussian beam to a corner reflector with a four-wavelength antenna, *Int. J. of IR and MM Waves*, 4(3), 321(1983)
- (37) E. Roubine, J.Ch Bolomey, *Antennes tome 1*, Masson (1978)
- (38) D.B. Rutledge, S.E. Schwarz, T.L. Hwang, K.K. Mei, and S. Yokota, *Antennas and Waveguides for Far-Infrared integrated circuits*, *I.E.E.E. Quant Elec.*, 16(5), 508(1980)
- (39) T.L. Hwang, D.B. Rutledge, and S.E. Schwarz, Planar sandwich antennas for submillimeter applications, *Appl. Phys. Lett.* 34(1), 9(1979)
- (40) B. Delacressonnière, *Rapport de DEA*, Lille (1985)
- (41) W.A.M. Blumberg, D.D. Peck and H.R. Fetterman, Sub-Doppler submillimeter spectroscopy using molecular beams, *Appl. Phys. Lett.* 39(11), 857(1981)
- (42) W.A.M. Blumberg, D.D. Peck and H.R. Fetterman, Tunable submillimeter sources applied to excited state rotational spectroscopy and kinetics oh CH₃F, *Appl. Phys. Lett.*, 35(8), 582(1979) ³

- (43) F.C. van den Heuvel, Far infrared spectroscopy with a tunable source of radiation, Thèse Université de Nimègue, (1982)
- (44) B.D. Bicanic and A. Dymanus, Generation of sum frequency sideband using 964 GHz HCN Laser and 70 GHz Klystron radiation, Int. J. of IR and MM waves, 2(6), 981(1981)
- (45) N.R. Erickson, A directionnal filter diplexer using optical techniques for millimeter to submillimeter wavelengths, I.E.E.E MTT, 25(10), 865(1977)
- (46) J.M. Payne and M.R. Wordeman, Quasi-optical diplexer for millimeter wavelengths, Rev. Sci. Instrum., 49(12), 1274(1978)
- (47) P.F. Goldsmith, Infrared and millimeter waves, Vol. 6, Ch. 5, K.J. Button, Ed. Academic, New York, (1982)
- (48) P.F. Goldsmith, Optical techniques offer advantages at millimeter frequencies, Mm-Wave Technology, 65(Déc 1983)
- (49) M. Redon Thèse d'état, Paris 6 (1980)
- (50) K. Mizuno, T. Suzuki, S. Ono, Y. Hamada
6 Th Int Conference IR/MM Waves , Miami (Dec 1981)
- (51) A. Kreisler, L. Dudouit and M. Pyée
Back radiation from a Schottky varistor
excited in the submillimeter region
7 ième Conférence Internationale sur les Ondes
Infrarouges et Millilmétriques, Marseille (1983)
- (52) A. Kreisler, M. Pyée Réalisation d'une source
submillimétrique accordable à l'aide d'un modulateur
à microonde Schottky
7ème Colloque Optique Hertzienne et Diélectrique
Bordeaux (1983)
- (53) R.A. Mc Farlane and al.
Gas maser operation at wavelengths out to 38 microns
Quant. Elect. vol 3. New York Columbia Press 573(1964)
- (54) C.K.P. Pater, W.L. Faust and al
Cw optical maser action up to 133 microns in Neon
discharge, Proc. IEEE 32, 713(1964)
- (55) H.A. Gebbie and al
A stimulate emission source at 0.34 mm wavelength
Nature, 685(May 1964)
- (56) L.E.S. Mathias, J.T. Parker,
Stimulated emission in the band spectrum of nitrogene.
Phys. Lett. 3, 16(1963)

- (57) T.Y Chang, T.J. Bridges
Laser action at 452, 496 and 541 micron in optically pumped CH₃F, Opt. Commun. Vol.1, n°9, 423 (april 1970)
- (58) J.P. Crenn A study of waveguides for Far Infrared interferometers measuring electron density of Tokamak plasmas, IEEE MTT 27(6),1979(573)
- (59) J.P. Pasquali Thèse de 3ème Cycle Paris 6 (1979)
- (60) A. Kreisler, N. Boucena, M. Pyée, Front-end components for submillimeter-waves Schottky-diode receivers 10 Th INT I.E.E.E. Conf on Infrared and Millimeter Waves, Orlando (Dec 1985) Conf. Digest ,107

REALISATION
D'UNE SOURCE ACCORDABLE DANS
L'INFRAROUGE LOINTAIN

Le développement de la spectroscopie atomique et moléculaire dans l'infrarouge lointain ($0.1 < \lambda < 1$ mm) est un objectif poursuivi par de nombreux chercheurs. Il nécessite la mise au point de nouvelles sources accordables et de détecteurs performants.

Les lasers optiquement pompés couvrent déjà ce domaine spectral de manière discrète, l'accord en fréquence restant limité à quelques MHz autour de chaque fréquence d'émission. La gamme d'accord de ces lasers a été étendue en effectuant le mélange non linéaire, sur une diode Schottky, du rayonnement issu d'un laser infrarouge lointain et d'un rayonnement de fréquence accordable entre 2 et 4 GHz. On présente les caractéristiques des différents éléments de la source réalisée (laser à CO₂, laser IRL, mélangeur à diode Schottky, duplexeur optique).

Cette source est utilisée dans un spectromètre, associé à une détection superhétérodyne. L'observation de quelques raies d'absorption de l'acide formique vers 700 GHz met clairement en évidence les possibilités d'utilisation spectroscopique du dispositif.

Mots clés:

Source accordable
Infrarouge Lointain
Duplexeur
Mélangeur à diode Schottky
Laser IRL
Spectroscopie IRL
Détection superhétérodyne
Mélange non linéaire

