

UNIVERSITE D'ALGER

11/68

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

2ea

PROJET DE FIN D'ETUDES



المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
البيблиотеكية
UTILISATION DU MASER ET DU LASER
DANS LES TELECOMMUNICATIONS ET
LA TRANSMISSION DE L'INFORMATION

Proposé par :

Mr. B. SANSAL

Réalisé par :

Mr. B. SLIMANI

JUIN 1968

Reçu, le 12/6/68
Slimani

Qu'il me soit permis, avant toute chose, d'adresser mes remerciements les plus sincères à toutes les personnes qui m'ont aidés à accomplir ma tâche. Je m'adresse particulièrement à Monsieur SANSAL - Ingénieur Chercheur à l'Institut d'Etudes Nucléaires - pour sa franche collaboration et ses critiques constructives ; Monsieur KALACHE - Ingénieur en chef du Centre d'Etudes des Télécommunications des P et T - pour la documentation qu'il a bien voulu mettre à ma disposition et Monsieur BRAHIMI - Sous-Directeur du Budget et du Matériel au Ministère de la Jeunesse et des Sports - et de son personnel pour le tirage du texte.

Enfin, que Messieurs les **Professeurs** qui ont bien voulu faire parti de mon Jury trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de ma fidélité.

ALGER, le 6 Juin 1968

B. SLIMANI.

TABLE DES MATIERES

Chapitre I

INTRODUCTION

page

- | | | |
|-------|---------------------|---|
| 1. 1. | Généralités | 1 |
| 1. 2. | L'émission stimulée | 2 |

Chapitre II

LE MASER

- | | | |
|----------|---|----|
| 2. 1. | Généralités | 5 |
| 2. 2. | Calacul du gain d'un Maser | 5 |
| 2. 3. | Maser amplificateur | 7 |
| 2. 3. 1. | Bande passante et amplificateur à réaction | 7 |
| 2. 3. 2. | Maser amplificateur dans la liaison de Telstar. | 9 |
| 2. 3. 3. | Performances | 9 |
| | a) Maser à cavité | 10 |
| | b) Maser à ondes progressives | 10 |
| 2. 4. | Maser oscillateur | 10 |

Chapitre III.

LE LASER

- | | | |
|-------|---------------------------------------|----|
| 3. 1. | Généralités : Analogies Maser - Laser | 12 |
|-------|---------------------------------------|----|

3.2.	Caractéristiques du rayonnement Laser	14
3.2.1.	Directivité	14
3.2.2.	Monochromaticité	15
3.2.3.	Puissance instantanée	16
3.2.4.	Cohérence	16
3.2.5.	Comparaison entre les sources Lasers et les sources classiques	17
3.3.	Applications des Lasers aux Télécommunications spatiales	18
3.3.1.	Problème de modulation	18
3.3.2.	Problème de détection	21
3.3.3.	Problème de transmission de puissance et problème de bruit	25
3.3.4.	Applications	29
3.3.5.	Conclusion	31
3.4.	Utilisation du Laser pour la mesure des distances.	32
3.4.1.	Introduction	32
3.4.2.	Principe de la mesure de distance	32
3.4.3.	Equation du Télémètre	34
3.4.4.	Signal minimum détectable	34
3.4.5.	Influence de l'atmosphère	36
3.4.6.	Emetteur	37
3.4.7.	Réalisation pratique	38
3.4.8.	Caractéristiques principales	38
	1) Emetteur	39
	2) Récepteur	39
	3) Dispositif du comptage	39
3.4.9.	Résultats obtenus	39
	1) Portée	39
	2) Précision	40

3. 5. Application du Laser à l'étude de la haute	41
atmosphère et des objectifs extra-atmosphériques	
3. 5. 1 Généralités	41
3. 5. 2 Laser en Géodésie	41
1) Introduction	41
2) Utilisation géodésique des	41
Satellites	
3. 5. 3 3) Utilisation	44
3. 5. 4 Stations françaises de télémétrie	45
Laser	
- Emetteur	45
- Récepteur	45
3. 5. 5. Etude de la diffusion atmosphérique	46
1) la diffusion Raylight	46
2) diffusion par les aérosols	47
3) mesure de la température des	49
différentes couches de l'atmos-	
phère.	
3. 6. Autres applications	50
3. 6. 1 Médecine	50
3. 6. 2 Microsoudures	51
3. 6. 3 Recherches chimiques	51
3. 6. 4 Recherches physiques	51
3. 7. Conclusions	52
<u>CONCLUSION</u>	54
<u>ANNEXE</u>	56

I N T R O D U C T I O N

1. 1 - GENERALITES

Les MASERS et les LASERS sont des dispositifs amplificateurs et auto-oscillateurs qui fonctionnent les uns dans le domaine des ondes radio et les autres dans le domaine des ondes lumineuses et qui sont basés sur les propriétés quantiques des atomes et des molécules.

Bien que le principe de ces appareils était en germe dans un célèbre mémoire d'Einstein paru en 1917 dans le lequel le rôle de l'émission stimulée des radiations par les atomes était mis en évidence, il n'est venu à l'idée de personne de poursuivre cette étude. Il a donc fallu attendre 1954 pour voir le Physicien américain CH TOWNES réaliser le premier oscillateur basé sur l'émission stimulée et appelé " MASER ".

Pour engendrer des ondes dans un dispositif quantique auto-oscillateur, il faut réunir deux conditions :

- disposer d'un milieu matériel dans lequel on crée et on maintient une inversion de population et placer ce milieu (qui est artificiel) dans un résonateur ou une cavité résonnante qui empêche l'énergie rayonnante de s'évader donc qui l'oblige à accumuler sur place. L'inversion de population est donc une opération très importante puisque le milieu dans laquelle elle est produite - à l'inverse des milieux naturels qui sont toujours plus ou moins absorbants pour les ondes électromagnétiques qui les traversent - devient un amplificateur de l'énergie ondulatoire et s'il est enfermé dans un résonateur de bonne qualité dont les pertes sont inférieures au gain de l'amplificateur, une auto oscillation se déclenche. Ce dispositif est alors devenu un " générateur d'ondes ". On appelle cet appareil MASER s'il s'agit d'un générateur d'ondes radio et LASER s'il s'agit de génération d'ondes lumineuses.

Les vibrations ainsi engendrées ont des qualités fort précieuses que l'on exprime par le mot " COHERENCE " et qui tiennent aux propriétés mêmes de l'émission stimulée d'Einstein. Lorsqu'un faisceau lumineux traverse la matière, l'émission stimulée qu'il provoque possède la même fréquence et la même phase que la radiation qui lui a donné naissance. Elle possède aussi la directivité spatiale. La lumière émise par un LASER possède aussi des qualités de cohérence spatiale et cohérence temporelle remarquables. Nous nous intéressons essentiellement à la cohérence spatiale qui permet la transmission des signaux lumineux à très grandes distances et qui fera des LASERS des outils de choix pour assurer les communications dans l'espace planétaire. Le but de ce projet est d'étudier l'application du MASER et du LASER dans les télécommunications et la transmission de l'information. Parmi les nombreuses propriétés de ces appareils qui leur donnent de multiples applications (Télémétrie, Géodésie, soudure, Holographie, Médecine etc...) nous exploiterons une à une les propriétés capables d'être utilisées en télécommunication. Nous concevons bien que l'un des objectifs de la radio sera la lutte contre le bruit de façon à amplifier les très faibles signaux, sans les noyer dans le bruit interne. Nous allons voir que les MASERS nous fourniront une solution à ce problème.

Enfin s'il fallait résumer en une phrase l'évolution de la radio depuis quarante ans, nous pourrions dire qu'il s'est agi d'une "course vers les hautes fréquences". En effet la découverte des propriétés réfléchissantes de l'ionosphère les exigences du Radar pendant la guerre et de la Télévision après la guerre ont entraîné le développement des montages fonctionnant sur des ondes plus courtes (centimétriques puis millimétriques et actuellement micrométriques). Il nous importe donc d'examiner les difficultés qu'il a fallu vaincre pour atteindre ce domaine de fréquences. Il serait intéressant de considérer l'évolution du circuit oscillant (organe essentiel dans les montages en Radio). Le circuit classique self-capacité ne fonctionne que dans la mesure où les dimensions des appareils sont faibles devant les longueurs d'ondes. Il faut donc proscrire l'emploi de circuit self-capacité pour des longueurs d'ondes inférieures au mètre soit pour des fréquences supérieures à trois cent (300 MHz). La figure 1 illustre l'évolution du circuit oscillant dans la course vers les hautes fréquences. Elle indique en fonction de la fréquence d'une part et de la longueur d'onde d'autre part la zone correspondant aux dimensions raisonnables pour un montage de radio (30 cm 1 mm).

Cette élévation des fréquences nécessite un nouveau type de circuit oscillant, transposant en radio les résonateurs. Il est nécessaire que les dimensions de ces résonateurs ou cavités résonnantes soient de l'ordre de la longueur d'onde. Nous savons que nous pouvons accoler plusieurs cavités entre elles pour avoir une cavité plus grande fonctionnant toujours sur la même fréquence. La seule différence est que la petite cavité fonctionne sur le mode fondamental alors que la cavité composée fonctionne sur un mode plus élevé.

Enfin nous savons que la puissance débitée décroît lorsque la fréquence croît donc nous voyons que la montée vers les hautes fréquences se heurtera à des difficultés technologiques.

1. 2. L'EMISSION STIMULEE

Comme nous l'avons déjà dit, l'émission stimulée, introduite par Albert Einstein en 1917 est à la base du fonctionnement du MASER et du LASER. A l'inverse de l'émission spontanée qui est un phénomène aléatoire (aucune action extérieure n'intervient) où il y a également émission d'un photon, l'émission stimulée est l'opération dans laquelle nous libérons un photon en le bombardant par un autre photon. Il y a donc amplification de photons et ceux-ci sont en phase.

Considérons un ensemble d'atomes possédant seulement deux niveaux d'énergie E1 et E2 en équilibre thermique. Le rapport entre les populations N1 et N2 de ces niveaux est donné par la relation de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right]$$

Si E1 est le niveau inférieur nous avons N1 > N2.

Lorsque ces atomes absorbent un rayonnement monochromatique de fréquence ν telle que $h\nu = E_2 - E_1$ (h =, Cte de Planck) une partie des atomes peuplant E1 (niveau fondamental) est portée au niveau supérieur E2.

Ces atomes excités sont susceptibles de retomber un niveau fondamental en émettant des photons $h\nu$ selon deux processus différents.

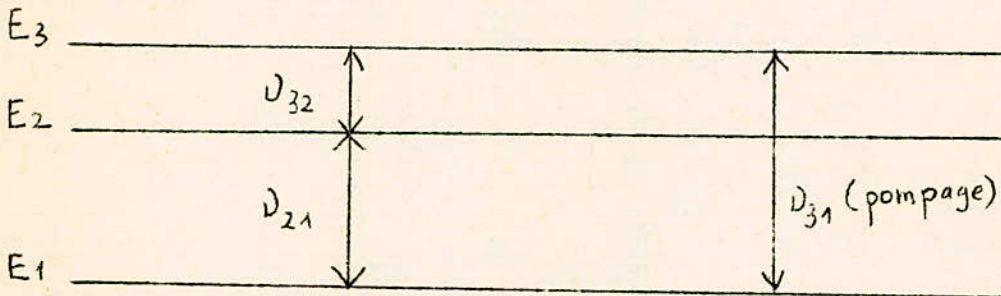
- Pour une partie des atomes se retour s'effectue spontanément (émission spontanée) et il y a émission naturelle de raies spectrales.

-- Pour l'autre partie la retombé est provoquée par le rayonnement de fréquence ν lui-même (Emission stimulée).

Comme pour l'absorption et l'émission spontanée, l'intensité de l'émission induite est proportionnelle à la population du niveau considérée. Le Coefficient de proportionnalité de l'émission induite étant édentique à celui de l'absorption. A l'équilibre thermique l'absorption l'emporte sur l'émission stimulée, mais si par un moyen quelconque on réussit à rendre $N_2 > N_1$, c'est-à-dire créer une inversion de population, l'émission induite l'emporte sur l'absorption. Le rayonnement de fréquence ν qui se propage dans ce milieu ainsi porté à l'état d'excitation se trouve amplifié au lieu d'être affaibli.

Il existe plusieurs moyens de créer une inversion de population (par champ électrique ; par champ magnétique ; par pompage optique etc...).

De même, nous considérons un système comprenant 3 niveaux E_1 , E_2 , et E_3 dans l'ordre d'énergie croissante (



A l'équilibre thermique les populations des niveaux 2 et 3 sont donnés par:

$$N_2 = N_1 \cdot \exp\left[-\frac{h\nu_{21}}{kT}\right]$$

$$N_3 = N_1 \cdot \exp\left[-\frac{h\nu_{31}}{kT}\right]$$

Dans le cas du MASER, les fréquences de transitions ν_{21} et ν_{31} se situent dans le domaine des fréquences radio, c'est-à-dire que $h\nu \ll kT$ donc on peut écrire

$$N_2 = N_1 \left[1 - \frac{h\nu_{21}}{kT} \right]$$

et

$$N_3 = N_1 \left[1 - \frac{h\nu_{31}}{kT} \right]$$

Si on applique un champ électromagnétique suffisamment élevé on peut saturer la transition 31 et rendre égale les populations des niveaux E1 et E3. Les nouvelles populations de 3 et de 1 seront

$$N'_3 = N'_1 = N_1 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{h\nu_{31}}{kT} \right)$$

Comme N2 reste inchangé il y a 2 possibilités :

- $\nu_{21} > \nu_{32} \Rightarrow N_3 > N_2$ donc
amplification du rayonnement de fréquence
- $\nu_{21} < \nu_{32} \Rightarrow N_2 > N_1$ donc
amplification du rayonnement de fréquence

MASERS ET LASERS

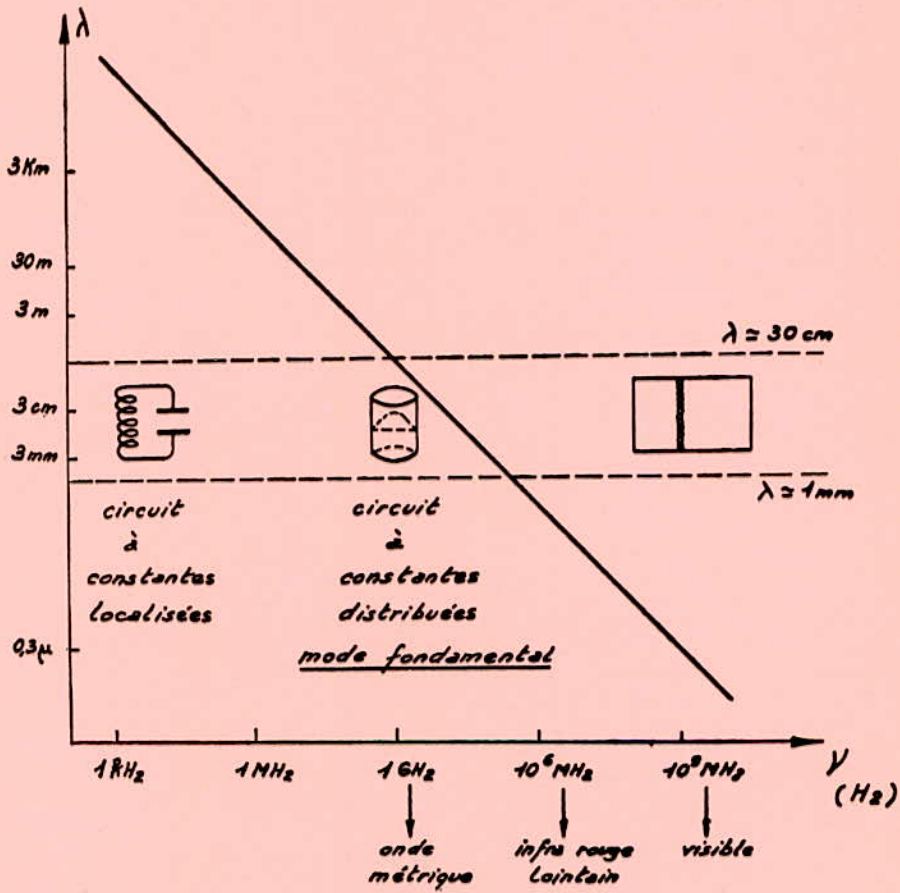


FIG. 11 — L'évolution du circuit oscillant dans la course vers les hautes fréquences

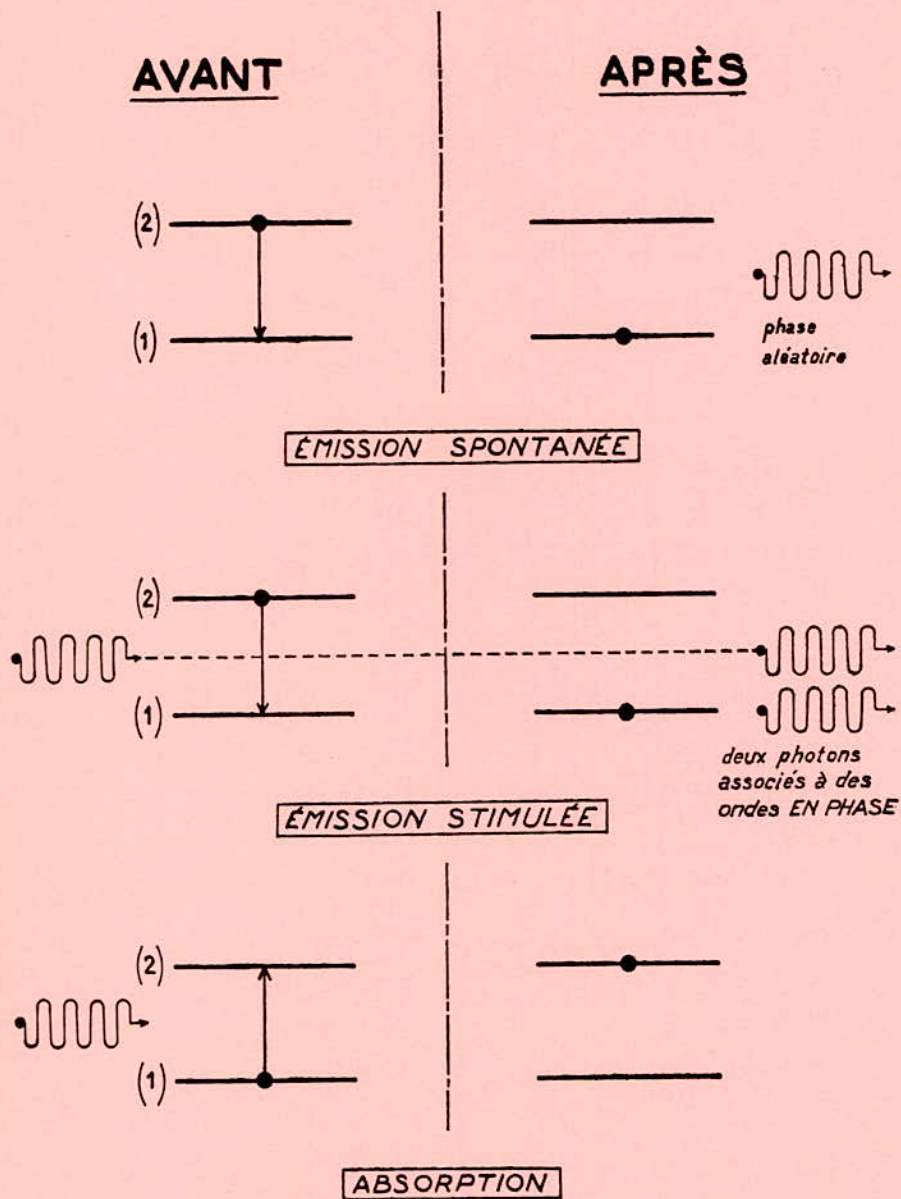


FIG. 2— Trois types d'interaction du rayonnement électromagnétique avec un système quantifié

Chapitre II M A S E R

2. I. GENERALITES

Comme nous envisageons de travailler dans le domaine des hyperfréquences ; le circuit oscillant sera une cavité. Nous allons projeter le tube électronique et chercher à mettre en oeuvre l'émission stimulée pour assurer le relais entre la source d'énergie et la cavité. En effet nous avons vu que l'émission stimulée était capable de multiplier les photons tout en assurant la cohérence de phase qui est essentielle pour le fonctionnement d'un montage de Radioélectricité. C'est en 1952 que Weber propose une telle application de l'émission stimulée, à peu près simultanément avec les physiciens soviétiques Basove et Prokhorov. Le premier appareil fonctionnant en oscillateur fut réalisé en 1954 par l'Américain Townes tandis qu'en 1956, deux ans plus tard le premier amplificateur fonctionnant suivant ce procédé.

2. 2 CALCUL DU GAIN D'UN MASER.

Considérons une cavité hyperfréquence contenant des systèmes quantifiés dont l'écart d'énergie correspond à la fréquence à laquelle nous voulons travailler. Plaçons cette cavité dans l'entrefer d'un électroaimant. En réglant correctement la valeur du champ et son orientation nous pourrions obtenir deux niveaux d'énergie suffisamment espacés pour que la fréquence correspondant à la transition soit l'une des fréquences de résonance de la cavité.

Soit W d'énergie électromagnétique disponible dans la cavité ; les pertes ohmiques caractérisés par coefficient de qualité Q_0 vont entraîner une diminution de cette énergie avec le taux :

$$\Delta W_1 = \frac{2\pi W}{Q_0}$$

Mais l'émission stimulée et l'absorption vont modifier le nombre de photons ; pendant une période la croissance de l'énergie est :

$$\Delta W_2 = \frac{dW}{dt} \cdot \frac{1}{\nu} = b W (n_2 - n_1) \frac{1}{\nu} \quad 2-2$$

Il en résulte que la cavité ainsi chargée par le corps enregistrera une perte d'énergie égale à :

$$\Delta W = \Delta W_1 - \Delta W_2 = W \left(\frac{2\pi\nu}{Q_0} - \frac{b(n_2 - n_1)}{\nu} \right) \quad 2-3$$

pendant une période ; sa qualité réelle est donc :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} - \frac{b}{2\pi\nu} (n_2 - n_1) = \frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_m} \quad 2-4$$

Plaçons cette cavité au bout d'un guide d'impédance Z_0 , nous symbolisons la cavité par le schéma habituel en dérivation, Nous considérons l'onde incidente et l'onde réfléchie. Nous prendrons des précautions telles que les deux ondes n'interferent pas (en utilisant des isolateurs de ferrites avec propriétés unidirectionnelles). Le coefficient de reflection de la cavité est donné par :

$$\rho = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad 2-5$$

Z = impédance de la charge terminale.

A la résonance il suffit de remplacer Z par la résistance de la cavité. On sait que l'énergie transportée par l'onde électromagnétique est proportionnelle au carré de son amplitude. Nous avons :

$$G^2 = \rho^2 = \left[\frac{\frac{1}{Q_0} - \frac{b}{2\pi\nu} (n_2 - n_1) - \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{L}{C}}}{\frac{1}{Q_0} - \frac{b}{2\pi\nu} (n_2 - n_1) + \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{L}{C}}} \right]^2 \quad 2-7$$

Voir annexe pour les calculs.

Il y a alors plusieurs possibilités. :

- 1) $n_2 - n_1 < 0$ à l'équilibre thermique, $G < 1$; aucun intérêt
- 2) $\frac{2\pi\nu}{bQ_0} < n_2 - n_1 < \frac{2\pi\nu}{b} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{L}{C}} \right)$, $G > 1$ mais fini ; l'appareil est un amplificateur, il prend une partie de l'énergie qui sert au pompage pour amplifier l'onde. Si le pompage est insuffisant pour atteindre le seuil d'accrochage.

$$3) \quad \frac{2\pi\nu}{b} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \ll n_2 - n_1 \quad 2-8$$

$G = \infty \Rightarrow$ l'appareil est un oscillateur : un seul photon de l'émission spontanée suffira pour obtenir une onde à la sortie sans appliquer une onde à l'entrée.

2.3. MASER AMPLIFICATEUR

La principale caractéristique du Maser amplificateur est son faible bruit. Cette propriété lui réserve donc la place du premier amplificateur sur un étage d'entrée d'un récepteur.

A titre d'exemple comparons les températures de bruit avec les tubes existants (figure 3).

La température de bruit diminue très nettement lorsqu'on introduit le maser dans de l'hélium liquide. Malheureusement nous ne pouvons pas introduire " les circulateurs " dans l'hélium et ceci nous gênera un peu (ex : T° ensemble = 100° K ; T° sans organes annexes = 10° K)

T° est de l'ordre de grandeur de 4° K (hélium liquide).

2.3.1. Bande passante . Elle est malheureusement très faible, de l'ordre de quelque MHz. C'est que en effet un maser amplificateur est un amplificateur à réaction.

Nous allons montrer par une image le principe de la réaction. (figure 4)

Considérons une cavité et une onde plane pour simplifier, qui oscille entre les deux parois dont le coefficient de réflexion est r . En outre, l'une des parois est semi-transparente, c'est-à-dire qu'elle laisse passer les photons qu'elle ne réfléchit pas ; alors que l'autre les absorbe. Examinons le sort de n photons entrant par seconde dans la cavité à travers la paroi semi-transparente. Comme nous le voyons sur

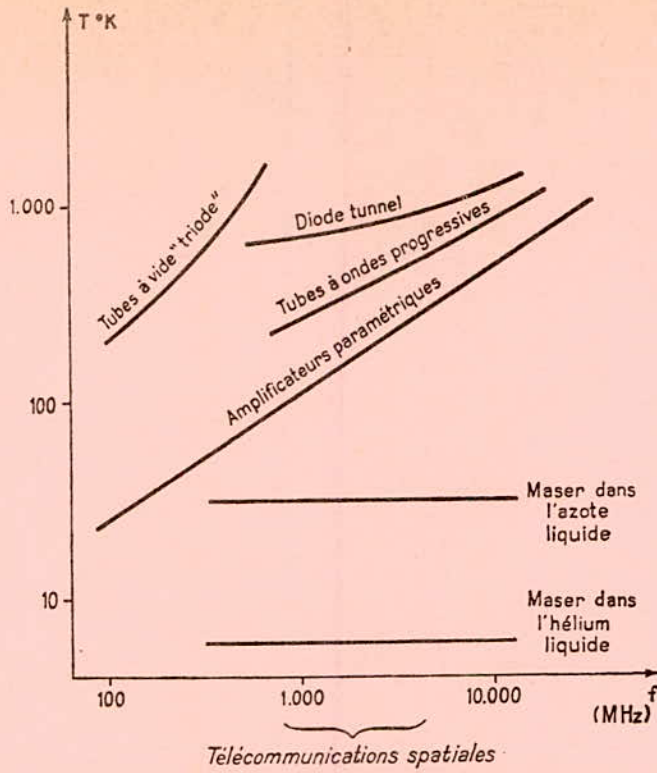


FIG. 3 — Performances des divers amplificateurs hyperfréquences en ce qui concerne le bruit de fond ; on n'a pas tenu compte du bruit, inévitable, des systèmes annexes (circulateurs, par exemple).

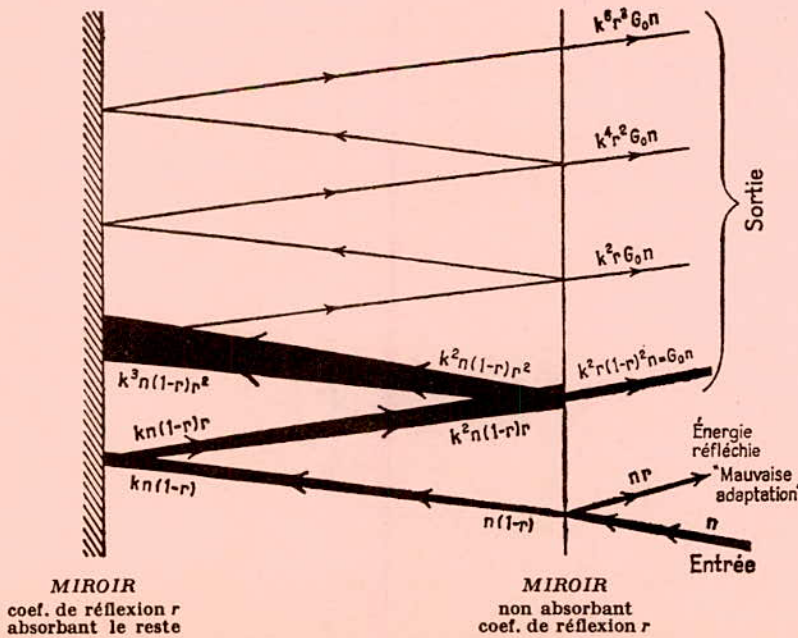


FIG. 4 — Principe de la « réaction » dans le maser à cavité. Le trait doit être d'autant plus épais qu'il correspond au trajet d'un plus grand nombre de photons. En fait les trois premiers traits seulement ont été représentés ainsi ; le lecteur imaginera les autres sans peine.

la figure et au bout d'un seul aller et retour, nous observons à la sortie :

$$k^2(1-r)^2 r \cdot n$$

soit un coefficient d'amplification direct :

$$G_0 = k^2(1-r)^2 r \quad 2-9$$

qui n'est pas nécessairement supérieur à 1. Mais plusieurs photons, au lieu de sortir vers l'utilisation, repartiront à l'entrée de l'appareil pour une nouvelle traversée. Nous retrouvons donc le système de la boucle qui oblige une partie de l'énergie à retourner à l'entrée pour subir une nouvelle amplification. Nous trouvons $k^2 n (1-r) r^2$ qui repartent dans la cavité. Finalement le nombre total des photons qui sortiront sera :

$$n' = n \left[k^2(1-r)^2 r + k^4(1-r)^2 r^3 + \dots \right] = (1+r)^2 n \sum_{i=1}^{\infty} (k^2 r)^i = \frac{k^2 r (1-r)^2 n}{1-k^2 r} \quad 2.10$$

Pourvue que $k^2 r$ soit inférieur à l'unité. Dans ce cas là, la série converge et l'appareil est un amplificateur de gain :

$$G = \frac{k^2 r (1-r)^2}{1-k^2 r} = \frac{G_0}{1-k^2 r} = \frac{G_0}{1 - \frac{G_0}{(1-r)^2}} \quad 2-11$$

Qui est la formule caractéristique d'un amplificateur à réaction. Si $k^2 r > 1$ ce qui veut dire que le gain direct est trop élevé, la série diverge, le nombre de photon croit indéfiniment et l'on se trouve dans les conditions d'auto-oscillation.

Le Maser amplificateur jouit donc des propriétés des amplificateurs à réaction, en particulier $G \times B_p =$ largeur de la cavité. Notons cependant que la cavité que nous utilisons dans le maser contient une substance matérielle, or la transition quantique que l'on utilise a également une largeur de raie donc la bande de la cavité chargée de substance est évidemment différente de la largeur de bande de la cavité à vide. Le produit $G \times B_p$ devient :

$$G \times \Delta \nu = \frac{\Delta \nu_0 \Delta \nu_1}{\Delta \nu_0 + \Delta \nu_1} \quad 2.12$$

Retenons comme ordre de grandeur $G \times \Delta \nu = 60 \text{ MHz}$ ce qui nous donne par exemple $G = 100$ (20 db), une bande passante de 6 MHz seulement. Si on souhaite augmenter la bande passante il faut alors éviter le phénomène de réaction. Il faut donc éviter les réflexions successives soit les ondes stationnaires donc nous sommes amenés à considérer le Maser à ondes progressives. Notons qu'un Maser de ce genre fonctionne à la station de télécommunication spatiale de Pleumeur-Bodou. Le gain est de 20 db et la largeur de bande atteint 25 MHz. On n'utilise plus de cavité mais un guide d'onde, les ondes étant amplifiées par interaction avec la substance active qu'il contient. Pour éviter les réflexions on utilise une barre de ferrite jouant le rôle d'un isolateur directionnel, amortissant de façon négligeable les ondes directes et de façon considérable les ondes inverses.

Outre sa grande largeur de bande, qui le rend propice aux Télécommunications, le Maser à ondes progressives jouit d'avantages appréciables, notamment en ce qui concerne le gain, qui est beaucoup moins sensible aux fluctuations de puissance de pompage que dans le Maser à cavité.

2.3.2 Maser amplificateur dans liaison de Telstar.

La réussite de la liaison transatlantique avec le satellite Telstar est due à la présence dans les stations réceptrices du Maser comme amplificateur de grande sensibilité et de niveau de bruit extrêmement bas. En effet les signaux émis par le satellite sont extrêmement faibles à la station réceptrice. La puissance de l'émetteur du satellite n'est que de l'ordre de 2 KW car elle est limitée par l'énergie fournie par les piles solaires, et d'autre part, la distance satellite - station réceptrice est de quelques milliers de Km. La puissance reçue est donc de l'ordre de 10 W malgré les dimensions énormes de l'antenne de réception. Les amplificateurs classiques, même les plus perfectionnés ne sont pas capables d'amplifier de si faibles signaux avec une largeur de bande de 25 MHz. Leur niveau de bruit est trop élevé (T° de bruit de 3000 ° K à 6000°K pour les amplificateurs classiques, de l'ordre de 400° K pour les meilleurs amplificateurs à tube d'onde progressive) tandis que la température de bruit du Maser est de l'ordre de 4° K.

2.3.3. Performances obtenues dans les ondes décimétriques et centimétriques.

A titre d'exemple nous allons signaler quelques caractéristiques de Masers opérationnels, tous réalisés à l'aide d'ions chrome dans une matrice d'alumine (rubis).

a) - Masers à cavité :

1 - Maser à 1.420 MHz de Harvard.

$\Delta\nu = 2$ MHz $G = 20$ db en fonctionnement dans l'hélium liquide.

T° de bruit du Maser seul = 9° K

T° de bruit des guides = 20° K

T° de bruit des circulateurs = 25° K

T° de bruit de l'ensemble avec l'antenne = 85° K.

2 - Maser à 9.500 MHz de Columbia.

$\Delta\nu = 5,6$ MHz $G = 20$ db dans l'hélium

T° de bruit avec l'antenne = 85° K

Stabilité sur 5 s = $0,04^\circ$ K.

b) - Maser à onde progressive 2.300 MHz de l'Airborne Instruments laboratory.

$\Delta\nu = 22$ MHz $G = 30$ db ;

T° de bruit du Maser seul = 12° K

2.4 MASER OSCILLATEUR

Nous avons vu l'équation qui nous fournit la condition d'auto-oscillation d'un Maser. L'inversion de population nécessaire est généralement élevée et il est difficile de l'atteindre par le procédé " 3 niveaux ".

Mais ce n'est pas cela qui nous oblige à adopter pour le Maser oscillateur un pompage de structure différente ; c'est que les performances demandées à oscillateur sont différentes de celles demandées à un amplificateur.

+ La puissance de sortie importe peu, on peut toujours l'amplifier.

+ La fréquence doit être d'une stabilité excellente.

+ La largeur de bande doit être aussi faible que possible, c'est-à-dire que l'appareil doit être temporellement coherent.

Il est donc conseillé d'utiliser des systèmes quantiques isolés les uns des autres pour éviter que les interactions n'élargissent la raie ; nous prendrons par exemple du gaz d'amoniac sous la plus faible préssion possible. Nous isolerons la cavité au mieux et pour celà nous la placerons dans un thermostat. Enfin nous prohiberons tout champ magnétique car il n'est pas possible d'imaginer que la fréquence, que l'on désire stable, dépende du fonctionnement d'un électro-ément dont la régulation ne saurait atteindre les performances désirées. Nous aurons donc recours à des transitions naturelles dont nous adopterons les fréquences.

Au fur et à mesure que l'inversion de population croit , le gain croit donc la largeur de raie diminu comme nous avons établi. Dés que le gain est supérieur à 1 la largeur de bande devient inférieure à la largeur de raie de la transition quantique et la cohérence temporelle augmente. Si le gain devient infini , la largeur de bande devient nul de sorte que l'auto-oscillation a théoriquement une largeur de bande nulle et une cohérence parfaite. Mais en réalité le gain n'est jamais infini et le bruit, de fond intervient et si l'amplitude des oscillations est trop grandes , les phénomènes " non - Linéaires " font sentir leur effet . La largeur de bande n'est donc jamais nulle, elle est simplement beaucoup plus faible que celle de circuit oscillant isolé.

3. I. GENERALITES : Analogies et différences Maser-Laser

Le Laser ou Maser optique possède plusieurs analogies avec le Maser hyperfréquences mais possède aussi quelques différences. Pour le Laser, nous devons aussi disposer d'une cavité résonnante (nous choisirons une cavité du type Perot-Fabry). Il faut ensuite trouver un corps possédant des niveaux d'énergies dont les espacements conviennent car nous voulons travailler dans le spectre visible. De même il faudra effectuer une inversion de population entre les deux niveaux (ou deux niveaux de trois ou plusieurs niveaux). La méthode, très efficace, utilisée par le Maser met en jeu trois niveaux et égalise la population entre les niveaux 1 et 3 par un pompage de puissance convenable. Dans le paragraphe I. 2 nous avons déjà parlé de cette méthode. Pour le Laser il sera beaucoup plus difficile de réaliser le pompage, ce qui nous donne une première différence entre le Maser et le Laser. Si nous voulons effectuer le pompage par la même technique que celle du Maser, il faudra étendre le spectre, c'est-à-dire utiliser à la fois des photons bleus, verts etc... Ce n'est possible que si la transition 1 - 3 correspond à une raie très large, donc si le niveau 3 est très large (les niveaux 1 et 2 restent toujours très étroits car entre eux doit s'effectuer l'émission stimulée). L'un des corps qui représente ce diagramme énergétique est le rubis (0,05 % de $Cr_2 O_3$ dans un support d'alumine)

La réalisation la plus simple et qui donne d'ailleurs d'excellents résultats, consiste à, utiliser les parois du cristal du rubis pour constituer la cavité (deux d'entre elles planes et bien parallèles seront recouvertes d'argente semi-transparente, les autres restant transparentes).

Grâce à l'indice élevé du rubis, nous obtiendrons une densité de modes considérable.

L'élargissement du troisième niveau nous permet d'effectuer un pompage par un tube à décharge par exemple. La méthode de pompage utilisée sera plus simple mais de moins bon rendement. On place le tube fluorescent au voisinage de la face latérale transparente, et par une géométrie appropriée, on s'efforce de faire entrer dans le rubis le plus grand nombre de photons (miroir elliptique ; tube à décharge en hélice à pas serrée entourant le rubis).

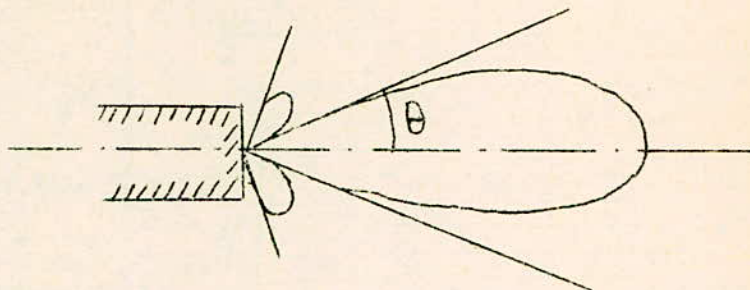
Cependant notons que tous les photons émis par le tube à décharge ne pénètrent pas le cristal et par conséquent il y aura beaucoup de lumière inutilisée, donc la puissance nécessaire au pompage sera toujours élevée.

Examinons le fonctionnement du Laser en fonction de la puissance de pompage :

- Si la puissance est faible, l'inversion de population est insuffisante donc le système revient à l'équilibre avec émission spontanée de photons. On a une fluorescence et la lumière s'écarte dans toutes les directions.

- Augmentons la puissance de pompage, le seuil d'auto-oscillation est atteint et l'effet Laser apparaît. Comment l'observe-t-on ? Les ondes associées sortent par la face semi-transparente. Or tous les points de cette face vibrent en phase, le rayonnement est donc le même que celui d'un diaphragme, de rayon R , frappé par une onde plane, celle qui oscille à l'intérieur de la cavité entre les 2 miroirs.

Comme nous le voyons sur la figure, la presque totalité de l'énergie est diffusée dans un cône d'angle : $\theta = 0,6 \frac{\lambda}{R}$ c'est-à-dire un angle solide : $\omega = \pi \theta^2 = 0,36 \pi \frac{\lambda^2}{R^2}$



Or $R = 1\text{cm}$ et $\lambda = 0,6\mu$ sont des valeurs courantes donc

Mais en fait les défauts du cristal entraînant un élargissement de cette zone ; dans la pratique 5 fois plus .

L'énergie rayonnée est donc confinée dans un pinceau pratiquement parallèle.

Ce fait est facilement remarquable en pratique puisque la surface de la fluorescente de l'effet Laser est indépendante de la distance qui sépare l'écran du Laser .

3.2 - CARACTERISTIQUES DU RAYONNEMENT LASER.

3.2.1. Directivité . Alors que le rayonnement de l'émission spontanée ne possède aucune direction privilégiée puisqu'il se fait dans un angle solide de 4π , le rayonnement de l'émission stimulée est rigoureusement directif. Puisque seule les oscillations perpendiculaires aux plaques réfléchissantes subissent une forte amplification, et la divergence du faisceau est uniquement déterminée par la loi de la diffraction :

$$\theta = \frac{\lambda}{d}$$

θ = ouverture angulaire du lobe principal (en rad.)

d = diamètre des plaques.

L'angle solide du faisceau est :

$$\Omega = \theta^2 = \frac{\lambda^2}{d^2}$$

Pour les Lasers solides : $\lambda = 7.10^{-5}$ cm et $d = 7.10^{-1}$ cm
donc $\theta = 10^{-4}$ rad et $\Omega = 10^{-8}$ rad.

Ces exemples montrent clairement l'énorme avantage des lasers sur les masers dans les télécommunications à très grandes distances

Les longueurs d'ondes étant de 7 cm pour les Masers et de 7.10^{-5} cm pour les Lasers, on obtiendrait dans le dernier cas la même divergence du faisceau avec un système optique de dimensions 10^5 fois plus petit que dans le cas des Masers.

Cette directivité extraordinaire possède trois avantages :

- 1. Elle permet la transmission d'énergie ou de signaux à très grande distance avec des pertes relativement faibles.
- 2. Elle permet d'augmenter le rapport signal / bruit en diminuant énormément l'émission spontanée qui constitue une source de bruit gênante puisqu'elle se fait sous un angle solide de 4π .
- 3. Elle permet en fin la plus grande discrétion grâce aux petites dimensions de l'angle d'ouverture du faisceau.

3.2.2 Monochromaticité.

L'émission induite ayant exactement la même fréquence que le rayonnement incident et le coefficient d'amplification (tout comme celui de l'absorption) ayant une répartition spectrale en forme d'une courbe de Gauss, seules les fréquences de maximum de cette courbe sont fortement amplifier, grâce au caractère exponentiel de la formule du gain :

$$I = I_0 e^{-\alpha d}$$

Cette selection de fréquences est d'autant plus prononcée que la distance parcourue dans la substance est grande. Effectivement, dans les Lasers à gaz on a observé dans les conditions optimum une largeur de bande de 1 Hz pour une fréquence de $3 \cdot 10^{14}$ Hz ; tandis que la largeur de bande des meilleures sources de lumière naturelles est de l'ordre de 10^9 Hz. La monochromaticité exceptionnelle de la lumière Laser permet donc d'une part de réduire le bruit provenant des sources parasites et de l'émission spontanée qui a une largeur de raie plus grande et, d'autre part par la modulation avec une très large bande utile, pourvu que le récepteur soit, aussi, suffisamment selectif.

3.2.3. Puissance instantanée.

La possibilité de modulation par impulsions a déjà permis d'obtenir des impulsions lumineuses énormes pendant une durée très courte. La compagnie Française CGE a construit un Laser pouvant fournir des impulsions de 52 GW pendant une durée d'impulsion de 5 ns (Laser le plus puissant du monde).

3.2.4. Coherence.

La cause du mécanisme de l'émission induite, le rayonnement Laser possède la cohérence dans l'espace et dans le temps (vérifier respectivement par Collins et Collaborateurs ; Javan et Collaborateurs). Cette cohérence est d'une grande importance pour les télécommunications par Laser car elle permet la modulation en amplitude à l'émission et la détection par les méthodes superhétérodynes à la réception que nous verrons plus loin.

3.2.5. Comparaison entre les sources Laser et les sources classiques.

Nous allons , pour fixer les idées, comparer notre source de lumière aux sources classiques .

Supposons que le Laser émette une énergie de 1 Joule pendant une impulsion soit 10^{-6} seconde . La puissance instantanée est donc 1 MW en plus cette énergie est confinée dans un cône étroit. Calculons la puissance d'une source " conventionnelle " dont l'énergie est répartie dans un angle solide de 4π qui fournirait la même énergie dans le petit angle considéré. Il faudrait alors multiplier la puissance du Laser par le rapport des angles solides et on trouverait une puissance de $3 \cdot 10^{12}$ KW . En plus cette énergie devra être fournie dans une bande étroite de fréquence donc on voit que pour obtenir $3 \cdot 10^{12}$ KW dans une telle bande il faudrait une puissance totale gigantesque. Il est donc aisé de voir qu'aucune source ne pourra concurrencer le Laser.

Si on place une lentille , supposée dénuée d'aberration, sur le trajet du faisceau, on va concentrer ce faisceau au foyer ; la diamètre de la tache sera donnée par :

$$d = 2\theta f = \frac{0,6\lambda f}{R}$$

$$\text{Si } R = 1 \text{ cm} ; f = 2 \text{ cm et } \lambda = 0,6 \mu \Rightarrow d = 1,44 \mu$$

L'énergie de 1 Joule rayonnée par le Laser y est concentrée ce qui correspond à une densité de 100 millions de joules par cm^2 . Les effets destructifs sont bien connus (parçage de lames de rasoirs ; soudure par point etc...). Les cellules vivantes sont détruites par un tel contact, puisque une brûlure du 3° degré nécessite seulement 10 joules / cm^2 .

3.3. APPLICATIONS DES LASERS AUX TELECOMMUNICATIONS SPATIALES.

Une des applications la plus importante des Lasers est celle des communications spatiales, car elle donne la possibilité d'exploiter la partie optique du spectre électromagnétique d'une façon analogue à celle qui est utilisée actuellement dans la partie des fréquences radio.

L'utilisation du faisceau Laser pour la transmission de l'information est liée à la possibilité de le moduler à l'émission et à celle de le détecter à la réception. Pour évaluer les puissance nécessaires, une étude sur les lois de propagation et sur les problèmes de bruit s'impose

3.3.1. Problèmes de modulation.

La technique de génération de lumière cohérente par effet Laser étant très récente, des procédés de modulation appropriés à cette lumière n'ont pas encore été mis au point et c'est dans ce domaine que des recherches et études intenses sont indispensables pour l'exploitation de cette nouvelle technique, car les méthodes de modulation utilisées jusqu'ici étaient adaptées à la lumière naturelle incohérente. Il existe 2 possibilités de modulation de la lumière : la modulation interne à la cavité et la modulation externe.

En général, la modulation externe consiste à atteindre le faisceau émergent par un dispositif de transmittance variable. On utilise fréquemment une cellule de Kerr (à milieu liquide : Nitrobenzène par-ex) ou une cellule de Pockels (à milieu solide par - exemple : le potassium dihydrogène phosphaté, abrégé KDP). Ce dispositif provoque sur l'onde qui le traverse une modulation de phase qu'il est possible de transformer en modulation amplitude par un système approprié de Polariseur de

lames $1/4$ d'ondes . Si on place une telle cellule entre deux polariseurs croisés, sous un angle de 45° , on obtient une modulation du faisceau émergeant par variation du champ électrique (figure 5).

La transmittance totale T est de :

$$T = \frac{1 - \cos \theta}{2}$$

θ = retard de phase entre les 2 rayons.

De telles cellules peuvent moduler la lumière jusqu'à des fréquences de l'ordre de 30.000 MHz . Cependant , la méthode de modulation externe est très coûteuse au point de vue puissance.

- D'une part elle affaiblit fortement la puissance du faisceau .
- D'autre part elle nécessite des puissances de modulation très élevées.

Pour obtenir une modulation de 100 % , des tensions de l'ordre de plusieurs KV doivent être appliquées à la cellule d'une capacité d'une dizaine de pF ce qui nécessite des puissances très élevées pour les fréquences de l'ordre du million de MHz.

Par contre la méthode de modulation interne est plus rentable. Par exemple la modulation de fréquence pour les fréquences radio nécessite relativement peu de puissance.

Il est, aussi possible de faire une modulation de gain (interne) et une modulation de population (interne par impulsions).

Dans tous les cas nous avons intérêt à moduler sur des faibles puissances , la puissance nécessaire à l'émission étant obtenue ensuite par l'amplification .

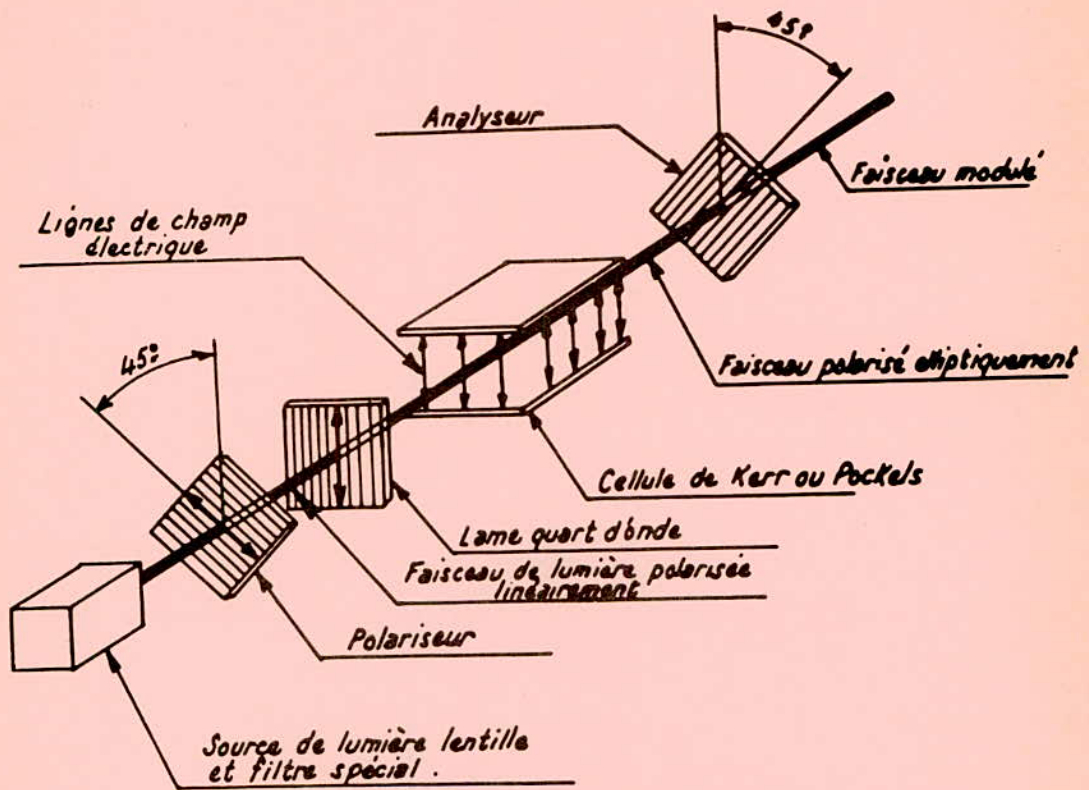


Figure 5: Modulation de lumière par effet de Kerr

Par les très hautes fréquences les commandes électriques sont évidemment préférables aux commandes magnétiques. Un cristal KDP introduit dans l'axe d'une cavité résonnante à permis de réaliser une modulation de 25.000 MHz. Enfin nous: n'oublierons pas pour autant les modulations mécaniques dont les possibilités ne sont pas sans intérêt dans les techniques spatiales.

C'est ici que nous pouvons apprécier le progrès énormes que constitue la découverte du Maser optique.

Considérons par exemple 2 projecteurs d'ondes qui représentent chacun dans son domaine l'état ultime de la technique actuelle.

a) Le miroir parabolique de 50 pieds de Naval Research Laboratory de Bellevue (USA) utilisable jusqu'à 35.000 MHz.

b) Le miroir parabolique de 200 pouces du Mont Paloumar (USA) utilisable jusqu'à 10^{15} ou 10^{16} Hz , tous 2 supposés éclairés par une source cohérente de 1 W seulement.

On trouve par un calcul classique

	Miroir A	Miroir B
. Diamètre	15 m	5 m
. λ	8 mm	0,5 μ
. Gain par rapport à la source isotrope	75 db	152 db
. Densité énergétique dans l'axe W/st	$2,8 \cdot 10^6$	$127 \cdot 10^{12}$

Notons que ces calculs ont été fait pour des formes théoriques valables seulement si la surface des miroirs coïncide avec le paraboloïde théorique.

3.3.2. Problèmes de détection.

Pour la détection, on se retrouve dans la même situation que pour la modulation, les dispositifs existants étant tous conçus pour la détection de la lumière naturelle.

En principe il s'agit essentiellement de 3 groupes détecteurs :

- Les détecteurs pour lesquels le pouvoir séparateur est limité par la diffraction.

- Les détecteurs pour lesquels le pouvoir séparateur est limité par les dimensions de la cellule de détection.

- Les détecteurs superhétérodynes.

++ Pouvoir séparateur limité par la diffraction.

C'est le cas de la plaque photoélectrique ; dès que les dimensions du gain sont inférieures à celle de la tache de diffraction ($1,22 \lambda / D$). C'est aussi le cas de l'amplificateur direct que l'on peut réaliser maintenant au moyen d'un Laser amplificateur.

++ Pouvoir séparateur limité par les dimensions de la cellule.

C'est le cas des systèmes classiques, photomultiplicateurs. Ceux sont des compteurs de photons, ils sont refroidis. Au point de vue de la mécanique quantique, un amplificateur linéaire, même parfait, est l'origine d'un bruit de photons, qui, ramenée à l'entrée est égale à $h\nu$

La densité spectrale du bruit total est donnée par :

$$\Psi(\nu) = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + h\nu$$

Aus fréquences de l'optique $h\nu \gg kT$ (même à T° ambiante) de sorte qu'il nous reste :

$$\Psi(\nu) = h\nu$$

et le signal / bruit d'un amplificateur parfait de bande passante B (largeur du spectre reçu par la photocathode) est :

$$\frac{S}{B} = \frac{P_{\text{signal}}}{\int_{\nu - \frac{B}{2}}^{\nu + \frac{B}{2}} \Psi(\nu) d\nu} = \frac{P_{\text{signal}}}{h\nu B}$$

En ce qui concerne la sensibilité des photoconducteurs, le problème est beaucoup plus simple que dans le cas précédent. Le bruit est ici celui d'une résistance et la sensibilité de l'appareil est limitée par les fluctuations de ce bruit dont on sait qu'elle varie comme la racine carré de la bande (ici celle de l'amplificateur qui suit la cellule). L'expérience montre que les fluctuations varient comme la racine carré de la surface de la cellule .

Pour chiffrer la sensibilité d'un photoconducteur par un nombre d'autant plus grand que cette sensibilité est plus élevée , on utilise une nouvelle grandeur, la détectivité = l'inverse de la puissance du bruit fourni par l'appareil ($D = \frac{1}{P_B}$). Pour que ce paramètre soit indépendant de la surface de la cellule et de la bande passante de l'amplificateur,

on définit une défectivité réduite (D^*) rapportée à une surface photosensible de 1 cm^2 et une bande vidéo de 1 Hz . La puissance du bruit délivrée par une cellule de surface S (cm^2) suivie d'un amplificateur de bande passante b s'écrit alors :

$$W = \frac{1}{D^*} \sqrt{S \cdot b}$$

Comme la surface ne peut guère dépasser 1 mm^2 (difficulté à souder les fils de connections) la sensibilité de ces éléments est de l'ordre de :

10^{-11} W	pour	1 Hz
10^{-9} W	pour	1 KHz
10^{-8} W	pour	1 MHz

donc très inférieure comme on le voit à celle des photomultiplicateurs ou de la plaque photographiques (10^{-15} W).

+ + Récepteur superhétérodyne.

L'extension du récepteur classique radio au domaine de l'optique est maintenant possible puisque nous disposons :

- d'une source cohérente : Maser optique
- d'un élément non-linéaire : le photomultiplicateur.

Le courant délivré par un photomultiplicateur est, par essence même, proportionnel à l'énergie incidente. Il est donc proportionnel au carré de la composante électrique du champ électromagnétique qui tombe sur la photocathode :

$$i = C w = k E^2$$

Si la photocathode est éclairée simultanément par des champs :

$$E_1 = \mathcal{E}_1 \sin \omega t \quad \text{signal}$$

$$E_2 = \mathcal{E}_2 \sin \Omega t \quad \text{hétérodyne}$$

La caractéristique quadratique du photomultiplicateur fait apparaître entre autres combinaisons :

- Un courant moyen :

$$i_m = k \frac{\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2}{2} \approx k \frac{E_h}{2}$$

- Un courant sinusoïdal B F (battement) :

$$i_t = k \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \cos(\Omega - \omega)t$$

La calcul de la sensibilité de ce dispositif montre que la série est encore limitée non par le bruit du courant moyen mais par le bruit des photons à l'entrée du récepteur. On trouve :

$$\frac{S}{B} = \eta \frac{P_{\text{signal}}}{h\nu B_{if}}$$

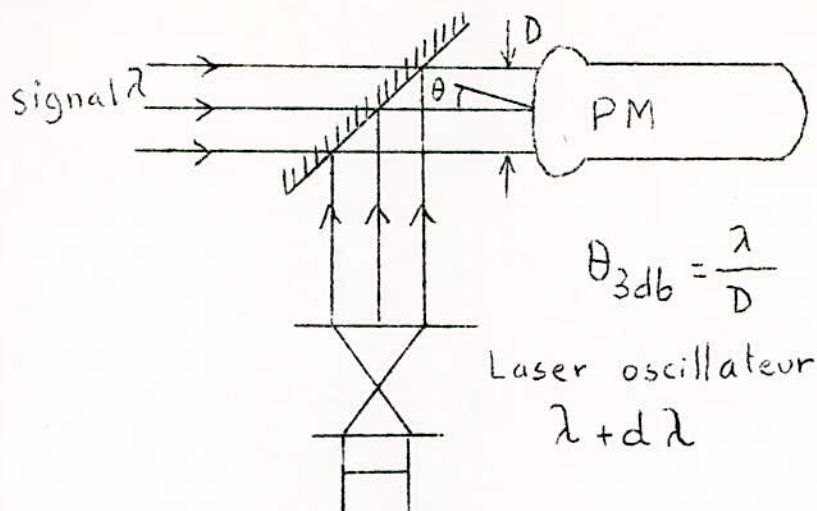
η = rendement quantique de la photocathode.

B_{if} = bande passante à la fréquence intermédiaire (F_i)

formule identique que pour la photocathode sinon que $B_{if} < B$ (caractéristique spectrale de la photocathode).

Remarques : Le fonctionnement du photomultiplicateur en superhétérodyne suppose implicitement que le signal et l'oscillateur local arrivent en chaque point de la photocathode avec la même phase relative. Il est donc nécessaire que les deux faisceaux incidents aient le même axe, et cela avec une précision d'autant plus grande que la photocathode est elle même étendue. Le comportement du photomultiplicateur en superhétérodyne est donc celui d'une antenne directive, le pouvoir réparateur est donné par les formules classiques de la diffraction.

La réalisation pratique nécessite l'utilisation d'un miroir semi-transparent qui joue ici le rôle de coupleur directif des circuits micro-ondes.



3.3.3. Problèmes de transmission de puissance et problème de bruit.

Grâce à leur énorme directivité, les Lasers sont particulièrement aptes à la transmission de puissance à grandes distances de l'espace. Schwartz et Townes ont calculé qu'un Laser de 10 KW de puissance, focalisé avec un télescope de 5 m de diamètre serait visible à l'oeil nu à une distance de $1/10^\circ$ d'année lumière et sera détectable à plusieurs dizaines d'années lumières, si on utilise également pour la réception un télescope de 5 m de diamètre.

Dans ces conditions, la puissance P_r reçue à distance R est donnée par :

$$P_r = P_t \frac{A_t \cdot A_r}{\lambda^2 \cdot R^2}$$

P_r = puissance reçue

P_t = puissance émise

R = distance

A_t = section efficace de l'antenne émettrice

A_r = section efficace de l'antenne réceptrice.

Nous voyons que P_r est inversement proportionnelle à λ^2 et de ce point de vue, la lumière visible est environ 10^6 plus avantageuse que les hyperfréquences.

Si par contre, l'ouverture du faisceau est imposée constante pour rendre la poursuite de l'objet plus sûr, la formule de la puissance serait :

$$P_r = P_t \frac{A_r}{\pi(\theta_t R)^2}$$

où $\theta_t = \frac{1}{2}$ angle du cône du faisceau.

Le bruit total d'un système de communication optique est composé de trois classes de bruit :

- Bruit du récepteur
- Bruit des sources parasites
- Bruit dû aux fluctuations du signal (bruit quantique).

Pour les communications par ondes millimétriques ou centimétriques, les deux premières classes sont les plus importantes. La puissance N du bruit est généralement exprimé par :

$$N = k T_b \cdot B$$

où K = constante de Boltzman
 T_b = Température de bruit totale
 B = largeur de bande

tandis que la puissance de bruit dû aux fluctuations est :

$$N = h \nu B$$

A température ambiante KT est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-21}$ joules et $h\nu$ de $2 \cdot 10^{-23}$ joules pour $\lambda = 1$ cm (donc 200 fois plus petit) tandis que pour la lumière visible, $h\nu = 80 KT$.

En liaison de communications optiques, le rapport signal sur bruit est donc :

$$\frac{S}{N} = \frac{P_r}{N} = \frac{P_r}{h\nu B} = \frac{\text{nombre de photons reçus par seconde}}{\text{Largeur de bande}}$$

et en remplaçant :

$$\frac{S}{N} = \frac{P_t \cdot A_t \cdot A_r}{h\nu B \cdot \lambda^2 \cdot R^2} = \frac{P_t \cdot A_t \cdot A_r}{h B c \lambda R^2}$$

c = vitesse de la lumière.

Le rapport signal sur bruit est donc inversement proportionnel à la longueur d'onde ; pour les conditions supposées dans la formule (ouverture du faisceau déterminée par la diffraction) on aura donc intérêt à utiliser des longueurs d'ondes aussi courtes que possible. Cependant, si dans les applications pratiques, le diamètre minimum du faisceau est imposé par la précision de pointage et la poursuite des objets en mouvement, le rapport signal sur bruit est :

$$\frac{S}{N} = \frac{P_t \cdot A_r}{\pi (\theta_t R)^2 h\nu B}$$

La longueur d'onde optimum dépend donc finalement des dimensions de l'antenne émettrice et de la précision du pointage et de poursuite.

Nous aurons ainsi la bande passante :

$$B = \frac{P_t \cdot A_r}{\pi (\theta_t R)^2 h\nu \frac{S}{N}}$$

A titre d'exemple nous allons dresser un tableau donnant une comparaison des performances d'une liaison spatiale Mars-Terre dans le cas le plus défavorable à la distance maximum, pour 3 systèmes différents :

- Laser idéal avec une ouverture optimum 0,1 micro rad., limité par la diffraction d'un miroir de 5 m de diamètre.

- Laser pratique avec une ouverture de faisceau de 10 secondes pour permettre une poursuite de l'émetteur. Le diamètre nécessaire de l'antenne sera donc de 1 cm.

- Liaison idéale par ondes centimétriques ($\lambda = 12$ cm)

	Laser idéal	Laser pratique	micro-ondes futuristes
Distance en Km	$4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^8$
<u>Emetteur - Mars</u>			
Watts	150	150	150
Surface antenne (m)	20	$80 \cdot 10^{-6}$	120
Ouverture du faisceau (θ , en rad).	0,1	50	10^4
<u>Récepteur terre</u>			
Surface antenne (m)	20	20	1350
Rapport S/N	1000	1000	1000
Largeur de bande (Hz)	$7,5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^3$

D'après ce tableau, la Laser idéal posséderait des performances 250.000 fois supérieures à celles du Laser pratique qui à leur tour sont environ 12 fois supérieures à celles de la liaison centimétrique bien que la surface de réception de cette dernière soit environ 70 fois plus grande. que celle du Laser pratique.

3.3.4. - Applications.

Pour l'application aux télécommunications terrestres, l'intérêt du Laser vient d'abord de l'énorme capacité d'informations qu'il peut transmettre et ensuite seulement de la brillance élevée d'une source puissante qu'on peut concentrer dans un pinceau extraordinairement étroit.

Pour les applications spatiales, la capacité d'information que permet une porteuse de 10^{14} Hz semble pour longtemps encore surabondante et c'est la brillance qui est le paramètre fondamental.

L'atténuation α résultant de la propagation de l'énergie sur une distance R s'écrit :

$$\alpha_{db} = 10 \log \frac{P_t}{P_r} = 10 \log \frac{\lambda^2 \cdot R^2}{A_t \cdot A_r}$$

La courbe $\alpha = f(D)$ a été tracée pour certaines valeurs de A et de λ . (figure 6). Nous remarquons :

- Que pour une liaison de 10 années lumières utilisant à chaque extrémité une optique de 10 m de surface et à $0,5 \mu$ de longueur d'onde, l'affaiblissement est de 194 db. Si l'on admet que le récepteur peut détecter un signal de 10^{-16} W, la puissance de l'émetteur doit atteindre 2.500 W. Pour élevée qu'elle soit, cette puissance n'a rien d'in vraisemblable ; Schwartz et Townes ayant déjà considéré le cas d'un Laser de 10 KW continu.

Ces chiffres ne sauraient être définitifs, et cela pour deux raisons :

+ La première est que le calcul a été fait sur la base d'un seuil de sensibilité et que, suivant la nature de modulation, il est nécessaire de prévoir une marge de 10 à 20 db sur le rapport S/N.

+ La deuxième vient de ce que le récepteur, aussi élaboré soit-il, risque de ne pas pouvoir séparer l'émetteur de l'étoile la plus proche. A 10 années lumières (10^{14} km) la distance de la terre au soleil ($1,5 \cdot 10^8$) est vue sous un angle de $1,5 \cdot 10^{-6}$ rad. Le pouvoir séparateur du miroir de 10 m est de $1,4 \cdot 10^{-7}$ rad., mais il faut compter avec le mouvement de la planète sur son orbite, de sorte que les taches de diffraction du soleil et de l'émetteur risquent d'être souvent confondues.

La puissance dw rayonnée par le soleil dans la bande de fréquence $d\nu$ et l'angle solide $d\Omega$ s'écrit (formule de Planck):

$$dw = \frac{2h\nu^3 d\nu}{c^2 \left[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]} S \cdot d\Omega$$

$$h = \text{constance de Planck} = 6,55 \cdot 10^{-34} \text{ J/s}$$

$$k = \text{constance de Boltzman} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$$

$$T = \text{Température chromosphérique} = 6.000 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

S = surface apparente du soleil

Pour $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ Hz la formule devient :

$$dw = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ W par Hz et par stérad.}$$

L'angle solide d correspondant à une optique de 10 m situé à 10 années lumières vaut à peu près 10^{-33} stérad. La puissance reçue

du récepteur est donc :

$$dw = 5 \cdot 10^{-23} \text{ W par Hz}$$

Si le récepteur n'est protégé par aucun filtre, sa bande passante, qui s'étend à peu près de $0,3\mu$ à $0,5\mu$ est de $15 \cdot 10^{14}$ Hz et l'énergie reçue par le soleil est $2 \cdot 10^{-6}$ W, donc supérieure de quelques 10^6 au seuil de détection considéré. Il est donc nécessaire de faire procéder le photoconducteur d'un filtre dont la bande passante sera rendue aussi faible que possible.

3.3.4. Conclusion.

Nous savons que dans les liaisons publiques (Télex par ex), nous employons des ondes métriques au décimétriques car l'ionosphère devient transparente lorsque on dépasse quelques centaines de MHz ; la portée de liaison se réduira donc aux points visibles à oeil nu.

Par contre en liaison discrète se faisant poste à poste uniquement, la diffraction qui élargit le faisceau est alors gênante et on cherche à la diminuer en diminuant la longueur d'onde.

D'autre part les antennes qu'il faudra mettre en place sont directives alors il sera beaucoup plus facile obtenir des antennes directives en ondes micrométriques qu'en ondes métriques par exemple (la directivité est d'autant meilleurs que les dimensions de l'antenne sont plus grandes devant la longueur d'onde). Une face semi-argentée d'un Laser constitue une excellente antenne directive.

Tout cela montre l'intérêt des ondes micrométriques.

Enfin pour montrer l'utilité du spectre optique, comparons le nombre de messages que l'on peut transmettre en utilisant celui-ci au nombre de messages que l'on transmet en utilisant un onde hertzienne.

Supposons que pour transmettre intégralement un message il nous faudrait une bande de 6 MHz. Entre 10 MHz et 100 MHz nous ne pouvons transmettre que 15 messages par contre si nous utilisons le spectre infrarouge et optique nous pouvons placer 150 millions de messages différents sans aucun risque d'empiétement des uns sur les autres.

3.4 APPLICATIONS DU LASER POUR LA MESURE DES DISTANCES.

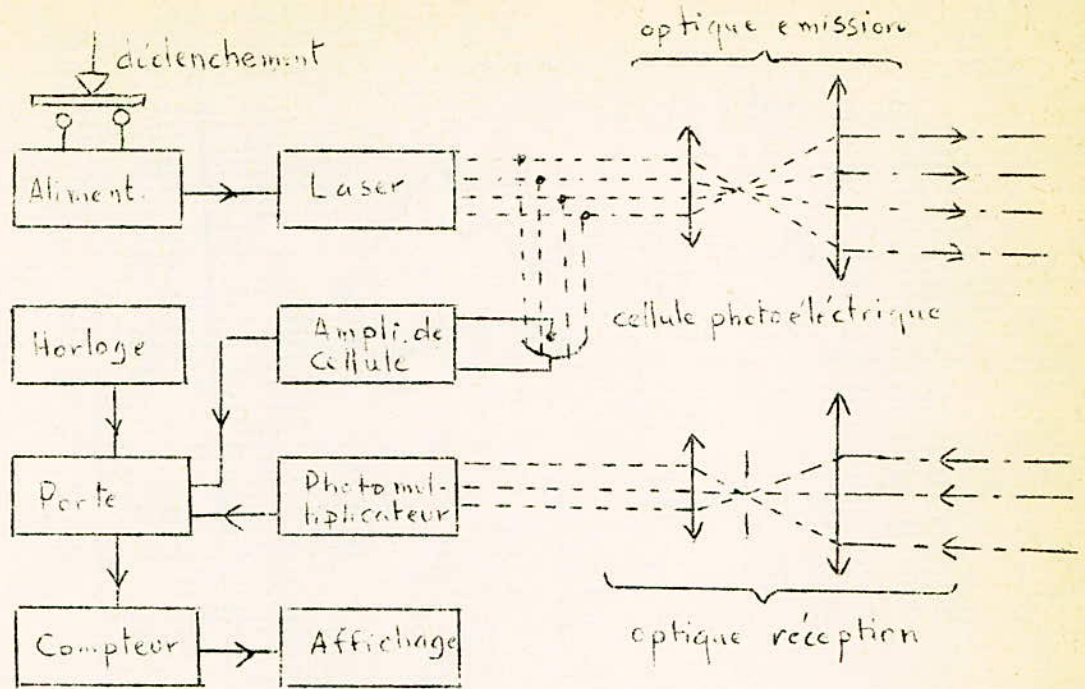
3.4. 1. Introduction.

Dés la réalisation du premier Laser à solide par Maimann, les possibilités, toutes nouvelles, offertes par la lumière cohérente, produite à grande puissance, ont ouvert un nouveau champ d'applications.

Entre autre application, le Laser permet de résoudre de façon simple et satisfaisante, avec le matériel existant actuellement, le problème de la mesure rapide des distances jusqu'à quelques Km ; mieux que ne le font les appareils antérieurs, tels que le télémètre optique à base ou le télémètre radar. En effet, le Laser fournissant une impulsion lumineuse brève et de grande puissance permet de réaliser un télémètre du type radar, mais beaucoup plus directif, et donc de mesurer la distance d'un objet de faible dimension sans être gêné par les obstacles environnants. Il faut, bien sûr, que l'objet soit en vue directe.

3.4.2. Principe de la mesure des distances.

Le diagramme de principe du télémètre à Laser est le suivant :



Le principe du télémètre à Laser est très simple. Il consiste à envoyer à l'aide d'un système optique approprié, une impulsion lumineuse intense et brève vers l'objectif dont on veut mesurer la distance.

Le départ d'une impulsion lumineuse provoque le démarrage d'un compteur d'impulsion. Un récepteur détecte la lumière diffusée par l'objectif et le signal ainsi obtenu referme le compteur. Le nombre d'impulsions d'horloge, ayant actionné le compteur entre l'instant de l'émission et celui de la réception du signal lumineux donne directement la mesure de la distance recherchée. Une caractéristique importante d'un tel appareil est que la mesure de distance est obtenue immédiatement après chaque sondage.

3.4.3. - Equation du Télémètre.

En admettant que l'objectif intercepte totalement le faisceau (vue la finesse de faisceau) et que cet objectif diffuse sphériquement l'énergie lumineuse reçue (ce qui est une bonne approximation) et en négligeant les pertes dans l'atmosphère (ce qui n'est justifié que par temps clair). Le rapport de la puissance reçue sur la puissance émise est donnée par :

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{\beta A_r}{4\pi R^2}$$

P_r = puissance reçue

P_t = puissance émise

A_r = aire du récepteur

R = distance de l'objectif

β = coefficient de réflexion diffuse de l'objectif.

Remarquons que la puissance reçue ne décroît que comme le carré de la distance, ce qui est une conséquence directe de l'interception totale du faisceau par l'objectif.

La mesure d'une distance par le Laser n'est possible que si nous tenons compte de l'absorption par l'atmosphère, de la diffusion que nous connaissons le signal minimum détectable.

3.4.4. Signal minimum détectable.

Il est bien connu que la limitation fondamentale de la réception d'un signal optique et essentiellement différent de celle gouvernant les fréquences radio.

En effet en radio la limitation fondamentale du signal minimum détectable provient du bruit thermique. L'ordre de grandeur pour un récepteur ayant un facteur de bruit unité (0 db) placé derrière une antenne orientée vers des objectifs terrestres (supposés à 290 ° K) est :

$$4 \cdot 10^{-21} \text{ W par Hz}$$

Par contre aux fréquences lumineuses, le bruit thermique, dû au rayonnement direct des objectifs est négligeable. Mais un signal ne peut être détecté que si le récepteur capte au moins un photon par intervalle de mesure c'est-à-dire en première approximation, un intervalle de temps égale à l'inverse de la bande passante. La puissance minimale détectable a pour expression :

$$P_{\min} = h\nu \Delta f$$

Δf = largeur de bande de l'information transmise.

Pour un Laser à rubis par exemple $\lambda = 0,7 \mu$

$$P_{\min} = 2,8 \cdot 10^{-19} \Delta f$$

où $P_{\min} = 2,8 \cdot 10^{-19}$ par Hz

soit un ordre de grandeur 100 fois plus élevé que les sources radio.

Les deux principales sources de bruits sont :

- Bruit d'origine externe au récepteur ; il provient de la lumière du jour pénétrant dans le récepteur, par diffusion soit sur l'objectif soit sur l'atmosphère.

- Bruit d'origine interne : il est fabriqué par le récepteur lui-même et dans le cas d'un photomultiplicateur, ce bruit est en pratique entièrement dû à l'émission spontanée par la photocathode.

3.4.5. Influence de l'atmosphère.

L'atmosphère claire est remarquablement transparente pour tout le spectre visible, et l'épaisseur totale de l'atmosphère m'introduit, pour le rayonnement solaire, qu'un affaiblissement de l'ordre du db. Mais il n'est pas de même par temps de brume ou de brouillard. Tout d'abord par un temp de brouillard, le faisceau subit une atténuation. La figure 7 donne la relation approximative entre l'atténuation (db/Km).et la distance de visibilité (Km).

L'atténuation peut atteindre des valeurs considérable (par exemple 200 db par Km pour une visibilité de 100 m). Ce pendant, la presque totalité de la lumière perdue par le faisceau lors de la traversé du brouillard est diffusé par ce dernier et suivant la nature et la taille de ce dernier, la loi diffusion varie.

Sur la figure8 sont représentés le faisceau d'émission et le champ de vision du récepteur.

Les deux faisceaux qui étaient d'abord séparés à courtes distances, commencent à s'interpénétrer à une distance d_0 . A une distance d , la surface commune aux deux faisceaux (hachurée) va contribuer à renvoyer de la lumière vers le récepteur. Le calcul du phénomène montre que l'écho de diffusion à l'aspté représenté par la figure 8 pour un brouillard de densité uniforme. L'intensité maximum de l'écho dépend de la densité de brouillard et de la distance d'interpénétration des faisceaux. Comme ce signal (écho) se traduit par une augmentation du bruit dans le récepteur (et oblige donc à augmenter le seuil) il y a intérêt à bloquer le récepteur jusqu'à une distance un peu supérieure à $2 d_0$ pour éviter le maximum du phénomène. De toute façon aucun objectif ne peut être atteint avant une distance d_0 .

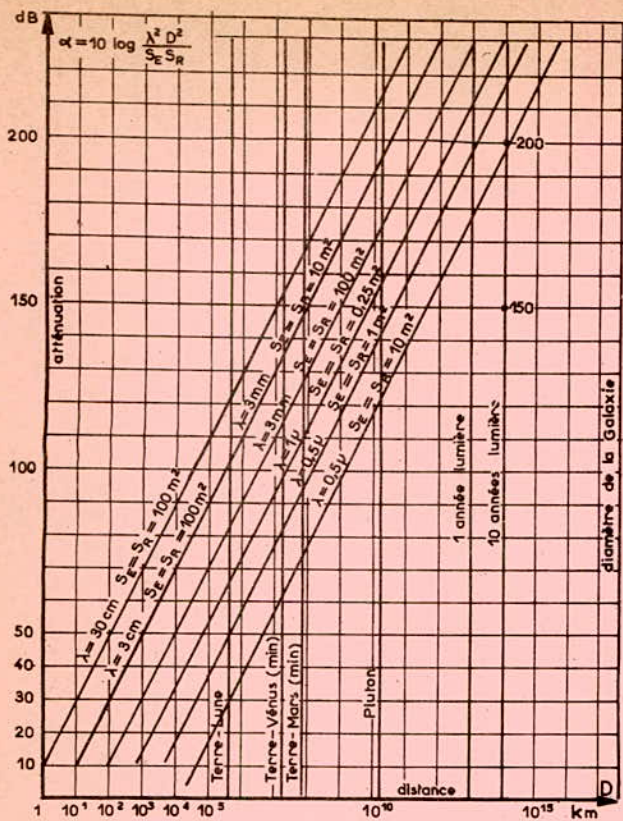
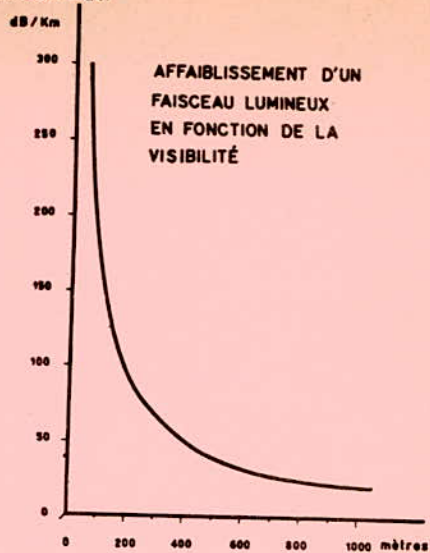


FIG. 6

AFFAIBLISSEMENT



AFFAIBLISSEMENT D'UN FAISCEAU LUMINEUX EN FONCTION DE LA VISIBILITÉ

DISTANCE DE VISIBILITÉ

FIG. 7

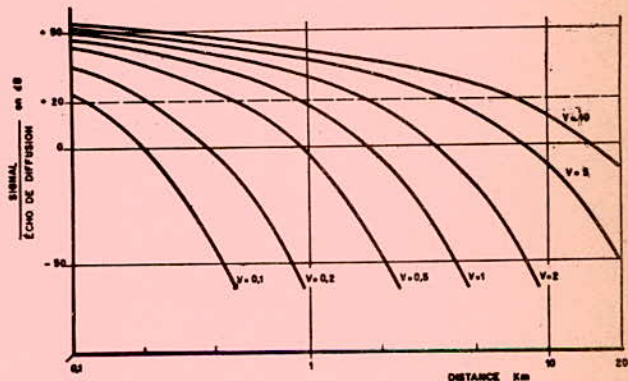
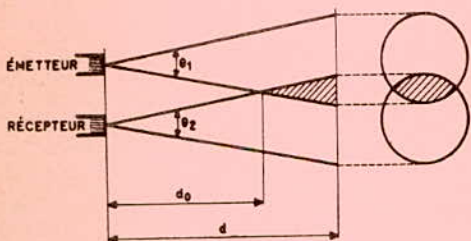


FIG. 10

LUMIÈRE DIFFUSÉE (intensités relatives)

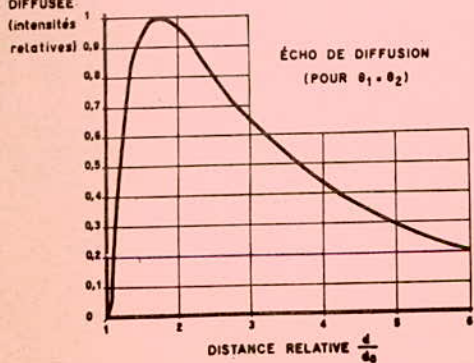


FIG. 8

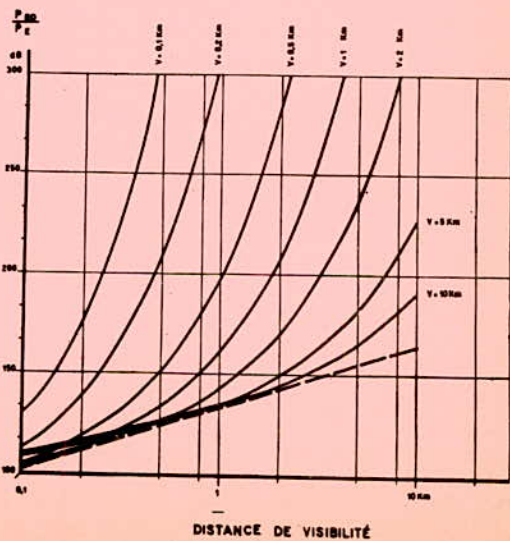


FIG. 9

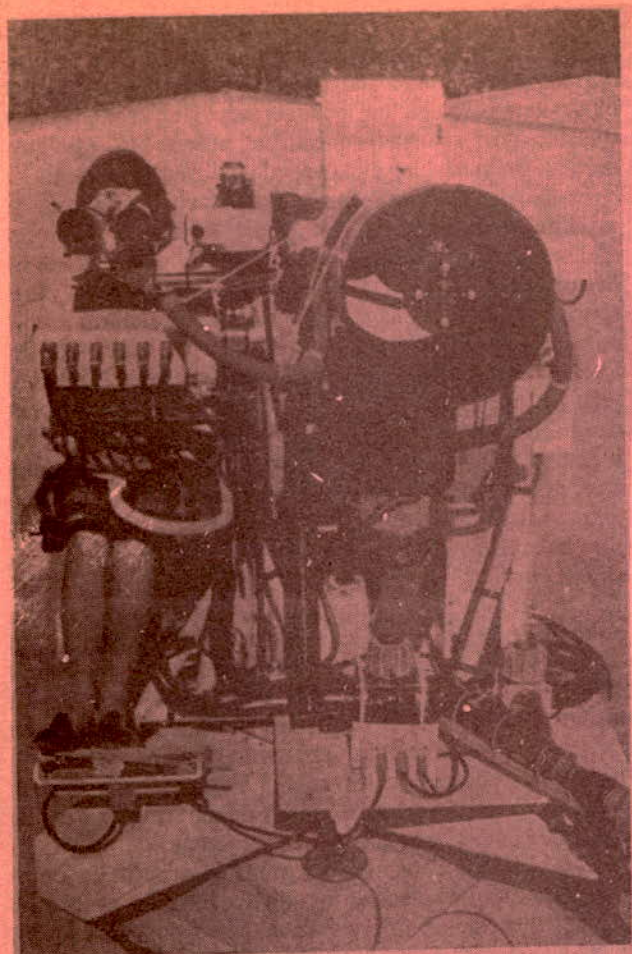


FIG. 42 On distingue le laser au-dessous du télescope. (Photo Service d'Aéronomie du C.N.R.S.)

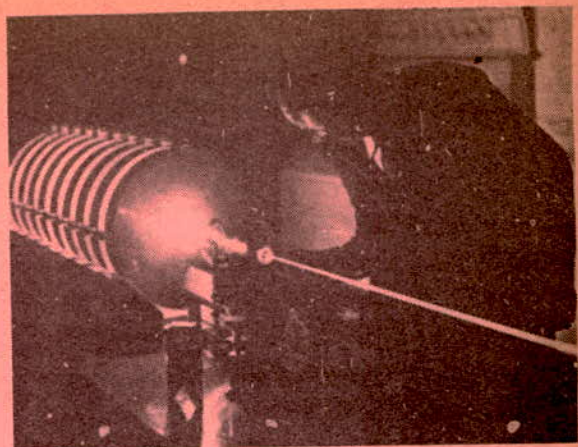


Fig. 44 Photographie d'un laser à gaz ionisé de grande puissance.

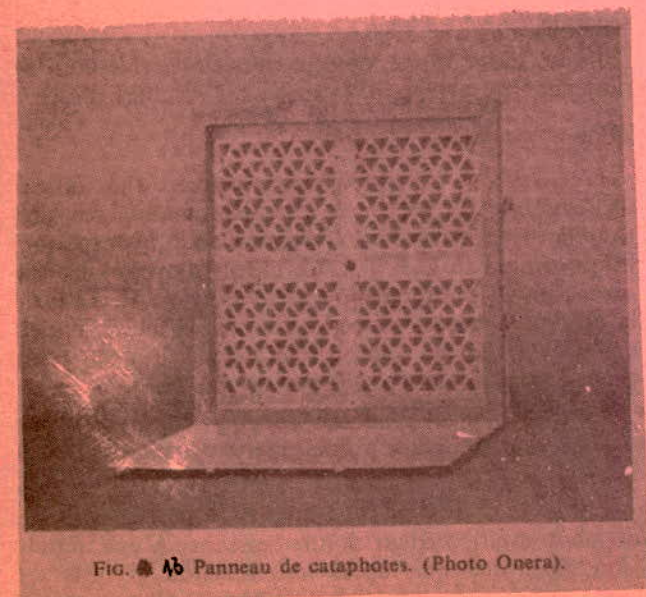
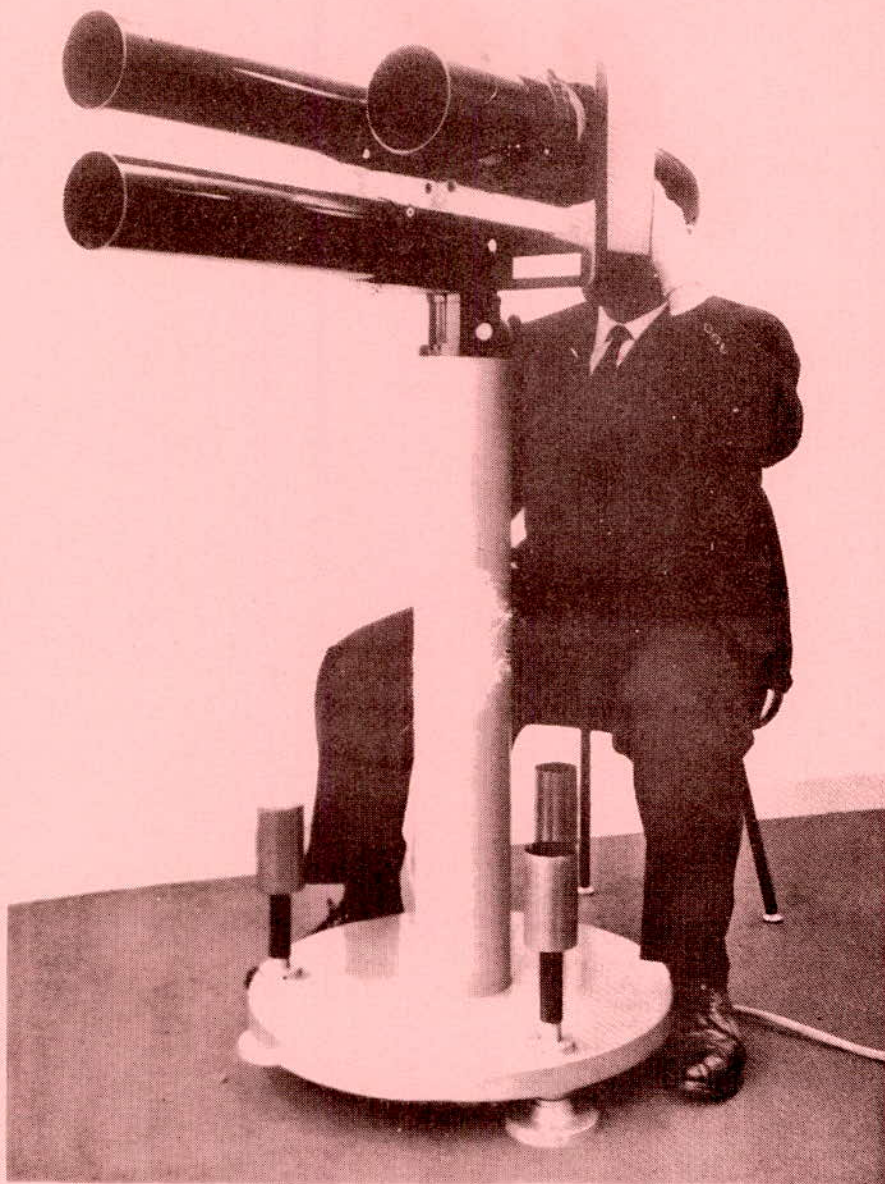


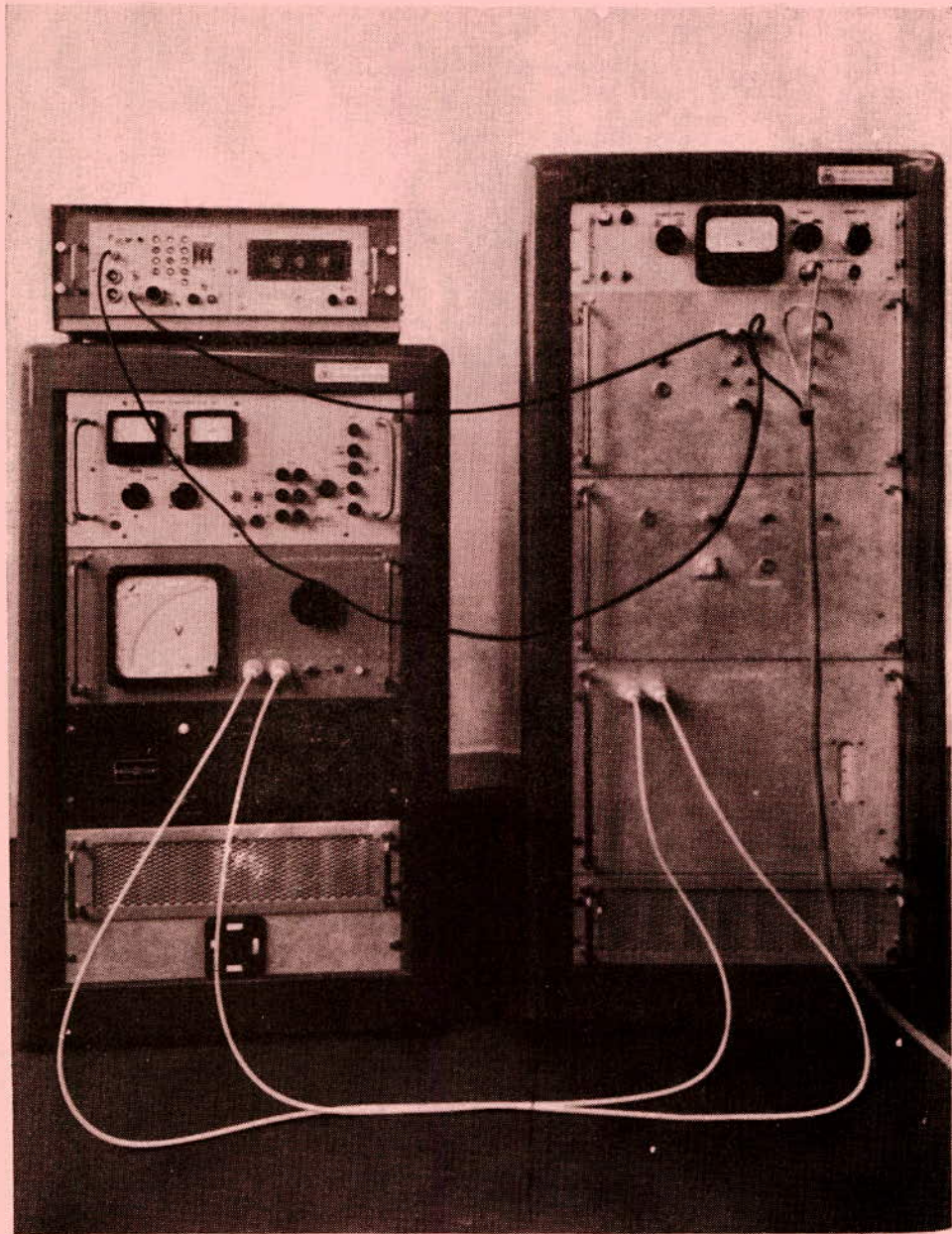
FIG. 45 Panneau de cataphotes. (Photo Onera).



FIG. 41



Pl. 1. — L'interféromètre à laser, réalisé par la Compagnie Générale d'Électricité
CHATELAIN



Pl. II. — Appareillage électronique associé au télémètre à laser ;
la distance est lue directement, en haut à gauche. (Cliché C.G.E.)

La figure 9 donne le comportement de l'écho de diffusion en fonction de la distance de visibilité, (pour $A = 50 \text{ cm}^2$ et une durée d'impulsion $\tau = 10^{-8} \text{ s}$). Enfin la figure 10 donne le rapport signal / écho de diffusion en fonction de la distance (avec le paramètre $V =$ visibilité) pour le télémètre de caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned}
 P_e &= 1 \text{ M W} & A &= 50 \text{ cm}^2 \\
 \xi &= 0,02 & h &= 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ joules} \\
 \xi &= \text{rendement quantique du récepteur.}
 \end{aligned}$$

En admettant qu'un objectif ne pourra être détecté avec sécurité que si le point représentatif est au dessus de la ligne horizontale tracée à 20 db , la courbe de la figure 10 montre que la portée théorique est de l'ordre de la distance de visibilité.

3.4.6. Emetteur.

Le récepteur demande un signal de niveau élevé comme nous venons de le voir . Il faut donc une puissance élevée à l'émission . D'autre part le front de montée de l'impulsion doit être brève , et comme nous utilisons que ce front de montée, l'impulsion elle même devra être brève. L'émetteur doit donc fournir une impulsion de grande puissance , aussi brève que possible . Ces deux éléments réunis montrent que l'énergie pour chaque impulsion sera en fait **petite**. Il est à peu près indispensable d'utiliser un Laser à impulsion unique. Différentes réalisations ont été essayées , particulièrement en ce qui concerne l'interupteur optique ,

Les modulateurs électro-optiques(cellule de Kerr, cristaux à effet Pockels) utilisés comme interupteurs sont intéressants par la rapidité d'ouverture qu'ils permettent (10 ns) mais ils nécessitent l'emploi

de tensions élevées , ce qui les rend peu pratiques pour des équipements portatifs.

Les interrupteurs mécaniques , particulièrement ceux utilisant un prisme rotatif, sont d'une mise en oeuvre très simple, tout en donnant des résultats suffisants (10 à 20 ns) . L'emploi de prisme comme réflecteur est d'ailleurs très intéressant car il évite l'utilisation de miroirs argentés , où à couches diélectriques , qui résistent très mal aux puissances de crêtes élevées. Une couche argentée est percée après avoir été traversée par une seule impulsion de puissance 1 MW . Les couches diélectriques , si elles résistent mieux , s'abîment elles aussi assez rapidement et perdent leurs propriétés

3.4.7. Réalisation pratique.

Une maquette de télémètre a été réalisée au laboratoire Central de télécommunications . L'appareil est constitué par :

- Un coffret émetteur -récepteur orientable
- Un petit coffret contenant les circuits de réception et d'affichage numérique .
- Un coffret d'alimentation .

Cet ensemble , destiné à effectuer des mesures sur le terrain aucun effort de miniaturisation n'a été fait et le poids de l'ensemble est d'environ 40 Kg. L'alimentation peut être assurée soit à partir du réseau 50 Hz soit par une batterie de 24 V_r
L'aspect de l'appareil est représentée sur la figure 11.

3.4.8. Caractéristiques principales.

Les caractéristiques principales de l'appareil sont :

3.4.8 1. Emetteur.

Puissance de crête = 1 MW

Durée d'impulsion = 50 ns

Front de montée < 20 ns

Période de répétition = 20 s

Ouverture angulaire du faisceau de sortie = 0,5 mrad.

$$\lambda = 6943 \text{ \AA}$$

3.4.8.2. Récepteur.

Surface optique d'entrée = 50 cm²

Ouverture angulaire = 1 m rad.

Largeur de bande optique = 40 Å

Rendement quantique = 0,02

Largeur de bande électrique = 25 MHz

3.4.8.3. Dispositif de comptage.

Fréquence de l'horloge = 29.970 MHz

Affichage de 0 à 9.995 m (de 5 en 5 m).

3.4.9. Résultats obtenus.

3.4.9.1. Portée . De nombreux essais ont été effectués dans des conditions atmosphériques variables, en prenant pour cibles des murs aveugles, des toits et divers monuments faciles à identifier.

Par temps clair, la portée atteint 7 km . Avec une visibilité réduite, la portée mesurée est de l'ordre de la distance de visibilité comme prévu par la théorie. Il faut remarquer qu'il est difficile de viser un objectif au de là de la limite de visibilité.

Les précipitations atmosphériques telles que le pluie ou la neige, tant qu'elles ne sont pas trop abondantes, diminuent peu la portée du moment que la visibilité est suffisante. La réflectivité des objectifs est généralement comprise entre 0,1 et 0,5, sauf pour certains toits d'ardoise, quelques fois difficiles à détecter. En résumé, et assez grossièrement, un tel télémètre permet de mesurer la distance des objectifs que l'on peut viser jusqu'à 7 Km.

3.4.9.2. Précision: La précision obtenue est de ± 5 m pour un seul sondage. Elle est d'ailleurs surtout limitée par le dispositif de comptage. Si l'on répète plusieurs fois la mesure sur le même objectif, on constate que les résultats diffèrent de 5 m et donc que l'on encadre la valeur vraie; la distance est donc connue dans ce cas à $\pm 2,5$ m.

Un phénomène curieux, non totalement élucidé, a été constaté; les distances mesurées sont légèrement plus élevées (par exemple de 5 m sur 2 ou 3 km) par temps de brouillard que par temps clair.

3.5. APPLICATIONS DU LASER A L'ETUDE DE LA HAUTE ATMOSPHERE ET DES OBJETS EXTRA - ATMOSPHERIQUES.

3.5.1. Généralités.

Depuis plusieurs années, on tente d'utiliser les Lasers, pour réaliser, soit des expériences nouvelles, soit des expériences que l'on avait déjà entreprises avec d'autres sources lumineuses, mais pour lesquelles les caractéristiques essentielles :

- très forte puissance de crête
 - lumière très monochromatique
 - cohérence spatiale, c'est-à-dire émission très directive.
- constituent des atouts précieux.

Au nombre des expériences nouvelles, nous pouvons énumérer la mesure de distance et la poursuite des satellites, et les tentatives d'obtention d'échos sur la lune. Quant aux expériences que l'on avait déjà commencé d'entreprendre en lumière ordinaire, mentionnons les mesures géodésiques, l'étude de la diffusion atmosphérique et, dans un autre domaine, le guidage et la poursuite d'engins.

Nous allons tenter de décrire un certain nombre de ces expériences en nous limitant toutes fois, à celles entreprises en France, dans le but d'étudier la haute atmosphère ou des objets extra-atmosphériques, ou encore d'effectuer des mesures de grandes distances.

3.5.2 Utilisation du Laser en Géodésie.

3.5.2.1. Introduction. Les déterminations géodésiques, c'est à-dire la localisation par rapport au géoïde des différents points de la surface terrestre, reposent sur deux séries distinctes de mesures :

a) La triangulation, qui consiste, à partir d'une base que l'on aura mesurée avec la précision la plus grande possible, à construire des triangles successifs incluant les points que l'on désire localiser.

b) Les mesures astronomiques de position, faisant appel à la connaissance de la verticale au lieu dont on désire déterminer les coordonnées.

Une détermination géodésique très précise nécessite l'utilisation conjointe des deux méthodes précédents qui sont complémentaires.

3.5.2.2. Utilisation géodésique satellites.

Si nous disposons de satellites, nous pouvons obtenir nécessairement l'utilisation des renseignements sur la géométrie ou le champ

du potentiel terrestre, par plusieurs méthodes. Ici nous en citerons 2.

a) La triangulation : Elle est analogue par son principe à la triangulation terrestre. Le satellite est considéré comme point de repère qui, à cause de son altitude, peut être observé depuis une distance très grande. Nous pouvons ainsi relier des stations distantes de plusieurs milliers de Km en une seule opération. L'expérience peut s'envisager de deux manières :

- Par visée angulaire : Le satellite est photographié sur fond d'étoiles, ce qui permet de connaître la direction de visée. Plusieurs photographies analogues, effectuées depuis deux ou plusieurs stations, au même moment permettent de construire un triangle (ou un tétraèdre) dont le satellite occupe le sommet et dont les côtés passent par les stations. La construction d'un ou de plusieurs de ces triangles permet de calculer avec précision les positions relatives de celles-ci.

- Par mesure des distances : En faisant appel à un télémètre Laser ou radar. La construction des triangles se fait en connaissant non plus les angles mais les côtés des triangles. On peut naturellement combiner les 2 résultats.

Toutes ces méthodes de triangulation présentent l'avantage de ne pas exiger la connaissance de l'orbite du satellite, à conditions que les mesures soient simultanées. Deux méthodes ont été utilisées pour assurer la simultanéité :

+ Le satellite lui-même assure la synchronisation en émettant des signaux.

+ Le satellite est passif et on se réfère aux horloges des observatoires, celles-ci étant calées à quelques millisecondes près.

La précision se trouve limitée à une vingtaine de mètres.

Remarquons que ces procédés nécessitent certaines précautions sur le satellite (muni de lampes à éclats ou de cataphotes ou de répondeurs radar pour la télémétrie).

b) Détermination d'orbites.

Si à partir de trois stations, on parvient à suivre l'évolution du satellite sur son orbite et à déterminer avec précision la position de celles-ci par rapport aux stations, on dispose d'éléments permettant de connaître la position d'un autre observatoire. En effet, les orbites relevées par les divers groupes des trois stations que l'on peut considérer devant coïncider, il en résulte des relations entre les coordonnées des stations, qui permettent de définir leurs positions relatives.

Notons que, à la différence des méthodes précédentes, les observations n'ont pas à être simultanées.

A l'heure actuelle, on estime que les erreurs sur les positions relatives de ces stations, qui sont réparties autour du globe, n'excèdent pas une dizaine de mètre. Ultérieurement il devrait être possible de localiser n'importe quel point de la surface terrestre à quelques mètres de sa position vraie par rapport au centre de masse de la terre, et généralement de mesurer la distance entre deux points distants de moins de trois milles Km.

Notons enfin, que la connaissance préalable des orbites permet de calculer avec précision la position d'une station observatrice.

Elle peut donc servir de moyen de navigation. Tel est le principe de navigation Transit, qui comporte actuellement deux satellites observables 4 à 5 fois par jour. Ils permettent de localiser une station (navire en général) à 100 m près . Le réseau, connu sous le nom de Transit, ayant permis d'établir avec une précision suffisante les orbites de ces deux satellites comporte 40 stations.

3.5.3 Utilisation .

Les trois méthodes que nous venons brièvement de décrire peuvent bénéficier de l'utilisation du Laser. En effet, le Laser permet des mesures précises et rapides grâce à son énergie élevée, mais pendant un temps relativement long (1 à 2 ms).

Celui-ci, s'il présente l'inconvénient d'exiger un ciel parfait aux stations d'observations, offre l'avantage par rapport au radar qui permettait également d'obtenir des informations de distance, de n'exiger que des éléments passifs (cataphotes) à bord du satellite (le radar nécessite en général un répondeur et une antenne, et prélève une quantité appréciable d'énergie sur les batteries et cellules solaires du bord).

Par exemple, le système de cataphotes envisagées dès 1963 pour le satellite S. 66. A était composé de trièdres trirectangles réfléchissant, d'environ 2,5 cm de côté, montés au nombre de 360, sur les parois latérales. Ces cataphotes renvoient la totalité de la lumière Laser incidente dans la direction où elle provient, permettant ainsi d'obtenir au retour un signal beaucoup plus intense que celui qui serait diffusé par le satellite seul, et dont le niveau serait trop faible pour assurer la réception.

3.5.4. Stations françaises de télémétrie Laser.

A titre d'exemple nous allons parler de la station d'observation de Haute-Provence.

3.5.4.1. Emetteur. Le premier Laser servant comme source est un Laser à rubis construit par la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil, déclenché au moyen d'une cellule de Kerr et fournissant une impulsion courte, d'environ 0,3 Joules. Il est refroidi par air et atteint une fréquence de tir de 3 secondes. Actuellement la station dispose d'un Laser refroidi à l'eau, et qui délivre une impulsion de 1 j. d'une durée de 30 ns ; à la cadence maximum de 1 par seconde.

3.5.4.2. Ensemble de réception. L'optique de réception est constitué d'un miroir de Téléscope de 36 cm de diamètre, monté sur une tourelle de caméra, à commande hydraulique. Ce miroir renvoie l'énergie reçue sur un photonmultiplicateur, précédé d'un filtre interférentiel, et refroidi afin de diminuer la contribution du bruit thermique.

Ce Téléscope est guidé en direction du satellite par un observateur, grâce à une lunette chercheuse de 20 cm d'ouverture. La figure 12 montre cet appareil alors que la figure 13 montre un panneau de cataphotes.

Le fonctionnement de l'appareil est le même que celui que nous avons décrit plus haut (le compteur n'est arrêté que lorsque le signal reçu dépasse un certain niveau.).

Evidement les résultats seront nettement plus précis si elles proviennent de plusieurs stations situées sur plusieurs points du globe.

3. 5. 5. Etude de la diffusion atmosphérique.

Dés 1963, les américains G. Fiocco et L. D. Smullin avaient monté une expérience consistant à envoyer verticalement à travers l'atmosphère le faisceau d'un Laser déclenché à rubis, et à mesurer la retrodiffusion provenant des couches situées à différentes altitudes. Cette expérience ne constituait cependant pas la première tentative d'étudier les hautes couches de l'atmosphère au moyen d'un rayon lumineux. En effet, dès 1951, le physicien américain Elterman avait entrepris des essais analogues dans leur principe à ceux de Fiocco et Smullin mais en utilisant un projecteur de D. C. A. braqué verticalement, la réception s'effectuant au moyen d'une optique très directive et suffisamment distante du projecteur pour que l'on puisse, par triangulation, déterminer l'altitude de la couche diffusante.

Le Laser permet, dans la mesure où l'énergie est émise sous forme d'une impulsion très courte, d'utiliser un équipement analogue à celui du radar et, par suite, de placer le récepteur au voisinage immédiat de l'émetteur.

Deux sources d'émission sont à considérer :

3. 5. 5. 1. La diffusion Raylight.

Cette diffusion est due aux molécules de l'air. Si nous éclairons un certain volume V d'air au moyen d'un faisceau d'intensité initiale i_0 , la retrodiffusion aura, sur un récepteur placé à la distance R du volume diffusant, une intensité i telle que :

$$i = \frac{k}{R^2} \alpha^2 \cdot V \cdot i_0 \cdot m$$

m = nombre de molécules d'air par unité de volume

α = polarisabilité de ces molécules, liée à l'indice μ

du milieu par

$$\alpha = \frac{\mu - 1}{2\pi m}$$

K est proportionnel à λ^{-4}

Nous constatons que le rapport i / i_0 est proportionnel à m toutes choses égales d'ailleurs, c'est-à-dire la densité du gaz diffusant. Par conséquent, il est possible, connaissant h , de déduire m du rapport i/i_0 observé. Tel est le principe de la mesure de la densité atmosphérique par Laser.

Il importe de noter que l'intensité retrodiffusée est très faible, surtout lorsque la distance au récepteur augmente et la densité diminue. C'est ainsi que, avec les installations que l'on sait réaliser pratiquement, on n'obtient plus de signal à partir de 40 à 60 Km (avec une surface collectrice de 50 cm de diamètre à la réception).

3.5.5.2. Diffusion par les aérosols.

Les basses couches de l'atmosphère contiennent de grandes quantités de poussières solides ou liquides (aérosols), qui varient en taille de 0,01 à 1μ environ. On connaît relativement bien leur distribution en fonction de la hauteur jusqu'à une trentaine de Km, puis que il est possible d'obtenir directement ces valeurs à partir d'instruments emportés par des ballons. On constate ainsi qu'après un premier maximum situé au voisinage du sol, la densité de ces particules diminue, pour augmenter à nouveau vers 15 Km d'altitude.

Ces particules donnent naturellement lieu à une diffusion, qui est toutefois difficile à calculer, car l'intensité diffusée dépend, en particulier, de la forme et de la constante diélectrique des divers matériaux constituant.

On estime, en général, que cette diffusion est comparable à la diffusion moléculaire jusqu'à environ 30 Km d'altitude, son importance relative diminuant fortement au delà.

Il serait d'un grand intérêt de préciser la répartition de ces poussières, ce qui permettrait de mieux connaître leur origine : météorites, micrométéorites, particules d'eau etc... ainsi que de leurs mouvements et ceux de l'atmosphère qui les entraîne. En effet, l'observation directe de ces particules de la haute atmosphère n'a jamais pu être effectuée, sauf par radar pour les grosses d'entre elles (trainées de météorites) ou lorsque leur concentration est fort (nuages nacrés).

C'était là un des buts des premières expériences américaines dans ce domaine. Des résultats intéressants ont été atteints, puisque, outre les couches plus denses d'aérosols attendues aux voisinages de 20Km ces expériences ont permis de mettre en évidence des couches jusque là ignorées, l'une comprise entre 60 et 90 Km, l'autre variant de 110 à 140 Km. Les chercheurs ont attribué ces couches à des fragmentations de météorites mais il faut noter que la vérification de cette hypothèse est difficile.

Nous ne décrivons pas en détail les installations utilisées pour observer la diffusion atmosphérique ; indiquant seulement que les optiques sont braquées vers le Zénith, et que, en utilisant des filtres de bande réduite (4 \AA) et un photomultiplicateur détecteur refroidi,

les américains Clémesha, Kent et Wright ont pu enregistrer, de nuit, la diffusion en provenance des couches situées jusqu'à 70 Km d'altitude.

Il est également possible de faire de mesure de jour, mais l'intensité beaucoup plus forte de la lumière parasite interdit d'identifier la lumière diffusée au dessus de 30 Km . Les échos reçus sont observés sur l'écran d'un oscilloscope. En introduisant un retard convenable dans le balayage, on peut observer une tranche relativement étroite d'altitude sur l'écran, ou au contraire obtenir automatiquement un profil complet de l'intensité diffusée sur toute la hauteur de l'atmosphère.

Le Laser utilisé envoie des impulsions de 5 Joules dans un angle de $1,5'$ et l'optique de réception présente un diamètre de 50 cm.

3. 5. 5. 3. Mesure de la température des différentes couches de l'atmosphère.

Si l'on utilise, dans ces expériences, une des propriétés du Laser, celle d'émettre des impulsions brèves, certains chercheurs ont pensé qu'il serait possible de tirer parti de la finesse spectrale très élevée de la lumière émise pour obtenir des renseignements sur la température des différentes couches de l'atmosphère. En effet, la diffusion de la lumière par les molécules s'accompagne nécessairement d'un élargissement de la raie diffusée. Cet élargissement ne dépend que de la température.

Les calculs montrent même qu'il convient d'utiliser, non pas un Laser déclenché, mais un Laser à émission continue, dont la finesse spectrale est encore beaucoup plus grande ($5 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$). C'est ainsi que l'équipe dirigée par M. J Blamont, du service d'Aéronomie du Centre

National de la Recherche Scientifique, a estimé que l'utilisation d'un Laser à émission continue émettant dans le bleu (Laser à Argon ionisé $\lambda = 4.880 \text{ \AA}^0$) permettrait d'obtenir, à la réception, un flux total diffusé pour que l'on puisse envisager une mesure de la température jusqu'à 50 Km d'altitude.

L'analyse spectrale de la lumière reçue serait effectuer au moyen d'un interferomètre de Perot et Fabry. Le pouvoir de résolution prévu est de 10^{-3} \AA^0 .

La détermination de l'altitude correspondant à une largeur de raie déterminée, c'est-à-dire à une température donnée, pourrait se faire soit par triangulation soit par modulation de fréquence du Laser émetteur.

3. 6. AUTRES APPLICATIONS.

La découverte de l'effet Laser est trop récente pour qu'on puisse déjà concevoir toutes les applications futures basées sur les propriétés exceptionnelles de ce rayonnement. Pour démontrer la variété des applications possibles, citons quelques exemples.

3. 6. 1. Médecine.

Les expériences citées plus haut ont démontré qu'on peut se servir du faisceau Laser pour chauffer à distance des surfaces de dimensions très réduites de l'ordre de quelques $1/100^{\circ}$ mm de diamètre. Au Presbyterian Hospital à New-York, des opérations de la rétine de l'oeil humain ont été effectuées avec le faisceau d'un Laser à rubis, à travers la lentille de l'oeil.

3. 6. 2. Microsoudures.

Des dispositifs analogues peuvent servir à l'exécution de microsoudures et de microdécoupages à distance, même à l'intérieur d'un tube évacué pourvu qu'il soit muni d'une fenêtre. Cette méthode s'applique même aux matériaux les plus réfractaires, par exemple de diamant et le tungstène.

3. 6. 3. Recherches chimiques.

La densité de puissance et la monochromaticité ouvrent des perspectives nouvelles dans la chimie, en particulier, dans le domaine de la photosynthèse. Pour atteindre ce but, on doit trouver des substances possédant exactement la même fréquence d'émission que la substance, que l'on veut irradier. Dans un mélange de plusieurs substances par exemple, on pourrait donc exciter sélectivement une seule sorte de molécules pour provoquer une réaction désirée, sans affecter les autres substances présentes dans le mélange.

3. 6. 4. Recherches Physiques.

Les propriétés de la lumière Laser sont tellement différentes de celles de la lumière naturelle que toute une nouvelle branche de sciences optiques va être créée, celle de l'optique Laser. Pour démontrer les différentes de caractéristiques, rappelons :

- Que la largeur de bande de la lumière Laser peut atteindre 1 Hz, tandis que les raies les plus fines des meilleurs sources de lumière naturelle possèdent des largeurs de bande de 1.000 MHz.

- Que la densité de puissance de la lumière totale émise par le corps noir de 6.000° K est de $7 \text{ KW} / \text{cm}^2$, par contre, avec les Lasers on peut atteindre 100 Mégawatts, avec une section du faisceau de $1/100^{\circ}$ mm^2 environ, donc 10^6 Mégawatts / cm^2 . Cette densité de puissance crée des ondes électromagnétiques ayant des champs électriques d'environ 100 Mégawatts / cm; ce qui est de l'ordre des champs qui existent entre les Atomes. Il en résulte des phénomènes nouveaux de non-linéarité qu'on n'avait pas observés avant.

- que la production de lumière cohérente dans le temps était impossible jusqu'ici.

Ces propriétés offrent des possibilités nouvelles pour la recherche physique, et on peut s'attendre à des résultats importants, approfondissant encore notre connaissance sur la nature de la lumière.

3.7. CONCLUSIONS

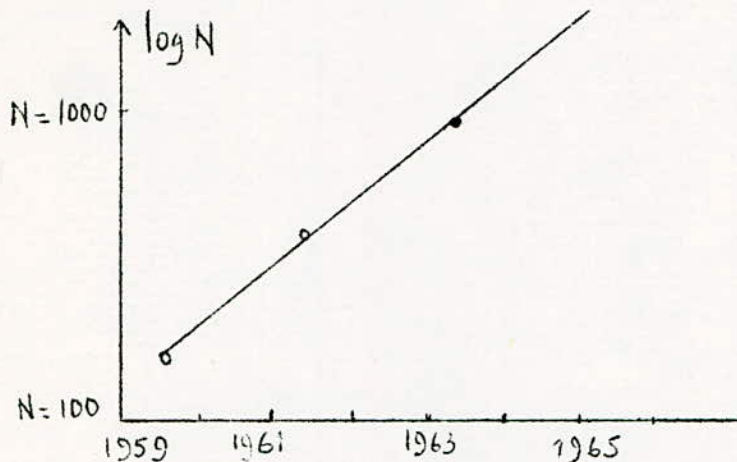
Les propriétés exceptionnelles du rayonnement produit par effet Laser ouvrent des perspectives nouvelles dans beaucoup de domaines scientifiques et techniques.

En ce qui concerne la technique de l'espace, des liaisons de communications optiques permettront la transmission d'informations à des distances spatiales avec des puissances relativement faibles ou avec des largeurs de bandes énormes. En même temps, les antennes d'émission et de réception auront des dimensions très petites. Les radars et les traceurs optiques auront les mêmes avantages et enfin, les rayons de la mort permettront peut-être un jour, de détruire à grandes distances des fusées et satellites ennemis par radiations électromagnétiques. Des progrès spectaculaires ont été obtenus depuis la découverte

de cet effet, mais il reste encore beaucoup de problèmes à résoudre, aussi bien dans la réalisation de matériaux idéaux, que dans la technique de modulation et de détection, pour atteindre les performances limites imposées par les lois de physique.

C O N C L U S I O N

Notons tout d'abord que l'électronique quantique traverse actuellement une crise de croissance, que l'on ne saurait mieux caractériser que la courbe ci-dessous qui montre le nombre des " électroniciens quantiques ", présents au congrès de New-York (1959), de Berkeley (1961) et de Paris(1963).



Le taux de croissance est de l'ordre de 3 db par an, très supérieur au taux de croissance du nombre de physiciens, et évidemment au **taux** de croissance de l'humanité ... Bien sûr, il est sans doute hasardeux de prétendre que les 1000 participants du congrès de Paris sont tous des " spécialistes " de l'électronique quantique ; il est généralement évident que ce taux de croissance ne se maintiendra pas, sinon, comme le faisait remarquer C.H. Townes, tous les habitants de la planète seraient contraints de faire de l'électronique quantique vers 1980. En tout cas le nombre de **spécialistes** augmente très rapidement, en même temps que les crédits affectés à cette **discipline**.

Cette flambée à la quelle on assiste a une conséquence assez grave. Conservons la tête froide devant les " biens faits " de ces appareils et sachons juger les applications à leur juste valeur. Trop de gens, mal

renseignés par une presse scientifique tendancieuse, confondent actuellement " électronique quantique " et " panacée universelle " et pensent qu'il suffit de prononcer le mot Laser pour que des problèmes actuellement insolubles débouchent sur une solution claire et efficace. Il ne faut pas s'emballer ; et il ne faut surtout pas désespérer si la solution n'apparaît pas instantément. Yves Bernard à dit :

" Il serait très grave en effet que les dirigeants d'une nation, une fois passée la période d'enthousiasme initial, suppriment leur soutien financier à des recherches qu'ils trouvent moins rentables que prévu, il serait déplorable, comme le faisait remarquer une personnalité scientifique, que les dirigeants politiques en viennent à identifier "MASER" avec un Moyen pour Arracher des Sources Exorbitantes pour la Recherche. "

Sur le plan scientifique, l'électronique quantique a eu le grand mérite de constituer un pôle d'attraction pour plusieurs disciplines qui n'avaient jusqu'alors que peu de rapport. Elle a permis, en particulier aux opticiens et aux radioélectriciens de se retrouver et de constater les nombreux points communs de leur spécialité. Certes cette union n'est pas faite sans heurts, car les spécialistes habitués aux longueurs d'onde de 5.000 \AA et ceux habitués aux longueurs d'onde de 50 m ne parlaient plus le même langage ; de ce fait chacun a découvert péniblement des résultats bien connus de son collègue, mais peu intelligibles pour lui. Il n'est pas exagéré de dire que les Lasers constituent le plus beau cadeau que la spectroscopie hertzienne ait fait à l'optique. Après 40 ans de séparation, le mariage de raison de l'optique est de la radioélectricité constitue sans doute la conséquence la plus étonnante du mémoire d'Einstein de 1917.

A N N E X E

Considérons un système quantifié, par exemple un atome, possédant deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 peuplés respectivement de n_1 et de n_2 à l'instant t .

$$E_2 > E_1 \Rightarrow n_1 > n_2 \quad (1)$$

$$\text{et } n_1 + n_2 = N \quad (2)$$

Tous ces systèmes sont rassemblés dans une cavité où nous trouvons des photons d'énergie:

$$w = h\nu = E_2 - E_1 \quad (3)$$

Qui permettent la transition entre les deux états énergétiques. Soit n le nombre de ces photons à l'instant t . Si le volume de la cavité est V la densité d'énergie électromagnétique emmagasinée dans la cavité est donc :

$$u = \frac{n h \nu}{V} \quad (4)$$

Pendant l'unité de temps, certains des systèmes dans l'état deux vont "tomber" sur le niveau E_1 et, par conséquent, émettront un photon ; réciproquement des photons de E_1 vont absorber un photon et monter à E_2 . Il est donc possible de faire le bilan de ces échanges entre la matière et le rayonnement :

- L'émission, qui va faire croître le nombre de photons sera proportionnelle au nombre de systèmes qui vont émettre, c'est-à-dire à n_2 .

- L'absorption, à l'inverse, sera proportionnelle au nombre de systèmes qui peuvent absorber, ainsi qu'au nombre de photons susceptibles d'être absorbés ; donc proportionnelle à $n n_1$ ou encore $u n_1$

On peut alors décrire le phénomène par une équation cinétique donnant la variation de la densité d'énergie électromagnétique U par unité de temps, telle que :

$$\frac{dU}{dt} = a n_2 - b U n_1 \quad (4)$$

Sachant que l'émission est composée par l'émission spontanée et par l'émission stimulée (4) devient :

$$\frac{dU}{dt} = a n_2 - b U n_2 - b U n_1 \quad (5)$$

Le coefficient d'absorption et d'émission stimulée sont égaux. Ce point résulte du travail d'Einstein ; nous admettons ce résultat. (voir figure 2).

A l'équilibre statique nous avons (équation de Boltzman) :

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (6)$$

Si l'équilibre est atteint, il est possible de décrire parfaitement l'état du système ; l'équation (6) jointe au fait que le nombre total des systèmes est connu, conduit à :

$$(n_1)_0 = \frac{N}{2} \frac{e^{\frac{x}{2}}}{\text{ch } \frac{x}{2}} \quad (7)$$

$$(n_2)_0 = \frac{N}{2} \frac{e^{-\frac{x}{2}}}{\text{ch } \frac{x}{2}} \quad (8)$$

avec

$$x = \frac{h\nu}{kT}$$

et l'équation (5) dans la quelle on fait $\frac{dU}{dt} = 0$ conduit à :

$$U_0 = \frac{a}{b} \frac{1}{\frac{n_1}{n_2} - 1} = \frac{a}{b} \frac{1}{e^x - 1} \quad (9)$$

Cet état d'équilibre va persister, si le système est isolé. Mais si nous agissons sur lui en fournissant de l'énergie, il va évoluer et nous allons nous occuper de cette évolution.

Considérons alors la population du niveau E1, par exemple ; elle va croître par suite de l'émission de photons et décroître par suite de l'absorption. Chaque photon absorbé diminue n_1 d'une unité ; l'équation (5) montre que le taux de variation de n_1 créé par l'absorption, dans toute la cavité, est :

$$U n_1 \frac{V}{h\nu} = B U n_1 \quad (10)$$

De même, le taux de variation de n_2 , dû à l'émission :

$$(A n_2 + B U n_2) \frac{V}{h\nu} = A n_2 + B U n_2 \quad (11)$$

En outre il faut tenir compte des transitions non radiatives. Tout ce-ci nous conduit à l'équation cinétique :

$$\frac{dn_1}{dt} = k_{21} \cdot n_2 - k_{12} n_1 + A n_2 + B U (n_2 - n_1) \quad (12)$$

et comme le nombre total des systèmes est constant, on a :

$$\frac{dn_2}{dt} = - \frac{dn_1}{dt} \quad (13)$$

k_{12} et k_{21} sont homogènes à l'inverse d'un temps et sont reliés par la formule, à l'équilibre :

$$\frac{k_{21}}{k_{12}} = e \frac{h\nu}{kT} \quad (14)$$

Nous allons examiner maintenant l'évolution du système au quel nous fournissons des photons, de façon à augmenter U . Il est clair que si U augmente, le système devra évoluer vers un état permanent dans le quel $n_2 - n_1$ et de plus en plus faible, de façon que dans le dernier terme de (12), le seul qui contient U , ne devienne pas infiniment grand. On atteindra un régime permanent, et les équations (12) et (13) permettront alors de calculer n_1 et n_2 :

$$n_1 = \frac{k_{21} + A + BU}{k_{21} + k_{12} + A + 2BU} N \quad (15)$$

$$n_2 = \frac{k_{12} + BU}{k_{21} + k_{12} + A + 2BU} N$$

et surtout

$$n_2 - n_1 = N \frac{A + k_{21} - k_{12}}{k_{21} + k_{12} + A + 2BU} \quad (16)$$

$n_2 - n_1 > 0$ mais qui tend vers 0 lorsque U augmente.

Dans les calculs précédent nous avons considéré que les niveaux d'énergie étaient infiniment étroits ; c'est une hypothèse commode. Mais nous savons qu'elle n'est pas rigoureuse, car les raies spectrales ont une certaine largeur et un photon de fréquence ν_0 peut fort bien donner lieu à une interrattion. Il faut donc reprendre les formules en découpant ce spectre et en ne considérant à la fois qu'une très étroite bande $d\nu$. Appelons dU la densité d'énergie électromagnétique contenu dans cette bande ; nous introduisons ainsi la densité spectrale :

$$u(\nu) = \frac{dU}{d\nu} \quad (17)$$

et l'équation fondamentale donnera l'évolution de cette grandeur. Elle résultera de la transposition de l'équation (5) et s'écrira :

$$\frac{du}{dt} = A(\nu) n_2 + B(\nu) u (n_2 - n_1) \quad (18)$$

Les coefficients A et B dépendent de la fréquence et sont conditionnés par la forme de la raie spectrale ; par intégration de (18) surtout la longueur de la raie, on retrouvera (5) .

Planck a montré, par un procédé totalement indépendant des considérations qui précèdent, que lorsque l'équilibre est réalisé, la densité spectrale d'énergie électromagnétique dans une cavité est donnée par :

$$u_0(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (19)$$

Ecrivons que dans cette distribution, transposée dans l'équation (18) donne un équilibre ; il vient, si $\frac{du}{dt} = 0$ et compte tenu de (6) :

$$u_0(\nu) = \frac{A(\nu)}{B(\nu) \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)} = \frac{A(\nu)}{B(\nu)} \frac{1}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (20)$$

par comparaison entre (19) et (20) nous avons ;

$$A(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} B(\nu) \quad (21)$$

Cette formule nous permet d'évaluer l'importance relative de l'émission spontanée et de l'émission stimulée . Nous avons :

$$\frac{\text{Spontanée}}{\text{Stimulée}} = \frac{A n_2}{B u n_2} = \frac{A}{B u} = \frac{8\pi h\nu^3}{u c^2} \quad (22)$$

Hyperfréquences	$\lambda = 10 \text{ cm}$	$\frac{\text{Spontanée}}{\text{Stimulée}} = 5.10^{-2}$
Optique	$\lambda = 0,6 \mu$	- " - = 2.10^{-5}
Ultraviolet lointain	$\lambda = 60 \text{ \AA}$	- " - = 20

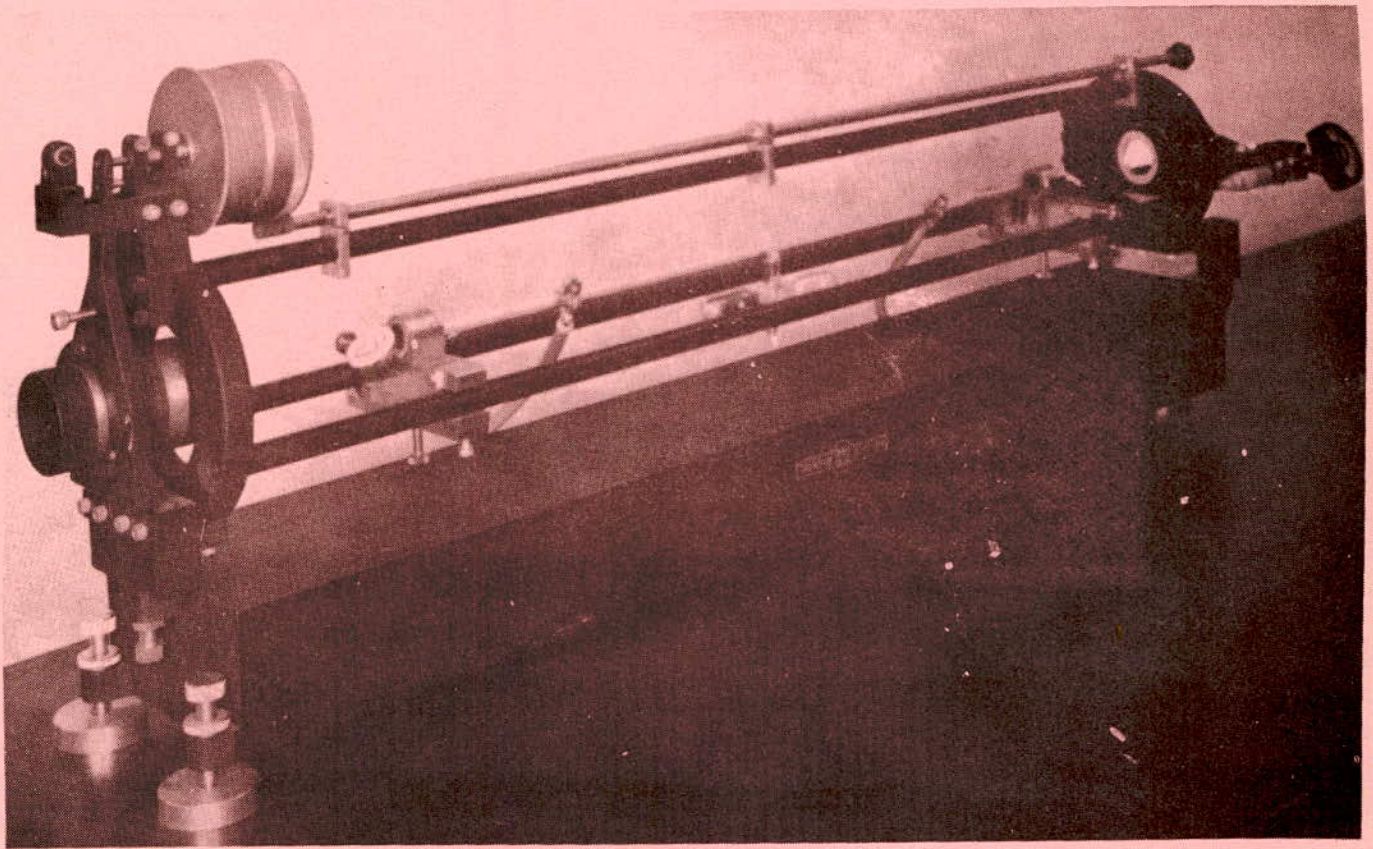
pour l'Hertzien et l'optique nous pouvons négliger l'émission spontanée en première approximation.

ainsi (18) s'écrit :

$$\frac{du}{dt} = B(\nu) \cdot u (n_2 - n_1) \tag{23}$$

et nous écrirons par la suite :

$$\frac{du}{dt} = b u (n_2 - n_1) \tag{24}$$



Pl. III. — Un laser à gaz
réalisé dans les laboratoires de recherche de la Compagnie Française Thomson-Houston. (Cliché C.F.T.H.)

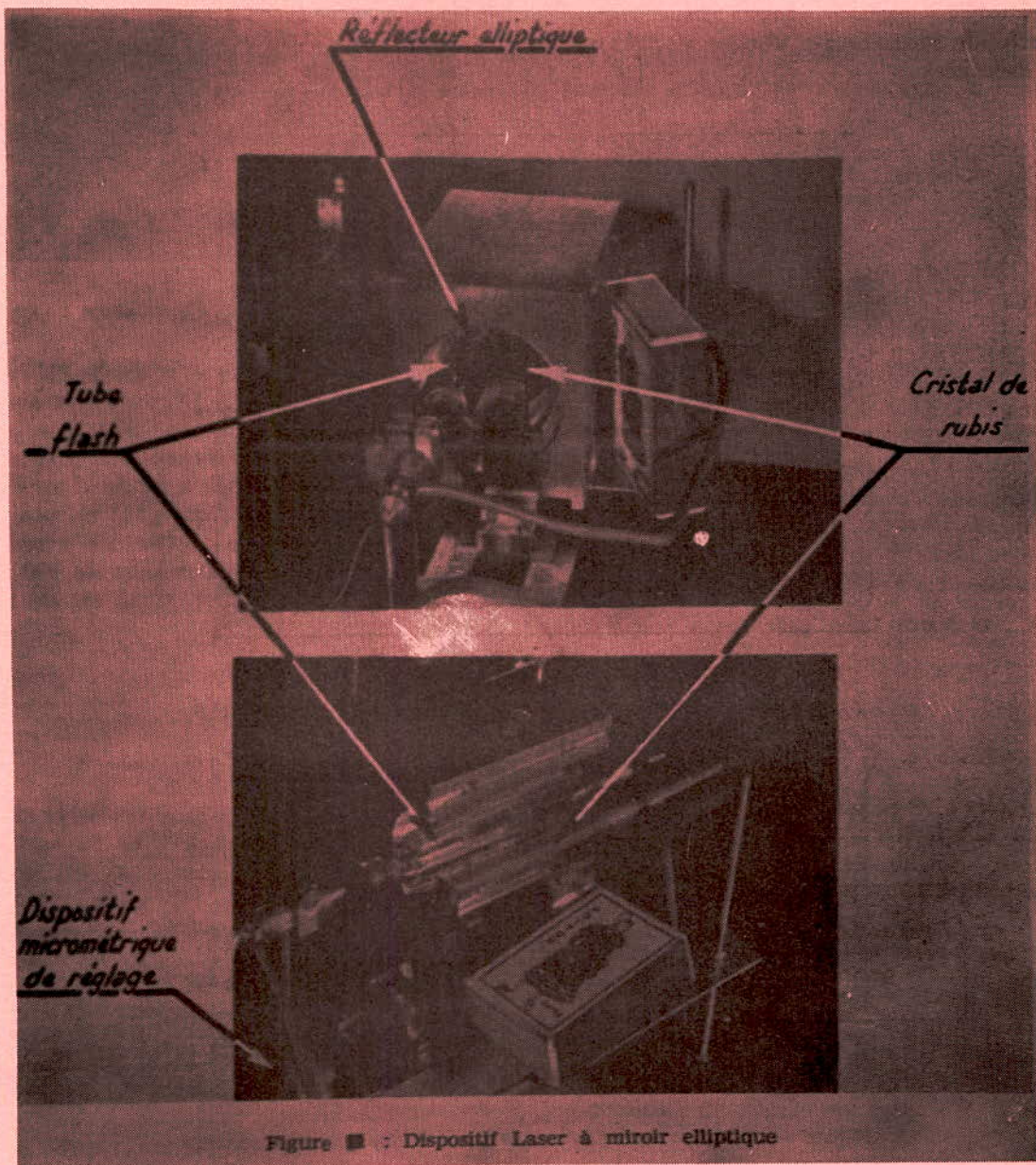


Figure 1 : Dispositif Laser à miroir elliptique