

☆ ☆ CHAPITRE VIII ☆ ☆

"LES ETATS DE RYDBERG COMME SOURCES ET DETECTEURS D'ONDES"

Nous avons déjà maintes fois signalé l'exceptionnelle force de couplage qui existe entre les atomes très excités et les ondes électromagnétiques capables de les faire transiter vers d'autres états très excités voisins. Cette propriété permet d'observer de nombreux effets radiatifs dans des conditions inhabituelles et intéressantes. Nous l'avons mise à profit pour réaliser, à l'aide des états de Rydberg, des sources de rayonnement millimétrique et submillimétrique d'un type particulier. Ce chapitre est consacré à la description d'expériences qui mettent en évidence une émission d'ondes millimétriques par les atomes de sodium excités dans des états de Rydberg par autooscillation de type MASER. Ces expériences, qui ont débuté récemment, ont un caractère préliminaire (<sup>168</sup>)(<sup>169</sup>). L'étude détaillée du phénomène est actuellement en cours. Nous nous attacherons surtout à la mise en évidence et à la description qualitative des effets, en mettant en relief les prolongements et les applications possibles de telles expériences. On trouvera dans la thèse de M. GROSS (<sup>170</sup>) une étude détaillée de la dynamique de l'effet maser et des relations entre ce phénomène et le phénomène de superradiance.

## A. EFFET MASER ENTRE ETATS DE RYDBERG

### 1. CONDITIONS D'AUTOOSCILLATION

Lorsqu'on excite un atome dans un état de Rydberg  $|n\ell\rangle$ , on crée par là même une inversion de population sur toutes les transitions qui relient ce niveau à tout niveau  $|n'\ell'\rangle$  (avec  $\ell'=\ell\pm 1$ ) d'énergie inférieure (excepté le niveau fondamental). Un ensemble de  $N$  atomes excités constitue donc un milieu capable de restituer au rayonnement une partie de son énergie d'excitation; c'est donc un milieu amplificateur de rayonnement, et cela sur un grand nombre de fréquences possibles (les fréquences de Bohr  $\omega_{n\ell \rightarrow n'\ell'}$  de toutes les transitions  $|n\ell\rangle \rightarrow |n'\ell'\rangle$ ). Une telle inversion de population peut être utilisée dans plusieurs phénomènes :

- (i) Quel que soit le nombre  $N$  d'atomes excités, toute onde incidente de fréquence coïncidant avec une fréquence propre  $\omega_{n\ell \rightarrow n'\ell'}$  sera amplifiée par émission stimulée. Le gain en énergie  $G$  d'un tel milieu est donné par :

$$G = \sigma_{n\ell \rightarrow n'\ell'} n L \quad (\text{VIII.1})$$

où  $\sigma_{n\ell \rightarrow n'\ell'}$  est la section efficace d'émission d'un photon sur la transition  $|n\ell\rangle \rightarrow |n'\ell'\rangle$ , donnée par la relation (II.12),  $n$  la densité d'atomes excités et  $L$  la longueur sur laquelle l'onde interagit avec le milieu amplificateur.

D'après (VIII.1),  $G$  peut aussi s'exprimer en fonction de l'élément de matrice radial par la relation :

$$G = \frac{4\pi \alpha}{3} \frac{\max(\ell, \ell')}{2\ell+1} \frac{\omega_{n\ell \rightarrow n'\ell'}}{\Delta\omega} \left( R_{n\ell}^{n'\ell'} \right)^2 n L \quad (\text{VIII.2})$$

A nombre d'atomes excités donné, et pour une largeur  $\Delta\omega$  fixe, le gain maximum sera donc obtenu sur la transition qui a le produit  $\omega_{n\ell \rightarrow n'\ell'} \left( R_{n\ell}^{n'\ell'} \right)^2$  maximum, c'est-à-dire le produit  $\Delta\nu \left( R_{n\ell}^{n'\ell'} \right)^2$  maximum ( $\Delta\nu$  : différence des nombres quantiques effectifs des 2 niveaux). Or  $R_{n\ell}^{n'\ell'}$  varie comme  $\Delta\nu^{-5/3}$  (équation (I.134)). Il en résulte que le gain maximum est obtenu sur la transition compatible avec les règles de sélection dipolaire électrique avec  $\Delta\nu \sim 1$ .

■ (ii) Si le nombre d'atomes excités est suffisant et si l'excitation est percussive, il peut y avoir émission spontanée collective du milieu excité. On observera alors le phénomène de superradiance des  $N$  atomes excités, sous la forme d'une brève impulsion d'énergie rayonnée retardée par rapport au moment de l'excitation des atomes, dont l'intensité est proportionnelle à  $N^2$  et la largeur proportionnelle à  $1/N$ . Une telle émission superradiante des états de Rydberg a été effectivement observée <sup>(168)</sup><sup>(171)</sup> et est décrite en détail dans la référence <sup>(170)</sup>. Nous n'en parlerons donc pas ici. Mentionnons simplement qu'elle est caractérisée par un temps de superradiance  $\tau_{SR}$  donné par :

$$\tau_{SR} = \frac{1}{N\gamma_{nn'} \mu} \quad (\text{VIII.3})$$

où  $\gamma_{nn'}$  est la probabilité d'émission spontanée sur la transition considérée et  $\mu$  un facteur géométrique de couplage dépendant de la forme du milieu actif  $\left( \mu = \frac{3}{8\pi} \frac{\lambda_{nn'}^2}{a^2} \right)$  où  $\lambda_{nn'}$  est la longueur d'onde de la transition et  $a$  le diamètre du milieu excité. La superradiance se produit lorsque  $N$  est suffisamment grand

pour que le temps  $\tau_{SR}$  soit inférieur à la durée de vie du niveau initialement excité, ou aux autres temps de relaxation du système.

■ (iii) Tout système amplificateur peut devenir un système oscillateur si on le boucle sur lui-même, avec les bonnes conditions de phase. Dans le cas d'amplificateurs d'ondes millimétriques, la manière la plus simple de boucler l'entrée et la sortie est de placer le milieu actif dans une cavité résonnante pour une fréquence de transition  $\omega_{nl \rightarrow n'l'}$ . Soit  $\mathcal{F}$  la finesse de cette cavité (c'est-à-dire en gros le nombre d'aller-retours utiles de l'onde dans la cavité). Dans les conditions de nos expériences,  $\mathcal{F}$  a une valeur moyennement élevée, et le temps d'amortissement de la cavité, de l'ordre de 15 ns à 100 GHz, est inférieur à tous les autres temps caractéristiques du problème. On peut alors considérer que l'ensemble  $N$  atomes excités + cavité est équivalent à un ensemble de  $N \cdot \mathcal{F}$  atomes excités susceptibles d'émettre de manière cohérente une impulsion superradiante d'ondes millimétriques. Le seuil  $N_s$  de l'émission de ce maser en régime transitoire est donc  $1/\mathcal{F}$  fois le seuil de l'émission superradiante, soit :

$$N_s \sim \frac{1}{\mathcal{F} \mu} \frac{\gamma_{nl}}{\gamma_{nl \rightarrow n'l'}} \quad (\text{VIII.4})$$

Ce seuil dépend des propriétés de la cavité par le facteur  $\mathcal{F} \mu$  et des propriétés des atomes par le rapport des taux de transfert  $\frac{\gamma_{nl}}{\gamma_{nl \rightarrow n'l'}}$ .

Pour un nombre quantique principal de l'ordre de 25, ce rapport est de l'ordre de  $10^3$ ,  $\mu$  est de l'ordre de  $10^2$  pour une longueur d'onde voisine de 1 mm et  $L$  de l'ordre de 5 mm. Le seuil de l'effet maser est donc de l'ordre de  $10^3$  à  $10^4$  atomes pour une finesse de l'ordre de 100. Ce seuil est beaucoup plus petit que le seuil d'effets maser observés sur des transitions entre niveaux moins excités. Par exemple,  $N_s$  est de l'ordre de  $10^9$  dans le cas du maser à ammoniac ( $\lambda \approx 12$  mm). On peut donc provoquer dans nos conditions expérimentales une émission cohérente pulsée d'un très petit nombre d'atomes, mettant en jeu une très faible énergie  $N \hbar \omega_{nl \rightarrow n'l'}$  (de l'ordre de 1 eV au seuil).

Les caractéristiques du pulse maser sont considérées en détail dans la référence (170). La discussion que nous venons d'esquisser montre

qu'on peut s'attendre à une évolution temporelle qui ressemble à celle de la superradiance. Il y a par contre une différence importante entre les deux phénomènes : alors que l'émission superradiante "choisit" elle-même sa longueur d'onde d'émission (celle correspondant à la transition de  $T_{SR}$  minimal), c'est la cavité qui fixe la longueur d'onde du rayonnement émis dans le cas de l'effet maser.

## 2. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour réaliser les expériences de spectroscopie à très haute résolution sur les transitions à deux photons  $nS \rightarrow (n+1)S$  permet aussi d'obtenir l'effet maser sur des transitions entre niveaux de Rydberg. Il permet en effet d'exciter un ensemble de  $N$  atomes dans un état  $|n\ell\rangle$  à l'intérieur d'une cavité semi-confocale de fréquence propre variable. Si la fréquence de résonance de celle-ci est ajustée de manière à coïncider avec une fréquence  $\omega_{n\ell \rightarrow n'\ell'}$  de transition de l'atome, et si le nombre  $N$  est supérieur au seuil de l'effet maser sur la transition  $n\ell \rightarrow n'\ell'$ , alors une impulsion d'ondes millimétriques sera engendrée par les atomes, et les atomes passeront de l'état  $|n\ell\rangle$  dans l'état de Rydberg voisin  $|n'\ell'\rangle$ .

L'effet maser est cependant difficile à observer, car il met en jeu un très faible nombre d'atomes et donne lieu à une très faible émission d'énergie électromagnétique (On peut s'attendre à une puissance crête au seuil de l'ordre de  $10^{-13}$  W). Il existe en fait deux manières de le mettre en évidence :

- Mesurer l'effet sur les atomes eux-mêmes, c'est-à-dire enregistrer la variation de population des niveaux  $|n\ell\rangle$  et  $|n'\ell'\rangle$  en présence et en absence d'effet maser.
- Mesurer directement l'émission de rayonnement millimétrique à l'aide de détecteurs très sensibles.

Nous avons réalisé les deux expériences (rapportées dans les références (168) et (169)), que nous allons maintenant décrire plus précisément dans les paragraphes B et C respectivement.

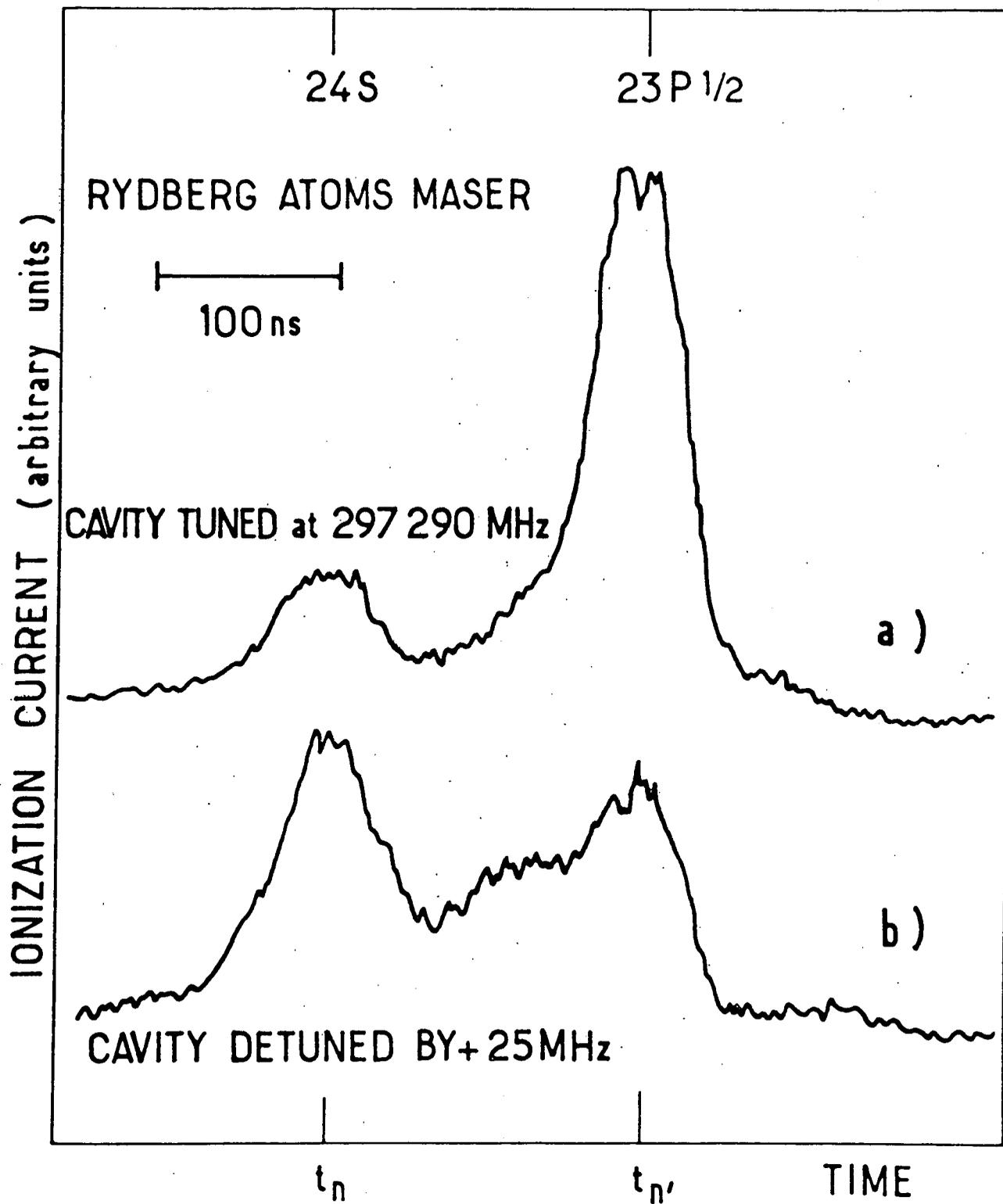


FIGURE 32

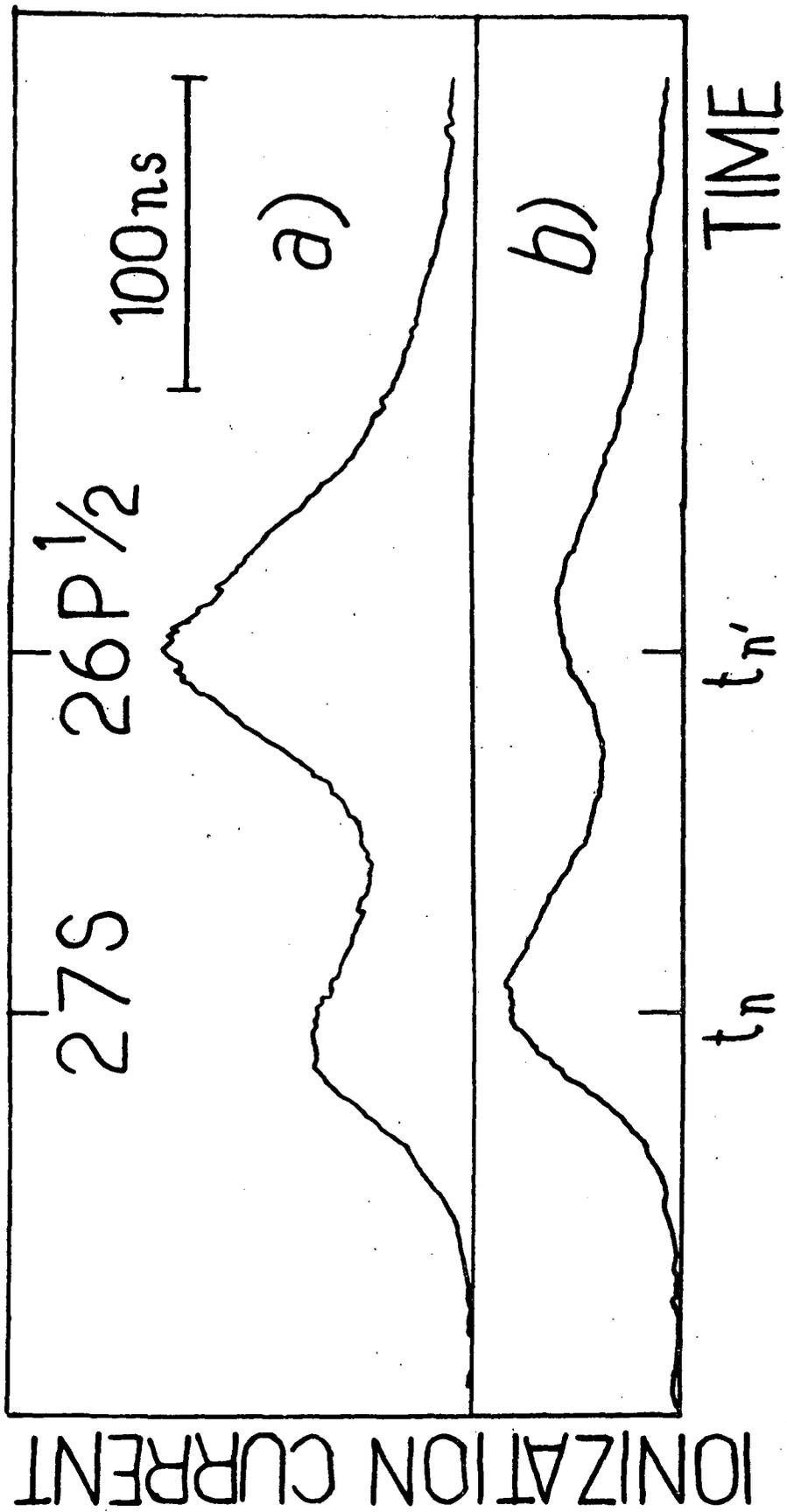


Fig. 83

## B. DETECTION DE L'EMISSION LASER SUR LES POPULATIONS

Il suffit pour cela d'exciter les atomes à l'entrée de la cavité millimétrique, de telle sorte que  $N$  soit supérieur au seuil et de mesurer les populations des différents niveaux dans le condensateur à la sortie de la cavité. Pour obtenir un nombre suffisant d'atomes excités, nous avons rapproché le four de la zone d'interaction et augmenté la température de celui-ci ( $\sim 400^\circ$ ). Il est alors possible d'exciter  $10^4$  à  $10^5$  atomes à chaque impulsion laser.

Les figures 82 et 83 montrent le courant d'ionisation en fonction du temps dans le cas de l'excitation des niveaux 24S et 27S respectivement pour différentes positions de la cavité, moyenné sur quelques dizaines d'impulsions laser successives, lorsque le temps  $\Delta t$  entre l'excitation et la détection est de l'ordre de 30  $\mu s$ .

Les enregistrements b) correspondent à une position quelconque de la cavité, c'est-à-dire à une situation où les fréquences propres de la cavité ne correspondent à aucune fréquence propre  $\omega_{n'l \rightarrow n'l'}$  de l'atome. On observe un signal formé de deux pics, correspondant aux niveaux  $|nS\rangle$  et  $|n'P\rangle$  (24S et 23P sur la figure 82, 27S et 26P sur la figure 83). La population du niveau  $|n'P\rangle$  est due principalement à des transferts d'origine thermique à partir du niveau  $|nS\rangle$ .

Les enregistrements a) correspondent à un accord de la cavité sur la fréquence  $nS \rightarrow (n-1)P$ . On observe alors un très net accroissement de la population du niveau  $|n'P\rangle$ , ainsi qu'une décroissance de la population du niveau initial  $|nS\rangle$ . Cet effet de transfert de population ne dépend que de la distance entre les miroirs de la cavité, donc de sa fréquence de résonance. Il est donc caractéristique de l'existence d'une émission maser sur la transition  $nS \rightarrow (n-1)P$ . Les enregistrements des figures 82 et 83 montrent que la population du niveau initial  $nS$  ne s'annule pas à l'accord de la cavité. Il y a deux raisons à cela : la première est que l'effet maser ne met pas en jeu

tous les atomes excités et donc que le transfert  $nS \rightarrow n'P$  n'est pas total après l'émission de l'impulsion maser; la seconde, moins importante, est qu'il y a aussi transfert thermique, entre la fin de l'émission maser et la détection, qui repeuple le niveau  $nS$  à partir du niveau  $n'P$ . Il faut enfin tenir compte de la différence importante des durées de vie des niveaux  $nS$  et  $n'P$ , qui entraîne une désexcitation beaucoup plus grande du niveau  $nS$  que du niveau  $n'P$ . Cet effet explique la différence de contraste entre les enregistrements correspondants des figures 82 et 83. Dans le cas de la figure 82, la durée de vie du niveau  $24S$  ne permet qu'à 10% des états  $S$  initialement excités d'atteindre la région de détection, alors que ce pourcentage s'élève à 70% pour les états  $P$ . Le niveau  $P$  est donc beaucoup plus "visible" à la détection que le niveau  $S$ , et l'effet du transfert  $S \rightarrow P$  est ainsi amplifié. Sur la figure 83, les niveaux  $S$  et  $P$  ont tous deux des durées de vie qui leur permettent de se désexciter avec des taux moins différents (40% des états  $27S$  et 75% des états  $26P$  subsistent au moment de la détection). L'effet est donc moins apparent.

Le nombre d'états de Rydberg  $N$  excités par laser est, dans les deux cas, d'environ  $10^4$ , c'est-à-dire nettement au-dessus du seuil estimé pour l'effet maser. En effet, pour ces expériences préliminaires, le seuil est plus un seuil de sensibilité de la technique de mesure qu'un seuil de l'effet lui-même : lorsque le nombre d'atomes excités est trop faible ( $\approx 1000$ ), à cause de l'effet de sélection des vitesses et à cause des durées de vie des niveaux, le nombre d'électrons détectés tombe à moins de 100, rendant de ce fait difficile la mise en évidence de l'effet maser.

Lorsqu'on balaie la longueur de la cavité  $l$ , on observe un tel transfert de population pour un certain nombre de valeurs de  $l$ . On observe tout d'abord les positions correspondant à la même fréquence de résonance  $\omega_{nl \rightarrow n'l'}$ , qui sont espacées de  $\Delta l = \lambda/2$ . De plus, lorsque le nombre  $N$  d'atomes excités est largement au-dessus du seuil, on observe le transfert pour quelques valeurs de  $l$  entre les valeurs correspondant aux différents modes de la cavité. Ces positions correspondent certainement à des modes parasites de structure complexe dont la fréquence est aussi celle de la transition. Mais ces résonances disparaissent si on diminue  $N$  : on observe alors

uniquement le peigne des modes propres de la cavité distants de  $\lambda/2$ . Mais on observe aussi l'apparition de l'effet maser pour des déplacements  $\delta l$  beaucoup plus petits que l'intervalle spectral libre. Ces positions rapprochées d'accord correspondent à une émission maser sur les deux composantes de structure fine de la transition  $nS \rightarrow n'P_{1/2}$  et  $nS \rightarrow n'P_{3/2}$ . La mesure du déplacement permet donc de mesurer la structure fine du niveau P d'arrivée avec une précision absolue qui est de l'ordre de la précision de pointé de la cavité ( $\approx 30$  MHz). Nous avons ainsi pu obtenir les valeurs suivantes des structures fines  $\Delta E(n)$  des niveaux 27P, 28P et 33P :

$$\Delta E(27P) = 314(30) \text{ MHz} ; \quad \Delta E(28P) = 295(30) \text{ MHz} ; \quad \Delta E(33P) = 159(30) \text{ MHz} \quad (\text{VIII.5})$$

Ces mesures coïncident (dans la limite des incertitudes expérimentales) avec les mesures de la même structure par la méthode de double résonance exposée au chapitre précédent, où on obtenait :

$$\Delta E(27P) = 300(5) \text{ MHz} ; \quad \Delta E(28P) = 266(4) \text{ MHz} ; \quad \Delta E(33P) = 161,5(1) \text{ MHz} \quad (\text{VIII.6})$$

Elles coïncident donc aussi avec les valeurs obtenues avec la formule d'interpolation (VII.39).

Nous avons ici un exemple d'application de l'effet maser : il est ainsi possible de mesurer des fréquences propres de l'atome qui participe à l'émission maser. Une telle méthode de spectroscopie est intéressante dans la mesure où elle ne nécessite l'emploi d'aucune source accordable de rayonnement millimétrique, dispositif généralement coûteux. Comme dans le cas des battements quantiques, les atomes délivrent eux-mêmes leurs fréquences de transition, qui sont ensuite analysées spectralement par la cavité Fabry-Perot. Une autre manière de voir ce phénomène est de considérer la cavité comme un filtre sélectif du rayonnement thermique ambiant. La source de rayonnement utilisée en fait dans ces expériences est la portion du rayonnement du corps noir qui est à la fréquence de résonance de la cavité. Celle-ci est ensuite amplifiée par les atomes dans le cas d'une coïncidence avec une fréquence atomique. La résolution dans cette méthode de spectroscopie est simplement la résolution spectrale de la cavité utilisée.

Précisons enfin que la cavité a été préalablement étalonnée en mesurant sa transmission (ou sa réflexion) à différentes fréquences à l'aide du carcinotron asservi décrit dans le chapitre précédent. Il est ainsi possible de connaître, pour chaque fréquence  $\nu$ , les différentes positions du miroir qui donnent une résonance à cette fréquence, et de mesurer le facteur de qualité  $Q$  correspondant. Chaque fois que cela a été possible (c'est-à-dire quand nous disposions d'un carcinotron fonctionnant à la fréquence de l'émission maser), ces positions ont été directement déterminées en observant sur les atomes le signal de double résonance  $nS \rightarrow (n-1)P$  induit par la source extérieure accordée sur la fréquence atomique et en cherchant ensuite les positions d'accord de la cavité donnant un pic de transmission à la même fréquence.

Toutes ces expériences ont été réalisées à l'aide d'une cavité de surtension moyenne, formée de miroirs de cuivre ou de laiton à la température ambiante. Il est possible d'améliorer cette surtension de plusieurs ordres de grandeur en diminuant les pertes dans les miroirs. Pour cela, il suffit de les refroidir à la température de l'azote (on gagne un facteur 7 sur la résistivité du cuivre), ou mieux de l'hélium liquide (on gagne alors un facteur considérable en utilisant un supraconducteur tel que le niobium). Une telle amélioration permet d'augmenter la précision des mesures spectroscopiques obtenues par l'intermédiaire de l'émission maser. Elle permet aussi de diminuer le seuil de l'effet, qui est inversement proportionnel à  $Q$ . Il suffit de gagner trois ordres de grandeur sur ce facteur, ce qui semble possible, pour obtenir un seuil qui soit de l'ordre de 1 atome. Il paraît difficile alors de parler de "maser à un atome", il s'agit plutôt d'échange d'énergie entre un atome et un mode isolé du champ électromagnétique. L'étude d'un tel effet sera certainement très intéressante d'un point de vue fondamental.

### C. DETECTION DIRECTE DE L'EMISSION MASER

Vu la très faible puissance mise en jeu dans un tel phénomène, il nous faut un détecteur très sensible pour mesurer directement l'énergie rayonnée par les états de Rydberg. De tels détecteurs existent : ils ont été mis au point

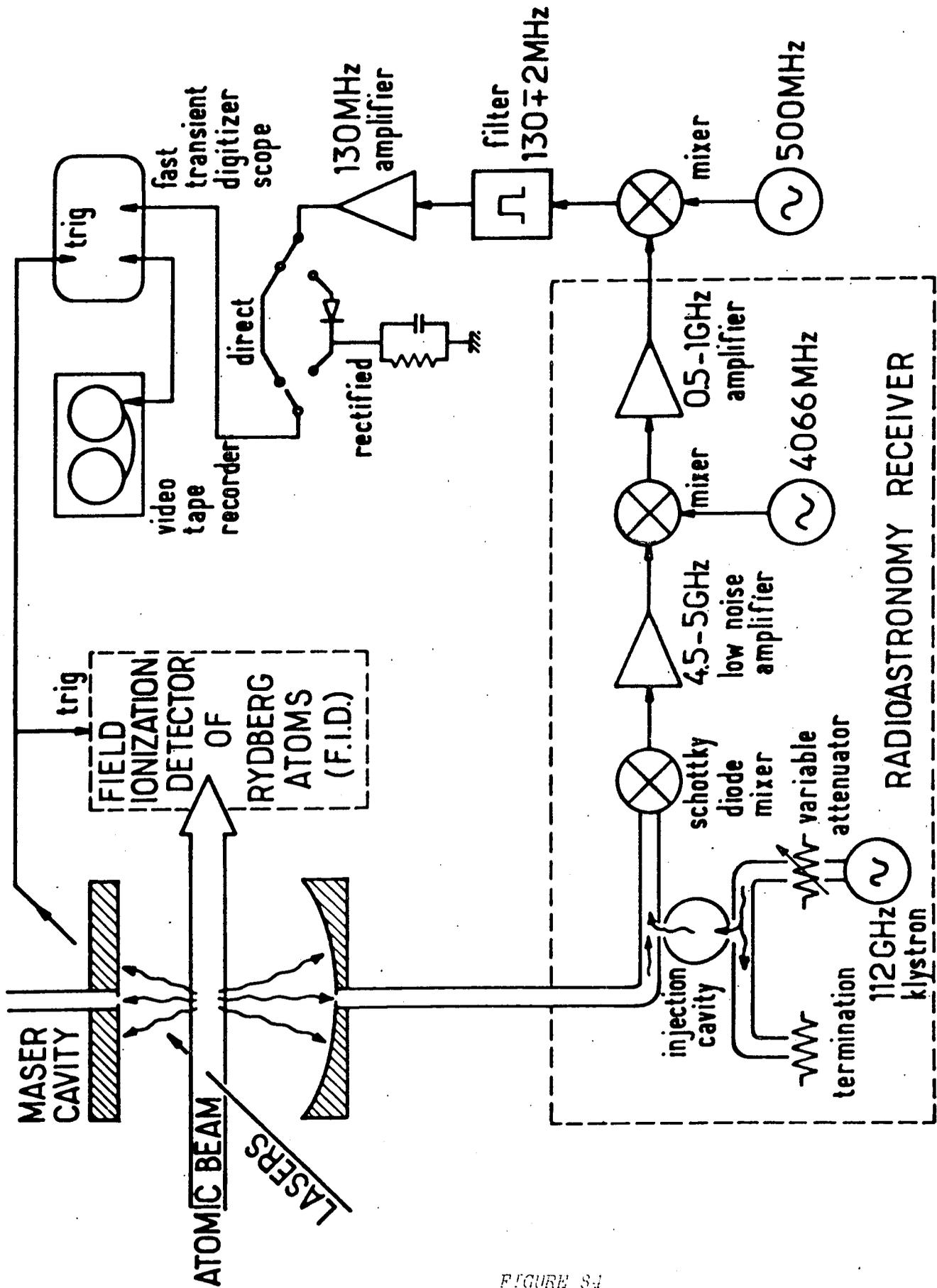


FIGURE 8-1

en particulier par les radioastronomes pour détecter le rayonnement millimétrique très faible arrivant sur la terre après traversée de l'atmosphère. Les études radioastronomiques réalisées à l'aide de tels détecteurs portent sur l'émission des molécules interstellaires, mais aussi sur celle des états de Rydberg qui existent dans le milieu interstellaire et qui rayonnent nécessairement aux longueurs d'onde qui nous intéressent. Nous avons heureusement bénéficié de la collaboration du groupe de radioastronomie millimétrique de Meudon et de l'E.N.S. qui a développé et mis au point de tels détecteurs. On retrouve ici un exemple de cette corrélation entre l'astrophysique et l'étude des états très excités que nous avons signalée dans l'introduction.

### 1. LE DETECTEUR UTILISE

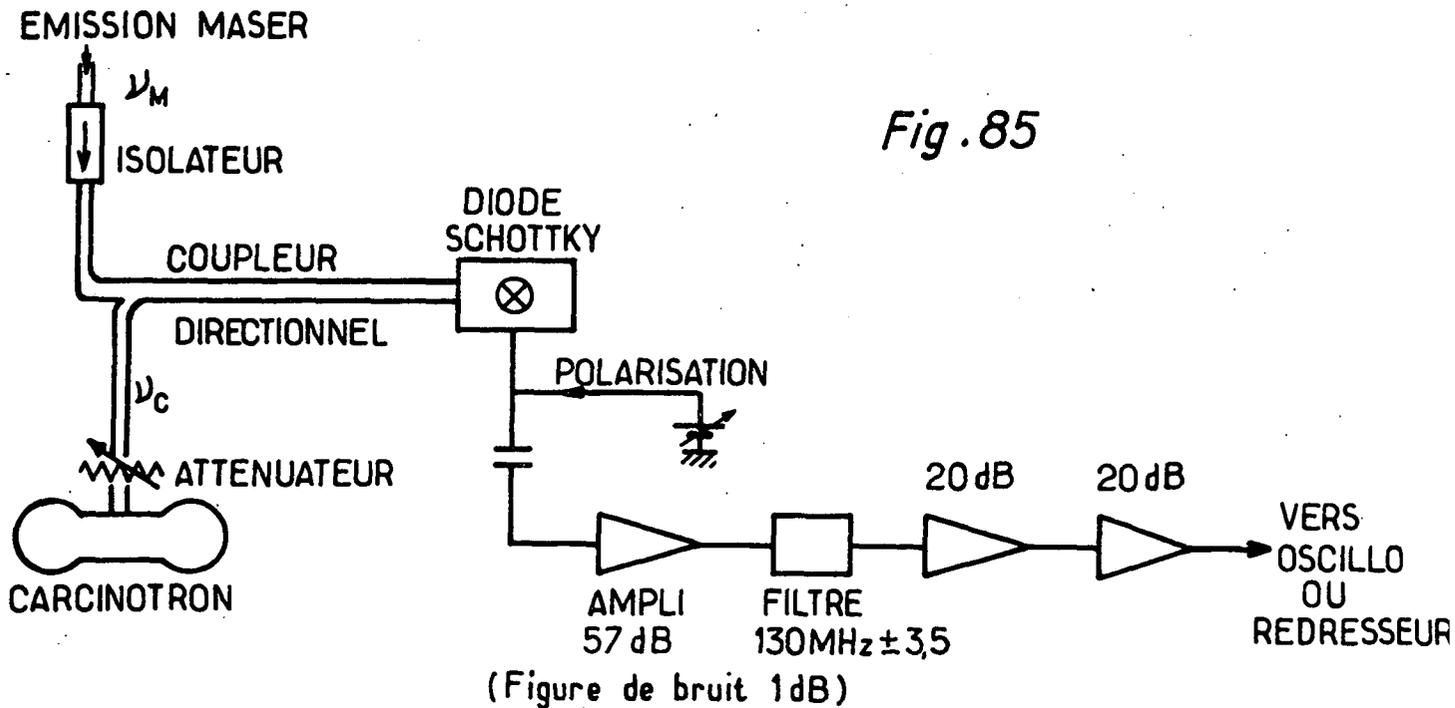
Ce détecteur, décrit en détail dans la référence (<sup>172</sup>), est schématisé sur la figure 84. Il est du type hétérodyne, c'est-à-dire que l'on fait battre l'onde à mesurer (issue de la cavité dans notre cas) avec un oscillateur local, constitué ici par un klystron millimétrique. Le signal de battement est alors à fréquence suffisamment basse pour pouvoir être amplifié et filtré, de manière à donner un signal mesurable.

Le klystron (Varian VRB 2113 A) est réglé de manière à émettre à 4,696 GHz au-dessus de la fréquence du signal à mesurer (qui est aux alentours de 107,8 GHz). Le signal de référence issu de l'oscillateur local et le signal maser sont couplés à travers une cavité d'injection; ils sont tous deux envoyés sur une diode Schottky AsGa Pt/Au, spécialement conçue pour cet usage. La diode elle-même (le "chip") est fabriquée par G.T. WRIXON (Cork, Irlande) et montée sur un substrat de silice fondue par P. LANDRY (Meudon) (<sup>172</sup>), de manière à obtenir un signal de battement à 4,696 GHz avec un bruit de fond minimal. Ce signal de battement est ensuite amplifié dans un préamplificateur 4,5 - 5 GHz à très faible bruit (Avantek ASD 9262 M), converti en onde à plus basse fréquence (630 MHz) par mélange avec un oscillateur local (solide) à 4,066 GHz, et enfin amplifié à nouveau. Pour obtenir un signal de fréquence voisine de 100 MHz qui puisse être visible sur un oscilloscope rapide, nous avons rajouté un étage basse fréquence, constitué par un nouveau mélange avec un oscillateur à 500 MHz qui donne un signal à 130 MHz. Ce signal basse fré-

quence est alors filtré dans un filtre étroit ( $130 \pm 2$  MHz) de manière à éliminer le maximum de bruit thermique, puis à nouveau amplifié. On obtient alors un signal de 300 mV environ. Celui-ci peut être envoyé directement sur le digitaliseur de transitoire Tektronix R 7912 couplé avec un enregistreur vidéo. On enregistre alors sur la bande un signal proportionnel à l'amplitude du champ maser à chaque impulsion du laser.

Il est aussi possible de redresser le signal à 130 MHz. Dans le cas où le redresseur travaille dans le régime quadratique, on obtient ainsi un signal proportionnel à la puissance émise qui peut être moyenné sur un certain nombre d'impulsions laser.

Pour des expériences ultérieures, nous avons utilisé un détecteur formé d'une chaîne simplifiée, aux performances légèrement moins bonnes (voir figure 85). L'oscillateur local est alors constitué par le carcinotron qui réalise directement un battement à la plus basse fréquence, laquelle est ensuite amplifiée et filtrée comme précédemment.



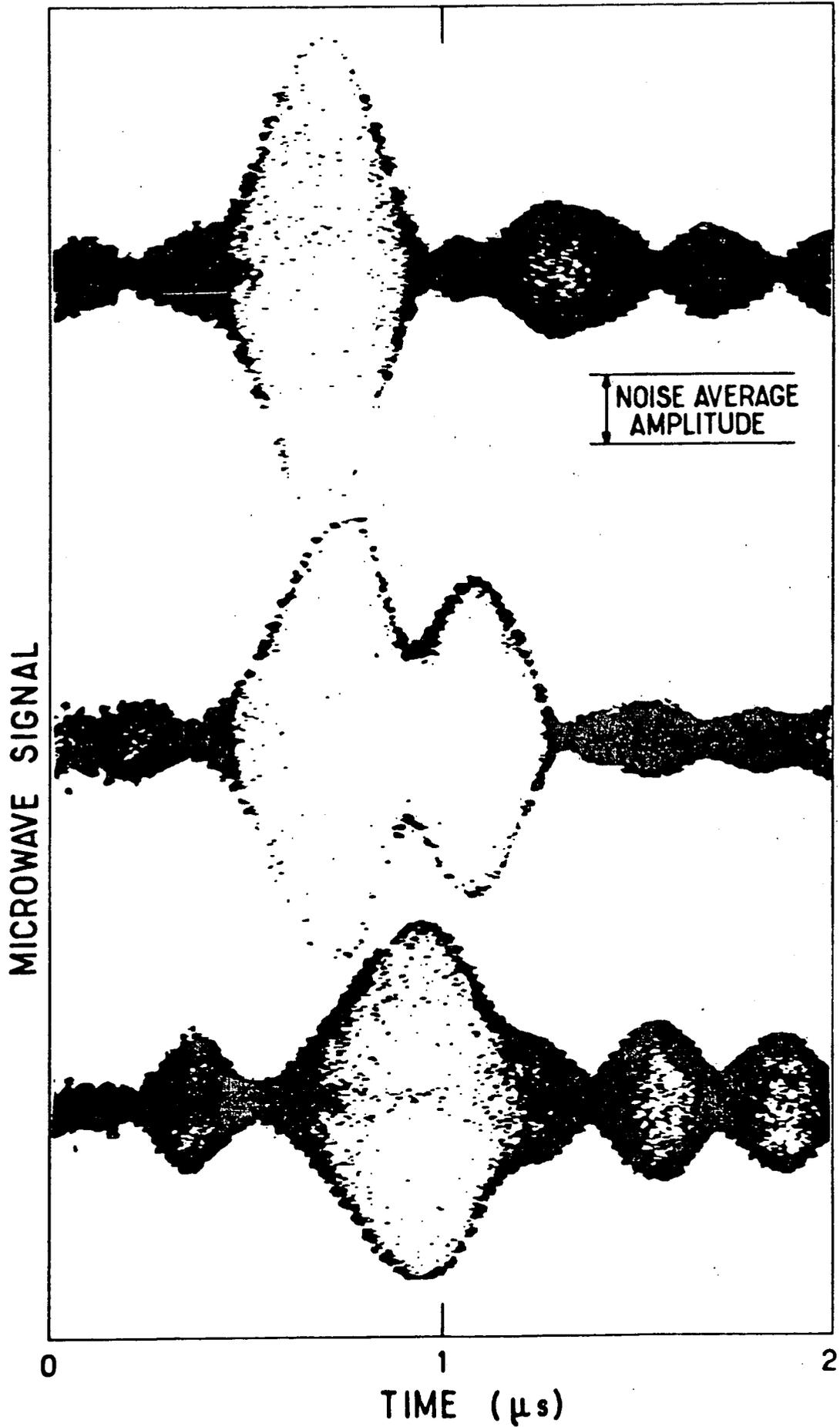


FIGURE 8c

# Rectified Microwave Signal

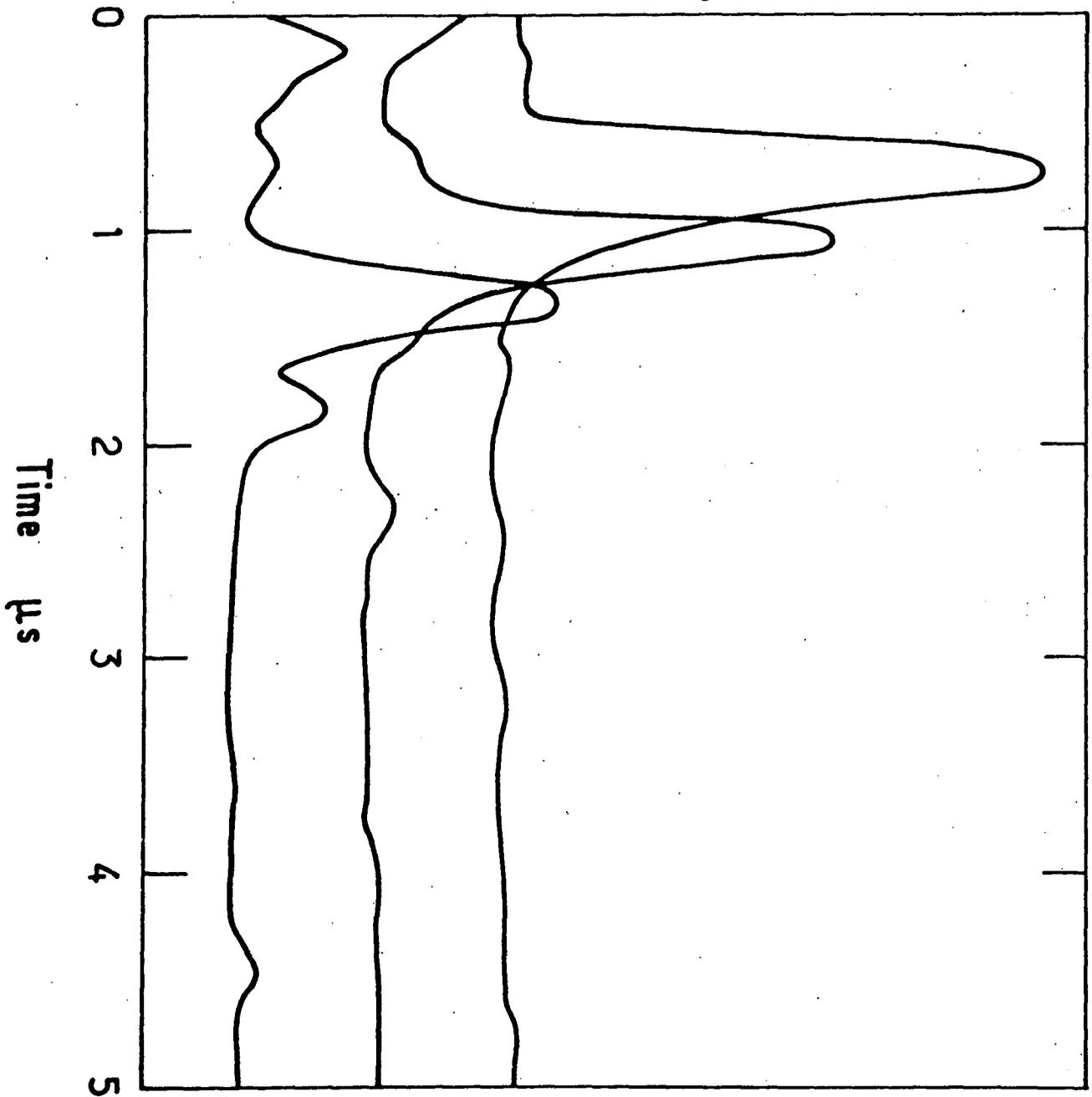


FIGURE 87

Le signal équivalent au bruit sur une bande de 8 MHz est, dans le premier cas, de  $3 \times 10^{-13}$  W et dans le second de  $6 \times 10^{-13}$  W, ce qui correspond à une température effective du détecteur de 2500°K et 5000 °K. Cette température peut être fortement réduite (<sup>172</sup>) si on refroidit le mélangeur à 20°K, et si on utilise un amplificateur paramétrique à 20°K et un amplificateur FET à 77°K. La température de bruit du détecteur peut alors être aussi faible que 450°K. Cet accroissement de sensibilité n'est pas nécessaire pour nos expériences, et les détecteurs non refroidis que nous venons de décrire s'avèrent bien adaptés à la mesure des puissances de nos masers "microscopiques".

## 2. EXPERIENCE ET RESULTATS

Le niveau 33S est excité dans la cavité. Il peut donc y avoir effet maser sur les transitions  $33S \rightarrow 32P_{1/2}$  (à 107,714 GHz) et  $33S \rightarrow 32P_{3/2}$  (à 107,882 GHz). La cavité, qui a un facteur de qualité de 10 000 et une finesse de 200, est ajustée pour être résonnante sur l'une quelconque de ces fréquences. Le signal est alors observé sur l'oscilloscope déclenché par l'impulsion laser excitatrice. On obtient les enregistrements de la figure 86 dans le cas non redressé, et de la figure 87 dans le cas redressé, tous deux observés sur une seule impulsion laser.

On détecte bien une impulsion de signal microonde, retardée de 0,5  $\mu$ s à 1  $\mu$ s par rapport à l'excitation laser, et qui dure de 0,3 à 0,5  $\mu$ s. La variation temporelle réelle de l'impulsion maser est certainement plus rapide car le filtre à bande étroite limite à 0,2  $\mu$ s les temps de montée des signaux observés. L'amplitude, la forme et le retard des signaux fluctue beaucoup de coup à coup. On remarque donc une forte analogie entre la dynamique de l'impulsion maser et la dynamique des impulsions superradiantes.

La figure 88 montre le signal redressé et moyenné sur 200 coups du laser, en a) lorsque la cavité est accordée, et en b) lorsque la cavité est décalée de 30MHz par rapport à la résonance. Le rapport signal sur bruit est évidemment amélioré mais la durée de l'impulsion maser est rallongée à cause des fluctuations de coup à coup.

Pour calibrer de manière absolue les signaux, on compare le signal obtenu à l'amplitude moyenne du bruit. Ce bruit, qui correspond à la température effective de 2500°K du détecteur, a été étalonné en mesurant des sources thermiques de températures connues. Il correspond, d'après la loi de Planck, à une puissance de  $2,8 \times 10^{-13}$  W dans la bande de fréquence considérée ( $2 \times 4$  MHz, le facteur 2 étant dû à l'existence de 2 bandes latérales associées au changement de fréquence). Les signaux de battement des figures 86 et 87 sont 2 à 7 fois plus grands que le bruit, ce qui correspond à une puissance crête au niveau du détecteur variant entre  $1,1 \times 10^{-12}$  W et  $1,3 \times 10^{-11}$  W, et une énergie totale émise comprise entre 2 et 30 eV. Pour en déduire l'énergie de l'impulsion maser elle-même, il faut estimer la perte entre la sortie de la cavité et le détecteur, qui vaut environ 7 db; d'autre part, la cavité ayant 2 trous, un dans chaque miroir, la puissance recueillie n'est que la moitié de la puissance émise. On en déduit que le maser émet une puissance 10 fois plus grande que celle qui est mesurée, soit entre 20 et 300 eV, correspondant à un nombre de photons millimétriques variant entre  $4 \times 10^4$  et  $6 \times 10^5$ .

Si on évalue le seuil d'après la formule (VIII.4) dans les conditions de cette expérience, on obtient une valeur proche de  $2 \times 10^4$ , ce qui est compatible avec les nombres de photons émis que nous venons de calculer.

#### D. UTILISATION DES ETATS DE RYDBERG COMME DETECTEURS DE RAYONNEMENT

Dans un très grand nombre d'expériences décrites dans ce mémoire, nous avons mis à profit la très grande section efficace d'interaction entre les états de Rydberg et le rayonnement capable d'induire des transitions entre états de Rydberg. Ce paragraphe a pour objet de discuter de cet aspect très intéressant des états très excités de manière plus systématique et de donner des éléments de réponse à la question : les atomes très excités peuvent-ils constituer des détecteurs efficaces et opérationnels de rayonnements de grande longueur d'onde ?

# Integrated Rectified Microwave Signal

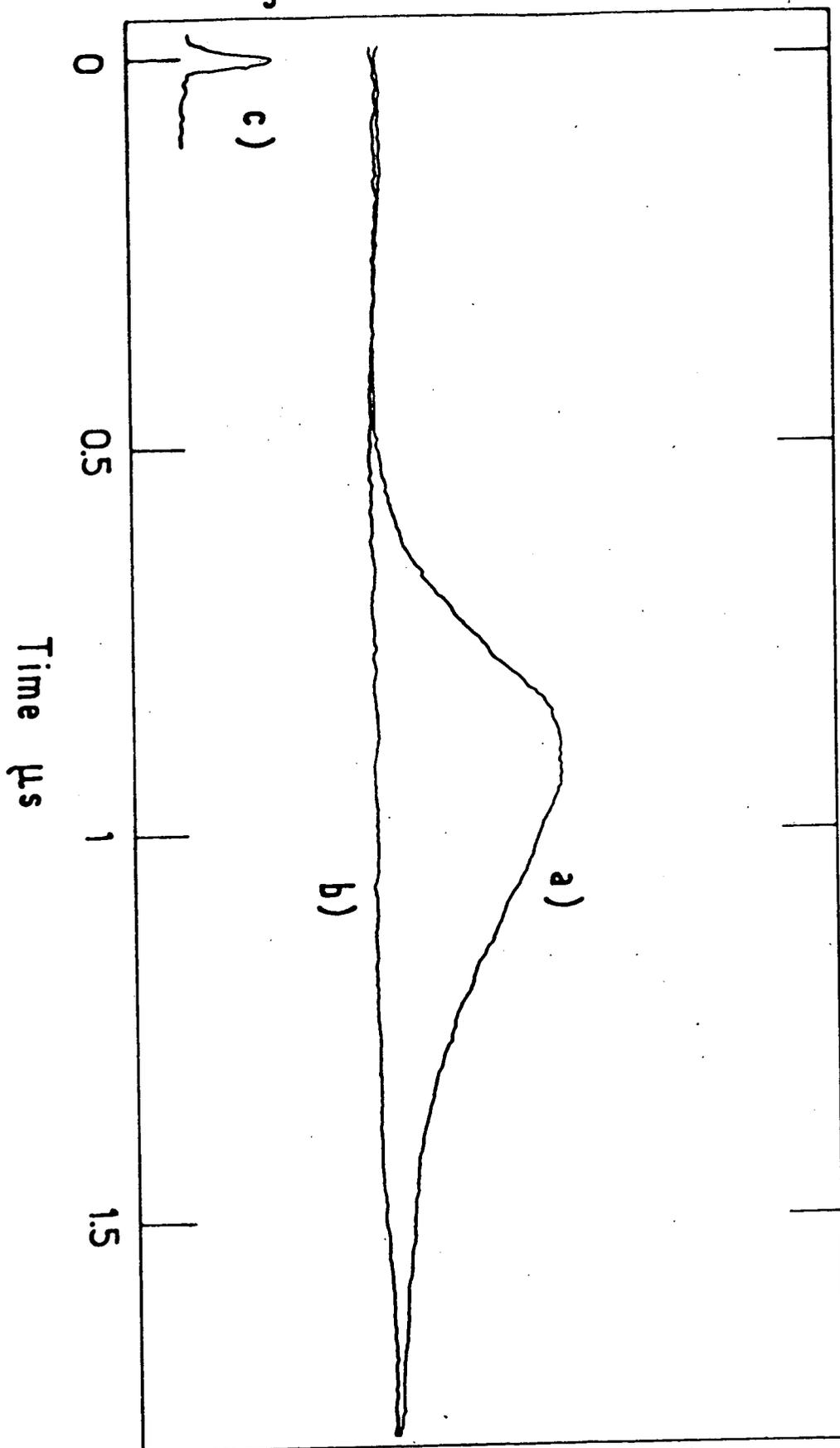


FIGURE 33

### 1. PERFORMANCES ACTUELLES DU MONTAGE UTILISE EN DETECTEUR

Les expériences décrites dans cette thèse montrent, à l'évidence, qu'il suffit d'une très faible puissance d'onde millimétrique pour que nous puissions observer un signal de transfert sur le courant d'ionisation. La dernière série d'expériences sur l'effet maser nous permet en particulier de comparer les efficacités relatives du détecteur à états de Rydberg et des détecteurs les plus performants actuels, puisque l'émission maser a été détectée à la fois par un détecteur hétérodyne et par transfert de population. Les figures 82 et 86 montrent que, dans les deux cas, le signal sort nettement du bruit, avec des rapports signal/bruit comparables.

On peut objecter valablement que le détecteur à états de Rydberg est particulièrement adapté à la détection d'un signal maser qu'il émet lui-même et peut ne pas l'être autant pour la détection de signaux extérieurs. Mais il faut aussi remarquer que notre dispositif expérimental n'a en rien été conçu pour en faire un détecteur aux performances optimales et qu'il peut certainement être grandement amélioré.

Pour caractériser de manière plus quantitative la sensibilité de ce type de détecteur, on peut, par exemple, déterminer la puissance équivalente au bruit  $P^*$  (NEP) <sup>(173)</sup> de notre dispositif, c'est-à-dire le quotient :

$$P^* = \frac{P}{\sqrt{\Delta\nu}} \quad (\text{VIII.7})$$

de la puissance nécessaire pour obtenir un signal égal au bruit de fond à la racine carrée de la bande passante. L'inverse de  $P^*$ ,  $D^* = \frac{1}{P^*}$ , est appelé détectivité. Cette notion a été introduite pour caractériser les détecteurs à bande large et filtrés, pour lesquels ce quotient est à peu près indépendant de la largeur  $\Delta\nu$  choisie au niveau de la détection.

Considérons donc une expérience du type de celle décrite dans le paragraphe VII.E où on peuple un niveau  $nS$  ( $n \approx 30$ ) et où on mesure la population du niveau  $nP$  immédiatement supérieur. La fréquence de la transition  $nS \rightarrow nP$  tombe aux alentours de 100 GHz (3 mm). Lorsqu'il n'y a pas de rayonne-

ment extérieur appliqué sur le guide d'onde d'entrée de notre "détecteur", le boxcar enregistre tout de même un signal à l'emplacement de l'ionisation du niveau P, comme nous l'avons montré dans le chapitre VI.B.3, qui constitue donc un bruit de fond constant. Lorsqu'on applique un signal sur le guide d'onde (par exemple l'harmonique élevé du klystron centimétrique, plutôt que l'onde émise par le carcinotron qu'il est difficile d'atténuer très fortement de manière contrôlable), on observe un accroissement du signal de sortie du boxcar. La puissance donnant un signal qui commence à émerger du bruit correspond à environ  $10^{-12}$  W au niveau des atomes. L'onde étant dispersée sur une surface de l'ordre du  $\text{cm}^2$  au niveau de la région d'interaction avec les atomes, cela correspond à des flux de  $10^{-12}$  W/cm<sup>2</sup>. D'autre part, la bande passante de la détection est de l'ordre du MHz autour de la fréquence de résonance. On en déduit les paramètres de puissance équivalente au bruit et de détectivité de notre dispositif :

$$P^* \approx 10^{-15} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}} \quad , \quad D^* \approx 10^{15} \text{ W}^{-1} \times \text{Hz}^{1/2} .$$

Cet ordre de grandeur correspond à celui indiqué par GALLAGHER (83) à 4,3 mm. Il est meilleur que celui donné par DUCAS et al. (174) pour une longueur d'onde beaucoup plus petite de l'onde incidente (496  $\mu$ ). Cette valeur trouvée est compatible avec la valeur théorique de la probabilité de transition telle qu'elle est donnée par l'équation (II.30) :  $10^{-12}$  W/cm<sup>2</sup> sur 1 MHz saturent la transition 30S  $\rightarrow$  30P en 300  $\mu$ s. Le signal observé correspond donc à 5% environ de la saturation. Notre dispositif a donc une détectivité légèrement inférieure à celle des détecteurs hétérodynes ( $\approx 10^{16}$  W<sup>-1</sup>  $\times$  Hz<sup>1/2</sup>).

## 2. AMELIORATIONS POSSIBLES

Les ordres de grandeur ainsi déterminés montrent que notre détecteur est déjà compétitif avec bien d'autres détecteurs existants. Quelles sont les améliorations envisageables et quel gain résultant sur la détectivité peut-on attendre ?

L'amélioration essentielle consiste évidemment à réduire le bruit de fond. Or, les expériences décrites dans le chapitre VI et d'autres expériences (83)(84) ont montré que celui-ci avait pour principale origine le

rayonnement thermique à température ambiante. La formule (II.33) indique par exemple que le flux thermique à 300°K susceptible d'induire des transferts 30S → 30P est de l'ordre de  $5 \times 10^{-13}$  W/cm<sup>2</sup>. Une fois tenu compte du facteur géométrique (le rayonnement thermique vient de toutes directions, le signal à mesurer d'une seule), on obtient une puissance de bruit compatible avec nos mesures. La solution consiste donc à refroidir les parois de l'enceinte à une température suffisamment basse pour que le rayonnement thermique ne soit plus le facteur dominant de transfert parasite. Des expériences (86)(87) ont montré que le rayonnement thermique était encore essentiel jusque vers 10°K. En refroidissant à la température de l'hélium liquide, on peut donc espérer gagner un facteur 10 à 100 sur le bruit de fond.

Il est d'autre part possible d'améliorer le couplage géométrique entre l'onde et les atomes de façon à ce que toute l'énergie incidente soit utilisée par les atomes : on peut par exemple utiliser une cavité semi-confo-cale comme celle des chapitres VII et VIII qui focalise l'énergie au waist du mode et constituer une nappe d'atomes excités qui couvre toute la surface transverse du mode de la cavité : un gain d'un facteur 10 environ semble alors possible.

Cette brève discussion montre que la détectivité peut être améliorée d'un facteur 100 à 1000, c'est-à-dire se rapprocher de  $10^{18}$  W<sup>-1</sup> × Hz<sup>1/2</sup> sur une bande de 1 MHz. Une telle détectivité n'a encore été obtenue sur aucun détecteur actuellement opérationnel.

Un autre paramètre important est la taille du signal obtenu par unité de puissance incidente sur le détecteur. Ce paramètre est tout à fait ajustable dans notre cas (à la différence de nombreux autres détecteurs), puisqu'il suffit d'augmenter le nombre d'atomes excités ou d'augmenter le temps utile d'expérience (= temps d'interaction × taux de répétition) en utilisant par exemple des lasers continus.

Mentionnons enfin une autre possibilité : on peut utiliser l'effet maser en tant qu'amplificateur de rayonnement et construire ainsi un détecteur mixte : le faible rayonnement incident est amplifié par le maser à états de Rydberg, puis détecté ensuite par un détecteur classique. Nous étudions actuellement un tel dispositif.

### 3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DU DETECTEUR A ETATS DE RYDBERG

Nous ne revenons pas ici sur la sensibilité, qui a été analysée dans le paragraphe précédent. Examinons maintenant les autres caractéristiques de notre détecteur :

- Il est intrinsèquement à bande très étroite, à la différence de tous les autres détecteurs existants. On peut l'élargir par des champs électriques inhomogènes, par des champs électriques oscillants ..., mais au détriment de la sensibilité. Il est donc adapté principalement à la détection de sources à bande étroite, comme par exemple les sources étudiées en radio-astronomie.
- Les bandes de détection possibles, centrées sur les différentes transitions  $nS \rightarrow n'P$ , ne recouvrent évidemment pas tout le spectre : il faut donc balayer ces bandes. Ceci peut être fait notamment par effet Stark, comme l'ont montré KLEPPNER et al. (174) . On peut aussi utiliser des processus à plusieurs photons de type Raman avec une source extérieur de fréquence  $\nu_{ext}$  de manière que  $|\nu \pm \nu_{ext}|$  (où  $\nu$  est la fréquence du rayonnement à mesurer) tombe sur une fréquence atomique, mais là encore au détriment de la sensibilité. On peut donc penser recouvrir par ces méthodes tout le spectre des ondes millimétriques, submillimétriques et infrarouge lointain, avec des "pics" de détectivité au voisinage des fréquences de transition atomique.
- Un défaut inséparable de la grande sensibilité du dispositif est sa faible dynamique, car il suffit d'une faible puissance pour saturer les transitions : le domaine de variation linéaire est donc restreint aux très faibles puissances.

Le "détecteur à états de Rydberg" ne paraît donc pas appelé à remplacer les autres types de détecteur dans un très grand nombre d'applications, car il paie le prix de l'accroissement de sensibilité par un certain nombre de défauts. Néanmoins, il peut s'avérer utile dans un certain nombre d'applications spécifiques, comme par exemple la radioastronomie millimétrique. Son développement, qui nécessite évidemment de nombreuses études plus poussées, apparaît donc comme prometteur, notamment dans le domaine submillimétrique où peu de détecteurs très performants existent à l'heure actuelle.

