

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES
ET DES TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

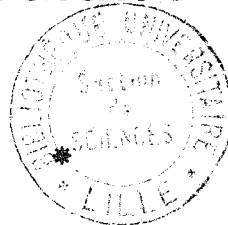
DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jean-Marc LAPAUW

*

Stabilisation, en tout point des raies d'émission, de la fréquence d'un laser moléculaire de puissance



Soutenue le 11 Juillet 1972, devant la Commission d'examen

<i>M. WERTHEIMER</i>	<i>Président</i>
<i>M. DELHAYE</i>	<i>Examineurs</i>
<i>M. JOURNEL</i>	
<i>M. LEMAIRE</i>	<i>Invité</i>

DOYENS HONORAIRES de l'Ancienne Faculté des Sciences

H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES des anciennes Facultés de Droit et
Sciences Economiques, des Sciences et des Lettres

ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON CHAUDRON, CORDONNIER,
DEUVELS, DEHORNE, DEHORS, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE,
LEPE DE FERRET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE,
MET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE,
SCELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

PRESIDENT DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

DEFRETIN René

Professeur de Biologie Marine
Directeur de l'Institut de
Biologie Maritime et Régionale de Wimereux

PROFESSEURS TITULAIRES

BACCHUS Pierre	Astronomie
BEAUFILS Jean-Pierre	Chimie Générale
BECART Maurice	Physique
BLAYS Pierre	Géographie
BLOCH Vincent	Psychophysiologie
BONNEMAN Pierre	Chimie et Physico-Chimie Industrielle
BONTE Antoine	Géologie Appliquée
BOUGHON Pierre	Mathématiques
BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
CAPET Marcel-Francis	Institut de Préparation aux Affaires
CELET Paul	Géologie
CONSTANT Eugène	Physique Industrielle-Electronique
CORSIN Pierre	Paléobotanique
DECUYPER Marcel	Mathématiques Générales
DEFRETIN René	Biologie Marine
DELATTRE Charles	Géologie Générale
DURCHON Maurice	Zoologie Générale et Appliquée
FOURET René	Physique
GABILLARD Robert	Radio-Electricité-Electronique
GEHU Jean-Marie	Institut Agricole
GLACET Charles	Chimie Organique
GONTIER Gérard	Mécanique
GUILLAUME Jean	Biologie Végétale
HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
JOLY Robert	Biologie Animale (Amiens)
LENOBLE Jacqueline	Physique Expérimentale
LOMBARD Jacques	Sociologie
MONTARIOL Frédéric	Chimie Appliquée
MONTREUIL Jean	Chimie Biologique

PROFESSEURS TITULAIRES (suite)

M. POUZET Pierre	Informatique
Mme SCHWARTZ Marie-Hélène	Analyse Supérieure
M. TILLIEU Jacques	Physique Théorique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie
M. VILLANT Jean	Mathématiques
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WERTHEIMER Raymond	Physique

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie
M. FLATRES Pierre	Géographie
M. LEBRUN André	Electronique
M. LINDER Robert	Botanique
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques Appliquées
M. PRUDHOMME Rémy	Droit et Sciences Economiques
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BILLARD Jean	Physique
M. BODARD Marcel	Botanique
M. BOILLET Pierre	Physique
M. DERCOURT Jean-Michel	Géologie
M. DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GUYSON Laurent	Mathématiques
M. LEBEAULT Pierre	Biologie
M. LACOSTE Louis	Biologie
M. LANDAIS Jean	Chimie
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
M. LOUCHEUX Claude	Chimie
M. MAES Serge	Physique
Mlle MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTEL Marc	Physique
M. PANET Marius	I.E.E.A.
M. PROUVOST Jean	Minéralogie

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions)

M. ADAM Michel	Economie Politique
M. ANDRE Charles	Sciences Economiques
M. ANGRAND Jean-Pierre	Géographie
M. ANTOINE Philippe	Mathématiques
M. AUBIN Thierry	Mathématiques
M. BART André	Biologie
M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BKOUCHE Rudolphe	Mathématiques
M. BOILLY Bénoni	Biologie
M. BONNEMAIN Jean-Louis	Biologie Végétale
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BRUYELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CARREZ Christian	I.E.E.A.
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. CORTOIS Jean	Physique
M. COULON Jean	I.E.E.A.
M. DEBRABANT Pierre	Sciences Appliquées
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique
M. DRIEUX Baudouin	I.E.E.A.

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions)(suite)

. DYMENT Arthur	Mathématiques
. ESCAIG Bertrand	Physique
. FONTAINE Jacques	Génie Electrique
. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
. GAMBLIN André	Géographie
. GOBLOT Rémi	Mathématiques
. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
. HERMAN Maurice	Physique
. HUARD de la MARRE Pierre	I. F. E. A.
. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
le KOSMANN Yvette	Mathématiques
. KREMBEL Jean	Chimie
. LABLACHE COMBIER Alain	Chimie
. LAURENT François	Automatique
. LAVAGNE Pierre	Sciences Economiques et Sociales
le LEGRAND Denise	Mathématiques
le LEGRAND Solange	Mathématiques (Calais)
le LEHMANN Josiane	Mathématiques
. LENTACKER Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
. LEROY Jean-Marie	Chimie
. LEROY Yves	Electronique
. LHENAFF René	Géographie
. LOCQUENEUX Robert	Physique
. LOUAGE Francis	Sciences Appliquées
le MAILLET Monique	Sciences Economiques
. MAIZIERES Christian	I. E. E. A.
. MALAUSSENA Jean-Louis	Sciences Economiques et Sociales
. MANBRINI Jean	Biologie
. MERIAUX Emile	Sciences de la Terre
. MESSELYN Jean	Physique
. MIGEON Michel	Chimie (Sciences Appliquées)
. MUSSCHE Guy	Sciences Economiques
. NICOLE Jacques	Chimie Analytique
. OLIVEREAU Jean-Michel	Biologie
. OUZIAUX Roger	Technologie des Machines
. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées
. PARSY Fernand	Mathématiques
. PERROT Pierre	Chimie
. PONSOLLE Louis	Chimie (Valencienne)
. POVY Jean-Claude	Sciences Appliquées
. RACZY Ladislas	Physique
Me RENVERSEZ Françoise	Sciences Economiques et Sociales
. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
. SALMER Georges	Radio Electricité Electronique
. SEGUIER Guy	Electronique
. SIMON Michel	Psychologie
. SLIWA Henri	Chimie
. SMET Pierre	Physique
. SOMME Jean	Géographie
Me SPIK Geneviève	Chimie Biologique
. TOULOTTE Jean-Marc	Sciences Appliquées
. TREANTON Jean-René	Sciences Economiques et Sociales
. VANDORPE Bernard	Chimie Physique
. VILETTE Michel	Génie Mécanique
. WATERLOT Michel	Géologie

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué dans le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'U.E.R. de Physique Fondamentale de l'Université de Lille I, sous la direction de Monsieur le Professeur WERTHEIMER, qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Mes plus vifs remerciements vont également à Messieurs les Professeurs DELHAYE et JOURNEL, qui ont accepté de participer au jury pour juger mon travail.

Je tiens à remercier Monsieur LEMAIRE qui n'a cessé de me conseiller tout au long de ce travail, ainsi que Monsieur HOURIEZ pour son aide, notamment lors des vérifications expérimentales.

Que mes collègues électroniciens du Laboratoire Messieurs GERARD, LESECQ et ROSSEELS, pour l'aide qu'ils m'ont apportée et la sympathie qu'ils m'ont témoignée, veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

J'adresse mes plus vifs remerciements à toutes les personnes qui ont contribué à la confection matérielle du présent mémoire.

* * *

INTRODUCTION

Les lasers à anhydride carbonique, réalisés au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de Lille en vue d'études en spectroscopie des gaz à faible pression [1, 2], appartiennent à la catégorie des lasers moléculaires à gaz pouvant fonctionner en régime continu. La possibilité d'obtenir une inversion de population, entre niveaux vibrationnellement excités des molécules, a été montrée dès 1961 par POLANYI [3]. Ce principe, mis en œuvre en 1964 par C.K.N. PATEL dans du CO₂ pur [4, 5], lui avait permis d'obtenir une émission infra-rouge d'une faible puissance. F. LEGAY et N. LEGAY - SOMMAIRE [6, 7], en ajoutant de l'azote pour réaliser une meilleure inversion de population du CO₂, parvinrent en 1965 à une puissance de l'ordre du Watt. Depuis lors, de nombreux travaux ont permis de réaliser des lasers à CO₂ ayant un nombre de raies d'émission supérieur à cent [8] et délivrant des puissances continues de l'ordre du kilowatt [9, 10, 11].

L'utilisation de telles sources infrarouges, pour des études fines en spectroscopie, a posé le problème de leur stabilité tant en amplitude qu'en fréquence. L'étude des causes d'instabilité, et des solutions pour y remédier, conduit inévitablement à stabiliser la longueur de la cavité résonnante du laser. De nombreuses méthodes de stabilisation de fréquence ont déjà été proposées et réalisées. Elles présentent généralement un double inconvénient : d'une part, de moduler la fréquence d'émission du laser, d'autre part, de ne permettre la stabilisation qu'en un point de chaque raie d'émission. L'étude et la réalisation d'un dispositif électronique permettant d'asservir la fréquence d'émission d'un laser de puissance, en tout point de son profil de gain et sans introduire de modulation parasite de cette fréquence, a fait l'objet de notre travail.

La première partie de ce mémoire est consacrée à la présentation des lasers réalisés. Après quelques rappels sur leur principe de fonctionnement, et plus particulièrement sur celui du laser moléculaire à anhydride carbonique, nous déterminerons l'importance relative des différentes causes d'instabilité. Les dispositions prises dans la réalisation expérimentale [12] pour

minimiser leurs effets, et les résultats obtenus à ce stade de la réalisation, nous ont amenés à étudier un dispositif d'asservissement de la longueur géométrique du résonateur.

A partir de là, compte tenu des objectifs poursuivis et des réalisations existantes, le choix de la méthode intervient. Celle proposée utilise deux lasers. Le premier (laser étalon) de faible puissance, stabilisé de façon classique sur un point fixe (le " Lamb dip " par exemple) sert de fréquence de référence. Le second (laser source) beaucoup plus puissant est accordé sur la même raie, puis stabilisé à partir du battement obtenu par mélange des deux rayonnements. La méthode d'échantillonnage en fréquence, qui a pour but d'asservir la fréquence du laser source par rapport à la fréquence moyenne du laser étalon, et la méthode utilisée pour l'asservissement de ce dernier, sont décrites dans la seconde partie. Il en est de même du schéma optique permettant le couplage des deux lasers et des schémas synoptiques des chaînes d'asservissement.

La troisième partie se rapporte à l'appareillage électronique. L'étude des boucles de régulation permet de déterminer les caractéristiques principales des dispositifs mis en place. Les appareils réalisés sont ainsi décrits à partir de leurs schémas détaillés.

Les performances et les résultats obtenus font l'objet de la quatrième partie. Les résultats des diverses vérifications expérimentales permettent de chiffrer la qualité de la stabilisation. Une analyse critique de ces résultats donne les limites de la réalisation actuelle, ainsi que la limite théorique de la méthode employée. Les utilisations possibles d'une telle source infrarouge ainsi stabilisée et, l'application de la méthode d'échantillonnage à d'autres types de stabilisation, terminent cette quatrième partie.

Dans les conclusions, nous résumons brièvement le travail effectué et les résultats obtenus, et nous indiquons les améliorations à apporter pour accroître les performances de l'ensemble.

- PREMIERE PARTIE -

PRESENTATION DES LASERS REALISES

I - 1 RAPPEL DU PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Avant de décrire la réalisation expérimentale, nous allons rappeler sommairement le principe de fonctionnement des lasers à gaz, et plus particulièrement celui du laser moléculaire à anhydride carbonique [4, 5 et 13].

I - 1 - 1 - FONCTIONNEMENT D'UN LASER MOLECULAIRE

L'énergie d'une molécule peut, avec une très bonne approximation, être considérée comme la somme des énergies de translation, de rotation, de vibration et de l'énergie électronique. A la différence des trois autres, l'énergie de translation n'est pas quantifiée. Nous ne nous occuperons pas des transitions électroniques. A l'intérieur d'un même niveau électronique, considérons deux niveaux d'énergie de vibration E_1 et E_2 , avec $E_2 > E_1$ (Figure 1). On peut définir dans ce cas le processus d'interaction entre les atomes et le rayonnement électromagnétique.

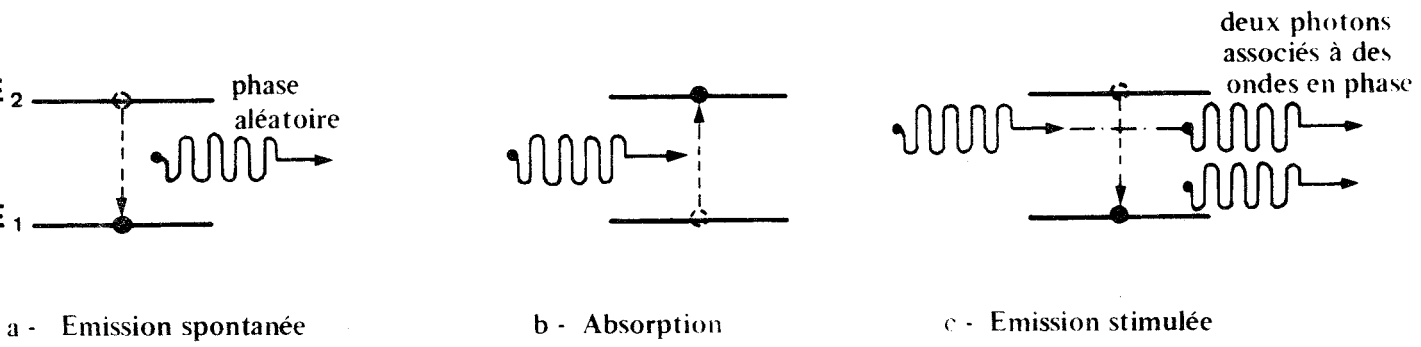


Figure 1 : Processus d'interaction entre les molécules et le rayonnement électromagnétique.

a) Emission spontanée • Du niveau supérieur E_2 , des molécules peuvent passer à l'état E_1 . A cette transition correspond l'émission spontanée d'un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$, et de phase aléatoire.

b) Absorption • Lorsqu'une molécule passe d'un niveau E_1 , à un niveau plus élevé E_2 , elle absorbe une quantité d'énergie égale à $E_2 - E_1$. Cette dernière peut être empruntée à l'énergie cinétique d'une autre molécule au moment d'un choc, ou encore à l'énergie d'excitation d'une autre molécule. Mais nous allons nous intéresser au cas, où elle est empruntée à l'énergie rayonnante. Il y a alors absorption par la molécule d'un quantum d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$, ce qui nécessite la présence d'une radiation de fréquence ν dans le rayonnement auquel l'atome se trouve soumis.

c) Emission stimulée • Contrairement à l'émission spontanée elle est provoquée, de la même façon que l'absorption, par la présence d'énergie rayonnante de fréquence ν . L'interaction d'un photon incident avec une molécule se trouvant à l'état E_2 , provoque la transition de cette molécule de l'état E_2 vers l'état E_1 avec émission d'un second photon. L'émission stimulée se fait exclusivement dans la direction et le sens du rayonnement. Les deux photons sont alors associés à des ondes en phase.

On conçoit aisément que pour un rayonnement donné, l'absorption et l'émission stimulée dépendent respectivement des populations n_1 et n_2 des états E_1 et E_2 . La répartition de Boltzman montre qu'à l'équilibre thermodynamique, où la totalité des processus d'émission est compensée par le processus d'absorption, n_2 est inférieur à n_1 . Si l'on parvient à inverser la population des états considérés ($n_2 > n_1$), l'émission stimulée peut alors l'emporter sur l'absorption. Il y a multiplication de photons, l'onde incidente est amplifiée. Le laser moléculaire est obtenu en bouclant cet amplificateur sur lui-même. Pour cela, on associe une cavité résonnante (Perot - Fabry) au tube amplificateur. On effectue alors un couplage en retour (réaction positive) pour toutes les fréquences d'accord de la cavité. On obtiendra un régime permanent, de gain de boucle unité, lorsque l'amplification compensera toutes les pertes, y compris celle constituée par le prélèvement de l'énergie utile.

I - 1 - 2 - LASER MOLECULAIRE A CO₂

a) La molécule de CO₂

Dans le cas d'une molécule triatomique linéaire comme le CO₂, il existe trois modes de vibration fondamentaux (Figure 2) d'énergies respectives $\nu_1 = 1385 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_2 = 667 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_3 = 2349 \text{ cm}^{-1}$. Le mode ν_2 est doublement dégénéré, c'est-à-dire qu'il lui correspond en fait deux vibrations de même fréquence.

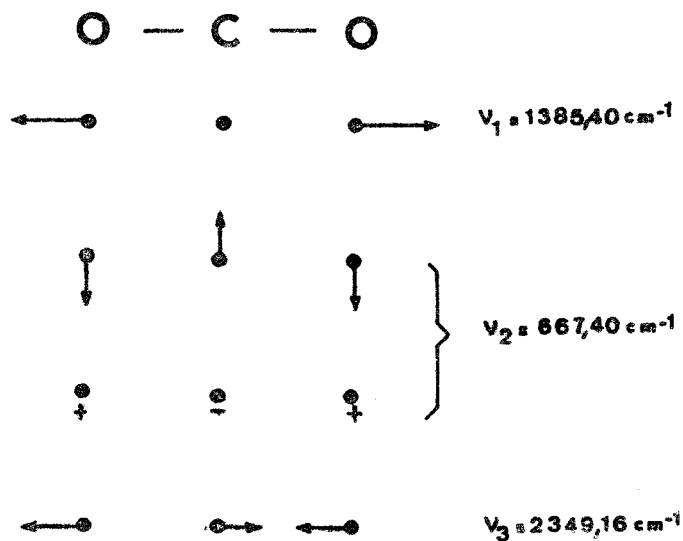


Figure 2 : Modes de vibration fondamentaux de la molécule de CO₂

Les niveaux de vibrations sont désignés par $(\nu_1, \nu_2^\ell, \nu_3)$ ou ν_1, ν_2, ν_3 sont les nombres quantiques vibrationnels et ℓ le nombre quantique du moment angulaire associé à la vibration doublement dégénérée ν_2 . En fait chaque niveau de vibration se décompose en un certain nombre de sous-niveaux rotationnels et chaque transition a effectivement lieu entre deux niveaux rotationnels attachés à des énergies de vibrations différentes.

La figure 3 représente les niveaux d'énergie vibrationnelle du CO_2 intervenant dans l'émission laser. Pour la clarté du schéma, les niveaux d'énergie rotationnelle n'y figurent pas. On y montre, en traits pleins, les deux transitions les plus facilement obtenues [8]

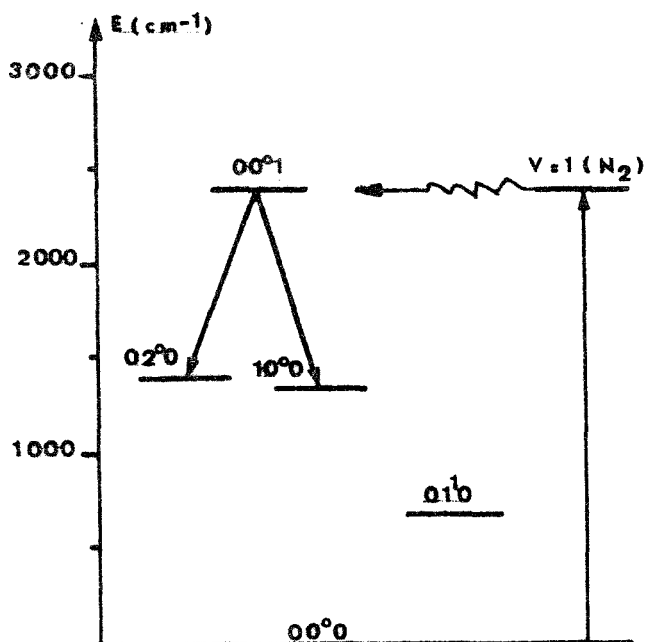


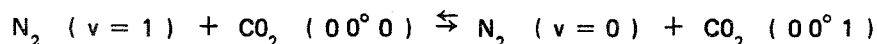
Figure 3 : Niveaux d'énergie du CO_2 correspondant à deux séries de raies lasers.

Elles sont centrées vers $10,6$ et $9,4 \mu$ et correspondent respectivement aux transitions $00^{\circ}1 \Rightarrow 02^{\circ}0$ et $00^{\circ}1 \Rightarrow 10^{\circ}0$.

b) Mécanisme physique du laser à CO_2

Pour les deux transitions représentées figure 3, le mécanisme de base consiste à enrichir le niveau $00^{\circ}1$. Un des moyens les plus commodes d'excitation, est une décharge électrique. L'anhydride carbonique pur peut être excité directement pour provoquer l'inversion de population [14], mais la puissance de sortie reste alors relativement faible. L'adjonction d'azote favorise l'enrichissement du niveau $00^{\circ}1$ [6].

En effet, le premier niveau vibrationnel de l'azote excité (2331 cm^{-1}) n'est qu'à 18 cm^{-1} du niveau $00^{\circ}1$ du CO_2 (2349 cm^{-1}). Or vers 300°K , l'énergie de translation due à l'agitation thermique correspond à 210 cm^{-1} . Les collisions moléculaires assurent le transfert de l'énergie vibrationnelle d'une molécule de N_2 à celle de CO_2 par des réactions du type :



De plus, ce processus est très efficace, car la densité d'azote vibrationnellement excitée dans une décharge électrique à basse pression, a été estimée par DRESSLER [15] entre 10 et 30 %.

Enfin, en ajoutant de l'hélium aux deux gaz précédents, on peut mettre en évidence [16 et 17] :

- Une atténuation du phénomène de désexcitation des molécules de CO_2 au contact des parois du tube amplificateur.
- Une diminution de l'impédance de la décharge électrique, d'où une augmentation du courant parcourant le tube, qui s'accompagne d'un accroissement de la puissance infrarouge.

c) Description sommaire

Le milieu amplificateur du laser est réalisé à l'intérieur d'un tube de verre, dans lequel circule le mélange CO_2 , N_2 , He . L'enceinte contenant le gaz est fermée aux extrémités par deux lames à faces parallèles placées sous incidence Brewsterienne, pour la longueur d'onde moyenne ($10,6 \mu$). Le mélange est excité par courant continu à l'aide de deux électrodes internes. Le milieu amplificateur est placé à l'intérieur d'une cavité Perot - Fabry. Les miroirs constituant cette cavité sont situés à chaque extrémité et à l'extérieur du tube dont ils sont indépendants.

I - 1 - 3 - CARACTERISTIQUES DE L'ÉMISSION LASER

a) Profil Doppler et courbe de gain d'un laser moléculaire

On montre [9] que le coefficient d'amplification maximum α_0 du milieu amplificateur peut se mettre sous la forme :

$$\alpha_0 = \frac{c^2}{8\pi \nu^2} A_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{1}{\Delta \nu_D}$$

N_2 et N_1 : sont les populations respectives de l'état supérieur (indice 2) et de l'état inférieur (indice 1)

g_2 et g_1 : les poids statistiques correspondant à la dégénérescence des niveaux respectifs

A_{21} : le coefficient d'émission spontanée d'Einstein

$\Delta \nu_D$: la largeur de raie due à l'agitation thermique des molécules (largeur Doppler) .

L'amplification laser suit en fonction de la fréquence un profil Doppler :

$$\alpha(\nu) = \alpha_0 e^{-4 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D} \right)^2 \text{Log } 2}$$

où α_0 est le gain, pour la fréquence ν_0 , du centre de la raie.

La largeur à mi-hauteur étant égale à :

$$\Delta \nu_D = 2 \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2 k T}{m}} (\text{Log } 2)$$

T : température absolue
m : masse de la molécule

Ce qui correspond à une largeur de 60 MHz environ, pour une émission vers $3 \cdot 10^{13}$ Hz.

Lorsque l'on place le milieu amplificateur dans la cavité résonnante, un régime d'oscillation permanent prendra naissance si le gain α est supérieur à α_m (figure 4). α_m caractérisant la somme des pertes, y compris l'utilisation. Nous admettons que la puissance de sortie est alors proportionnelle à $(\alpha - \alpha_m)$.

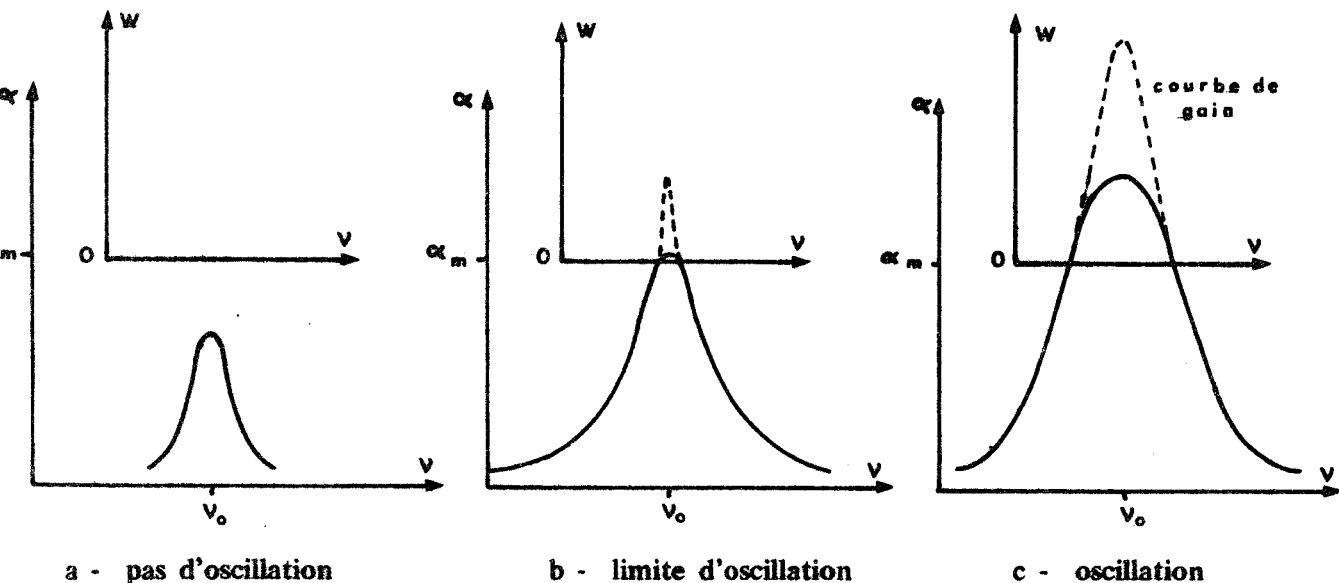


Figure 4 : Puissance de sortie en fonction du coefficient α

b) Emission monomode

Les fréquences de résonance d'une cavité Perot - Fabry sont, pour les modes longitudinaux données par :

$$\nu = p \frac{c}{2 n L}$$

L est la distance entre les miroirs

n l'indice de réfraction du milieu

p un entier.

L'intervalle de fréquence entre deux modes longitudinaux est alors :

$$\Delta \nu_Q = \frac{c}{2 n L}$$

avec pour les gaz $n \simeq 1$

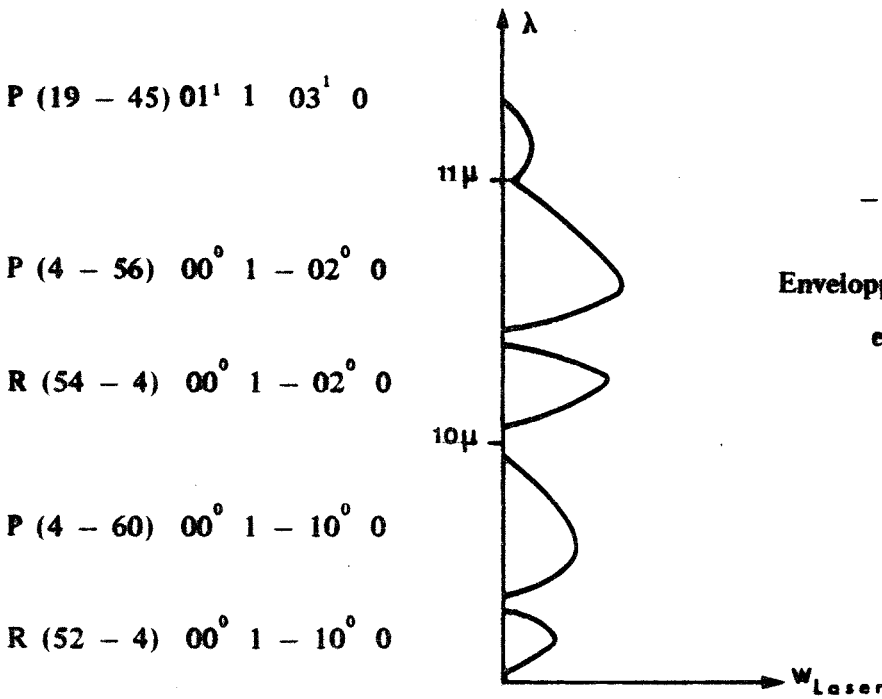
Un moyen de sélectionner un seul mode longitudinal, est de choisir une longueur de cavité telle que la largeur de la courbe de gain soit inférieure à $c / 2 L$.

Pour un laser puissant, dont la longueur de cavité est de l'ordre de trois mètres $c/2L = 50$ MHz, la largeur de la courbe de gain, qui dépend de la pression, est comprise entre 60 et 100 MHz. Il est possible de n'obtenir qu'un seul mode longitudinal à l'intérieur de la cavité, en accordant celle-ci sur la fréquence centrale ν_0 de la transition utilisée. Les deux modes adjacents, c'est-à-dire à ± 50 MHz se trouvent ainsi rejetés à l'extérieur de la courbe de gain. A chaque mode longitudinal correspond un certain nombre de modes transverses, dont les fréquences de résonance dépendent fortement de la géométrie de la cavité. L'introduction dans la cavité d'un diaphragme à iris de diamètre déterminé permet d'obtenir un fonctionnement en mode unique.

c) Emission monoraie

Plusieurs émissions, correspondant à des transitions différentes, peuvent avoir lieu simultanément, si leur fréquence est un multiple entier de $c/2nL$. Ce fonctionnement « multi-raies » est toujours accompagné d'un phénomène de compétition, constitué par une répartition aléatoire de la puissance entre ces différentes émissions [18]. Pour éliminer ce phénomène, il faut introduire dans la cavité, un élément dispersif très sélectif ; soit un prisme [14], soit un réseau [19 et 20], ou encore un dispositif interférométrique utilisant une seconde cavité [21]. Il est alors possible de sélectionner une raie correspondant à une seule transition de rotation vibration.

On peut ainsi mettre en évidence plus de cent raies formant un spectre relativement dense entre 850 et 1100 cm^{-1} . La fréquence qui sépare deux raies d'émission successives est d'environ 50 GHz . La figure 5 représente la puissance relative d'émission laser dans le domaine 9 à $11\ \mu$ [8].



- Figure 5 -

Enveloppe des raies lasers du CO₂,
entre 9 et 11 μ

d) Qualité du résonateur

Celle-ci peut se traduire par la largeur propre de sa bande de résonance. L'interféromètre Perot-Fabry est formé généralement de deux miroirs parallèles, en regard l'un de l'autre. Dans le cas où ces deux miroirs possèdent le même facteur de perte (1 - r), la largeur de bande du résonateur qui correspond à la finesse de frange du Perot-Fabry est :

$$\Delta \nu_C = \frac{c (1 - r)}{2 \pi n L}$$

On peut, grâce à l'emploi de couches réfléchissantes d'or obtenir vers 10 μ un coefficient de réflexion r de 0,99. Pour une cavité longue de trois mètres Δ ν_C est alors de 150 kHz .

e) Finesse de la raie auto - entretenue d'un laser à gaz

L'oscillateur, que constitue le laser, possède une raie bien plus étroite que celle des montages résonnants qui le constituent (figure 5 bis) .

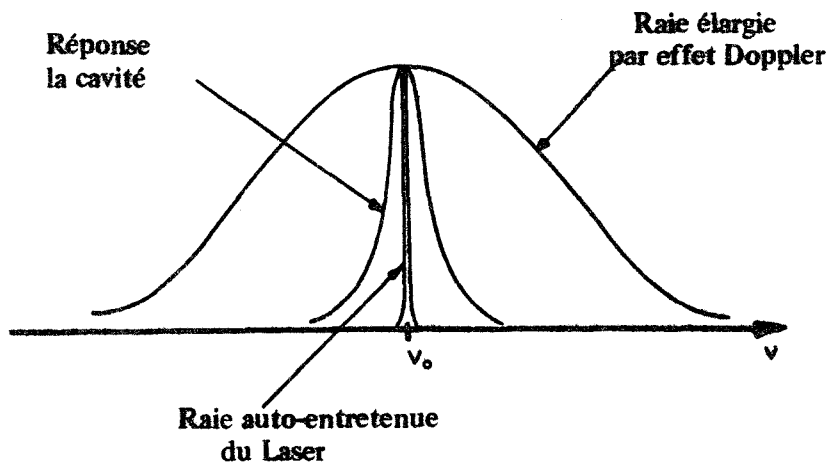


Figure 5 bis : Finesse de raie du laser .

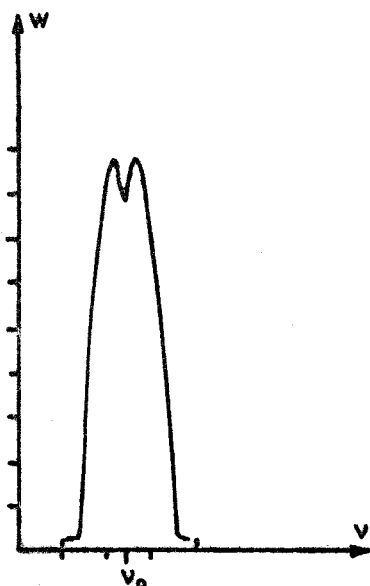
On montre [22] qu'elle peut devenir d'autant plus fine que la puissance d'émission est grande :

$$\Delta \nu_{osc} = \frac{2 \pi h \nu}{P} (\Delta \nu_C)^2$$

Pour une puissance d'un milliwatt et $\Delta \nu_C = 150$ kHz, on trouve $\Delta \nu_{osc}$ de l'ordre de 10^{-6} Hz ce qui correspond à une émission remarquablement monochromatique.

f) Creusement central de la courbe de gain
ou « Lamb dip » [23]

Un creux peut se produire au centre de la courbe de puissance d'un laser à gaz (figure 6), monoraie et monomode. Il est facilement observable dans certaines conditions [18] (basse pression et saturation du gain à l'aide d'une cavité à coefficient de qualité élevé) .



- Figure 6 -

Profil d'émission d'un laser à gaz fonctionnant dans les conditions d'apparition du «Lamb dip»

Ce phénomène s'explique par le fonctionnement même du laser. Si on accorde la cavité sur une fréquence ν différente de la fréquence centrale ν_0 de la courbe de gain, l'oscillation laser s'élabore à partir de deux groupes de molécules, de vitesses axiales opposées se rapportant aux deux ondes progressives de directions opposées. Cette oscillation sur une fréquence ν creuse ainsi le profil de gain en deux points symétriques par rapport à ν_0 et correspondant aux vitesses v et $-v$ des molécules. Si on change la longueur de la cavité de manière que la fréquence d'oscillation ν tende vers ν_0 , les trous convergent et l'oscillation provient alors de molécules de vitesses axiales nulles. Le creusement central de la courbe de puissance ou «Lamb dip» est le résultat de ce dépeuplement unique dans le profil de gain.

I - 2 ETUDE DES CAUSES D'INSTABILITE EN FREQUENCE DE L'ÉMISSION LASER

Etant donné la monochromaticité de la raie auto-entretenu, le rappel des caractéristiques du laser va nous permettre de conclure que l'instabilité en fréquence ne résulte que de l'instabilité de la longueur optique de la cavité.

I - 2 - 1 - STABILITE DE LA LONGUEUR OPTIQUE DE LA CAVITE

On a vu (I - 1 - 3 - b) que les fréquences de résonance de la cavité sont données par :

$$\nu = p \frac{c}{2 n L}$$

L'instabilité de la fréquence émise peut donc s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L}$$

Le terme $\frac{\Delta L}{L}$ qui caractérise la variation de longueur géométrique de la cavité est souvent considéré comme prépondérant [24, 25, 26] . Le terme $\frac{\Delta n}{n}$ qui caractérise la variation de l'indice du milieu traversé par le rayonnement , dépend essentiellement de la température, de la pression et de la composition de ce milieu.

I - 2 - 2 - CAUSES ET ORDRE DE GRANDEUR DES VARIATIONS DE LONGUEUR DE LA CAVITE

On distingue deux causes principales de variation :

a) Variation de longueur due à la température

Pour un laser de puissance la cavité est généralement grande, les miroirs formant cette cavité sont rendus solidaires par un support commun. Le coefficient de dilatation thermique α du matériau employé pour ce support, détermine la variation de longueur de la cavité avec la température : $\frac{\Delta L}{L} = \alpha \Delta T$. On peut remarquer que pour une variation ΔL de 1μ , la fréquence d'accord d'une cavité de trois mètres utilisée vers $3 \cdot 10^{13}$ Hz varie de :

$$\Delta \nu = \nu \frac{\Delta L}{L} \simeq 10^7 \text{ Hz}$$

b) Variation de longueur due aux vibrations

Leur influence dépend essentiellement de la manière dont le laser est isolé du milieu extérieur et de la rigidité de l'ensemble. Les vibrations peuvent modifier soit la longueur géométrique de la cavité, avec la même influence sur la

fréquence que celle vue en (a), soit la longueur du trajet optique par inclinaison des fenêtres qui forment l'enceinte contenant le milieu amplificateur. On montre [12] qu'une variation de l'inclinaison des fenêtres au voisinage de l'angle de Brewster de $5 \cdot 10^{-6}$ radians entraîne une variation de fréquence de $3 \cdot 10^5$ Hz, pour deux fenêtres de sel de 5 mm d'épaisseur distantes d'environ trois mètres, le laser fonctionnant vers $3 \cdot 10^{13}$ Hz.

I - 2 - 3 - CAUSES ET ORDRE DE GRANDEUR DES VARIATIONS D'INDICE

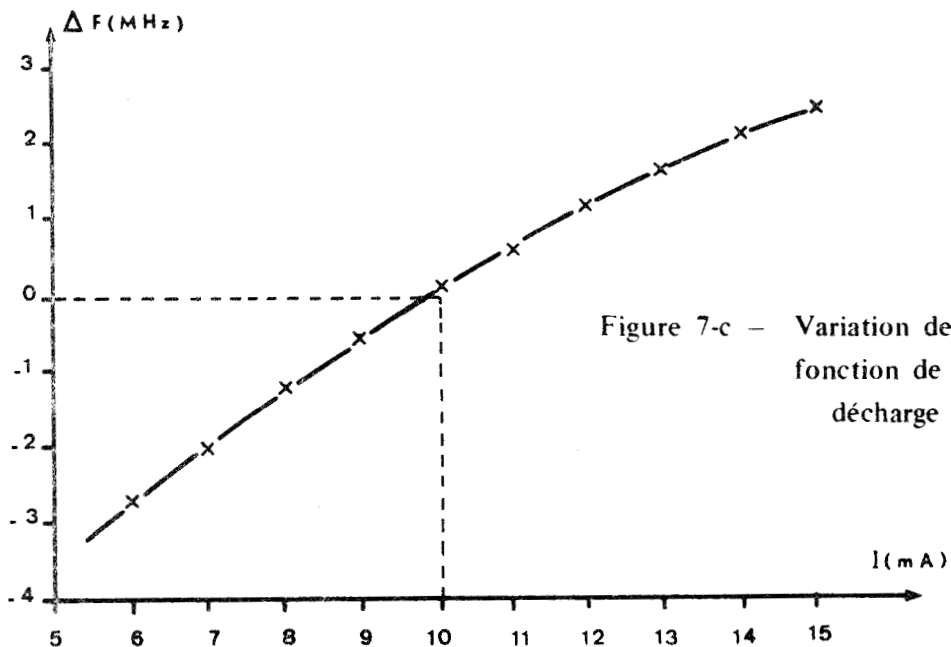
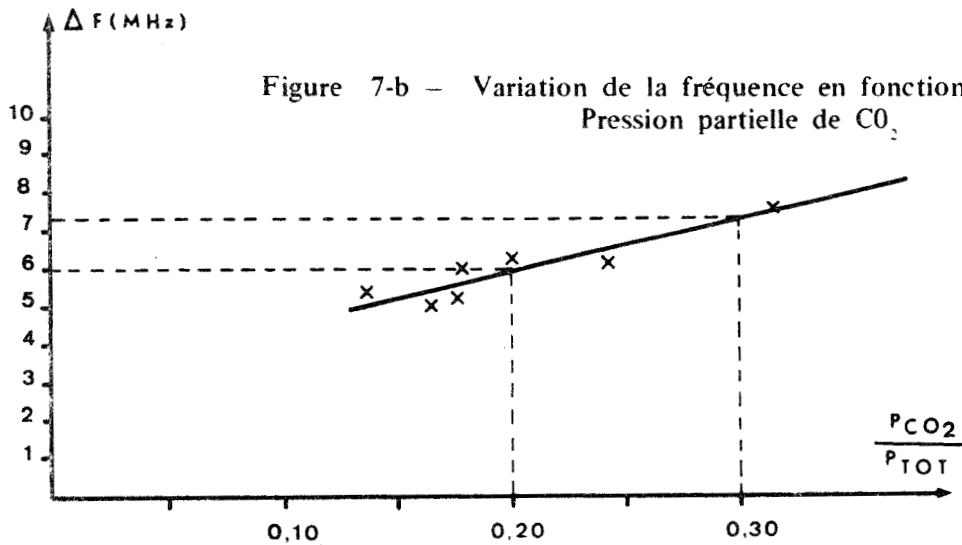
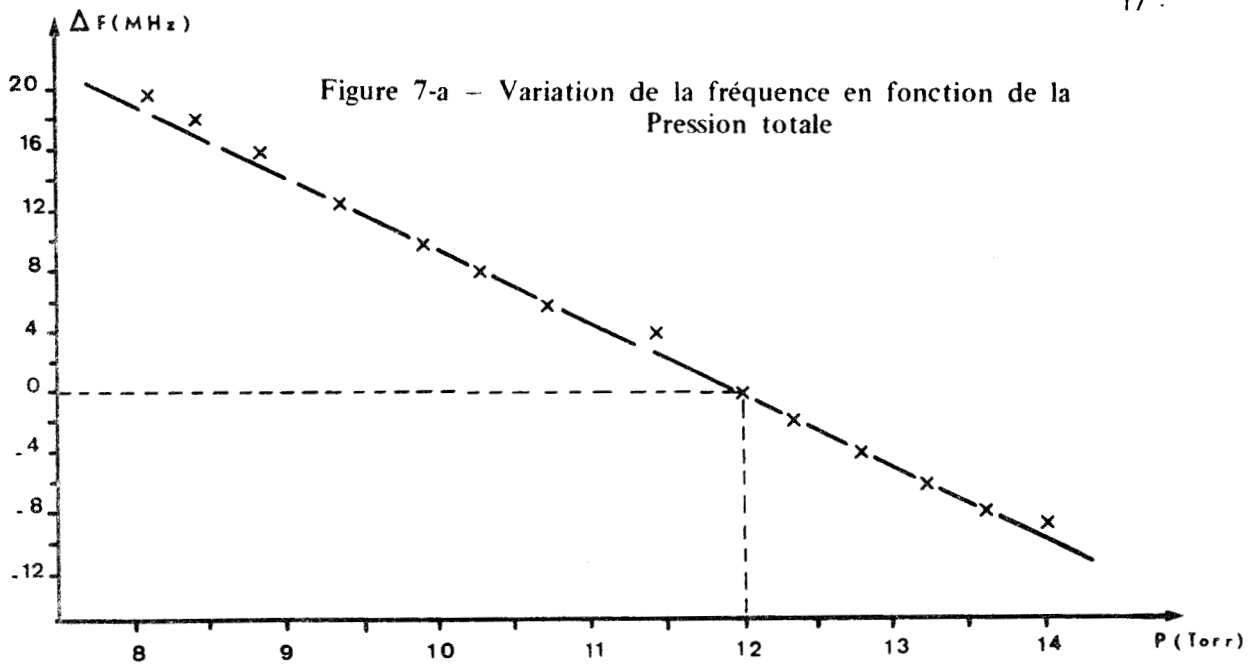
La stabilité de l'indice du milieu amplificateur dépend de nombreux paramètres. Une étude intéressante, bien qu'incomplète, va servir de base à nos estimations. Cette étude réalisée par H.W. MOCKER [27] sur la bande d'émission correspondant à la transition $00^{\circ}1 \rightarrow 10^{\circ}0$ du CO_2 porte sur les variations de la fréquence d'émission en fonction de la pression totale des gaz (figure 7-a), de la pression partielle de CO_2 (figure 7-b) et de la décharge électrique (figure 7-c). Le laser utilisé avait 30 cm de long. Le débit relatif des gaz (CO_2 , N_2 , H_e) était respectivement égal à 1, 1, 3 .

Bien que le laser que nous devons stabiliser, soit de plus grande dimension, les résultats donnent un ordre de grandeur valable de ces variations :

– 5 MHz par Torr pour la variation de fréquence en fonction de la pression totale au voisinage de 12 Torr.

– 2 MHz par Torr pour une variation de la pression partielle de CO_2 de 2 à 3 Torr, toujours pour une pression totale de 12 Torr.

– 500 à 900 MHz par mA pour une variation de l'intensité de la décharge électrique autour de 10 mA.



I - 3 REALISATION EXPERIMENTALE

Les deux lasers qui ont été réalisés, sont de conception classique, semblable à celle décrite par T. KAN, H.T. POWELL et G.T. WOLGA [20]. Ils ne diffèrent entre eux que par leur puissance d'émission, ce qui entraîne des différences de longueur des tubes contenant les gaz. Leur description détaillée ayant été faite par J. HOURIEZ [12], nous ne résumons que brièvement les dispositions prises lors de cette réalisation pour minimiser les causes d'instabilité de fréquence.

I - 3 - 1 - DESCRIPTION, SCHEMA DU LASER

La figure 8 schématise cette réalisation. On y trouve représentés :

- Le tube contenant le milieu amplificateur, fermé aux extrémités par les deux fenêtres en chlorure de sodium placées sous incidence Brewstérienne,
- La cavité, qui est du type plan-concave ; un des miroirs est constitué par un réseau comportant 152 traits / mm, et dont l'angle de miroitement est de $37^{\circ} 38'$. Celui-ci, utilisé avec une polarisation de l'onde incidente perpendiculaire aux traits, permet de sélectionner les raies. Le second miroir, concave, est solidaire d'un système de deux céramiques piézo-électriques tubulaires, concentriques (type PZT. 5. H. Brusch Clévite), permettant un réglage fin, par une tension électrique, de la distance séparant les miroirs. Les supports de miroirs ont été étudiés pour permettre tous les réglages en translation et en rotation avec une très grande précision et une parfaite reproductibilité. Le diaphragme à iris, utilisé pour la sélection des modes, est centré sur l'axe optique du système. Son support est solidaire de celui d'un des miroirs.

I - 3 - 2 - STABILISATION MECANIQUE DE LA LONGUEUR GEOMETRIQUE ENTRE LES MIROIRS

L'ensemble tube, cavité, élément dispersif, est disposé sur un banc de granit. La stabilisation mécanique est obtenue à l'aide de deux barres d'invar supérieur de trois centimètres de diamètre, et de trois mètres de long, disposées de part et d'autre de la cavité. L'invar, dont le coefficient de dilatation thermique est très faible ($\alpha = 2 \cdot 10^{-7} / ^{\circ} \text{C}$)

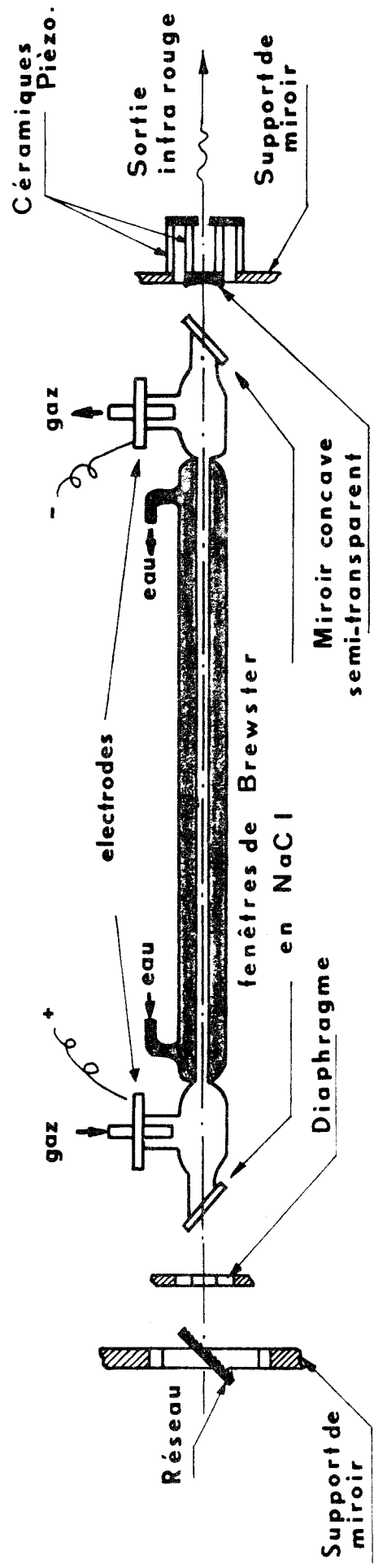


Figure 8 : Schéma du Laser



possède en plus de bonnes caractéristiques mécaniques, intéressantes quand on veut effectuer un montage très rigide. L'un des supports de miroirs, relié aux barres d'invar, est fixé au banc de granit. Il constitue le point de référence du système. Les coefficients de dilatation de l'invar et du granit étant très différents, la liaison à l'autre extrémité de la cavité est réalisée par une glissière souple, avec un coefficient de frottement très faible. La structure en invar est également supportée en trois points, choisis non-équidistants de façon à amortir rapidement toute oscillation. Des amortisseurs " vibra-choc " à fréquence de résonance très basse, isolent l'ensemble du milieu environnant afin de minimiser l'action des vibrations. Enfin, toutes les liaisons avec les organes périphériques sont souples afin de transmettre le minimum de vibrations.

I - 3 - 3 - STABILISATION DE L'INDICE DU MILIEU AMPLIFICATEUR

a) Température

L'enceinte contenant les gaz est entourée d'une jaquette parcourue par un courant d'eau assurant le refroidissement des parois. La circulation d'eau est rendue aussi stable que possible par une série d'étranglements.

b) Pression

La capacité de la pompe utilisée est très grande (80 m³ / heure), et compte-tenu du faible débit continu des gaz, le régime de pompage est bien en dessous de sa valeur maximum. Dans ces conditions, on peut stabiliser la pression en réglant le débit des gaz. Chacun de ces derniers provient d'une bouteille standard à haute pression, munie d'un détendeur. A partir de là, deux systèmes sont utilisés. Pour des pressions d'une dizaine de Torr (laser source), on règle le débit, à la sortie de chaque détendeur, par un robinet à pointeau et on le repère par un débitmètre. On effectue ensuite le mélange et on l'envoie vers le tube amplificateur. Pour des pressions inférieures au Torr (laser étalon), après la première détente on remplace le robinet à pointeau par un second détendeur pouvant accepter à sa sortie une pression inférieure à la pression atmosphérique. Un capillaire calibré est inclus entre ce détendeur et le récipient de mélange. Le réglage du débit s'effectue en jouant sur la pression à la sortie du second détendeur.

c) Décharge électrique

La décharge électrique permettant d'exciter l'azote est obtenue à l'aide d'une alimentation haute-tension, continue, stabilisée en courant (figure 9).

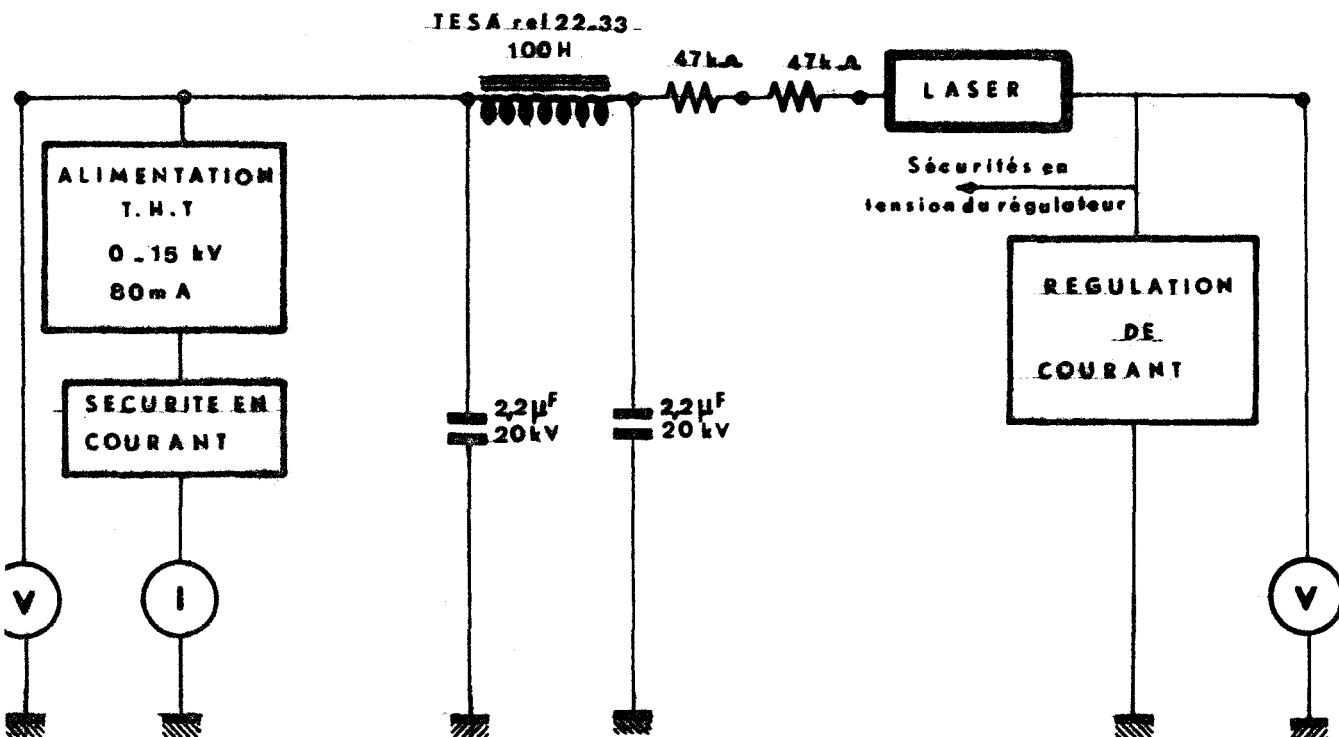


Figure 9 : Schéma de l'alimentation continue du Laser

L'alimentation de base fournit une tension non filtrée, obtenue par redressement de la tension issue d'un transformateur triphasé. Une cellule de filtrage classique, en π , élimine la résiduelle alternative. Une régulation électronique permet de stabiliser les variations de courant de décharge autour d'une valeur réglable. La description et les schémas de cette régulation figurent en annexe 1.

I - 3 - 4 - *RESULTATS OBTENUS AVEC CETTE REALISATION*

A ce stade de la réalisation, la stabilité de fréquence $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-8}$ pour quelques minutes à $7 \cdot 10^{-8}$ par demi-heure, ce qui montre l'influence des dérives thermiques. Elle est suffisante pour de nombreuses applications, mais ne permet pas de réaliser d'études très fines des phénomènes observables en spectroscopie des gaz. La solution idéale est de parvenir à fixer en tout point, à l'intérieur du profil Doppler d'une raie d'émission naturelle, la longueur de la cavité. C'est ce que nous avons entrepris en asservissant constamment la longueur de la cavité par rapport à une fréquence déterminée. On peut en effet compenser toutes les variations de fréquences $\frac{\Delta\nu}{\nu}$, qu'elles soient dues à des variations d'indice ou de longueur, en n'agissant que sur cette dernière :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L}$$

— DEUXIEME PARTIE —

PRINCIPES DE STABILISATION

CHOIX ET DESCRIPTION DE LA SOLUTION RETENUE

II - 1 APERÇU DES METHODES DE STABILISATION APPLIQUEES PAR AILLEURS

De nombreuses études sur la stabilité en fréquence des lasers à gaz [24 à 27] et sur les méthodes de stabilisation déjà utilisées [28, 29] vont nous permettre de classer, suivant les principes mis en œuvre, certaines des réalisations existantes. Notre but n'est pas de les citer toutes, mais à partir d'exemples applicables au laser à CO_2 , de tirer de cette classification les enseignements qui nous ont guidés dans le choix de notre méthode.

II - 1 - 1 - STABILISATION AU CENTRE DU PROFIL D'ÉMISSION

a) Modulation d'amplitude de la puissance de sortie

Si on module la longueur de la cavité d'un laser, on module sa fréquence d'émission, mais également sa puissance (Figure 10).

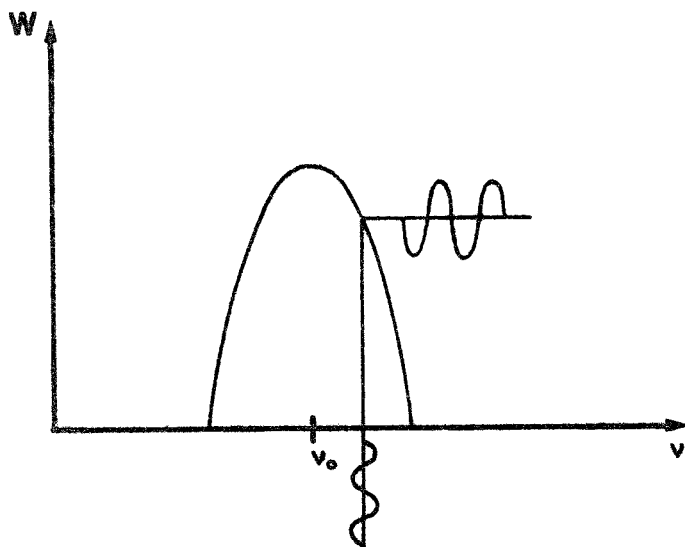


Figure 10 :
Modulation de la puissance
laser en fonction des varia-
tions de fréquence.

Le passage sur le centre de la raie, fait apparaître, en même temps qu'un minimum de signal fondamental f , un maximum de signal d'harmonique $2f$. D'autre part, suivant que la fréquence moyenne d'accord ν est inférieure ou supérieure à la fréquence centrale ν_0 , la variation de puissance infrarouge sera en phase ou en opposition de phase avec le signal modulant. A partir de l'analyse de ces signaux, on peut obtenir une information capable, après traitement, de rattraper les écarts de longueur de la cavité. Le procédé utilisant une détection de phase et d'amplitude du signal de fréquence fondamentale f , qui fut le premier à être mis en œuvre par W.R.C. ROWLEY et D.C. WILSON [30] est encore repris actuellement [31]. Nous verrons par la suite que le principe sur lequel il s'appuie n'est totalement exact que si le profil d'émission est parabolique, ce qui n'est vrai qu'au seuil d'accrochage pour des puissances faibles.

M.L. SKOLNICK [32] a mis au point une variante de ce procédé. Il utilise comme élément discriminateur la variation d'impédance du milieu amplificateur, celle-ci étant décroissante quand la puissance croît et réciproquement. Le signal d'erreur est également produit par modulation de la longueur de la cavité suivie d'une détection de phase.

b) Utilisation du « Lamb dip »

Nous avons vu (I - 1 - 3 - f) qu'il se produit, dans certaines conditions, un creusement central du profil de gain des lasers à gaz. De nombreuses stabilisations se sont élaborées à partir de ce phénomène. Pour les lasers à CO_2 , BORDE et HENRY [33] ont montré que la largeur à mi-hauteur de ce creusement varie de 4 à 8 MHz pour une pression totale dans le milieu amplificateur de 0,4 à 1,8 Torr. On obtient ainsi un discriminateur de fréquence beaucoup plus sélectif que le profil de gain normal d'un laser identique. Une modulation de la longueur de la cavité autour du centre du « Lamb dip », suivie d'une détection synchrone de la variation de puissance résultante, leur a permis de réaliser une stabilisation semblable à celles décrites précédemment (a) .

II - 1 - 2 - STABILISATION N'ENTRAINANT PAS DE MODULATION DE LA FREQUENCE D'ÉMISSION

Les méthodes précitées donnent des résultats qui sont dans bien des cas largement suffisants. Elles présentent cependant l'inconvénient de n'être généralement réalisables que sur des lasers de puissance relativement faible, et de plus, entraînent une modulation de la fréquence d'émission. Nous allons voir comment on peut pallier à ces inconvénients.

a) Stabilisation n'utilisant qu'un seul laser

Une première technique, quand la stabilisation requise reste modérée, est proposée par A.L. WAKSBERG [34]. Elle consiste à utiliser le flanc du profil de gain comme élément discriminateur, et ce, sans modulation. On détecte la puissance émise à cet endroit et on compare le signal obtenu à une tension de référence. Le signal d'erreur issu de cette comparaison, correctement phasé et amplifié, corrige la longueur de la cavité par l'intermédiaire de céramiques piézo-électriques. L'inconvénient majeur de ce dispositif est que les variations de puissance déplacent la fréquence de référence.

Ce procédé peut être amélioré en ajoutant à la cavité principale, une cavité référence très légèrement couplée à la première, qui joue le rôle de discriminateur optique passif. Cette cavité référence de faible dimension par rapport à la principale est alors rendue naturellement stable en l'enfermant dans une enceinte isolée acoustiquement, et thermiquement stabilisée.

Y. CHO, T. TAJIME et Y. MATSUO [35] ont utilisé une telle cavité et, en remplaçant la tension de référence du système précédent par le signal détecté provenant de la cavité référence, se sont ainsi affranchis des fluctuations de puissance.

Une tout autre méthode, utilise comme discriminateur de fréquence le profil d'absorption qu'on obtient en envoyant une faible partie du rayonnement laser dans une cellule contenant soit le même gaz, soit un gaz ayant des transitions communes. Il est

alors possible de mettre en évidence un « Lamb dip inversé » au centre de la courbe d'absorption. M.W. GOLDBERG et R. YUSECK [36] ont réalisé sur ce principe une stabilisation n'entraînant pas de modulation de la fréquence laser. La longueur de la cavité n'est pas modulée, seule une fraction de l'émission est modulée en fréquence par réflexion sur un miroir oscillant (« Doppler Jitterer ») avant d'être envoyée dans la cellule d'absorption. Une détection synchrone des variations d'absorption permet, de la même manière que celle vue pour le « Lamb dip » en II - 1 - 1 - b de stabiliser la fréquence d'émission sur celle correspondant au centre du « Lamb dip inversé » .

b) Stabilisation utilisant deux lasers

On peut maintenir entre deux lasers indépendants une différence de fréquence fixe F_i . Il suffit pour cela de mélanger une partie des deux émissions sur un détecteur, et d'envoyer le signal résultant du battement sur un discriminateur radioélectrique centré sur F_i . Le signal d'erreur commande après amplification la longueur d'une des cavités par rapport à la longueur de l'autre. Si cette dernière est elle-même stabilisée au centre de la raie par l'un des procédés vue en II - 1 - 1 la modulation de fréquence apportée par l'asservissement peut être éliminée au niveau de l'autre laser. D.C. WILSON et W.R.C. ROWLEY [37] ont ainsi utilisé un premier laser f_1 stabilisé par balayage de sa courbe de gain. Un deuxième laser f_2 est asservi à la fréquence moyenne du premier. Pour cela ils détectent le mélange des deux rayonnements et chaque fois que le battement passe par zéro, une impulsion déclenche un système de bistables. Le rapport cyclique du signal obtenu est une fonction de l'écart $f_1 - f_2$ entre la valeur moyenne du laser modulé et la fréquence du second. C'est à l'aide de cette information qu'ils ont asservi en fréquence le second laser.

II - 2 CHOIX ET DESCRIPTION DE LA SOLUTION RETENUE

Le choix de la méthode a été fait, en s'inspirant des principes mis en œuvre dans les réalisations déjà citées, et compte-tenu des buts poursuivis qui sont :

– Stabilité de fréquence $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ de l'ordre de 10^{-9}

– Puissance infrarouge utilisable, supérieure ou égale à 10 Watts.

- Emission non modulée
- Stabilisation réalisable en tout point du profil de gain, avec détermination rapide de la fréquence d'émission
- Possibilité de balayage en fréquence de la source infrarouge stabilisée.

Pour répondre à ces impératifs, nous avons choisi d'utiliser une méthode basée sur l'emploi de deux lasers accordés sur la même raie.

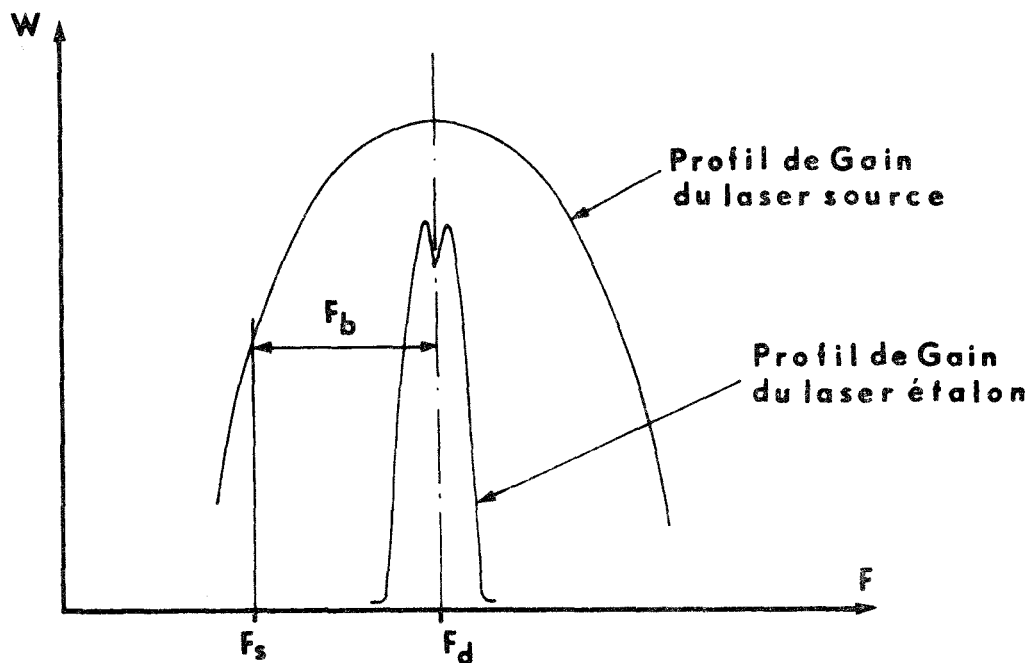


Figure 11 : Profil d'émission des deux lasers accordés sur une même raie.

Le premier (laser étalon) de faible puissance, stabilisé sur la fréquence centrale du « Lamb dip » F_d , est l'oscillateur de référence. Le second (laser source) de puissance, peut être stabilisé sur toute fréquence F_s du profil de gain (Figure 11). Pour cela on utilise une méthode originale d'échantillonnage rapide de la fréquence $F_b = |F_s - F_d|$ du battement obtenu par mélange des rayonnements.

On peut remarquer qu'il n'y a aucune ambiguïté de fonctionnement possible pour asservir le laser source à une fréquence F_s supérieure ou inférieure de la même quantité à F_d . En effet si l'on a $F_s > F_d$, à un accroissement de la longueur de la cavité du laser source correspond une diminution de F_b . Par contre si $F_d > F_s$, à un accroissement de la longueur de la cavité du laser source correspond une augmentation de F_b .

L'ensemble doit permettre d'obtenir une émission non modulée avec la stabilité recherchée et la puissance suffisante.

II - 2 - 1 - SCHEMA OPTIQUE DE L'ENSEMBLE DU DISPOSITIF

Les matériaux transparents vers $10,6 \mu$ qui sont utilisés comme éléments optiques, ont été choisis en fonction de leurs coefficients de transmission et d'absorption, de leurs caractéristiques mécaniques et chimiques et du prix de revient.

Le chlorure de sodium, d'indice 1,5, présente un coefficient d'absorption très faible ($< 0,5 \%$). Il est utilisé pour les fenêtres placées sous incidence de Brewster (56°) qui ferment le tube amplificateur et pour réaliser des couplages faibles entre la cavité et l'extérieur.

Le germanium, a un coefficient d'absorption inférieur à 2%. D'indice 4, auquel correspond un angle de Brewster élevé (75°), il est utilisé, avec des traitements de surface, pour les mélangeurs de rayonnement, les lentilles et les miroirs semi-transparentes.

Les miroirs réfléchissants sont obtenus par dépôt sous vide sur de l'acier inoxydable ou du silicium d'une couche d'or ($r = 0,994$). Le silicium très léger permet la fixation de ces miroirs sur leur support par l'intermédiaire de céramiques piézo-électriques.

La figure 12 donne l'ensemble du schéma optique. Les réseaux R_1 et R_2 permettent d'accorder les deux lasers sur la même raie.

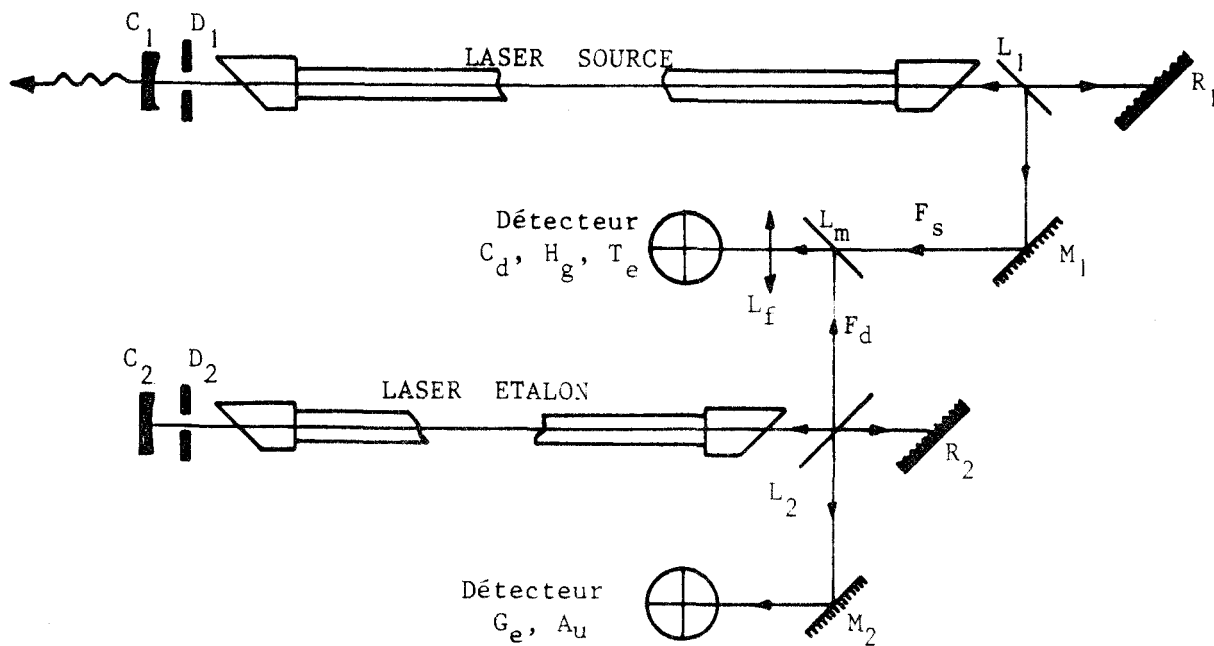


Figure 12 : Schéma optique de l'ensemble du dispositif.

- $L_1 - L_2$: Lames de 2,5 mm d'épaisseur en chlorure de sodium
- L_m : Lamme de germanium d'épaisseur 5 mm , traitée anti - reflets sur une face
- L_f : Lentille de focalisation en germanium, traitée anti-reflets sur deux faces
- $M_1 - M_2$: Miroirs plans réfléchissants (couche d'or)
- C_1 : Miroir concave semi-transparent en germanium
- C_2 : Miroir concave réfléchissant (couche d'or)
- $R_1 - R_2$: Réseau 152 Traits / mm
- $D_1 - D_2$: Diaphragme à iris

Le miroir concave C_1 est en germanium. Un dépôt de couches multi-diélectriques sur une face et anti-reflets sur l'autre permet de le rendre semi-transparent. C'est lui qui réalise le couplage de la cavité du laser source avec l'utilisation. Le miroir concave C_2 réfléchissant est réalisé en silicium recouvert d'une couche d'or. La faible partie de l'énergie nécessaire aux asservissements est prélevée par des lames de chlorure de sodium de 2,5 mm d'épaisseur (L_1 et L_2) placées dans les cavités. L'angle d'incidence du rayonnement sur ces lames est choisi très voisin de $\pi/4$. Le rapport des puissances réfléchies aux puissances incidentes étant alors de 0,5 %, l'énergie prélevée reste donc très faible. Le mélange des deux rayonnements F_d et F_s , est obtenu sur une lame de germanium de 5 mm d'épaisseur. Les directions des deux rayonnements sont perpendiculaires et la lame L_m est placée de telle sorte que l'angle d'incidence de chacun d'eux soit de $\pi/4$. Dans ce cas, la lame de germanium est traitée sur une de ses faces pour obtenir un rapport des puissances réfléchies aux puissances incidentes voisin de 50 %. Enfin, la surface sensible du détecteur C_d, H_g, T_e , étant très réduite ($3 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^2$) on focalise les rayonnements provenant de L_m par une lentille L_f en germanium, traitée anti-reflets sur ses deux faces.

II - 2 - 2 - ASSERVISSEMENT EN FREQUENCE DU LASER ETALON

a) Méthode

Le laser étalon, dont la conception est décrite dans la première partie, a une longueur de cavité de 1,60 m. Pour obtenir le « Lamb dip », on le fait fonctionner à pression relativement basse (0,5 - 0,6 Torr) en n'utilisant que de l'azote et de l'anhydride carbonique. D'autre part, on vient de voir que le couplage avec l'extérieur est choisi très faible afin d'amortir le moins possible la cavité. Dans ces conditions, si on balaye la longueur de la cavité par l'intermédiaire des céramiques piézo-électriques, le profil de gain obtenu (Figure 13) présente un creux en son centre d'une profondeur voisine de 10 % de la puissance maximum.

SZOKE et JAVAN ont montré [38] qu'on peut très bien représenter le profil obtenu par la formule suivante :

$$E^2 = k \frac{G - L e^{\frac{(\omega - \omega_d)^2}{\Delta\omega^2}}}{1 + \gamma \gamma' [\gamma'^2 + (\omega - \omega_d)^2]^{-1}}$$

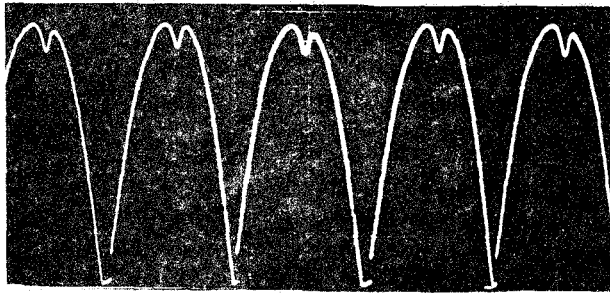


Figure 13 : Courbe de gain du laser étalon obtenue par balayage de la largeur de sa cavité.

E^2 : représente la puissance émise

G : le gain du milieu amplificateur au centre de la raie

L : les pertes par unité de longueur

ω_D : la pulsation correspondant à la fréquence centrale de la raie

ω : la pulsation correspondant à la fréquence d'oscillation

γ, γ' : sont des paramètres, correspondant à des largeurs de bandes de fréquence qui sont fonctions de la pression dans le milieu amplificateur.

$\Delta\omega$: largeur à mi hauteur du profil Doppler.

BORDE et HENRY [30] ont évalué, pour un laser à CO_2 sensiblement identique à celui que nous avons réalisé, γ et γ' en fonction de la pression. Pour une pression de 0,5 à 0,6 Torr, γ' est estimé à 6 MHz.

Dans ces conditions, on peut caractériser le profil du creux du « Lamb dip » par une expression simplifiée, en restant au voisinage du centre ω_D afin de satisfaire $\gamma'^2 \gg (\omega - \omega_D)^2$. En admettant que les autres paramètres varient très faiblement dans le domaine considéré, rapportée à un système d'axes ayant le centre du « Lamb dip » pour origine, la puissance relative de sortie devient :

$$E_r^2 = A e^{-k(\omega - \omega_D)^2}$$

Si on fait correspondre aux pulsations ω_D et ω , les longueurs respectivement L_D et L de la cavité, le profil de la puissance relative de sortie (Figure 14) est à une constante près, pour un développement au premier ordre, parabolique :

$$E_r^2 = k x^2$$

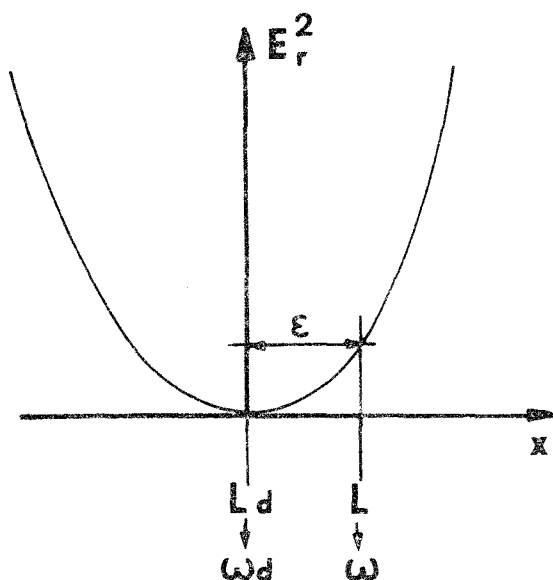


Figure 14 :
Approximation théorique du
profil du « Lamb dip »

La méthode consiste alors à moduler la longueur L de la cavité, de façon sinusoïdale :

$$x = \epsilon + \ell \cos 2 \pi f t$$

La variation de puissance de sortie qui en résulte est donnée par :

$$E_r^2 = k (\epsilon + \ell \cos 2 \pi f t)^2$$

$$(1) \quad E_r^2 = k \epsilon^2 + \frac{k \ell^2}{2} (1 + \cos 2 \pi 2 f t) + 2 k \epsilon \ell \cos 2 \pi f t$$

On voit que, si la longueur de la cavité tend vers la longueur L_d correspondant au centre du « Lamb dip », ϵ tend vers zéro et la variation relative de la puissance de sortie est de période $1/2 f$. Ce qui est confirmé par l'expérimentation (Figure 15). Si on traite le signal (1) par détection synchrone à la fréquence f , on obtiendra une tension polarisée, linéairement proportionnelle à l'écart ϵ , c'est-à-dire à la différence entre la fréquence centrale du « Lamb dip » et celle de la cavité.

$$v = 2 k \ell E$$

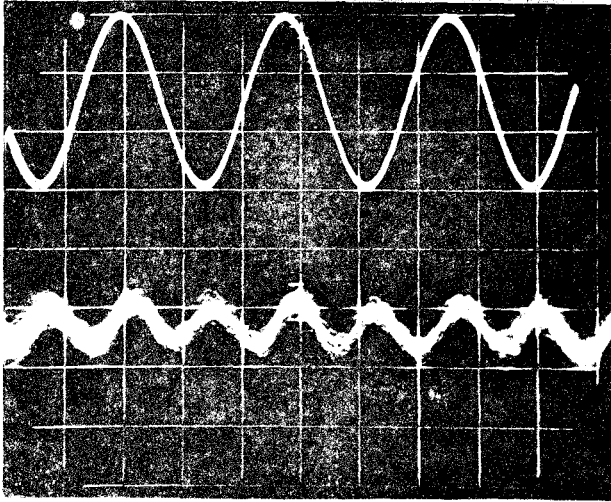


Figure 15 :

Tension de modulation de la cavité et signal recueilli par le détecteur lorsque la cavité est accordée sur la fréquence centrale du « Lamb dip ».

Ces résultats, vérifiés par l'expérience, montrent que cette approximation reste valable pour les écarts ϵ , dus à l'instabilité propre du laser réalisé. La tension de sortie du détecteur synchrone est alors utilisée pour asservir la fréquence d'émission à la fréquence F_d .

On obtient ainsi un étalon modulé en fréquence sur une plage qui dépend de l'amplitude de la modulation :

$$F = F_d + \Delta F \sin 2 \pi f t$$

b) Schéma synoptique

La figure 16 donne le schéma général de l'asservissement. Les céramiques utilisées (PZT 5.H Brush Clévite) ont une sensibilité variant suivant le type de 2,5 à $5 \cdot 10^{-3} \mu$ par volt. D'où la nécessité de réaliser pour les attaques, un amplificateur haute tension $H T_1$. Celui-ci a un double rôle. Il permet de faire varier dans de grandes proportions la longueur de la cavité lors des réglages, pour faire apparaître le profil complet de la raie d'émission. D'autre part, lorsque le laser est asservi, il amplifie à la fois le signal de correction et le signal de modulation. Ce dernier provient de l'oscillateur de référence du dispositif. La fréquence de cet oscillateur ajustable autour de 5 kHz a été choisie en fonction de deux impératifs :

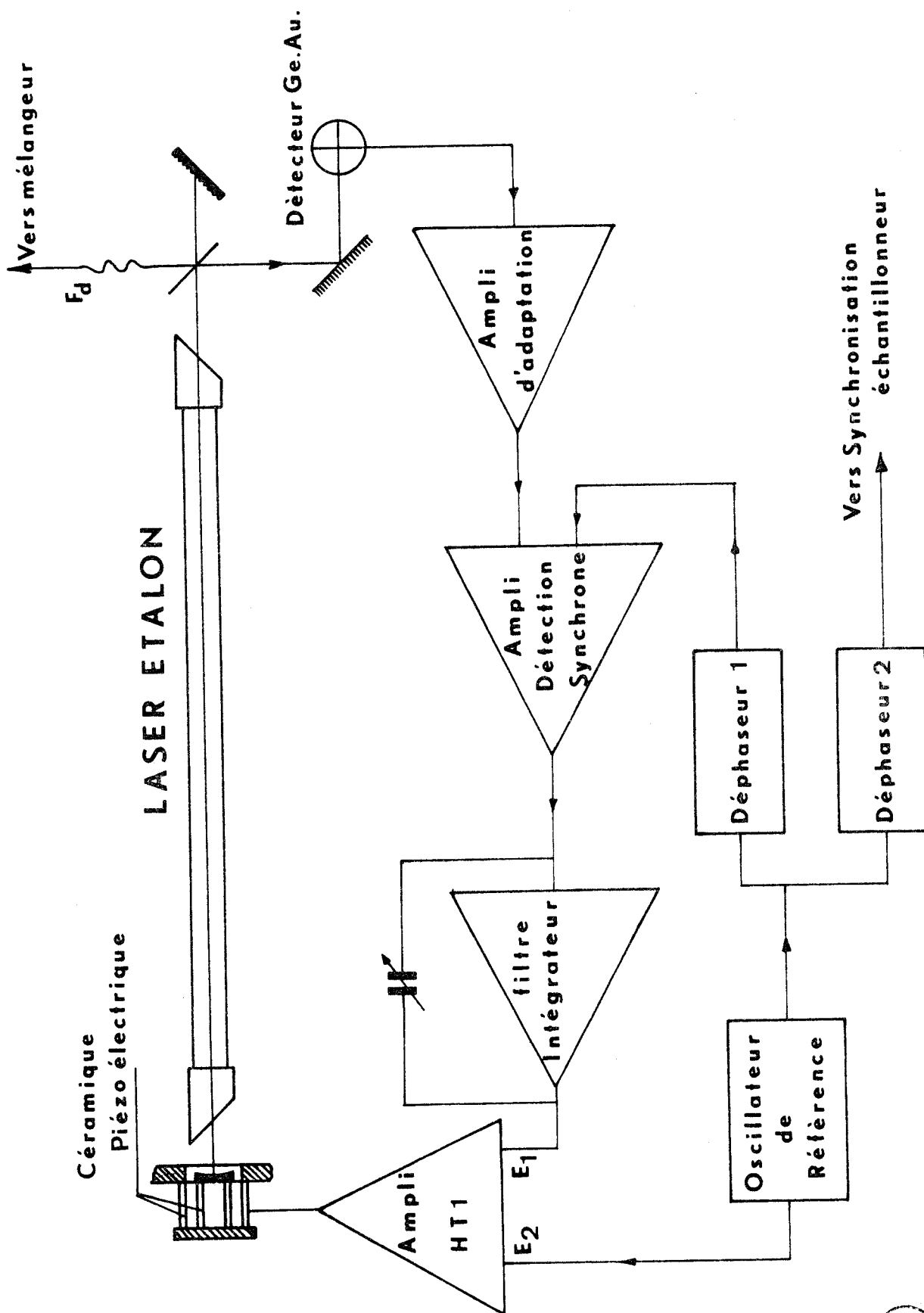


Figure 16 : Schéma synoptique des dispositifs d'asservissement du laser étalon.

– Permettre d'utiliser des constantes de temps de régulation de quelques millisecondes afin de compenser les fluctuations rapides dues aux vibrations acoustiques et mécaniques jusqu'à la centaine de Hz,

– Utiliser au maximum les possibilités d'échantillonnage rapide du fréquencemètre utilisé dans l'asservissement du laser source sur cet étalon.

Le détecteur germanium - or délivre un signal proportionnel à la puissance du laser. Il présente une impédance interne élevée de l'ordre de $150\text{ k}\Omega$. C'est pourquoi il est suivi d'un amplificateur adaptateur d'impédance à faible bruit, dont on limite volontairement la bande de fréquences amplifiées à la partie utile pour l'asservissement.

L'amplificateur à détection synchrone qui suit est constitué d'un amplificateur sélectif accordé vers 5 kHz, puis du détecteur synchrone proprement dit. La tension de référence, nécessaire à ce dernier provient de l'oscillateur de référence à travers un déphaseur permettant de régler sa phase de 0 à 2π . L'intégrateur qui relie la sortie du détecteur à l'amplificateur $H T_1$ permet de choisir une constante de temps compatible avec la fréquence 5 kHz de modulation.

II - 2 - 3 - ASSERVISSEMENT EN FREQUENCE DU LASER SOURCE

a) Méthode

Le laser source a une longueur de cavité plus grande (3m) que celle de l'étalon, permettant d'obtenir pour les raies les plus intenses, des puissances de quelques dizaines de Watts. Une très faible partie du rayonnement émis est mélangée avec celui provenant de l'étalon pour donner le battement $|F_s - F_d|$. Un compteur mesure le nombre de périodes de ce battement pendant un temps très court (100 μ s) et ce, à une cadence imposée par la fréquence qui module l'étalon. Le fréquencemètre échantillonneur affiche ainsi une mesure partielle de la fréquence du battement à 10 kHz près cinq mille fois par seconde.

La figure 17 montre comment à l'aide de ce procédé on peut, au niveau de la mesure de la fréquence du battement, éliminer la modulation de fréquence qui affecte le laser étalon. Il suffit pour cela de compter cette fréquence entre les temps $T_0 - \Delta t$ et $T_0 + \Delta t$ correspondant aux fréquences $F_d - \Delta f$ et $F_d + \Delta f$ du laser étalon. On compte ainsi la différence entre la fréquence du laser source et la valeur moyenne de celle de l'étalon.

La méthode consiste alors à réaliser une conversion Fréquence / Tension linéaire, au moins aussi rapide que la cadence de mesure de l'échantillonneur. Si on compare ensuite la tension obtenue à une tension de consigne, à laquelle on peut faire correspondre une fréquence donnée que nous appellerons F_{bo} , on obtient un signal polarisé proportionnel à l'écart entre F_{bo} et la fréquence mesurée par l'échantillonneur F_b . Ce signal d'erreur permet d'asservir la longueur de la cavité du laser source autour de la fréquence $F_s = F_d + F_{bo}$. Si l'on fait varier la tension de consigne, on modifie F_{bo} , on peut ainsi stabiliser le laser source en tout point du profil d'émission.

b) Schéma synoptique

Celui-ci est représenté Figure 18. Le détecteur $C_d H_g T_e$ est un détecteur photo-voitaique rapide. Le signal de battement $F_s - F_d$ étant d'amplitude trop faible pour être traité directement par l'échantillonneur, un amplificateur à large bande a été réalisé pour obtenir un signal suffisant même loin de la fréquence centrale de la raie.

Le fréquencemètre H.P. 5 327 C, qui présente une cadence de mesure synchronisable particulièrement rapide ≤ 5 kHz sert d'échantillonneur. Les résultats de mesure sont visualisés et transmis à des sorties codées B.C.D. Le temps de transfert, des informations digitales, des registres à décades aux sorties codées, et la cadence de sortie de ces informations, sont compatibles avec la vitesse maximale de mesure du compteur. Ce dernier est suivi d'un convertisseur digital-analogique traitant les informations codées B.C.D. disponibles à la sortie transcription du compteur sur les trois chiffres significatifs que l'on souhaite employer. Cette conversion est limitée à trois chiffres car la précision de 1/1000 de la tension analogique de sortie rend inutile l'emploi d'un quatrième. On peut d'ailleurs choisir le rang de ceux-ci en fonction de la précision que l'on souhaite et de la largeur du profil de gain du laser source. Grâce à un diviseur décimal placé à l'entrée du fréquencemètre, il est possible, tout en gardant la même durée de comptage,

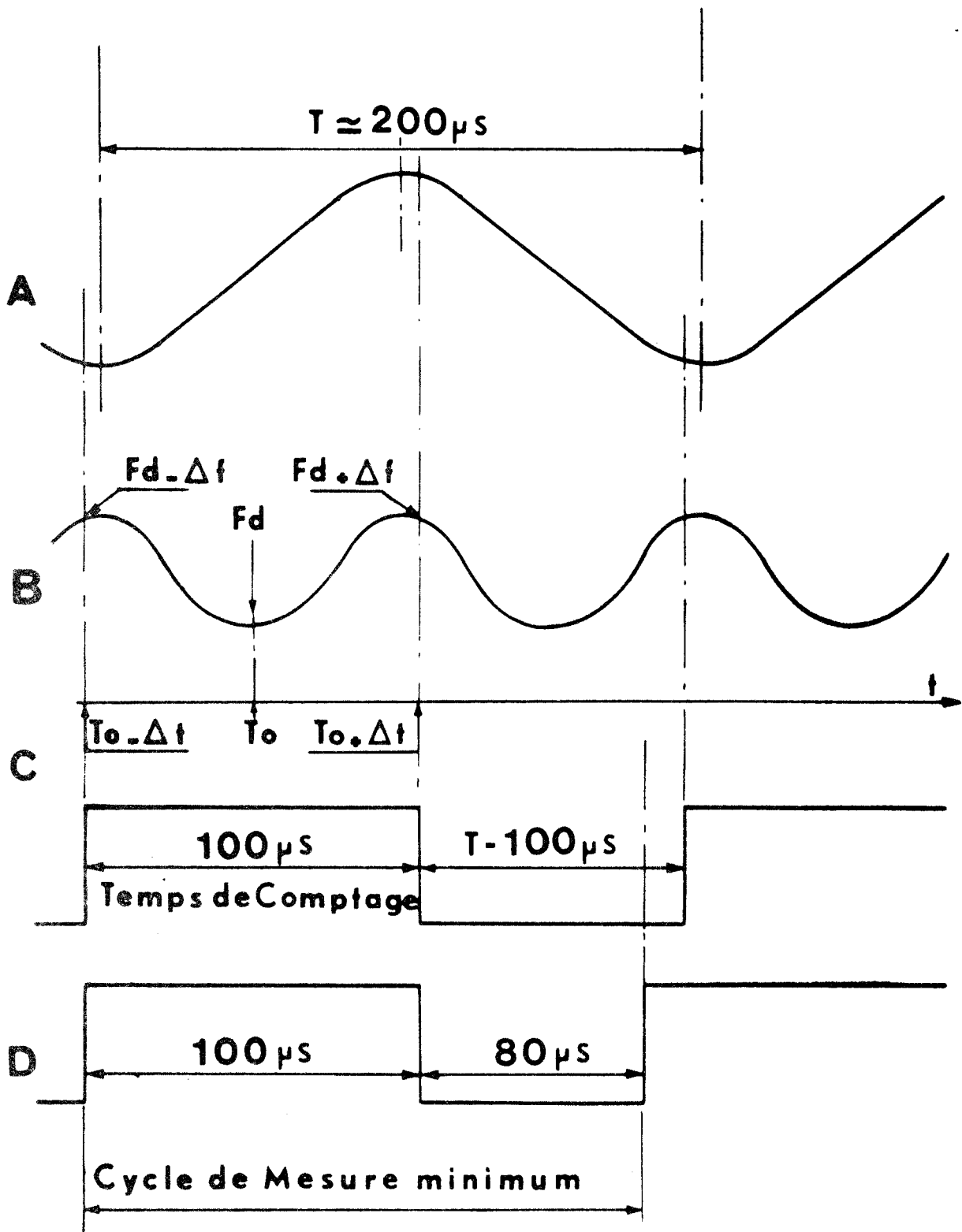


Figure 17 : Synchronisation de la cadence de mesure avec la modulation du laser étalon.

- A – Tension de modulation du laser étalon
- B – Puissance de sortie du laser étalon
- C – Cadence de mesure synchronisée par l'oscillateur de référence
- D – Cadence de mesure minimale non synchronisée de l'échantillonneur.



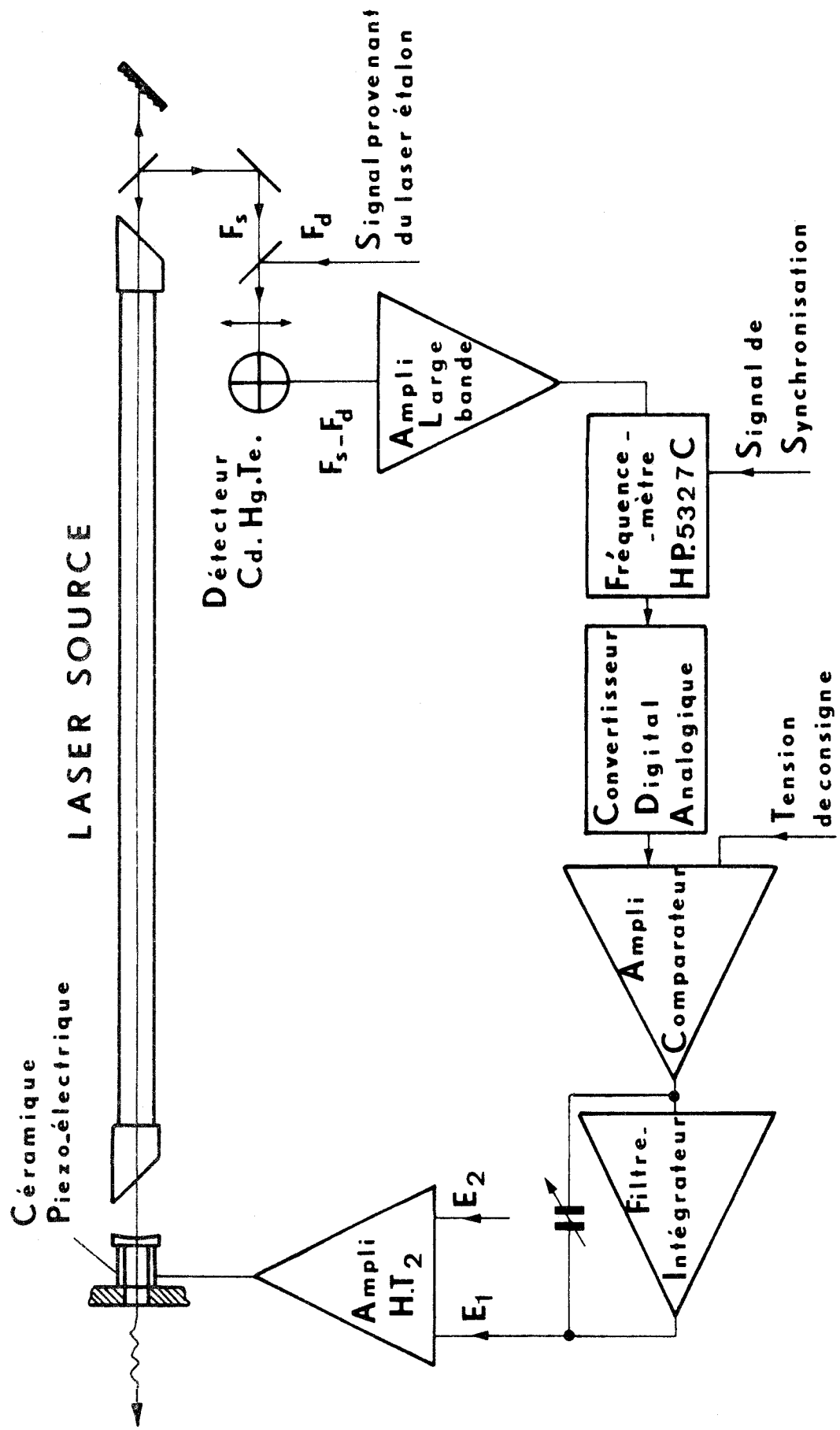


Figure 18 : Schéma synoptique de l'asservissement du laser source .



de changer la sensibilité de l'échantillonneur par simple commutation. On a alors deux possibilités :

- Une précision de 10 kHz avec des sorties correspondant aux 10^1 kHz , 10^2 kHz , 10^3 kHz,
- Une précision de 100 kHz avec des sorties correspondant aux 10^2 kHz , 10^3 kHz , 10^4 kHz .

Le temps de recouvrement du convertisseur (D. A. 536 C Computer Product) est variable de 10 à 50 μ s suivant l'amplitude des variations d'entrée. Ceci entraîne que la somme de tous les temps de recouvrement et de transfert des signaux demeure toujours inférieure à la période d'échantillonnage.

La tension de sortie du convertisseur est comparée à la tension de consigne. Le comparateur délivre une tension proportionnelle à leur différence qui est transmise à un intégrateur dont la sortie est reliée à l'amplificateur haute tension H T₂. Ce dernier est identique et joue le même rôle que celui (H T₁) utilisé dans l'asservissement de l'étalon. Sa tension de sortie peut atteindre ± 500 volts .

— TROISIEME PARTIE —

ETUDE , DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES DE
L'APPAREILLAGE ELECTRONIQUE

III – 1 ETUDE DES ASSERVISSEMENTS

Quand on réalise de tels asservissements, une fois la méthode choisie, le problème posé est d'obtenir le gain de boucle le plus élevé possible tout en gardant le système stable. Il faut également déterminer la bande passante de l'asservissement, en tenant compte de la fréquence des perturbations qu'il faut corriger et du principe mis en œuvre.

III – 1 – 1 – ETUDE DE L'ASSERVISSEMENT DU LASER ETALON

On peut l'assimiler à une commande proportionnelle d'une cascade de deux éléments à retard exponentiel. La figure 19 donne le diagramme fonctionnel de cette commande où :

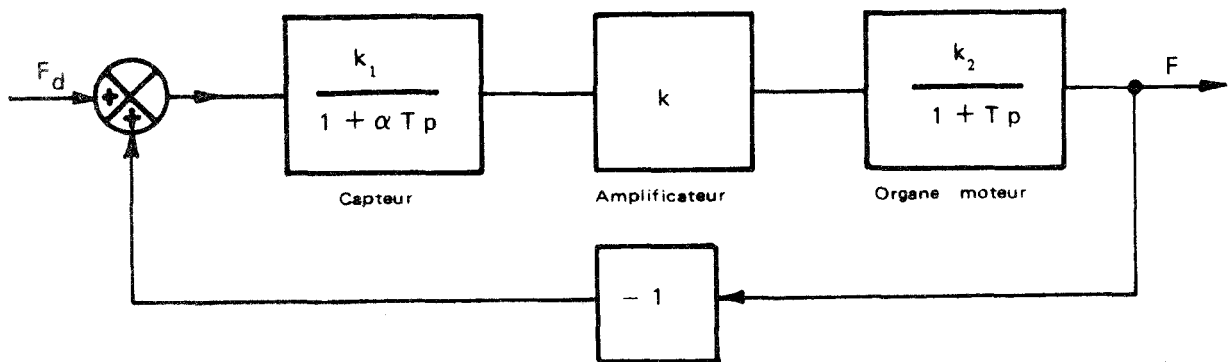


Figure 19 : Diagramme fonctionnel de l'asservissement du laser étalon.

- p est la variable introduite dans la transformée de Laplace.
- F_d est la fréquence de référence correspondant au centre du « Lamb-dip »
et F la fréquence d'oscillation du laser, toutes deux exprimées en MHz.

– L'organe moteur, constitué par la céramique piézo-électrique, transforme les variations de tension en variation de longueur de la cavité, donc de fréquence d'accord F . Le coefficient statique k_2 caractérise cette conversion. Il s'exprime en MHz/ volt. T est la constante de temps introduite par la résistance de sortie de l'amplificateur haute-tension et la capacité de la céramique.

– Le capteur représente l'ensemble : modulateur, détecteur synchrone et filtre intégrateur, qui fournit une tension proportionnelle à l'écart des fréquences F_d et F . Le coefficient k_1 traduit en volt/ MHz la sensibilité statique de ce capteur. αT est la constante de temps réglable du filtre intégrateur qui suit la détection synchrone.

– Les différents gains d'amplification sont représentés par k .

Transmittance en boucle fermée

En posant $K = k_1 \cdot k_2 \cdot k$, on obtient pour cette commande une transmittance en boucle fermée du second ordre, qui s'écrit sous la forme classique [39]

$$\frac{F}{F_d} = \frac{K}{K+1} \frac{1}{1 + \frac{(\alpha+1)T}{K+1} p + \frac{\alpha T^2}{K+1} p^2}$$

dont la pulsation naturelle est :

$$\omega_n = \frac{1}{T} \sqrt{\frac{K+1}{\alpha}}$$

et le facteur d'amortissement :

$$z = \frac{\alpha+1}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha(K+1)}}$$

Conditions permettant d'obtenir le meilleur facteur de gain K

Si on s'impose un facteur d'amortissement $z = 0,7$ qui correspond, pour une réponse indicielle pratiquement non oscillante [39], au meilleur temps de réponse de l'asservissement, le facteur de gain n'est plus fonction que du rapport des constantes de temps α :

$$K + 1 = \frac{(\alpha + 1)^2}{4 \alpha z^2} \simeq \frac{(\alpha + 1)^2}{2 \alpha}$$

On en déduit qu'un accroissement de la constante de temps réglable (αT) a une influence favorable, en augmentant la valeur de K associée à un amortissement donné.

si $\alpha \gg 1$ on a : $K + 1 \simeq \frac{\alpha}{4 z^2}$ et $\omega_n \simeq \frac{1}{2 z T}$

En pratique, en augmentant α , c'est-à-dire la constante de temps du filtre intégrateur, on pourra accroître le facteur de gain K , et par suite, réduire l'erreur $F_d - F$. On tendra ainsi vers une commande proportionnelle intégrale, K et αT étant alors limités par les phénomènes secondaires que nous n'avons pas fait intervenir dans cette étude.

Détermination de la fréquence de coupure de l'asservissement

Nous venons de voir que si $\alpha \gg 1$, la pulsation naturelle ω_n devient indépendante de α et de K . Pour la valeur choisie de l'amortissement ($z = 0,7$) on montre qu'elle est égale à la pulsation de coupure à trois décibels de la bande passante de l'asservissement [39]. On peut donc fixer cette dernière à l'aide de la constante T .

Nous avons vu en I - 2 que les causes principales de variation de fréquence d'émission laser étaient : les dérives thermiques, les vibrations mécaniques transmises par le sol, les modifications de l'indice du milieu par les fluctuations de température, de pression des gaz et du courant d'excitation. Elles sont toutes relativement lentes. En ce qui concerne les vibrations acoustiques correspondant à des variations plus rapides, le montage réalisé a permis de les atténuer au maximum, et leur influence demeure nettement inférieure aux précédentes.

Une autre limitation, due cette fois au principe du capteur, intervient dans le choix de la bande passante de l'asservissement. Il ne faut pas en effet que ce dernier supprime la modulation de longueur de la cavité (5 kHz) nécessaire au bon fonctionnement du capteur.

Enfin, une limitation technologique est due à la céramique piézo-électrique actuellement employée. Nous avons supposé dans ce qui précède que le coefficient d'élongation de la céramique était constant en fonction de la fréquence. La figure 20, montre que vers 365 Hz, il se produit un maximum d'élongation environ égal à une fois et demie la valeur en statique, accompagné d'une légère variation de

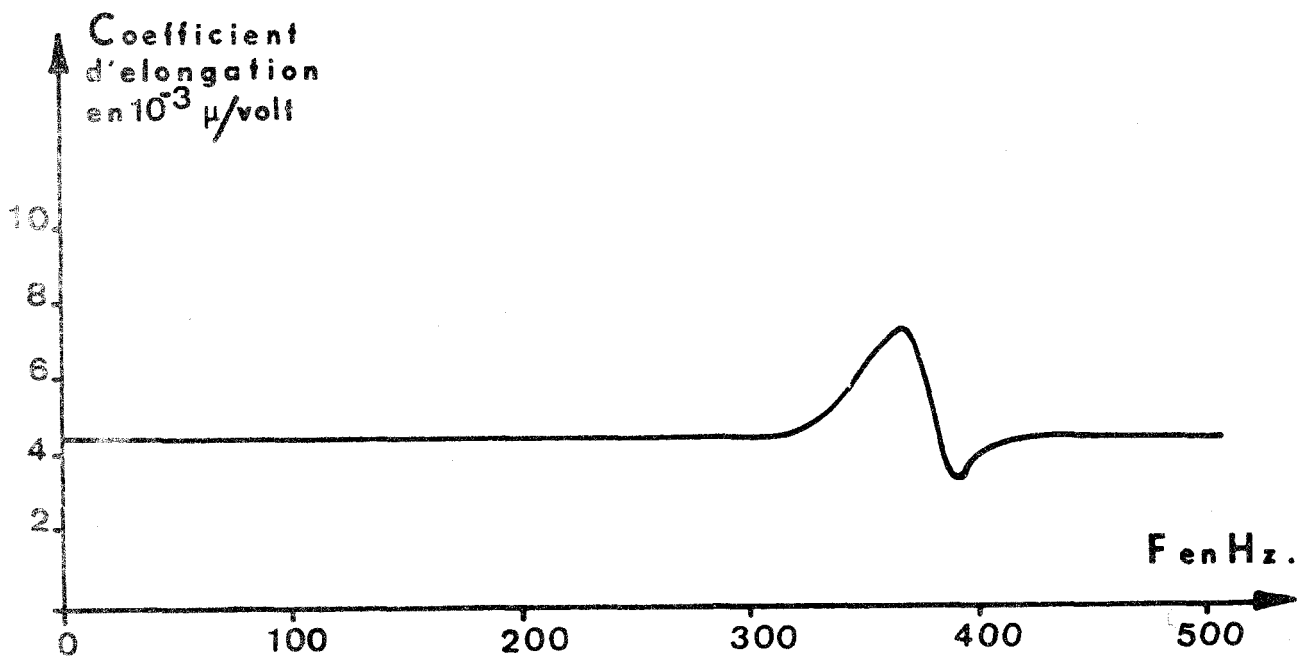


Figure 20 : Réponse de la céramique en fonction de la fréquence.

phase ($\pi/8$ environ). Ceci correspond à une résonance mécanique de l'ensemble: céramique, support et miroir. La perturbation apportée peut être très atténuée, en faisant correspondre la fréquence théorique de coupure à trois décibels à celle de ce maximum.

Ordre de grandeur des coefficients

L'étude qui précède nous conduit à choisir T vers $3 \cdot 10^{-4}$ s.

Cela a pour effet de fixer la fréquence de coupure vers 400 Hz. On obtient cette

valeur de T , en ajustant la résistance interne de l'amplificateur haute tension en fonction de la valeur de la capacité de la céramique (≈ 30 nF).

Le facteur de gain K est déterminé par le gain de l'amplificateur haute-tension, réglable de 10 à 10^3 . Le produit $k_1 k_2$ doit alors être égal à l'unité. Pour la céramique utilisée et la longueur de la cavité du laser étalon ($1,7$ m.), k_2 est égal à $\frac{1}{15}$ de MHz / volt. Il faut donc que le produit k_1 , des différents coefficients du capteur que constitue l'amplificateur à détection synchrone, soit égal à 15 volts / MHz. Dans ces conditions, pour maintenir l'amortissement $z = 0,7$ constant en fonction de K , la constante de temps αT du filtre intégrateur sera choisie variable de 10 ms à 1 s.

III - 1 - 2 - ETUDE DE L'ASSERVISSEMENT DU LASER SOURCE

Le laser étalon étant asservi pour une bande passante de 400 Hz environ, il est inutile de choisir une bande plus large pour asservir la fréquence du laser source. Cela aurait pour effet de transmettre à celui-ci les éventuelles fluctuations rapides de l'étalon. La stabilité en régime libre de ce dernier est par ailleurs actuellement inférieure à celle du laser source. Enfin, le problème posé par les céramiques est similaire pour les deux asservissements.

L'information de sortie de l'échantillonneur, remise à jour toutes les deux cents microsecondes est, après comparaison à la tension de consigne, moyennée par un filtre intégrateur. On peut admettre que la tension de sortie de l'ensemble reste, dans la bande choisie, proportionnelle à la fréquence moyenne du battement. C'est pourquoi, le diagramme fonctionnel de cet asservissement (Figure 21) peut, en première approximation, se mettre sous une forme sensiblement identique à celle vue précédemment, où :

- F_b est la fréquence du battement entre les deux rayonnements infrarouges
- Le capteur de gain statique k_1 est ici constitué par l'amplificateur-comparateur et le filtre intégrateur de constante de temps αT

- L'organe moteur est, comme pour le laser étalon, une céramique piézo-électrique
- L'échantillonneur - bloqueur se compose du fréquencemètre associé au convertisseur digital - analogique. Le coefficient k_3 s'exprime en volt / MHz.

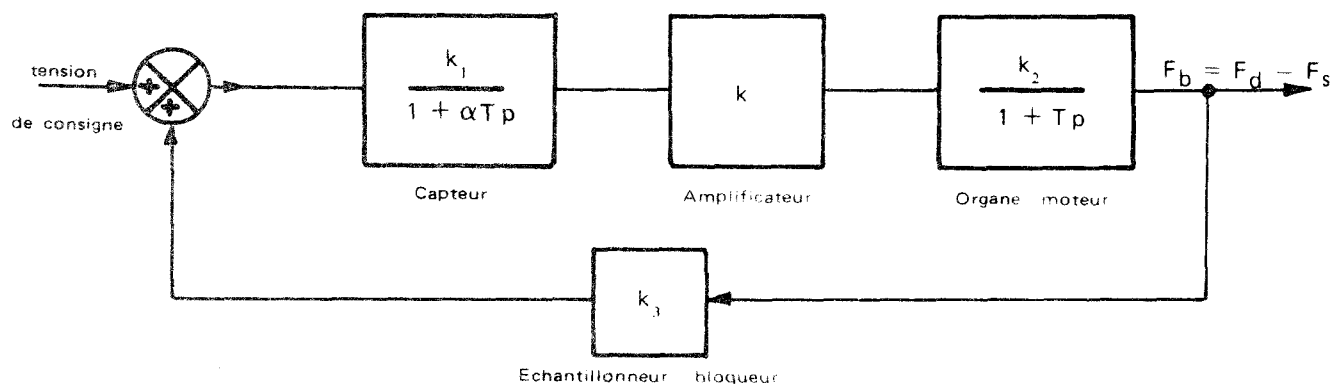


Figure 21 : Diagramme fonctionnel de l'asservissement du laser source.

La transmittance en boucle fermée de cet asservissement étant identique à celle du laser étalon, on peut tirer les mêmes enseignements sur la valeur du facteur de gain K et des constantes de temps T et αT .

Ordre de grandeur des coefficients

Comme pour le laser étalon :

- La bande passante est déterminée par $T \simeq 3 \cdot 10^{-4}$ s.
- Le facteur de gain K sera rendu réglable de 10 à 10^3
- La constante de temps du filtre intégrateur également réglable de 10 ms à 1 s.

A partir de là, on peut déterminer les autres coefficients :

- Pour une sensibilité d'échantillonnage du fréquencemètre de 10 kHz, le coefficient k_3 est égal à 1 volt / MHz.
- Le coefficient k_2 , déterminé par la céramique utilisée et la longueur (3 m) de la cavité, est égal à $1 / 40$ MHz / volt.
- Le gain statique k_1 , de l'ensemble amplificateur-comparateur et filtre-intégrateur, est fixé à 200 ; l'appoint au facteur de gain K étant fourni par l'amplificateur haute tension.

III - 2 CARACTERISTIQUES DES APPAREILS COMMERCIAUX , INTERVENANT DANS L'ENSEMBLE DU DISPOSITIF .

Certains appareils commerciaux interviennent dans les chaînes de régulation. Ils déterminent en partie le cahier des charges des autres dispositifs qui leurs sont adjoints et que nous avons réalisé. C'est pourquoi, nous commencerons par donner les caractéristiques principales de ces divers appareils.

III - 2 - 1 - LES DETECTEURS INFRAROUGES

a) Détecteur germanium - or

Ce détecteur a été fourni par la C.S.F. C'est un photo-conducteur constitué par un monocristal de germanium, convenablement dopé par des atomes d'or. La conductivité est de type " P " . Il fonctionne à la température d'ébullition (77,4° K) de l'azote liquide à pression normale. La détectivité, qui est maximale pour une radiation de longueur d'onde 5 μ , reste encore valable vers 10,6 μ . On le monte en série (Figure 22) avec une source continue et une résistance de charge (R_c) .

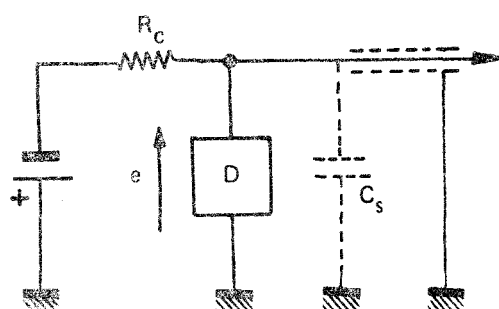


Figure 22 :
Polarisation du détecteur
Ge . Au

Les caractéristiques données par le constructeur sont les suivantes :

Surface sensible : 5 x 5 mm, soit 0,25 cm²

Résistance du détecteur , en absence de signal à 77° K, sous tension d'emploi
conseillée : 150 KΩ

Sensibilité : à 5 μ la variation relative de résistance du détecteur est de 4 %
pour un signal de 1 m W / cm²

Constante de temps : 50 10⁻⁹ s.

Conditions optimales d'emploi :

- tension appliquée sur la cellule : $- 22 \leq e \leq + 8$ v
- résistance de charge : 150 KΩ

Il faut remarquer que la constante de temps donnée, ne tient pas compte de la capacité shunt (C_s) qui provient du montage du cristal, venant ainsi court-circuiter aux fréquences élevées la charge importante (150 KΩ). C'est pourquoi, son emploi sera limité à la stabilisation du laser étalon qui ne doit fournir que des signaux de fréquence relativement basse.



b) Détecteur C_d - H_g - T_e

La détection du battement entre les deux lasers est assurée par une cellule photovoltaïque, fonctionnant également à la température d'ébullition de l'azote liquide à pression normale. Le détecteur qui nous a été fourni par la S.A.T. a une réponse spectrale maximale vers 9,5 μ . Une étude, réalisée au C.N.E.T. par J. HENNAFF [40] sur un détecteur identique, montre que si le temps de réponse n'a pas encore été parfaitement déterminé, il semble que ce soit le montage de la pastille dans le cryostat qui limite actuellement les performances. Au cours de cette étude, la bande passante du détecteur a pu être amenée jusqu'à 90 MHz, en polarisant ce dernier en inverse. On considère le photodétecteur comme un injecteur de courant (Figure 23), fournissant une intensité proportionnelle à la puissance reçue.

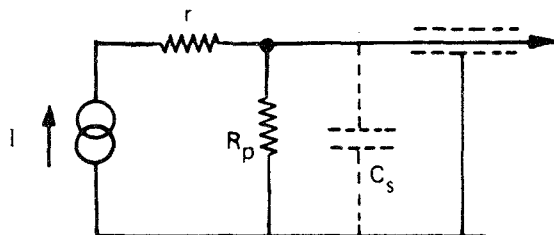


Figure 23 :
Schéma du détecteur
 $C_d \cdot H_g \cdot T_e$

Les caractéristiques principales sont les suivantes :

Surface sensible : $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

Résistance série : $r = 8 \Omega$

Résistance shunt : $R_p = 13 \text{ k}\Omega$

Délectivité : $\Delta = 3,9 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ pour $\lambda = 9,26 \mu$.

Temps de réponse : 10 à 20 ns sans polarisation,
Quelques ns avec polarisation inverse.

III - 2 - 2 - LE FREQUENCEMETRE ECHANTILLONNEUR

Le fréquencesmètre, que nous utilisons comme échantillonneur est le n° 5327 C (option 003) de chez Hewlett - Packard. En plus de sa gamme de fréquence mesurable élevée, il a été choisi pour la rapidité de sa cadence de mesure. Nous allons donner les principales caractéristiques utilisées dans l'asservissement.

Gamme de fréquence mesurable :

- entrées A et B : 0 à 55 MHz
- entrée B / 10 : 0 à 550 MHz

Sensibilité :

- entrée A : 0,3 v crête à crête minimum sur $1 \text{ M}\Omega$ en parallèle avec 25 pF.
- entrée B : 15 mv crête à crête sur 50Ω
- entrée B/ 10 : 0,3 v crête à crête sur 50Ω

Temps de comptage :

0,1 μ s à 10 s par paliers décimaux .

Base de temps :

- interne : oscillateur à quartz 10 MHz
- externe : 100 Hz à 10 MHz - 3 volts crête à crête sur 1 k Ω

Cadence de mesure : trois positions :

- rapide : continûment réglable de moins de 100 μ s à 20 ms.
- normale : continûment réglable de moins de 20 ms à 5 s.
- attente : le résultat de la mesure peut être maintenu indéfiniment jusqu'à ce qu'on commande extérieurement une nouvelle mesure soit manuellement soit électriquement.

Sortie digitale des informations de mesure (option 003)

- Code 1.2.4.8. B.C.D.
 - Logique positive - état "1" : + 5 v, résistance interne 2,5 k Ω
 - état "0" : + 0,25 v, pour un débit de 1 mA.
- Entrée d'inhibition : Permet de synchroniser la cadence de mesure à un signal extérieur de période supérieure à celle de la cadence interne minimum.
 - Niveau d'inhibition + 5 v.

III - 2 - 3 - LE CONVERTISSEUR DIGITAL - ANALOGIQUE

Un module de conversion (D.A. 536 C. Computer Product) effectue la transformation en tension, de trois chiffres significatifs d'une mesure, dont le résultat est donné en code binaire décimal (12 bits). Les spécifications fournies par le constructeur sont :

Informations d'entrée : Code 1. 2. 4. 8. B.C.D.

- Logique positive - état "1" : + 4 v \pm 1,5 v
- état "0" : + 0,5v \pm 0,5 v.

Informations de sortie :

Variante linéairement de 10 à 9990 mv., pour une information décimale d'entrée de 999 à 001.

Impédance de charge maximum : 1 k Ω

Temps de réponse : de 10 à 50 μ s suivant l'amplitude de variation de l'information d'entrée.

Précision : $\pm 0,5 \cdot 10^{-3}$, plus précision de la référence de tension.

Alimentations requises :

+ 5 volts $\pm 5 \%$, débit 80 mA

+ 15 volts $\pm 2 \%$, débit 27 mA

- 15 volts $\pm 2 \%$, débit 7 mA

Tension de référence :

± 15 volts, débit inférieur au mA.

Toutes les alimentations, qui servent également à fournir l'énergie nécessaire à l'amplificateur-comparateur, ont été réalisées par nos soins. Leurs schémas détaillés, ainsi que ceux des références ± 15 volts figurent en annexe II. Le montage proposé pour les références permet d'atteindre à l'aide de diodes zener compensées en température, une stabilité meilleure que $0,5 \cdot 10^{-3}$ pour une température ambiante comprise entre 15 et 35° C.

III – 3 DESCRIPTION, SCHEMAS DETAILLES ET CARACTERISTIQUES DES APPAREILS REALISES

Pour les autres fonctions de l'ensemble du dispositif, où les réalisations commerciales ne sont pas parfaitement adaptées, nous avons été amenés à réaliser un certain nombre d'appareils à qui l'on demande des caractéristiques particulières déterminées par l'étude des asservissements. D'autre part, une telle réalisation très souple, se prête mieux aux modifications et extensions de l'appareillage que nécessite l'évolution des expériences entreprises dans un laboratoire de recherche. Ainsi, certains des appareils, conçus en fonction de ces perspectives, ont des performances supérieures à celles requises pour leur utilisation actuelle.

Pour clarifier la présentation, nous les décrivons individuellement, mais leurs caractéristiques ne se justifient que dans la mesure où ces appareils constituent un ensemble cohérent.

Ces différentes fonctions sont réalisées suivant une technologie mixte, combinant à la fois des circuits intégrés et des éléments discrets. Nous nous sommes d'ailleurs limités le plus souvent possible à n'utiliser que du matériel courant, qui présente l'avantage d'être peu onéreux et facilement disponible.

III - 3 - 1 - L'AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHRONE

C'est le capteur de l'asservissement du laser étalon. On peut le diviser en trois parties :

a) Préamplificateur d'adaptation (Figure 24)

Il est rendu nécessaire par l'impédance élevée du détecteur Germanium - Or. Il permet en plus, de fournir à un niveau suffisant la forme vraie du signal de variation de puissance infrarouge, afin de la visualiser. Cette visualisation permet, lors de la mise en route de l'asservissement sur le « Lamb-dip », de se placer au centre de ce dernier, de doser l'amplitude de modulation et, pendant le fonctionnement, de contrôler la stabilisation.

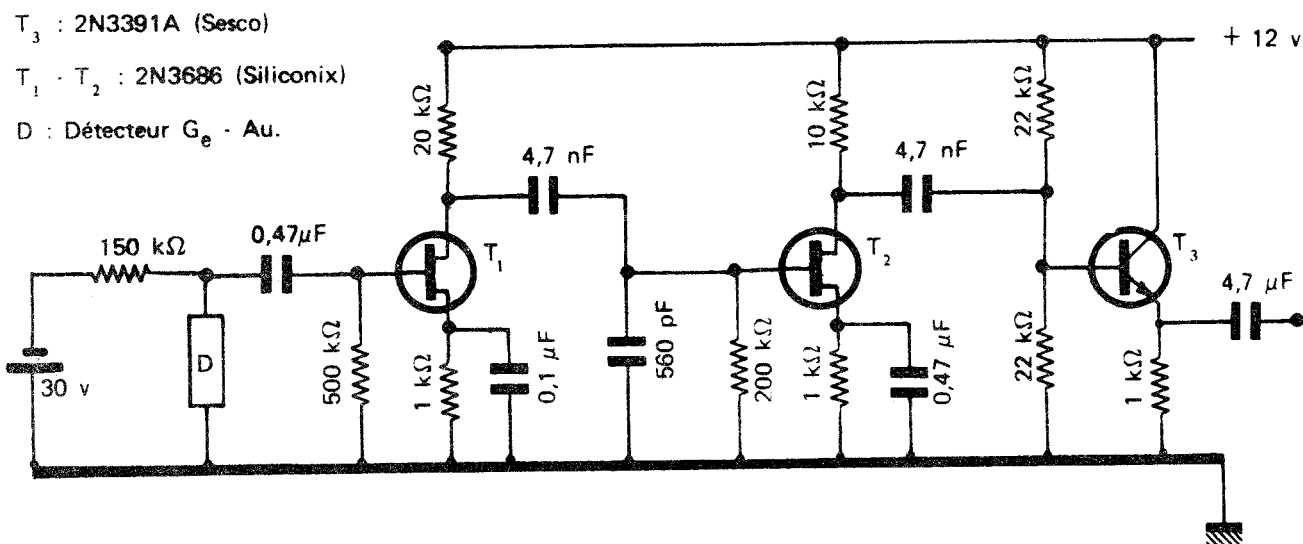


Figure 24 : Préamplificateur d'adaptation.

Afin d'améliorer le rapport signal / bruit, la bande passante de ce préamplificateur est volontairement réduite à la dizaine de kHz. C'est dans le même but qu'on utilise pour le réaliser des transistors à effet de champ faible bruit (T_1 et T_2). La réduction de la bande passante est obtenue, en basse fréquence, par un découplage insuffisant des résistances de sources de T_1 et T_2 et par le choix de faibles capacités de liaison entre étages. Pour les fréquences élevées, on schunte la résistance de charge du premier étage par une capacité.

Caractéristiques :

Impédance d'entrée : $500 \text{ k}\Omega$

Impédance de sortie : 50Ω

Gain en tension : 50

Bande passante à 3 db : de 2,5 kHz à 12,5 kHz.

b) L'amplificateur sélectif (Figure 25)

La détection synchrone se faisant sur le fondamental 5 kHz, cet amplificateur sélectif a pour but de filtrer le signal provenant du détecteur, afin de n'amplifier que le fondamental et les bandes latérales dues à sa modulation d'amplitude. Il faut que, dans la bande passante de l'asservissement, le coefficient d'amplification et la phase de ces bandes latérales ne soient pas modifiés. On réalise pour cela un filtre passe-bande, à l'aide de deux amplificateurs sélectifs, dont la fréquence d'accord est légèrement décalée. Chacun d'eux fait appel à un filtre en double T assez fortement amorti et monté en contre réaction sur un amplificateur opérationnel.

Caractéristiques :

Impédance d'entrée : 100Ω

Impédance de sortie : 200Ω

Gain en tension : $2 \cdot 10^3$

Tension de sortie maximum sans distorsion d'amplitude et de phase :

2 volts crête à crête .

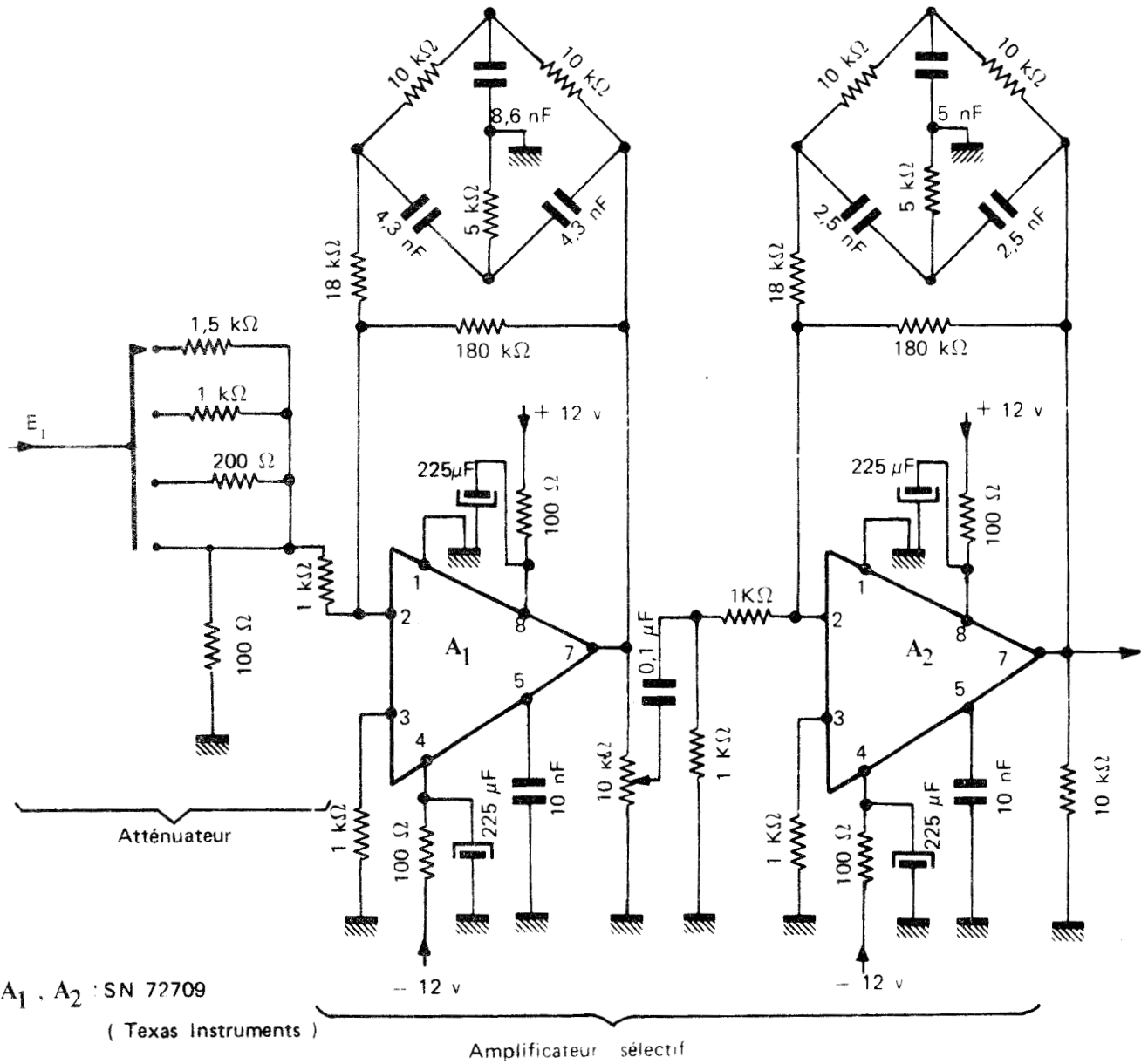


Figure 25 : Schéma de l'amplificateur sélectif



La courbe de réponse en fréquence de l'ensemble est donnée figure 26 .

La variation de gain et de phase reste inférieure à 5 % entre 4,5 et 5,5 KHz.

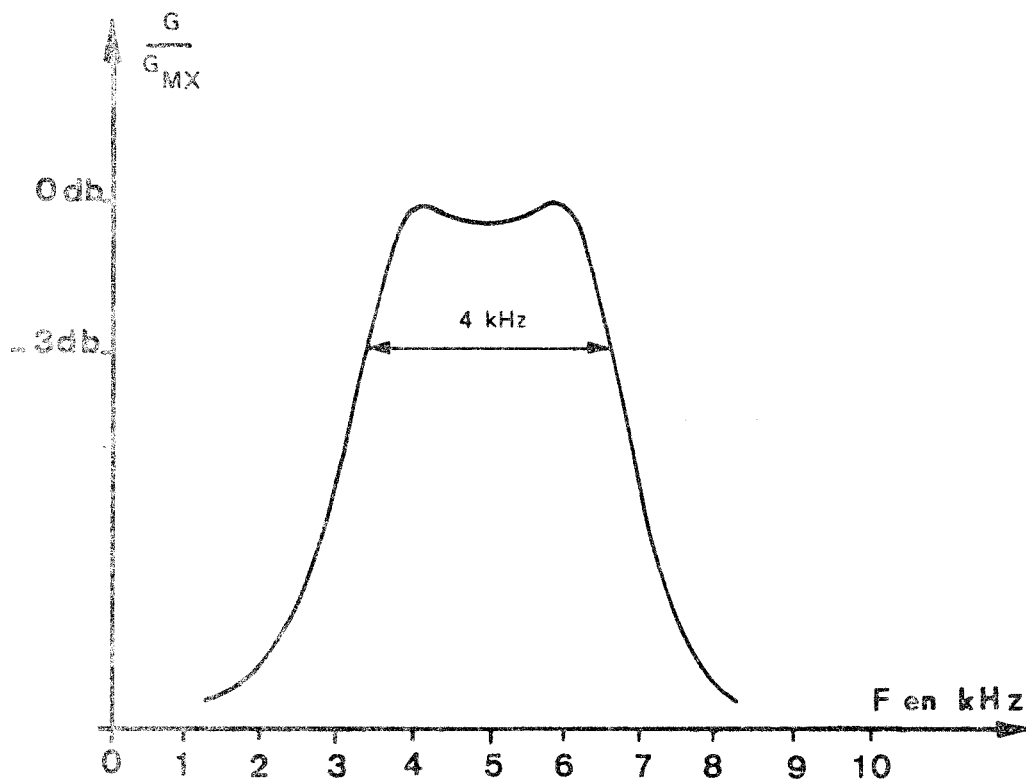


Figure 26 : Réponse en fréquence de l'amplificateur sélectif

c) Détecteur synchrone et filtre intégrateur (Figure 27)

Les transistors complémentaires T_1 et T_2 jouent le rôle d'interrupteurs. Ils sont commandés sur leur base par le signal de référence provenant des déphaseurs. Les signaux recueillis sur T_1 et T_2 sont additionnés en valeur absolue, en les envoyant sur les entrées $+$ et $-$ d'un amplificateur opérationnel bouclé A_1 de gain unité.

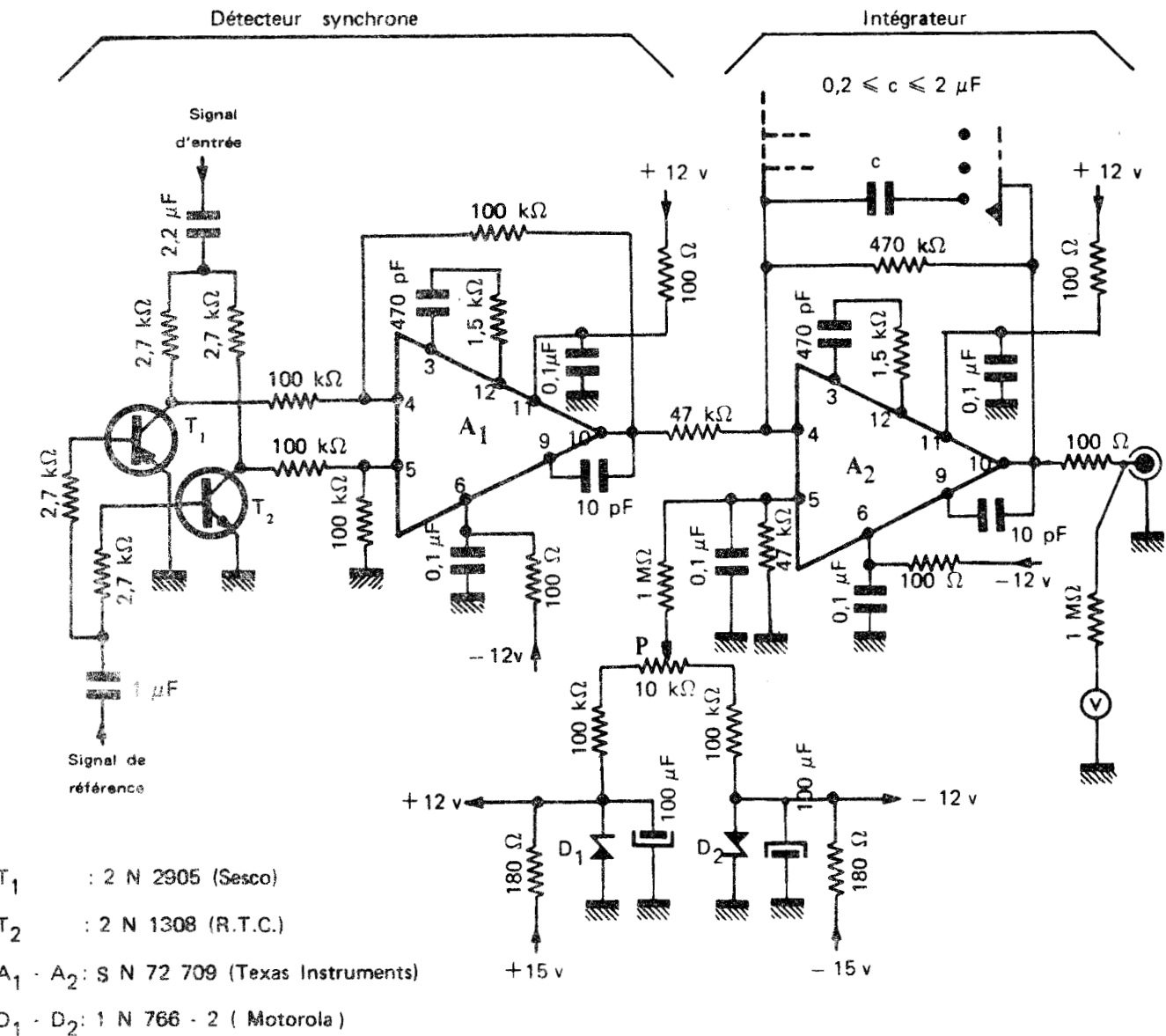


Figure 27 : Détecteur synchrone et filtre intégrateur

Le filtre intégrateur A_2 a une constante de temps réglable par valeurs discrètes entre 10 ms et 1 seconde. On équilibre l'étage de sortie en ajustant, en absence de signal, le potentiomètre P.

Caractéristiques :

- Gain statique de l'intégrateur : 10
- Impédance d'entrée : 2,7 K Ω
- Impédance de sortie : 200 Ω
- Tension de sortie maximum sans distorsion : ± 10 v.



III - 3 - 2 - LES DEPHASEURS

Au nombre de deux, ils sont de conception identique. Le premier, est utilisé dans l'asservissement du laser étalon, pour régler la phase du signal de référence du détecteur synchrone. Le second, permet dans l'asservissement du laser source, de synchroniser en phase le temps de comptage et la demi-période du signal modulant la fréquence de l'étalon (Figure 17) . Dans les deux cas, on souhaite ajuster la phase du signal fourni par l'oscillateur de référence ($F = 5 \text{ kHz}$) entre 0 et 2π .

La figure 28 donne le schéma synoptique de ce déphaseur. Le signal d'entrée, de fréquence F , est mis en forme par un comparateur de zéro. Un oscillateur,

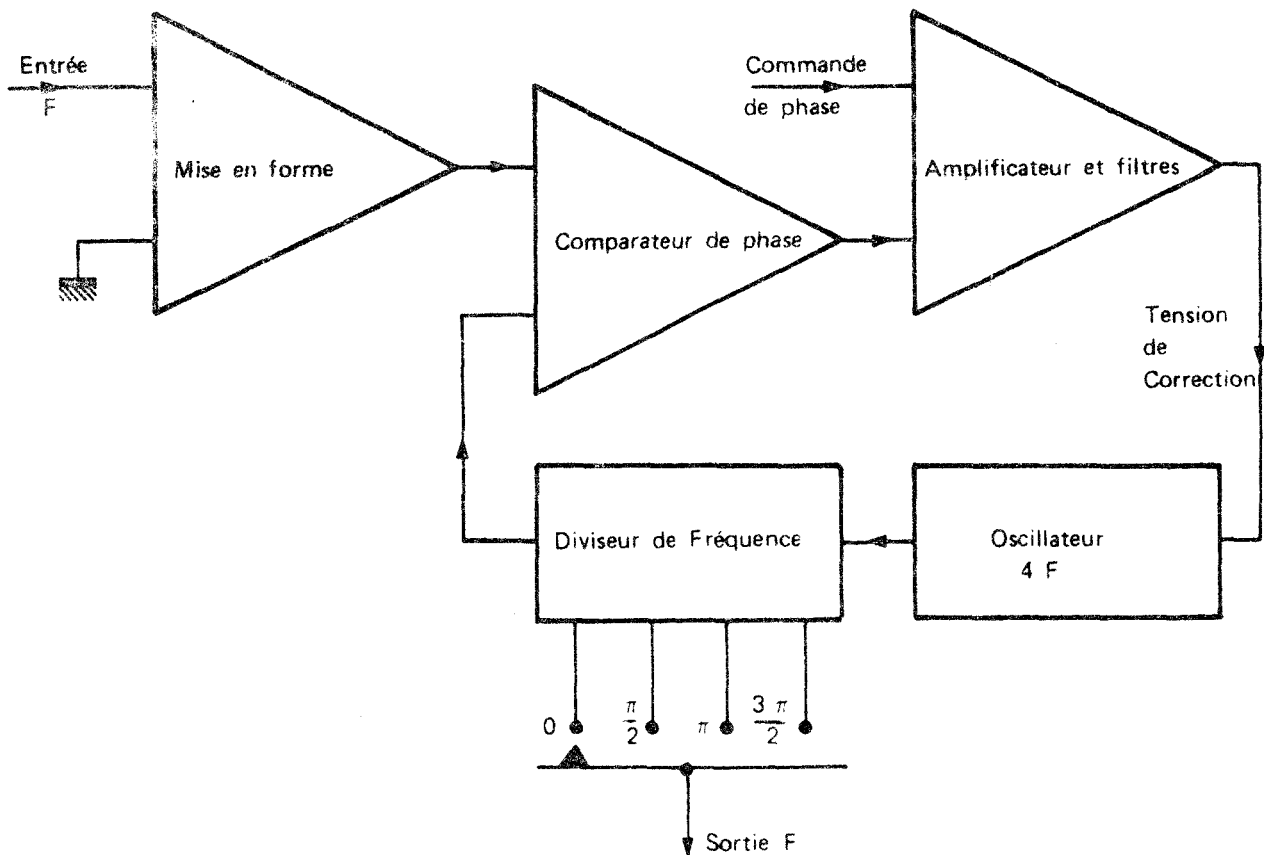


Figure 28 : Schéma synoptique du déphaseur.

dont la fréquence naturelle d'oscillation est voisine de $4 F$, sert de signal d'horloge à une double bascule « J. K » montée en diviseur de fréquence par quatre. Ce dernier fournit quatre tensions d'amplitudes identiques et déphasées entre elles de $\pi / 2$ (Figure 29). Les relations de phase entre les sorties Q_1 , \bar{Q}_1 , Q_2 et \bar{Q}_2 sont rigoureusement assurées par verrouillage.

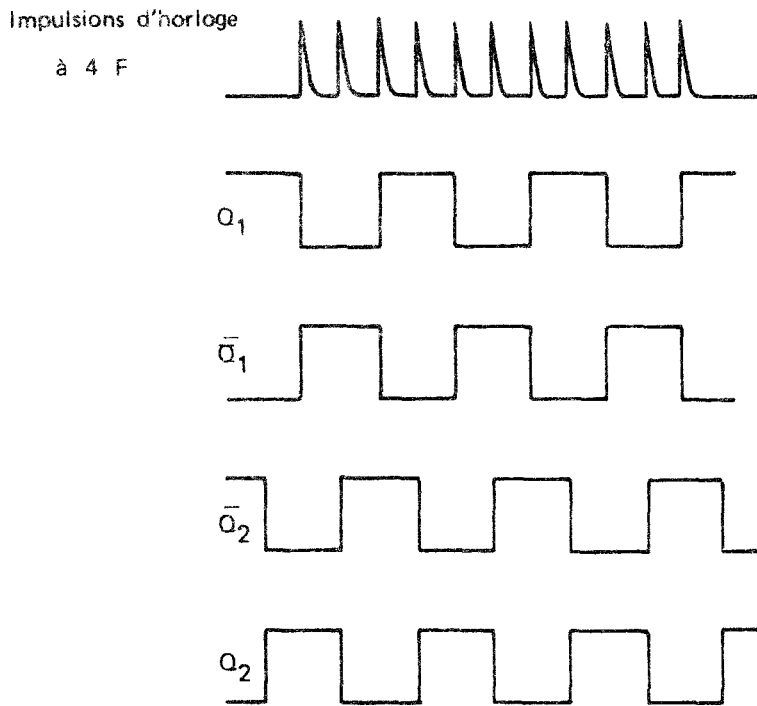
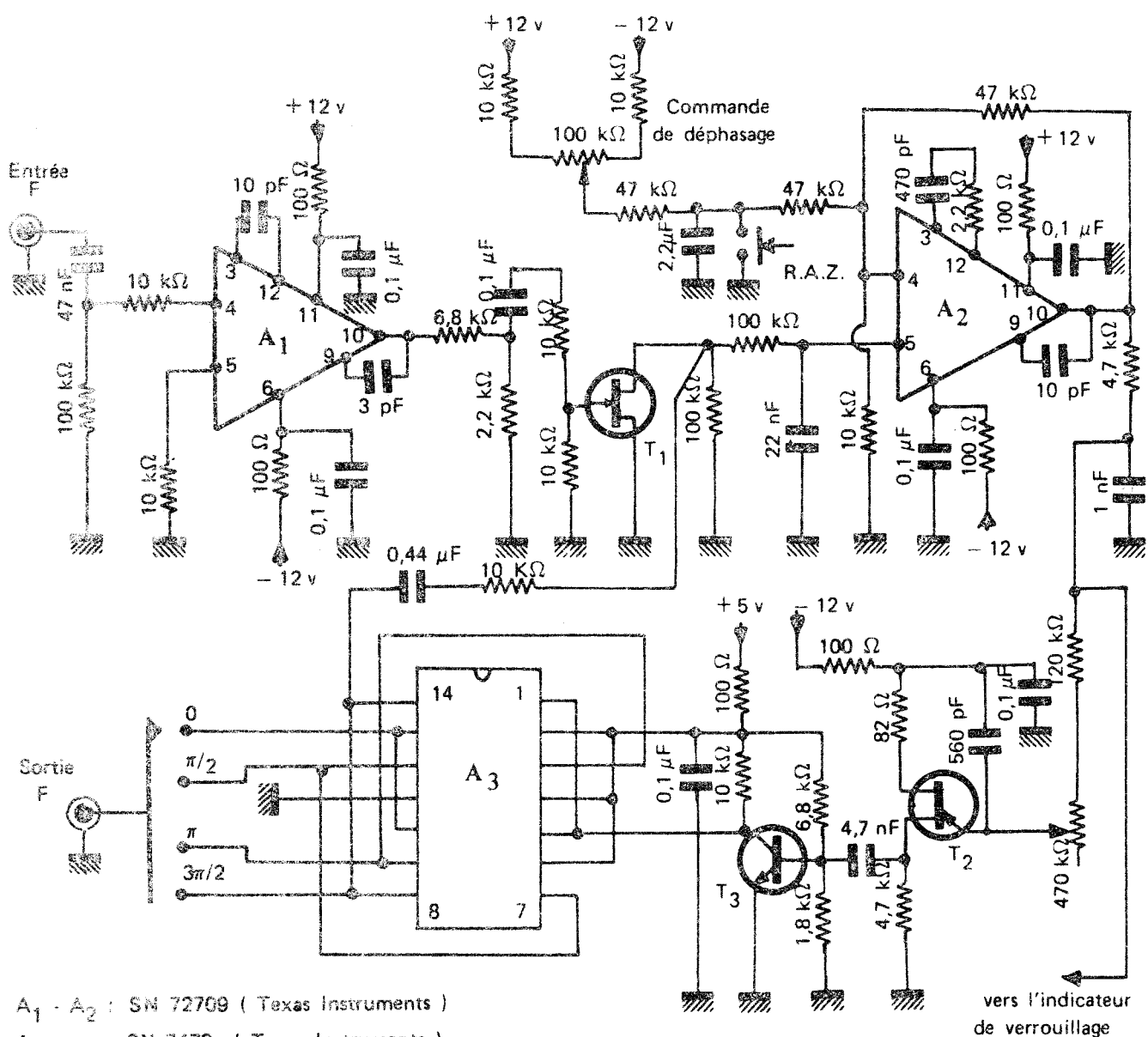


Figure 29 :

Phase des tensions de sortie du diviseur de fréquence

L'un de ces signaux est comparé en phase avec le signal d'entrée mis en forme. Le résultat de cette comparaison donne, après filtrage, une valeur moyenne continue proportionnelle à l'écart de phase entre ces signaux. En comparant ce résultat à une tension de consigne, correspondant à un écart de phase déterminé entre le signal d'entrée et celui de sortie, on peut commander l'oscillateur pilote à $4 F$ par le signal d'erreur obtenu amplifié puis filtré.

En modifiant la tension de consigne, on fait varier continûment la phase sur une plage légèrement inférieure à π . Il suffit de limiter cette valeur à $\Delta\varphi > \pm \frac{\pi}{4}$, les sorties en quadrature fournissant le reste. La figure 30 donne le schéma détaillé de ce déphaseur. Le circuit A_1 de mise en forme est un amplificateur opérationnel de grand gain non bouclé. Ainsi, dès que la tension d'entrée passe par zéro, la sortie bascule de la saturation positive (+12 v) à la saturation négative (-12 v) ou inversement. Tout signal d'entrée, de rapport cyclique égal à un, permet



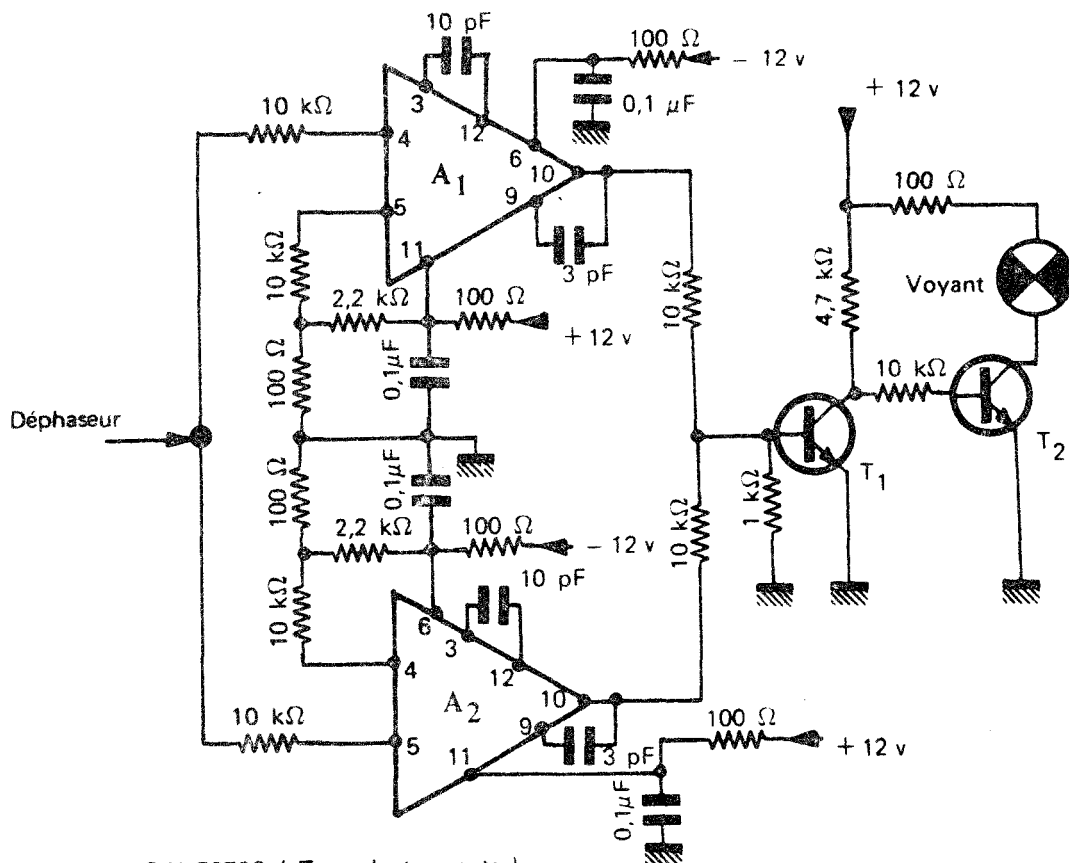
- $A_1 - A_2$: SN 72709 (Texas Instruments)
- A_3 : SN 7473 (Texas Instruments)
- T_1 : 2N 5458 (Motorola)
- T_2 : 2N 2646 (Silec)
- T_3 : 2N 2905 (SESCO)

Figure 30 : Schéma du déphaseur.

vers l'indicateur de verrouillage

d'obtenir un signal rectangulaire d'amplitude constante qui commande la base du transistor à effet de champ T_1 utilisé comme détecteur de phase. Le résultat de la détection de phase est, après un premier filtrage, comparé à la tension de consigne dans l'amplificateur A_2 . L'oscillateur à 4F est un relaxateur à unijonction (T_2) dont on commande la période de relaxation, en contrôlant le courant de charge du condensateur fixant son potentiel émetteur, par la tension de sortie de A_2 .

Il peut arriver qu'au moment de la mise en route le dispositif ne soit pas verrouillé en phase. Un témoin lumineux est alors allumé par un système de comparateurs (Figure 31) qui contrôle l'amplitude de la tension de correction appliquée à l'oscillateur de référence (4F). Un bouton poussoir de remise à zéro permet alors de reboucler le déphaseur.



$A_1 - A_2$: S N 72709 (Texas Instruments)

$T_1 - T_2$: 2N 2905 (SESCO)

Figure 31 : Indicateur de verrouillage du déphaseur.

III - 3 - 3 - LES AMPLIFICATEURS HAUTE-TENSION

Les deux amplificateurs haute-tension que nous avons réalisés sont identiques. Ils servent à commander les céramiques piézo-électriques et ont tous deux un double rôle :

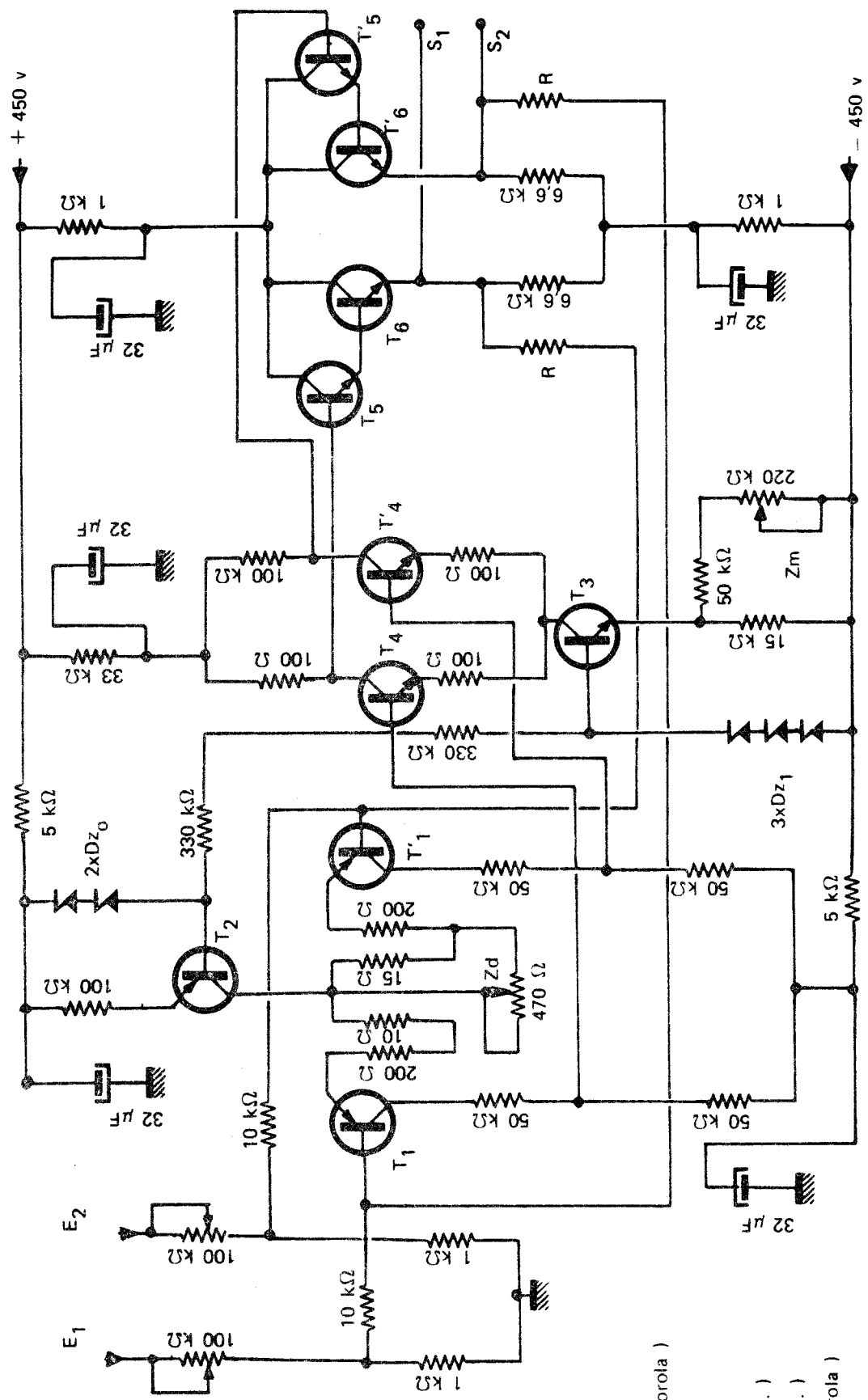
- Dans les asservissements, ils permettent d'appliquer aux céramiques les tensions nécessaires au contrôle des longueurs de cavité.
- En absence de stabilisation, ils sont utilisés pour balayer la longueur de la cavité sur de grandes plages de variation, afin de visualiser la courbe de gain du laser pendant les réglages préliminaires.

Pour une telle réalisation, le problème le plus important est de trouver des transistors pouvant soutenir des tensions élevées (supérieure à 500 volts). Dans ce domaine, le choix est encore restreint pour les « NPN » et pratiquement inexistant pour les « P.N.P. » .

La figure 32 donne le schéma de l'un des amplificateurs. De conception classique, il est du type continu différentiel, à très grand gain, bouclé en contre réaction pour fixer ce dernier à 10^2 , $5 \cdot 10^2$, 10^3 , par commutation des résistances de bouclages (R). Un atténuateur continu permet d'ajuster entre ces valeurs et indépendamment le gain de chaque entrée E_1 et E_2 . Le choix d'une structure différentielle a été dicté par les deux motifs suivants :

- Obtenir une tension de sortie égale au double de celle que supporte chaque transistor.
- Eviter de réaliser des alimentations stabilisées haute tension, en s'affranchissant des variations de celles-ci. On sait en effet que pour un montage symétrique ces variations se reportent en mode commun, mais non en différentiel.

L'appareil se compose de deux étages symétriques, complémentaires, amplificateurs de tension et d'un étage de puissance également symétrique de type « Darlington ». Le premier étage utilise des transistors de type « P.N.P. » dont la tension



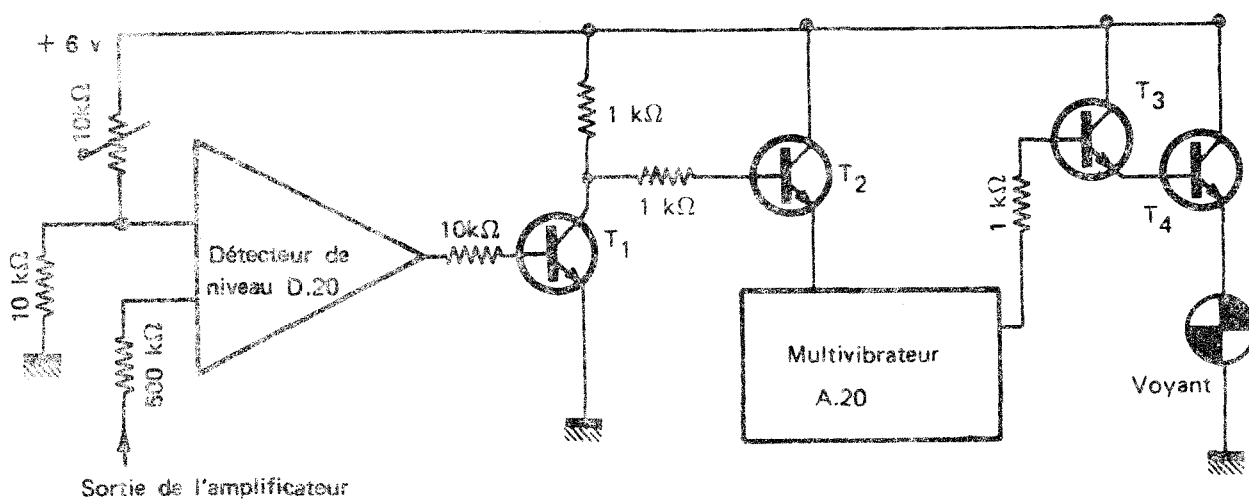
- Dz₀ : ZF 18B (Sesco)
- Dz₁ : BZX 46C (SESCO)
- T₁ - T'₁ : MN 4003 (Motorola)
- T₂ : 40 410 (R.C.A.)
- T₃ : 40 409 (R.C.A.)
- T₄ - T'₄ : BU 105 (R.T.C.)
- T₅ - T'₅ : BU 105 (R.T.C.)
- T₆ - T'₆ : MJ 8400 (Motorola)

Figure 32 : Amplificateur haute tension.



maximum collecteur base est de 250 volts. En attendant de les remplacer par des transistors récents, pouvant soutenir une tension plus élevée (400 v - MJ 4647 Motorola), nous avons divisé leur charge pour reporter le point moyen de fonctionnement vers - 300 volts. Les deux premiers étages sont alimentés par des générateurs à courant constant (T_2 et T_3). Le réglage du zéro différentiel s'effectue sur le premier étage (Z_d), celui du zéro mode commun sur le second (Z_m) en modifiant la valeur du courant imposé par T_3 .

Un voltmètre indique la tension de sortie de cet amplificateur, ce qui permet un contrôle permanent du bon fonctionnement de l'asservissement. C'est dans un but similaire que nous avons ajouté un clignotant d'alarme, afin d'attirer l'attention du manipulateur si en cours d'expérience la tension de sortie dépasse ± 250 volts par rapport à la masse. Ce dispositif simple est schématisé figure 33.



A.20 : Multivibrateur (Schneider)

D.20 : Bascule de Schmitt (Schneider)

$T_1 - T_3$: 2N 3391 (Sesco) ; $T_2 - T_4$: BFY 51 (R.T.C.)

Figure 33 : Dispositif d'alarme des amplificateurs haute tension .

Caractéristiques principales :

Impédance d'entrée mode commun : $1 \text{ k}\Omega$ minimum

Impédance de sortie différentielle : $1 \text{ k}\Omega$

Gain en tension différentiel : variable de 10 à 10^3

Tension de sortie différentielle maximum sans distorsion : ± 500 volts

Bande passante : 0 à 12 kHz sur charge de $1 \text{ k}\Omega$.

Remarque : Pour régler la constante de temps qui détermine la bande passante des asservissements, on modifie artificiellement la résistance interne de l'amplificateur en plaçant, entre les sorties S_1 , S_2 et la céramique, les résistances convenables.

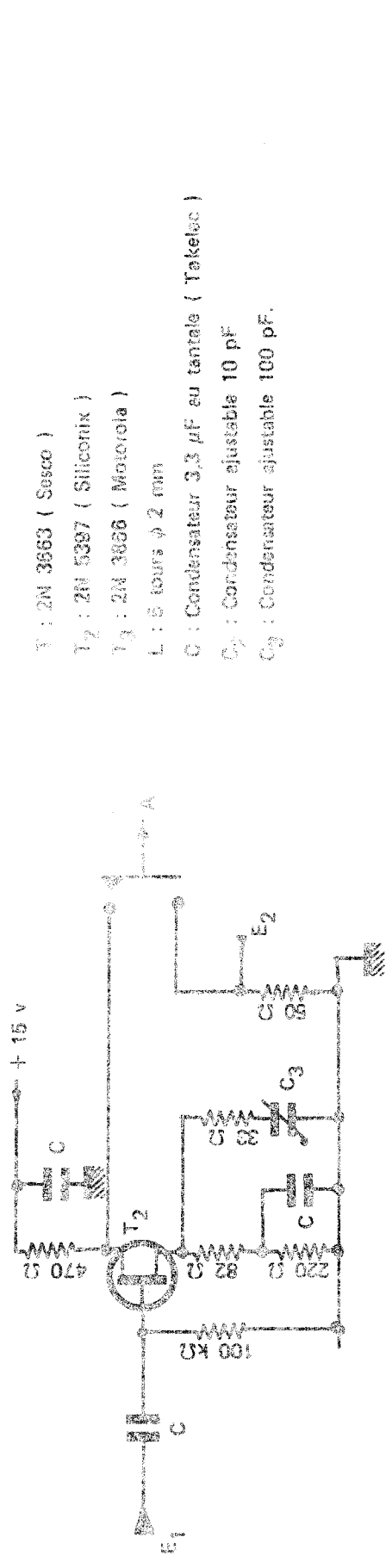
III - 3 - 4 - L'AMPLIFICATEUR A LARGE BANDE

Nous avons vu (II - 2) , dans l'exposé de la méthode, que le signal de battement sortant du détecteur C_D . H_g . T_e est d'amplitude faible, puisque nous souhaitons prélever le moins d'énergie possible aux lasers. Ceci nécessite d'amplifier ce signal, afin de le porter à un niveau compatible avec les caractéristiques d'entrées du fréquencemètre échantillonneur. Etant donné que l'information traitée par ce dernier est la fréquence du signal, nous n'avons pas cherché à réaliser un amplificateur large - bande de très faible bruit. Ceci nous a permis d'employer une succession de cellules de type « cascade » [41], réalisées avec des transistors courants. La figure 34 donne le schéma de cet amplificateur. On y distingue :

a) L'étage adaptateur

Deux solutions ont été retenues :

- Une impédance de 50Ω sur l'entrée E_2 qui attaque directement le transistor émetteur commun de la première cellule cascade. Dans ce cas, on peut réaliser la liaison détecteur amplificateur à l'aide de câbles coaxiaux et l'amplificateur présente une impédance d'entrée pratiquement constante dans toute sa bande passante.



T₁ : 2N 3663 (Sescro)

T₂ : 2N 5397 (Siliconix)

T₃ : 2N 3856 (Motorola)

L : 5 tours φ 2 mm

C : Condensateur 3,3 μF eu tantale (Takelec)

C₁ : Condensateur ajustable 10 pF.

C₂ : Condensateur ajustable 100 pF.

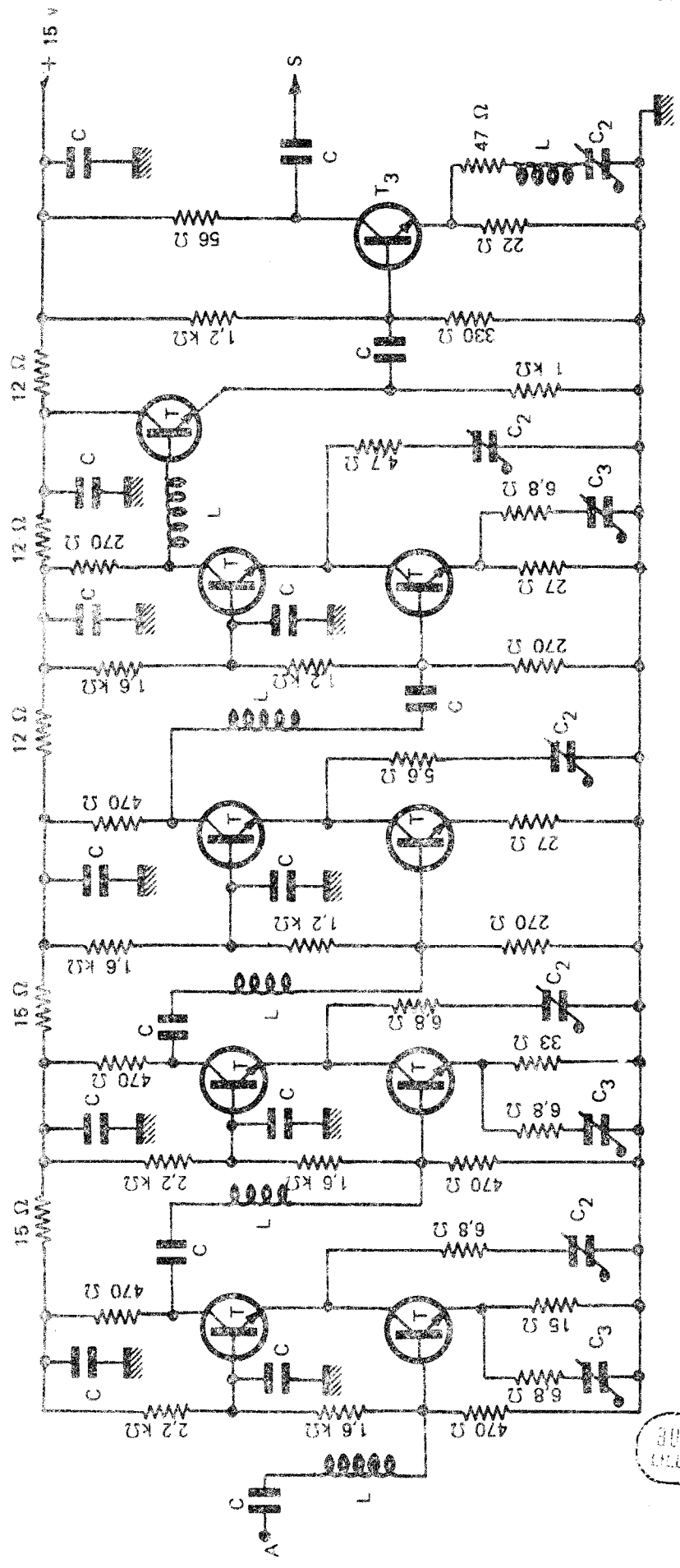


Figure 34 : Schéma de l'amplificateur à large bande

- Une impédance de $100\text{ k}\Omega$ sur l'entrée E_1 , à l'aide d'un transistor à effet de champ haute fréquence, dont l'impédance d'entrée varie avec la fréquence mais demeure supérieure au kiloohm à 150 MHz . La liaison détecteur - amplificateur doit alors être la plus courte possible, afin d'éviter que la capacité des cables ne vienne court-circuiter l'impédance d'entrée aux fréquences élevées.

b) Etages amplificateurs

Ils comprennent quatre cellules cascodes, ayant chacune un gain en tension de l'ordre de six. Chaque cellule est constituée d'un étage émetteur commun, qui permet d'attaquer à haute impédance le montage base commune, lequel amplifie. Afin d'augmenter la bande passante, on réalise des circuits de compensation entre les étages.

Les capacités C_1 permettent de compenser la chute du gain aux fréquences élevées due à la diminution de l'impédance d'entrée de l'étage suivant. Les capacités C_2 augmentent également la bande passante, en accordant la réactance présentée par l'impédance d'entrée du montage base commune en haute fréquence. Cet accord est légèrement amorti par les résistances séries placées avec les condensateurs C_2 . Enfin, les capacités C_3 permettent, en court-circuitant les résistances d'émetteur aux fréquences élevées, de diminuer pour ces dernières le taux de contre-réaction.

c) Etage de sortie

Un transistor de moyenne puissance (T_3), monté en émetteur commun et attaqué en très basse impédance par un étage collecteur commun, permet de délivrer un signal maximum sans distorsion de 4 volts crête à crête sur $50\ \Omega$.

Caractéristiques :

Impédance d'entrée sur E_2 : $50\ \Omega$

Impédance de sortie : $50\ \Omega$

Gain en puissance : 60 db

Puissance maximum de sortie sans distorsion : 0,35 W

Bruit ramené à l'entrée : 30 μv . efficaces

Bande passante : 1 kHz - 150 MHz.

La figure 35 donne la courbe de réponse en fréquence de cet amplificateur.

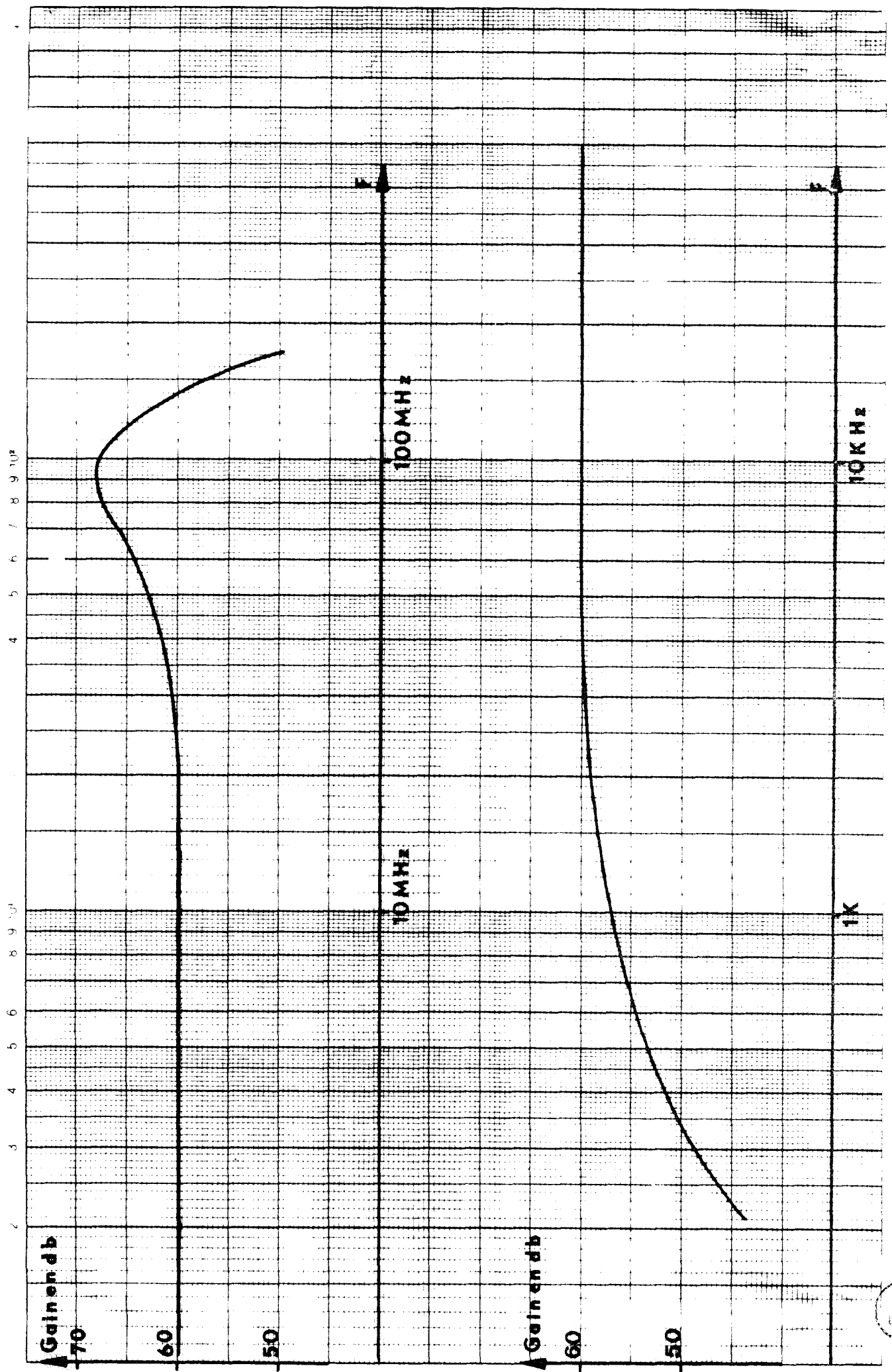


Figure 35 : Courbe de réponse en fréquence de l'amplificateur à large bande.



III - 3 - 5 - L'AMPLIFICATEUR COMPAREUR ET LE FILTRE INTEGRATEUR

L'amplificateur compareur a pour but d'amplifier la tension d'erreur entre la sortie du convertisseur digital - analogique, représentant la fréquence du battement, et la tension de consigne. Le filtre intégrateur moyenne cette tension d'erreur, et permet, en modifiant sa constante de temps, le réglage de l'amortissement de la réponse du servo-mécanisme.

La figure 36 donne le schéma détaillé de ce dispositif. L'amplificateur opérationnel A_1 , bouclé de manière à obtenir un gain de 20, reçoit sur son entrée positive la tension de consigne et sur son entrée négative la demi tension de sortie du convertisseur digital - analogique. Cette dernière est divisée par deux, pour ne pas appliquer une trop grande tension en mode commun aux entrées de A_1 .

La tension de consigne peut être fournie de deux façons différentes par commutation de l'inverseur K.

Position 1 : Référence interne :

Dans cette position du commutateur, on introduit une tension de référence interne de qualité équivalente à celle utilisée pour le convertisseur digital - analogique (voir annexe II). Le réglage fin de cette tension se fait à l'aide d'un potentiomètre de précision de $1\text{ k}\Omega$, dont la variation totale de résistance est obtenue pour dix tours, ce qui donne une définition suffisante. Un condensateur de 15 mF permet de superposer à cette référence une tension de balayage externe très lente.

Position 2 : Référence externe :

Dans cette position, la référence interne est complètement déconnectée et l'on peut mettre extérieurement la tension de référence que l'on désire.

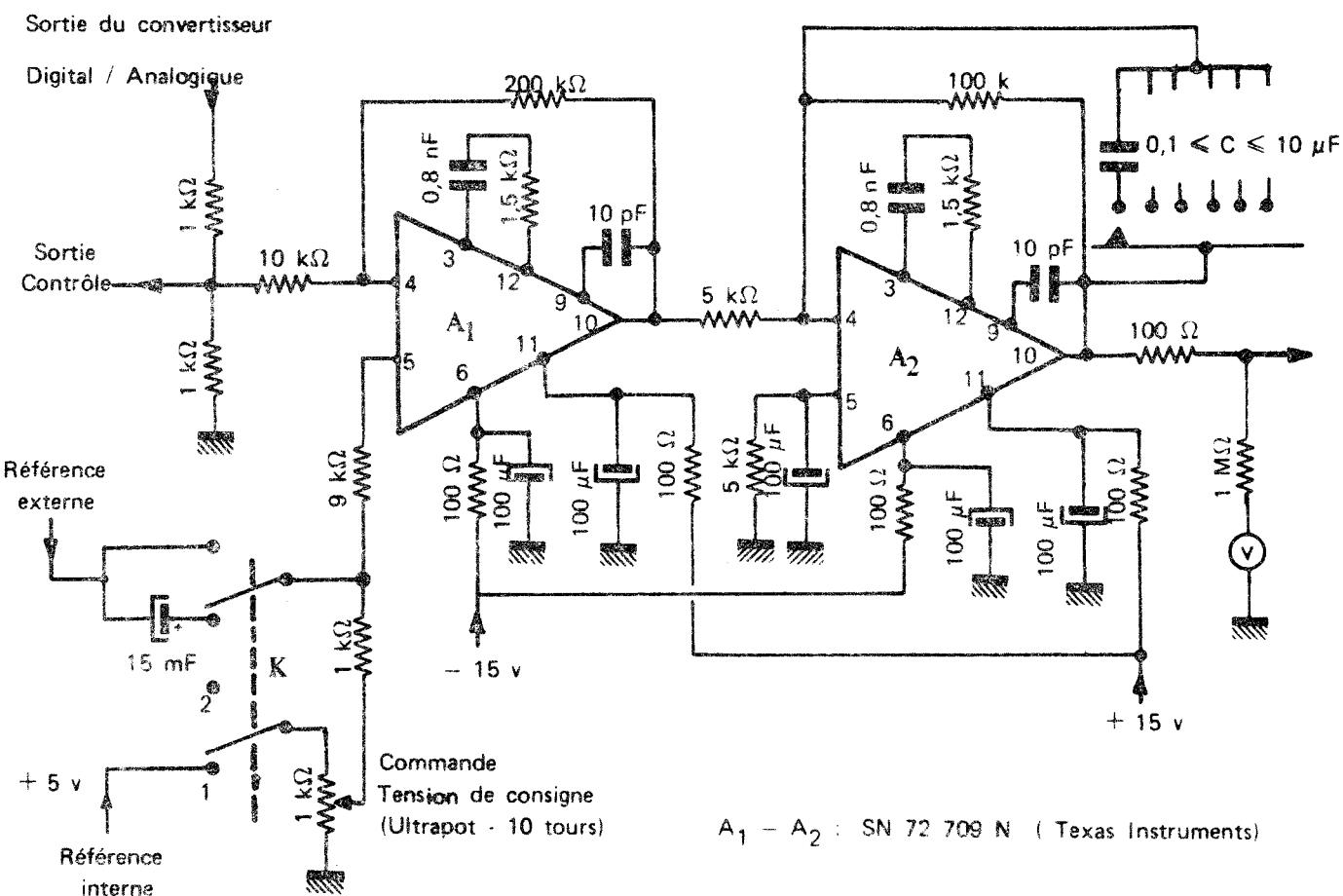


Figure 36 : Amplificateur Comparateur et filtre intégrateur

L'amplificateur opérationnel A_2 , qui suit l'amplificateur comparateur, est monté en intégrateur de gain statique 20 et de constante de temps réglable de 0,01 s à 1 s. Afin de garder une bonne précision, les alimentations ± 15 volts sont celles, très stables, qui alimentent le convertisseur digital analogique.

Caractéristiques :

- Impédance de sortie : 200 Ω
- Tension de sortie maximum sans distorsion : ± 10 volts
- Gain statique de l'ensemble : 200
- Constante de temps du filtre intégrateur : réglable par six paliers de 10^{-2} s à 1 s.

— QUATRIEME PARTIE —

R É S U L T A T S

IV - 1 VERIFICATIONS EXPERIMENTALES

Nous avons entrepris un certain nombre de vérifications expérimentales, afin d'établir si la source infrarouge ainsi stabilisée correspondait bien aux buts fixés. La mesure de la stabilité absolue, par rapport à un étalon de qualité supérieure, ne nous est pas possible actuellement. D'autre part, il n'existe à notre connaissance, dans ce domaine, aucun critère normalisé qui définisse exactement les stabilités à court, moyen et long terme. C'est pourquoi, nous allons préciser les conditions dans lesquelles nous avons effectué les contrôles, dont les résultats nous ont permis d'estimer cette stabilité.

IV - 1 - 1 - STABILISATION DU LASER ETALON

La figure 37 donne la place des dispositifs de contrôle qui vont nous permettre de vérifier la stabilisation du laser étalon.

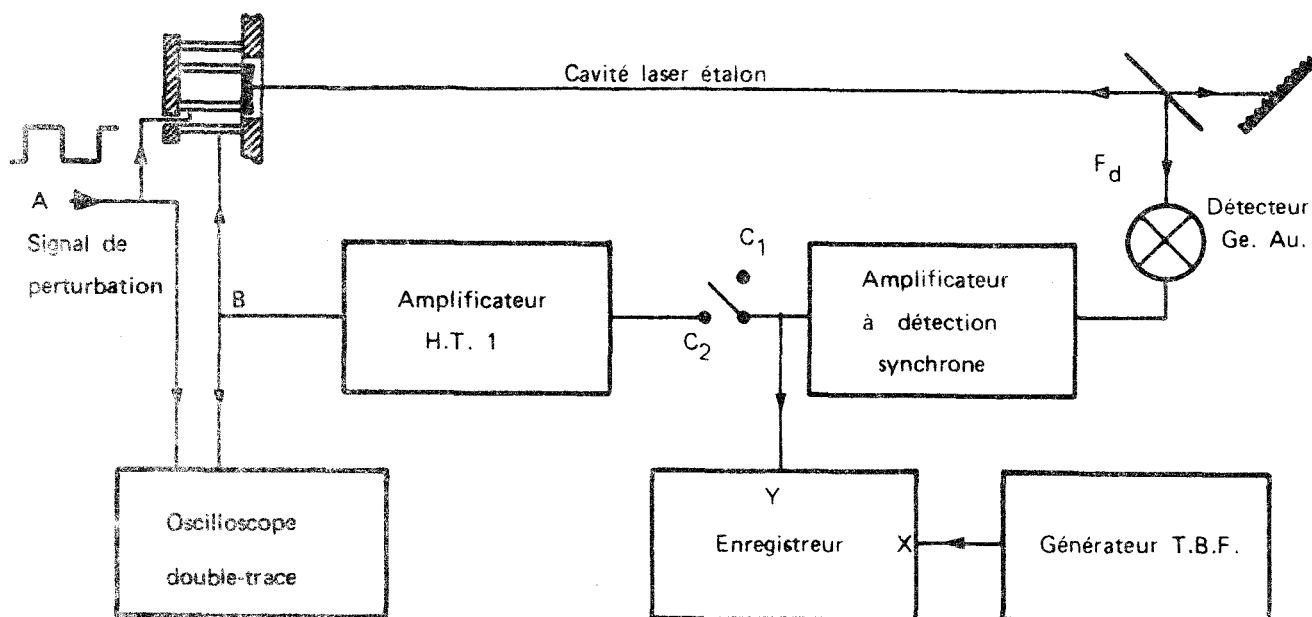


Figure 37 : Disposition des appareils de contrôle dans la chaîne de stabilisation du laser étalon.

Pour ces mesures, la constante de temps du filtre intégrateur du détecteur synchrone a été fixée à 300 ms, et l'on a fait croître le gain de boucle pour obtenir une réponse indicielle très légèrement au-dessus du régime critique.

a) Mesure de la bande passante - Réponse indicielle

Pour observer la réponse indicielle de l'asservissement, on envoie sur une céramique auxiliaire (Figure 37, point A) un signal rectangulaire de perturbation, dont l'amplitude correspond à une variation de la fréquence d'accord de la cavité supérieure au MHz. On compare celui-ci, sur un oscilloscope double trace, au signal de correction (Figure 37, point B) fourni par l'amplificateur HT₁ à la seconde céramique. La figure 38 montre qu'on obtient alors un temps de réponse de l'asservissement de l'ordre de

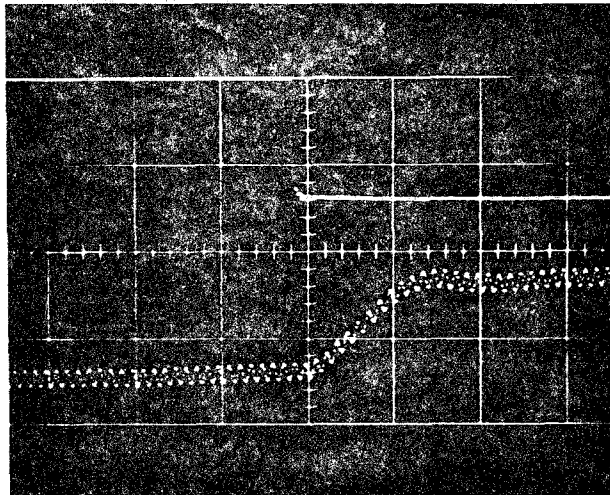


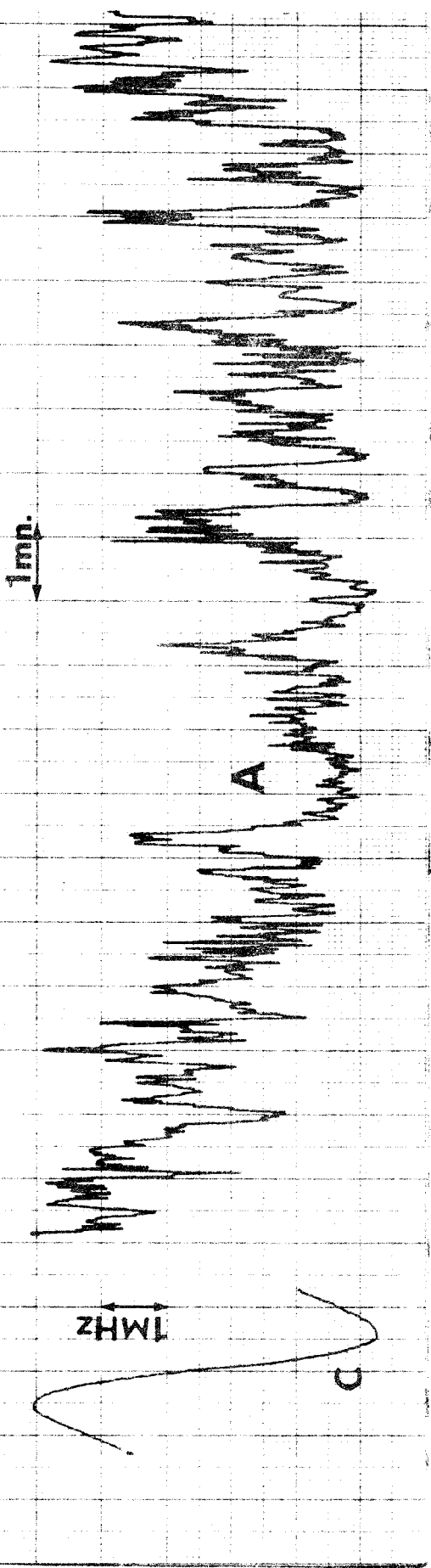
Figure 38 : Temps de réponse de l'asservissement du laser étalon.

Trace du haut : signal de perturbation
Trace du bas : signal de correction.

huit périodes du signal de modulation, soit environ 1,6 ms, ce qui correspond bien à une fréquence de coupure à trois décibels du servomécanisme vers 350 Hz.

b) Stabilité à long terme

On enregistre, en ouvrant la chaîne d'asservissement (Figure 37 point C₁) la courbe de discrimination obtenue à la sortie du capteur quand on se déplace sur le « Lamb-dip ». Afin d'éviter la saturation des dispositifs électroniques, on divise par cent le gain de l'amplificateur à détection synchrone. La figure 39 courbe C donne cette réponse du discriminateur.



A - Boucle Ouverte: Verticalement 1 MHz/cm

Horizontalement 50 s/cm

B - Boucle Fermée: Verticalement 10 KHz/cm

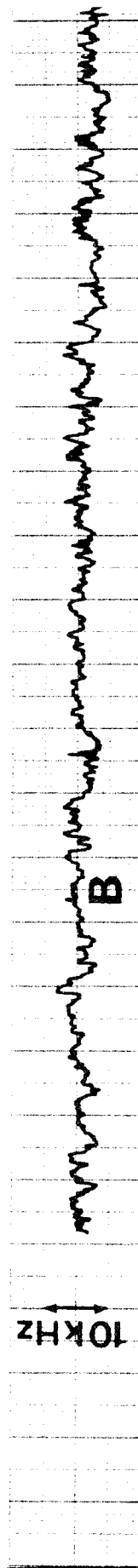


Figure 39 : Enregistrement des dérives en fréquence du laser étalon.



La tension qu'il faut appliquer à la céramique pour l'obtenir, nous permet d'estimer à 5 MHz la largeur à mi-hauteur du « Lamb-dip » et d'étalonner ainsi le discriminateur. On peut ensuite enregistrer en fonction du temps la stabilité du laser étalon non asservi (Figure 39, courbe A) puis, en repassant dans les conditions initiales de stabilisation, la stabilité boucle fermée (Figure 39, courbe B). On voit que les variations de fréquence enregistrées restent inférieures à 10 kHz, pour une durée dépassant 15 mn. Le facteur de gain statique peut être estimé sur ces courbes à environ 500.

IV - 1 - 2 - STABILISATION DU LASER SOURCE

La figure 40 montre l'emplacement, dans la chaîne d'asservissement, des différents dispositifs de contrôle intervenant dans les vérifications que nous avons effectuées.

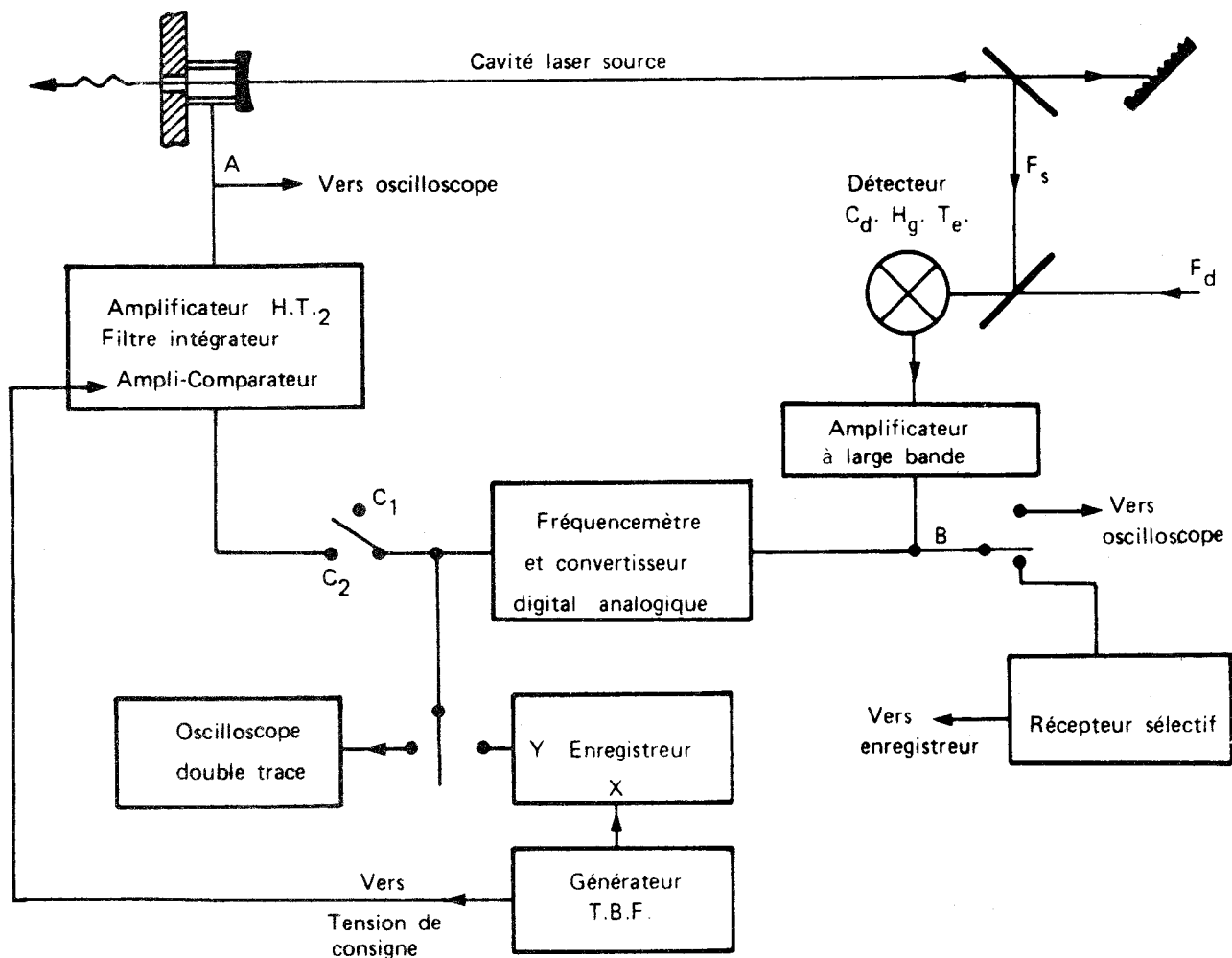


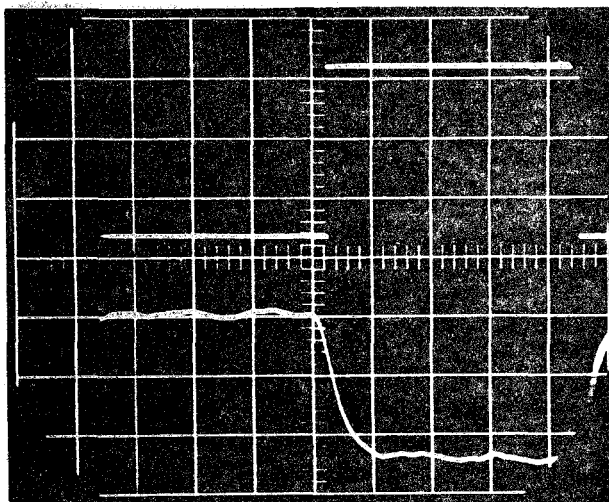
Figure 40 : Disposition des appareils de contrôle de l'asservissement du laser source.

Pour ces mesures la constante de temps du filtre intégrateur est également de 300 ms.

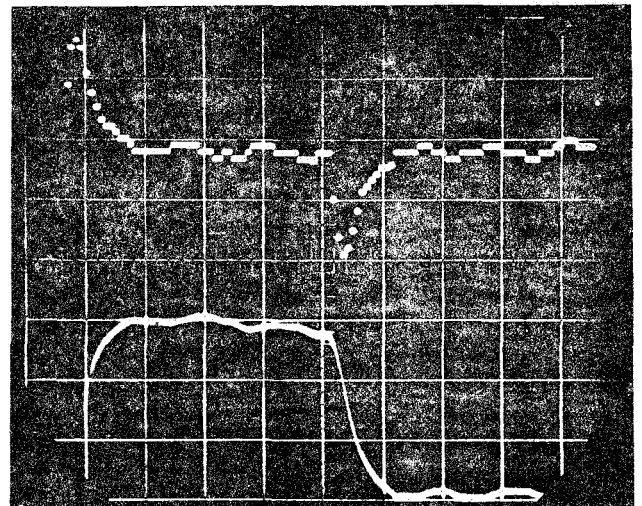
a) Mesure de la bande passante - Réponse indicielle

Le temps de réponse du servomécanisme est observé en imposant une variation rapide de la fréquence du laser étalon qui pour cette mesure n'était pas asservi (Figure 37 point C₁).

La figure 41 représente les différents signaux obtenus, pour une base de temps de balayage de 2 ms/ cm. Le signal de perturbation (Figure 41 a - trace du haut) est appliqué à la céramique du laser étalon et correspond à une variation de la fréquence émise par ce dernier supérieure au MHz. Le convertisseur digital analogique fournit une tension proportionnelle à la fréquence du battement. Le signal observé à sa sortie (Figure 41 b - trace du haut) montre que la fréquence de ce battement suit les variations très rapides non corrigées par l'asservissement. Le signal de correction (Figure 41 a et b - traces du bas) donne le temps de réponse de l'asservissement du laser source. Il est compris entre 1,5 et 2 ms, ce qui correspond à une fréquence de coupure haute voisine de 350 Hz.



- a -



- b -

Figure 41 : Observation de la réponse indicielle de l'asservissement du laser source.

- vitesse de balayage : 2 ms / cm .

b) Stabilité à long terme

Pour ces mesures, le laser étalon est stabilisé sur le « Lamb-dip ». On branche la sortie du convertisseur digital analogique sur l'entrée Y de l'enregistreur, l'entrée X étant reliée à un générateur très basse fréquence (Figure 40). On obtient ainsi les courbes de fluctuations, en fonction du temps, de la fréquence du battement, en boucle ouverte (Figure 40 - point C₁) et en boucle fermée (point C₂).

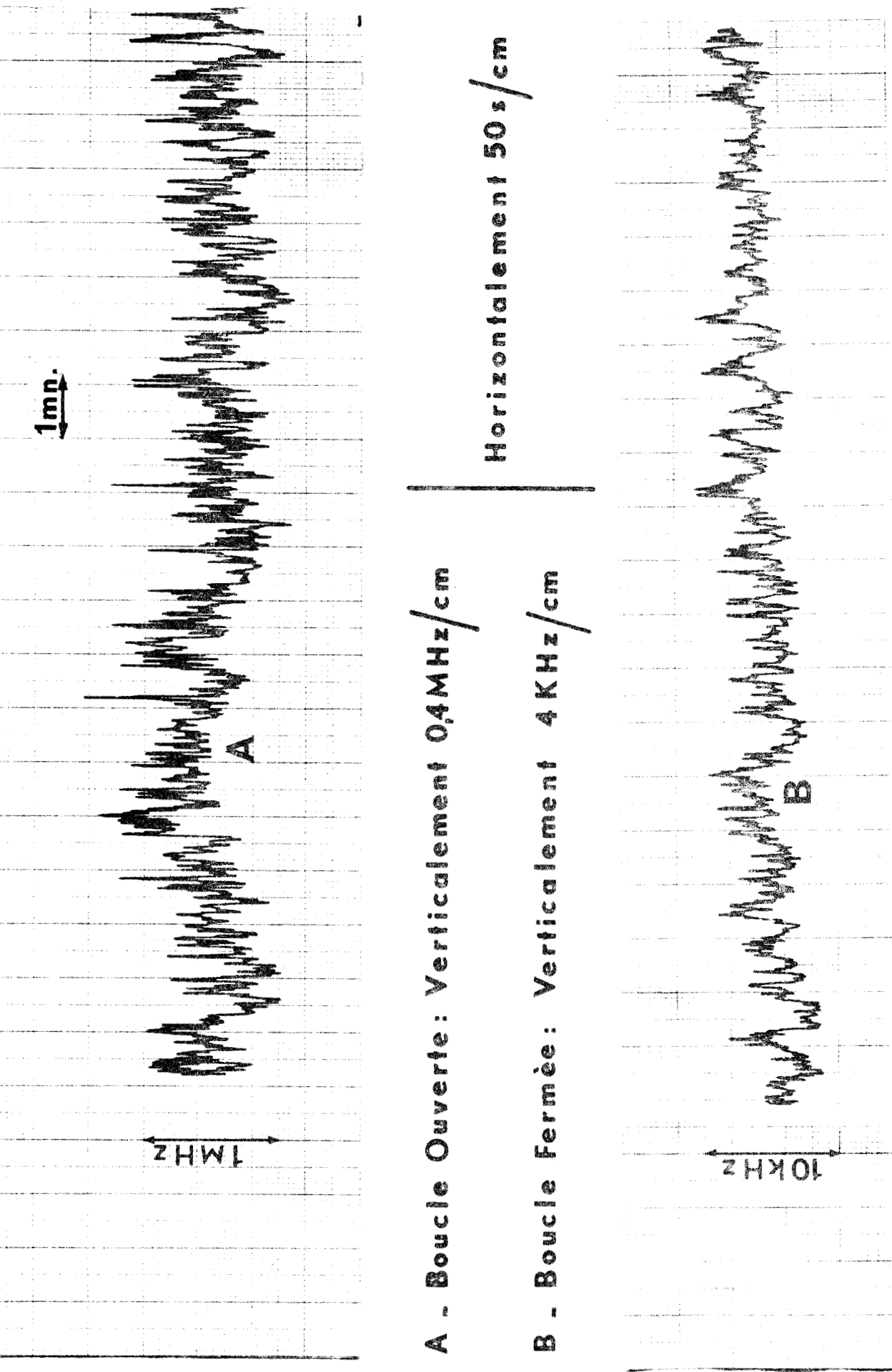
La figure 42 donne ces enregistrements, avec une sensibilité cent fois inférieure pour la courbe A (boucle ouverte) que pour la courbe B (boucle fermée). On en déduit que pour des temps supérieurs à 15 mn, la stabilité de la fréquence moyenne du laser source par rapport à l'étalon reste inférieure à la précision (10 kHz) de l'échantillonneur.

c) Stabilité à court terme

Une bonne image de cette stabilité à court terme peut être donnée en observant à l'oscilloscope la tension de sortie du convertisseur. Pendant cette observation, la résolution d'échantillonnage est de 10 kHz, c'est-à-dire que le convertisseur transforme en tension la mesure correspondant aux chiffres 10⁴ , 10⁵ , 10⁶ Hz du fréquencemètre. En ajustant finement la tension de consigne, on parvient à se placer au centre d'une plage d'échantillonnage (10 kHz), par exemple à 12,355 MHz de la fréquence centrale, ou au voisinage du changement du dernier chiffre significatif utile, par exemple à 12, 350 MHz de la fréquence centrale.

Dans le premier cas (Figure 43 a) la mesure que traite le convertisseur donne le plus souvent 235 , avec parfois 234 ou 236 (soit ± 10 mv sur la figure). Ceci correspond à des fluctuations de fréquence supérieures à ± 5 kHz.

Dans le second cas (Figure 43 b) la mesure ne donne que deux valeurs 234 ou 235 (séparées de 10 mv sur la figure). Ce qui montre que les fluctuations de fréquence, comprises dans la bande de l'échantillonneur, restent inférieures à ± 10 kHz.



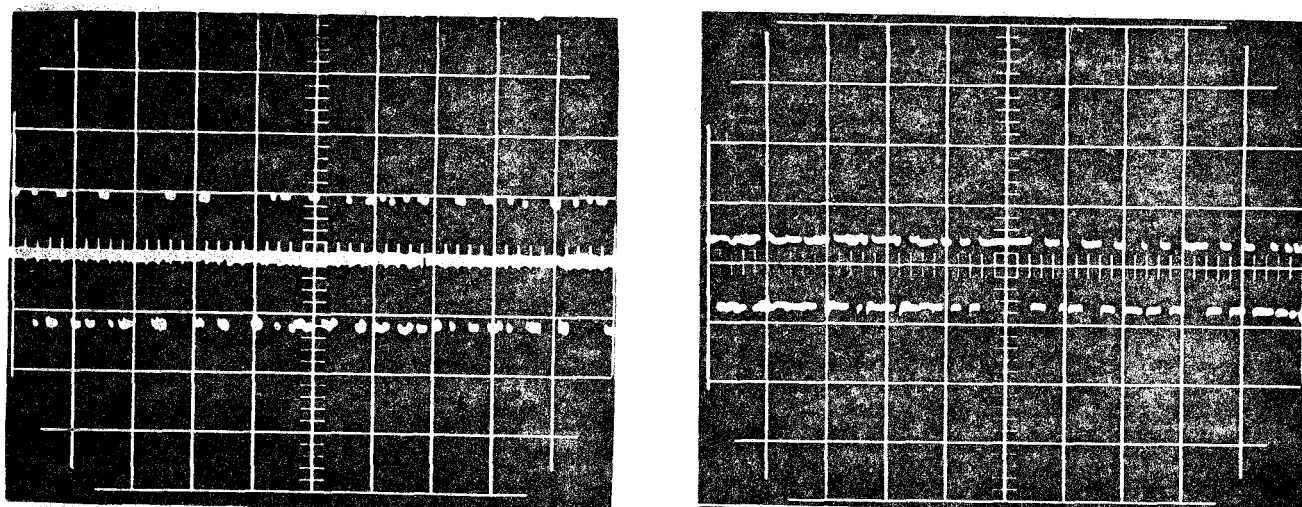
A - Boucle Ouverte: Verticalement 0,4MHz/cm

B - Boucle Fermée: Verticalement 4KHz/cm

Horizontalement 50s/cm

Figure 42 : Enregistrement des dérives de fréquence du battement entre les deux lasers.





- a -

- b -

Figure 43 : Tension de sortie du convertisseur digital analogique.

Une autre estimation de la qualité spectrale peut être obtenue, en balayant lentement la fréquence du laser source (par l'intermédiaire de la tension de consigne) de manière à utiliser le battement comme source de fréquence variable appliquée à l'entrée d'un récepteur radio-électrique (Figure 40 - point B) . Dans cette mesure, pour éliminer la wobulation de fréquence du laser étalon, ce dernier est laissé libre. La courbe A de la figure 44 représente les deux bandes passantes, distantes de 100 kHz, du récepteur utilisé avec un wobulateur de bonne pureté spectrale, leur largeur à mi hauteur étant de 4 kHz.

La courbe B de la figure 44 est obtenue à l'aide du battement des deux lasers (la vitesse de balayage est de 2 kHz / s). Elle donne l'enveloppe du spectre du signal de battement des lasers qui peut être estimée à ± 6 kHz.

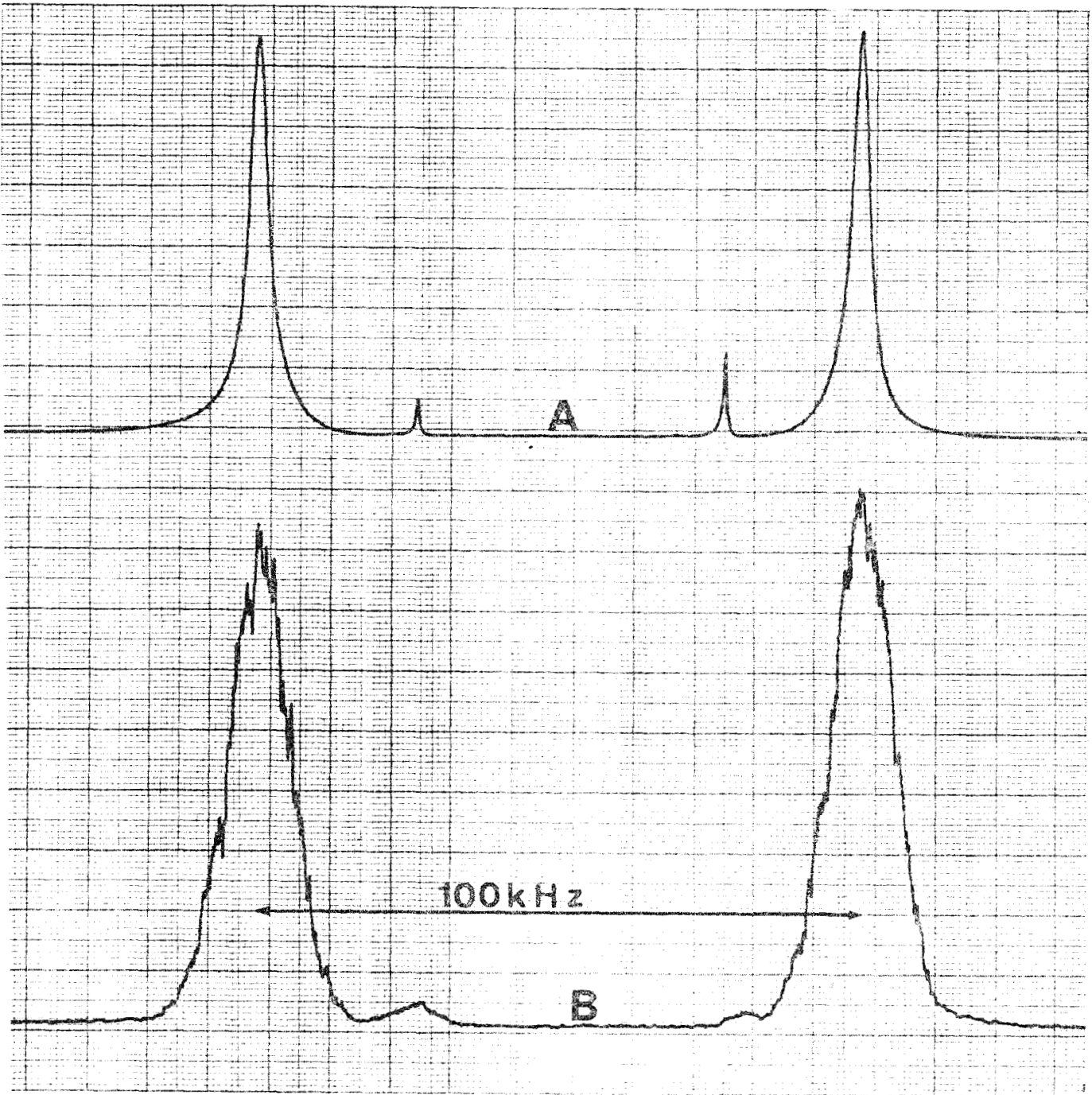


Figure 44 : Enregistrement, à l'aide du battement des deux lasers, de la réponse d'un récepteur radio - électrique.

c) Rôle de la synchronisation de l'échantillonneur

Lorsque les deux lasers sont asservis, on peut mettre en évidence le rôle de la synchronisation de la cadence de mesure de l'échantillonneur par la tension de balayage de l'étalon (voir II - 2 - 3). Pour cela, on laisse d'abord la cadence de mesure libre et on observe la tension de sortie du convertisseur digital - analogique (Figure 45). Il se produit un battement entre la fréquence de modulation du laser étalon et la cadence de mesure de l'échantillonneur. Ce qui a pour effet, d'entraîner une modulation de la fréquence du laser source entre les valeurs $F_d + \frac{\Delta f}{2}$ et $F_d - \frac{\Delta f}{2}$, Δf représentant l'excursion de fréquence maximum du laser étalon ($\simeq 125$ kHz).

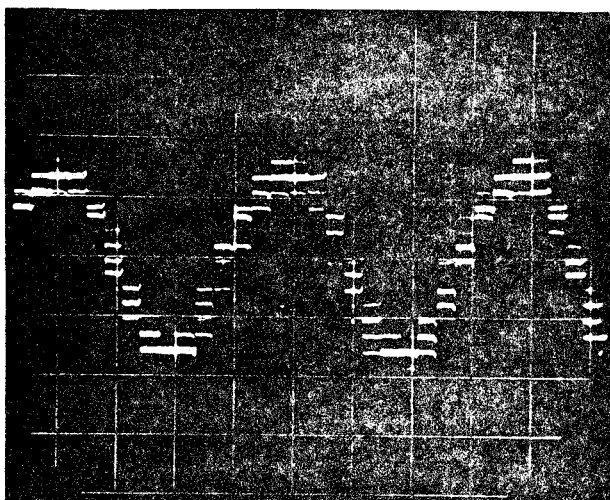


Figure 45 :
Sortie du convertisseur digital - analogique, pour une cadence de mesure libre du fréquencemètre échantillonneur.

Lorsque l'on synchronise, la mesure du battement s'effectue toujours entre $F_d - \Delta f$ et $F_d + \Delta f$ (voir Figure 17). La modulation de la figure 45 disparaît et la sortie du convertisseur donne une tension identique à celle vue Figure 43.

IV - 1 - 3 - BALAYAGE EN FREQUENCE DE LA SOURCE INFRAROUGE STABILISEE

On peut faire varier la fréquence de la source infrarouge en modifiant la tension de consigne. La plage de variation est légèrement inférieure à 10 MHz pour une précision d'échantillonnage de 10 kHz, et légèrement inférieure à 100 MHz pour une précision de 100 kHz. Tant que la fréquence du signal de balayage reste comprise dans la bande passante de l'asservissement, la fréquence wobulée reste asservie (Figure 46).

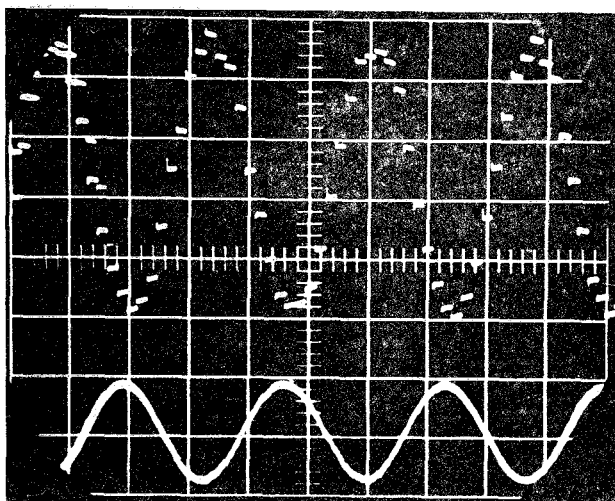
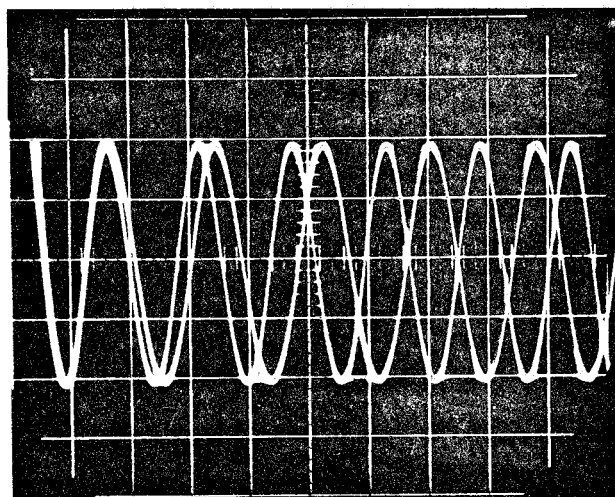
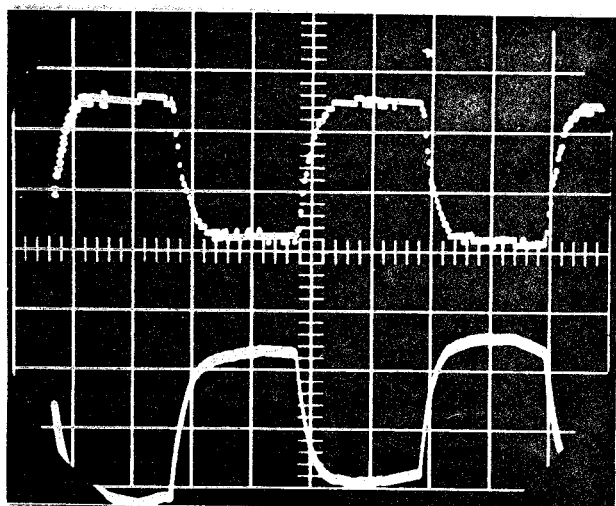


Figure 46 :

- trace du haut : Contrôle de la wobulation du laser source à la sortie du convertisseur digital analogique.
- trace du bas : Signal de commande de fréquence 300 Hz.

La figure 47 donne la limite en fréquence du balayage par la tension de consigne, qui est aussi une autre mesure de la bande passante de l'asservissement du laser source. Pour cela, on applique un signal carré comme tension de consigne, et l'on observe :

- la tension de sortie du convertisseur digital analogique (Figure 47 a) et la tension de correction appliquée à la céramique. Le passage d'une fréquence d'émission ν_1 du laser source à une autre fréquence ν_2 se fait avec un temps de réponse de 1,5 ms environ.
- en synchronisant l'oscilloscope par le signal carré de modulation appliqué à la tension de consigne, on peut observer les deux fréquences du signal de battement résultant de cette modulation (Figure 47 b).



- a - vitesse de balayage de l'oscilloscope
2 ms / cm.

- b -

Figure 47 : Modulation carrée de la fréquence du laser source.

Si la fréquence du signal de balayage est en dehors de la bande passante du servomécanisme, on ne peut utiliser la tension de consigne. La wobulation rapide ne peut être obtenue qu'en agissant en dehors de la chaîne d'asservissement (par exemple sur une céramique auxiliaire). Elle est alors considérée comme une perturbation rapide non corrigée, et seule la valeur moyenne de la fréquence d'émission reste asservie.

IV – 2 ANALYSE CRITIQUE

Les résultats obtenus au cours des vérifications montrent que les buts fixés au départ ont été atteints. L'ensemble du dispositif allie à une bonne souplesse d'utilisation une stabilité de fréquence suffisante pour les expériences envisagées au laboratoire. Il nous paraît cependant intéressant d'analyser les causes de limitation de cette stabilité, afin de montrer qu'on peut encore améliorer la précision de la stabilisation, en utilisant la même méthode.

a) Gamme de fréquence stabilisable

La stabilisation est actuellement réalisable sur toutes les raies du CO_2 et du N_2O qui permettent la mise en évidence du « Lamb-dip ». Nous avons pu l'observer sur plus de cinquante raies du CO_2 et sur trente cinq raies du N_2O . La largeur de chacune des raies est limitée afin de rester en émission monomode par la longueur du laser source (3m), ce qui autorise une stabilisation sur une plage de ± 25 MHz par raie. Les développements actuels [10, 11] permettent d'envisager un laser source tout aussi puissant, mais dont la cavité serait beaucoup plus courte, offrant ainsi la possibilité d'obtenir des raies plus larges.

Les dispositifs réalisés, sont dès maintenant utilisables jusqu'à ± 100 MHz de la fréquence centrale. Ils sont limités par la bande passante du détecteur C_d , H_g , T_e .

Il faut également remarquer que, dans le cas d'une précision d'échantillonnage de 10 kHz, la stabilisation ou la wobulation, dans les plages situées au voisinage des multiples de 10 MHz par rapport à la fréquence centrale est interdite, car le passage d'un de ces multiples entraîne une discontinuité de 10 v. de la tension de sortie du convertisseur digital - analogique. Cependant ces plages sont réduites, puisque nous avons pu nous approcher à 20 kHz de part et d'autre de 10 MHz. De plus, cette restriction peut être levée soit en utilisant un autre point de stabilisation du laser étalon (sommets de chaque côté du « Lamb-dip » par exemple), soit en modifiant la résolution d'échantillonnage par l'un des deux procédés suivants :

- Changer le temps de comptage de l'échantillonneur. Le quartz interne à 10 MHz, peut être remplacé par un étalon externe dans la gamme 100 Hz, 10 MHz.
- Choisir une précision d'échantillonneur de 100 kHz, qui permet de wobuler sur une gamme de 100 MHz.

La méthode permet donc bien de stabiliser en tout point de chaque raie laser.

b) Stabilité de la fréquence d'émission

Les limites sont actuellement liées à la qualité de l'étalon utilisé comme référence, et non au principe même de l'asservissement. En effet, le laser étalon est en régime libre beaucoup moins stable que le laser source. Ceci est dû au fait qu'on n'a pas encore apporté à la réalisation de son support les mêmes soins qu'à celui du laser source. On envisage en effet de les placer tous deux sur une même table support, isolée le plus efficacement possible du sol.

Les résultats présentés ci-dessus ont tous été obtenus avec une résolution d'échantillonnage de 10 kHz, c'est-à-dire en utilisant les chiffres 10 kHz, 100 kHz, 1 MHz, du fréquencemètre. Cependant le principe n'est pas limité à cette résolution qui peut être augmentée en fonction de la stabilité du laser étalon. Bien que celui utilisé ne réponde pas au critère demandé (stabilité de l'ordre du kHz), nous avons effectué un essai avec une résolution de 1 kHz, ce qui correspond à un temps de comptage de 1 ms et à une plage d'asservissement du laser source de 1 MHz. Dans ce cas, les fluctuations de la fréquence du battement observées par l'intermédiaire du convertisseur restent, à court - terme, inférieures à quelques kHz. Ce qui laisse supposer qu'avec un laser étalon de meilleure stabilité et un environnement plus favorable, une telle résolution d'échantillonnage puisse être envisagée.

On peut enfin noter que les dérives dues aux fluctuations globales de l'appareillage électronique en boucle ouverte, traduites en perturbations, peuvent être estimées au centième de celles que nous sommes amenés à corriger par la stabilisation. Pour le degré de stabilité recherché, leur influence demeure donc négligeable.

IV – 3 APPLICATIONS

IV – 3 – 1 – UTILISATION DE LA SOURCE INFRAROUGE

Le laser ainsi stabilisé est destiné à des études fines de spectroscopie des gaz, dont nous allons citer deux exemples.

a) Etude précise de structure moléculaire par absorption saturée

[42, 43, 44]

La spectroscopie d'absorption saturée utilise un phénomène semblable à celui du « Lamb-dip » décrit en I – 1 – 3 – f . Elle repose sur le fait que la saturation de l'absorption d'une onde plane par un gaz, peut être mise en évidence par une deuxième onde de même fréquence, mais de vecteur d'onde opposé. Ce qui ne peut avoir lieu que pour des molécules ayant une composante de leur vitesse nulle dans la direction du rayonnement, c'est-à-dire pour le centre du profil Doppler.

Cette technique nécessite donc un rayonnement très stable en fréquence étant donné la finesse des raies observables (200 kHz).

b) Application de l'effet Stark au domaine infrarouge

En appliquant un champ électrique à un gaz, on démultiplie les niveaux d'énergie des molécules qui le composent. Si celles-ci présentent des transitions voisines des transitions lasers, on peut dans certains cas, par variation du champ électrique, amener la fréquence de l'absorption du gaz à une valeur telle qu'il y ait coïncidence avec une émission laser. Lors de l'observation d'une de ces coïncidences on parvient, par mesures précises d'une variation de fréquence du laser et de la variation du champ électrique, à identifier certains paramètres de la molécule considérée.

IV - 3 - 2 - EXTENSIONS

Nous avons appliqué notre méthode à des lasers moléculaires à CO_2 et N_2O , mais celle-ci peut s'étendre à tous les lasers à gaz fonctionnant en régime continu. Il semble d'ailleurs qu'elle puisse être appliquée à d'autres stabilisations de fréquence, notamment à tout oscillateur travaillant en régime pulsé, à condition que la durée des impulsions soit suffisante pour la précision d'échantillonnage souhaitée.

Citons enfin à titre d'exemple un domaine d'utilisation différent, où nous pensons que la méthode pourrait s'appliquer avec intérêt : les communications par modulation de fréquence d'un rayonnement infrarouge [46, 47]. Un dispositif semblable à celui réalisé, pourrait être modulé en fréquence et servir d'émetteur. A la réception, l'oscillateur local serait constitué par un laser étalon stabilisé sur le " Lamb-dip " de la même raie, afin d'obtenir une réception de type superhétérodyne. Pour éviter de noyer le signal dans le bruit, qui résulte de l'instabilité du laser en fréquence, il conviendrait évidemment de choisir une excursion de fréquence suffisamment grande, de l'ordre de quelques MHz par exemple, ce qui est facilement réalisable avec notre dispositif.

CONCLUSION

Tel que nous l'avons réalisé l'appareillage conduit à une stabilisation, en tout point du profil d'émission, de la fréquence d'un laser à gaz sans modulation résiduelle de celle-ci. La stabilité moyenne à long terme est meilleure que 30 kHz. La pureté spectrale de la source est plus difficile à évaluer mais, compte tenu des différentes vérifications effectuées, nous estimons que le spectre émis a une largeur qui reste inférieure à quelques dizaines de kHz. Ce qui, dans des conditions normales d'utilisation, correspond à un oscillateur stable à 10^{-9} .

Les expériences envisagées avec cette source infrarouge (voir III - 3 - 1), vont nous permettre de vérifier l'exactitude de ces estimations. Si cette stabilité s'avérait dans l'avenir insuffisante, la méthode utilisée, n'en serait pas pour autant condamnée. Elle doit permettre d'atteindre une stabilité relative de 10^{-10} à l'aide de quelques aménagements qui sont :

- Stabiliser l'étalon à l'aide d'un discriminateur plus sélectif, par exemple en remplaçant le « Lamb-dip » par une des nombreuses courbes d'absorption saturée déjà observées dans ce domaine [42, 43, 44]. Ces dernières ont une largeur à mi-hauteur environ vingt fois plus faible que celle du « Lamb-dip ».
- Utiliser, dans l'asservissement du laser source, une résolution d'échantillonnage de 1 kHz.

- ANNEXE I -

REGULATION DU COURANT DE DÉCHARGE DE L'ALIMENTATION LASER.

Un régulateur électronique est placé en série avec l'alimentation très haute tension (se reporter figure 9) qui fournit, en plus de la tension continue, une tension résiduelle alternative à 300 Hz. Il faut donc que la stabilisation soit effective pour les fluctuations à cette fréquence.

Cette régulation consiste à introduire un circuit, dont l'impédance dynamique élevée reste faible en continu. Cela s'obtient en réalisant un générateur à courant constant, dont les caractéristiques sont :

- Plage de régulation : 10 à 80 mA.
- Variation maximum de tension : 1 kv.
- Conductance interne : la plus élevée possible.

a) Description :

La figure 48 donne le schéma du régulateur. L'élément fondamental est le ballast, il doit supporter : la tension nécessaire à son fonctionnement à laquelle se superpose la tension maximale de variation aux bornes du tube laser (\simeq 1 kv.), le courant maximum (80 mA.), et la puissance résultant de ces performances (80 W.). Pour répondre à ces exigences, il n'existe pas de transistors convenables. On a donc utilisé un tube (QEL 1/150) qui est une tétrode de puissance, dont les caractéristiques permettent des marges de sécurité, tant en tension qu'en puissance :

$$V_{a_{MX}} : 2 \text{ kv.} \quad ; \quad I_{a_{MX}} : 250 \text{ mA} \quad ; \quad P_{d_{MX}} : 250 \text{ W.}$$

- T_1 : 2N 706 (Sesco)
- T : 2 x 2N5681 (Motorola)
- D_z : 6 x B2X 466 24 (Sesco)
- M_1 MC 1569 (Motorola)

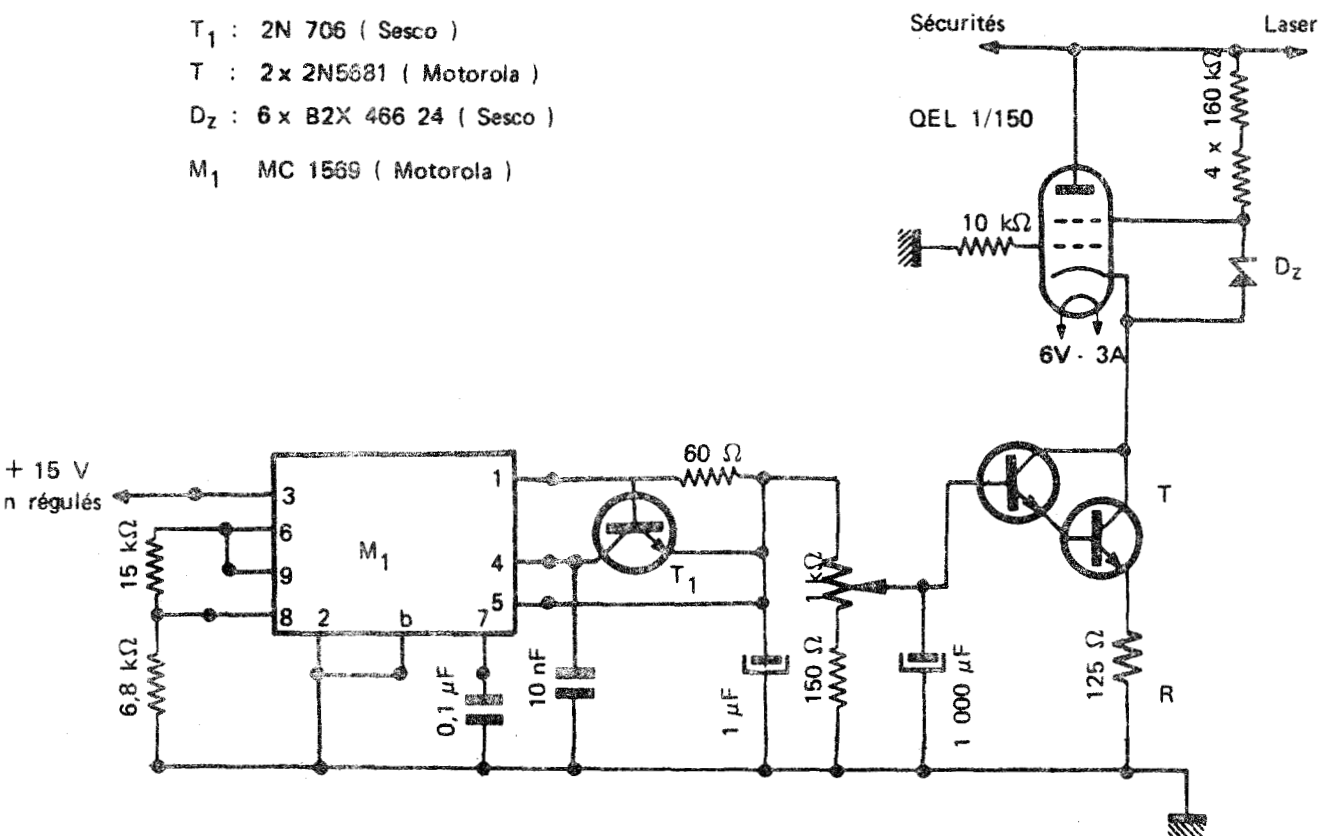


Figure 48 : Schéma détaillé de la régulation de courant.

Ce tube est monté en générateur à courant constant, en fixant son potentiel de grille à celui de la masse et en appliquant une tension de référence sur la cathode qui impose, par la résistance R, un courant cathodique constant. Les performances du régulateur dépendent de cette tension de référence, c'est pourquoi, la tension de consigne est fournie par une alimentation stabilisée (MC 1569).

b) Performances :

Les mesures pratiquées sur la caractéristique statique du régulateur donnent une valeur de résistance dynamique supérieure à 10 MΩ. Si nous admettons des fluctuations de l'ordre de ± 300 volts sur le régulateur, cela correspond à une variation de courant de ± 30 μA,

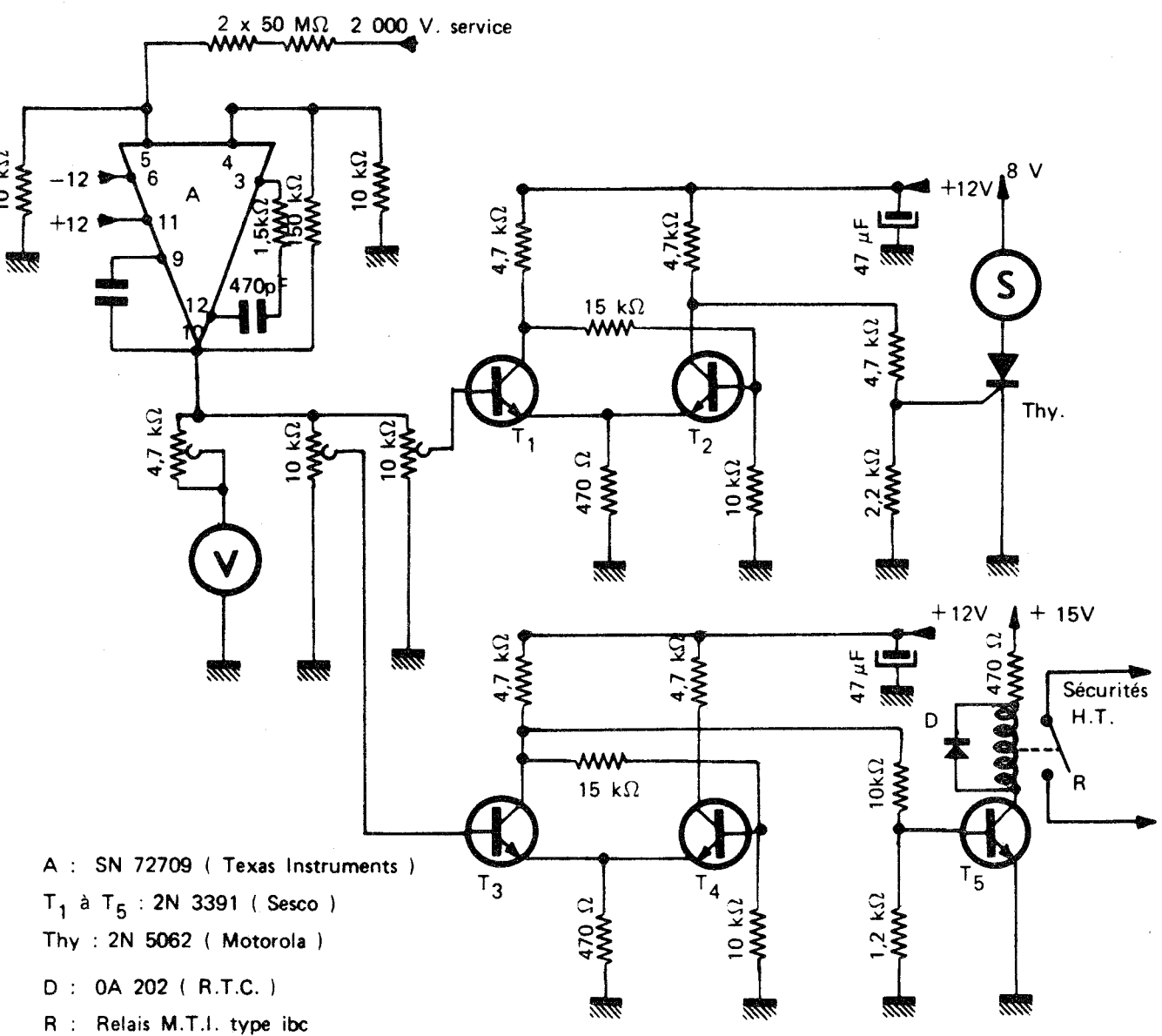
qui, comme on l'a vu en I - 2 - 3, entrainerait une variation de fréquence laser, de 15 à 25 kHz, ce qui reste nettement inférieur aux autres causes de variation. Une source de tension alternative (100 volts efficaces) placée en série avec l'alimentation très haute tension a permis une mesure dynamique à 1 kHz qui confirme les résultats précédents.

c) Sécurités :

Des dispositifs de sécurité ont été joints au montage afin de protéger le tube de puissance. La figure 49 donne le schéma de ces sécurités:

– Une alarme fonctionne dès que la tension du tube régulateur dépasse 1,5 kv.

– Si accidentellement cette tension atteint 2 kv, un disjoncteur coupe l'alimentation T.H.T.



- A : SN 72709 (Texas Instruments)
- T₁ à T₅ : 2N 3391 (SESCO)
- Thy : 2N 5062 (Motorola)
- D : 0A 202 (R.T.C.)
- R : Relais M.T.I. type ibc

Figure 49 : Sécurités du régulateur de courant.



- ANNEXE II -

ALIMENTATIONS ET TENSIONS DE REFERENCE DU CONVERTISSEUR
DIGITAL - ANALOGIQUE

a) Alimentations :

Pour alimenter le convertisseur digital - analogique, l'amplificateur-comparateur et le filtre intégrateur de l'asservissement du laser source, nous avons réalisé des alimentations stabilisées dont les variations relatives de la tension de sortie restent inférieures à $3 \cdot 10^{-3}$ pour une température ambiante variant de 15 à 35° C.

Le schéma de ce type d'alimentation est donné figure 50. De principe classique, elle utilise comme tension de référence une diode zener compensée en température (coefficient de température $\alpha T = 10^{-5} / ^\circ \text{C}$) qui est alimentée à courant constant par T_1 .

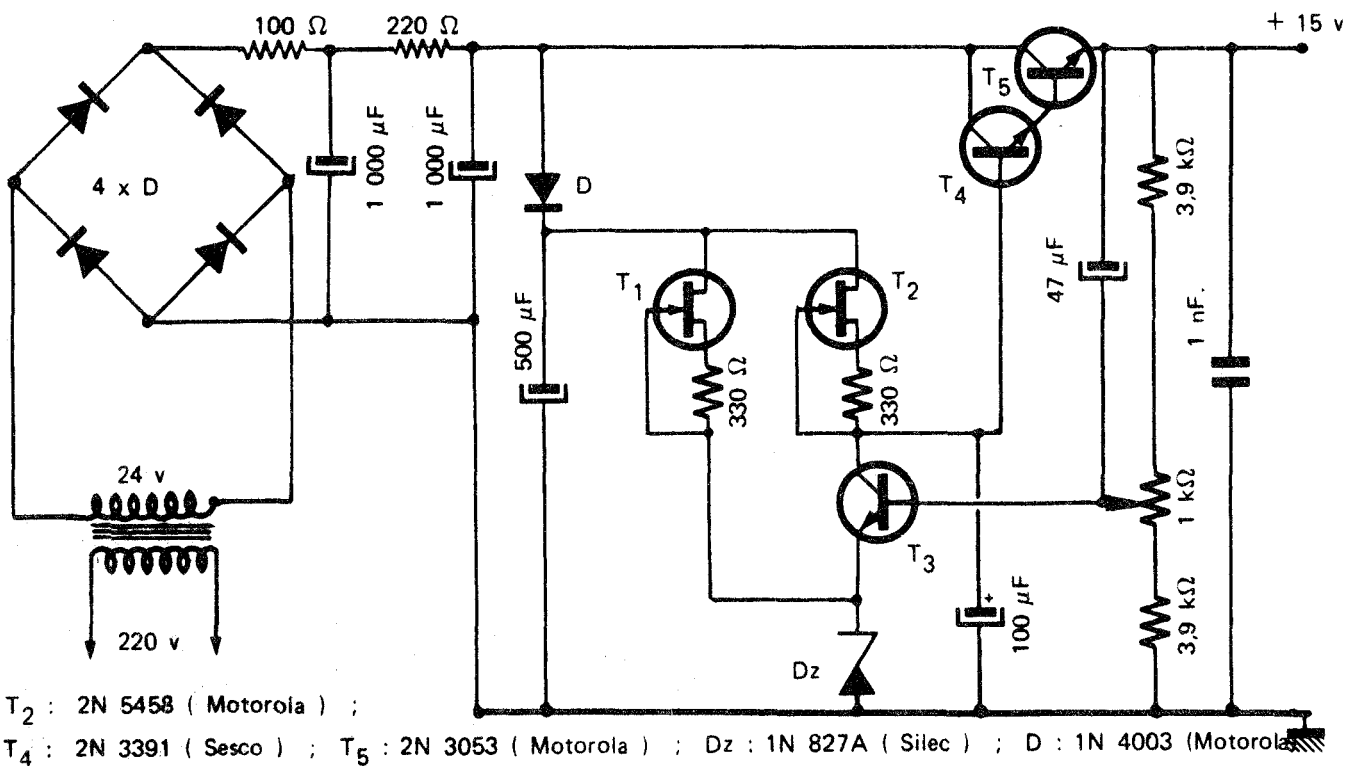
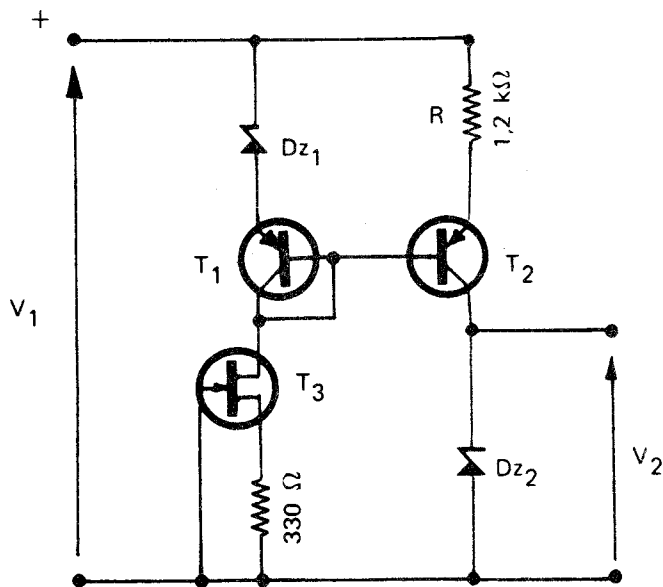


Figure 50 : Alimentation du convertisseur digital - analogique.

b) Tensions de référence :

Pour garder à la conversion digitale - analogique la précision d'un pour mille, les tensions de référence ont été soigneusement étudiées. La figure 51 donne le schéma de l'une d'elles.



$T_1 - T_2$: BC 159 (R.T.C.)
 T_3 : TIS 39 (Texas)
 $Dz_1 - Dz_2$: 1N 827A et
1N 939 A
en série.

Figure 51 : Tensions de référence du convertisseur digital - analogique.

Pour obtenir une tension de référence très précise, il est nécessaire de considérer deux points essentiels :

- Les fluctuations propres des alimentations
- Les variations en fonction de la température, causées soit par l'échauffement propre des éléments, soit par l'ambiante.

Le premier point est facile à résoudre en appliquant une tension (v_1) déjà suffisamment stabilisée par des procédés classiques. Le second point est plus délicat. Il faut choisir les éléments en fonction des performances souhaitées. Ainsi on utilise des diodes zener Dz_1 et Dz_2 compensées en température (coefficient de température $\alpha T = 10^{-5} / ^\circ \text{C}$).

Fonctionnement :

C'est le courant de base de T_2 qui fixe le point de fonctionnement de l'étage de sortie. Par conséquent, ce courant ne doit pas varier en fonction de la température. Pour cela, on alimente la base de T_2 à partir d'une tension très stable, prise aux bornes de la diode zener Dz_1 , elle-même traversée par un courant constant imposé par T_3 .

La stabilité en fonction de la température est encore améliorée par la présence :

- du transistor T_1 monté en diode qui compense les variations de la tension base - émetteur de T_2 (T_1 et T_2 identiques et couplés thermiquement)
- du montage collecteur commun de sortie, très stable en fonction de la température,
- de la diode zener Dz_2 , alimentée à courant constant, aux bornes de laquelle est prise la tension de référence.

Un tel montage permet de garder une stabilité relative meilleure que $0,5 \cdot 10^{-3}$ pour une variation de température ambiante de 15 à 35 ° C.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - J. LEMAIRE, J. HOURIEZ, J. THIBAUT et J. BELLET
C. R. Académie des sciences - Paris - 1969, n^o 268 - B, p. 922
- 2 - J. LEMAIRE, J. HOURIEZ, J. THIBAUT et B. MAILLARD
Journal de physique - 1971, n^o 32, p. 35
- 3 - J.C. POLANYI
The journal of chemical physics - 1961, n^o 34, p. 347
- 4 - C.K.N. PATEL, W.L. FAUST et R.A.Mc. FARLANE
Bull. Amer. Phys. Soc. - 1964, n^o 9, p. 500
- 5 - C.K.N. PATEL
Physical review letters - 1964, n^o 13, p. 617
- 6 - F. LEGAY et N. LEGAY - SOMMAIRE
C.R. Académie des sciences - Paris - 1964, n^o 259 - B, p. 99
- 7 - N. LEGAY - SOMMAIRE, L. HENRY et F. LEGAY
C.R. Académie des sciences - Paris - 1965, n^o 260 - B, p. 3339
- 8 - P. LAURES et X. ZIEGLER
Journal de chimie physique - 1967, n^o 1, p. 100
- 9 - P. LAURES
Revue générale d'électricité - 1967, n^o 76, p. 1225
- 10 - W.B. TIFFANY, R. TARG et J.D. FOSTER
Applied physics letters - 1969, vol 15 n^o 3, p. 91
- 11 - A.J. BEAULIEU
Applied physics letters - 1970, vol 16 n^o 12, p. 504
- 12 - J. HOURIEZ
Thèse de troisième cycle - Université de Lille - 1971
- 13 - L. HENRY et F. LEGAY
L'onde électrique - 1966, n^o 469, p. 410
- 14 - C. FRAPARD, P. LAURES et M. ROULOT
C.R. Académie des sciences - Paris - 1966, n^o 262, p. 1345
- 15 - K. DRESSLER
The journal of chemical physics - 1959, n^o 30, p. 1621
- 16 - C. FRAPARD et P. LAURES
Mécanique électrique - 1967, n^o 212
- 17 - X. ZIEGLER et C. FRAPARD
L'onde électrique - 1966, n^o 469, p. 463
- 18 - P. VAUTIER, J. COESTER et P. BARCHEWITZ
C.R. Académie des sciences - Paris - 1969, n^o 269 - B, p. 1134
- 19 - G. MOELLER et J.D. RIGDEN
Applied physics letters - 1966, vol 8 n^o 3, p. 69
- 20 - T. KAN, H.T. POWELL et G.T. WOLGA
Journal of quantum electronics - 1969, QE 5 n^o 6, p. 299

- 21 - R. DAMASCHINI
C.R. Académie des sciences - Paris - 1969, n° 268 - B, p. 1169
- 22 - A.L. SCHAWLOW et C.H. TOWNES
Physical review - 1958 - n° 112, p. 1940
- 23 - W.E. LAMB Jr.
Physical review - 1964, n° 134 A, p. 1429
- 24 - A.D. WHITE
I.E.E.E. Journal of quantum electronics - 1965, QE 1, p. 349
- 25 - G. BIRNBAUM
Proceedings of the I.E.E.E. - 1967, n° 55, p. 105
- 26 - C. FREED
International electron devices metering I.E.E.E. - 1970 (octobre), p. 92
- 27 - H.W. MOCKER
Applied physics letters - 1968, vol 12 n° 1, p. 20
- 28 - P. LAURES
L'onde électrique - 1966, n° 469, p. 458
- 29 - G.J. WENK
Proceedings I.R.E.E. Australia - 1969, (août), p. 250
- 30 - W.R.C. ROWLEY et D.C. WILSON
Nature - 1963, vol 200, p. 735
- 31 - C. MEYER, P. PINSON, C. ROSSETTI et P. BARCHEWITZ
Canadian journal of physics - 1969, vol 47 n° 22, p. 2565
- 32 - M.L. SKOLNICK
I.E.E.E. journal of quantum electronics - 1970, QE 6 n° 2, p. 139
- 33 - C. BORDE et L. HENRY
I.E.E.E. journal of quantum electronics - 1968, QE 4 n° 11, p. 874
- 34 - A.L. WAKSBERG
I.E.E.E. journal of quantum electronics - 1968, (septembre), p. 532
- 35 - Y. CHO, T. TAJIME et Y. MATSUO
I.E.E.E. journal of quantum electronics - 1968, (octobre), p. 699
- 36 - M.W. GOLDBERG et R. YUSEK
Applied physics letters - 1971, vol 18 n° 4, p. 135
- 37 - D.C. WILSON et W.R.C. ROWLEY
Journal of scientific instruments - 1966, vol 43, p. 314
- 38 - A. SZÖKE et A. JAVAN
Physical review - 1966, n° 145, p. 137
- 39 - J. Ch. GILLE, P. DECAULNE et M. PELEGRIN
Dynamique de la commande linéaire (Dunod) - 1968
- 40 - J. HENNAFF
Rapport de synthèse sur le contrat n° 571/66/ D.R.M.E. - 1968
- 41 - Ch. SION
Examen général d'Ingénieur C.N.A.M. - Lille - 1970

- 42 - C. BORDE
C.R. Académie des sciences - Paris - 1970, n° 271 B, p. 371
- 43 - C. FREED et A. JAVAN
Applied physics letters - 1970, vol 17 n° 2, p. 53
- 44 - M. OUHAYOUN et C. BORDE
C.R. Académie des sciences - Paris - 1972, n° 274 B, p. 411
- 45 - F. SHIMIZU
The journal of chemical physics - 1970, vol 52 n° 7, p. 3572
- 46 - H. W. MOCKER
Applied optics - 1969, vol 8 n° 3, p. 677
- 47 - F.E. GOODWIN et T.A. NUSSMEIER
I.E.E.E. journal of quantum electronics - 1968, vol QE 4 n° 10, p. 612
- 48 - Y. DEGRUSON
Diplôme Universitaire de Technologie - 1971 - Lille .

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION	1
PREMIERE PARTIE : Présentation des lasers réalisés	3
<hr/>	
I – 1 Rappel du principe de fonctionnement	
I – 1 – 1 – Fonctionnement d'un laser moléculaire	4
I – 1 – 2 – Laser moléculaire à CO ₂	6
I – 1 – 3 – Caractéristiques de l'émission laser	8
I – 2 Etudes des causes d'instabilité en fréquence de l'émission laser	
I – 2 – 1 – Stabilité de la longueur optique de la cavité	15
I – 2 – 2 – Causes et ordre de grandeur des variations de longueur de la cavité	15
I – 2 – 3 – Causes et ordre de grandeur des variations d'indice	16
I – 3 Réalisation expérimentale	
I – 3 – 1 – Description, schéma du laser	18
I – 3 – 2 – Stabilisation mécanique de la longueur géométrique entre les miroirs	19
I – 3 – 3 – Stabilisation de l'indice du milieu amplificateur	20
I – 3 – 4 – Résultats obtenus avec cette réalisation	22
DEUXIEME PARTIE : Principes de stabilisation, choix et description de la solution retenue	23
<hr/>	
II – 1 Aperçu des méthodes de stabilisation appliquées par ailleurs	24
II – 1 – 1 – Stabilisation au centre du profil d'émission	24
II – 1 – 2 – Stabilisation n'entraînant pas de modulation de la fréquence d'émission	26
II – 2 Choix et description de la solution retenue	28
II – 2 – 1 – Schéma optique de l'ensemble du dispositif	29
II – 2 – 2 – Asservissement de la fréquence du laser étalon	31
II – 2 – 3 – Asservissement de la fréquence du laser source	36
TROISIEME PARTIE : Etude, caractéristiques et description de l'appareillage électronique	
<hr/>	
III – 1 Etude des asservissements	
III – 1 – 1 – Etude de l'asservissement du laser étalon	42
III – 1 – 2 – Etude de l'asservissement du laser source	46

III - 2	Caractéristiques des appareils commerciaux intervenant dans l'ensemble du dispositif	
III - 2 - 1	Les détecteurs infrarouges	48
III - 2 - 2	Le fréquencemètre échantillonneur	50
III - 2 - 3	Le convertisseur digital - analogique	51
III - 3	Description, schémas détaillés et caractéristiques des appareils réalisés	
III - 3 - 1	L'amplificateur à détection synchrone	53
III - 3 - 2	Les déphaseurs	58
III - 3 - 3	Les amplificateurs haute tension	62
III - 3 - 4	L'amplificateur à large bande	65
III - 3 - 5	L'amplificateur comparateur et le filtre intégrateur	69

QUATRIEME PARTIE : RESULTATS

IV - 1	Vérifications expérimentales	
IV - 1 - 1	Stabilisation du laser étalon	72
IV - 1 - 2	Stabilisation du laser source	75
IV - 1 - 3	Balayage en fréquence de la source infrarouge	82
IV - 2	Analyse critique	83
IV - 3	Applications	
IV - 3 - 1	Utilisation de la source infrarouge	86
IV - 3 - 2	Extensions	87

CONCLUSION

Annexe I	Régulation du courant de décharge de l'alimentation laser	89
Annexe II	Alimentations et tensions de référence du convertisseur digital - analogique	93

BIBLIOGRAPHIE

96

