

UNIVERSITE D'ALGER

2 ex 2/77

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكتبة

PROJET DE FIN D'ETUDES

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHEQUE

INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكتبة

SUJET :

REALISATION D'UN LASER He-Ne
ET SON ALIMENTATION.

PROPOSE PAR :

M^{lle} F.Z. KHELLADI

RESPONSABLE DU PROJET LASERS
AU CSTM

ETUDIE PAR :

AIT AMEUR Kamel
LOUHIBI Djelloul

JUN 1977

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
DEPARTEMENT ELECTRICITE

PROJET DE FIN D'ETUDES
INGENIORAT EN ELECTRONIQUE

SUJET :

REALISATION D'UN LASER He-Ne
ET SON ALIMENTATION.

PROPOSE PAR :

M^{lle} F.Z. KHELLADI

RESPONSABLE DU PROJET LASERS
AU CSTN

ETUDIE PAR :

AIT AMEUR Kamel
LOUHIBI Djelloul

JUN 1977

À nos parents.

---)
E M E R C I E M E N T S ---
----- 0 0 -----

Nous remercions Monsieur A. BENNINI - Directeur du C.S.T.N de nous avoir accueilli au Service "ELECTRONIQUE QUANTIQUE" du C. S. T. N.

Nous remercions chaleureusement Mlle F.Z KHELLADI d'avoir dirigé ce travail.

Notre reconnaissance va à MM. BOUKLI et BENAÏSSA pour leur aide matérielle et leurs encouragements.

Nous remercions également M. HOLZER pour s'être intéressé à notre étude.

Nous remercions M. LAIB pour les nombreux travaux qu'il a exécutés sur le chateau de verre.

Nous remercions vivement MM. LALMI et HEMICI pour leur aimable contribution à la réalisation du banc à vide.

Nos remerciements vont au personnel du Bureau d'Etude et de l'Atelier de Mécanique pour les Travaux exécutés.

Nos plus vifs remerciements à M. LAZIB et son équipe pour le tirage de ce mémoire.

Que M. TALEB et Mlle CHALLANE trouvent ici nos remerciements pour avoir mis à notre disposition leur table optique/

Nous remercions M. L. LARBI, M. MALEK pour sa grande aide à la frappe de ce mémoire.

Nous remercions tous ceux qui nous ont aidé de près ou de loin.

--- PRESENTATION DU SUJET ---

Le but de ce projet est la réalisation d'un laser Hélium-Néon et de son alimentation. Il servira par la suite de travaux pratiques aux étudiants de la Post-Graduation sur la "Physique des lasers".

Dans les chapitre II et III nous décrivons l' "effet laser" en mettant en évidence les phénomènes d'inversion de population et l'amplification

L'oscillation laser est examinée au chapitre IV. Nous y étudions des cavités lasers par la méthode matricielle de Bertolotti.

Nous avons essayé d'expliquer le fonctionnement d'un laser, mais, la théorie complète est bien plus complexe.

Au chapitre V, on examine le laser Hélium-Néon du point de vue spectroscopie et pompage, en essayant de faire ressortir les paramètres qui interviennent dans le fonctionnement, ce qui nous amène au chapitre VI dans lequel sont exposés des résultats expérimentaux déjà connus, qui permettent d'envisager la construction d'un laser He-Ne. A la fin de ce chapitre, on verra un exemple de calcul de paramètres d'un laser He-Ne.

Enfin, au chapitre VII, nous exposons les montages expérimentaux que nous avons réalisé et les résultats obtenus.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I : Introduction.

- I.1 - Historique
- I.2 - Présentation du laser

CHAPITRE II : Rappels :

- II.1 - Distribution des populations dans un gaz
- II.2 - Les coefficients d'Einstein
- II.3 - Absorption :
 - II.3.1 - Evolution des populations
 - II.3.2 - Aspect microscopique de l'absorption.

CHAPITRE III : Amplification dans le domaine optique.

- III.1 - Système à 3 niveaux
- III.2 - Remarques

CHAPITRE IV : Cavité optique.

- IV.1 - Généralités
- IV.2 - Cavité résonnante
- IV.3 - Nombre de fresnel
- IV.4 - La cavité dans l'approximation de l'optique géométrique :
 - IV.4.1 - Cavité miroir plan
 - IV.4.2 - Cavité à miroirs sphériques
 - a) combinaison d'un miroir plan et d'un miroir sphérique
 - b) combinaison de 2 miroirs sphériques :
 - IV.5 - Conditions générales de stabilité
 - IV.6 - Diagramme de stabilité

CHAPITRE V : LE LASER HELIUM-NEON

- V.1 - Spectroscopie
- V.2 - Pompage dans l' He-Ne
- V.3 - La raie 6328Å
 - V.3.1 - Inversion de population
 - V.3.2 - Condition d'oscillation
 - V.3.3 - Les différents paramètres intervenant dans le laser He-Ne (6328 Å)

CHAPITRE VI : CONSTRUCTION DU LASER He-Ne.

VI.1 - Le tube amplificateur

- Choix de la longueur de la cathode
- Remplissage du tube
- Excitation électrique.

VI.2 - CAVITE

VI.2.1 - Tolérance sur l'alignement

VI.2.2 - Optimum de la transmission du miroir de sortie

- Type de miroir utilisé
- Suppression de la raie 3, 39 μ

CHAPITRE VII : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

VII.1 - Remplissage des tubes

VII.2 - Réglage de la cavité laser

VII.3 - Alimentations

A N N E X E S :

- A.I - Profil des raies
- A.I.1 - Elargissement homogène
- A.I.2 - Elargissement inhomogène
- A.II - Fenêtre de Brewster
- A.III - Diffusion de l'He.
- A.IV - Modes d'oscillation dans une cavité laser.

C H A P I T R E - I -

INTRODUCTION .

-I,1, HISTORIQUE .

En 1917 Albert EINSTEIN a énoncé le principe suivant : un atome ou une molécule, peut être stimulé et libérer l'énergie qu'il contenait sous forme d'un rayonnement électromagnétique.

Ce n'est qu'en 1950 que WEBER et TOWNES (USA), BASOV et PROKHOROV (URSS) proposèrent indépendamment les uns des autres, d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences.

Le premier MASER* fut découvert en 1954 par TOWNES et ses élèves de l'Université de Columbia.

Depuis on a cherché à étendre ce principe pour amplifier la lumière. On peut citer les travaux de SCHAWLOW , TOWNES et MAMMAN.

En 1959 JAVAN et SANDERS , aux Laboratoires de la Bell Téléphone étudient l'efficacité de l'excitation électronique et des échanges d'excitation pour activer les gaz.

Ce qui conduit en 1960 à la fabrication du premier MASER OPTIQUE ou LASER* à Hélium-Néon.

Aussitôt les 5 raies de l'hélium-néon, dans le domaine 1,1 à 1,2 μ sont connues.

Les raies 6328 Å et 3,39 μ du néon ne seront détectées que 2 années après.

A la fin de 1962 les raies lasers des gaz sont découvertes en "série".

Au milieu de 1964 , on met en évidence plus de 500 raies lasers dans les gaz rares.

* MASER = Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

* LASER = Light " " " " " " " .

On découvre très vite plusieurs types de lasers (exemples : CO₂, Néodyme, Iode etc...)-

Et le domaine des applications devient de plus en plus étendu (exemples : Télémétrie, Télécommunications, Usinage, Fusion Thermonucléaire, médecine ect...)

-1.2. PRESENTATION DU LASER .

Le mécanisme de l'amplification dans un laser, est lié à l'émission stimulée (ou induite). Ce phénomène est décrit pour la première fois par EINSTEIN en 1917.

Imaginons le schéma élémentaire d'un atome constitué par un noyau et des électrons périphériques. Un électron peut " sauter " d'une orbite inférieure à une orbite supérieure sous l'action d'une sollicitation extérieure à l'atome. Ce passage à un niveau supérieur (état excité) demande une certaine énergie qui peut être fournie à l'atome sous des formes diverses, en particulier électrique ou optique.

C'est donc une " absorption " d'énergie" qui produit l'excitation du matériau.

La fréquence du rayonnement absorbé est liée à la variation d'énergie de l'atome par la relation $E = h \nu$ où h est la constante de Planck, ν la fréquence du rayonnement.

La durée de vie de tels états excités est généralement très courte et le milieu revient à son état d'équilibre en libérant, par rayonnement, l'énergie qu'il avait emmagasinées au moment de l'excitation.

Cette émission radiative porte le qualificatif de "Spontanée".

Les émissions des diverses particule élémentaires (qui retournent à leur état fondamental) du matériau sont indépendantes les unes des autres et, en particulier, n'ont aucune relation de phase ni de direction. On dit que le rayonnement est INCOHERENT. Et il faut noter que les photons "spontanés" ont la même fréquence que les photons excitateurs.

L'émission stimulée, a lieu, comme l'émission spontanée, à partir d'un état initialement excité. Mais elle est provoquée, catalysée en quelque sorte, par l'arrivée d'un rayonnement lumineux de même fréquence que celui qui sera émis par la "retombée" au niveau initial. De plus le photon stimulateur et le photon stimulé vont être identiques en tout point : identité de fréquence, de direction de propagation et de phase.

La physique du phénomène est plus complexe (elle sera détaillée par la suite).

En réalité, on se trouve en présence de plusieurs niveaux d'énergie et la descente au niveau fondamental se fait souvent en plusieurs étapes, les unes spontanées et les autres stimulées.

Un laser étant, au sens littéral, un amplificateur de lumière fonctionnant par émission stimulée, on peut déjà parler sommairement de son fonctionnement.

Si on possède un certain matériau convenablement excité, l'arrivée d'un photon de "bonne" fréquence va stimuler l'émission d'autres photons identiques, constituant ainsi une amplification de lumière.

La partie principale d'un laser sera donc le matériau actif, susceptible d'être excité et de donner lieu à une amplification.

Ce matériau laser est un mélange de gaz (dans le cas du laser Hé-Ne) enfermé dans un tube cylindrique fermé à ses extrémités par des fenêtres transparentes au faisceau laser.

Dans ce cas l'excitation ou pompage est réalisé à l'aide d'une décharge électrique dans le tube.

Muni du matériau laser et de sa source de pompage, on possède un amplificateur de lumière mais pas encore un oscillateur.

Pour réaliser celui-ci, on utilise le même principe qu'en électronique qui consiste à renvoyer à l'entrée de l'amplificateur une partie de ce qui sort.

On peut provoquer cette réaction, dans le cas d'un amplificateur de lumière, en renvoyant les photons dans le milieu actif à l'aide de miroirs.

Pratiquement, on dispose le milieu actif entre 2 miroirs parallèles et sous certaines conditions physiques, une oscillation peut prendre naissance. L'un des 2 miroirs devra être semi-transparent, permettant à la fois une réflexion partielle et une transmission vers l'extérieur du rayonnement laser.

Signalons que cet ensemble de 2 miroirs parallèles est appelé "CAVITE OPTIQUE" . (voir chapitre IV).

C H A P I T R E -II-

RAPPELS

- II.1. DISTRIBUTION DES POPULATIONS DANS UN GAZ :

Soit N atomes identiques placés dans une enceinte et supposons que chaque atome possède 2 états d'énergie E_1 et E_2 de dégénérescence g_1 et g_2 , respectivement.

N_1 représente le nombre d'atomes à l'état d'énergie E_1 (c'est la population de cet état).

N_2 représente la population de l'état d'énergie E_2 .

La loi de distribution des populations sur ces 2 niveaux, à l'équilibre thermique, à la température absolue T est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_j = g_j \cdot \frac{N \cdot \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)} \quad (2-1)$$

Avec $i = 1, 2$ et $j = 1, 2$ dans notre cas.

N_j = populations de l'état j d'énergie E_j et de dégénérescence g_j

N = nombre total d'atomes.

T = température absolue.

k = constante de Boltzmann.

Le rapport entre les populations des états 1 et 2 est donné par la relation :

$$\frac{N_2}{g_2} = \frac{N_1}{g_1} \cdot \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \quad (2-2)$$

avec

$$\hbar\omega = E_2 - E_1$$

$$E_2 > E_1$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

Remarque :

Les niveaux les ^{plus} peuplés sont les niveaux d'énergie les plus faibles. A l'équilibre thermique on a donc toujours :

$$N_2 < N_1 \quad \text{avec} \quad E_2 > E_1$$

- II.2. LES COEFFICIENTS D'EINSTEIN :

On considère les mêmes hypothèses que précédemment sauf que l'on pose $g_1 = g_2 = 1$, c'est-à-dire que les 2 niveaux E_1 et E_2 ne sont pas dégénérés, afin d'alléger les écritures.

Si une onde électromagnétique (E.M) de fréquence $\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$ traverse cette enceinte, on constate alors 3 formes de transitions s'effectuant avec des probabilités différentes :

- Absorption
- Emission spontanée
- Emission stimulée (ou induite)

- Emission spontanée : Les photons spontanés ont la même fréquence ω que les photons incidents. Par contre leurs phases et leurs directions sont aléatoires.

- Emission stimulée : Ce sont les photons incidents qui provoquent l'émission stimulée. Les photons stimulés ont même fréquence ω , même phase et même direction que les photons incidents. Ils renforcent donc le faisceau incident.

La probabilité par unité de temps pour qu'un atome se désexcite spontanément est :

$$A_{21}$$

La probabilité par unité de temps pour qu'un atome passe de l'état 1 à l'état 2 est proportionnelle à la densité spectrale d'énergie $\bar{W}(\omega)$ du faisceau incident et vaut :

$$B_{12} \bar{W}(\omega)$$

La probabilité par unité de temps pour qu'un atome se désexcite par émission stimulée est aussi proportionnelle à $\bar{W}(\omega)$ et vaut :

$$B_{21}\bar{W}(\omega)$$

A_{21} , B_{12} et B_{21} sont appelés les coefficients d'Einstein. Ces 3 types de transitions sont illustrées par la fig (2-4).

Relation entre les coefficients d'Einstein :

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (2-3)$$

$$A_{21} = \frac{h \cdot \omega^3}{\pi^2 \cdot c^3} \cdot B \quad (2-4)$$

- II.3. ABSORPTION :

II.3.1. Evolution des populations :

Considérons la même enceinte renfermant le système atomique à 2 niveaux, excité par un rayonnement EM de fréquence $\omega = \frac{E_2 - E_1}{h}$ et de densité spectrale d'énergie $\bar{W}(\omega)$.

Les variations, en fonction du temps, des populations N_1 et N_2 sont données :

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2 \cdot A_{21} - N_1 \cdot B_{12} \cdot \bar{W}(\omega) + N_2 \cdot B_{21} \cdot \bar{W}(\omega) \quad (2-5)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2 \cdot A_{21} + B \cdot \bar{W}(\omega) \cdot [N_2 - N_1] \quad (2-6)$$

$$N_1 + N_2 = N = \text{constante} \quad (2-7)$$

d'où

$$\frac{dN_2}{dt} = - \frac{dN_1}{dt} = [N_1 - N_2] \cdot B \bar{W}(\omega) - N_2 A_{21} \quad (2-8)$$

La résolution de (2-8) en supposant $N_2 = 0$ pour $t = 0$ et en tenant compte de (2-7), donne :

$$N_2 = \frac{N \cdot B \cdot \bar{W}}{A + 2B\bar{W}} \left[1 - \exp-(A + 2B\bar{W})t \right] \quad (2-9)$$

L'évolution de la population N_2 est montrée à la fig.(2-2).

A l'équilibre la population N_2 prend la valeur :

$$N_2^0 = \frac{N \bar{W} B}{A + 2B \bar{W}} \quad (2-10)$$

La variation de N_2^0 en fonction de \bar{W} est donnée à la fig(2-3)

REMARQUES :

- 1) Quelque soit la valeur de \bar{W} , N_2 ne peut dépasser $\frac{N}{2}$.
tout au plus on peut avoir $N_1 = N_2$.
- 2) Si après avoir atteint l'état stationnaire (équilibre), on cesse l'irradiation ($\bar{W} = 0$) on a :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21} N_2 \quad (2-11)$$

c'est-à-dire :

$$N_2 = N_2^0 \cdot \exp(-A_{21} t) \quad (2-12)$$

En mesurant le temps τ_R (durée de vie radiative de la transition $2 \rightarrow 1$), on détermine A_{21} puisque :

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_R} \quad (2-13)$$

($N_2 \cdot A_{21} \cdot \hbar \cdot \omega$) représente l'énergie diffusée par seconde vers l'extérieur

II.3.2. Aspect microscopique de l'absorption :

On considère toujours la même enceinte, soit V son volume. Le nombre d'atomes dans les états E_1 et E_2 situé à l'intérieur d'une tranche de volume $S \cdot dz$ est donc :

$$N_1 \cdot \frac{S \cdot dz}{V} \quad \text{et} \quad N_2 \cdot \frac{S \cdot dz}{V}$$

voir fig (2-4)

La variation par seconde de l'énergie du faisceau dans le domaine de fréquence $d\omega$ autour de ω est égale :

$$-[N_1 - N_2] \cdot g(\omega) \cdot d\omega \cdot B \bar{W}(\omega) \hbar \omega \quad (2-14)$$

On suppose que le système en présence du faisceau est à l'équilibre ($\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = 0$) c'est-à-dire $[N_1 - N_2] \cdot B \bar{W} = N_2 A_{21}$

* $g(\omega)$ étant la distribution en fréquence de la transition spectrale considérée. $g(\omega) \cdot d\omega$ est la probabilité pour qu'une transition entre 2 niveaux, aboutissant à une émission ou une absorption, donne un photon dont la fréquence est comprise entre ω et $d\omega$.

L'énergie contenue dans la tranche de volume $S \cdot dz$, pour ω compris entre ω et $\omega + d\omega$, est :

$$\bar{W} \cdot d\omega \cdot S \cdot dz \quad (2-15)$$

(On suppose \bar{W} constant à l'intérieur de la tranche de volume $S \cdot dz$ pour une fréquence donnée).

La condition de conservation de l'énergie nous permet d'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{W} \cdot d\omega \cdot S \cdot dz) = - [N_1 - N_2] \cdot g(\omega) \cdot d\omega \cdot B \cdot \bar{W} \cdot h \cdot \omega \frac{S \cdot dz}{V} \quad (2-16)$$

d'où :

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} = - [N_1 - N_2] \cdot g(\omega) \cdot B \cdot \bar{W} \frac{h \cdot \omega}{V} \quad (2-17)$$

Sachant que :

$$\bar{I}(\omega) = v_{\mu} \cdot \bar{W}(\omega) = \frac{c}{\mu} \cdot \bar{W}(\omega) \quad (2-18)$$

c = célérité de la lumière dans le vide.

μ = indice de refraction du gaz d'atomes.

$\bar{I}(\omega)$ étant l'intensité spectrale

puisque : $\bar{W} = \frac{\bar{I}}{v_{\mu}}$ on a $\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} = \frac{1}{v_{\mu}} \frac{\partial \bar{I}}{\partial t} = \frac{1}{v_{\mu}} \cdot \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t}$

on a : $v_{\mu} = \frac{c}{\mu} = \frac{\partial z}{\partial t}$, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} \quad (2-19)$$

En tenant compte des relations (2-19) et (2-18) on aboutit à :

$$\frac{\partial \bar{I}}{\partial z} = - [N_1 - N_2] \cdot g(\omega) \cdot B \cdot h \cdot \omega \cdot \frac{\mu}{v \cdot c} \cdot \bar{I} \quad (2-20)$$

En utilisant les relations (2-10) et $\frac{dN_2}{dt} = 0$
on obtient :

$$N_1 - N_2 = \frac{N \cdot A_{21}}{A_{21} + 2B \cdot \bar{W}} = \frac{N \cdot A_{21}}{A_{21} + 2B \cdot \bar{I} \cdot \frac{\mu}{c}} \quad (2-21)$$

En remplaçant $(N_1 - N_2)$ dans (2-20) on a :

$$\frac{1}{\bar{I}} \left(1 + \frac{2B \bar{I} \mu}{A_{21} \cdot c} \right) \cdot \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} = - \frac{N \cdot B \cdot \hbar \cdot \omega \cdot g(\omega) \cdot \mu}{V \cdot c} \quad (2-22)$$

Pour résoudre cette equation on distingue deux cas :

1er cas : $\frac{2B \bar{I} \mu}{A_{21} \cdot c} \ll 1$

2em cas : $\frac{2B \bar{I} \mu}{A_{21} \cdot c} = \frac{2B \bar{W}}{A_{21}} \gg 1$

- 1er cas : $\frac{2B \bar{W}}{A_{21}} \ll 1$

C'est le cas des faisceaux lumineux classiques. Cela revient à négliger les N_2 atomes. Dans ce cas :

$$\bar{I}(\omega, z) = \bar{I}_0(\omega) \cdot \exp[-K(\omega)z] \quad (2-23)$$

Avec $K(\omega) = \frac{N \cdot B \cdot \hbar \cdot \omega \cdot g(\omega) \cdot \mu}{V \cdot c} \quad (2-24)$

$K(\omega)$ est le coefficient d'absorption qui peut être mesuré expérimentalement.

- 2em cas : $\frac{2B \bar{W}}{A_{21}} \gg 1$

C'est le cas des faisceaux lumineux très intenses. Dans ce cas :

$$\frac{1}{\bar{I}} \cdot \frac{2B \bar{I} \mu}{A_{21} \cdot c} \cdot \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} = - \frac{N \cdot B \cdot \hbar \cdot \omega \cdot g(\omega) \cdot \mu}{V \cdot c}$$

d'où :

$$\bar{I}(\omega, z) - \bar{I}_0(\omega) = - \frac{N \cdot A_{21} \cdot \hbar \cdot \omega \cdot g(\omega)}{2V} \cdot z \quad (2-25)$$

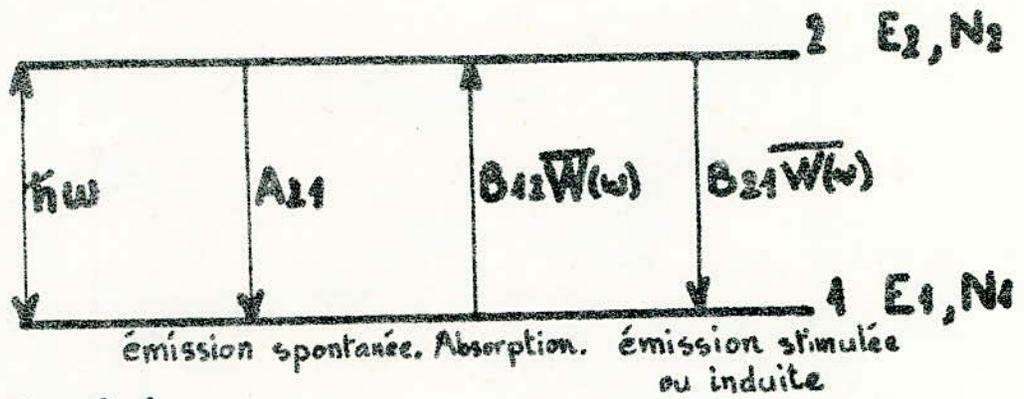


Fig. 2.1.

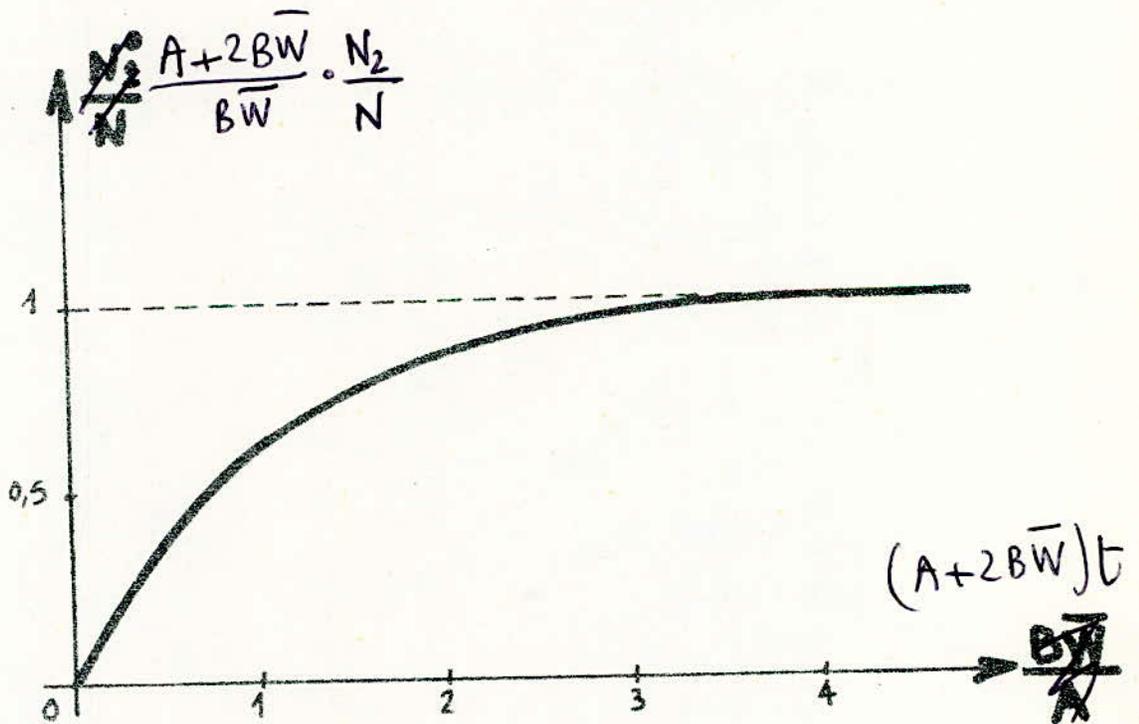


Fig. 2.2.

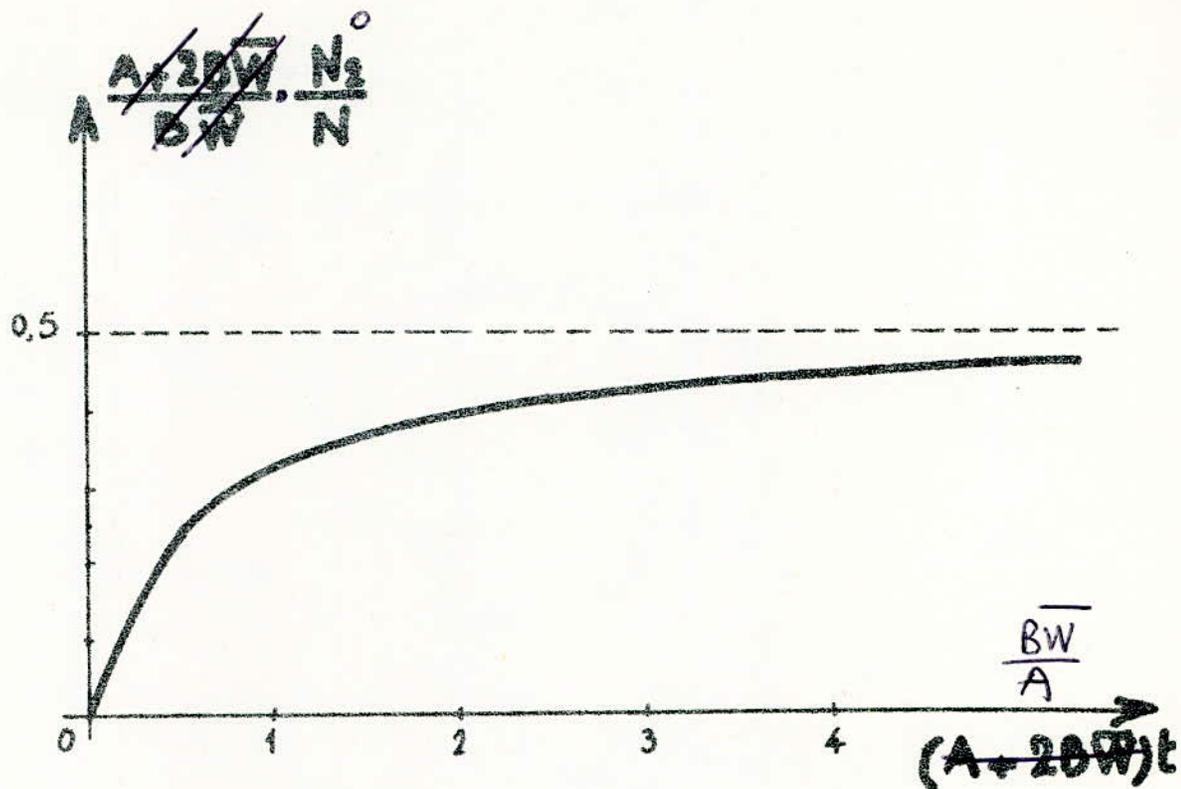


Fig. 2.3.

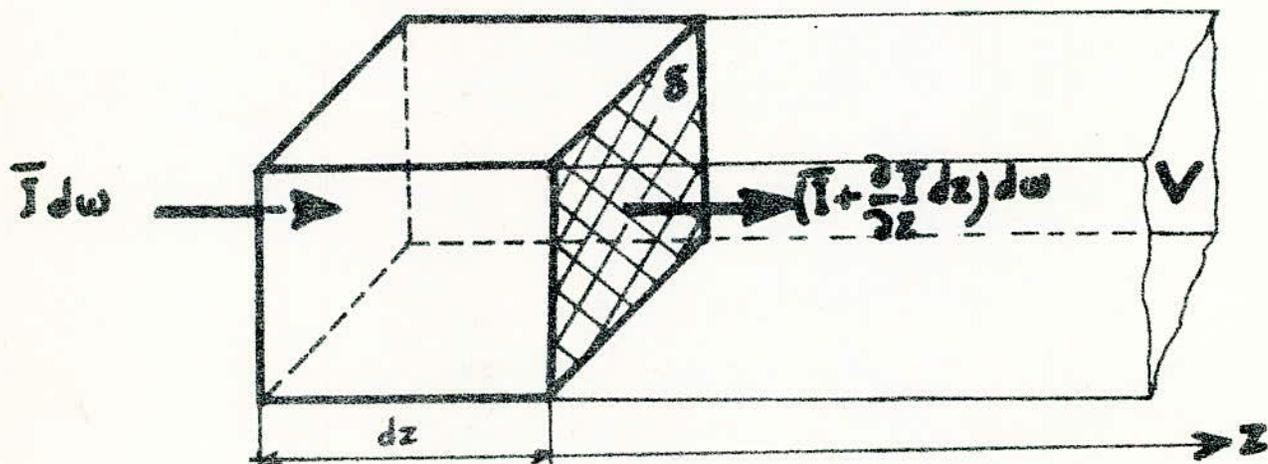


Fig. 2.4.

CHAPITRE - III -

AMPLIFICATION DANS LE DOMAINE OPTIQUE.

D'après l'équation (2 - 20), on a :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = - [N_1 - N_2] \cdot g(\omega) \cdot B \cdot \frac{h\nu}{V \cdot c} \cdot I$$

Dans le chapitre précédent, on a vu que l'intensité décroissait avec la distance de pénétration. En d'autres termes cela revient à dire que l'on a un coefficient d'absorption $K(\omega)$ positif.

Si par un moyen quelconque on réalisait $(N_1 - N_2) < 0$, on obtiendrait un coefficient d'absorption négatif. Donc l'intensité du faisceau augmenterait avec la distance de pénétration z , ce qui correspond à une amplification du faisceau.

Mais d'après (2 - 1), on a :

$$N_1 - N_2 = \frac{N \cdot A_{21}}{A_{21} + 2B\nu W} > 0$$

Avec un système à 2 niveaux, il est impossible de créer un inversion de populations.

REMARQUE. Réaliser $(N_1 - N_2) < 0$ revient à faire une inversion de populations.

Nous allons voir qu'avec un système à 3 niveaux, il est possible (sous certaines conditions) de créer une inversion de populations entre 2 des 3 niveaux.

-III.1. SYSTEME A 3 NIVEAUX .

La fig. 3 - 1 explicite les 3 niveaux utilisés et les coefficients d'Einstein des transitions considérées.

Le niveau 3 représente le niveau fondamental, les niveaux 1 et 2 les niveaux excités.

La transition $3 \rightarrow 2$ est excitée par un faisceau lumineux, appelé faisceau pompe, de densité spectrale d'énergie \bar{W}_p .

On suppose qu'il existe dans l'enceinte une onde E.M. de densité spectrale d'énergie \bar{W} et de fréquence $\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$

La somme des populations des 3 niveaux est constante:

$$N_1 + N_2 + N_3 = N = \text{Constante.}$$

Les équations d'évolution des populations des niveaux 1, 2 et 3 sont :

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} - N_1 A_{31} + \bar{W}_p B_{23} (N_3 - N_2) - \bar{W} B_{21} (N_2 - N_1) \quad (3-1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 A_{12} - N_1 A_{13} + \bar{W} B_{21} (N_2 - N_1) \quad (3-2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = N_1 A_{23} + N_1 A_{13} - \bar{W}_p B_{23} (N_3 - N_2) \quad (3-3)$$

On suppose : $B_{23} = B_{32}$ et $B_{21} = B_{12}$

$$\text{A l'équilibre : } \frac{dN_1}{dt} = 0 ; \frac{dN_2}{dt} = 0 ; \frac{dN_3}{dt} = 0 \quad (3-4)$$

On définit :

η = Taux de pompage, comme :

$$\eta = \bar{W}_p \cdot B_{23} \cdot \frac{(N_3 - N_2)}{N} \quad (3-5)$$

$N\eta$ représente le nombre total d'atomes apportés par la pompe au niveau 2, par unité de temps.

D'après (3-4), (3-5), (3-2) et (3-3) on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_2 (A_{24} + B_{24} \bar{W}) = N_1 (A_{13} + \bar{W} B_{24}) \quad (3-6) \\ N_2 \cdot A_{23} + N_1 \cdot A_{13} = N \cdot \eta \quad (3-7) \end{array} \right.$$

Les solutions de ce système d'équations sont :

$$N_1 = \frac{N (A_{24} + B_{24} \bar{W}) \cdot \eta}{A_{13} (A_{23} + A_{24}) + B_{24} \bar{W} (A_{13} + A_{23})} \quad (3-8)$$

$$N_2 = \frac{N (A_{13} + B_{24} \bar{W}) \cdot \eta}{A_{13} (A_{23} + A_{24}) + B_{24} \bar{W} (A_{13} + A_{23})} \quad (3-9)$$

On peut ainsi calculer $(N_1 - N_2)$:

$$\boxed{N_1 - N_2 = \frac{N (A_{24} - A_{13}) \cdot \eta}{A_{13} (A_{23} + A_{24}) + B_{24} \bar{W} (A_{13} + A_{23})}} \quad (3-10)$$

Pour réaliser l'inversion de population entre les niveaux 1 et 2

($N_1 - N_2 < 0$) il faut : $\boxed{A_{24} < A_{13}}$ (3-11)

Cela veut dire que la durée de vie $\tau_2 = \frac{1}{A_{24}}$ du niveau 2 doit être très supérieure à celle du niveau 1 qui est : $\tau_1 = \frac{1}{A_{13}}$

Remplaçons ($N_1 - N_2$) donnée par (3-10), dans l'équation (2-20). On obtient ainsi la variation de \bar{I} en fonction de z donnée par :

$$\frac{1}{\bar{I}} \left(1 + \frac{\bar{I}}{I_c} \right) \cdot \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} = -G \quad (3-12)$$

Avec :

$$I_c = \frac{A_{13} (A_{23} + A_{24})}{A_{13} + A_{23}} \cdot \frac{c}{B_{24} \cdot p} \quad (3-13)$$

Et,

$$G = - \frac{\eta (A_{13} - A_{24})}{A_{13} (A_{23} + A_{24})} \cdot \frac{N \cdot B_{24} \cdot \bar{W} \cdot g(w) \cdot p}{V \cdot c} \quad (3-14)$$

Puisque nous sommes dans le cas $A_{21} < A_{43}$, alors G est négatif.
 Dans ce cas on l'appelle : coefficient d'absorption négatif.

$$G < 0$$

Le milieu a donc amplifié le rayonnement de fréquence $\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$

En intégrant l'équation (3 - 12) on trouve :

$$\text{Log}\left(\frac{\bar{I}}{\bar{I}_0}\right) + \left(\frac{\bar{I} - \bar{I}_0}{I_c}\right) = -Gz$$

Avec :

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \quad \text{pour } z = 0.$$

On vient de voir qu'un milieu atomique dans lequel on a réalisé une inversion de populations entre 2 niveaux, présente un phénomène d'amplification pour la fréquence correspondant à la transition entre les niveaux inversés (1 et 2).

-III.2. REMARQUES .

1) Il existe d'autres modes de pompage qu'optique (pompage par collisions dans les gaz, par exemple).

Donc il suffit d'introduire l'énergie de pompage W_p et de suivre le même raisonnement.

2) Dans le cas où : $\frac{\bar{I}}{I_c} \ll 1$

on a :

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \exp(-Gz)$$

Si le milieu actif a pour longueur l , l'intensité \bar{I}_s à la sortie du milieu actif (amplificateur) vaut :

$$\bar{I}_s = \bar{I}_0 \exp(-Gl)$$

Dans ce cas , on définit le gain du milieu :

$$\text{gain} = \frac{\text{intensité à la sortie}}{\text{intensité à l'entrée}} = \frac{\bar{I}_s}{I_0} = \exp(-Gl)$$

$$\boxed{\text{gain} = \exp(-Gl)} \quad (3-16)$$

3) D'après (3 - 14) on voit que :

$$G \propto -\frac{B_{21} \cdot h \cdot \omega}{c} \cdot g(\omega) = -\frac{B_{21} h \cdot g(\omega)}{\lambda}$$

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Or d'après (2 - 4) on a :

$$B_{21} \propto \lambda^3$$

Et d'après l'annexe " profil des raies " on a :

$$g(\omega) \propto \lambda \quad (\text{cas d' une gaussienne})$$

$$\text{D'où :} \quad G \propto -\frac{\lambda^3 \lambda}{\lambda} = -\lambda^3$$

D'où le gain :

$$\boxed{\text{gain} \propto \exp(\lambda^3 l)}$$

Le signe \propto veut dire : proportionnel.

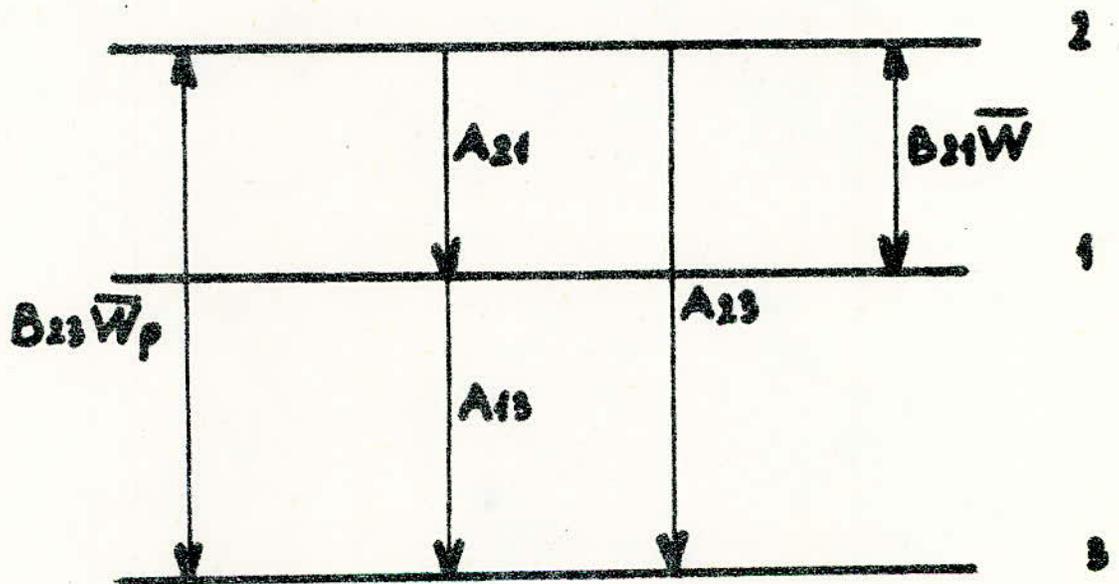


Fig. 3.1 .

CHAPITRE IV :

CAVITE OPTIQUE .

-IV.1. GENERALITES :

On a vu précédemment qu'un milieu dans lequel on a réalisé une inversion de populations pouvait amplifier une radiation optique.

Pour réaliser un oscillateur dans le domaine radioélectrique on boucle un amplificateur sur lui-même. Dans le cas du laser on utilise le même principe. Les organes de réaction (feed - back) sont les deux miroirs qui composent la cavité.

Donc l'utilisation de la cavité laser est de diriger les Radiations produites par le milieu actif et de leur faire traverser plusieurs fois le milieu amplificateur à l'aide de Reflexions successives entre les deux miroirs.

Les cavités optiques sont encore appelées " cavités résonnantes " ou résonateur. Ce qui est important c'est le fait qu'elles présentent un phénomène de résonance pour des fréquences bien définies. Ces fréquences comme nous le verrons sont fonctions des dimensions géométriques de la cavité.

Ces fréquences de résonance sont les fréquences pour lesquelles l'onde électromagnétique enfermée subira un minimum de pertes par transit.

on définit ainsi le coefficient de qualité Q de la cavité :

$$Q = \omega \cdot \frac{\text{énergie stockée dans l'oscillateur}}{\text{énergie perdue par seconde}}$$

Q est une fonction de la fréquence et passe par un maximum à chaque fréquence de résonance.

Considérons le système amplificateur plus la cavité résonante .
 A l'instant $t = 0$, l'émission spontanée (considérée comme du bruit) du milieu actif va fournir une certaine énergie E.M. distribuée autour de la fréquence ω , sur une largeur $\Delta\omega$ conformément à la largeur spectrale de la transition.

Supposons que la cavité résonnante possède une fréquence unique de résonance ω_0 située dans l'échelle des fréquences à l'intérieur de la bande $\Delta\omega$.

Puisque le résonateur possède un coefficient de qualité très élevé à la fréquence ω_0 , il aura tendance à conserver l'énergie E.M., à cette fréquence , et atténuera les autres fréquences. La cavité va donc favoriser la radiation à la fréquence ω_0 . Cette énergie va se retrouver à l'entrée du milieu actif, après un premier transit, avec une amplitude plus importante que les autres fréquences et cette discrimination sur les fréquences va aller en s'accroissant au cours des transits successifs à travers le milieu amplificateur.

Donc si le gain du milieu actif pour cette fréquence ω_0 est supérieur aux pertes subies durant un transit, il ne restera dans la cavité au bout de quelques aller-retour que la fréquence ω_0 qui aura été la seule à être amplifiée.

On entend par pertes principalement celles qui sont dues à la diffraction et à la transmission du miroir semi-réfléchissant du miroir de sortie. Car pour extraire le faisceau laser, on utilise un miroir semi transparent qui extrait quelques % de l'énergie E.M. qui se trouve dans la cavité.

On peut donc schématiser le démarrage du laser en disant qu'à partir de la lumière spontanée du milieu actif, le résonateur favorisera une fréquence correspondant à une de ses fréquences de résonance.

D'une façon qualitative on peut dire qu'il y aura oscillation si :

- Le gain est supérieur aux pertes que subit le faisceau lors d'un transit dans la cavité.

- La fréquence de résonance de la cavité est située à l'intérieur de la courbe de gain de l'amplificateur (ou du profil de raie de la transition considérée).

En première approximation on peut dire que le faisceau voit son amplitude augmenter à chaque transit dans la cavité.

Après un grand nombre de transits, l'amplitude du faisceau aurait une valeur très élevée. Ceci en fait n'est pas possible car il existe des phénomènes de saturation dans le milieu amplificateur tout comme dans les amplificateurs électroniques.

Dans le cas d'un milieu actif à trois niveaux, l'inversion de population ($N_1 - N_2 < 0$) est inversement proportionnelle à la densité spectrale d'énergie \bar{W} à la fréquence ω existant dans la cavité. (relation 3 - 10).

Au fur et à mesure que l'intensité dans l'oscillateur augmente, le gain de l'amplificateur diminue, car l'inversion de populations devient plus faible. Il y a donc un état d'équilibre qui est réalisé lorsque le gain de l'amplificateur devient égal aux pertes apportées par la cavité.

Puisque la densité spectrale ne pouvant pas augmenter indéfiniment, le gain tendra vers une valeur finie et l'intensité du champ E.M. à l'intérieur de la cavité sera stationnaire.

-IV.2.CAVITE RESONNANTE.

Tout comme le domaine radioélectrique les modes sont classés en :

- modes longitudinaux
- modes transverses.

Les modes longitudinaux sont formés selon le nombre de noeuds le long de l'axe de la cavité entre les miroirs .

Les modes transverses sont définis par le nombre de noeuds dans le plan du miroir ou dans le plan normal à l'axe du laser.

Les dimensions des cavités oscillant sur un ou plusieurs modes dans le domaine des micro-ondes ($\lambda \sim 1 \text{ cm}$) sont de l'ordre de la longueur d'onde.

Aux fréquences optiques ce n'est pas le cas et les cavités sont nécessairement multimodes (milliers).

Cependant les modes possibles peuvent être limités en concevant une grande valeur de Q dans une direction unique seulement. On obtient ce résultat en prenant deux miroirs parallèles^B séparés d'une distance quelconque sans parois latérales; la cavité est ouverte et c'est donc un résonateur Pérot-Fabry.

Considérons une cavité sans parois latérales consistant en 2 miroirs plans parfaitement parallèles (fig. 4 - 1)

Un système d'ondes stationnaires est établi par les radiations faisant des allers et retours entre les miroirs A et B.

Les rayons vont de A vers B et reviennent en A ...

Il y a en général 10^4 à 10^7 longueurs d'onde (d'une même fréquence) entre les miroirs d'un oscillateur laser.

Soit T le temps total pour parcourir ABA et soit τ la période des oscillations de fréquence ν

Si le nombre de longueurs d'onde le long de ABA est q , on aura donc :

$$T = q \cdot \tau$$

et le nombre q définit le mode de fréquence ν

Les autres modes sont :

$$q \pm 1, q \pm 2, \text{ ect...}$$

Si c' est la vitesse des rayons dans le milieu actif, on a :

$$2d = c' T \quad \text{et} \quad \nu q = q \cdot \frac{c'}{2d}$$

Où d est la distance séparant les 2 miroirs.

La fréquence de 2 modes est séparée de $\delta \nu$:

$$\delta \nu = \nu_q - \nu_{q-1} = [q - (q-1)] \cdot \frac{c'}{2d} \quad (4-1)$$

D'où :

$$\delta \nu = \frac{c'}{2d} \quad (4-2)$$

Si le milieu actif a un indice de réfraction μ alors $c' = \frac{c}{\mu}$
 D'où :

$$\delta\nu = \frac{c}{2d\mu} \quad (4-3)$$

Avec c = célérité de la lumière dans le vide.

La courbe de gain du milieu amplificateur est donnée par la forme de la raie spectrale considérée. Cette courbe est centrée sur la fréquence ν et a une largeur :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$$

Le nombre de modes longitudinaux possibles dans cette étendue est :

$$N = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \quad (4-4)$$

N est donc le nombre de modes qui oscilleront si la condition sur le gain est satisfaite.

Exemple : raie 6328 \AA du laser He-Ne .

La largeur de raie $\Delta\nu$ dans ce cas est due à l'élargissement par effet Doppler :

$$\Delta\nu = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT \cdot \text{Log} 2}{M}} \quad (4-5)^*$$

M = masse moléculaire du gaz.
 T = température absolue.
 k = constante de Boltzmann.

Avec $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = 6328 \text{ \AA}$

On trouve :

$$\Delta\nu \simeq 1500 \text{ MHz.}$$

Si un tel laser a une longueur de cavité de 1 m les relations (4-3) et (4-4) donnent :

$$N = 10$$

EXEMPLE :

La fig. (4-2) illustre les modes pour lesquels l'oscillation est possible à l'intérieur du profil doppler de la raie spectrale concernée pourvu que les conditions de gain soient suffisantes pour produire l'oscillation.

* Voir annexe : "Profil des raies"

PROFIL SPECTRAL D'UN MODE D'UN PEROT-FABRY :

Le Pérot-Fabry est composé d'un miroir complètement réfléchissant et d'un miroir de coefficient de réflexion en énergie qui vaut r .

Le coefficient de qualité de la cavité peut s'exprimer par :

$$Q = \frac{\omega_c}{\Delta\omega_c} = \frac{\omega_c \cdot E}{P_{\text{dissipée}}} \quad (4-6)$$

E = énergie du mode de pulsation ω_c .

$$P_{\text{dissipée}} = \frac{E(1-r)}{d/c}$$

$$Q = \frac{\omega_c}{\Delta\omega} = \frac{\omega_c}{1-r} \cdot \frac{d}{c} \quad (4-7)$$

Le mode ω_c aura un profil spectral de largeur :

$$\Delta\omega_c = (1-r) \cdot \frac{c}{d}$$

Typiquement :

$$(1-r) \approx 0,1 \quad \text{et} \quad d = 1\text{m}$$

$$\Delta\nu_c = \frac{\Delta\omega_c}{2\pi} = 10\text{MHz}$$

IV.3. NOMBRE DE FRESNEL :

Considérons une cavité constituée de 2 miroirs plans circulaires de rayon "a" séparés d'une distance "d" (fig. 4 - 1).

Un faisceau parallèle de radiation de longueur d'onde λ tombant sur A est réfléchi et diffracté dans un cône de demi-angle au sommet

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

Dans ce cône d'angle $\frac{\lambda}{a}$ se trouve environ 84% de l'énergie du faisceau initial.

D'autre part le miroir A voit le miroir B sous un angle : $\theta_0 = \frac{a}{d}$
(fig. 4 - 3)

Un rayon incliné de θ_0 par rapport à l'axe de la cavité traversera la longueur de la cavité seulement une fois avant de la quitter.

Dans un résonateur laser, les radiations doivent traverser plusieurs fois la cavité afin qu'il y ait une bonne amplification du faisceau.

Si le nombre de transits nécessaires est n , l'angle maximum entre le rayon et l'axe de la cavité devra être initialement de $\frac{a}{2.n.d}$

Donc pour avoir de faibles pertes ou bien pour que le miroir B intercepte le maximum d'énergie du faisceau réfléchi par le miroir A, il faut que ce premier intercepte le maximum de zones de Fresnel du faisceau diffracté par A, on doit satisfaire l'inégalité :

$$\frac{a}{2.n.d} > \frac{\lambda}{a} \quad (4-8)$$

ou bien :

$$\frac{a^2}{\lambda.d} > 2n \quad \text{avec } n > 1$$

En pratique, le rayon a est celui du milieu actif qui se trouve entre les deux miroirs.

La quantité $\frac{a^2}{\lambda.d}$ est appelée "nombre de Fresnel" N :

$$N = \frac{a^2}{\lambda.d} \quad (4-9)$$

Sur cette base on peut dire que N est approximativement le nombre de zones de Fresnel interceptés par les miroirs .

Pour un système constitué d'un miroir de rayon a_1 et d'un autre miroir de rayon a_2 , sans milieu actif, on a :

$$N = \frac{a_1.a_2}{\lambda.d} \quad (4-10)$$

Typiquement un résonateur doit permettre quelques dizaines ou centaines de transits, avant que le rayon soit réduit par les diverses pertes (transmission, diffraction, walk out).

Quand le nombre de Fresnel est d'environ 100, les pertes par diffraction sont négligeables et le système ^{est} décrit par l'optique géométrique. Ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

-IV.4. LA CAVITE DANS L'APPROXIMATION DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE.

On a vu précédemment que les cavités qui passent un nombre de Fresnel élevé ont de petites pertes par diffraction ce qui nous permet d'appliquer l'optique géométrique pour en étudier certains aspects.

Nous allons utiliser la méthode des matrices qui a été développée par BERTOLOTTI (1964).

-IV.4.1. CAVITE MIROIRS PLANS.

Considérons une cavité qui est constituée par 2 miroirs plans normaux à l'axe de la cavité séparés par la distance d (fig. 4 - 4)

Pour étudier le rayon réfléchi entre les 2 miroirs on a besoin de connaître la position du rayon sur un des miroirs et l'orientation du rayon.

Le système de coordonnées utilisé est montré à la fig. 4 - 5 . L'origine est sur l'un des miroirs en son centre et l'axe z est l'axe de la cavité.

Soit un rayon partant du miroir 1 en $P_1(x_1, y_1)$ et prenant la direction définie par les angles $\theta = \theta_1$ et $\phi = \phi_1$ que le rayon fait avec la normale du miroir dans les plans xz et yz , respectivement.

θ et ϕ sont petits et on les confond avec leur tangente.

Les angles θ sont positifs quand ils se trouvent du côté de la normale dans la direction positive de l'axe x .

On a la même chose pour l'angle ϕ , dans la direction y .

Quand le rayon rencontre le miroir 2, il arrive au point $P_2(x_2, y_2)$ donné par :

$$\begin{cases} x_2 = x_1 + \theta \cdot d \\ y_2 = y_1 + \phi \cdot d \end{cases}$$

Les angles étant confondus avec leur tangente.

Sur le miroir 2 les angles d'arrivées sont $\theta_{a2} = -\theta$ et $\phi_{a2} = -\phi$.

Le résultat du parcours du rayon entre le miroir 1 et le miroir 2 est que sa position sur le miroir a été transféré de (x_1, y_1) en (x_2, y_2) . Ceci peut être décrit par les matrices de transferts T_x^{12} et T_y^{12} :

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_{d1} \end{bmatrix} = T_x^{12} \begin{bmatrix} x_2 \\ \theta \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} y_2 \\ \phi_{d2} \end{bmatrix} = T_y^{12} \begin{bmatrix} y_1 \\ \phi \end{bmatrix}$$

$$\text{où :} \quad T_x^{12} = T_y^{12} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (4-11)$$

Avant que le rayon puisse atteindre le miroir 1, il doit être réfléchi et ce mécanisme introduit une autre opération sur le rayon :

$$\begin{cases} x_2 = x_1 \\ \theta_{d2} = -\theta \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} y_2 = y_1 \\ \phi_{d2} = -\phi \end{cases}$$

Où θ_{d2} et ϕ_{d2} sont les angles que fait le rayon partant du miroir 2.

On peut représenter cela par les matrices réflexions R_x et R_y

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_{d2} \end{bmatrix} = R_x \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} y_2 \\ \phi_{d2} \end{bmatrix} = R_y \begin{bmatrix} y_1 \\ \phi \end{bmatrix}$$

$$\text{où :} \quad R_x = R_y = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = R \quad (4-12)$$

Le transfert du miroir 2 vers le miroir 1 est décrit par les matrices de transfert T_x^{21} et T_y^{21} définies par :

$$T_x^{21} = T_y^{21} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (4-13)$$

Après une autre réflexion le rayon aura fait un aller et retour et ira encore du miroir 1 vers le miroir 2, ect...

Le mécanisme complet peut être représenté par une matrice qui est appelée par ~~PER~~ TOLOTTI "a round trip matrix", que l'on peut traduire par "matrice aller-retour":

$$P = R.T^{12}.R.T^{24} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = P$$

On trouve:
$$P = \begin{bmatrix} 1 & 2d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4-14)$$

Pour n aller-retour, la matrice est :

$$P^n = \begin{bmatrix} 1 & 2nd \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4-15)$$

Si x_i et θ_i les valeurs initiales de x et θ , et, x_n et θ_n les valeurs après n aller-retour, on a :

$$\begin{bmatrix} x_n \\ \theta_n \end{bmatrix} = P^n \begin{bmatrix} x_i \\ \theta_i \end{bmatrix} \quad (4-16)$$

Ce qui donne :

$$\begin{cases} x_n = x_i + 2nd\theta_i \\ \theta_n = \theta_i \end{cases} \quad (4-17)$$

Pour calculer la valeur maximum de θ_i qui permet aux rayons de rester à l'intérieur de la cavité formée par des miroirs carrés de côté " $2a$ " séparés par la distance " d ", on note :

$$x_n = a \quad \text{et} \quad x_i = 0$$

On trouve:

$$a = 0 + 2nd\theta_{i,\max}$$

$$\theta_{i,\max} = \frac{a}{2nd} \quad (4-18)$$

-IV.4.2. CAVITE A MIROIRS SPHERIQUES.

Considérons un rayon tombant sur un miroir sphérique (fig. 4 - 6)
Par définition , le rayon de courbure d'un miroir concave est positif, celui d'un miroir convexe négatif.

Soit z , l'axe de la cavité, et soit l'origine des coordonnées le centre du miroir 1.

La cavité a une symétrie cylindrique autour de l'axe z , ainsi nous considérons seulement la direction x .

Soit le rayon arrivant au point x sur le miroir comme il est montré à la fig. 4-6. L'angle d'incidence sur le miroir concave est :

$$\alpha + \theta \approx \left(\frac{x}{f}\right) + \theta$$

et sur le miroir convexe :

$$\alpha - \theta \approx \left(\frac{x}{r}\right) - \theta$$

r étant le rayon de courbure du miroir.

Les angles de réflexions sont respectivement $\left(\frac{x}{f}\right) + \theta$ et $\left(\frac{x}{r}\right) - \theta$

La réflexion sur le miroir peut être décrite par les équations :

$$\text{concave} \begin{cases} x = x \\ \theta_d = -\left(\frac{2x}{r}\right) - \theta \end{cases} \quad \text{et convexe} \begin{cases} x = x \\ \theta_d = \left(\frac{2x}{r}\right) - \theta \end{cases}$$

Ces équations peuvent être représentées par les matrices réflexions :

$$\begin{bmatrix} x \\ \theta_d \end{bmatrix} = R_{\text{concave}} \begin{bmatrix} x \\ \theta \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} x \\ \theta_d \end{bmatrix} = R_{\text{convexe}} \begin{bmatrix} x \\ \theta \end{bmatrix}$$

$$\text{Avec :} \quad R_{\text{concave}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & -1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad R_{\text{convex}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{r} & -1 \end{bmatrix} \quad (4-19)$$

Si on admet la convention suivante : le rayon de courbure du miroir convexe est négatif, la matrice de réflexion peut être représentée par la matrice $R_{\text{sphérique}}$:

$$R_{\text{sphér}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & -1 \end{bmatrix} \quad (4-20)$$

Les matrices de transfert sont :

$$T^{12} = T^{21} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (4-21)$$

a) COMBINAISON D'UN MIROIR PLAN ET D'UN MIROIR SPHERIQUE :

La cavité hémisphérique consiste en un miroir concave et un miroir plan séparés d'une distance égale au rayon de courbure du miroir concave.

La matrice aller-retour pour ce système est d'après les relations (4-11), (4-12), (4-20) et (4-21) dans lesquelles $z = r$.

$$C_h = R \cdot T^{22} \cdot R_{sph} \cdot T^{21} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & r \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & r \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

$$C_h = (-1) \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{r} & 1 \end{bmatrix}$$

Pour n aller-retour on a :

$$C_h^n = (-1)^n \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2n}{r} & 1 \end{bmatrix} \quad (4-22)$$

Considérons la stabilité de ce système.

Soient x_i et θ_i les valeurs initiales, et x_n et θ_n les valeurs après n allers-retours, distance aux centre des miroirs et l'angle que fait le rayon avec l'axe de la cavité, respectivement.

$$\begin{bmatrix} x_n \\ \theta_n \end{bmatrix} = C_h^n \begin{bmatrix} x_i \\ \theta_i \end{bmatrix} = (-1)^n \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2n}{r} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ \theta_i \end{bmatrix}$$

D'où :

$$x_n = (-1)^n x_i$$

$$\theta_n = (-1)^n \cdot \left\{ \left(\frac{2n}{r} \right) \cdot x_i + \theta_i \right\}$$

Ceci montre que si $x_i = 0$, donc $x_n = 0$ et $\theta_n = (-1)^n \theta_i$; le rayon ne sort pas de la cavité et celle-ci est stable pour cette condition.

Si $x_i \neq 0$, la valeur de θ_n peut être supérieure à $\frac{a}{r}$ ou a est le rayon du miroir. La condition limite est :

$$|\theta_{n\max}| \leq \frac{a}{r}$$

Donc le nombre d'aller-retour complet que peut garder la cavité est donné par :

$$\left(\frac{2n}{r}\right)x_i + \theta_i \leq \frac{\theta}{r} \quad (4-23)$$

EXEMPLE :

Le nombre d'aller-retour complet dans une cavité hémisphérique avec des miroirs de 2 cm de diamètre, de rayon de courbure 1m est :

$$n = 5 \quad \text{si } \theta_i = 0 \quad \text{et} \quad x_i = 1 \text{ mm}$$

Etudions le cas général du miroir plan et du miroir concave séparés d'une distance d . En utilisant les relations (4-11), (4-12), (4-20) et (4-21) on obtient la matrice aller-retour C_g :

$$C_g = R T^{12} \cdot R_{\text{sph}} \cdot T^{21}$$

En remplaçant on a :

$$C_g = \begin{bmatrix} 1 - \left(\frac{2d}{r}\right) & 2d - \frac{2d^2}{r} \\ -\frac{2}{r} & 1 - \left(\frac{2d}{r}\right) \end{bmatrix} \quad (4-24)$$

Utilisons cette matrice afin de déterminer les valeurs de x et θ après 1 aller-retour:

$$\begin{cases} x = x_i \left(1 - \frac{2d}{r}\right) + \theta_i \left(2d - \frac{2d^2}{r}\right) \\ \theta = -\left(\frac{2x_i}{r}\right) + \theta_i \left(1 - \frac{2d}{r}\right) \end{cases} \quad (4-25)$$

On voit que x est indépendant de θ_i pour $d = r$.

b) COMBINAISON DE 2 MIROIRS SPHERIQUES :

La matrice aller-retour pour des miroirs concaves de rayon de courbure r , distants de d est :

$$C_c = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

$$C_c = \begin{bmatrix} 1 - 2\frac{d}{r} & 2d - 2\frac{d^2}{r} \\ -\left(\frac{4}{r}\right) + \left(\frac{4d}{r^2}\right) & 1 + \left(\frac{4d^2}{r^2}\right) - \left(\frac{6d}{r}\right) \end{bmatrix} \quad (4-26)$$

x est indépendant de θ_i quand $d = r$ qui est le cas confocal.

Dans ce cas, la matrice aller-retour devient, pour 1 aller-retour :

$$C_c = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = (-1) \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4-27)$$

Et pour n aller-retour :

$$C_c^n = (-1)^n \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4-28)$$

Ce qui montre que la cavité confocale est très stable, puisque :

$$x_n = (-1)^n \cdot x_i \quad \text{et} \quad \theta_n = (-1)^n \cdot \theta_i$$

-IV.5. CONDITIONS GENERALES DE STABILITE :

Ayant calculé R_n , la matrice pour n aller-retour, on peut en déduire si la cavité est stable ou non.

Par stable on veut dire que les valeurs de $|x|$, $|y|$, $|\theta|$ et $|\phi|$ ne deviennent pas plus élevées que leur valeur initiale durant un certain nombre d'aller-retour.

La possibilité d'atteindre cette condition avec une cavité donnée peut être examinée en analysant les éléments de R_n

Cela est rendu plus facile en diagonalisant R_n .

Pour diagonaliser R_n on utilise la matrice de transformation A :

$$A^{-1} \cdot R_n \cdot A = B \quad (4-29)$$

Où B est la matrice diagonalisée R_n donnée par :

$$B = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} \quad (4-30)$$

Les éléments diagonaux λ_1, λ_2 sont les valeurs propres de R_n qui sont données par les racines de :

$$\lambda^2 - d\lambda + \beta = 0 \quad (4-31)$$

d = somme des éléments diagonaux de R_n = trace de R_n

β = déterminant de R_n

La trace et le déterminant sont invariants, c'est à dire qu'ils ne changent pas quand la matrice est transformée.

$$\lambda_1 + \lambda_2 = d \quad \text{et} \quad \lambda_1 \cdot \lambda_2 = \beta \quad (4-32)$$

Pour maintenir $|x|, |y|, |\theta|, |\phi|$ à des valeurs inférieures ou égales à leur valeur initiale, il est nécessaire que $|\lambda_1|$ et $|\lambda_2|$ soit plus petit que 1.

La cavité est stable si la matrice n aller-retour R_n vérifie :

$$\text{Trace } R_n \leq 2 \quad \text{et} \quad \text{Det } R_n \leq 1 \quad (4-33)$$

On va maintenant déterminer la condition de stabilité d'une cavité avec 2 miroirs concaves de rayon de courbure r_1 et r_2 , séparés d'une distance d. la matrice aller-retour est:

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r_1} & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r_2} & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

D'où :

$$\begin{bmatrix} 1 - \frac{2d}{r_2} & 2d - \frac{2d^2}{r_2} \\ -r_1 + \left(\frac{4d}{r_1 \cdot r_2}\right) - \frac{2}{r_2} & -\frac{4d}{r_1} + \frac{4d^2}{r_1 \cdot r_2} - \frac{2d}{r_2} + 1 \end{bmatrix} \quad (4-34)$$

Pour la stabilité il faut:

$$\text{Trace } R = 2 - \frac{4d}{r_2} - \frac{4d}{r_1} + \frac{4d^2}{r_1 \cdot r_2} \leq 2$$

Si on ajoute 2 aux 2 membres et si on divise par 4, en posant

$$g_1 = \left(1 - \frac{d}{r_1}\right) \quad \text{et} \quad g_2 = \left(1 - \frac{d}{r_2}\right)$$

On obtient :

$$\boxed{g_1 \cdot g_2 \leq 1} \quad (4-35)$$

Condition de stabilité de la cavité

-IV.6. DIAGRAMME DE STABILITE :

FOX et LI (1963) ont montré que la stabilité de résonateurs consistant en 2 miroirs concaves de rayon de courbure r_1 et r_2 , distants de d , peut être représenté graphiquement en choisissant des coordonnées d'axes g_1 et g_2 où :

$$g_1 = \left(1 - \frac{d}{r_1}\right) \quad \text{et} \quad g_2 = \left(1 - \frac{d}{r_2}\right)$$

Voir fig. 4-7

Les cavités stables correspondent aux parties hachurées.

Chaque point sur le diagramme représente la géométrie d'une cavité particulière.

Les points à l'intérieur de l'aire hachurée représente les systèmes stables.

Par stable on veut dire que le système n'est pas exposé aux types de pertes prédites par l'optique géométrique uniquement.

Les limites entre les régions stables et instables sont les axes et les hyperboles définies par $g_1 \cdot g_2 = 1$.

La cavité confocal se "trouve" à l'origine et on peut voir que des imperfections (dues à la fabrication) rendent le système instable et peuvent introduire de sérieuses pertes . Pour cette raison, il est préférable d'éviter cette région.

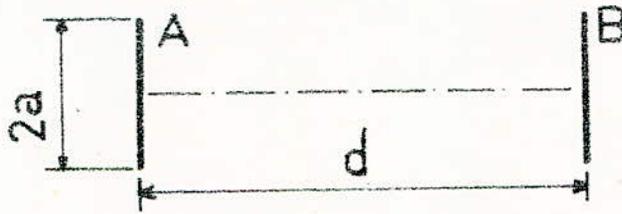


fig 4-1

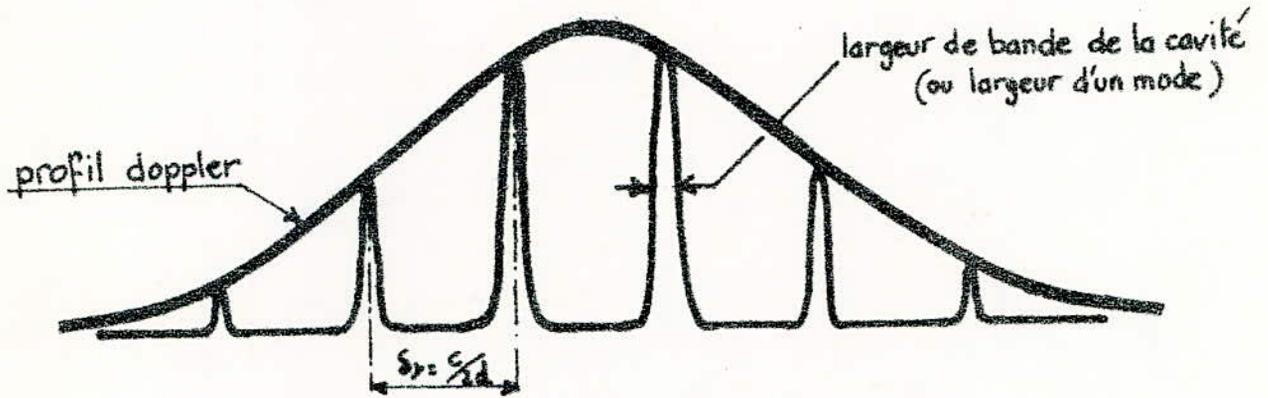
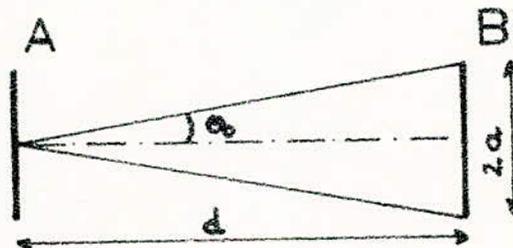


fig 4-2 sortie Laser



$$\tan \theta_0 = \frac{a}{d} \approx \theta_0$$

fig 4-3

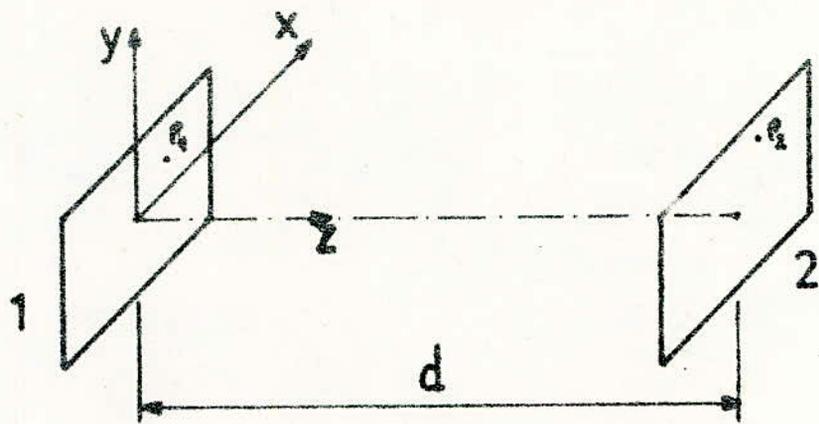


fig 4-4

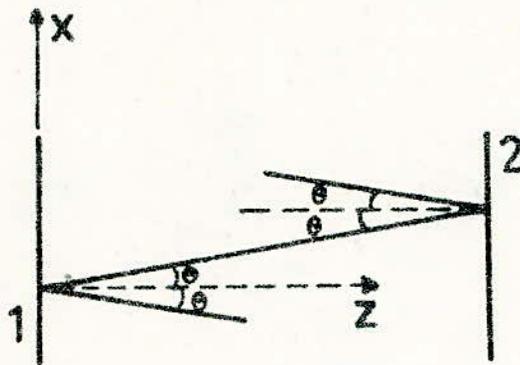


fig 4-5

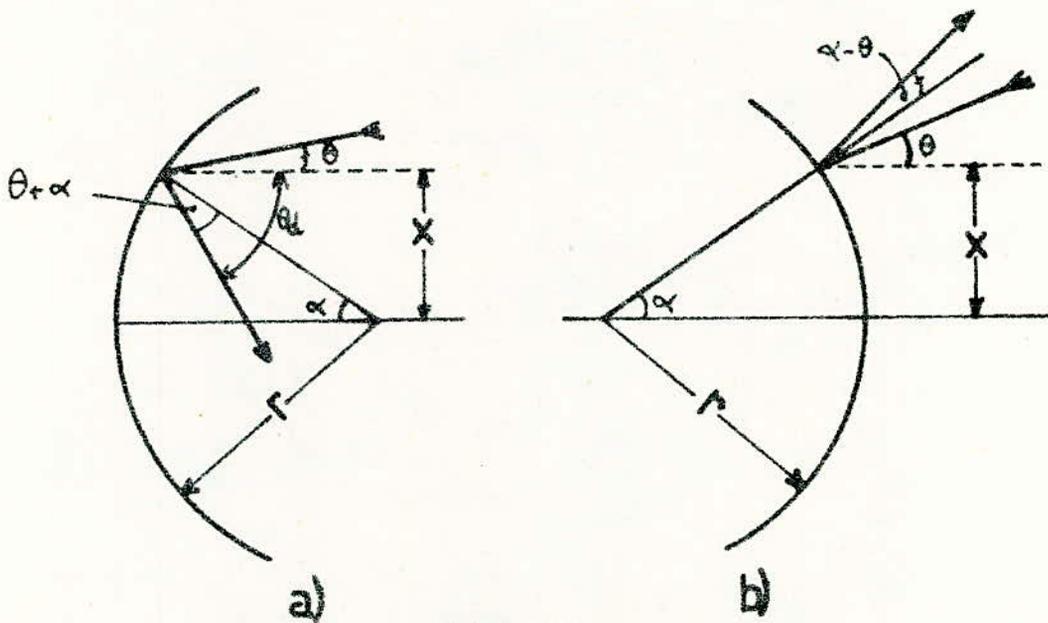
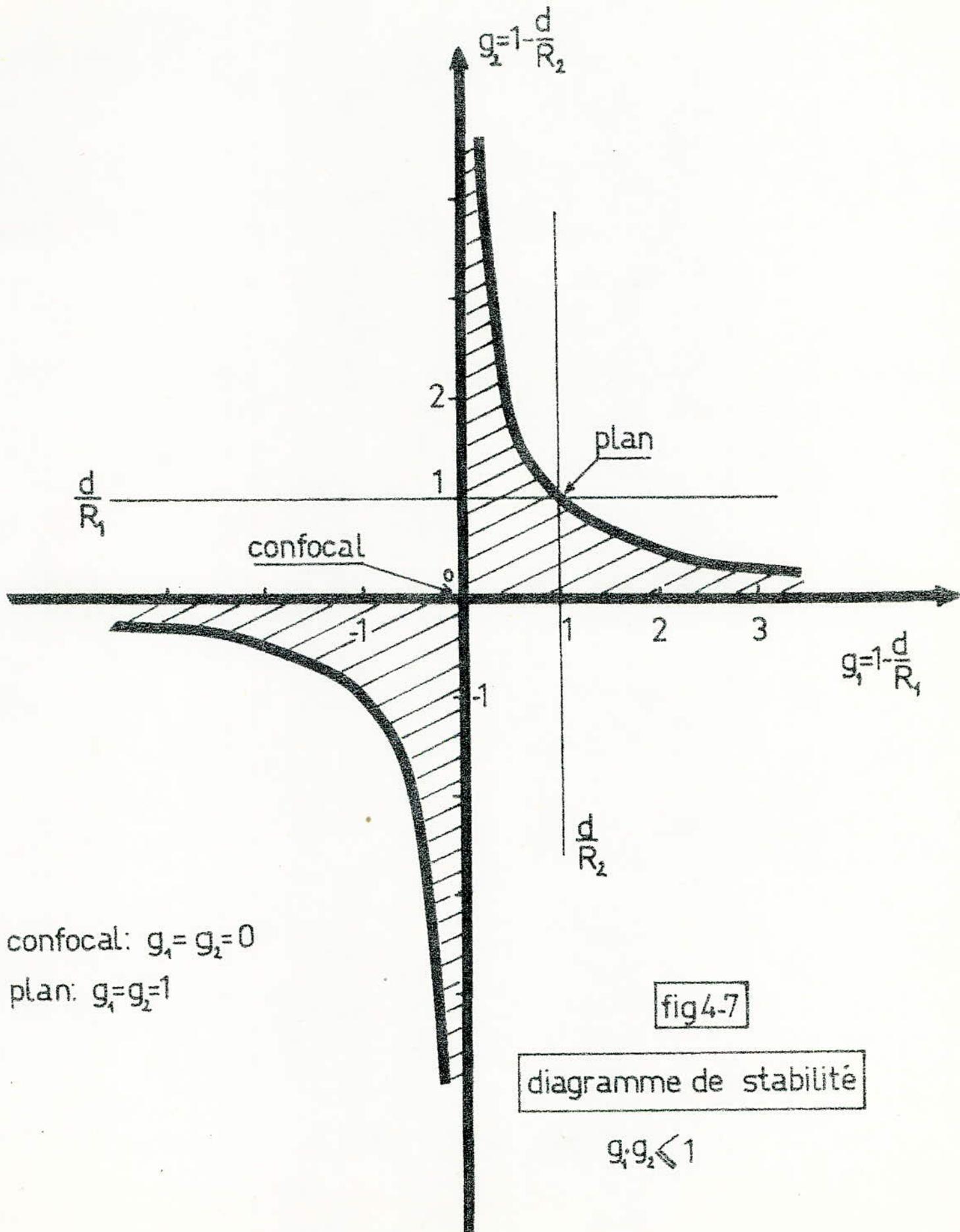


fig 4-6



C H A P I T R E - V -

LE LASER A HELIUM-NEON.

V.1. SPECTROSCOPIE. Voir fig. 5-1.

Nous ne considérerons ici que certaines transitions laser et en particulier celles donnant les raies $3,39\mu$ et $1,15\mu$ situées dans l'infrarouge et la 6328 \AA dans le visible (le rouge).

Il n'existe pas de transitions radiatives entre tous les niveaux d'énergie. La mécanique quantique nous donne les règles de sélection des transitions possibles.

- Si ces règles sont respectées, le passage d'un niveau à un autre plus bas se fait en 10^{-8} à 10^{-7} s avec émission radiative.

EXEMPLES. Pour le Ne on a :

Transitions (symboles de PASCHEN)	Longueur d'onde
$3s_2 - 2p_4$	6328 \AA
$3s_2 - 3p_4$	$3,39 \mu$
$2s_2 - 2p_4$	$1,15 \mu$

Le tableau 5-1 nous donne les transitions et leur longueur d'onde correspondante.

- Dans le cas contraire, cela peut durer jusqu'à 10^{-2} s. On est en présence d'états métastables. Les atomes excités dans ces états ne se désexcitent pas de manière radiative. Ils peuvent passer à un état supérieur, transférer leur excitation à d'autres atomes des niveaux voisins (dans le cas de mélange de plusieurs gaz) par collisions, exciter ou émettre un électron, ou se désexciter par choc contre les parois du tube renfermant le gaz.

EXEMPLE. Les états 2^1S_0 et 2^3S_1 de l'hélium et $1s$ du néon sont métastables.

Les niveaux d'énergie 2^1S_0 (He) et $3s$ (Ne) sont très voisins:

2^1S_0	20,65 eV
$3s_2$	20,66 eV

On constate la même chose pour les états 2^3S_1 (He) et $2s$ (Ne) :

2^3S_1	19,81 eV
$2s_2$	19,77 eV

Le tableau 5-2 nous donne l'énergie de certains états du Ne, en cm^{-1} .

Avec : 1 eV^{-1} correspond à $1,239 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$

V.2. POMPAGE DANS L'He-Ne.

Il est difficile d'obtenir un pompage optique dans un gaz, puisque celui-ci n'absorbe que sur des raies isolées. Pour cela il faudrait une source monochromatique dont la longueur d'onde coïncide avec celle de la raie d'absorption.

La solution la plus pratique (qui est utilisée le plus souvent dans les laser à gaz) est d'exciter un gaz par des collisions électriques. Soit par l'application d'un champ électrique continu (DC) ou HF.

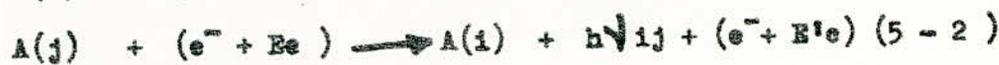
Faisons le raisonnement en ne considérant qu'un seul gaz. Ce qui reste valable pour tout autre gaz.

On suppose qu'au départ il existe dans le tube des électrons libres, par agitation thermique, à cause des rayonnements cosmiques, de la radio-activité naturelle etc...

Ces électrons vont être accélérés par un champ électrique appliqué au gaz par des électrodes intérieures (en DC) ou des électrodes extérieures (en HF)

Cette décharge électrique va donner naissance à d'autres électrons libres arrachés aux atomes du gaz. Ces électrons à leur tour vont être accélérés et rentrer en collision avec d'autres atomes ce qui suscitera encore plus d'électrons libres jusqu'à un certain état d'équilibre caractérisé par la température électronique T_e .

On assiste aussi à des collisions inélastiques entre atomes et électrons. Ce sont des collisions de première espèce. Les atomes peuvent passer d'un état à un autre plus bas ou plus haut.



$A(i)$ représente un atome A à l'état i

E_e : énergie cinétique de l'électron e^- avant la collision.

$E'e$: " " " " " après la collision.

ν_{ij} : fréquence de la radiation correspondant à la transition $j - i$ si celle-ci est permise par les règles de sélection.

Dans le cas de l'He, l'excitation fait passer les atomes du niveau fondamental aux niveaux excités 2^3S_1 et 2^1S_0 , qui sont métastables. Ceux-ci ne peuvent donc pas se désexciter par émission radiative.



Quand il y a équilibre à la température T_e , on a une répartition de population qui suit la loi de Boltzmann:

$$N_i = N_i^0 \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right)$$

N_i : population du niveau i d'énergie E_i .

On utilise T_e au lieu de T avec $T_e < T$, si on tient compte des phénomènes qui modifient cette distribution, telles les collisions entre les atomes et contre les parois du tube ainsi que la transformation de l'énergie d'excitation en énergie cinétique.

Dans le cas d'un mélange de 2 gaz il y a transfert d'excitation d'un niveau vers un autre qui lui est voisin. Ce transfert s'effectuera par des collisions de seconde espèce et est proportionnel à:

$$\exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)$$

Avec : Δ : la différence d'énergie entre les 2 niveaux.

T : la température du mélange gazeux.

Dans le cas d'un mélange He-Ne ce transfert est très intéressant puisque les états 2^1S_0 et 2^3S_1 de l'He sont métastables et sont très voisins des états $3s$ et $2s$ du Ne, respectivement.



$$\Delta E \quad 2 \text{ à } 5 \text{ kT à } 400 \text{ }^\circ\text{K}$$



$$\Delta E \quad 2 \text{ kT à } 400 \text{ }^\circ\text{K}.$$

C'est une réaction endothermique.

En résumé, les niveaux $2s$ et $3s$ du néon vont être peuplés par:

- des collisions de première espèce
- des collisions de seconde espèce.

L'He joue donc uniquement un rôle de "réservoir" se déversant dans les niveaux 2s et 3s du Ne . Ce qui va faciliter l'inversion de population entre les niveaux du dernier gaz considérés à la fig . 5 - 1 .

L'inversion de population peut s'obtenir dans du Ne pur à condition que la densité électronique dans la décharge soit maintenue à un niveau suffisant et que la pression du gaz et les dimensions du tube choisies soient bonnes pour réaliser une surpopulation sur un niveau .

DESEXCITATION DES NIVEAUX 3s ET 2s DU NEON.

La désexcitation des niveaux 3s et 2s du Ne se fait par cascade :

- par des transitions radiatives qui peuvent être stimulées
- par des transitions non radiatives .

Les états 1s du Ne étant métastables sont très géant puisqu'il y a accumulation de population sur ceux-ci au détriment des autres états. On assiste aussi à des transitions entre ces niveaux (1s) et les niveaux 2p du Ne . On a donc intérêt à les désexciter par choc contre les parois du tube . Le diamètre du tube et la pression vont être des paramètres très importants .

V.3. LA RAIE 6328 Å .

C'est une raie située dans le visible (rouge), ce qui la rend très intéressante en vue de diverses applications .

La raie 6328 Å est issue de la transition $3s_2 - 2p_4$

La fig. 5- 2 représente les niveaux d'énergie mis en cause .

Nous devons avoir une inversion de population entre les niveaux $3s_2$ et $2p_4$, 1 et 2 sur la fig . 5 - 2 .

Ecrivons les équations d'évolution des populations sur ces niveaux .

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 \left(W_{21} + W_{26} + A_{21} + A_{26} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1} \right) + \frac{g_2}{g_1} W_{21} N_1 + R_2 \quad (5-7)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{g_2}{g_1} N_1 \left\{ W_{21} + \frac{g_1}{g_2} \left(A_{13} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1} \right) \right\} + N_2 (W_{21} + A_{21}) + R_1 \quad (5-8)$$

N_1, N_2 : populations des niveaux 1 et 2 respectivement .

- W représente \overline{W} par rapport aux notations des chap. II et III. C'est la Probabilité par unité de temps de transition stimulée. Elle est fonction du rayonnement.

$g_1 \cdot W_{12} = g_2 \cdot W_{21}$ puisque $g_2 \cdot B_{21} = g_1 \cdot B_{12}$ (relation entre les coefficients d'EINSTEIN si on tient compte des multiplicités g_1, g_2 (dégénérescences) des états 1 et 2 respectivement.).

W_{21} correspond à la raie 6328 \AA .

W_{12} correspond à la raie $3,39 \mu$.

- A_{21}, A_{26}, A_{13} : probabilités par unité de temps de transitions spontanées.

- R_1, R_2 = représentent les autres processus susceptibles de modifier N_1 et N_2 respectivement (collisions de première et de seconde espèce).

R_2 comprend notamment le terme $\frac{N_5}{\theta_{52}}$ qui représente le transfert d'excitation de l'état métastable de l'He (niveau 5) vers l'état 2 du Ne. Avec :

- N_5 population du niveau 5.

- θ_{52} temps de relaxation par collisions donnant la transition non radiative $5 \rightarrow 2$.

$$\frac{1}{\theta_2} = \frac{1}{\theta_{25}} + \frac{1}{\theta'_2}$$

- θ_{25} : temps de relaxation par collisions donnant la transition non radiative $2 \rightarrow 5$.

- θ'_2, θ_1 : temps de relaxation par collisions donnant les autres transitions non radiatives des niveaux 2 et 1 respectivement vers les autres niveaux.

- τ_1 : durée de vie du niveau 1 par rapport aux transitions radiatives de 1 vers les autres niveaux que 3 déjà représenté par A_{13} .

- τ_2 : durée de vie du niveau 2 par rapport aux transitions radiatives de 2 vers les autres niveaux que 1 et 6 déjà représentés respectivement par A_{21} et A_{26}

V.3.1. INVERSION DE POPULATION ENTRE LES NIVEAUX 1 ET 2 .

A l'équilibre nous avons : $\frac{dN_2}{dt} = 0$ et $\frac{dN_1}{dt} = 0$

Les équations 5 - 7 et 5 - 8 deviennent alors :

$$-N_2 \left(W_{21} + W_{26} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\theta_2} \right) + W_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot N_1 = -R_2 \quad (5-9)$$

$$-N_1 \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot \left[\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\theta_1} \right) \cdot \frac{g_1}{g_2} + W_{21} \right] + N_2 \cdot (W_{21} + A_{21}) = -R_1 \quad (5-10)$$

$$\text{Avec : } \frac{1}{T_2} = A_{21} + A_{26} + \frac{1}{Z_2}$$

$$\text{ET : } \frac{1}{T_1} = A_{13} + \frac{1}{Z_1}$$

De ces 2 équations, on tire :

$$\frac{g_1}{g_2} \cdot N_2 - N_1 = \frac{+ \frac{g_1}{g_2} \left[R_1 \left(W_{26} + \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\Theta_2} \right) + R_2 \left\{ \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{\Theta_1} \right) \cdot \frac{g_1}{g_2} - A_{21} \right\} \right]}{\frac{g_1}{g_2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{\Theta_1} \right) \left(W_{26} + \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\Theta_2} \right) + W_{21} \left[W_{26} + \frac{1}{T_2} - A_{21} + \frac{g_1}{g_2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{\Theta_1} \right) \right]} \quad (5-11)$$

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 > 0 \implies :$$

$$\frac{1}{\Theta_1} + \frac{1}{T_1} - \frac{g_2}{g_1} \left\{ A_{21} + \frac{R_1}{R_2} \left(W_{26} + \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\Theta_2} \right) \right\} > 0 \quad (5-12)$$

L'inégalité 5 - 13 doit être vérifiée et $\left| \frac{g_1}{g_2} \cdot N_2 - N_1 \right|$ doit être suffisamment grande pour atteindre la condition d'oscillation.

V.3.2. CONDITION D'OSCILLATION.

D'après le chap. III nous avons :

$$\frac{\partial \bar{I}}{\partial z} = - \left[N_1 - N_2 \cdot \frac{g_1}{g_2} \right] g(w) \cdot B_{21} \cdot \frac{h w}{v.c} \cdot \rho \cdot \bar{I} \quad (5-13)$$

On tient compte ici des dégénérescences g_1 et g_2 .

Dans le cas où $\frac{\bar{I}}{I_c} \ll 1$ l'équation 3 - 12 (chap. III) donne :

$$\bar{I} = \bar{I}_0 \cdot \exp(-G \cdot z) \quad (5-14)$$

Remplaçant 5 - 14 dans 5 - 13, on a :

$$G = - D \cdot g(w) \cdot \left[\frac{g_1}{g_2} \cdot N_2 - N_1 \right] \quad (5-15)$$

$$\text{Avec : } D = \frac{B_{21} \cdot h w \rho}{v.c}$$

Il y a amplification quand : $G < 0$

Soit une cavité avec 2 miroirs de coefficient de réflexion r_1 et r_2 . Pour 1 aller-retour l'onde sera multipliée par :

$$r_1 \cdot r_2 \cdot e^{2|G|L}$$

En ne tenant compte que des pertes par transmission des miroirs.

$$\text{Posant : } r = \sqrt{r_1 \cdot r_2} \quad \text{et } \alpha = -\ln r$$

α = coefficient d'atténuation.

Le gain pour 1 aller-retour est : $F = e^{2(|G|L - \alpha)}$

La lumière à l'extérieur va être transmise (à l'extérieur de la cavité) par le miroir semi-réfléchissant de coefficient de transmission t , suivant la loi :

$$P = n \hbar \omega t \left[\sum_{l=0}^{\infty} e^{i(2l\pi L - 2\alpha)} \right] = \frac{n \hbar \omega t}{1 - \exp 2(i\pi L - \alpha)} \quad (5-16)$$

P = puissance de sortie.

n = vitesse d'émission du milieu actif (quanta/seconde).

La condition d'oscillation est obtenue pour :

$$|G|_{\max} = \frac{\alpha}{L} \quad (5-17)$$

$$\text{Où : } \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{1}{D \cdot g_2 (\omega = \omega_0)} \cdot \frac{\alpha}{L} \quad (5-18)$$

On peut inclure dans α toute sorte de perte.

D'après l'annexe "profil des raies", on a :

- Pour un élargissement Doppler :

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{\Delta \nu}{0,939} \cdot \frac{\alpha}{D \cdot L} \quad (5-19)$$

- Pour un élargissement Lorentzien :

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{\pi \cdot \Delta \nu}{2} \cdot \frac{\alpha}{D \cdot L} \quad (5-20)$$

V.3.3. LES DIFFERENTS PARAMETRES INTERVENANT DANS LE LASER He-Ne (RAIE 6328).

Si on empêche la raie $3,39 \mu$ d'osciller, c'est à dire si on fait $W_{26} = 0$ (ce qui reste valable pour toutes les raies issues du niveau 2), alors on voit que l'inversion de population est plus facile. L'inégalité 5 - 12

$$\text{devient : } \frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{T_1} - \frac{g_2}{g_1} \left(A_{21} + \frac{R_1}{R_2} \left[\frac{1}{T_2} + \frac{1}{\theta_2} \right] \right) > 0 \quad (5-21)$$

Et la relation 5 - 11 sera :

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{\frac{g_1}{g_2} \left[-R_1 \left(\frac{1}{T_2} + \frac{1}{\theta_2} \right) + R_2 \left\{ \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{\theta_1} \right) \cdot \frac{g_1}{g_2} - A_{21} \right\} \right]}{g_2 \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{\theta_1} \right) \left(\frac{1}{T_2} + \frac{1}{\theta_2} \right) + W_{21} \left(\frac{1}{T_2} - A_{21} + \frac{g_1}{g_2} \left[\frac{1}{T_1} + \frac{1}{\theta_1} \right] \right)} \quad (5-22)$$

Donc, avec la suppression de la $3,39 \mu$ le gain du milieu actif augmente.

A la limite la condition :

$$\frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{T_1} - \frac{g_2}{g_1} A_{21} > 0 \quad \text{est vérifiée.}$$

Mais il y a le terme $R_1/R_2 (\theta_2^{-1} + T_2^{-1})$ qu'il faut rendre suffisamment petit pour réaliser la condition 5 - 21 et aussi (ce qui est très important) rendre le terme $\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1$ suffisamment grand de manière à réaliser la condition 5 - 18.

$\frac{R_1}{R_2}$ doit être le plus petit possible. On remarque que la présence de l'He rend le terme R_2 encore plus grand qu'en l'absence de celui-ci.

R_1 et R_2 dépendent de la pression totale et du rapport de pression entre les 2 gaz (He:Ne). Le diamètre du tube est aussi important ainsi que le courant de décharge.

Nous aurons un Optimum de puissance de sortie pour une pression totale Optimum, avec un rapport He:Ne et un diamètre bien déterminés.

C'est ce qui est illustré sur les fig. 5 - 3 , 5 - 4 , 5 - 5 et 5 - 6 (courbes expérimentales).

La fig. (5- 7) nous donne la variation de la pression totale Optimum x diamètre ($P_T \cdot d$) en fonction du diamètre d du capillaire pour différents rapports de pression He:Ne.

On prend en pratique : $P_T \cdot d = 3,6 \bar{a} 4 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$

Ce qui est représenté en pointillés sur la fig. 5 - 7 .

Pratiquement la pression totale prise varie en $1/d$.

Avec: $P_T = \frac{4}{d}$ en Torr/mm

Tableau 5-1. Raies du NeI observées en émission stimulée

λair microns	Symboles de Paschen	Notes
0,5939	3 S ₂ - 2 P ₈	
0,6046	3 S ₂ - 2 P ₇	
0,6118	3 S ₂ - 2 P ₆	
0,6224	3 S ₂ - 2 P ₅	
0,6328	3 S ₂ - 2 P ₄	Raie très forte
0,6352	3 S ₂ - 2 P ₃	
0,6401	3 S ₂ - 2 P ₂	
0,7305	3 S ₂ - 2 P ₁	
0,8865	2 S ₂ - 2 P ₁₀	
0,8989	2 S ₃ - 2 P ₁₀	
1,0295	2 S ₂ - 2 P ₈	
1,0621	2 S ₂ - 2 P ₇	
1,0798	2 S ₃ - 2 P ₇	
1,0844	2 S ₂ - 2 P ₆	
1,1143	2 S ₄ - 2 P ₈	
1,1178	2 S ₅ - 2 P ₉	
1,1390	2 S ₅ - 2 P ₈	
1,1409	2 S ₂ - 2 P ₅	Raie très forte
1,1523	2 S ₂ - 2 P ₄	
1,1525	2 S ₄ - 2 P ₇	
1,1603	2 S ₂ - 2 P ₃	
1,1614	2 S ₃ - 2 P ₅	
1,1767	2 S ₂ - 2 P ₂	
1,1789	2 S ₄ - 2 P ₆	
1,1985	2 S ₃ - 2 P ₂	
1,2066	2 S ₅ - 2 P ₆	
1,2689	2 S ₄ - 2 P ₃	
1,5231	2 S ₂ - 2 P ₁	Raie forte
1,7162	2 S ₄ - 2 P ₁	
1,8210	3 P ₁ - 2 S ₄	
1,9574	3 P ₄ - 2 S ₅	
1,9577	3 P ₂ - 2 S ₅	
2,0350	3 P ₄ - 2 S ₄	
2,1041	3 P ₁ - 2 S ₂	Raie forte
2,1708	3 P ₃ - 2 S ₄	
2,3260	3 P ₈ - 2 S ₅	
2,3951	3 P ₄ - 2 S ₂	
2,4250	3 P ₅ - 2 S ₂	
3,3902	3 S ₂ - 3 P ₂	
3,3913	3 S ₂ - 3 P ₄	Raie très forte
3,4471	3 S ₄ - 3 P ₇	
3,5835	3 S ₅ - 3 P ₆	
3,9806	3 S ₄ - 3 P ₃	
4,2172	3 S ₂ - 3 P ₁	Raie forte

Paschen	Niveaux d'énergie en cm^{-1}	Durée de vie ns (10^9s)
1 S ₅	134 043,8	
1 S ₄	134 461,2	
1 S ₃	134 820,6	
1 S ₂	135 890,7	
2 P ₁₀	148 259,7	< 20
2 P ₉	149 659,0	17
2 P ₈	149 826,2	16
2 P ₇	150 123,6	< 13
2 P ₆	150 317,8	13
2 P ₅	150 774,1	< 11
2 P ₄	150 860,5	12
2 P ₃	151 919,4	< 13
2 P ₂	159 040,4	< 12
2 P ₁	152 942,7	< 8
2 S ₅	158 603,1	110
2 S ₄	158 798,0	98
2 S ₃	159 381,9	160
2 S ₂	159 536,6	96
3 P ₁₀	162 519,9	
3 P ₉	162 832,7	
3 P ₈	162 901,9	
3 P ₇	163 014,6	
3 P ₆	163 060,3	
3 P ₅	163 403,3	
3 P ₄	163 659,2	
3 P ₃	163 709,7	
3 P ₂	163 710,6	
3 P ₁	164 287,9	
3 S ₅	165 830,1	
3 S ₄	165 916,8	
3 S ₃	166 608,3	
3 S ₂	166 658,5	

Tableau 5-2 . Niveaux d'énergie du néon (NeI)

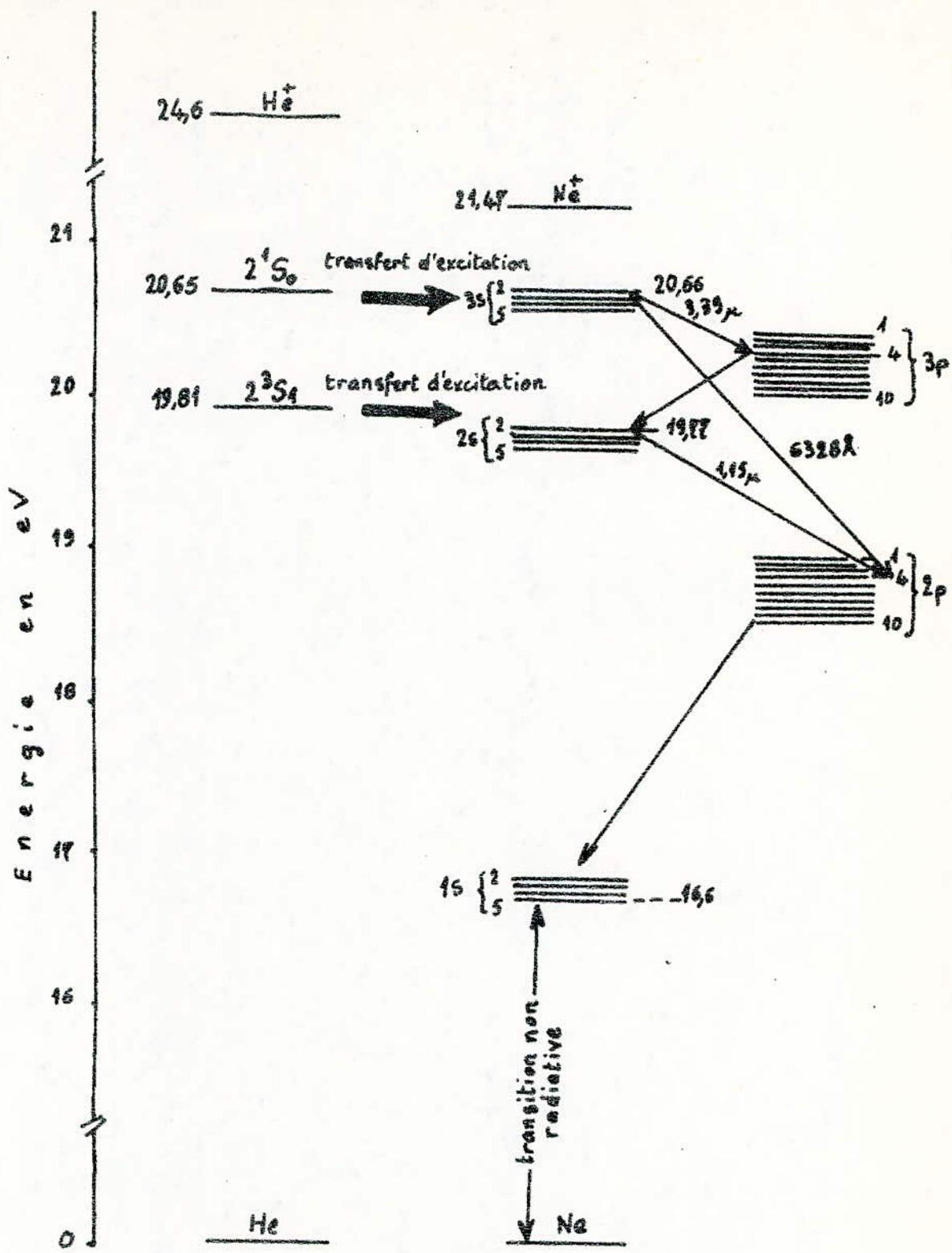


Fig. 5-1. Niveaux d'énergie de l' He-Ne

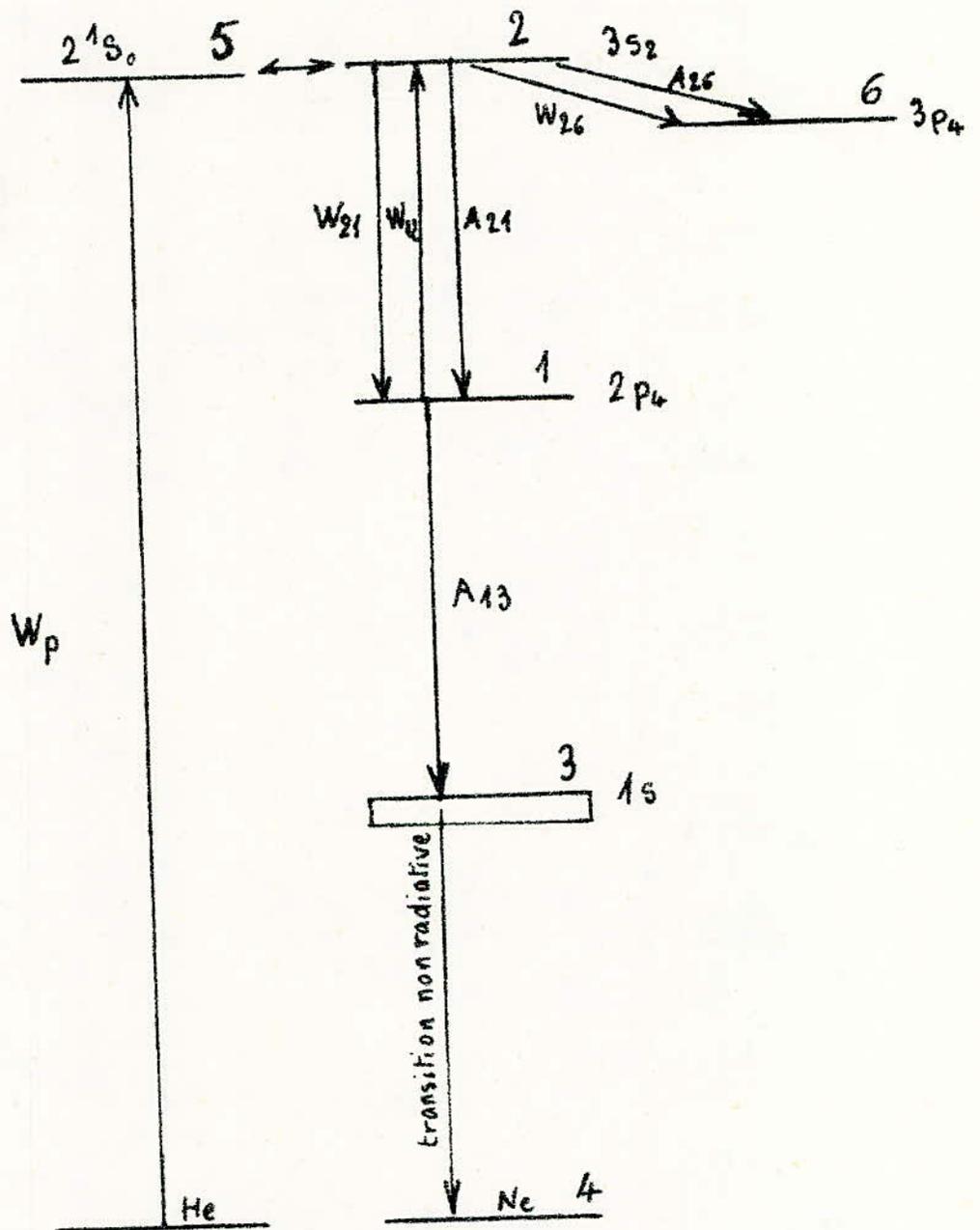


fig. 5-2. transition laser $3^5S_2 - 2^1P_u : 6328\text{\AA}$

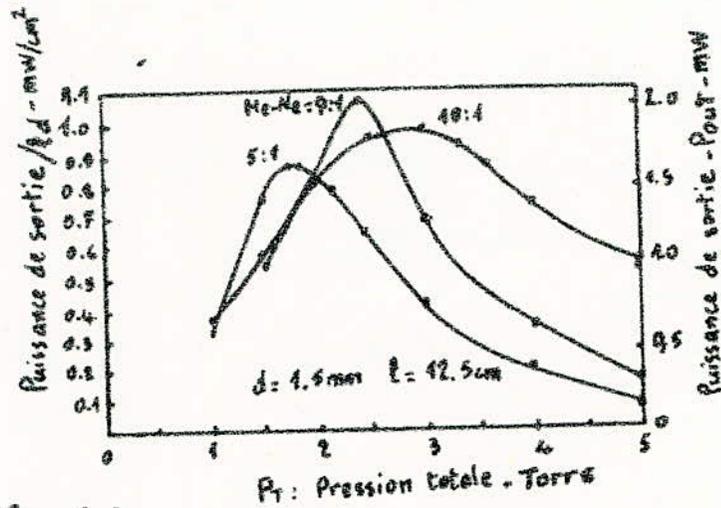


Fig. 5-3

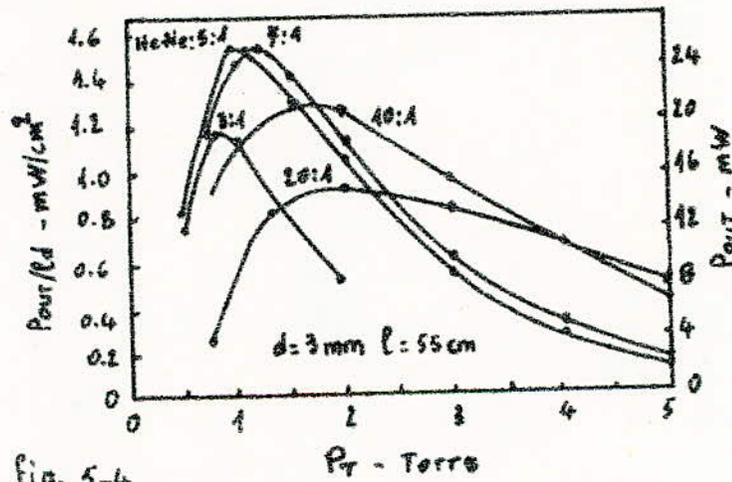


Fig. 5-4

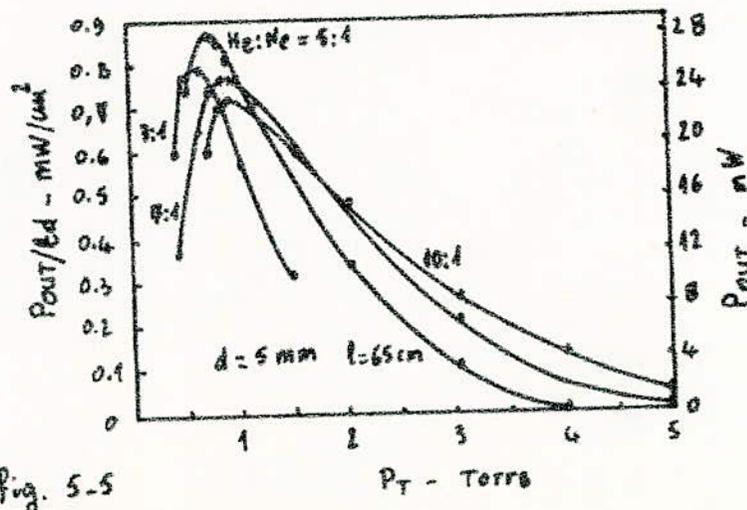


Fig. 5-5

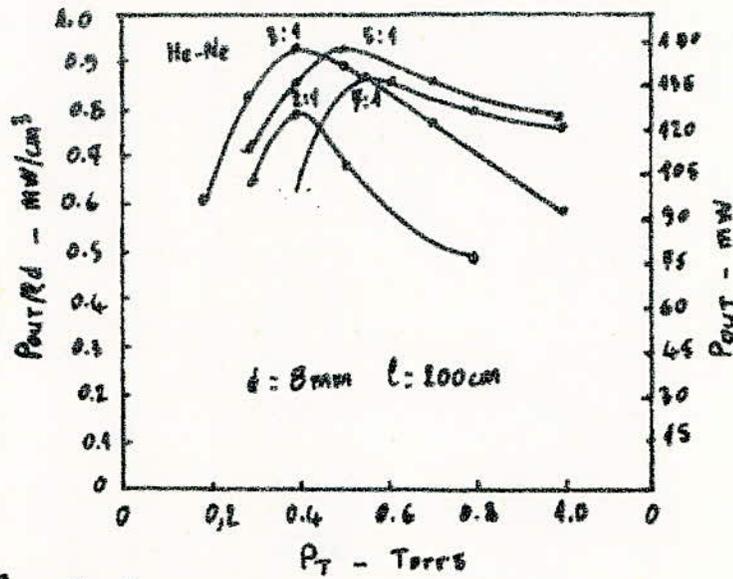


Fig. 5-6

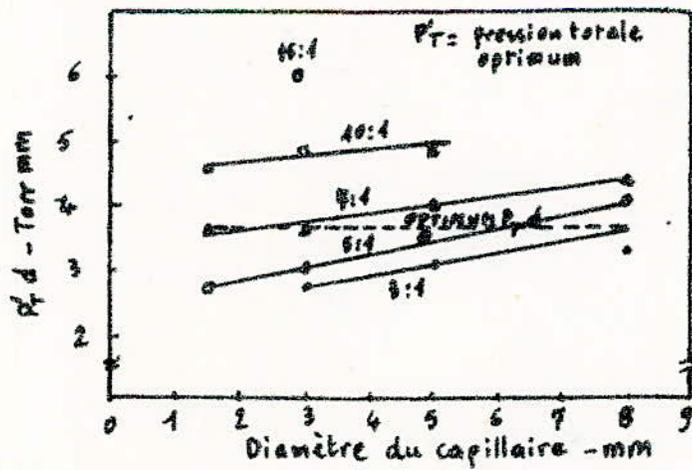


Fig. 5-7

CHAPITRE - VI -

CONSTRUCTION DU LASER HELIUM-NEON.

Le laser He-Ne peut être décomposé en 2 parties importantes :

- Le tube amplificateur.
- La cavité optique.

VI.1. LE TUBE AMPLIFICATEUR.

Sa constitution est largement inspirée de celle des tubes à décharge. Il est généralement en quartz ou en pyrex.

On choisit le quartz lorsqu'on désire un laser à miroirs scellés (la longueur de la cavité est fixée par le tube) car le quartz possède un coefficient de dilatation très faible (fig. VI - 1) .

On choisit le pyrex pour le cas des laser à cavité externe. Le laser dans ce cas est constitué de 2 miroirs et leur support, plus le tube entre ces deux derniers (fig. VI - 2).

La longueur de la cavité dans ce cas est fixée par la table optique.

Il faut noter aussi (on y reviendra par la suite) que le pyrex a un taux de diffusion à l'He environ 10 fois plus faible que celui du quartz. Car l'He du mélange He-Ne diffuse à travers les parois du verre du tube, ce qui accélère la mise hors-service du tube à décharge, donc du laser.

Dans le cas du laser à cavité externe (fig. VI - 2), entre les miroirs et le mélange gazeux, il y a une discontinuité des indices de réfraction. Il y a une transition "air-fenêtre-air" (on a pris l'indice de réfraction du plasma He-Ne égal à l'indice de l'air).

Pour qu'il y est transmission maximum (ou minimum de pertes par réflexion sur les fenêtres) du rayonnement entre le tube à décharge et les miroirs, il faut que la fenêtre soit inclinée de telle façon que l'incidence des rayons parallèles à l'axe du tube soit BREWSTERIENNE. (voir annexe "incidence Brewstérienne").

En général les fenêtres sont en quartz avec un peli optique de $\lambda/10$.

Pour assurer la décharge électrique DC, on utilise une cathode et une anode. L'anode peut être un fil ou un disque de Molybdène ou de Nickel. La cathode est un long tube creux et cylindrique dont sa constitution peut être choisie parmi les 3 groupes suivants :

- 1) Oxyde alcalin recouvert d'une surface de Ba O par exemple.
- 2) Métal tel Na, Nd, ou Zr.
- 3) Métal tel que Al, Mg, ou Be recouvert d'une mince couche d'oxyde.

On verra ensuite que c'est dans le 3^e groupe que l'on choisira la cathode

La partie du tube où se trouve le plasma est un capillaire de 1,5 à 10 mm de diamètre, car on a vu que le gain du milieu actif He-Ne variait en $\frac{1}{d}$.

Les extrémités du tube sont coupées à l'angle de Brewster à l'aide d'une scie circulaire très fine. La tolérance sur l'angle de Brewster est de l'ordre de 1°. Les fenêtres en quartz doivent être bien nettoyées afin d'éviter des pertes supplémentaires par diffusion dues aux poussières. Elles sont ensuite collées sur le tube à l'aide d'une colle époxy. Il faut surtout éviter que la colle coule sur les fenêtres.

L'allure finale du tube est celle de la figure VI - 4.

CHOIX DE LA LONGUEUR DE LA CATHODE.

On envisage ici l'utilisation d'une cathode froide. Il existe toutefois des cathodes chaudes; on n'en parlera pas ici car leur utilisation est délicate à cause du dégazage important qu'elles peuvent causer.

Pour éviter un rapide hors service, par contamination du mélange He-Ne due au dégazage de la cathode, il faut choisir correctement la longueur et le diamètre de celle-ci.

Il faut noter que le dégazage augmente avec le courant de décharge. Car lorsque celui-ci croît, la température de la cathode croît aussi et par là même le dégazage.

Il est préférable de diriger la décharge à l'intérieur de la cathode comme il est indiqué à la fig. VI - 3.

La cathode d'Al sera aussi longue que possible, afin de garder la densité de courant minimum (0,1 mA/cm²), mais pour un diamètre donné de l'électrode il y a une longueur maximum que la décharge peut pénétrer à l'intérieur de celle-ci.

Hochuli et Haldeman ont tracé les courbes donnant la longueur pénétrés par la décharge à l'intérieur de la cathode pour un diamètre donné et un courant donné fig. VI -5 .

On utilise presque exclusivement des cathodes en aluminium (Al) dans les laser He-Ne. Car grâce à la couche d'alumine (Al_2O_3) préalablement déposée, elle assure une contamination minimum par dégazage.

L'Alumine est un oxyde très stable (point de fusion 2050 °C). La couche d'Alumine forme un bouclier vis à vis de l'Aluminium qui se trouve en dessous. Il empêche dans une certaine mesure le dégazage des molécules d'air emprisonnées dans les interstices de la structure métallique. Ces molécules d'air sont très faiblement liées à l'Aluminium; une simple élévation de température suffit à les extraire et donc à polluer le mélange He-Ne.

L'oxygène dans la structure Al_2O_3 est fortement liée, donc l'élévation de température due au régime de décharge, en principe ne suffit pas pour faire dégazer la cathode.

Ainsi Hochuli et Hardwick ont montré que la cathode sera faite d'un alliage d'Aluminium 2024T351 usiné dans l'eau distillée. Une fois que l'électrode est montée sur le tube, elle sera oxydée dans l'air à la pression de 2 torrs avec un courant de décharge de 5 à 10 mA/cm².

REPLISSAGE DU TUBE.

Le but est de remplir le tube à décharge avec un mélange He-Ne optimum avec un maximum de pureté.

Un banc à vide est nécessaire pour évacuer l'air qui se trouve dans le tube. Il est nécessaire de vider jusqu'à 10^{-6} torr au moins. (1 atmosphère = 760 torr) Auparavant le tube est nettoyé à l'alcool et à l'eau distillée.

Lorsque la pression dans le tube descend à 10^{-6} torr , il faut dégazer les parties en verre à l'aide d'un chalumeau (200°C)

Ensuite la cathode est chauffée au four HF afin de la dégazer, tout en vidant le tube.

Quand la cathode a été suffisamment chauffée par la HF, on remplit le tube d'un mélange He-Ne et on effectue la décharge. On répète plusieurs fois le cycle remplissage-décharge-pompage jusqu'à ce que les couleurs bleuâtres autour de la cathode disparaissent entièrement. La présence de lueurs bleues autour de la cathode indique l'existence d'un dégazage de celle-ci.

Le tube sera prêt quand la couleur, dans le mélange He-Ne, garde la teinte orangée durant quelques heures consécutives.

Ensuite le tube est rempli définitivement d'un mélange He:Ne optimisé.

La pression optimale du mélange He:Ne qui donne une puissance optimale du faisceau est :

$$P = \frac{4}{d}(\text{ torr })$$

d est le diamètre du capillaire en mm

Les proportions de l'He et du Ne dans ce mélange sont données au chapitre V.

EXCITATION ELECTRIQUE.

Il existe une valeur optimum du courant I_{opt} . pour lequel la puissance de sortie est maximale. Un exemple est donné à la fig. VI -6 .

La valeur du courant optimum ne dépend que du diamètre du capillaire comme l'a montré R. L. Field expérimentalement. La variation de I_{opt} . avec d est donnée à la fig. VI - 7 . On en déduit facilement:

$$I_{opt}(\text{mA}) = 17d(\text{mm}) - 17$$

Dans ces conditions la tension continue (DC) nécessaire entre la cathode et l'anode vaut:

$$V = 90 \cdot \frac{l}{d} \quad \text{en volts.}$$

l : longueur de la décharge en cm.

d : diamètre du capillaire en mm.

VI.2. CAVITE.VI.2.1. TOLERANCE SUR L'ALIGNEMENT.

Dans la construction du résonateur, la stabilité angulaire des miroirs et la stabilité de la longueur sont de première importance.

Il faut aussi que le changement du tube et des miroirs soit aisé.

La stabilité angulaire requise dépend de la configuration géométrique de la cavité utilisée.

Quand l'orientation d'un des miroirs est changée de sa position idéale, l'axe passant par les centres de courbure des miroirs, est déplacé.

Pour avoir une puissance de sortie stable, le déplacement du mode doit être petit devant les dimensions du spot (du faisceau laser à l'intérieur de la cavité).

Sur la fig. VI - 8 la distance entre les miroirs est L , b_1 et b_2 les rayons de courbure des miroirs. On fait tourner d'un angle Θ , le miroir de rayon de courbure b_1 . La ligne joignant les 2 centres de courbure est tournée d'un angle φ . Les angles sont confondus avec leur tangentes.

$$b_1 \cdot \Theta = (b_1 + b_2 - L) \cdot \varphi$$

Les déplacements sur les miroirs sont:

$$x = \frac{b_1 (b_2 - L) \cdot \Theta}{b_1 + b_2 - L}$$

et

$$y = \frac{b_1 \cdot b_2 \cdot \Theta}{b_1 + b_2 - L}$$

On voit que b_1 et $b_2 \rightarrow \infty$, dans le cas de miroirs plans parallèles, que la cavité est très sensible au désalignement puisque les déplacements x et y du mode sont très grands pour de petits angles. Donc une cavité plan parallèle est un système difficile à régler et facilement désalignable.

Si $b_1 = b_2 = L$, on obtient la configuration confocale pour laquelle $x = y = L \cdot \Theta$.

Cette configuration est moins sensible au désalignement. Cependant ce système possède le plus petit spot et il est donc le plus difficile à faire fonctionner sur le mode fondamental TEM_{00} .

La configuration confocale n'est stable que si les 2 miroirs ont exactement le même rayon de courbure. Comme il y a toujours des différences entre ces

rayons, à cause des tolérances de fabrication, il est préférable, quand c'est possible, de ne pas choisir cette configuration. (voir chapitre IV).

EXEMPLE 1 : Cavité confocale $b_1 = b_2 = L = 1\text{ m}$

La dimension du faisceau dans la cavité est typiquement $W_s = 0,5\text{ mm}$

$$x = 0 \quad \text{et} \quad y = L \cdot \theta$$

L'angle maximum θ_m de désalignement est tel que :

$$W_s = y_m = L \cdot \theta_m$$

$$\theta_m \simeq 1,5 \text{ minute}$$

EXEMPLE 2 : Cas "sphérique à grand rayon de courbure" $b_1 = b_2 = b = 5\text{ m}$

$$L = 0,5\text{ m}$$

$$W_s = 0,5\text{ mm}$$

On trouve :

$$x = y = \frac{b \cdot \theta}{2} \quad \text{d'où}$$

$$\theta_m = \frac{2W}{b}$$

$$\theta_m \simeq 40 \text{ secondes}$$

L'angle θ_m représente l'angle maximum de désalignement qui permet au mode fondamental d'osciller. Donc expérimentalement (en le verra ultérieurement) il s'agit de régler le parallélisme des miroirs avec un écart angulaire (ou tolérance) inférieur ou égal à θ_m qui permettra au laser d'osciller.

Ensuite le réglage est affiné avec le laser en fonctionnement, en cherchant les positions qui permettent le maximum d'intensité en sortie.

Le grand problème que l'on peut rencontrer, avec la structure supportant les 2 miroirs (supports plus table optique) et le tube à décharge, est le désalignement angulaire dû à un gradient de température transversal à l'axe du laser.

Certains auteurs définissent un coefficient de qualité de la table optique comme étant le rapport entre la conductivité thermique et la dilatation

Il existe des matériaux commodes tel que l'Aluminium; quoique son coefficient de dilatation soit élevé, il possède une conduction thermique suffisante de manière à ce que la stabilité angulaire soit assez correcte. Il est rarement utilisé pour faire des bancs optiques à cause de son prix de revient et de sa légèreté (mauvaise tenue aux vibrations).

Si une bonne stabilité en longueur est nécessaire; l'utilisation de matériaux à faible coefficient de dilatation, est obligatoire (quartz, l'invar, le granit).

VARIATION DE LA FREQUENCE LASER AVEC LA LONGUEUR DE LA CAVITE.

Pour mettre en évidence le phénomène, on suppose que le laser fonctionne en monomode. C'est à dire qu'un seul mode longitudinal de la cavité se trouve dans l'élargissement de la raie 6328 \AA (voir chapitre IV)

On a donc $\frac{c}{2L} \Delta \nu_D = \text{largeur doppler de la } 6328 \text{ \AA}$.

La fréquence de résonance de la cavité est comme on l'a vu,

$$\nu_q = q \cdot \frac{c}{2L} \quad \text{avec} \quad q = \frac{2L}{\lambda} \quad \text{et} \quad \lambda = 6328 \text{ \AA}$$

Une variation de dL de la longueur de la cavité correspond une variation de fréquence laser $d\nu$:

$$|d\nu| = q \cdot \frac{c}{2} \cdot \frac{dL}{L^2} = \frac{2L}{\lambda} \cdot \frac{c}{2} \cdot \frac{dL}{L^2} = \frac{c}{\lambda \cdot L} \cdot dL$$

Pour $L = 10 \text{ cm}$ et $dL = 4 \text{ \AA}$ on trouve :

$$|d\nu| = 500 \text{ KHz}$$

Pour dL de l'ordre de $\frac{\lambda}{4}$ on trouve :

$$|d\nu| = 750 \text{ MHz}$$

Pour certaines applications de métrologie, il est nécessaire non seulement que la raie soit fine, mais aussi que sa fréquence soit stable. Dans ce cas il faut stabiliser la longueur de la cavité.

VI.2.2. OPTIMUM DE LA TRANSMISSION DU MIROIR DE SORTIE :

Le milieu amplificateur peut être caractérisé par un gain différentiel :

$$g(x) = \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dx}$$

Où P est l'intensité ou la puissance par unité de surface de l'onde se propageant dans la direction x qui est l'axe de la cavité.

Si la longueur du tube est l, le gain en puissance pour un passage à travers le tube est :

$$G_p = \exp(g \cdot l)$$

On néglige la variation de g(x) avec x. Dans le cas du laser He-Ne on a $gl \ll 1$ alors on peut écrire :

$$G_p \approx 1 + gl$$

100 gl est le gain exprimé en %.

La fig. VI - 9 montre la configuration type d'un laser He-Ne.

Le rayon de sortie est transmis à travers l'un des miroirs, qui possède un facteur de transmission t beaucoup plus élevé que l'autre.

On introduit les pertes des fenêtres de Brewster avec celles des miroirs.

On a r1 = facteur de réflexion de l'ensemble fenêtre + miroir de sortie.

Les pertes sur les miroirs sont principalement la diffusion et l'absorption.

Puisque le laser ne peut fournir une puissance croissant indéfiniment, le gain différentiel doit décroître lorsque l'énergie à l'intérieur de la cavité croît.

Une oscillation stable a lieu lorsque le gain est égal aux pertes.

Dans le cas d'un élargissement homogène, le gain saturé est décrit par :

$$g = \frac{g_0}{1 + P/P_0} \quad (VI - 1)$$

où g est le gain non saturé ou le gain aux petits signaux.

P_0 est appelé : densité de puissance de saturation.

Le milieu amplificateur fournit au faisceau après n aller-retour une puissance

$$\Delta P = 2 \cdot \int_0^l g(x) \cdot P \cdot dx$$

Où l est la longueur de la colonne positive du plasma He-Ne

On considère P et g indépendants de x :

$$\Delta P = \frac{2g_0 \cdot l \cdot P}{1 + P/P_0} \quad (VI - 2)$$

Pour de grandes valeurs de la puissance P à l'intérieur de la cavité, ΔP a un maximum $2g_0 l \cdot P_0$.

La valeur $\Delta P = 2g_0 l \cdot P_0$ est celle que l'on peut obtenir dans des conditions idéales.

La somme de la puissance perdue et de la puissance de sortie doit être égale à ΔP :

$$\Delta P = \frac{2g_0 l \cdot P}{1 + \frac{P}{P_0}} = P \cdot (a + t) \quad (\text{VI - 3})$$

Où "a" représente le pourcentage de pertes sur 1 aller-retour dans la cavité. t est la transmission du miroir de sortie. On considère que l'autre miroir a un coefficient de réflexion égal à 1.

D'où :

$$P = P_0 \left(\frac{2g_0 l}{a + t} - 1 \right) \quad (\text{VI - 4})$$

Puisque $P_{out} = t \cdot P$, on a :

$$P_{out} = t \cdot P_0 \left(\frac{2g_0 l}{a + t} - 1 \right) \quad (\text{VI - 5})$$

P_{out} est la puissance de sortie du faisceau laser.

Si le gain et les pertes sont considérés comme constants, le maximum de puissance de sortie est obtenu pour :

$$t = t_{opt} \quad \text{tel que : } \left(\frac{dP}{dt} \right)_{t_{opt}} = 0$$

d'où :

$$t_{opt} = (2g_0 l a)^{1/2} - a \quad (\text{VI - 6})$$

On remarque que t_{opt} croît si les pertes "a" augmentent. (voir fig. VI - 10)
Le rapport de la puissance de sortie et du maximum de puissance fourni par le milieu actif est :

$$\frac{P_{out}}{2g_0 l \cdot P_0} = \left[1 - \left(\frac{a}{2g_0 l} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (\text{VI - 7})$$

Voir fig. VI - 11.

L'expression de la puissance de sortie maximale (optimale) est obtenue en remplaçant $t = t_{opt}$:

$$(P_{out})_{opt} = P_0 \cdot G \left(1 - \sqrt{\frac{a}{G}} \right)^2 \quad (\text{VI - 8})$$

Avec $G = 2g_0 l$.

P. W. SMITH a établi des formules donnant $(P_{out})_{opt}$ à partir des différents paramètres du laser. Il a ensuite comparé ses résultats avec des mesures de puissance qu'il a fait sur 4 lasers He-Ne différents.

Il a fait les hypothèses suivantes :

1) Les fig. VI - 12 et VI - 13 (relevé expérimental) donnent les variations des paramètres, largeur de raie γ' et saturation ω_0 , avec la pression totale du mélange He-Ne.

SMITH a défini $\gamma' = \frac{1}{2}$ largeur à mi-hauteur de la raie élargie par collisions en absence d'élargissement Doppler.

ω_0 = paramètre de saturation; il est fonction seulement des durées de vie atomiques donc $\omega_0 = \text{Constante} \cdot \mu_0 \cdot P_0$, ayant été utilisé précédemment dans la relation VI - 1.

2) Le gain maximum G_m du tube laser peut être décrit par :

$$G_m = 3 \cdot 10^{-4} \cdot l/d \quad (\text{VI} - 9)$$

Cette expression a été trouvée expérimentalement.

l = longueur de la décharge en cm.

d = diamètre de la décharge en cm.

3) les tubes sont remplis avec un mélange He-Ne à la pression P telle que :

$$P = 4/d \quad (\text{torr/mm}) \quad (\text{VI} - 10)$$

Il faut remarquer que pour cette pression, la puissance de sortie du laser est optimale.

4) La section moyenne du rayon laser vaut $1/5$ de la section de la décharge.

5) Le couplage de sortie est optimal, donc $t = t_{opt}$ (voir la relation VI - 6). La valeur de t_{opt} peut être tirée des courbes de la fig. VI - 14 et de la fig. VI - 15.

Les pertes de la cavité "a" sont 0,2% par passage pour chaque miroir et 0,05% par passage pour chaque fenêtre de BREWSTER.

Avec ces hypothèses, le maximum de puissance de sortie pour un laser à mode unique est :

$$P = 2 \cdot \left(\frac{\pi}{5}\right) \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot \omega_0 \cdot G_m \cdot \left[\frac{(t \cdot \omega_0)_{opt}}{\omega_0 \cdot G_m} \right] \quad (\text{VI} - 11)$$

Où $(t \cdot \omega_0)_{opt}$ est le maximum par passage de l'intensité de sortie; la fonction $(t \cdot \omega_0)_{opt} / \omega_0 \cdot G_m$ (fig. VI - 16) est considérée par SMITH comme une fonction de G_m/a pour différentes valeurs de γ' .

Pour un laser He-Ne fonctionnant en multimodes le maximum de la puissance de sortie est donné par :

$$P = 2 \cdot \left(\frac{\pi}{5}\right) \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot A w_0 \cdot G_m \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{a}{G_m}}\right)^2 \quad (\text{VI - 12})$$

Où : $A w_0 = 30 \pm 3 \text{ watts/cm}^2$

Les mesures et les calculs de $(P_{\text{out}})_{\text{opt}}$ établis par SMITH sont en concordance. Dans ces mesures la raie $3, 39\mu$, issue du même niveau d'énergie que la 6328 \AA , a été supprimée par un prisme.

LASER 1 :

Fonctionnant en mode unique. $l = 15 \text{ cm}$; $d = 0,15 \text{ cm}$; $a = 0,3 \cdot 10^{-2}$

De VI - 9 on tire : $G_m = 3 \cdot 10^{-2}$

De VI - 10 on tire : $P = 2,7 \text{ mW}$

Des fig. VI - 12 et VI - 13 on tire : $\gamma' = 210 \text{ MHz}$ et $w_0 = 22 \text{ Watts/cm}^2$

De VI - 11 on obtient : $P = 2,5 \text{ mW}$ expérimentalement: $P \approx 3 \text{ mW}$

LASER 2 :

Fonctionnant en mode unique. $l = 115 \text{ cm}$; $d = 0,4 \text{ cm}$; $a = 1,15 \cdot 10^{-2}$

Le calcul nous donne : $P = 16 \text{ mW}$

Les mesures nous donnent : $P \approx 12 \text{ mW}$

LASER 3 :

Fonctionnant en multimodes. $l = 100 \text{ cm}$; $d = 0,6 \text{ cm}$; $a = 0,3 \cdot 10^{-2}$

Le calcul nous donne : $P = 92 \text{ mW}$

Les mesures nous donnent : $P \approx 100 \text{ mW}$

LASER 4 :

Fonctionnant en multimodes. $l = 550 \text{ cm}$; $d = 1 \text{ cm}$; $a = 0,6 \cdot 10^{-2}$

Le calcul nous donne : $P = 960 \text{ mW}$

Les mesures nous donnent : $P \approx 1000 \text{ mW}$

TYPE DE MIROIRS UTILISEES.

Les miroir d'un laser à He-Ne doivent avoir un haut coefficient de réflexion et de faibles pertes. Ces conditions ne peuvent être satisfaites que par des miroirs à multicouches diélectriques.

On démontre que la superposition d'un grand nombre de couches alternées de 2 diélectriques (ou plusieurs) donne un coefficient de réflexion très élevé.

L'utilisation des miroirs à couches diélectriques est avantageuse car il n'y a pas de pertes par effet Joule (comme avec des miroirs métalliques).

Les couches constituant le miroir sont parallèles, et leur écart ou épaisseur est tel que les lumières réfléchies par chaque couche soient en phase (ceci est réalisé que pour une longueur d'onde déterminée), ainsi leurs amplitudes s'ajoutent et l'on peut obtenir un coefficient de réflexion très élevé.

Classiquement, on réalise les miroirs multidiélectriques en vaporisant alternativement, sur un substrat, des couches très fines de Zn S ($n = 2,4$) et de Cryolithe ($n = 1,3$).

Le facteur de réflexion augmente avec le nombre de couches.

5 couches	———	R = 86 %
7 couches	———	R = 95 %
15 couches	———	R = 99 %

Il faut noter que le coefficient de réflexion est maximal pour une certaine incidence, et pour un domaine de longueur d'onde assez étroit.

Cette propriété est utilisée pour supprimer l'oscillation laser sur la $3,39\mu$.

SUPPRESSION DE LA RAIE $3,39\mu$.

On a vu au chapitre V que si la $3,39\mu$ n'était pas amplifiée, alors le gain de la 6328Å augmentait. Pour cela il faut empêcher la raie $3,39\mu$ de faire plus d'un aller à travers le milieu actif. On a plusieurs moyens pour le faire:

- Utilisation de miroirs sélectifs (multidiélectriques par exemple).
- Utilisation de fenêtres de BREWSTER sélectives.
- Utilisation d'un prisme dans la cavité.
- Utilisation d'une substance absorbante dans la cavité. (méthane)

Le coefficient de réflexion doit être très élevé en ce qui concerne les miroirs par rapport à la 6328Å et faible pour la $3,39\mu$. Les fenêtres sélectives doivent être transparentes à la 6328Å et absorbantes pour la $3,39\mu$ (le verre ordinaire par exemple).

On peut aussi utiliser la dispersion d'un prisme incorporé à l'intérieur de la cavité comme il est montré à la fig. VI - 17.

Exemple de calcul des paramètres d'un laser He-Ne
fonctionnant sur la raie 6328 \AA

Soit par exemple un tube de longueur de décharge $l = 55 \text{ cm}$. On choisit le diamètre $d = 2 \text{ mm}$.

le gain maximum $G_m = 3 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{l}{d}$ $G_m = 8,25\%$

Au chap VI on a vu que les pertes par passage sont: $-0,2\%$ /miroir.
 $-0,05\%$ /fenêtre.

on a donc $a = 0,3\%$

La pression totale d'He-Ne devra être de $p = \frac{4}{d} \rightarrow P = 2 \text{ torrs}$

Pour un laser travaillant sur la 6328 \AA , on prend $\text{He} : \text{Ne} = 5 : 1$

La fig VI-7 donne le courant optimal $I_{\text{opt}} = 17 \text{ mA}$

La fig VI-5 donne les dimensions de la cathode (en Aluminium):

longueur $> 10 \text{ cm}$ et $\phi = 16 \text{ mm}$

facteur de transmission t_{opt} du miroir de sortie:

$t_{\text{opt}} = \sqrt{G_m \cdot a} - a$ $t_{\text{opt}} = 1,27\%$ (fig VI-15).

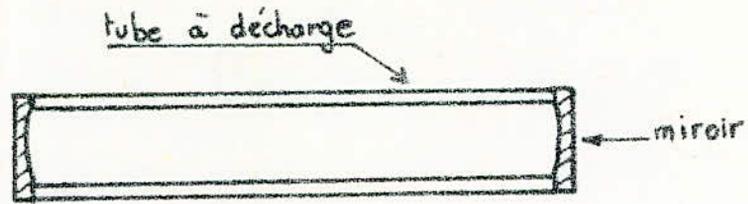


fig VI-1

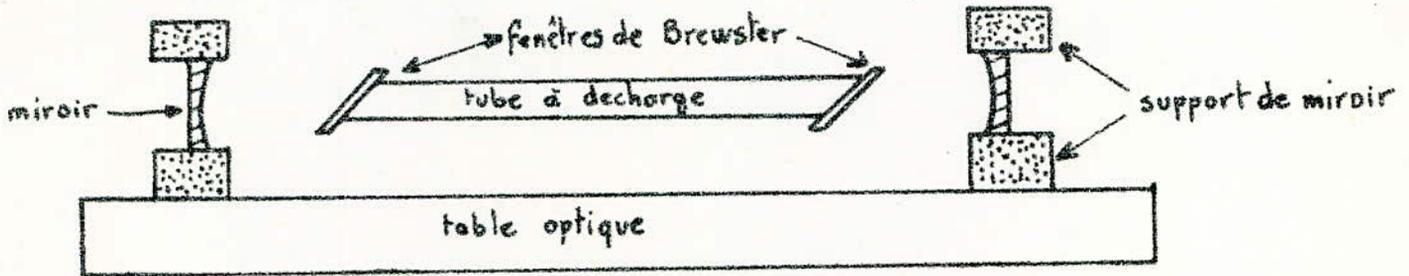


fig VI-2

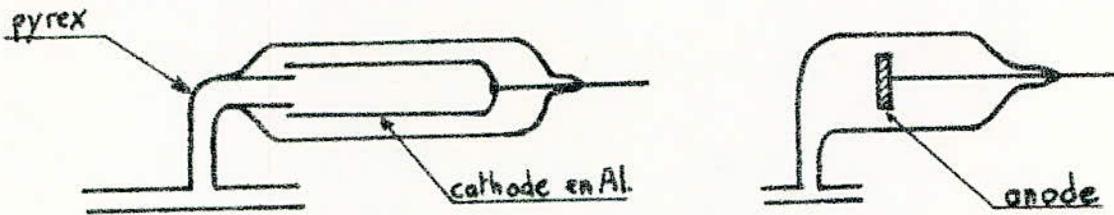


fig VI-3

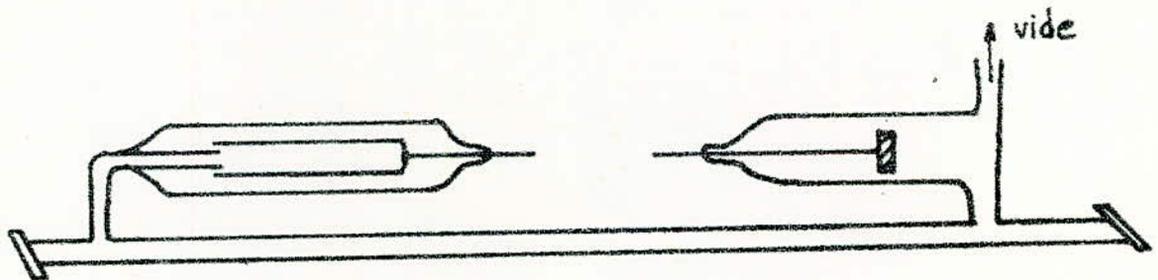


fig VI-4

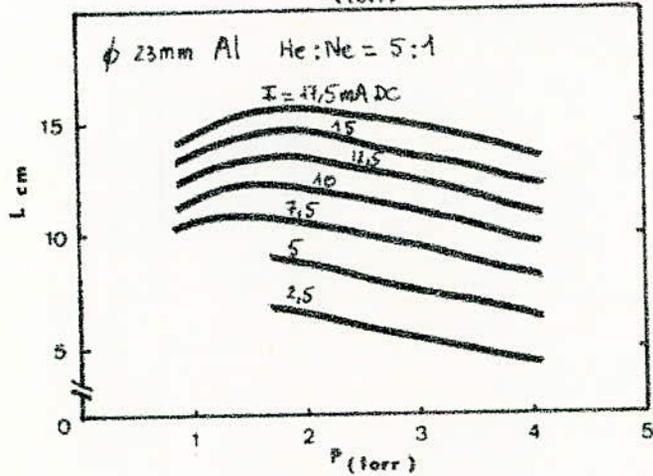
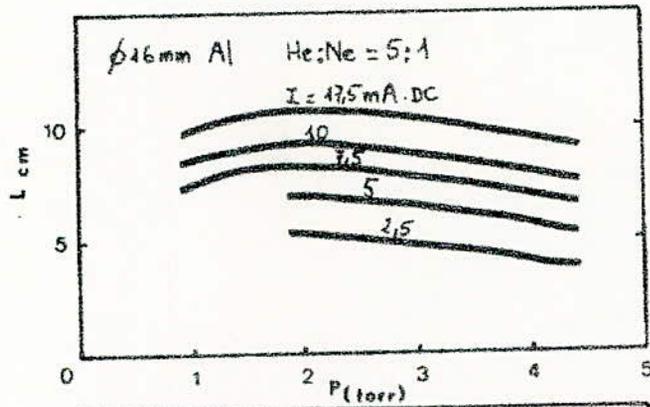
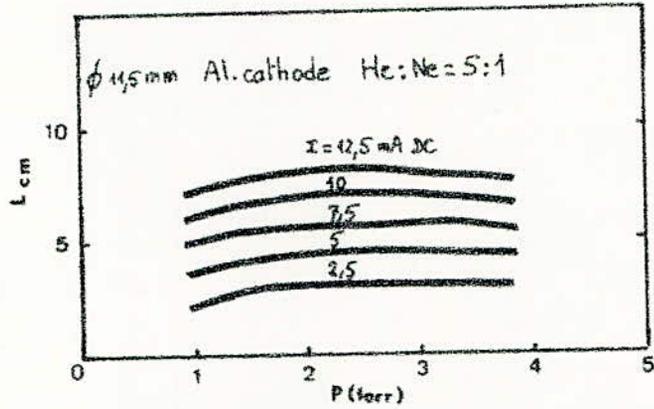


Fig VI-5

L: distance que pénètre la décharge à l'intérieur de la cathode

P: Pression totale du mélange He-Ne

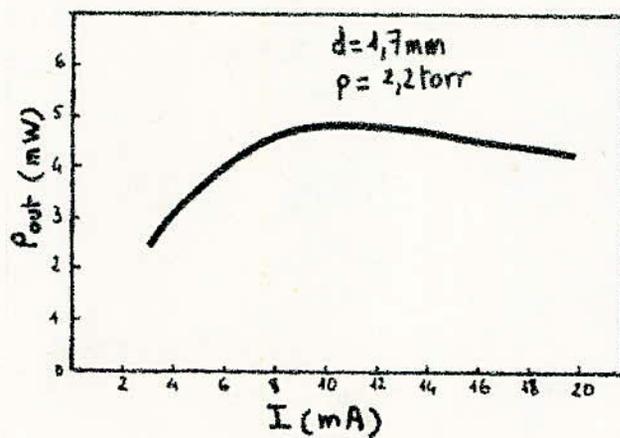


Fig VI-6

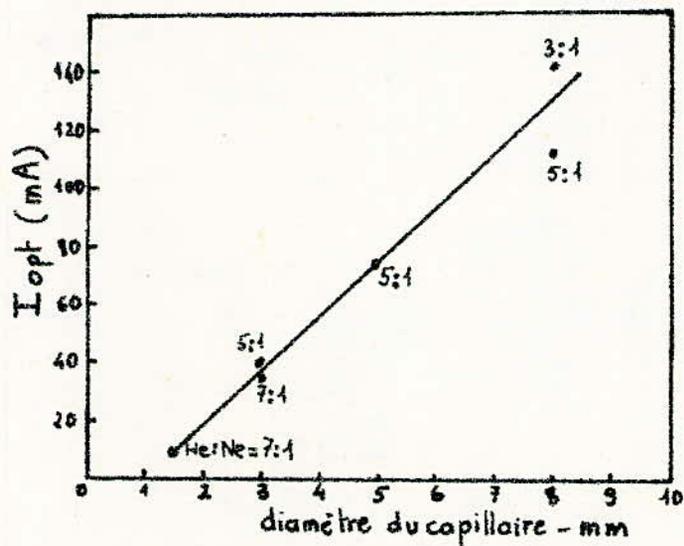
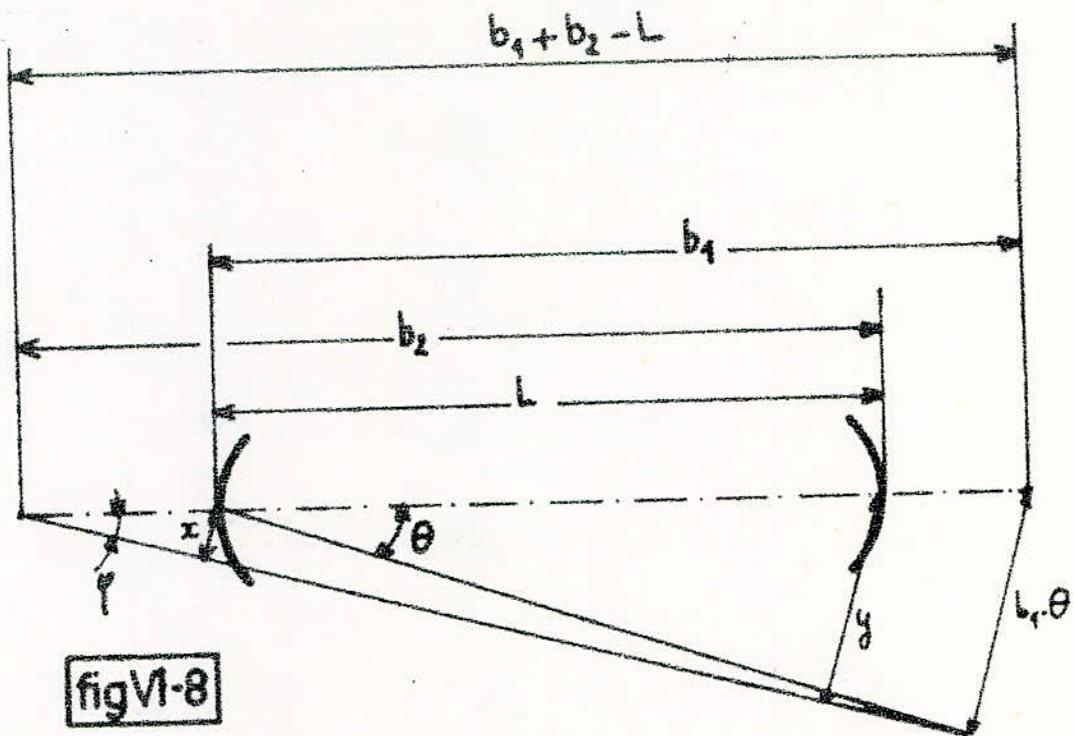
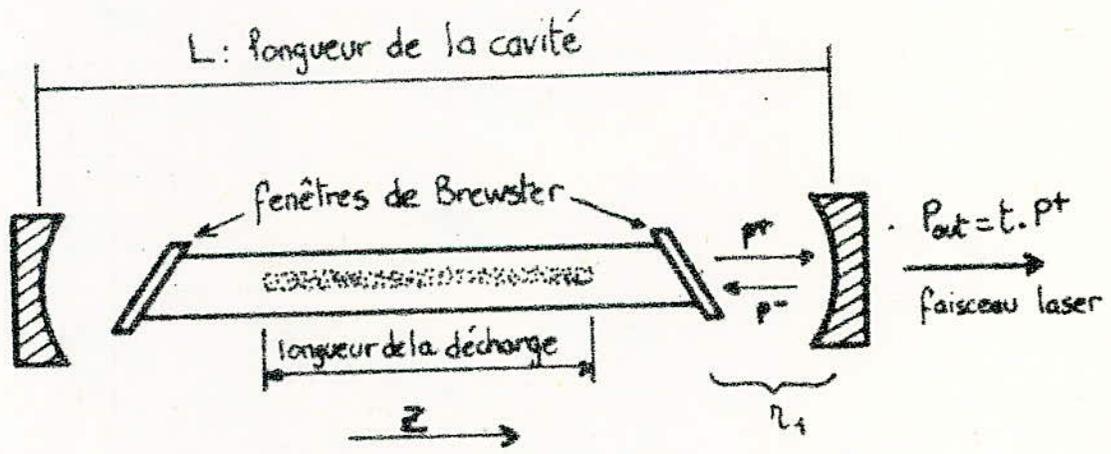


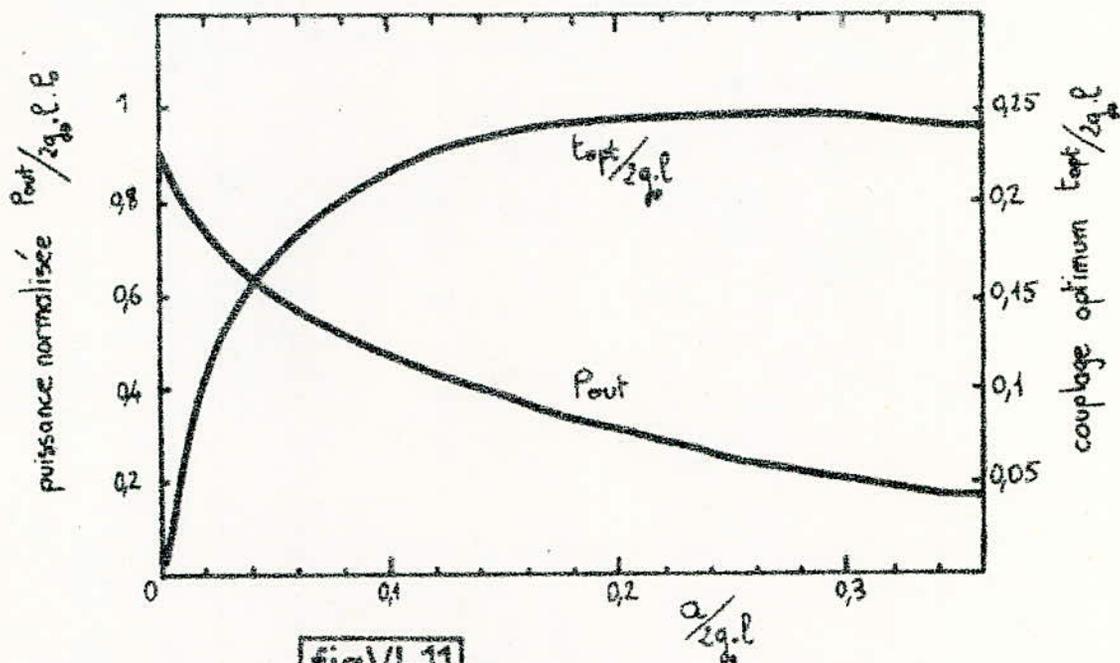
Fig VI-7



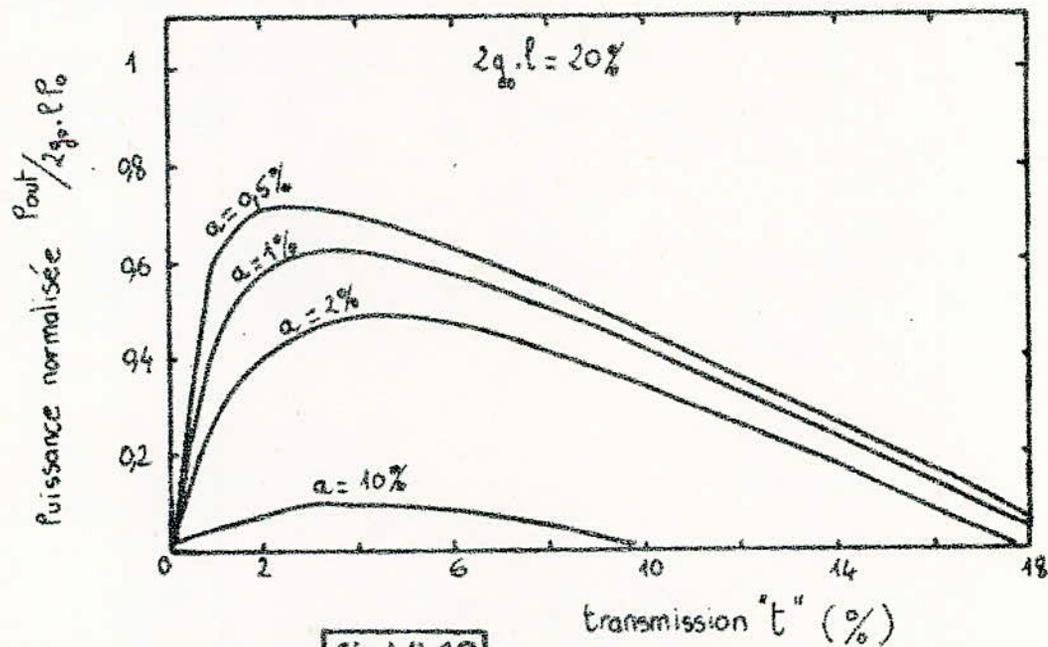
figVI-8



figVI-9

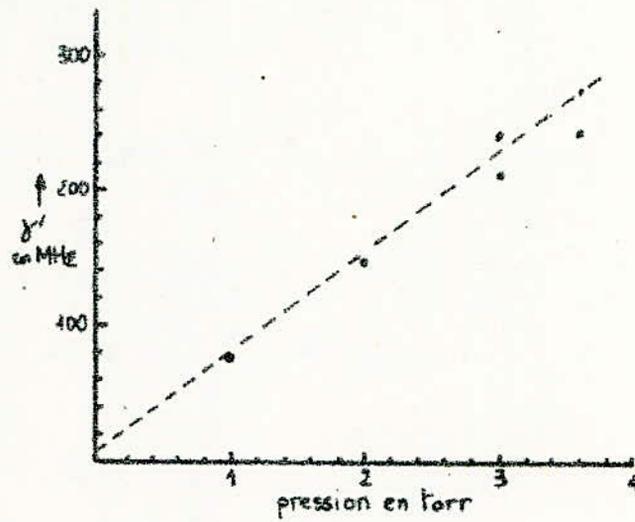


figVI-11

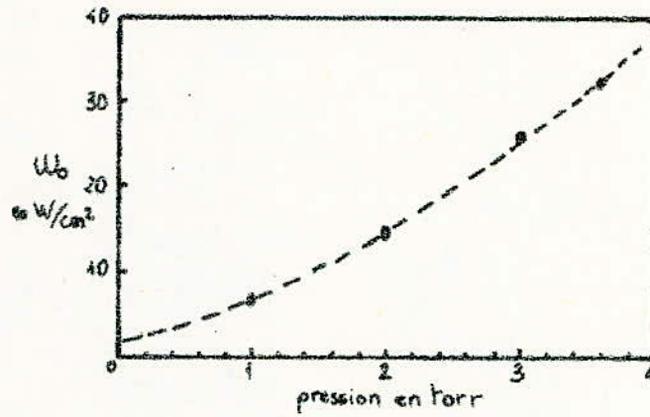


figVI-10

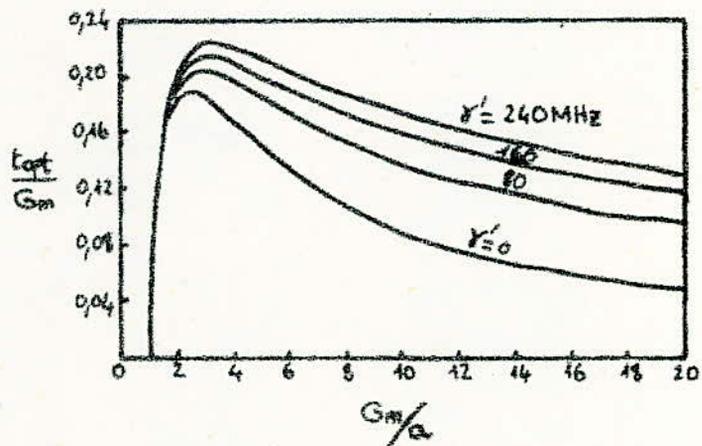
figVI-12



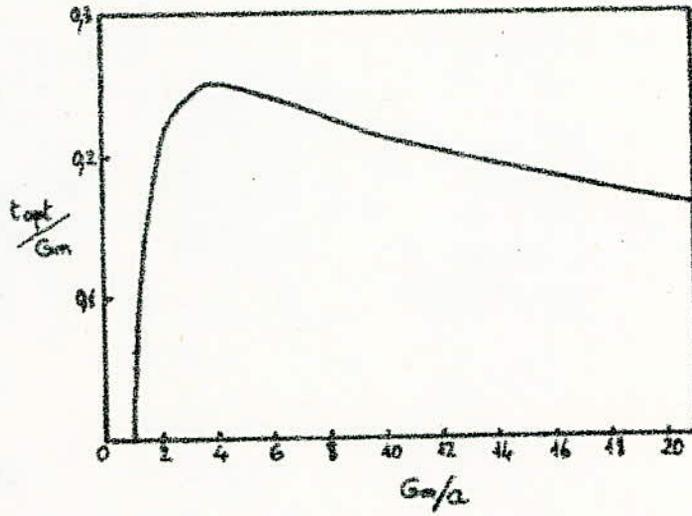
figVI-13



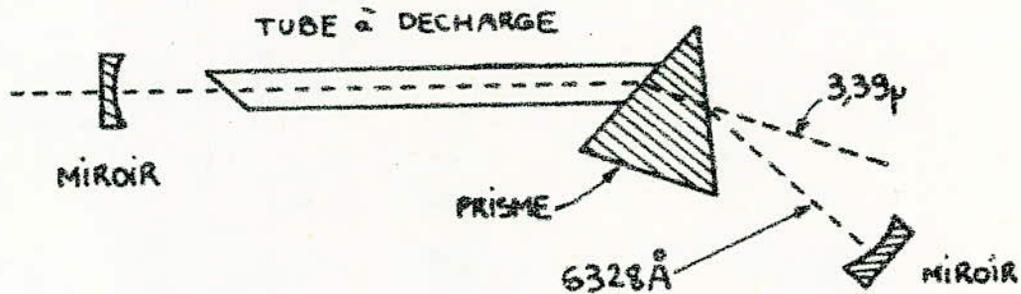
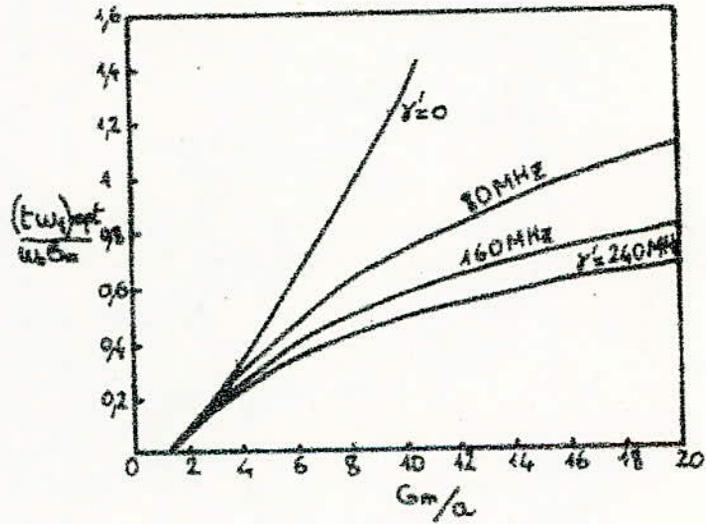
figVI-14



figVI-15



figVI-16



figVI-17

CHAPITRE VII: Dispositif expérimental :

I Remplissage des tubes lasers :

a) Description du banc :

Nous avons vu au chap VI, qu'il était nécessaire de vider le tube laser jusqu'au moins 10^{-6} torr, avant de le remplir avec le mélange He-Ne. On a donc monté un banc à vide, principalement composé d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile (type EO2 Edwards) piégée à l'azote liquide (Fig 2). Le montage est entièrement en pyrex, à part les conduites d'innox amenant l'He et le Ne vers le montage de verre. Ces conduites sont reliées au château de verre par l'intermédiaire de "tombak" verre-métal.

La liaison du château de verre à la sortie de la pompe secondaire est réalisée à l'aide d'un joint RTK.

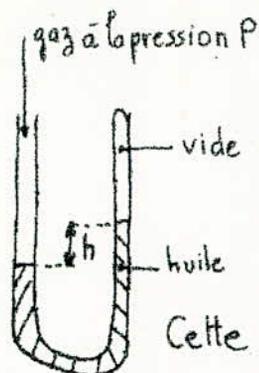
Nous avons placé, juste avant le tube laser à remplir, un petit piège à azote liquide, pour piéger les éventuelles remontées de vapeur d'huile (venant de la pompe secondaire) qui pollueraient le laser.

Le vide primaire est mesuré par une jauge à thermocouple J_1 et le secondaire par une jauge à ~~ionisation~~ J_2 . La plage de mesure de J_1 s'étend de 760torrs à 10^{-3} torrs et celle de J_2 de 10^{-3} à 10^{-6} torr. Le vide est réalisé dans tout le montage jusqu'au niveau des robinets des bouteilles de gaz. Les manomètres à huile sont aussi vidés des deux côtés du tube en "U"

b) Mesure des pressions He et Ne :

On a utilisé, pour la mesure des pressions d'He et de Ne, des manomètres à huile pour leur commodité d'utilisation et pour leur étalonnage unique pour n'importe quel gaz. Ce qui n'est pas le cas si on utilise des jauges à thermocouple. Ce choix a été aussi fait à cause du fait que les jauges du laboratoire ne possédaient ^{pas} une échelle de mesure suffisamment dilatée dans le domaine des pressions de travail (20,4 torr pour le Ne et 1 torr pour l'He).

Etalonnage du manomètre :



Nous avons dans ce cas la relation $P = \rho \cdot g \cdot h$

Connaissant $g \approx 10 \text{ m s}^{-2}$ et $\rho = 0,9 \text{ g/cm}^3 = \text{densité de l'huile}$
 et $1 \text{ atm} = 1,013 \cdot 10^6 \text{ baryes}$

On obtient la correspondance $1 \text{ torr} \rightarrow 15 \text{ mm}$
 de dénivellation

Cette correspondance est la même quel que soit le gaz.

Pour la mesure des pressions de l'ordre de $1 \text{ à } 2 \text{ torrs}$, la mesure est assez précise (dénivellation $h = 15 \text{ à } 30 \text{ mm}$). Pour la mesure de la pression du Ne ($\sim 0,1 \text{ torr}$), la dénivellation n'est que de $1,5 \text{ mm}$, ce qui rend toute mesure impossible. La résolution de ce problème consiste en l'utilisation de deux bonbonnes (ou réserves) B_1 et B_2 (fig 2) qui dilateront la mesure des pressions d'He et de Ne. Les volumes des réserves B_1 et B_2 sont respectivement V_1 et V_2 .

Le volume V_1 est très grand devant les autres volumes à gauche de R_1 .

Le volume V_2 est très grand devant les autres volumes à droite de R_2 .

Le volume V_E de l'enceinte E est très grand devant celui du laser.

Soit P_1 la pression d'He à laquelle le laser doit être rempli ($\sim 1 \text{ torr}$).

Soit P_2 la pression de Ne à laquelle le laser doit être rempli ($\sim 0,1 \text{ torr}$).

Par le choix des volumes V_1, V_2, V_E , on mesurera une pression de Ne de l'ordre du torr (dénivellation = 15 mm).

Pour remplir le tube, on suit les étapes suivantes :

- Lorsque le vide secondaire atteint 10^{-6} torr (les robinets $R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6, R_7, R_8, R_{10}$ sont ouverts) on ferme la vanne R_9 , c'est à dire que l'on ne pompe plus dans le montage.
- On ferme R_1 et R_2 puis R_4 et R_6
- On envoie de l'He à la pression P'_1 (mesure faite par M_1)

On envoie du Ne à la pression P_2' (mesure faite par M_2).

Pour faire le mélange He-Ne, on ouvre R_1 et R_2 , les pressions partielles d'He et de Ne sont respectivement, P_1 et P_2 . En supposant un écoulement lent des gaz on aura :

$$P_1' = \left(\frac{V_1 + V_2 + V_E}{V_1} \right) \cdot P_1 \quad \text{et} \quad P_2' = \left(\frac{V_1 + V_2 + V_E}{V_2} \right) \cdot P_2$$

On a donc $P_2' > P_2$; au lieu de mesurer une pression de Ne de l'ordre de 0,1 torr, on mesura une pression de 0,5 à 1 torr suivant le choix des volumes V_1 , V_2 et V_E .

c) dégazage du tube et de la cathode :

En fait avant de remplir, il faut faire dégazer les parois de verre du tube et la cathode. Le dégazage du verre est réalisé en chauffant le capillaire avec un bec Bunsen, tout en vidant en secondaire. En principe le dégazage de la cathode est réalisé en chauffant celle-ci dans un four H.F, tout en vidant.

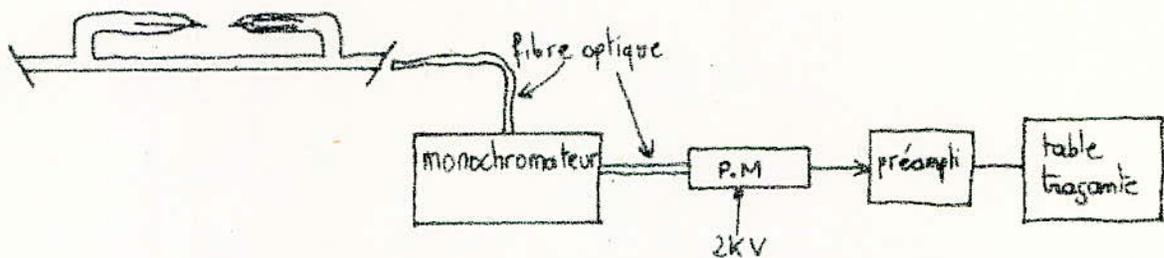
Nous n'avons pas utilisé cette méthode (qui est la meilleure et la plus efficace) car au laboratoire il n'y avait pas de four HF. Nous avons ^{utilisé} une autre méthode qui consiste à chauffer la cathode par l'intermédiaire du plasma He-Ne. Ce plasma est obtenu en remplissant le tube d'un mélange He-Ne (4 torr) et en excitant celui-ci avec un courant de l'ordre de 40 à 50 mA. Au bout de quelques minutes, des lueurs bleuâtres apparaissent au voisinage de la cathode (indication de l'existence d'un dégazage). Lorsque le mélange est pollué, on le pompe et on recommence l'opération précédente. 48 heures de cycles consécutifs

(vide-remplissage - décharge - vide) n'ont pas permis une pureté du mélange He-Ne. La présence d'atomes ou molécules étrangers dans le plasma He-Ne diminue le gain du milieu amplificateur He-Ne, en diminuant le transfert d'énergie collisionnelle entre l'He et le Ne. (des collisions indésirables ont lieu entre les atomes d'He et les molécules dégazées par la cathode).

Nous avons étudié le spectre de la lumière émise par le plasma He-Ne en le comparant au spectre émis par la décharge d'un tube He-Ne correctement rempli (ce tube provient du laser que l'on utilise pour régler la cavité).

Nous avons trouvé des raies en plus, ce qui confirme qu'il y a des molécules étrangères. Ce sont très probablement des molécules d'oxygène. Nous avons observé l'évolution du dégazage avec le temps en relevant des spectres toutes les heures. L'intensité des raies suspectes augmentait à chaque nouveau relevé de spectre; ce qui confirme bien que le dégazage augmente avec le temps de fonctionnement de la décharge.

Schéma de principe utilisé pour relever les spectres :



Les résultats obtenus précédemment ont été relevés lors du remplissage d'un ancien tube He-Ne "Cilas" dont l'He avait complètement diffusé.

Auparavant nous avons réalisé au laboratoire, un tube laser qui n'a donné aucun résultat à cause de la petite taille de la cathode dont nous disposions. À cause de la très petite longueur de la cathode (3 cm), le dégazage était trop important (voir chap VI: choix de la longueur de la cathode). Nous avons donc essayé de remplir le tube "Cilas", précédemment cité, mais sans succès. La présence d'impuretés dans le mélange diminue le gain du milieu (vu précédemment); si le gain n'est pas suffisant pour compenser les pertes, il n'y aura pas d'oscillation, ce qui a été le cas pour le tube que nous avons rempli.

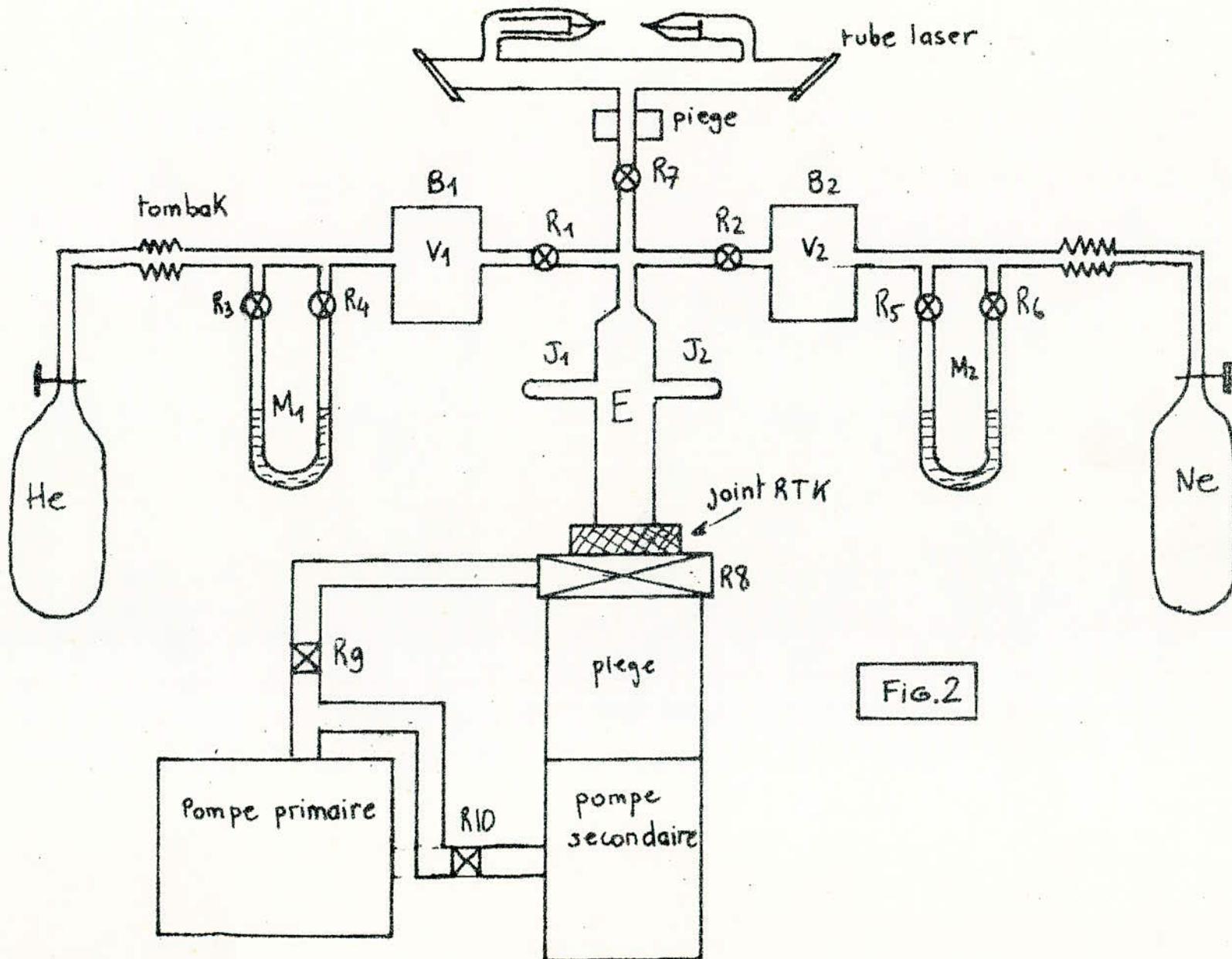


FIG.2



II Techniques de réglage d'une cavité laser :

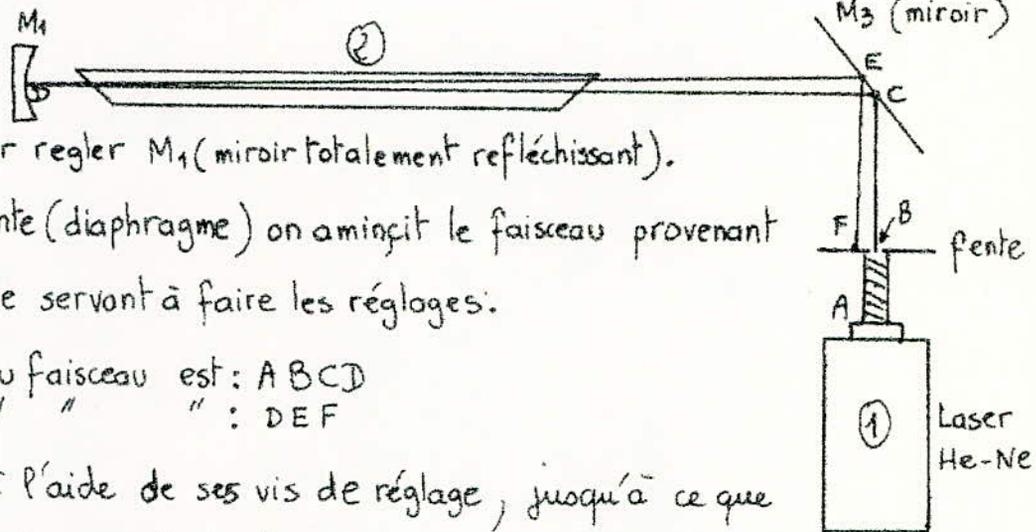


le principe de réglage d'une cavité laser consiste en :

- Alignement des miroirs M_1 et M_2 avec l'axe du capillaire.
- parallélisme des miroirs M_1 et M_2 tout en étant perpendiculaire à l'axe laser.

1^{ère} méthode :

opération 1 :



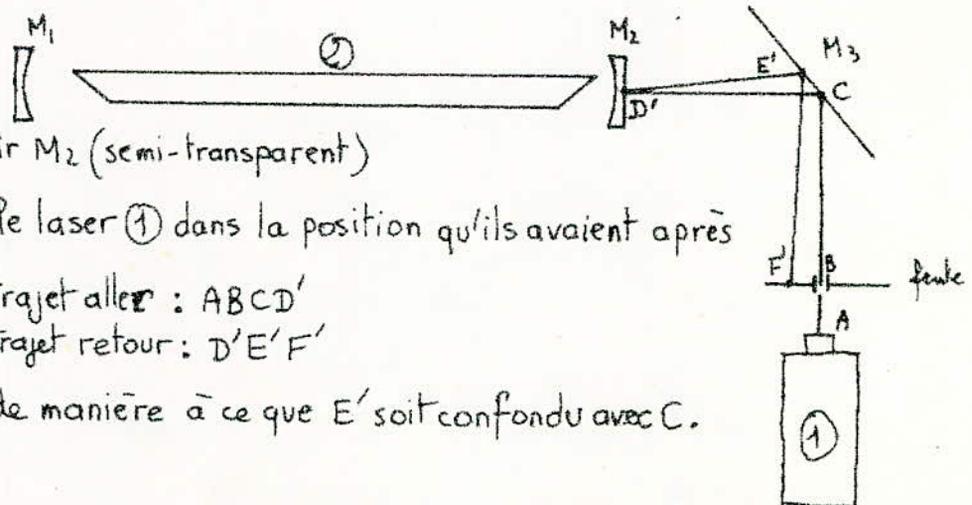
On commence par régler M_1 (miroir totalement réfléchissant).

A l'aide d'une fente (diaphragme) on aminçit le faisceau provenant du laser ① He-Ne servant à faire les réglages :

Le trajet aller du faisceau est : ABCD
 Le trajet retour " " " : DEF

On règle M_1 à l'aide de ses vis de réglage, jusqu'à ce que la tache E coïncide avec la tache C.

opération 2 :



On place le miroir M_2 (semi-transparent)

On laisse M_3 et le laser ① dans la position qu'ils avaient après

l'opération 1. Trajet aller : ABCD'
 Trajet retour : D'E'F'

On règle M_2 de manière à ce que E' soit confondu avec C.

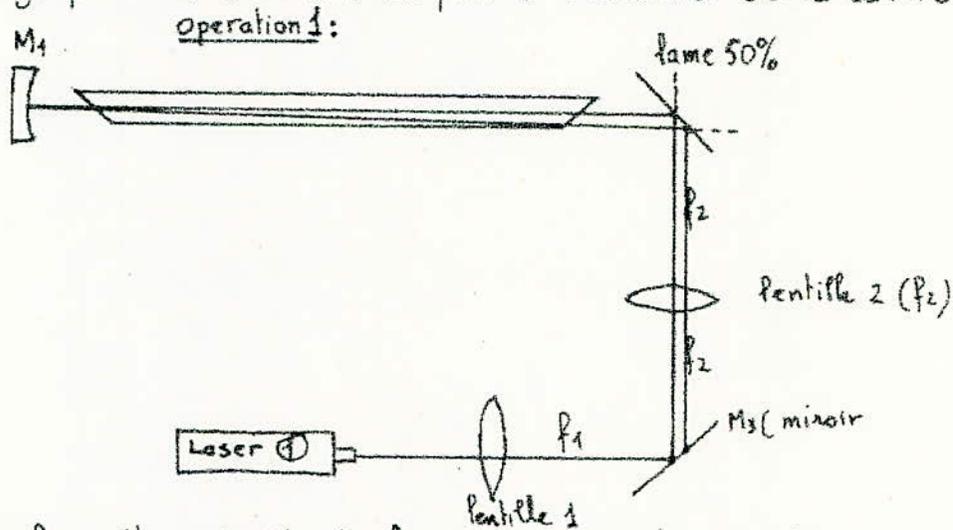
Opération 3 :

On fait le réglage fin avec le laser ② en fonctionnement, en cherchant le maximum d'intensité de sortie.

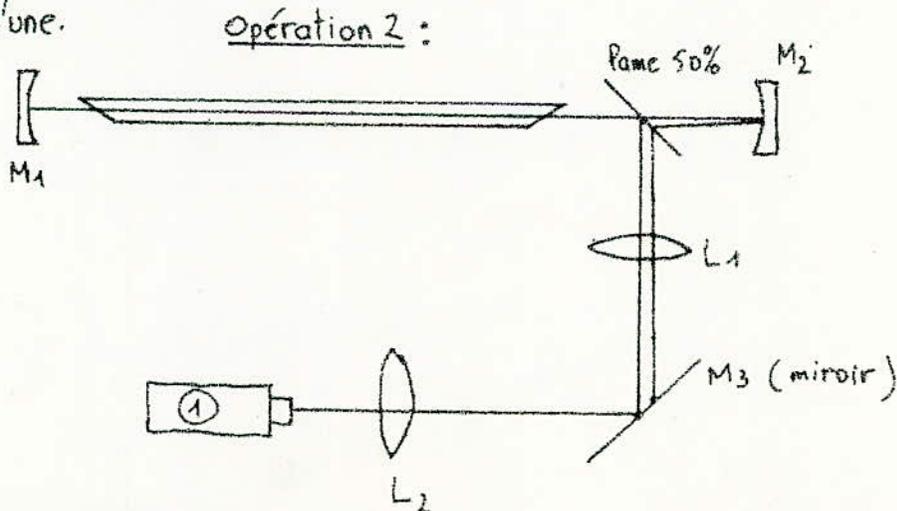
Nous avons fait le réglage sur la cavité d'un laser "cilas", avec succès. Pour vérifier que le réglage était correct, nous avons utilisé le tube à décharge du laser ①, que nous avons placé dans la cavité du laser ②, le système a lasé. Le réglage de la cavité avait donc été correctement réalisé.

2^{ème} méthode:

On utilise une lame semi-transparente (50%) et deux lentilles, en plus. Le réglage pour les 2 miroirs se fait à l'intérieur de la cavité.



On règle la position de M_1 de façon à ce que les 2 taches sur M_3 n'en fassent plus qu'une.



On place le miroir M_2 , que l'on règle de façon qu'il n'y ait qu'une seule tache sur le miroir M_3 .

Opération 3:

On fait un réglage fin avec le tube à décharge en fonctionnement.

Le miroir M_3 est placé au foyer de L_1 et L_2 . Ainsi Les faisceaux aller et retour sont focalisés sur $M_3 \Rightarrow$ tache très fine \Rightarrow précision pour le recouvrement des 2 taches lorsque le réglage est bien fait.

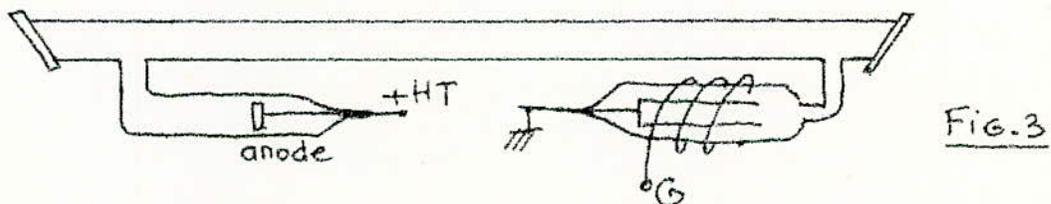
III ALIMENTATIONS :

Nous avons réalisé une alimentation DC et une alimentation HF.

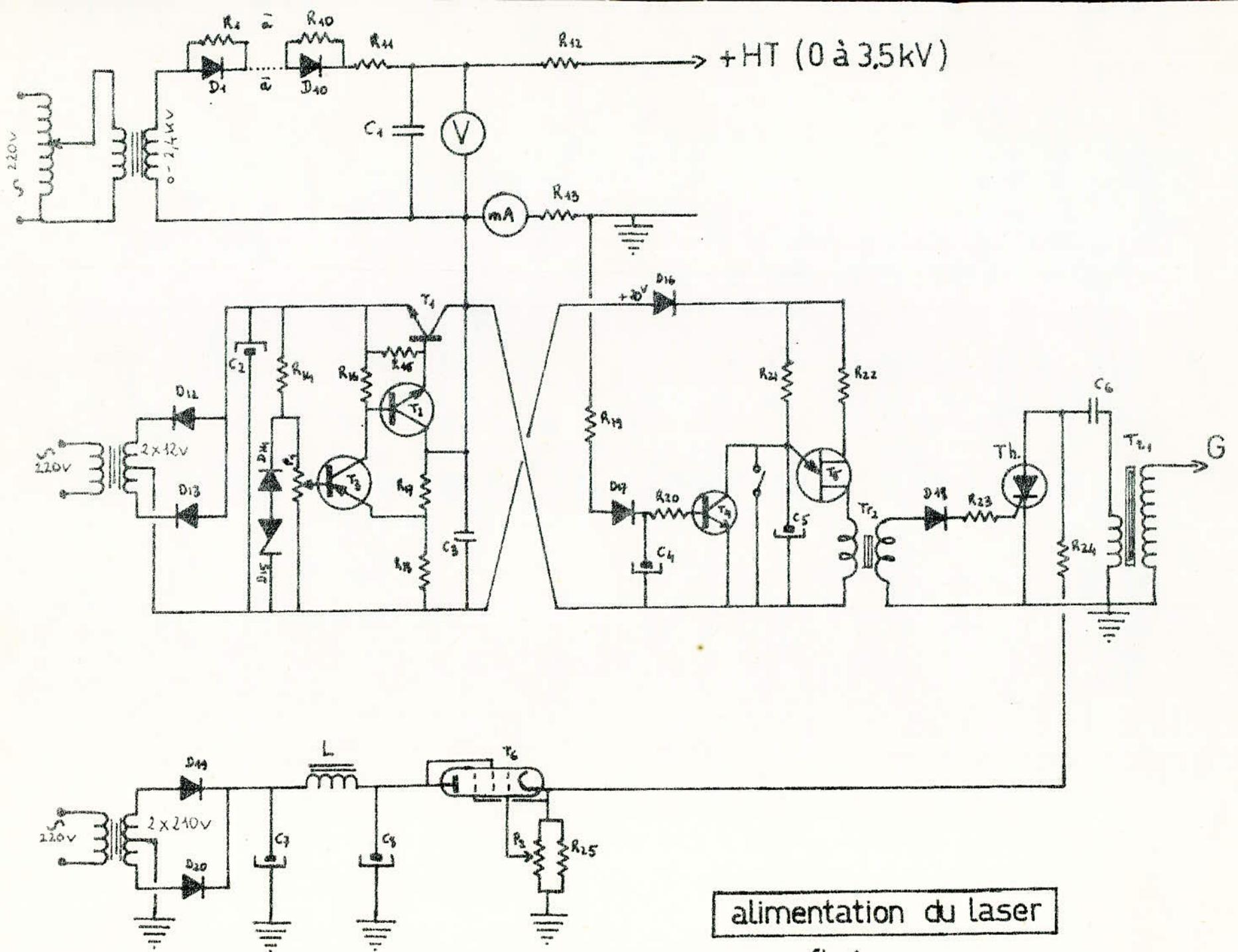
a) Alimentation D.C : Elle consiste en une alimentation variable $0 \rightarrow 3,5 \text{ kV}$ continue filtrée et en un générateur d'impulsion 10 kV . (voir Fig. 1).

- alimentation variable $0 - 3,5 \text{ kV}$: Le primaire du transfo. ($220 \text{ V} - 2400 \text{ V}$) est alimenté par un alternostat. Au secondaire on obtient donc une tension pouvant varier de 0 à 2400 V , après redressement par des diodes (D_1 à D_{10}) et filtrage par C_1 , on dispose au point "HT" d'une tension continue variant de 0 à 3500 V . R_{12} sert à limiter le courant dans le tube laser. (ballast).

- générateur d'impulsion 10 kV : Ces impulsions servent à amorcer la décharge dans le tube laser; Car $3,5 \text{ kV}$ entre anode et cathode ne suffit pas pour assurer l'amorçage. On applique alors une impulsion de 10 kV entre la cathode et une spire métallique autour du tube de verre (Fig 3).



Les impulsions 10 kV sont disponibles au point \odot (Fig 2). Ces impulsions ont une fréquence de récurrence de 1 Hz . Lorsque le tube est amorcé, la présence des impulsions n'est plus nécessaire, la conduction dans le tube est assurée par la HT. On a donc prévu un dispositif automatique d'arrêt des impulsions. Lorsque le tube s'est amorcé, la tension aux bornes de R_{13} sature $T_4 \rightarrow C_5$ est court-circuité $\rightarrow T_5$ n'oscille plus \rightarrow la gachette de T_h ne reçoit plus d'impulsions \rightarrow en \odot les impulsions 10 kV n'existent plus.



alimentation du laser

fig1

Ref.	valeurs	Ref.	valeurs	Ref.	valeurs
R ₁ à R ₁₀	1M Ω - 1W	R ₂₅	82K Ω - 2W	D ₁₉ , D ₂₀	BY127
R ₁₁	8,3K Ω - 16W	P ₁	2,2K Ω - bobine	T ₁	2N3055
R ₁₂	56K Ω - 40W	P ₂	500K Ω -	T ₂	2N697
R ₁₃	120 Ω - 2W	C ₁	8 μ F - 5000V	T ₃	2N1132
R ₁₄	3,9K Ω - 1/2W	C ₂	1000 μ F - 64V	T ₄	BC107
R ₁₅	560 Ω - 1/2W	C ₃	0,1 μ F	T ₅	2N2646
R ₁₆	1,2K Ω - 1/2W	C ₄	4 μ F - 10V	T ₆	EL84
R ₁₇	180 Ω - 2W	C ₅	1 μ F - 22V	T _h	Thyristor 400V - 1A
R ₁₈	120 Ω - 2W	C ₆	1 μ F - 500V	T _{2g}	bobine d'impulsion 20KV
R ₁₉	15K Ω - 1/2W	C ₇ , C ₈	50 μ F - 500V		
R ₂₀	150K Ω - 1/2W	L	inductance de filtrage 100mA		
R ₂₁	300K Ω - 1/2W	D ₁ à D ₁₀	BY127		
R ₂₂	220 Ω - 1/2W	D ₁₂ , D ₁₃	18J2		
R ₂₃	1K Ω - 1/2W	D ₁₄ , D ₁₆ D ₁₇ , D ₁₈	BAX13		
R ₂₄	39K Ω - 2W	D ₁₅	ZENER 5V		

NOMENCLATURE de L'ALIMENTATION

b) Alimentation HF :

La fig 4 donne le schéma de principe du générateur HF de puissance que nous avons réalisé (40 MHz). Il est destiné à amorcer la décharge et à la maintenir, par des électrodes en cuivre à l'extérieur du tube.

C'est une solution intéressante, car l'absence d'électrodes internes supprime le problème du dégazage de la cathode.

Le principal inconvénient de l'excitation HF des lasers He-Ne est que l'on ne connaît pas les conditions dans lesquels le gaz est excité. Cela est dû au fait que les chercheurs n'ont pas approfondie l'étude du laser He-Ne excité par la HF (ce qui n'est pas le cas de la décharge DC). L'excitation HF a été très vite abandonnée à cause des parasites importants qu'elle causait.

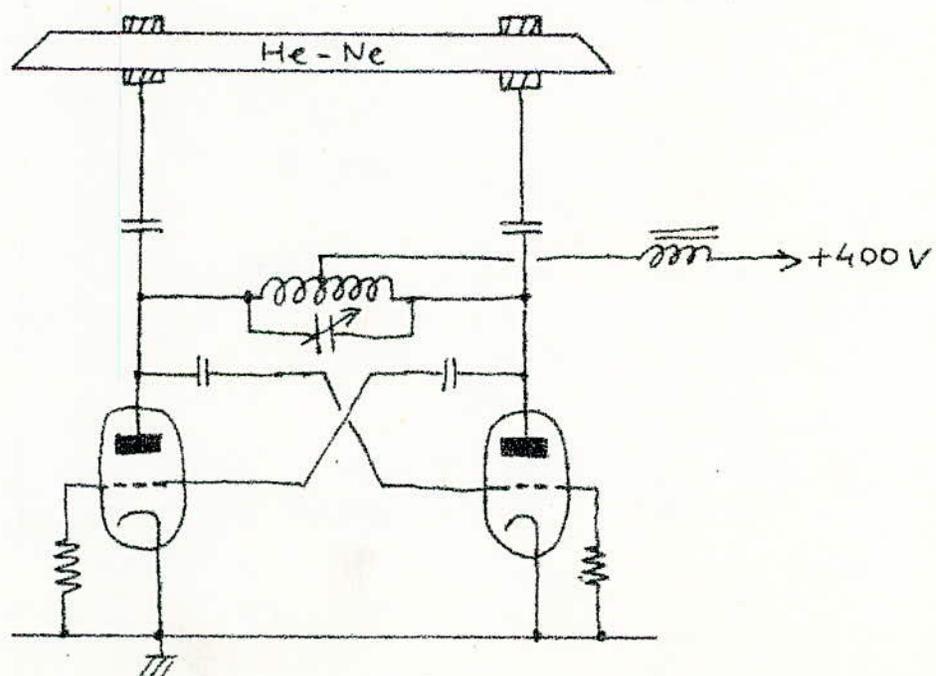


Fig. 4

ANNEXES.

A.I. PROFIL DES RAIES.

Toute raie est caractérisée par une largeur naturelle (intrinsèque).

En effet; soient τ_i et τ_j les temps de vie des niveaux i, j , d'énergie E_i et E_j , respectivement. On suppose que $E_i > E_j$ et que la transition radiative $i \rightarrow j$ est permise.

$$E = E_i - E_j = h\nu_{ij} \Rightarrow \Delta E = h\Delta\nu_{ij} = \hbar\Delta\omega_{ij}; \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

Le principe d'incertitude d'HENSENBERG nous donne:

$$\Delta E \cdot \tau = \hbar$$

Soit : $\hbar \cdot \Delta\omega_{ij} \cdot \tau = \hbar$ d'où : $\Delta\omega_{ij} = \frac{1}{\tau}$ avec :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \quad \text{D'où :}$$

$$\boxed{\Delta\omega_{ij} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j}}$$

$$\text{ou } \boxed{\Delta\nu_{ij} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \right)} \quad (A - 1)$$

$\Delta\omega_{ij}$ représente la largeur naturelle de la raie à mi-hauteur.

Dans la pratique on assiste toujours à des élargissements de cette raie. On distingue 2 grandes causes d'élargissement.

- Élargissement par effet Doppler ou ⁱⁿhomogène.
- Élargissement par collisions entre particules qui rayonnent (atomes ou molécules) ou élargissement ~~in~~ homogène.

A.I.1. ELARGISSEMENT ⁱⁿHOMOGENE.

Cet élargissement est dû à l'agitation thermique des atomes.

\vec{v} est la vitesse d'un atome, d'un gaz à la température T , émettant un rayonnement E.M. Soit ν_0 la fréquence exacte de la transition. Un observateur fixe voit dans la direction OX une fréquence ν (voir fig. A - 1), à cause de l'effet Doppler. On a alors :

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v}{c} \cdot \cos \theta = \frac{v_x}{c} \quad (A - 2)$$

Avec : $v_x = v \cos \theta$.

A la température T ($T = \text{Cste}$) du gaz, on a une distribution Maxwellienne des vitesses. La probabilité pour que les vitesses des atomes dans la direction OX soient comprises entre v_x et $v_x + dv_x$ est proportionnelle à :

$$\exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right)$$

$$P(v) dv = P_0 \exp\left(-\frac{mc^2}{2kT} \cdot \frac{(v-v_0)^2}{v_0^2}\right) \cdot dv$$

En remplaçant v_x par sa valeur prise dans la relation (A-2).

Pour normaliser l'aire de la courbe on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(v) dv = P_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mc^2}{2kT v_0^2} (v-v_0)^2\right) \cdot dv = 1$$

On trouve :

$$P_0 = \frac{c}{v_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}$$

La largeur à mi-hauteur est donnée par : $\exp\left(-\frac{m}{2kT} \left(\frac{c}{v_0}\right)^2 \left(\frac{\Delta v}{2}\right)^2\right) = \frac{1}{2}$; $\Delta v_D = (v-v_0) \cdot 2$

Soit :

$$\Delta v_D = \frac{2v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} \cdot \text{Log} 2}$$

Sachant que :

$$M = \mathcal{N} m \quad \text{et} \quad R = k \mathcal{N}$$

M : masse atomique.

R : constante des gaz parfait.

\mathcal{N} : nombre d'Avogadro.

On a :

$$\Delta v_D = \frac{2v_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{M} \cdot \text{Log} 2}$$

A.1.2. ELARGISSEMENT HOMOGENE.

La distribution en fréquence ne peut se calculer que d'une manière statistique. H.A. Lorentz a montré que si la fréquence des collisions est petite par rapport à la fréquence ν_0 non perturbée du rayonnement, la distribution d'une raie élargie par collision est donnée par :

$$g(\nu) = \frac{\Delta \nu}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu-\nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta \nu}{2}\right)^2}$$

Le terme $\frac{\Delta \nu}{2\pi}$ permet de normaliser l'aire de la courbe :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1$$

$\Delta \nu$ est la largeur de bande à mi-puissance.

Sur la fig. (A - 2), on compare les 2 types de courbes de Gauss et de Lorentz qui ont la même largeur $\Delta \nu$.

On a alors : Courbe de Gauss

Courbe de Lorentz

$$G_p = \frac{2}{\Delta \nu} \sqrt{\frac{\text{Log} 2}{\pi}} = \frac{0,939}{\Delta \nu} ; \quad L_p = \frac{2}{\pi \Delta \nu} = \frac{0,639}{\Delta \nu} \approx \frac{2}{3} G_p$$

Dans le cas réel, il y a toujours à la fois des causes d'élargissement homogène et inhomogène. Leur association conduit à des raies compliquées.

Très souvent l'un des phénomènes est prépondérant et on peut alors se contenter de négliger les autres.

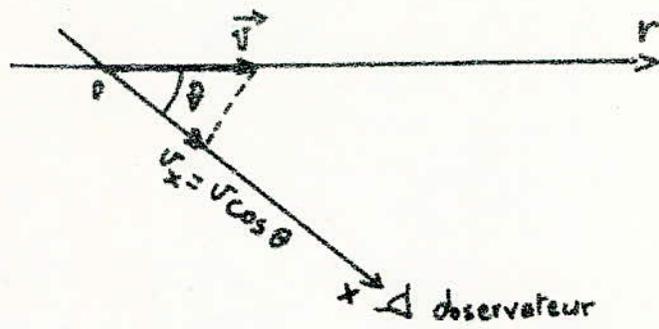


Fig. A-1

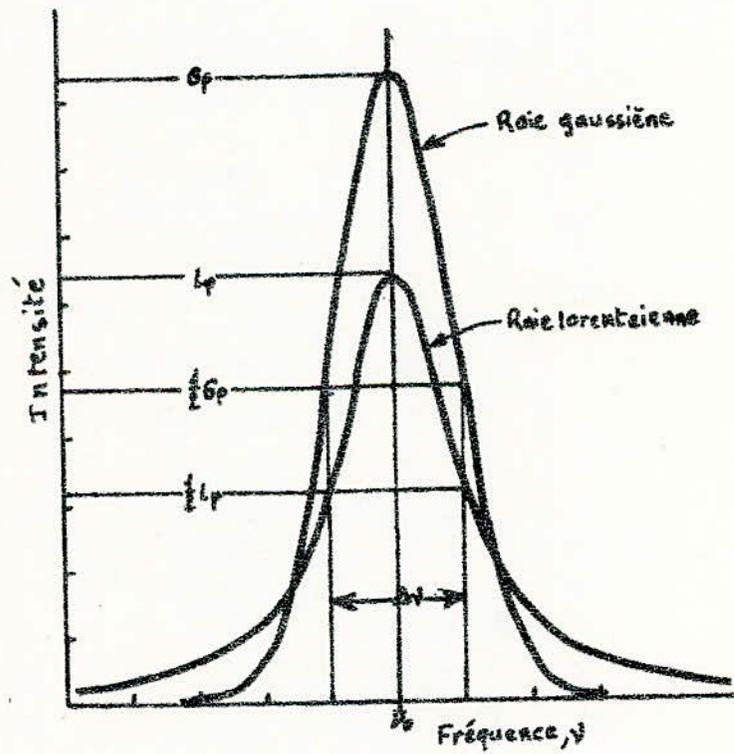


Fig. A-2

A.II. FENETRES DE BREWSTER.

Considérons une onde TEM incidente sur une surface de séparation de 2 diélectriques. On considère les 2 cas suivants :

- 1) Onde polarisée dans le plan d'incidence (//).
- 2) Onde polarisée normalement au plan d'incidence (\perp).

ONDE POLARISEE DANS LE PLAN D'INCIDENCE. voir fig. A - 3 .

Nous avons les relations suivantes :

$$\sin \theta_1 = (1/n) \cdot \sin \theta_0 \quad (A-3)$$

$$n = (\epsilon_1 \mu_1 / \epsilon_0 \mu_0)^{\frac{1}{2}}$$

Avec :

C'est la loi de SNELL (ou de Réfraction de DESCARTES).

$$E_t = \frac{Z_1 \cos \theta_1 - Z_0 \cos \theta_0}{Z_1 \cos \theta_1 + Z_0 \cos \theta_0} \cdot E_i \quad (A-4)$$

Avec :

$$Z_1 = \frac{E_t}{H_t} = (\mu_1 / \epsilon_1)^{\frac{1}{2}} ; Z_0 = \frac{E_r}{H_r} = (\mu_0 / \epsilon_0)^{\frac{1}{2}} \quad (A-5)$$

ONDE POLARISEE NORMALEMENT AU PLAN D'INCIDENCE. voir fig. A - 4 .

Dans ce cas par rapport au précédent, les variations de E_1 et H_1 sont permutés. La loi de SNELL reste toujours valable (relations A - 3).

On trouve :

$$E_r = \frac{Z_1 \cos \theta_0 - Z_0 \cos \theta_1}{Z_1 \cos \theta_0 + Z_0 \cos \theta_1} \cdot E_i \quad (A-6)$$

Z_1 et Z_0 sont donnés par les relations A - 5 .

A.II.1 ANGLE DE BREWSTER .

On définit un coefficient de réflexion pour les 2 sortes de polarisation.

Soient :

$$R_{//} = (E_r/E_i)^2 \text{ donné par la relation A-4}$$

Et

$$R_{\perp} = (E_r/E_i)^2 \text{ donné par la relation A-6}$$

$R_{//}$ et R_{\perp} représentent les coefficients de réflexion pour les polarisations // et \perp , respectivement. Leur variation en fonction de l'angle d'incidence θ_0 est donnée par la figure A - 5 .

L'angle de BREWSTER correspond à $\theta_i = \theta_b$ quand $R_{//} = 0$. C'est à dire dans le cas d'une transmission totale de l'onde incidente de polarisation // .

Sachant que : $R_{//} = (E_r/E_i)^2 = 0$

Et tenant compte des relations, A - 3 , A - 5 et A - 4 ,

On peut tirer :

$$\sin \theta_b = \left(\frac{1 - \mu_1 \epsilon_0 / \mu_0 \epsilon_1}{1 - (\epsilon_0 / \epsilon_1)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (A - 7)$$

Le plus souvent on a : $\mu_1 = \mu_0$

Alors la relation A - 7 devient :

$$\sin \theta_b = \frac{1}{(1 + \epsilon_0 / \epsilon_1)^{\frac{1}{2}}} \quad , \text{ soit } \boxed{\operatorname{tg} \theta_b = n} \quad (A - 8)$$

$$\text{Avec } n = (\epsilon_1 / \epsilon_0)^{\frac{1}{2}} = \epsilon_r^{\frac{1}{2}} .$$

III.2. FENETRES EN QUARTZ 5 (LASER He-Ne, RAIE 6328 Å).

Considérons la fig. A - 6 . Dans ce cas la fenêtre possède une certaine épaisseur. La transmission de l'onde polarisée // est totale si :

- Sur la surface (1), on a : $\operatorname{tg} \theta_b = n$.
- Sur la surface (2), on doit avoir : $\operatorname{cotg} \theta_1 = n$

Et avec la relation de SNELL on déduit :

$$\theta_1 = \left(\frac{\pi}{2} \right) - \theta_b$$

Le faisceau incident reste parallèle à lui-même à la sortie de la fenêtre.

La fig. A - 7 montre comment sont disposées les fenêtres sur le tube dans le cas du laser à He-Ne.

Si l'on veut une transmission complète de la 6328 Å on doit avoir :

$$\operatorname{tg} \theta_b = 1,54 \quad , \text{ soit } \theta_b = 57^\circ$$

L'indice de réfraction du quartz pour $\lambda = 6328 \text{ Å}$ est , $n = 1,54$

Le tube est donc coupé à ses extrémités avec un angle de $\alpha = 33^\circ$ par rapport à l'axe du laser.

Donc, en résumé, avec des fenêtres de BREWSTER on a une transmission complète de la 6328 Å polarisée //. La même onde mais dans la polarisation \perp , n'est transmise que partiellement; il n'y aura donc pas d'oscillation de celle-ci dans la cavité laser.

Les fenêtres de BREWSTER permettent aussi une polarisation de l'onde (//) à la sortie du laser.

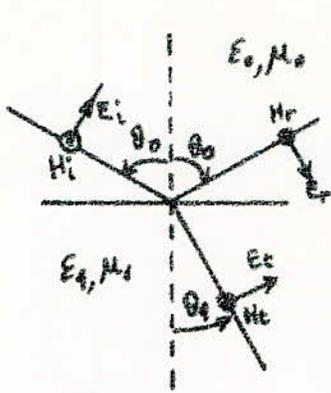


Fig. A-3

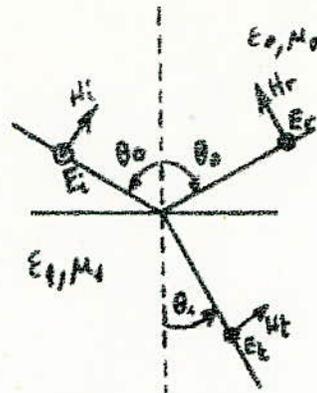


Fig. A-4

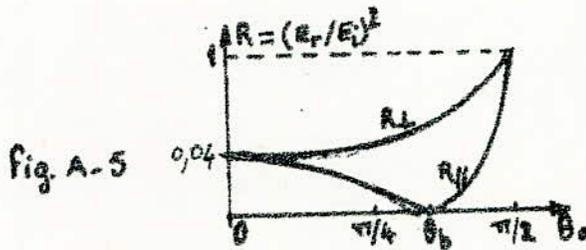


Fig. A-5

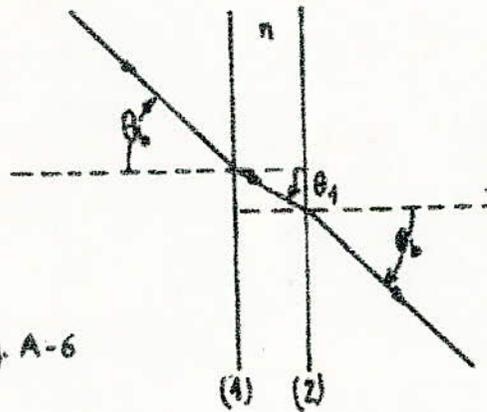


Fig. A-6

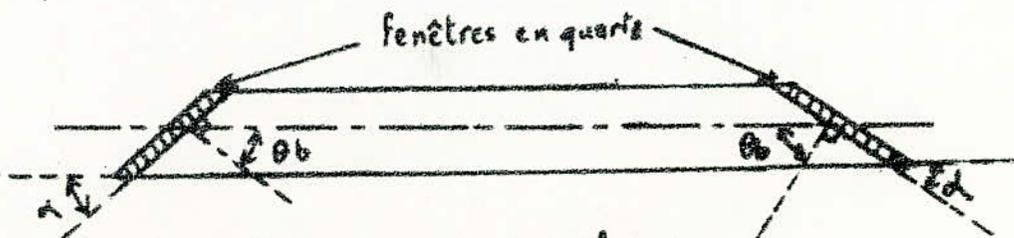


Fig. A-7. pour la raie 6328 \AA on a:
 $\theta_b \approx 57^\circ$ soit $\alpha \approx 33^\circ$

A. III. DIFFUSION DE L'HELIUM.

Pour étudier la diffusion de l'He, la partie laser He-Ne est représentée par:

- Le milieu actif (amplificateur) de volume V_1 à une pression partielle P_1 .
- Un compartiment de volume V_2 à la pression d'He P_2 .
- L'environnement (milieu extérieur) avec un volume V_3 proche de l'infini et une pression partielle d'He $P_3 = 0$. (voir fig. A - 8).

RELATION DE DIFFUSION :

Les molécules de gaz diffusent dans la membrane de quartz du tube laser. Elles sont régies par l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \nabla^2 n \quad (A - 9)$$

n = concentration des molécules de gaz sur la membrane,
 t = le temps et D = coefficient de diffusion.

Pour trouver la relation décrivant la diffusion de l'He; à travers les parois du tube laser, il faut considérer les conditions aux limites définies par la géométrie du tube.

Pour deux chambres de volumes V et V' séparées par une membrane plane, le volume V est rempli instantanément à la pression P à l'instant $t = 0$, ROGERS (1954) trouve la solution de l'équation A - 9 pour $P \gg P'$

$$\frac{dP'}{dt} = \frac{A \cdot k \cdot P}{V' \cdot d} \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} 2(\cos m\pi) \cdot \exp\left(-m^2 \pi^2 \frac{Dt}{d^2}\right) \right\} \quad (A - 10)$$

A = surface de la membrane.
 d = épaisseur de la membrane.
 P' = pression dans le volume V' .
 k = perméabilité de la membrane.

Après un instant t_s , caractérisant la saturation, la sommation des termes dépendant du temps tend vers zéro et la solution devient :

$$\frac{dP'}{dt} = \frac{A \cdot k \cdot P}{V' \cdot d} \quad (A - 11)$$

ROGERS a déduit pour une membrane cylindrique.

$$\frac{dP'}{dt} = \frac{2\pi \cdot h \cdot k \cdot P}{V' \cdot \ln(a/b)} \quad (A - 12)$$

a = rayon extérieur du cylindre.
 b = rayon intérieur du cylindre.
 h = longueur du cylindre.

L'équation A - 12 est valable pour une diffusion radiale vers l'extérieur ou vers l'intérieur de la chambre cylindrique. Elle se réduit à l'équation A - 11 quand l'épaisseur des parois cylindriques est petite devant le rayon a.

WILLIAMS (1961) donne la perméabilité k :

$$k = k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (\text{A} - 13)$$

E = énergie d'activation.

T = température absolue.

R = constante des gaz parfaits.

Les hypothèses suivantes sont nécessaires pour tirer les équations d'écoulement

i) Les chambres 1 et 2 d'un tube laser présaturé sont remplies à des pressions initiales $P_1(0)$ et $P_2(0)$. (Fig A-8)

ii) $\frac{dP_1}{dt} = 0$ et $\frac{dP_2}{dt} = 0$ à $t = 0$

iii) Après la saturation initiale, le quartz demeure saturé jusqu'à ce que le tube soit vidé.

iv) Quand des pressions convenables sont appliquées aux 2 faces de la membrane saturée, il y a diffusion dans les 2 sens et la résultante sera leur superposition.

Ces hypothèses permettent de dire que le flux des molécules de gaz à travers la membrane sera proportionnel à la différence des pressions.

Pour le laser He-Ne de la fig. A - 8 les relations de diffusion sont :

$$\frac{dP_1}{dt} = \frac{2\pi h k'}{V_1 \cdot \ln(a/b)} \cdot (P_2 - P_1) - \frac{A_1 \cdot k}{V_1 \cdot d} \cdot P_1 \quad (\text{A} - 14)$$

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{2\pi h k'}{V_2 \cdot \ln(a/b)} \cdot (P_1 - P_2) - \frac{A_2 \cdot k}{V_2 \cdot d} \cdot P_2 \quad (\text{A} - 15)$$

d est l'épaisseur de la paroi extérieur du laser.

$$k' = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right)$$

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right)$$

Les premiers termes des équations A - 14 et A - 15 donnent la diffusion à travers la paroi du capillaire entre le milieu actif et le compartiment de volume V_2 .

Les seconds termes donnent la diffusion vers l'atmosphère.

La perméabilité est une fonction croissante avec la température.

Donc la perte d'He croit avec la température du tube . Le pyrex possède une perméabilité (à l'He) plus faible que celle du quartz. Donc la perte d'He dans un tube en pyrex est moins importante que pour un tube en quartz.

L'effet immédiat de la diffusion de l'He est une diminution de la puissance de sortie du laser avec le temps.

EXEMPLE :

Un laser He-Ne "Spectra Physics" modèle 115 après 6 années a vu sa puissance de sortie passer de 3 mW à 0,55 mW .

On a vu que la diffusion se faisait dans les 2 sens . Il est donc possible de remplir un tube laser en faisant diffuser de l'He de l'extérieur vers l'intérieur du capillaire . Pour cela il suffit de mettre le tube dans une atmosphère d'He à une pression de 760 torrs.

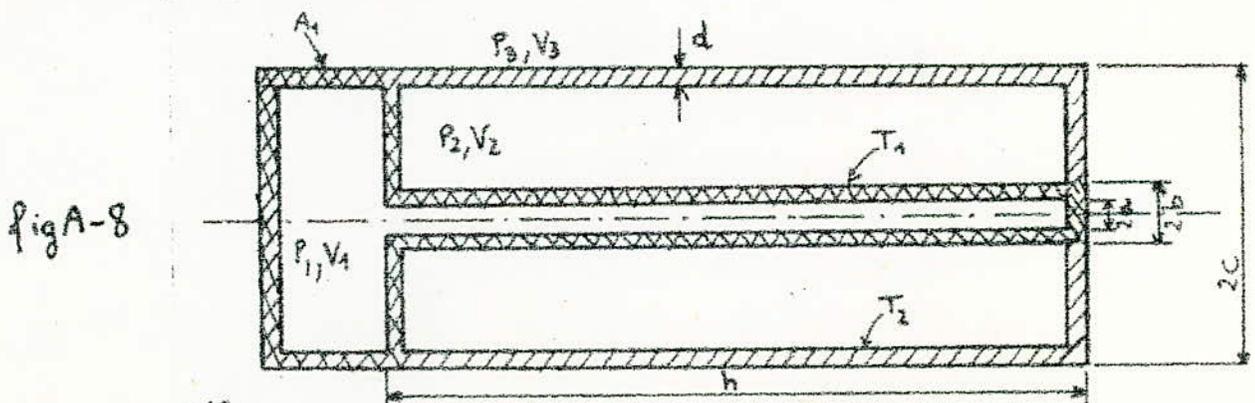
KENNETH et BROWN ont montré qu'en réremplissant des tubes He-Ne de cette manière, la puissance de sortie reprenait sa valeur initiale.

EXEMPLES :

a) Un laser "Spectra Physics" modèle 115, a vu sa puissance de sortie passer de 3 mW à 0,55 mW en 6 ans. Après avoir passé 3 jours dans un caisson rempli d'He, sa puissance de sortie est remontée à 3 mW.

b) Un laser "Optics Technology 195", après une année avait une puissance de 1,5 mW. Après 18 heures dans une atmosphère d'He, sa puissance est remontée à 5 mW.

Cette méthode de reremplissage des lasers He-Ne est avantageuse, car en évitant l'ouverture du tube on supprime les problèmes de dégazage de la cathode et des parois de verre.



Réf:

W.N Peters, E.K Stein (Journal of scientific instruments) 1970

K.W Ehlers, Brown (R.S.I) 1970

A.IV. LES MODES D'OSCILLATION DANS UNE CAVITE LASER.

Dans le Chap. IV, on n'a considéré que les modes longitudinaux notés TEM_{00} . Dans une cavité il existe aussi des modes transverses, notés TEM_{mn} avec m et n des entiers. Pour une longueur donnée de cavité, le mode TEM_{00} ou mode fondamental est le plus important. La plupart des lasers oscillent sur celui-ci.

A.IV.1. LE MODE FONDAMENTAL (TEM_{00}).

Une composante μ du champ de la lumière cohérente satisfait à l'équation d'onde scalaire:

$$\nabla^2 \mu + k^2 \mu = 0 \quad (A-16)$$

Une solution de l'équation (A-16) pour un faisceau se déplaçant dans la direction z , est de la forme:

$$\mu = \psi(x, y, z) \exp(-jkz) \quad (A-17)$$

ψ est une fonction complexe. On suppose qu'elle varie peu avec z de manière à ce que $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ soit négligeable.

Portant l'équ. (A-17) dans (A-16), on obtient:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (A-18)$$

L'équ. (A-18) a pour solution (la plus simple):

$$\psi(x, y, z) = \exp\left\{-j\left(p + \frac{k}{2q} r^2\right)\right\} \exp(-jkz) \quad (A-19)$$

Avec :

$$-r^2 = x^2 + y^2, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

- $p = p(z)$, $q = q(z)$ des paramètres complexes.

Reportant (A-19) dans (A-18), on tire en comparant les termes d'égale puissance en r :

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{j}{q}$$

$p(z)$ et $q(z)$ étant complexes on peut les écrire sous les formes suivantes:

$$p(z) = R(z) + jL(z)$$

$$q(z) = M(z) + jK(z) \quad ; \quad R(z), L(z), M(z) \text{ et } K(z) \text{ sont réels.}$$

L'équation (A-19) s'écrira :

$$\psi(x, y, z) = \exp\left\{-j\left(R(z) + jL(z) + \frac{k}{2(M(z) + jK(z))} r^2\right)\right\} \exp(-jkz)$$

Ou :

$$\psi(x, y, z) = \exp\left\{jL(z) - jR(z) - j\left(\frac{MR(z)}{|q(z)|^2} - j\frac{K(z)}{|q(z)|^2}\right) \cdot \frac{k}{2} r^2\right\} \exp(-jkz) \quad (A-20)$$

Avec :

$$|q(z)|^2 = M^2(z) + K^2(z)$$

On avait : $\frac{\partial q}{\partial z} = 1 = \frac{\partial M(z)}{\partial z} + j \frac{\partial K(z)}{\partial z}$

D'où :
$$\left. \begin{aligned} M(z) &= z + M(0) \\ K(z) &= K = \text{Cste} \end{aligned} \right\} \quad (A-21)$$

Posons :
$$M(z)/|q(z)|^2 = \frac{1}{f(z)} \quad \text{et} \quad K(z)/|q(z)|^2 = \frac{2}{k} \cdot \left(\frac{1}{\Omega(z)}\right)^2 \quad (A-22)$$

Tenant compte de (A-22), (A-20) devient :

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(z) \exp\left\{-\frac{n^2}{\Omega^2(z)}\right\} \cdot \exp\left\{-j \frac{k}{2} \frac{n^2}{f(z)}\right\} \quad (A-23)$$

Avec :

$$\Psi(z) = \exp\{+L(z)\} \cdot \exp\left\{-j(R(z) + k z)\right\} \quad (A-24)$$

Faisant $x = y = 0$; c'est à dire que l'on se trouve le long de l'axe des z .

Alors on voit dans (A-24) que :

- $L(z)$ traduit la décroissance de l'intensité le long de l'axe des z .
- $R(z)$ est un terme de phase supplémentaire le long de l'axe des z .

Signification physique du paramètre $\Omega(z)$.

Soit $z = z_1$ donné. (A-23) donne : $|\Psi(x, y, z_1)| = |\Psi(z_1)| \exp\left\{-\frac{n^2}{\Omega^2(z_1)}\right\}$

$$\Omega(z_1) = r \quad \text{pour} \quad |\Psi(x, y, z_1)| = \frac{|\Psi(z_1)|}{e}$$

Voir fig. (A-9). Nous avons une distribution gaussienne de l'intensité autour de l'axe des z ; z étant fixé.

Signification physique du paramètre $f(z)$.

Considérons la figure (A-10).

(P) représente le plan tel que $z = z_1 = \text{constante}$.

(Σ_1) et (Σ_2) représentent les surfaces équiphasées passant par les points z_1 et z_2 respectivement. $\rho'(z_1)$ et $\rho'(z_2)$ sont les rayons de courbure de (Σ_1) et (Σ_2) respectivement.

On suppose aussi que $\rho'(z_1) \approx \rho'(z_2)$ puisque on est dans le cas où : $f(z) \gg |z_2 - z_1|$

En allant de z_1 à z_2 la phase a varié de ϕ .

La phase en M est la même qu'en z_1 et la phase en N est la même qu'en z_2 .

A partir de (A-24) (avec : $R(z_1) \approx R(z_1 + \delta)$), on a :

$$\phi = -\frac{2\pi}{\lambda} \delta = -k\delta$$

ϕ est aussi la variation de phase entre z_1 et N.

$$\delta = \rho'(z_2) - \rho'(z_1) \cos \alpha = \rho'(z_1) \left[1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}\right] = \rho'(z_1) \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r}{\rho'(z_1)}\right)^2}\right)$$

Sachant que $\rho'(z_1) \gg r$, on a :

$$\delta \approx \rho'(z_1) \left[1 - \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{\rho'(z_1)}\right)^2\right)\right] \quad \text{d'où :}$$

$$\phi = -\frac{k}{2} \frac{r^2}{\rho'(z_1)} \quad (A-26)$$

(A-23) nous donne directement :

A un couple fixé (m, n) correspond un mode noté TEM_{mn} (transverse électromagnétique)

La distribution d'intensité dans un plan perpendiculaire à l'axe des z est donnée par le produit de fonctions d'HERMITE et d'une gaussienne.

On a par exemple :

$$\begin{array}{ll} H_0(x) = 1 & H_0(y) = 1 \\ H_1(x) = x & H_1(y) = y \\ H_2(x) = 4x^2 - 2 & H_2(y) = 4y^2 - 2 \end{array}$$

Lorsque $m = 0$ et $n = 0$, on retombe dans le cas étudié dans le paragraphe précédent. C'est le mode fondamental ou TEM_{00} .

Si on envoie un faisceau laser sur un écran, on voit apparaître une ou plusieurs tâches. Le nombre et la disposition de ces tâches va dépendre du mode avec lequel le laser fonctionne.

On donne ci-dessous quelques exemples.

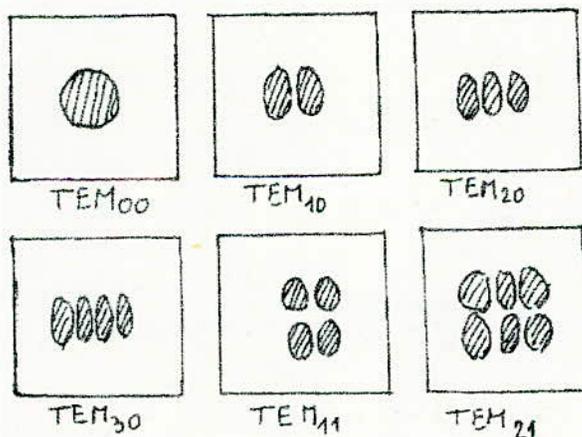


Fig A-12

Nota : ψ représente E , le champ électrique (ou H , le champ magnétique)

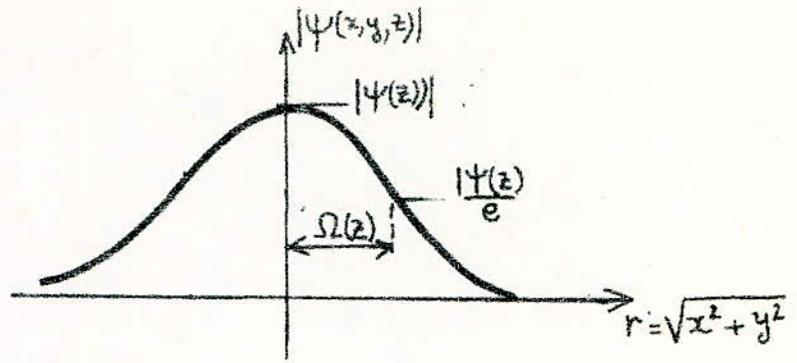


Fig A-9

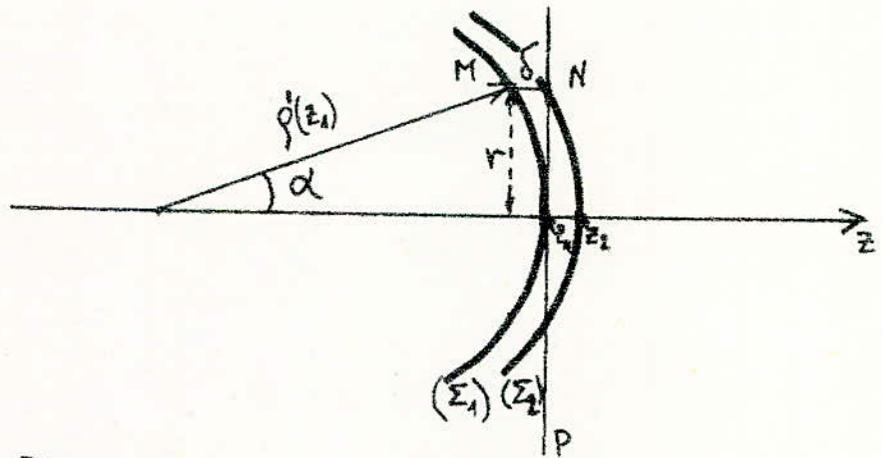


Fig. A-10

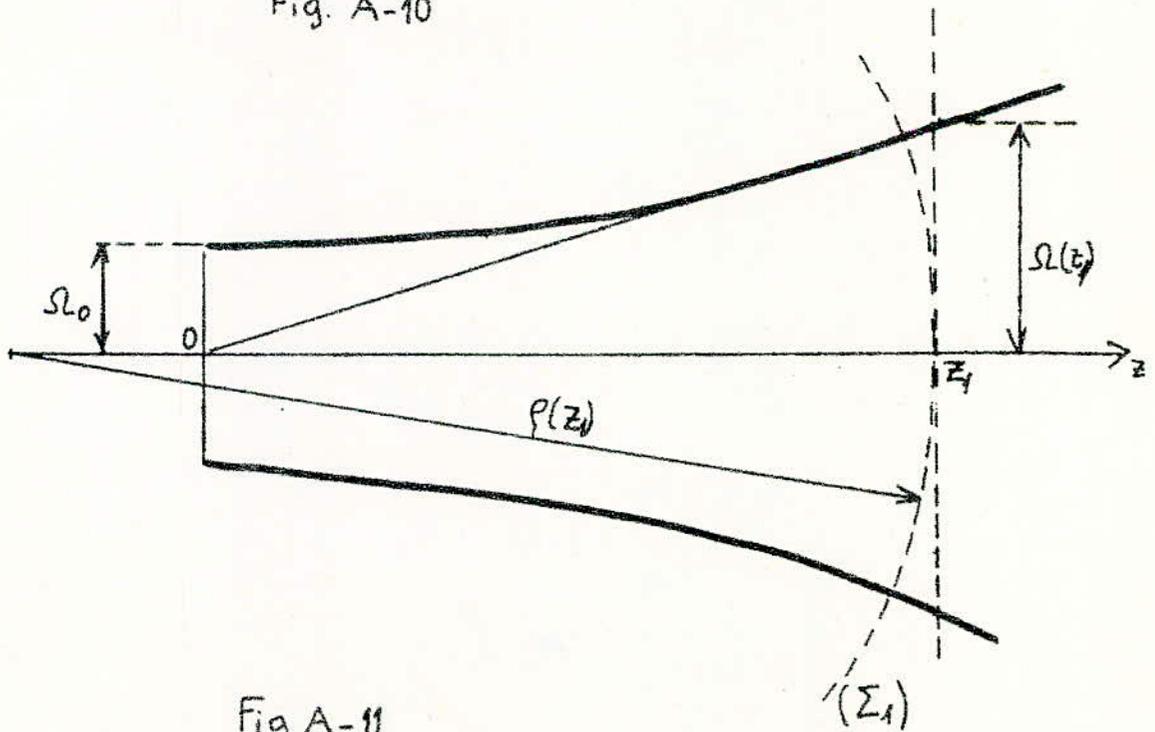


Fig A-11

C O N C L U S I O N

Les difficultés expérimentales rencontrées sont surtout dues au très faible gain du laser He-Ne.

En ce qui concerne le dégazage, même une très faible quantité d'impuretés suffit à diminuer le gain de façon à n'être plus supérieur aux pertes.

Pour résoudre ce problème, nous pensons qu'il est nécessaire de dégazer le tube dans un four HF et pulvériser un getter pour se préserver du dégazage à long terme.

Le réglage de la cavité que nous avons réalisé, a été en fait très délicat, à cause du fin diamètre du capillaire.

En ce qui concerne la construction des tubes au Laboratoire, il sera nécessaire de posséder toute sorte de capillaire, de cathodes appropriées et d'un système de découpe précis des capillaires (angle de BREWSTER).

BIBLIOGRAPHIE

Chap.I

- A. ORSZAG. LES LASERS - Principes - Réalisations- Applications -
MASSON & CIE - 1968 -
- BELA A. LENGYEL. INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DU LASER .
EYROLLES - 1968 -

Chap.II et III

- BELA A. LENGYEL.
- COURS SUR LES LASERS -UNIVERSITE DE BORDEAUX I -

Chap.IV

- MAITLAND DURNI. "LASER PHYSICS".
JOHN WILEY & SONS, INC. NEW-YORK - 1969 -

Chap.V

- BELA A. LENGYEL.
- ALBERT K. LEVINE. LASERS VOL. 2
MARCEL DEKKER, INC., NEW-YORK - 1968 -
- R. L. FIELD. THE REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS.
VOL. 38 - N° 12 - DEC. 1967.

Chap.VI

- U. HOCHULI AND P. HALDMAN. R. S. I. VOL. 36 - N° 10 - OCT. 65.
- U. HOCHULI, P. HALDMAN AND D. HARDWICK.
- P. W. SMITH-Q.E.- 2 - 1966 -
- R. L. FIELD. R. S. I. VOL. 38 - N° 12 - DEC. 67.
- LASER HAND-BOOK VOL.1.

ANNEXES

- A.I - A. BELA LENGYEL.
- A.II - R. GABILLARD. VIBRATION ET PHENOMENES DE PROPAGATION.
Maîtrise d'IEA, C1 -ONDES ET MATIERE- D. UNIV.
- A.III - WIN PETERS, E.K. STEIN (JOURNAL OF THE SC. INST. -1970-)
- K.W. EHLENS , BROWN . R. S. I. -1970-
- A.IV - COURS SUR LES LASERS -UNIVERSITE DE BORDEAUX I-