

**Titre:** Stabilisation de diodes lasers sur un spectre opto-galvanique et applications spectroscopiques  
Title:

**Auteur:** Éric David  
Author:

**Date:** 1990

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** David, É. (1990). Stabilisation de diodes lasers sur un spectre opto-galvanique et applications spectroscopiques [Master's thesis, Polytechnique Montréal].  
Citation: PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/59257/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/59257/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de  
recherche:**  
Advisors:

**Programme:** Unspecified  
Program:

UNIVERSITE DE MONTREAL

STABILISATION DE DIODES LASERS SUR UN SPECTRE  
OPTO-GALVANIQUE ET APPLICATIONS SPECTROSCOPIQUES

par

Eric DAVID

DEPARTEMENT DE GENIE PHYSIQUE

ECOLE POLYTECHNIQUE

MEMOIRE PRESENTE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU GRADE DE MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A.)

DÉCEMBRE 1990

© Eric David 1990

National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Canadian Theses Service    Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada  
K1A 0N4

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-69647-8

Canada

UNIVERSITE DE MONTREAL

ECOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

Stabilisation de diodes lasers sur un spectre  
opto-galvanique et applications spectroscopiques

présenté par Eric David

en vue de l'obtention du grade

maître ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. Lionel Bertrand, D. d'Etat, président

M. Jean-Marie Gagné, D. Sc., directeur

M. Jacques Bures, D. Sc.

A Brigitte

## SOMMAIRE

La mise au point de lasers à semiconducteurs de plus en plus performants permet leur utilisation aussi bien en recherche fondamentale qu'en technologie de pointe. La longueur d'onde d'émission de ces lasers est toutefois très sensible aux fluctuations de divers paramètres externes. Il en résulte souvent une médiocre stabilité de la fréquence optique de ces lasers lorsqu'ils fonctionnent en mode libre. Pour pallier à ce problème, il est commun d'asservir la longueur d'onde d'une diode laser sur une référence plus stable. Dans ce travail, des diodes lasers AlGaAs ont été ainsi stabilisées sur plusieurs transitions atomiques, dont la raie  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium neutre. Il s'agit, à notre connaissance, de la première utilisation du spectre d'un élément métallique comme référence en fréquence pour la stabilisation d'une diode laser.

Un générateur de vapeur à cathode creuse a été utilisé pour produire une densité volumique d'atomes d'uranium de l'ordre de  $10^{12} \text{ atomes/cm}^3$  à l'état fondamental. Le spectre en émission et en absorption d'un tel élément a été étudié pour la région spectrale couverte par les lasers AlGaAs. C'est ensuite en utilisant le signal de dérivée de transitions optogalvaniques que l'on a obtenu les signaux d'erreur utilisés dans les montages de stabilisation. Les

diverses caractéristiques de ces signaux de dérivée ont aussi été étudiées en détail.

En plus de la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium, les transitions  $1s_2-2p_2$  et  $1s_3-2p_3$  du krypton ainsi que la transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon ont été utilisées comme raies de référence dans des montages de stabilisation.

Des diodes lasers AlGaAs ont aussi été utilisées comme outil spectroscopique pour analyser les plasmas et les jets atomiques.

### ABSTRACT

The frequency of a AlGaAs diode laser has been locked to the  $8118\text{ cm}^{-1}(f^3d^2s\ 5M_7^0)-20218\text{ cm}^{-1}$  transition of UI at  $826.20570\text{ nm}$  using the optogalvanic effect. A hollow cathode vapor generator has been utilized to produce a density of  $10^{12}\text{ atoms/cm}^3$  of uranium in vapor phase. The absolute frequency stability for a 10 min run was estimated to be better than 400 kHz peak-to-peak at an integration time of 1s. This preliminary result shows that the rich optogalvanic spectrum of uranium can be efficiently used for the frequency-locking of semiconductor lasers.



## REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier le professeur Jean-Marie Gagné de m'avoir suggéré le sujet de recherche ainsi que de m'avoir permis de travailler au laboratoire d'Optique moderne et de Spectroscopie de l'Ecole Polytechnique. Je lui sais gré également de m'avoir octroyé une partie des fonds nécessaires à la poursuite de ce travail.

J'aimerais aussi remercier les Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche du Québec pour leur important support financier.

Les conseils et commentaires judicieux d'Etienne Langlois et de François Babin ainsi que la collaboration de Paul-François Paradis furent grandement appréciés. Je leur en suis particulièrement reconnaissant.

J'aimerais aussi témoigner ma reconnaissance à Pierre-André Dion ainsi qu'à Yvon Lemire pour la qualité et la précision de leur travail technique.

Finalement, je remercie tous ceux et celles que j'ai côtoyés pendant ces deux années au département de génie physique.

## TABLE DES MATIERES

	<u>PAGE</u>
SOMMAIRE.....	v
ABSTRACT.....	vii
REMERCIEMENTS.....	viii
TABLE DES MATIERES.....	ix
LISTE DES FIGURES.....	xiii
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I - SPECTRE PROCHE INFRAROUGE.....	5
I.1 Introduction.....	5
I.2 Signal d'émission et d'absorption.....	5
I.3 Signal optogalvanique.....	11
CHAPITRE II - COMPORTEMENT SPECTRAL DES LASERS A SEMICONDUCTEURS.....	16
II.1 Introduction.....	16
II.2 Présentation des équations d'évolution....	18
II.3 Solution des équations d'évolution en régime stationnaire.....	24
II.3.1 Le cas monomode.....	24
II.3.2 Le cas multimode.....	29
II.3.3 Valeurs numériques.....	32
II.4 Observations expérimentales.....	36
II.5 Balayage des modes lasers.....	39
II.5.1 Introduction.....	39
II.5.2 Variation modale.....	39

II.5.3	Variation de la courbe de gain.....	48
II.6	Etalonnage.....	52
II.7	Sauts modaux et hystérésis.....	53
CHAPITRE III -	ENREGISTREMENT DU "SIGNAL DE DERIVEE" D'UN PROFIL GAUSSIEN.....	63
III.1	Introduction.....	63
III.2	Présentation du signal de dérivée.....	63
III.3	Caractérisation du signal.....	69
III.4	Résultats expérimentaux.....	73
CHAPITRE IV -	STABILISATION DE LA LONGUEUR D'ONDE DES DIODES LASERS.....	83
IV.1	Introduction.....	83
IV.2	Stabilisation des diodes lasers: une revue.....	84
IV.3	Introduction aux systèmes de diodes lasers asservies.....	85
IV.4	Schématisation et présentation des circuits asservis.....	88
IV.4.1	Introduction.....	88
IV.4.2	Circuit de type zéro.....	95
IV.4.3	Circuit de type un.....	103
IV.5	Technique passe-bande à passe-bas.....	107
IV.5.1	Système adaptatif sinusoidalement perturbé.....	107
IV.5.2	Estimation de la fonction de transfert $G_1(s)$ .....	111
IV.5.3	Calcul du circuit passe-bas équivalent.....	116

IV.6	Course libre d'une diode laser.....	119
IV.7	Circuits expérimentaux de stabilisaton...	127
IV.7.1	Montage expérimental.....	127
IV.7.2	Résultats.....	132
IV.8	Balayage stabilisé.....	137
IV.9	Discussions sur les résultats.....	142
IV.9.1	Mathématique de Allan.....	142
IV.9.2	Sources de bruits.....	146
CHAPITRE V	- UTILISATION DES DIODES LASERS COMME OUTIL SPECTROSCOPIQUE.....	152
V.1	Introduction.....	152
V.2	Monitoring dans un plasma et dans un jet.	153
V.2.1	Monitoring dans un plasma.....	153
V.2.2	Monitoring dans un jet.....	153
CONCLUSION.....		162
BIBLIOGRAPHIE.....		166
ANNEXE A	Différents types de lasers à semiconducteurs.....	176
ANNEXE B	Résolution numérique des équations d'évolution multimodes.....	179
ANNEXE C	Fiche technique de trois diodes lasers...	181
ANNEXE D	Distributions des photons selon l'axe du laser pour différentes valeurs de $R_1$ et de $R_2$ .....	189

**ANNEXE E**            Critère de Routh-Hurwitz pour un  
asservissement de type zéro constitué de  
cinq filtres passe-bas en série.....194

**ANNEXE F**            Frequency locking of laser diode using  
metallic vapor optogalvanic spectrum: UI.199

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Représentation schématique de la lampe à cathode creuse.....	6
Figure 1.2	Montage utilisé pour la mesure du spectre d'absorption.....	8
Figure 1.3	a) Spectre d'émission entre 750 et 900 nm b) Spectre d'absorption entre 750 et 900 nm.....	9
Figure 1.4	Variation du signal OG de la raie 8262 Å de l'UI en fonction de la pression pour deux gaz porteurs différents. a) Krypton. b) Argon.....	13
Figure 2.1	Variation de la densité normalisée des porteurs en fonction du courant d'injection. a) $1,05 < j < 2,5$ . b) $j < 1,5$ .....	28
Figure 2.2	Représentation graphique du calcul du spectre d'émission d'une diode laser pour trois valeurs différentes du courant. a) $I = 1,1I_{th}$ . b) $I = 1,3I_{th}$ . c) $I = 1,5I_{th}$ .....	31
Figure 2.3	Spectre d'émission d'un laser AlGaAs. a) $I = 1,1 I_{th}$ . b) $I = 1,5I_{th}$ .....	38
Figure 2.4	a) Schématisation du balayage du mode dominant d'une diode laser. b) Illustration du déplacement simultané des modes lasers et de la courbe de gain.....	50
Figure 2.5	Etalonnage d'une diode laser à l'aide de transitions de l'UI. a) Spectre OG obtenu b) variation du courant d'injection.....	54
Figure 2.6	Phénomène de saut modal survenant lors du balayage du mode dominant d'une diode laser. a) $I = 103$ mA. b) $I = 103$ mA. c) $I = 105$ mA. d) $I = 107$ mA.....	57
Figure 2.7	Diode laser opérant en régime bimodal.....	58
Figure 2.8	Hystérésis à deux modes.....	59
Figure 2.9	Hystérésis à plusieurs modes.....	61
Figure 3.1	Mesure d'un signal de modulation sur un	

	profil gaussien. a) Schématisation de la mesure. b) Signaux de modulation calculés pour $x = 0, 0,3$ et $0,7$ .....	66
Figure 3.2	a) Dérivée mathématique d'une gaussienne. b) Signal de dérivée calculé pour $L = 0,05$ .....	68
Figure 3.3	Illustration de la terminologie utilisée pour caractériser le signal de dérivée.....	70
Figure 3.4	Signaux de dérivée calculés pour $L = 0,2, 0,6, 1,4$ et $2$ .....	71
Figure 3.5	Variation de la largeur sommet-à-sommet d'un signal de dérivée en fonction de $L$ . a) Courbe calculée numériquement. b) Données expérimentales obtenues à partir de la transition $1s_2-2p_2$ de l'argon.....	72
Figure 3.6	Variation de l'amplitude sommet-à-sommet d'un signal de dérivée en fonction de $L$ . a) Courbe calculée numériquement. b) Données expérimentales obtenues à partir de la transition $1s_2-2p_2$ de l'argon.....	74
Figure 3.7	Saturation du signal OG issu de la transition $1s_2-2p_2$ de l'argon.....	75
Figure 3.8	Montage expérimental utilisé pour la mesure des signaux de dérivée.....	76
Figure 3.9	Signaux de dérivée obtenues à partir de la raie $1s_2-2p_2$ de l'argon. a) Pour une amplitude de modulation de $\pm 5$ MHz. b) Pour une amplitude de modulation de $\pm 1,8$ GHz.....	77
Figure 3.10	Variation du coefficient normalisé de modulation $\Delta F/\Delta I$ en fonction de la fréquence de modulation.....	80
Figure 4.1	Schématisation de la diode laser et de ses alimentations par un système de commande en chaîne ouverte.....	86
Figure 4.2	Système en chaîne ouverte soumis à des perturbations.....	87
Figure 4.3	Représentation générale d'un système asservi.....	89

Figure 4.4	Schéma typique d'un montage de stabilisation de la longueur d'onde d'une diode laser.....	91
Figure 4.5	Représentation compacte du circuit d'asservissement de la longueur d'onde d'une diode laser.....	93
Figure 4.6	Schéma des montages de stabilisation de la longueur d'onde d'une diode laser.....	96
Figure 4.7	Réponse du signal de correction $C_r(t)$ d'un circuit de type zéro lorsque l'entrée correspond à un échelon. a) Gain sous-critique. b) Gain sur-critique.....	100
Figure 4.8	Réponse en régime permanent pour $C_r(t)$ et $R(t)$ d'un asservissement de type zéro. a) $E(t)$ est un échelon. b) $E(t)$ est une rampe.....	102
Figure 4.9	Diagramme de Bode du rapport $R(s)/E(s)$ pour différents circuits asservis. a) Type zéro, $K = 1000$ . b) Type zéro, $K = 2000$ . c) Type un, $K = 500$ . d) Type un, $K = 1000$ .....	106
Figure 4.10	a) Schéma d'un système adaptatif à perturbation sinusoïdale. b) Circuit passe-bas équivalent.....	109
Figure 4.11	Montage utilisé pour évaluer la fonction de transfert associée à la cathode creuse.....	112
Figure 4.12	Photographie de la fonction d'entrée et de la fonction de sortie associée à la cathode creuse.....	114
Figure 4.13	a) Réponse à un échelon de la fonction $G_1$ . b) Réponse à un échelon de la fonction $G_2$ . c) Réponse à un échelon de la fonction formée par le produit de $G_1$ par $G_2$ . d) Diagramme de Bode du produit $G_1G_2$ .....	117
Figure 4.14	Montage utilisé pour mesurer les fluctuations de la longueur d'onde d'une diode laser en boucle ouverte.....	119
Figure 4.15	Mesure des fluctuations de la longueur d'onde d'une diode laser en course libre.	



- a) Masse thermique de grande dimension.  
b) Masse thermique de petite dimension.....121
- Figure 4.16 Signal de dérivée servant de discriminant en fréquence pour la mesure des fluctuations du laser en course libre.....123
- Figure 4.17 FFT des fluctuations de la fréquence optique d'une diode laser en course libre....125
- Figure 4.18 Fluctuations de la fréquence laser en course libre pour deux modes d'utilisation différents. a) Mode courant stabilisé. b) Mode puissance stabilisée.....126
- Figure 4.19 Montage expérimental utilisé pour stabiliser la longueur d'onde d'une diode laser.....128
- Figure 4.20 Schéma électronique d'un filtre PI.....130
- Figure 4.21 Signaux d'erreur. a) Transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon. b) Transition  $1s_2-2p_2$  du krypton.....133
- Figure 4.22 Signal d'erreur issu de la transition entre les niveaux  $8118$  et  $20218\text{ cm}^{-1}$  de l'UI.134
- Figure 4.23 Illustration des résultats obtenus en boucle fermée en utilisant des signaux d'erreur provenant de trois transitions différentes. a)  $1s_2-2p_2$  de l'argon. b)  $1s_2-2p_2$  du krypton. c)  $8118 - 20218\text{ cm}^{-1}$  de l'UI.....136
- Figure 4.24 Stabilisation sur la transition à  $8262\text{ \AA}$  de l'UI. a) Asservissement de type zéro. b) Asservissement de type un.....138
- Figure 4.25 a) Montage expérimental permettant de balayer le point de stabilisation d'un asservissement. b) Schématisation de ce montage.....140
- Figure 4.26 Balayage d'une diode laser stabilisée sur la transition à  $8262\text{ \AA}$  de l'UI. a) Signal d'entrée. b) Signal de sortie.....141
- Figure 4.27 a) Diagramme de Bode de la fonction de transfert associée au balayage stabilisé. b) Entrée correspondant à une onde trian-

	gulaire de fréquence égale à 10 Hz. c) Réponse simulée numériquement.....	143
Figure 4.28	Logarithme de la racine carrée de la variance de Allan en fonction du logarithme de $\tau$ .....	146
Figure 4.29	Schématisation du circuit asservi soumis à des bruits externes.....	147
Figure 4.30	Illustration des fluctuations en boucle ouverte comparées avec celles mesurées en boucle fermée pour des constantes de temps de 0,4, 0,125 et 0,04 seconde.....	148
Figure 5.1	Structure hyperfine de la raie 8262 Å de l'uranium.....	154
Figure 5.2	Montage utilisé pour le monitoring dans un jet.....	156
Figure 5.3	Signal obtenu à partir de la transition $1s_3-2p_3$ du krypton. a) Signal de fluorescence dans un jet atomique. a) Signal OG dans la cathode creuse.....	157
Figure 5.4	a) Signal de dérivée OG de la transition $1s_3-2p_3$ du krypton. b) Tracé des fluctuations résiduelles en mode verrouillé.....	159
Figure 5.5	Variation du signal de fluorescence en fonction du courant dans la cathode productrice du jet.....	160
Figure A.1	a) Bande spectrale couverte par les lasers à semiconducteurs. b) Variation de $E_g$ du $Al_xGa_{1-x}As$ en fonction de $x$ .....	177
Figure C.1	Courbe puissance vs courant pour un laser LT015.....	183
Figure C.2	Courbe puissance vs courant pour un laser LT024.....	184
Figure C.3	Courbe puissance vs courant pour un laser LT024.....	185
Figure C.4	Variation de la longueur d'onde du mode principal en fonction du courant pour le laser LT015. a) $T = 16$ °C. b) $T = 22$ °C.....	186

- Figure C.5 Variation de la longueur d'onde du mode principal en fonction du courant pour le laser LT024 #1. a)  $T = 10^{\circ}\text{C}$ . b)  $T = 24^{\circ}\text{C}$ .....187
- Figure C.6 Variation de la longueur d'onde du mode principal en fonction du courant pour le laser LT024 #2. a)  $T = 18^{\circ}\text{C}$ . b)  $T = 28^{\circ}\text{C}$ .....188
- Figure D.1 Distribution de la densité de photons dans une cavité laser. a)  $R_1 = R_2 = 0,3$ . b)  $R_1 = 0,9$  et  $R_2 = 0,1$ .....192

## TABLE DES MATIERES

	<u>PAGE</u>
SOMMAIRE.....	v
ÀBSTRACT.....	vii
REMERCIEMENTS.....	viii
TABLE DES MATIERES.....	ix
LISTE DES FIGURES.....	xiii
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I - SPECTRE PROCHE INFRAROUGE.....	5
I.1        Introduction.....	5
I.2        Signal d'émission et d'absorption.....	5
I.3        Signal optogalvanique.....	11
CHAPITRE II - COMPORTEMENT SPECTRAL DES LASERS A SEMICONDUCTEURS.....	16
II.1       Introduction.....	16
II.2       Présentation des équations d'évolution....	18
II.3       Solution des équations d'évolution en régime stationnaire.....	24
II.3.1      Le cas monomode.....	24
II.3.2      Le cas multimode.....	29
II.3.3      Valeurs numériques.....	32
II.4       Observations expérimentales.....	36
II.5       Balayage des modes lasers.....	39
II.5.1      Introduction.....	39
II.5.2      Variation modale.....	39

## INTRODUCTION

Les lasers à semiconducteurs sont de plus en plus utilisés aussi bien en science fondamentale qu'en haute technologie. Leur usage intensif résulte des nombreux avantages intrinsèques qui leurs sont associés. Parmi ceux-ci, on peut mentionner les suivants:

1. Avantage économique relié au faible coût d'achat ainsi qu'à la grande efficacité de conversion de l'énergie électrique en rayonnement lumineux. Par exemple, le taux de conversion d'un laser argon est d'environ 0,1 %, alors que celui d'un laser à semiconducteurs est généralement supérieur à 30 %.

2. Faible encombrement résultant de la petite dimension des diodes lasers. La dimension de la plupart des dispositifs commercialisés, qui comprennent généralement une diode laser couplée avec une photodiode, ne dépasse pas  $0,3 \text{ cm}^3$  dans le cas d'un boîtier cylindrique [1] et  $3,5 \text{ cm}^3$  dans le cas d'un boîtier rectangulaire qui contient aussi un module à effet Peltier et une thermistance [2].

3. Contrôle de la longueur d'onde d'émission en fonction de paramètres externes, tels la température d'opération, le courant d'injection, la pression hydrostatique ou la présence d'un champ magnétique. Cette particularité des lasers à semiconducteurs est fondamentale

pour leur application comme outil spectroscopique et elle sera traitée en détails au chapitre II. On doit aussi mentionner que la grande diversité des matériaux disponibles pour la construction de diodes lasers, permet à l'ensemble des dispositifs lasers à semiconducteurs de couvrir un domaine spectral important. Ce point sera discuté à l'annexe A.

La longueur d'onde d'émission des lasers à semiconducteurs à injection de porteurs est extrêmement sensible aux fluctuations et au bruit dans le courant d'injection ainsi que dans la température d'opération. Il en résulte que la stabilité en fréquence de ces dispositifs en course libre est insuffisante pour beaucoup d'applications en science et en haute technologie. Pour résoudre ce problème, on a souvent utilisé les transitions atomiques et moléculaires des gaz comme fréquence de référence. Dans un article récent, Têtu et al. ont établi une liste de tous les atomes et molécules utilisés pour stabiliser les diodes lasers à 0,8, 1,3 et 1,5  $\mu\text{m}$  [3]. Lorsque les transitions atomiques font intervenir un gaz rare, l'effet optogalvanique est fréquemment employé pour obtenir le signal d'erreur.

Avec les développements en perspective des lasers à injection il y a une forte demande de longueurs d'onde ayant un bon effet optogalvanique soit pour l'étalonnage, soit pour leur stabilisation en fréquence. Le spectre idéal

pour répondre à cette demande doit présenter une distribution dense et uniforme des raies optogalvaniques dans tout le domaine spectral couvert par les diodes lasers. De plus, les raies du spectre optogalvanique doivent être connues avec une très grande précision. L'uranium et le thorium présentent certains aspects fort intéressants qui motivent leur utilisation comme éléments de référence pour la calibration en longueur d'onde. Premièrement, à cause de leur masse élevée (238 et 232 uma respectivement), leur profil Doppler est plus fin que celui des gaz rares ou des molécules simples. Deuxièmement, dans les régions d'intérêt des diodes lasers AlGaAs et InGaAsP, le thorium et l'uranium possèdent un grand nombre de transitions associées à des niveaux d'énergie près du fondamental. En effet, leurs spectres sont parmi les spectres les plus complexes et les plus denses de tous les éléments. De plus, ils sont quasiment monoisotopiques et sans structure hyperfine.

Depuis 1939, plusieurs auteurs ont étudié et répertorié les longueurs d'ondes et les niveaux d'énergie des transitions de l'uranium et du thorium. Les ouvrages les plus complets sur ce sujet sont ceux de Blaise & Radzienski [4], de Conway & Warden [5], de Engleman & Palmer [6], de Giacchetti et al. [7] et du Laboratoire Scientifique de Los Alamos (LASL) [8]-[10] où sont disponibles plus de 100 000 raies de l'uranium. Toutefois,

ces travaux impliquaient les spectres d'émission de l'uranium et du thorium et très peu d'études ont été rapportées sur leur spectre en absorption [11], [12]. A notre connaissance, aucune publication ne fait état du spectre d'absorption de l'uranium et du thorium dans l'infrarouge.

Ce travail débutera avec une brève présentation du spectre d'émission et d'absorption d'un générateur de type cathode creuse. Suivra l'étude du signal optogalvanique induit par un laser à semiconducteurs AlGaAs sur une transition de l'uranium. Dans le chapitre suivant, le lecteur trouvera une présentation des principales caractéristiques spectrales des diodes lasers ainsi que des résultats expérimentaux illustrant ce spectre d'émission.

Le chapitre III traite du signal de dérivée obtenu par une modulation de la fréquence laser. Le chapitre IV est consacré à l'étude des systèmes d'asservissement de la longueur d'onde d'une diode laser. Il est divisé en deux volets, comportant d'une part une brève présentation théorique des systèmes asservis utilisés dans ce travail, et d'autre part des résultats expérimentaux et une discussion relative à ces résultats. Enfin, le dernier chapitre illustre quelques exemples d'application des diodes lasers comme outil spectroscopique.



## CHAPITRE I

### SPECTRE PROCHE INFRAROUGE

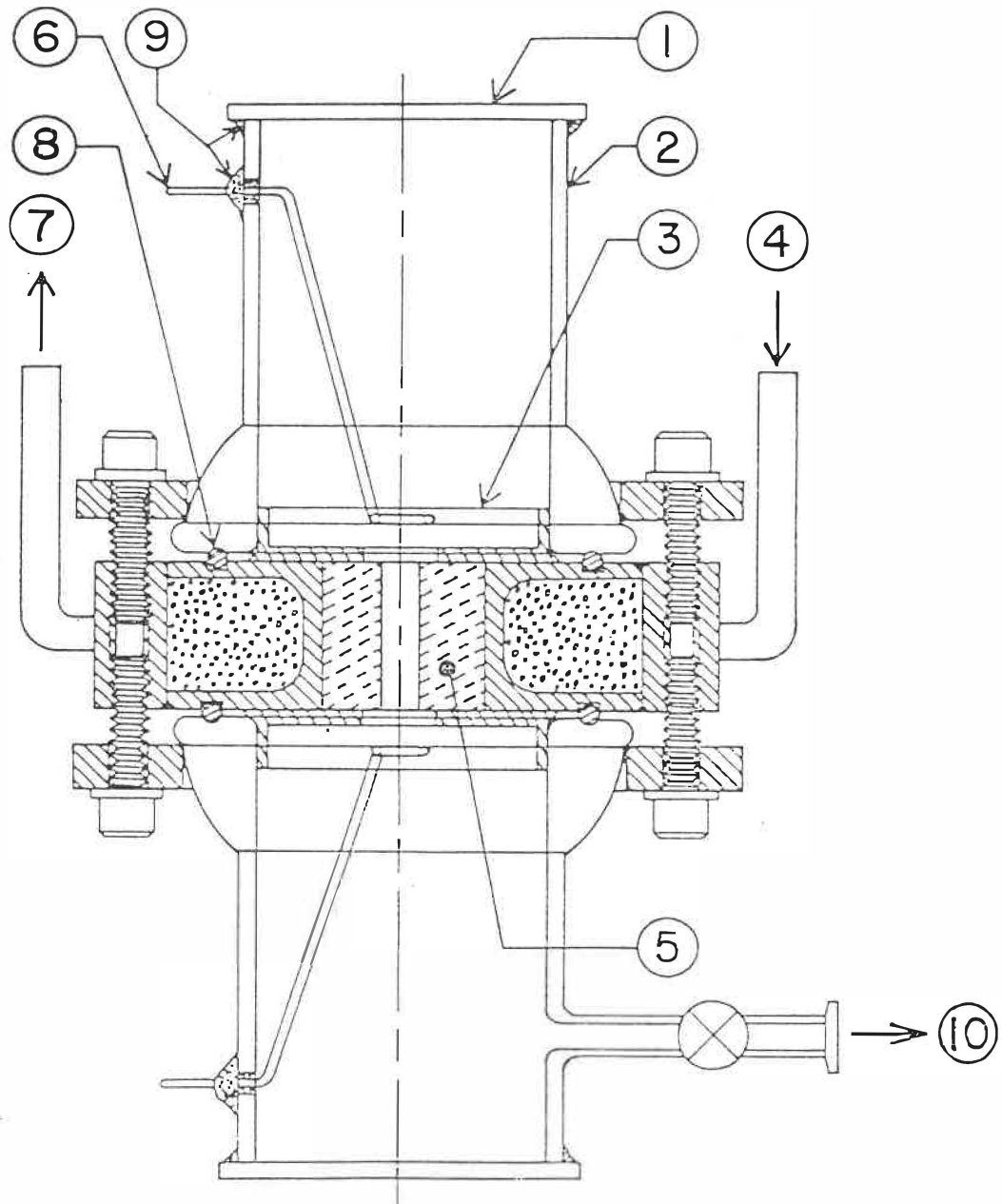
#### I.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous discuterons brièvement de l'utilisation d'une cathode creuse pour produire une vapeur d'uranium. Il s'en suivra une présentation sommaire de certaines caractéristiques spectroscopiques propres à cet outil.

Les régions spectrales d'intérêt des diodes lasers AlGaAs et InGaAsP se trouvent respectivement entre 0,75 et 0,9  $\mu\text{m}$  et entre 1,2 et 1,6  $\mu\text{m}$ . Certains éléments réfractaires, comme l'uranium et le thorium, possèdent un spectre riche dans ces régions [4]-[11]. Si on ajoute à ces transitions celles des différents gaz rares pouvant être utilisés comme gaz porteur (Ne, Ar, Kr, Xe), on constate que les possibilités d'utilisation de diodes lasers comme outil spectroscopique dans les décharges sont nombreuses.

#### I.2 Signal d'émission et d'absorption

La cathode creuse utilisée dans ce travail est schématisée à la figure 1.1. Elle est refroidie à l'eau et



**Fig. 1.1** Représentation schématique de la lampe à cathode creuse. 1) Fenêtre de verre, 2) cylindre de pyrex, 3) isolant en teflon , 4) entrée d'eau, 5) cathode d'uranium, 6) anode, 7) sortie d'eau, 8) joint thorique, 9) joint soudé, 10) entrée-sortie des gaz.

peut opérer à des courants élevés. Les températures cinétiques à l'intérieur du pot cathodique peuvent varier entre 400 et 1500 K pour une température électronique d'environ 3500 K [13], [14]. L'efficacité de pulvérisation ainsi que la mesure du signal d'absorption et du signal optogalvanique dans un tel système ont déjà été étudiées dans plusieurs travaux [15], [16]. Quant aux caractéristiques d'une décharge électrique en régime cathode creuse, elles ont aussi déjà fait l'objet d'études détaillées [17].

La figure 1.2 illustre le montage expérimental utilisé pour enregistrer un spectre d'émission à partir du flux lumineux émis par une cathode creuse commerciale fabriquée par Cathodeon, dont l'élément cathodique est l'uranium et le gaz porteur est l'argon. Un photomultiplicateur RCA 4832 peut être utilisé pour la région allant du visible jusqu'à 0,9  $\mu\text{m}$ . Pour des longueurs d'onde plus grandes, une photodiode au silicium (jusqu'à 1,1  $\mu\text{m}$ ) ou au germanium (de 1,1 à 1,7  $\mu\text{m}$ ) peut être utilisée en conjonction avec un détecteur synchrone. Le monochromateur Aries de 50 cm de long est muni d'un réseau de 590 traits par mm. Sa résolution est de 3,2 nm/mm.

La figure 1.3a illustre le spectre d'émission enregistré entre 0,75 et 0,9  $\mu\text{m}$ . Cette région spectrale correspond à celle couverte par les lasers à semiconducteurs AlGaAs disponibles commercialement. Les

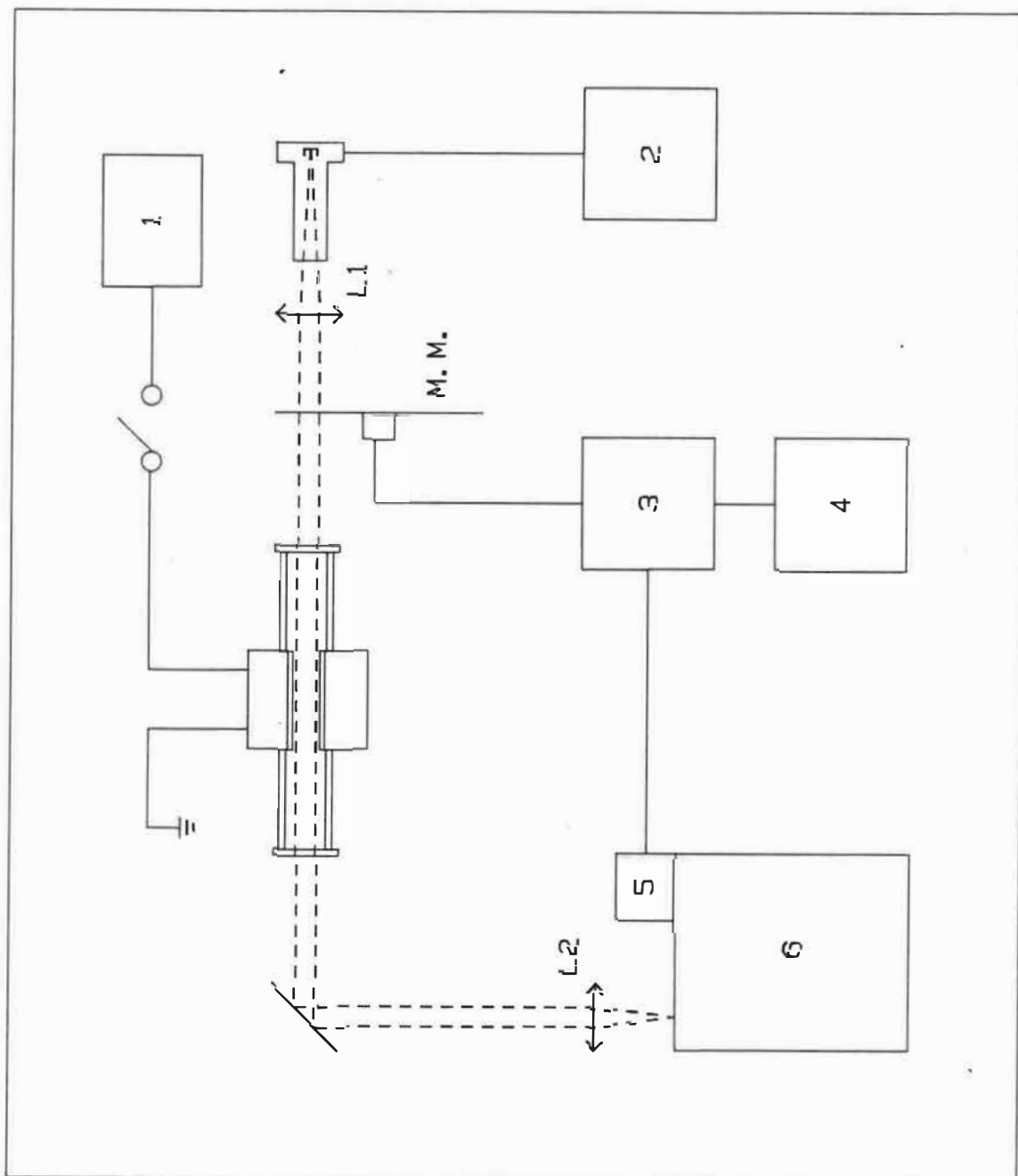


Fig. 1.2 Montage utilisé pour la mesure du spectre d'absorption. 1) Source de courant stabilisée, 2) source de courant stabilisée, 3) détecteur synchrone, 4) acquisition de données, 5) détecteur, 6) monochromateur. M.M.: modulateur mécanique, L1 et L2: lentilles.

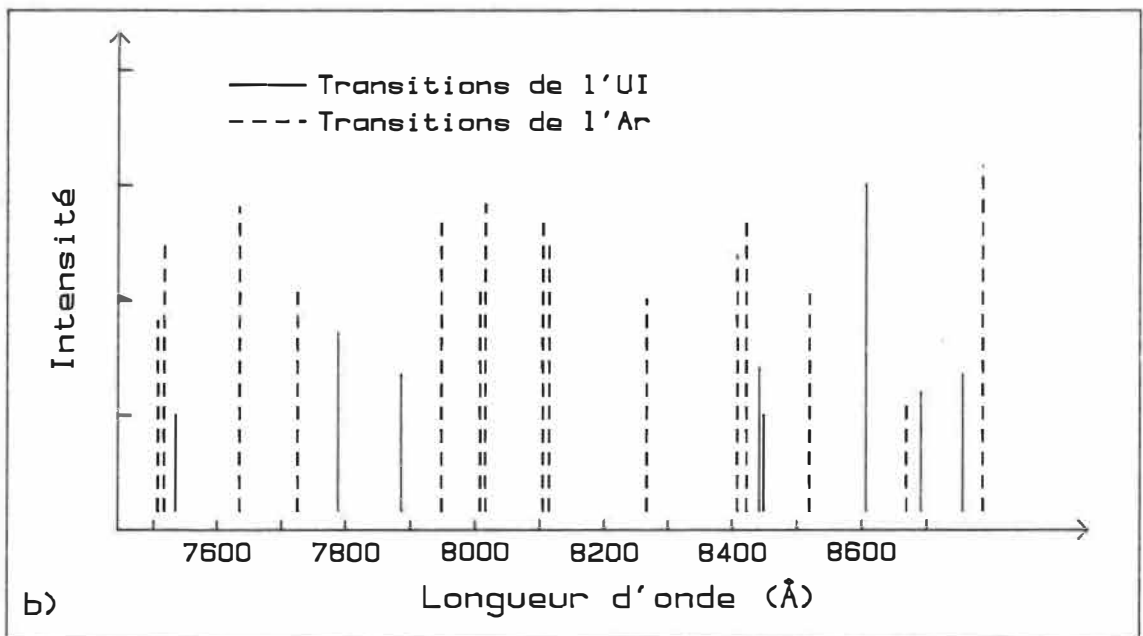
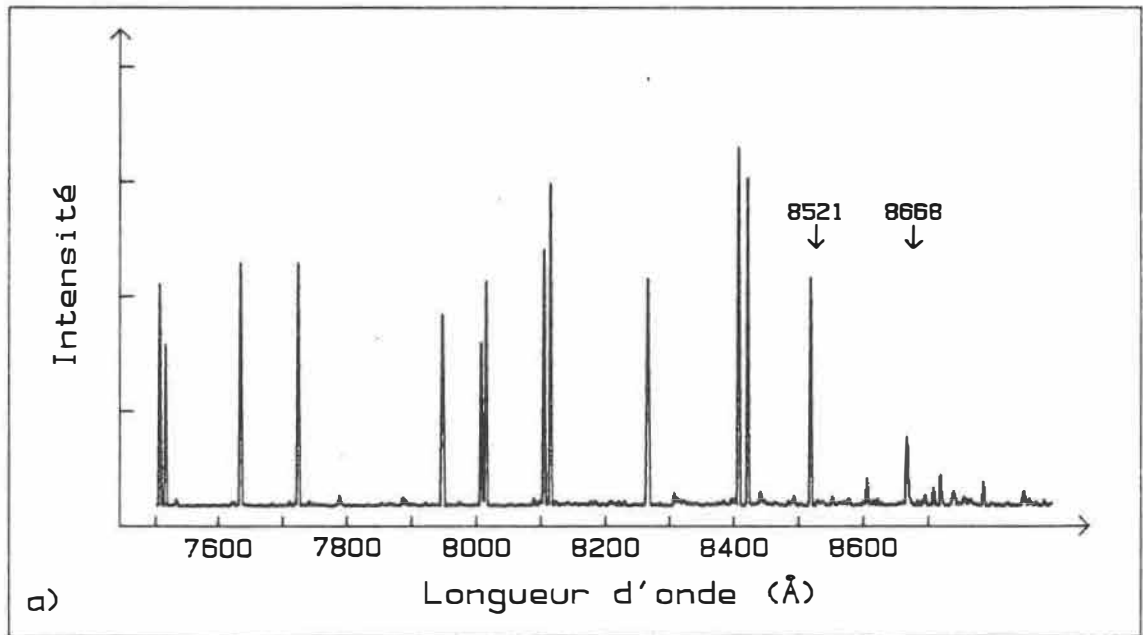


Fig. 1.3 a) Spectre d'émission entre 750 et 900 nm. b) Spectre d'absorption entre 750 et 900 nm.

conditions d'opération de la cathode creuse sont de 25 mA avec un voltage de 125 V aux bornes de la décharge. Les fentes d'entrée et de sortie sont ouvertes de 100  $\mu\text{m}$  chacune. On a alors utilisé comme détecteur le photomultiplicateur avec une tension de 900 volts à ses bornes.

Entre les raies de l'argon à 8521,44 Å et 8667,94 Å, on remarque la présence de la raie 8607,95 Å de l'uranium (voir figure 1.3a). Cette transition, qui s'effectue entre le niveau 11613  $\text{cm}^{-1}$  et le niveau fondamental, est la plus forte de tout le spectre en émission de l'uranium [9]. Il eut été fort intéressant d'étudier le signal optogalvanique produit par cette transition. Malheureusement, puisqu'il est difficile de se procurer une diode laser à cette longueur d'onde, nous avons dû travailler sur des transitions situées à des longueurs d'onde plus près du visible.

Le signal optogalvanique issu de la transition de l'uranium à 8262,06 Å a été utilisé pour certains résultats de stabilisation présentés au chapitre IV. La variation du signal optogalvanique en fonction de la pression pour cette transition est présentée à la section suivante. Sur les figures 1.3a et 1.3b, cette raie est confondue avec celle de l'argon à 8264,52 Å.

La figure 1.3b illustre le spectre d'absorption enregistré entre 0,75 et 0,9  $\mu\text{m}$ . Ce spectre a été déduit de

la comparaison entre les spectres d'émission obtenus successivement lorsque l'interrupteur de la figure 1.2 est ouvert (figure 1.3a), puis fermé. Le flux lumineux émis par la cathode creuse commerciale Cathodeon traverse une deuxième cathode creuse pour être finalement focalisé sur la fente d'entrée d'un monochromateur. Un modulateur mécanique est placé entre les deux cathodes, de telle sorte que seul le faisceau provenant de la première cathode est modulé. Les conditions d'opération de la première cathode sont les mêmes que lors de la mesure du spectre d'émission et celles de la deuxième cathode sont de 100 mA avec un voltage de 190 V dans une atmosphère de 1 Torr d'argon. Les résultats ainsi obtenus sont illustrés à la figure 1.3b. Les traits pleins représentent les transitions de l'uranium alors que les traits brisés représentent celles de l'argon.

Cette étude ne représente qu'un résultat préliminaire et très incomplet. Il est clair qu'une analyse détaillée du spectre infrarouge d'absorption de l'uranium ou du thorium dans un générateur de vapeur de type cathode creuse reste encore à faire. On note toutefois que l'intensité en absorption de la transition à 8607,95 Å de l'uranium est comparable avec celle des transitions les plus fortes de l'argon.

### I.3 Signal optogalvanique

Un signal optogalvanique est un signal électrique mesuré aux bornes d'une décharge. Ce signal provient d'une variation de la résistivité d'une décharge induite par l'interaction du plasma avec un faisceau lumineux.

Depuis les travaux de Green et al. [18], des études sur l'effet optogalvanique induit par laser ont été effectuées par plusieurs auteurs. Nous mentionnerons ici simplement les principaux travaux de synthèse, ceux d'Ochkin et al. [19], d' Ernest & Inguscio [20] et de Rao et al. [21].

Le signal optogalvanique généré par le balayage de la longueur d'onde d'une diode laser AlGaAs sur la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium neutre a été étudié dans ce travail. La figure 1.4 illustre la variation de l'intensité du signal optogalvanique crête de cette transition en fonction de la pression pour deux gaz porteurs différents, soit le krypton (1.4a) et l'argon (1.4b). Le courant de la décharge est alors de 150 mA. On constate que la pression optimum se situe aux environs de 1,1 Torr pour le krypton et de 1,5 Torr pour l'argon. Les symboles graphiques représentent les données expérimentales alors que les traits pleins proviennent d'une régression polynomiale du troisième ordre. Ces polynômes sont donnés par les équations suivantes:

$$S_{\text{Kr}}(p) = 385,4p^3 - 1881p^2 + 2628p - 481.8 \quad 0.5 < p < 2$$



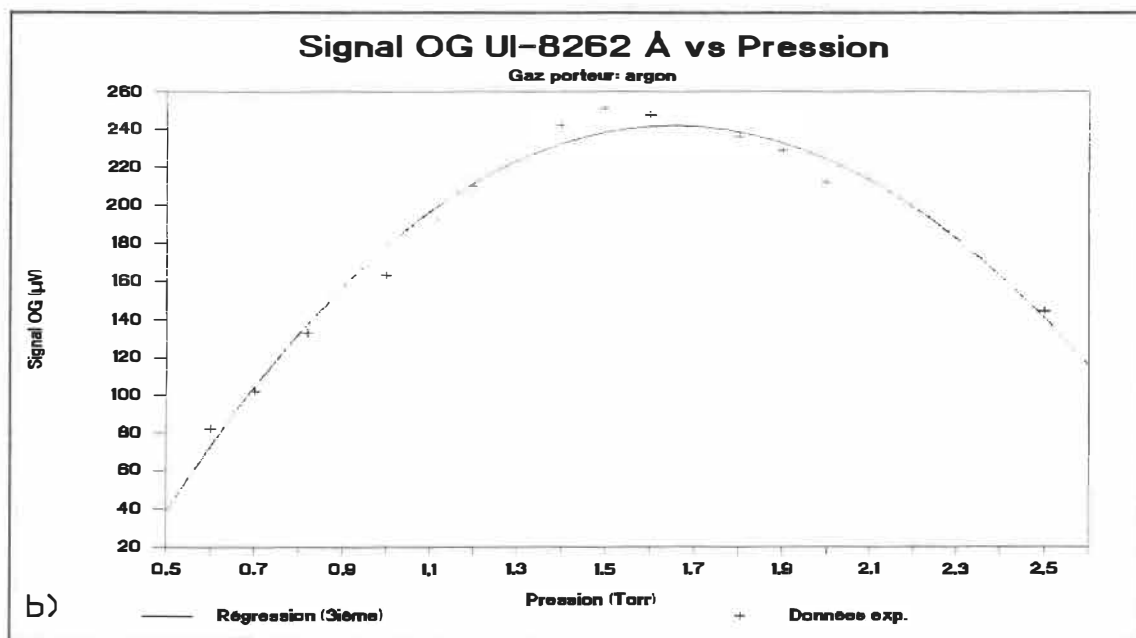
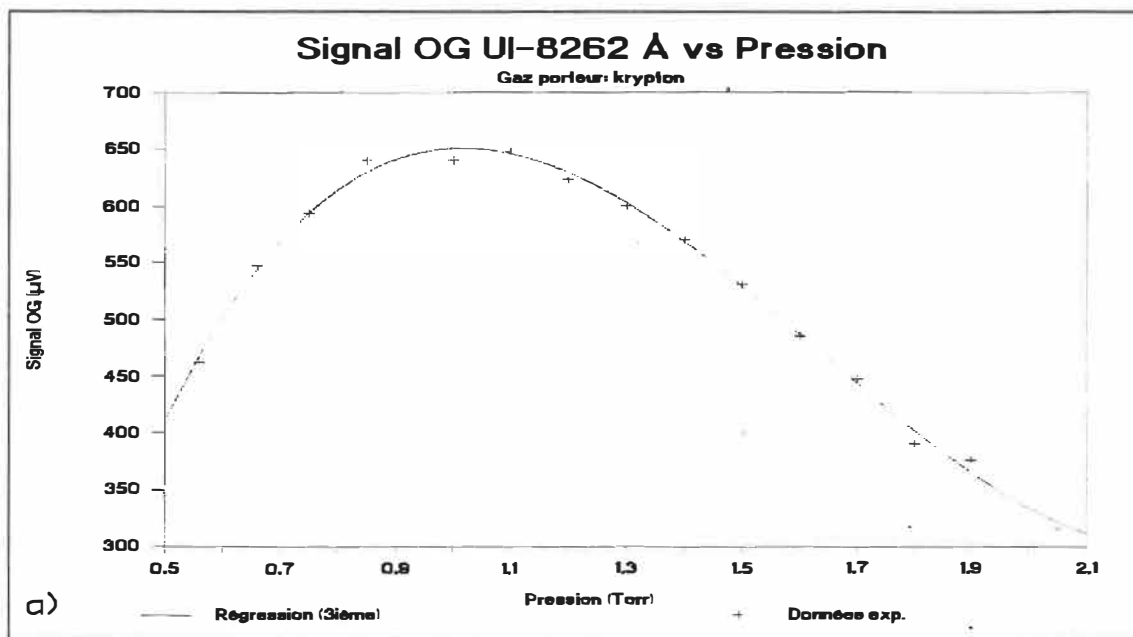


Fig. 1.4 Variation du signal OG de la raie 8262 Å de l'UI en fonction de la pression pour deux gaz porteurs différents. a) Krypton. b) Argon.

$$S_{Ar}(p) = 6,395p^3 - 177,5p^2 + 533,8p - 184,6 \quad 0.5 < p < 2.5$$

où  $S_{Kr}(p)$  et  $S_{Ar}(p)$  sont les signaux optogalvaniques pour le krypton et l'argon respectivement et  $p$  est la pression. Les signaux optogalvaniques sont donnés en  $\mu V$  et la pression est en Torr.

L'interprétation physique des courbes de la figure 1.4 n'a pas été faite et les polynômes explicités ci-dessus doivent être considérés comme des approximations expérimentales. On doit toutefois noter que ces courbes ont la même allure que la courbe de la densité des atomes de UI en fonction de la pression pour un générateur de vapeur semblable [22], [23].

Il sera utile pour le reste de ce travail de pouvoir prédire la largeur Doppler des transitions de l'uranium et des gaz rares pour différentes valeurs des conditions d'opération de la décharge. Nous utiliserons, pour ce faire, le modèle développé par Bouchard [13] pour un générateur de vapeur identique à celui illustré à la figure 1.1. Il est bien évident que les valeurs de la largeur Doppler des transitions atomiques sont directement reliées à la température cinétique dans le plasma.

Les études préliminaires effectuées dans ce chapitre sur le spectre d'émission et d'absorption d'une cathode creuse démontre bien la possibilité d'utiliser cet instrument comme source de référence en fréquence pour la

stabilisation de diodes lasers. De plus, il est possible de mesurer directement un signal électrique en utilisant l'effet optogalvanique. Cet effet est toutefois fortement dépendant des conditions d'opération de la décharge. C'est pourquoi, il est nécessaire, dans une étude préliminaire, d'optimiser l'intensité du signal optogalvanique en fonction de certains paramètres, comme la pression.

## CHAPITRE II

### COMPORTEMENT SPECTRAL DES LASERS A SEMICONDUCTEURS

#### II.1 Introduction

La grande diversité des matériaux semiconducteurs utilisés pour la fabrication de diodes lasers [voir annexe A] permet de couvrir une bande spectrale allant de  $0,32 \mu\text{m}$  à  $100 \mu\text{m}$ . L'importance de cette bande spectrale combinée aux avantages caractéristiques des lasers à semiconducteurs [voir introduction], justifie l'utilisation de plus en plus fréquente de ces lasers en spectroscopie.

L'usage de diodes lasers en spectroscopie nécessite une connaissance approfondie de leur comportement spectral. Pour développer certains concepts propres au spectre d'émission de ces lasers, nous utiliserons les équations d'évolution des lasers à semiconducteurs. Ces équations de base ont été traitées de façon détaillée dans la plupart des manuels de référence consacrés au sujet [24]-[26]. Elles seront ici développées dans l'optique de la spectroscopie, c'est-à-dire en mettant surtout l'accent sur le traitement du spectre d'émission et de tous les phénomènes relatifs aux fluctuations de ce spectre. Par conséquent, l'étude ici présentée se limitera au régime

statique des équations d'évolution. Les variations du spectre en régime dynamique ne seront pas considérées.

Dans ce chapitre, nous étudierons aussi les possibilités de réglage de la longueur d'onde d'émission des lasers à semiconducteurs suivant les variations de différents paramètres tels le courant d'injection et la température d'opération. D'autres facteurs comme la pression hydrostatique [27] et le champ magnétique influent aussi sur le spectre d'émission des diodes lasers, mais ne seront pas traités dans le cadre de ce travail. Il s'en suivra une présentation de résultats expérimentaux relatifs aux caractéristiques spectrales et à l'étalonnage des lasers utilisés pour ce travail.

Quoique les modèles théoriques présentés dans les sections qui suivent sont valables pour n'importe quel type de laser à injection, les valeurs numériques utilisées ainsi que les données expérimentales correspondent à des lasers AlGaAs à double hétérostructure. Ces lasers couvrent le domaine spectral situé entre le visible et  $0,9 \mu\text{m}$  [annexe A]. Ils ne sont pas, à proprement parler, considérés comme des diodes lasers syntonisables. Des lasers à semiconducteurs accordables en longueur d'onde de façon continue sur une plage importante font appel à des réalisations technologiques plus complexes. Pour plus d'informations sur ce genre de dispositifs, le lecteur peut consulter l'article de revue de Mito [28].

## II.2 Présentation des équations d'évolution

Les équations d'évolution ont été utilisées dans un grand nombre de publications et d'ouvrages de référence, surtout pour caractériser le comportement dynamique des lasers à semiconducteurs [29], [30]. Il s'agit d'équations différentielles couplées explicitant les variations de la densité des porteurs de la région active ainsi que celles des densités de photons pour chacun des modes considérés. Ils proviennent des équations d'évolution de la matrice densité, des équations de Maxwell ainsi que de l'équation de continuité des porteurs [31], [32].

Le laser constituant par construction une cavité Fabry-Pérot, plusieurs modes peuvent exister simultanément. Il est généralement admis que les lasers à injection se comportent comme des milieux à élargissement homogène [33]. Ceci signifie qu'un mode n'a pas facilement tendance à "creuser un trou" (hole burning) mais plutôt à diminuer uniformément toute la courbe de gain. Cette propriété des lasers à semiconducteurs peut être attribuée aux relaxations intra-bandes ultra-rapides ( $10^{-13}$  s) [34]. L'approximation homogène correspond particulièrement bien à la réalité pour des lasers dont la région active est fortement dopée (de type p). Pour un laser faiblement dopé, le gain n'est pas parfaitement homogène mais peut présenter une certaine forme de "hole burning" [35]-[37]. Cette

particularité est causée par la grande différence de mobilité entre les deux porteurs, les électrons diffusant beaucoup plus rapidement que les trous. Nous discuterons plus loin de l'influence de ces phénomènes sur le spectre d'émission des lasers à semiconducteurs.

Pour un laser monomode latéral, monomode transversal et multimode longitudinal, les équations d'évolution s'écrivent: [24]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{qd} - \frac{N}{\tau_s} - \left[ \frac{c}{n_g} \right] \sum \Gamma g_m S_m \quad (1)$$

$$\frac{dS_m}{dt} = \frac{\Gamma \gamma N}{\tau_s} + \left[ \frac{c}{n_g} \right] \left[ \Gamma g_m - \alpha_c \right] S_m \quad (2)$$

avec

$$g_m = g_p - [(\lambda_p - \lambda_m)/\lambda_0]^2 \quad (3)$$

$$g_p = A(N - N_0) \quad (4)$$

$N$  représente la densité des porteurs minoritaires. Pour des lasers à l'arsenure de gallium, la région active est généralement de type p. Les porteurs de charge minoritaires sont alors les électrons. Le terme  $N_{th}$  est couramment employé dans la littérature pour désigner la densité de porteurs minimum pour produire l'effet laser. Cette quantité est reliée à la densité de porteurs nécessaire pour atteindre l'inversion de population, notée  $N_0$ , et aux pertes dans la cavité,  $\alpha_c$ . En annulant le terme

de gain multipliant  $S_m$  dans l'équation (2) et en se servant des équations (3) et (4) pour  $\lambda_m = \lambda_p$ , on obtient pour  $N_{th}$  l'expression suivante:

$$N_{th} = \alpha_c / \Gamma A + N_0 \quad (5)$$

$S_m$  représente la densité de photons dans le mode  $m$ . Si on suppose que la courbe de gain peut contenir  $2M + 1$  modes,  $m$  prend les valeurs suivantes:  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm M$  (voir figure 2.2 p. 28). La densité de photons du mode central, le mode dominant, est alors notée  $S_0$ . Il est possible de relier la densité de photons intra-cavité ( $S_m$ ) à la puissance de sortie ( $P_m$ ) par l'équation suivante:

$$P_m = E v_g \alpha_i V S_m \quad (6)$$

où  $E$  est l'énergie d'un photon du mode,  $v_g$  la vitesse de groupe du mode dans la cavité,  $\alpha_i$  les pertes linéaires dues aux interfaces et  $V$  le volume de la cavité laser, la densité de photon  $S_m$  étant considérée comme uniformément distribuée. Pour obtenir la puissance à la sortie d'une seule des faces du laser, on doit multiplier l'équation (6) par un facteur  $\frac{1}{2}$ .

$J$  est la densité de courant traversant la région active. La quantité  $J_{th}$ , que l'on retrouve fréquemment dans la littérature sous l'appellation de courant de seuil, se



calcule en annulant la partie gauche de l'équation (1), ce qui correspond au régime stationnaire, et en négligeant l'influence des photons. On obtient alors:

$$J_{th} = qdN_{th}/\tau_s \quad (7)$$

où  $q$  est la charge de l'électron,  $d$  l'épaisseur de la région active et  $\tau_s$  le temps de vie de recombinaison radiative spontanée des porteurs. Les valeurs de  $N_{th}$  peuvent être calculées à partir de l'équation (5) et  $J_{th}$  peut alors être exprimé comme dans l'article de Botez [38]. Lorsque  $J$  est supérieur à  $J_{th}$ , la puissance laser varie de façon linéaire avec le courant comme on peut le voir sur un graphique P-I (voir les figures C.1, C.2 et C.3 à l'annexe C) caractéristique des lasers à semiconducteurs. Le paramètre  $B$ , la pente en mW/mA, est représentatif de cette région linéaire. Les courbes P-I propres aux lasers utilisés dans ce travail sont présentées à l'annexe C.

$\Gamma$ , le facteur de confinement, représente la portion de l'intensité lumineuse à l'intérieur de la région active. En toute rigueur, on devrait utiliser les indices L et T pour  $\Gamma_L$  et  $\Gamma_T$  désignant respectivement le confinement latéral et transversal. Mais à cause des dimensions usuelles de la région active des diodes lasers,  $\Gamma_L$  est presque toujours unitaire et l'on ne considère que  $\Gamma_T$ , noté simplement  $\Gamma$ .

$g_m$  est le gain par unité de longueur du milieu en fonction de la longueur d'onde. Le gain peut être approximé de façon lorentzienne [33], [39], [40] ou parabolique [31], [41]-[44]. Il semble que pour la courbe de gain d'un laser à l'arsenure de gallium l'approximation parabolique convienne mieux [45]. On peut voir à l'équation (4) que le gain est considéré comme linéaire en fonction de  $N$  avec un paramètre de gain  $A$ . Certains auteurs tiennent compte d'un facteur de saturation  $\epsilon$ , mais la plupart des ouvrages de référence utilisent l'approche linéaire, plus simple. Nous nous limiterons à cette approche dans le cadre de ce travail.

Le paramètre  $\gamma$  exprime la proportion de l'émission spontanée qui contribue au mode laser. Cette quantité peut être calculée en fonction de la courbe d'émission spontanée de la diode laser et des paramètres géométriques de la région active [46].

Le terme  $\alpha_c$  désigne les pertes linéaires à l'intérieur de la cavité laser. Il est généralement exprimé comme la somme des pertes dues aux absorptions intra-cavité, notées  $\alpha_0$ , et les pertes causées par la transmission aux interfaces distribuées sur toute la longueur de la cavité. On obtient donc pour  $\alpha_c$  l'expression suivante:

$$\alpha_c = \alpha_0 + (1/2L)\ln(1/R_1R_2) \quad (8)$$

où  $R_1$  et  $R_2$  sont les réflectivités aux interfaces et  $L$  la longueur de la cavité. Lorsque  $R_1 = R_2 = R$  (comme c'est souvent le cas), les pertes dues aux miroirs s'expriment alors plus simplement par  $\alpha_i = (1/L)\ln(1/R)$ . Par contre, pour obtenir des puissances de sortie élevées, certains lasers comme ceux utilisés dans ce travail (Sharp LT024, LT015), utilisent des interfaces particuliers. En effet, un film multi-couches haute réflectivité (silicium amorphe) est monté sur la face arrière tandis qu'une couche quart d'onde d'oxyde d'aluminium agit comme pellicule anti-réfléchissante à l'avant [1].

Certains auteurs utilisent plutôt le temps de vie du photon, noté  $\tau_p$ , dans l'équation (2). Cette quantité est reliée aux pertes par l'expression suivante:

$$\tau_p = \frac{n_g}{c\alpha_c} \quad (9)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

Il est à noter qu'aucun des termes des équations (1) et (2) ne comportent de dépendance spatiale. C'est la forme la plus simple des équations de taux. Les densités de photons et de porteurs sont considérées comme des moyennes sur toute la largeur  $w$  de la région active. De plus, les termes de recombinaisons en  $N^2$  et en  $N^3$  ont été négligés

dans l'équation (1). Leur influence est en effet de faible importance pour une région active de type AlGaAs [47].

Développons maintenant les équations d'évolution décrites précédemment. En régime stationnaire, les membres de gauche des équations (1) et (2) sont nuls. On peut alors isoler  $N$  et  $S_m$  et obtenir les expressions suivantes:

$$N = \frac{\tau_s J}{q d} - \frac{c \tau_s}{n_g} \Sigma \Gamma g_m S_m \quad (10)$$

$$S_m = \frac{\Gamma \gamma N}{\tau_s (c/n_g) (\alpha_c - \Gamma g_m)} \quad (11)$$

### II.3 Solution des équations d'évolution en régime stationnaire

#### II.3.1 Le cas monomode

Les équations (10) et (11) peuvent être normalisées pour faciliter leur traitement numérique. En posant  $n = N/N_{th}$ ,  $s_m = S_m/N_{th}$ ,  $n_0 = N_0/N_{th}$ ,  $j = J/J_{th}$  et en utilisant l'équation (7), on obtient à partir des équations (10) et (11) les expressions suivantes:

$$n = j - a_1 \Sigma (a_2 (n - n_0) - f_m) s_m \quad (12)$$

$$s_m = \frac{a_3 n}{a_2 (1 - n) + f_m} \quad (13)$$

avec les constantes  $a_1 = \tau_s c \Gamma / n_g$ ,  $a_2 = AN_{th}$ ,  $a_3 = \gamma n_g / c \tau_s$  et  $f_m = [(\lambda_p - \lambda_m) / \lambda_0]^2$ .

Dans le cadre de ce chapitre, la variation de la densité de porteurs en fonction du courant d'injection présente un intérêt tout particulier. En effet, par le biais de l'indice de réfraction, la position des modes Fabry-Pérot du laser est reliée à la densité des porteurs dans le milieu amplificateur. Développons d'abord un modèle simplifié des équations d'évolution pour un seul mode, placé au centre de la courbe de gain ( $m = 0$ ). Les équations (12) et (13) s'écrivent alors:

$$n = j - a_1 a_2 (n - n_0) s_0 \quad (14)$$

$$s_0 = \frac{a_3 n}{a_2 (1 - n)} \quad (15)$$

Il est à noter que les expressions (14) et (15) sont valables aussi bien pour des valeurs du courant inférieures au seuil ( $j < 1$ ), que pour des valeurs du courant supérieures au seuil ( $j > 1$ ). Cependant, les développements qui suivent ne s'intéressent qu'au cas où  $j > 1$ . Pour une analyse détaillée du comportement de  $n$  et de  $s_m$  sous le seuil, le lecteur pourra consulter les ouvrages de références habituels [24], [26].

Des équations (14) et (15), on peut tirer des expressions quadratiques semblables à celles utilisées dans

les travaux de Hemery & Lourtioz [29]. Ces équations sont les suivantes:

$$[a_1 a_2^2 (1 - n_0)] s_0^2 + [a_2 (1 - j - a_1 a_3 n_0)] s_0 - a_3 j = 0 \quad (16)$$

$$(a_1 a_3 - 1) n^2 + (1 + j - a_1 a_3 n_0) n - j = 0 \quad (17)$$

L'expression analytique exacte pour la densité des porteurs peut être obtenue à partir de l'équation (17). Cependant, sa complexité rend sa présentation peu intéressante. En limitant notre analyse au cas arbitraire  $j > 1,05$ , on peut utiliser un développement polynomial du terme sous la racine carrée, ce qui nous permet de tirer une expression quasi-analytique beaucoup plus simple:

$$n = \frac{1 - a_1 a_3 [(j - n_0)/(j - 1)]}{(1 - a_1 a_3)} \quad (18)$$

où les constantes  $a_1$  et  $a_3$  sont les mêmes que celles définies plus haut. Le terme  $a_1 a_3$  étant beaucoup plus petit que 1 (voir les valeurs numériques plus loin), on peut utiliser un développement polynomial pour  $(1 - a_1 a_3)^{-1}$  de telle sorte que l'équation (18) devient:

$$n = 1 - \frac{(1 - n_0)}{(j - 1)} \Gamma_\gamma \quad (19)$$

avec  $a_1 a_3 = \Gamma_\gamma$ . Le deuxième terme du membre de droite de l'équation (19) est beaucoup plus petit que 1. C'est pourquoi plusieurs auteurs considèrent la densité de porteurs comme étant égale à  $N_{th}$  lorsque le courant d'injection est supérieur au courant de seuil [29], [39]. La figure 2.1a illustre la variation de  $1 - n$  en fonction de  $j$  telle qu'exprimée par l'équation (19). Lorsque  $j < 1$ , les densités de photons dans l'équation (10) peuvent être considérées comme nulles. La densité de porteurs augmente alors linéairement avec le courant d'injection, tel qu'illustré à la figure 2.1b. Il est à noter que cette courbe a été obtenue à partir de la résolution numérique des équations (14) et (15) en utilisant un algorithme similaire à celui présenté à l'annexe B.

On peut aussi développer une expression approximative pour la densité de photons. En négligeant le terme  $a_1 a_3 n_0$  par rapport à 1 ainsi que le terme  $a_3 j$  dans l'équation (16) (voir valeurs numériques), on obtient une approximation habituelle pour  $s_0$ :

$$s_0 = \frac{j - 1}{a_1 a_2 (1 - n_0)} \quad (20)$$

En remplaçant  $s_0$ ,  $j$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  et  $n_0$  par leurs définitions telles qu'exprimées précédemment, et en

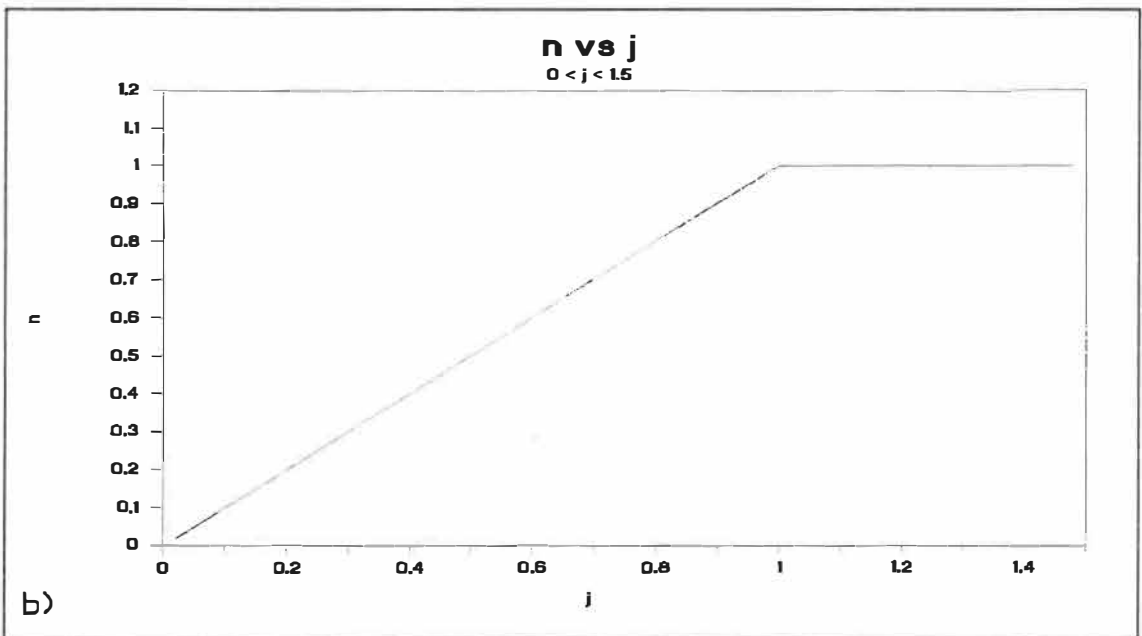
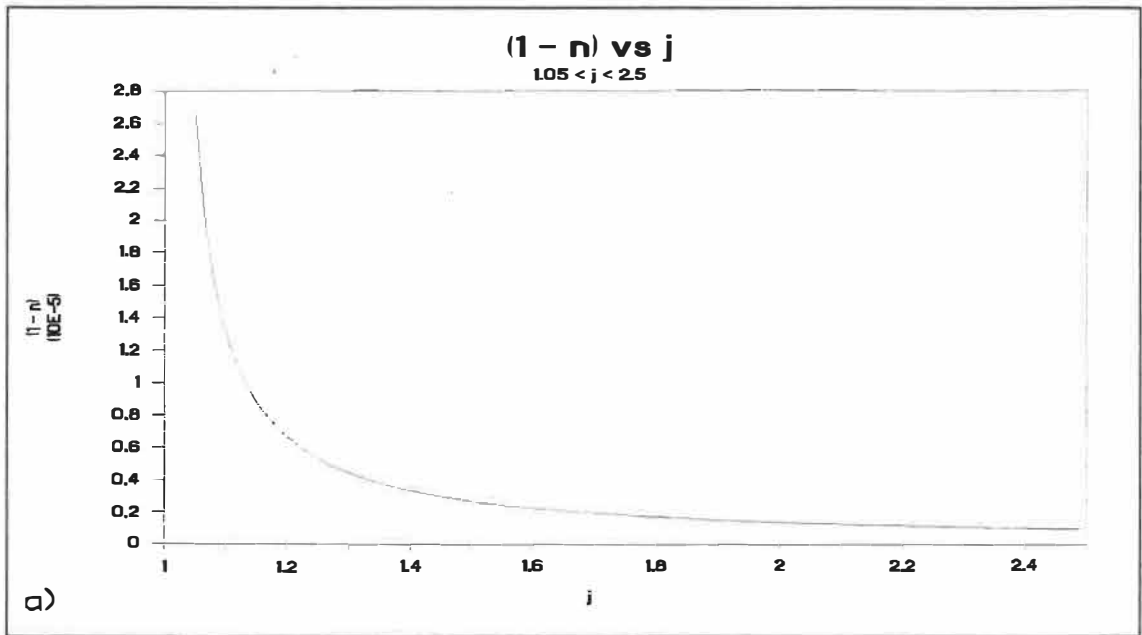


Fig. 2.1 Variation de la densité normalisée des porteurs en fonction du courant d'injection. a)  $1,05 < j < 2,5$ . b)  $j < 1,5$ .



utilisant l'équation (9), on obtient à partir de (20) l'expression suivante:

$$S_0 = \frac{\tau_p(I - I_{th})}{qV} \quad (21)$$

où  $I = JwL$  et  $V$  est le volume de la région active. Cette dernière équation est illustrée par la région linéaire des figures C.1, C.2 et C.3 de l'annexe C.

### II.3.2 Le cas multimode

Il est bien évident que les équations (12) et (13) ne peuvent être résolues de façon analytique lorsque l'on considère plusieurs modes. On peut toutefois recourir à une méthode itérative pour solutionner ces équations. Le nombre de modes à considérer dépend des paramètres du laser que l'on veut étudier. Ici on utilisera 17 modes [voir annexe B], donc  $m$  variant de -8 à +8. Si on remplace  $f_m$  par son expression en fonction de  $\lambda$  dans l'équation (13), on constate que la densité de photons dans chacun des modes Fabry-Pérot est distribuée suivant un profil lorentzien.

En utilisant  $f_m = (\Delta\lambda/\lambda_0)^2$ , où  $\Delta\lambda$  représente l'espacement modal, dans l'équation (13), on peut calculer le rapport entre la densité de photons du mode principal ( $m = 0$ ) et celle d'un mode adjacent ( $m = \pm 1$ ). Ce rapport de

suppression modale ("mode suppression ratio") s'exprime comme suit:

$$\frac{s_0}{s_{\pm 1}} = 1 + \frac{(\Delta\lambda/\lambda_0)^2}{a_2(1 - n)} \quad (22)$$

Il est clair que la suppression modale augmente lorsque la quantité  $(1 - n)$  diminue, donc lorsque le courant d'injection augmente (voir figure 2.1a). Cette affirmation est conforme aux solutions numériques des équations multimodes (12) et (13), présentées à la figure 2.2.

La méthode numérique utilisée pour solutionner les équations (12) et (13) pour  $m = 0, \pm 1, \dots, \pm 8$  est semblable à celle utilisée par Lee et al. [41]. Les détails de cette méthode sont présentés dans l'annexe B. Les figures 2.2a, 2.2b et 2.2c illustrent la puissance de sortie de chacun des modes pour des courants d'injection dont les valeurs sont respectivement  $1,1I_{th}$ ,  $1,3I_{th}$  et  $1,5I_{th}$ . L'échelle de puissance de l'axe des y est arbitraire.

Les équations développées dans cette section apportent une justification théorique à une caractéristique fondamentale associée aux diodes lasers, à savoir l'augmentation du comportement monomodal lorsque le courant d'injection augmente.

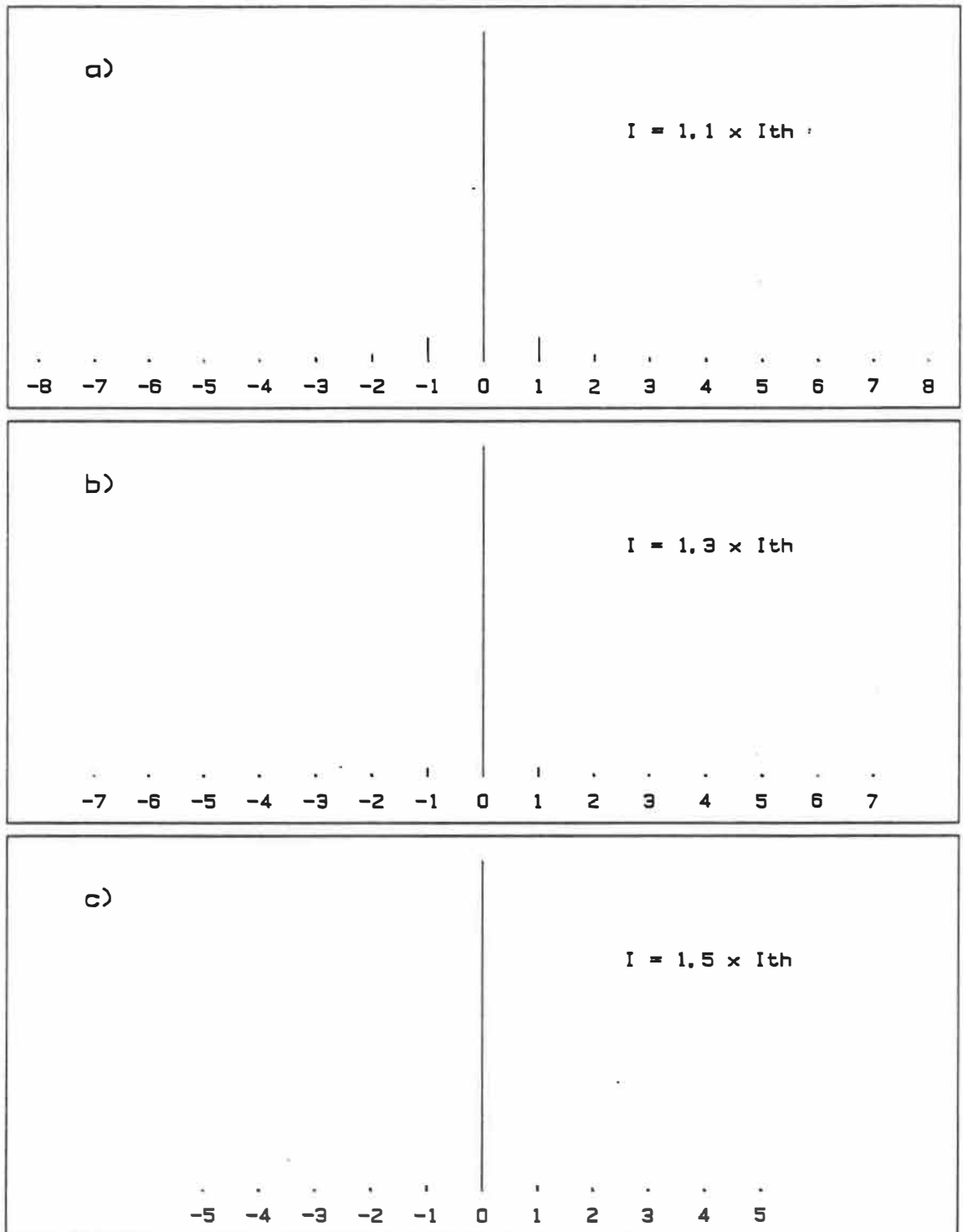


Fig. 2.2 Représentation graphique du calcul du spectre d'émission d'une diode laser pour trois valeurs différentes du courant. a)  $I = 1,1I_{th}$ . b)  $I = 1,3I_{th}$ . c)  $I = 1,5I_{th}$ .

### II.3.3 Valeurs numériques

Les valeurs numériques utilisées dans ce chapitre seront choisies pour correspondre le mieux possible à des lasers AlGaAs de la série LT fabriqués par Sharp [1]. L'annexe C détaille individuellement quelques lasers utilisés pour ce travail.

Les dimensions de la région active d'une diode laser sont données par le fabricant [1]. Pour tous les calculs numériques de ce chapitre, on utilisera:

$$L = 250 \text{ } \mu\text{m}$$

$$w = 5 \text{ } \mu\text{m}$$

$$d = 0,2 \text{ } \mu\text{m}$$

Il est à noter que la dimension latérale de la région active ( $5 \text{ } \mu\text{m}$ ) est suffisamment petite pour que seul le mode fondamental latéral se propage.

Pour une température donnée, l'indice de réfraction de la région active est fonction de la solution solide du matériel qui la compose. Pour un laser de type  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , il dépend de la proportion  $x$  d'atomes d'aluminium. D'après Adachi [48], pour  $x = 0,1$  et  $\lambda = 826 \text{ nm}$ , on obtient  $n_r = 3,6$ . En utilisant les résultats de Casey et al. [49] on peut calculer l'indice de groupe pour  $x = 0,1$  et  $E = 1,5$

eV. On obtient alors  $n_g \approx 5$ , ce qui concorde avec les mesures faites par Van der Ziel & Logan [50].

Le facteur de confinement,  $\Gamma$ , est relié à l'épaisseur et à l'indice de la région active ainsi qu'à l'indice des couches frontières. En représentant la région active par  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et les régions frontières par  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , la condition de guidage optique nous donne  $y > x$  puisque l'indice diminue lorsque la proportion d'aluminium augmente [48].  $y$  étant inconnu, on utilisera une valeur typique pour  $\Gamma$  lorsque  $d = 0,2 \mu\text{m}$ , soit  $\Gamma = 0,5$  [29]. Les autres constantes des équations (1), (2), (3) et (4) seront aussi obtenues à partir des valeurs habituelles utilisées dans la littérature, à savoir  $\tau_s = 2 \times 10^{-9} \text{ s}$  [29], [31], [43], [44], [51], [52],  $A = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  [41], [42],  $\lambda_0 = 0,9 \text{ nm}$   $\times \text{cm}^{\frac{1}{2}}$  [31], [42] et  $\gamma = 10^{-5}$  [43], [44].

En utilisant la valeur de  $J_{th}$  d'un laser Sharp LT015, soit  $J_{th} = 4,8 \text{ KA/cm}^2$  [voir annexe C], on obtient  $N_{th} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à partir de l'équation (7). En combinant les équations (6), (8) et (21), on obtient la relation suivante:

$$P_o = \frac{E}{q} \frac{\alpha_i}{\alpha_o + \alpha_i} (I - I_{th}) \quad (23)$$

de laquelle on tire l'équation suivante:

$$\frac{dP_0}{dI} = \frac{E\alpha_i}{q(\alpha_0 + \alpha_i)} \quad (24)$$

où  $\alpha_i$  correspond au deuxième terme du membre de droite de l'équation (8) et  $E$  désigne l'énergie d'un photon. On doit ici souligner que la puissance à la sortie,  $P_0$ , est la somme des puissances émises par chacune des faces du laser. Si les réflectivités  $R_1$  et  $R_2$  des interfaces d'un laser sont équivalentes, on doit multiplier les termes de droite des équations (23) et (24) par  $\frac{1}{2}$  pour ne considérer que la puissance émise dans une direction. Par contre, tel que mentionné dans la section II.2, pour les lasers qui nous concernent les faces ne sont pas également réfléchissantes. On utilisera ici  $R_1 = 0,9$  (miroir arrière) et  $R_2 = 0,1$  (miroir avant). La densité de photons selon l'axe du laser n'est alors pas distribuée symétriquement et pratiquement toute la puissance sort vers l'avant. Une étude de la distribution des photons dans ce genre de cavité est présentée à l'annexe D. On écrit donc l'équation (24) sans facteur  $\frac{1}{2}$ .

Pour un laser Sharp LT015, on a  $dP/dI = 0,6$  mW/mA [voir annexe C]. En utilisant les coefficients de réflexion mentionnés ci-dessus pour le calcul de  $\alpha_i$  et  $\lambda = 826$  nm dans l'équation (24), on obtient  $\alpha_i = 48$  cm<sup>-1</sup> et  $\alpha_0 = 72$  cm<sup>-1</sup>.

Finalement, à l'aide de l'équation (5), sachant que  $\alpha_c = 120 \text{ cm}^{-1}$ , on obtient  $N_0 = 2,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Résumons maintenant les valeurs numériques énoncées précédemment dans le tableau qui suit:

Symbole	Définition	Valeur
A	paramètre de gain	$3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
c	vitesse de la lumière dans le vide	$3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$
d	épaisseur de la région active	$0,2 \times 10^{-4} \text{ cm}$
E	énergie d'un photon	1,5 eV
$g_m$	gain du $m^{\text{ième}}$ mode de la cavité	$\text{cm}^{-1}$
$g_p$	gain au sommet de la courbe de gain	$\text{cm}^{-1}$
I	courant d'injection	mA
J	densité du courant d'injection	KA/cm <sup>2</sup>
$J_{th}$	densité de courant d'injection seuil	4,8 KA/cm <sup>2</sup>
L	longueur de la cavité laser	$250 \times 10^{-4} \text{ cm}$
N	densité des porteurs (électrons)	$\text{cm}^{-3}$
$N_0$	densité de porteurs minimum pour atteindre l'inversion de population	$2,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$N_{th}$	densité de porteurs seuil	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$n_g$	indice de groupe	5
$n_r$	indice de réfraction	3,6
$P_m$	puissance du $m^{\text{ième}}$ mode	mW
$P_0$	puissance du mode principal	mW
$R_1$	réflectivité du miroir arrière	0,9
$R_2$	réflectivité du miroir avant	0,1
$S_m$	densité de photons du $m^{\text{ième}}$ mode	$\text{cm}^{-3}$
$S_0$	densité de photons du mode principal	$\text{cm}^{-3}$
V	volume de la région active	$1,25 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$
w	largeur de la région active	$5 \times 10^{-4} \text{ cm}$
$\alpha_c$	pertes dans la cavité laser	$120 \text{ cm}^{-1}$
$\alpha_i$	pertes dues aux interfaces	$48 \text{ cm}^{-1}$
$\alpha_0$	pertes par absorption	$72 \text{ cm}^{-1}$
$\Gamma$	facteur de confinement	0,5
$\gamma$	facteur d'émission spontanée	$10^{-5}$
$\lambda_0$	facteur d'approximation parabolique du gain $9 \cdot \text{Å} \times \text{cm}^{\frac{1}{2}}$	
$\tau_s$	temps de vie de recombinaison spontanée radiative	$2 \times 10^{-9} \text{ s}$
$\tau_p$	temps de vie des photons dans la cavité	$1,1 \times 10^{-12} \text{ s}$

A la lumière des valeurs numériques ci-dessus, on peut facilement justifier les approximations utilisées dans la section III.3.1.

Pour passer de l'équation (17) à l'équation (18), les approximations suivantes ont été successivement utilisées:

$$(1 + j - \Gamma_\gamma n_0)^2 \approx (1 + j)^2 - 2(1 + j)(\Gamma_\gamma n_0)$$

$$\left[ 1 + \frac{\Gamma_\gamma(4j - 2(1 + j)n_0)}{(j - 1)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \approx 1 + \frac{\Gamma_\gamma(2j - (1 + j)n_0)}{(j - 1)^2}$$

Puisque, tel que mentionné précédemment, la présentation numérique faite dans ce chapitre se limite au cas arbitraire  $(j - 1) > 0,05$ , on peut conclure, en considérant les valeurs numériques données dans le tableau de la page précédente, que les erreurs induites par ces deux approximations sont pratiquement nulles. Rappelons que  $j = J/J_{th}$  et  $n_0 = N_0/N_{th} = 0,73$ .

Dans l'équation (18),  $(1 - \Gamma_\gamma)^{-1}$  a été remplacé par  $(1 + \Gamma_\gamma)$ . Puisque  $\Gamma_\gamma = 5 \times 10^{-6}$ , l'erreur qu'entraîne cette approximation est elle aussi minime. Par ailleurs, le terme en  $(\Gamma_\gamma)^2$  de l'équation (17) a été négligé de la même façon.

#### II.4 Observations expérimentales

Le spectre d'émission d'une diode laser AlGaAs à 826 nm a été mesuré pour différentes valeurs de I à l'aide du



monochromateur Aries précédemment décrit (voir chapitre I). Les fentes d'entrée et de sortie ont été ouvertes d'environ  $10\ \mu\text{m}$ , permettant une résolution de  $0,32\ \text{\AA}$ . Les résultats ainsi obtenus sont illustrés à la figure 2.3 pour  $I = 1,1 \times I_{\text{th}}$  et pour  $I = 1,5 \times I_{\text{th}}$ . La valeur du courant de seuil du laser peut être déduite de la courbe  $P$  vs  $I$  illustrée à la figure C.1.

La figure 2.3a présente un creux dans l'intensité des modes adjacents au mode principal. Des phénomènes semblables ont été aussi observés par Nakamura et al. [53] et par Kazarinov et al. [54]. Ils ne peuvent être expliqués par le modèle simplifié développé précédemment, puisqu'ils résultent d'effets non linéaires déformant la courbe de gain. Pour une présentation théorique détaillée de ces phénomènes, le lecteur devra référer aux travaux de Yamada [31], [35], [55] et de Kazarinov et al. [54].

La figure 2.3b illustre le spectre d'émission du même laser AlGaAs pour  $I = 1,5 \times I_{\text{th}}$ . La suppression modale ainsi obtenue coïncide assez bien avec les prévisions théoriques (voir figure 2.2c). L'intensité des modes adjacents au mode principal est réduite d'environ un facteur  $10^2$ . Ces modes secondaires se distinguent toutefois difficilement du bruit de fond.

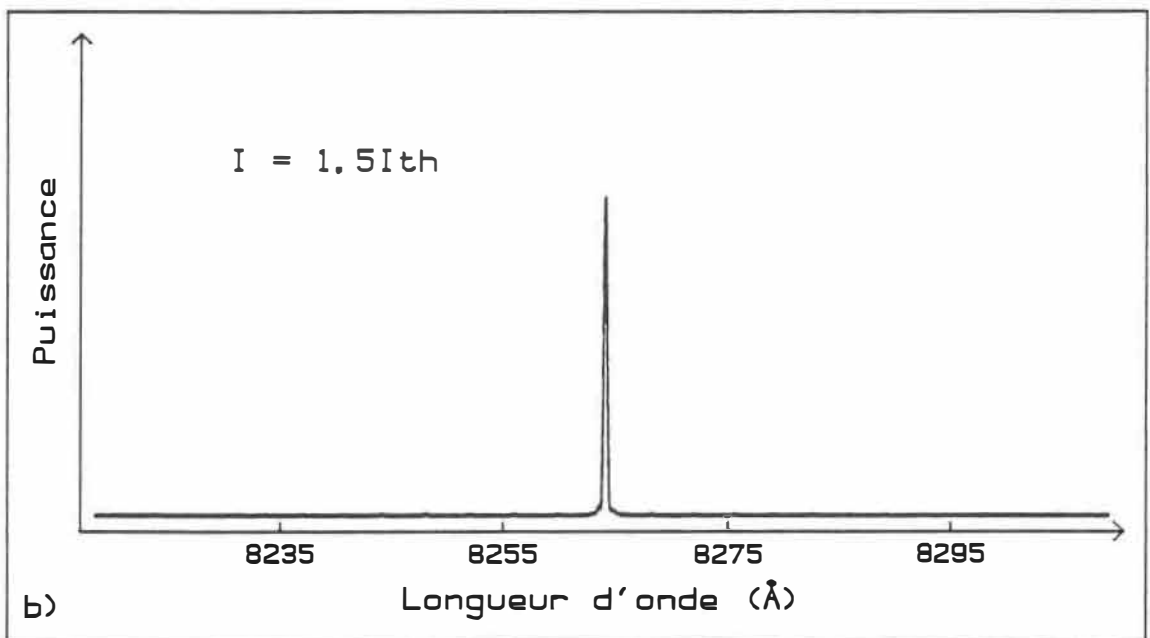
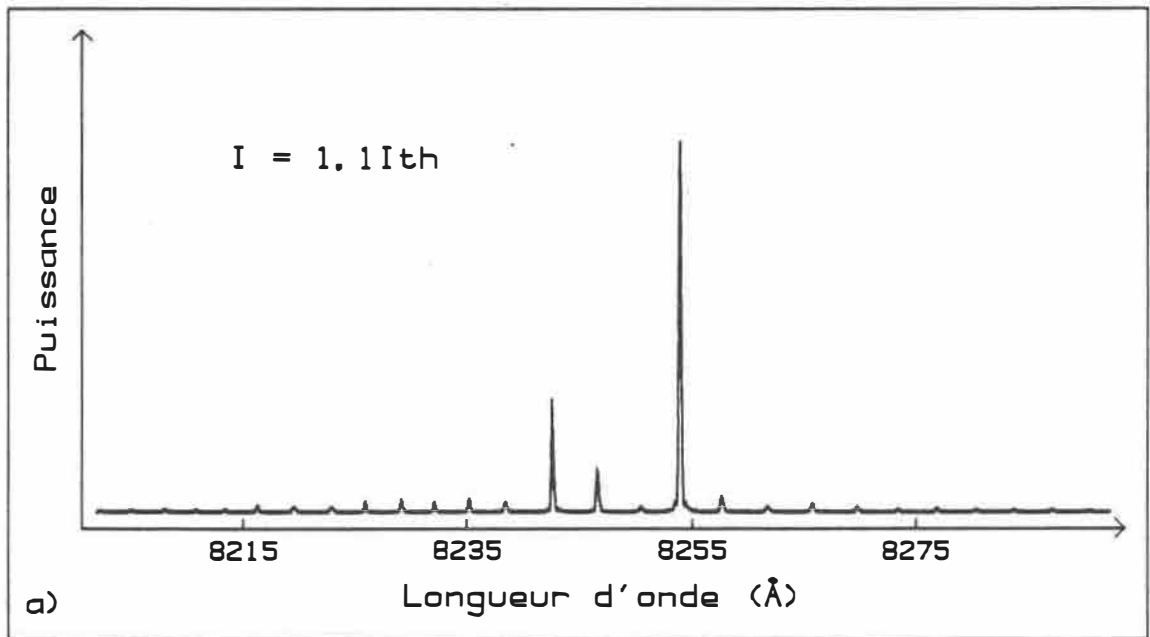


Fig. 2.3 Spectre d'émission d'un laser AlGaAs. a)  $I = 1,1I_{th}$ . b)  $I = 1,5I_{th}$ .

## II.5 Balayage des modes lasers

### II.5.1 Introduction

La possibilité de contrôler la longueur d'onde du mode principal d'un laser à semiconducteurs est fondamentale pour l'usage de ces lasers comme outil spectroscopique. L'influence de deux paramètres externes, le courant d'injection et la température d'opération, sera abordée dans cette section. Il faut d'abord bien distinguer deux phénomènes fondamentalement différents: le déplacement des modes et le déplacement de la courbe de gain.

Le déplacement des modes est le seul responsable du balayage continu du spectre d'émission d'une diode laser. Il ne peut être relié qu'à une variation de la longueur de la cavité ou de l'indice de réfraction du milieu guidant. Le déplacement de la courbe de gain, par contre, n'influe que sur la distribution du nombre de photons dans chaque mode. Il est responsable de ce que l'on appelle sauts modaux. Etudions séparément ces deux aspects des lasers à semiconducteurs.

### II.5.2 Variation modale

Les longueurs d'onde de résonance d'une cavité s'écrivent selon l'expression suivante:

$$\lambda_m = \frac{2n_r L}{m} \quad (25)$$

où  $n_r$  est l'indice de réfraction du milieu guidant. Puisque l'onde électromagnétique est faiblement confinée dans la région active pour un grand nombre de diodes lasers (facteur de confinement  $< 0,5$ ), on devrait plutôt utiliser un indice effectif,  $n_{eff}$ , approximativement défini comme suit [50]:

$$n_{eff} = [\Gamma n_1^2 + (1 - \Gamma)n_2^2]^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

où  $n_1$  est l'indice de la couche active et  $n_2$  celui des couches frontières. Toutefois, à des fins de simplicité, nous n'utiliserons que les indices de la région active,  $n_r$  et  $n_g$ , et ce pour le reste du chapitre (on peut aussi considérer  $\Gamma = 1$ ).

La longueur de la cavité varie avec la température suivant l'expansion thermique tandis que l'indice de réfraction dépend à la fois de la température et de la densité de porteurs. Voyons d'abord l'importance de ce dernier paramètre. En utilisant la règle d'enchaînement suivante:

$$\left[ \frac{dn_r}{dI} \right]_N = \frac{dn_r}{dN} \frac{dN}{dI} \quad (27)$$

on obtient à partir de (25) la relation suivante:

$$\left[ \frac{d\lambda_m}{dI} \right]_N = \frac{\lambda_m (dn_r/dN)}{n_g} \frac{dN}{dI} \quad (28)$$

où  $dn_r/dN$  représente la variation de l'indice de réfraction causée par un changement unitaire dans la densité de porteurs et l'indice  $N$  dénote que l'équation (28) ne considère que les fluctuations de la longueur d'onde dues aux variations de la densité des porteurs. La quantité  $dn_r/dN$  a fait l'objet d'études détaillées pour les lasers AlGaAs [56]-[59]. La présence de  $n_g$ , l'indice de groupe, prend en considération la dispersion de l'indice. Nous utiliserons ici la valeur numérique  $dn_r/dN = -4 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$  qui correspond aux mesures faites par Ito & Kimura [59]. Il est à noter que la variation de l'indice en fonction de la densité des porteurs est due à la contribution de plusieurs phénomènes physiques de différentes natures [57], [60].

De l'équation (19), on obtient, pour la variation des porteurs en fonction du courant d'injection, l'expression suivante:

$$\left[ \frac{dN}{dI} \right]_S = \frac{(1 - n_0)}{(I/I_{th} - 1)^2} \frac{\Gamma \gamma r_s}{wLq d} \quad (29)$$

où  $w$  représente la largeur de la région active et l'indice  $s$  signifie que l'équation (29) ne s'applique que pour le régime stationnaire ou quasi-stationnaire (modulations à basse fréquence). En utilisant les valeurs numériques de la section II.3 et une valeur arbitraire pour  $I/I_{th}$ , soit  $I/I_{th} = 1,1$ , on obtient  $[dN/dI]_s = 6,75 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}/\text{mA}$ . En substituant cette valeur dans l'équation (28), on obtient, pour  $\lambda = 0,8 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $[d\lambda_m/dI]_{N,s} = -4,3 \times 10^{-6} \text{ nm}/\text{mA}$ , soit  $2 \text{ MHz}/\text{mA}$ . Cette valeur est très faible et pourra être considérée comme négligeable par rapport aux variations de la longueur d'onde des modes dues à l'élévation thermique qui accompagne l'augmentation du courant. Par contre, pour des valeurs du courant inférieures au seuil, les densités de photons peuvent être considérées comme nulles dans l'équation (12) et, en conséquence, la densité des porteurs varie rapidement avec le courant d'injection, tel qu'illustré à la figure 2.1b.

Il faut toutefois souligner que les calculs ci-dessus proviennent en partie de la résolution des équations d'évolution prises dans leur forme la plus simple. Dans ce modèle, la densité de porteurs est considérée uniforme selon l'axe du laser. En tenant compte de "spatial hole burning" dans la distribution des porteurs, il est possible d'obtenir des déplacements théoriques de la longueur d'onde plus important en fonction du courant d'injection [61], [62]. Une analyse complète de cet effet dépasse le cadre de

ce travail, d'autant plus que les lasers utilisés au cours des manipulations comportent des distributions exponentielles dans leur densité de photons selon l'axe du laser. Ce dernier phénomène est causé par l'asymétrie des réflectivités aux interfaces [voir annexe D].

De plus, pour certains lasers à semiconducteurs, les fluctuations dans les densités de porteurs augmentent significativement lorsque l'on considère la distribution des porteurs selon l'axe latéral [63]. Conséquemment, la valeur du déplacement de la fréquence dû aux variations dans la densité des porteurs est souvent plus élevée que celle calculée ci-dessus. Il faut toutefois noter que les résultats obtenus par Kobayashi et al. [63] sont grandement reliés à la structure des diodes lasers.

En général, sauf pour des fréquences de modulation de l'ordre du GHz, la variation de l'indice causée par une variation dans la densité des porteurs sera toujours plus faible que celle due aux effets thermiques lorsque l'injection est supérieure au courant de seuil. Les résultats expérimentaux obtenus pour des lasers AlGaAs à  $0,8 \mu\text{m}$  concordent avec cette dernière affirmation. Il est à noter que les deux effets discutés déplacent la fréquence des modes lasers en sens contraire lorsque le courant d'injection varie. La réponse en fréquence des fluctuations dans la densité des porteurs présente toutefois un pic à haute fréquence (quelques GHz) [29], [30], [63].

A toute fin pratique, les fluctuations thermiques sont les grands responsables du balayage des fréquences de résonance de la cavité laser. Elles peuvent être induites par des variations dans la température ambiante ou par des variations du courant  $I$ . En effet, la température de la région active peut être explicitée par la relation suivante [42]:

$$T_1 = T_a + r_i I \quad (30)$$

où  $T_a$  est la température ambiante,  $T_1$  celle de la région active et  $r_i$  le coefficient de variation thermique en fonction du courant.  $T_a$  correspond aussi à ce que l'on entend par le terme température d'opération.

La longueur d'onde du mode principal peut être modifiée en variant la température ambiante (température du module à effet Peltier). Ce sont d'ailleurs ces variations de la température ambiante qui sont en grande partie responsables de l'instabilité de la fréquence optique du laser lorsqu'en mode libre. Similairement à l'équation (28),  $d\lambda/dT_1$  peut s'écrire selon l'équation suivante:

$$\left[ \frac{d\lambda}{dT_1} \right]_n = \frac{\lambda}{n_g} \frac{dn_r}{dT} \quad (31)$$



où l'indice  $n$  signifie que l'équation (31) représente le déplacement d'un mode laser en fonction de  $T_1$  dû à une variation de l'indice.

La mesure de la quantité  $dn_r/dT$  pour l'arsenure de gallium a fait l'objet de nombreux travaux. Selon les mesures de Marple [64], on a  $dn_r/dT \approx 4 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . En prenant  $\lambda = 0,8 \text{ } \mu\text{m}$ , on obtient  $[d\lambda/dT_1]_n = 0,064 \text{ nm/}^\circ\text{C}$  ( $-30 \text{ GHz/}^\circ\text{C}$ ).

L'augmentation de température dans la région active causée par une augmentation de l'injection est un phénomène relativement complexe. On peut d'abord considérer la chaleur générée dans chacune des couches de la diode laser. Elle provient de trois sources principales: la dissipation ohmique, l'absorption des émissions stimulées et spontanées et de l'énergie provenant des transitions non-radiatives [65]. On doit, par la suite, considérer l'effet de la relaxation thermique décrite par l'équation de conduction suivante (cas à une dimension):

$$\frac{dT}{dt} = \kappa \frac{d^2T}{dx^2} \quad (32)$$

où  $\kappa$  est la diffusibilité thermique.

La valeur  $r_i$  dans l'équation (30) est reliée à la résistance thermique de la diode,  $R_t$ , définie suivant l'expression suivante:

$$R_t = \Delta T/P \quad (33)$$

où  $P$  est la puissance électrique injectée et  $\Delta T$  l'augmentation de température résultante. Cette résistance thermique a souvent été calculée par la méthode de la mesure anullante ("null measurement") décrite par Poali [66], [67]. Cette quantité peut être associée au régime thermique stationnaire.

La valeur des temps de relaxation du régime transitoire associé aux variations thermiques est grandement reliée aux structures physiques de chaque diodes lasers. La réponse en fréquence expérimentale de la déviation  $\Delta F$  présentée au chapitre suivant est reliée à ce temps de relaxation. En superposant au courant DC une composante AC, la fréquence du mode dominant est modulée suivant principalement les variations thermiques. On note  $\Delta I$  l'amplitude du courant de modulation et  $\Delta F$  la déviation maximum de la fréquence laser. La quantité  $\Delta F/\Delta I$  représente le coefficient de balayage associé au courant d'injection. Il est bien clair que cette quantité dépend fortement de la fréquence de modulation,  $f_m$ . La réponse FM due aux effets thermiques décroît avec l'augmentation de la fréquence  $f_m$  [63]. Pour des fréquences de modulation comprises entre 200 Hz et 40 kHz, des mesures du déplacement  $\Delta F$  ont été prises en utilisant une raie atomique comme discriminant en fréquence. Ces résultats sont présentés au chapitre III.

Discutons maintenant de l'importance des variations de la longueur de la cavité dues à l'expansion thermique. Pour ce faire, on utilise la relation suivante:

$$\alpha_L = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT_1} \quad (34)$$

où  $\alpha_L$  est le coefficient d'expansion thermique de l'arsenure de gallium. D'après les mesures faites par Novikota [68], on obtient  $\alpha_L \approx 0,6 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  pour une température de 300 K. Similairement à l'équation (31), on peut écrire l'expression suivante:

$$\left[ \frac{d\lambda}{dT_1} \right]_{\alpha} = \frac{\lambda}{L} \frac{dL}{dT_1} = \lambda \alpha_L \quad (35)$$

où l'indice  $\alpha$  signale que l'équation (37) traite de la variation de la longueur d'onde des modes lasers provoquée par un changement de L. En utilisant les valeurs numériques énoncées précédemment, on obtient  $[d\lambda/dT_1]_{\alpha} = 4,8 \times 10^{-3} \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$  ce qui correspond à  $-2,3 \text{ GHz}/^{\circ}\text{C}$ . Cette valeur s'ajoute au balayage causé par la variation de l'indice. En sommant  $[d\lambda/dT_1]_n$  et  $[d\lambda/dT_1]_{\alpha}$ , on obtient la variation totale, soit  $[d\lambda/dT_1]_{n,\alpha} = 0,069 \text{ nm}/^{\circ}\text{C} (-32,3 \text{ GHz}/^{\circ}\text{C})$

En régime quasi-statique, on peut résumer le concept de variation de la longueur d'onde d'un mode laser en fonction du courant d'injection par l'équation suivante:

$$\left[ \frac{d\lambda}{dI} \right] = \left[ \frac{d\lambda}{dI} \right]_N + \left[ \frac{d\lambda}{dI} \right]_T \quad (36)$$

où les indices N et T sont respectivement associés aux variations de  $\lambda$  induites par des effets de porteurs et par des effets thermiques. Il est à noter que, tel que mentionné précédemment, les deux termes du membre de droite de l'équation (36) sont de signes opposés avec normalement  $[\frac{d\lambda}{dI}]_N \ll [\frac{d\lambda}{dI}]_T$ . En utilisant les expressions (30) et (31), le terme  $[\frac{d\lambda}{dI}]_T$  peut s'écrire comme suit:

$$\left[ \frac{d\lambda}{dI} \right]_T = r_i \left[ \frac{d\lambda}{dT_1} \right]_{n,\alpha} \quad (37)$$

Des valeurs numériques pour  $[\frac{d\lambda}{dI}]_T$  ainsi que pour  $r_i$  sont présentées à la section suivante.

### II.5.3 Variation de la courbe de gain

L'énergie de la bande interdite directe du GaAs, notée  $E_g$ , varie en fonction de la température. Cette variation peut être exprimée par l'équation suivante [69]:

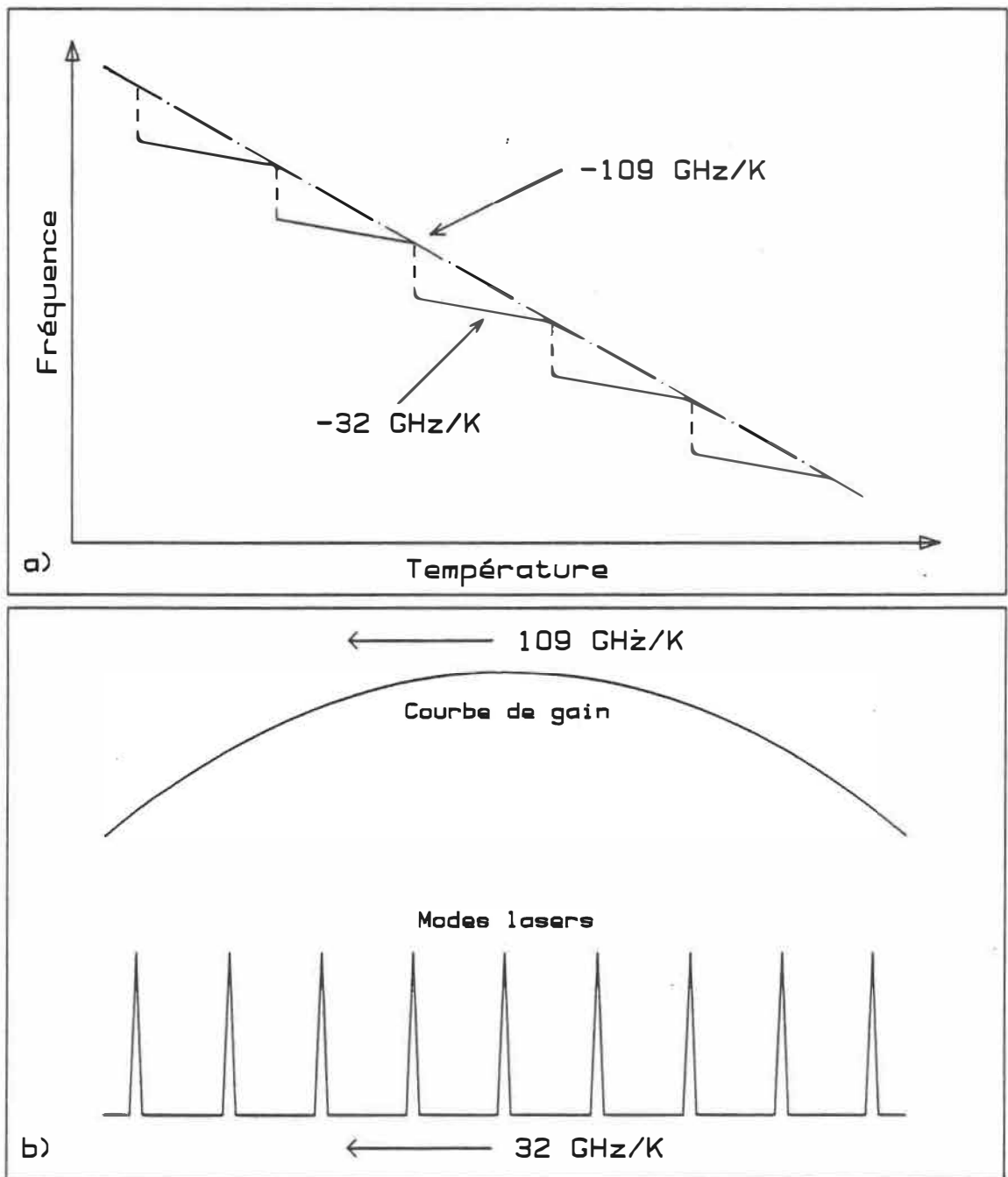
$$E_g^\Gamma(T) = 1,519 - 5,405 \times 10^{-4} T^2 / (204 + T) \quad (38)$$

où  $E_g$  est en électron-volts et  $T$  en degrés Kelvin. L'indice  $\Gamma$  désigne la recombinaison directe de l'arsenure de gallium. Pour plus de détails sur la structure des bandes d'énergie du GaAs le lecteur pourra consulter des ouvrages de base sur le sujet [70], [71]. De l'expression (38), on obtient l'équation suivante:

$$\frac{dE_g^\Gamma}{dT} = 5,405 \times 10^{-4} \frac{T^2 - 2T(T + 204)}{(T + 204)^2} \quad (39)$$

A la température ambiante ( $T = 300$  K),  $dE_g/dT \approx -4,5 \times 10^{-4}$  eV/K. Le déplacement en fréquence associé à cette valeur est de  $-109$  GHz/K. En comparant cette valeur avec celle de la variation des modes de résonance en fonction de la température (voir section II.5.2), on voit bien que les modes lasers et la courbe de gain se déplacent dans la même direction à des taux différents. Ce déplacement relatif de la courbe de gain par rapport au spectre des modes explique les sauts modaux illustrés à la figure 2.4a. En utilisant la forme différentielle de l'équation (25), on déduit l'expression suivante:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \quad (40)$$



**Fig. 2.4** a) Schématisation du balayage du mode dominant d'une diode laser. b) Illustration du déplacement simultané des modes lasers et de la courbe de gain.

où  $\Delta\lambda$  représente l'espacement modal, soit la distance entre deux modes longitudinaux adjacents. Pour  $L = 250 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 5$  et  $\lambda = 0,83 \mu\text{m}$ , on obtient  $\Delta\lambda \approx 2,8 \text{ \AA}$  (120 GHz). On doit toutefois noter que les valeurs expérimentales mesurées pour  $\Delta\lambda$  sont sensiblement plus élevées que cette valeur théorique. Pour que les calculs présentés ci-dessus coïncident avec les observations expérimentales on devrait utiliser l'équation (26) pour calculer un indice de groupe effectif. De plus, la valeur de  $n_g$  de la région active n'est pas constante sur toute la courbe de gain [50].

Selon le modèle simplifié présenté au début de ce chapitre (équations (1) et (2)), le mode dominant est toujours celui se situant le plus près du centre de la courbe de gain (voir équation (3)). En utilisant la valeur de  $\Delta\lambda$  calculée plus haut, la valeur de la variation modale (-32 GHz/K) ainsi que celle du déplacement de la courbe de gain (-109 GHz/K), on peut déterminer la distance balayable de façon continue entre deux sauts modaux. On obtient alors une distance balayable de 50 GHz, soit 1,1 Å. Des résultats expérimentaux associés à ces valeurs sont présentés à l'annexe C. La figure 2.4b résume bien tous ces concepts.

Considérons maintenant la variation de la longueur d'onde du sommet de la courbe de gain d'une diode laser en fonction de la densité de porteurs. D'après les calculs de Stern [44], ce déplacement est approximativement de l'ordre

de  $1,5 \times 10^{-20}$  eV/cm<sup>3</sup>. Cette valeur est semblable à celle calculée par Westbrook [72] pour un laser InGaAsP.

En utilisant la valeur de  $[dN/dI]_S$  calculée précédemment à l'aide de l'équation (29) pour  $j = 1,1$ , soit  $[dN/dI]_S = 6,8 \times 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>/mA, on obtient  $[d\lambda_p/dI]_S \approx -5,3 \times 10^{-5}$  nm/mA (25 MHz/mA) où  $\lambda_p$  représente la longueur d'onde du sommet de la courbe de gain. Cette valeur est négligeable par rapport au déplacement de  $\lambda_p$  qui accompagne la variation thermique induite par une variation de l'injection. Cette dernière quantité est égale à  $r_i \times -109$  GHz/K, où  $r_i$  est estimé à partir des résultats expérimentaux qui suivent.

## II.6 Etalonnage

L'utilisation des diodes lasers comme outil spectroscopique nécessite la connaissance du coefficient de déplacement modal en fonction d'une variation dans le courant d'injection. Ce coefficient est explicité par l'équation (36). Il peut être obtenu expérimentalement en utilisant un interféromètre ou un spectre atomique comme discriminant de la fréquence laser.

Les diodes lasers utilisées dans ce travail ont été calibrées en longueur d'onde en utilisant un sigmamètre Burleigh WA-20. La mesure donnée par ce dernier appareil est caractérisée par une précision de  $\pm 0,01$  Å. Pour un



laser Sharp LT015, on obtient ainsi des coefficients d'environ 4 GHz/mA et 35 GHz/K. La valeur du coefficient de balayage thermique coïncide avec les calculs de la section II.5.2. A l'aide de ces valeurs numériques et de l'équation (37), on tire  $r_i \approx 0,1$ , ce qui correspond assez bien avec la valeur utilisée par Copeland [42]. Une analyse détaillée de la position du mode dominant de quelques diodes lasers AlGaAs en fonction de la température d'opération et du courant d'injection est présentée à l'annexe C.

Des références provenant des spectres atomiques peuvent aussi être utilisées pour calibrer le déplacement de la longueur d'onde en fonction de l'injection. La figure 2.5a illustre le signal optogalvanique produit par les transitions à 7868,74 Å et à 7868,79 Å de l'uranium lors de l'application d'un balayage linéaire additionné au courant d'injection (figure 2.5b) d'une diode laser Sharp LT024. La distance entre ces deux raies est de 2,3 GHz. La température d'opération du laser était alors de 25,7 °C et le courant de la décharge de 100 mA dans une atmosphère de 1,0 Torr de krypton. On peut en déduire un coefficient de balayage de 3,6 GHz/mA pour ce laser.

## II.7 Sauts modaux et hystérésis

L'une des principales caractéristiques spectrales des lasers AlGaAs consiste en le phénomène des sauts modaux.

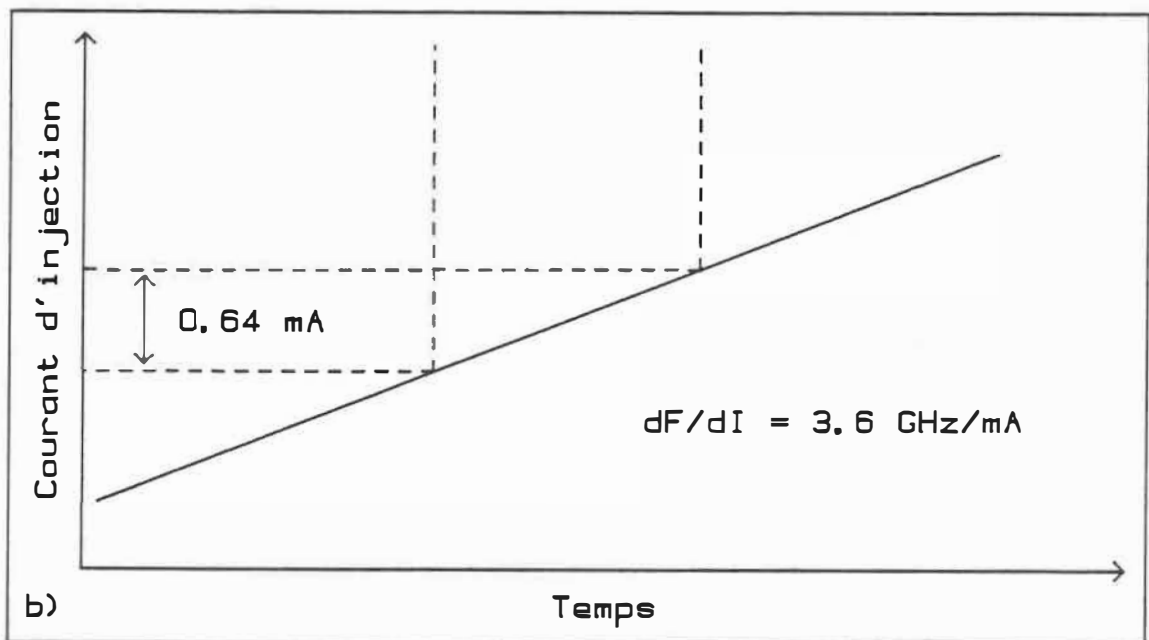
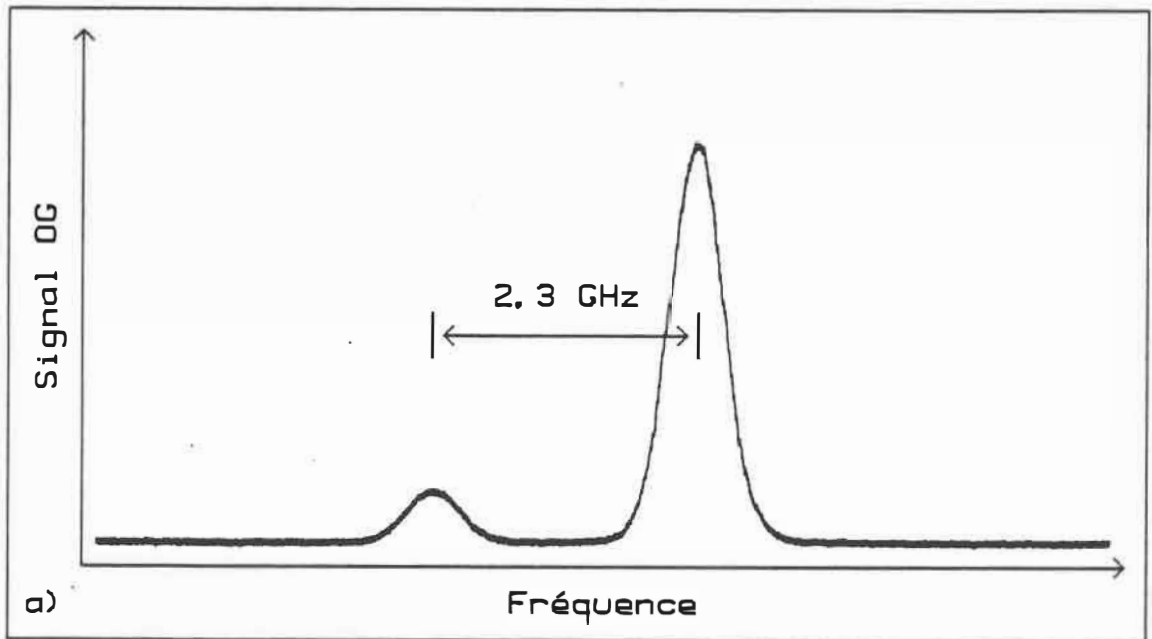


Fig. 2.5 Etalonnage d'une diode laser à l'aide de transitions de l'UI. a) Spectre OG obtenu. b) Variation du courant d'injection.

Lorsque la température de la région active d'une diode laser est balayée, la puissance des modes varie brusquement autour de certaines valeurs de la température. On note alors une discontinuité dans le spectre du mode dominant qui peut sauter à un mode adjacent, ou même à un mode plus éloigné. Entre deux sauts modaux se situent la région de balayage continu du mode principal. Les figures C.4, C.5 et C.6 présentées à l'annexe C illustrent les variations de la longueur d'onde du mode principal d'un laser Sharp LT015 (830 nm) et de deux lasers Sharp LT024 (780 nm) respectivement. Ces variations accompagnent un changement dans la température d'opération ou dans le courant d'injection.

Il est important de mentionner que les graphiques, concernant la distribution de la puissance laser dans chaque mode, présentés à la section II.4, représentent une moyenne dans le temps. L'intensité du mode dominant peut brusquement chuter au profit d'un mode secondaire pendant un court laps de temps  $t_d$ , qui dépend du niveau de l'injection, et ce avec une probabilité  $P_g$  comprise entre  $1,6 \times 10^{-6}$  et 1 [73]. C'est ce que l'on appelle le phénomène de partition modale. Les processus de sauts modaux sont fortement reliés à ce phénomène dont l'analyse complète dépasse le cadre de ce travail. Le lecteur pourra consulter les travaux de Ohtsu et al. [73], [74] pour plus de détails sur le sujet.

On peut remarquer sur la figure C.4 de l'annexe C, la présence de "trous" dans la courbe de la longueur d'onde du mode principal. Ces "trous" représentent des zones où le laser à semiconducteurs oscille dans un régime bimodal. Ce phénomène de sauts modaux aléatoires est relié à la quantité  $P_s$  mentionnée plus haut et a fait l'objet de plusieurs études pour des lasers AlGaAs [75]. La figure 2.6 illustre bien cet effet pour un laser Sharp LT015. Le courant d'injection de la diode laser est alors balayé de 103 à 107 mA pour une température d'opération de 19,5 °C. Le spectre d'émission du laser a été enregistré à l'aide du monochromateur précédemment décrit. On peut voir que pour un courant de 104 mA, deux modes, oscillant à environ 8253 Å et 8260 Å respectivement, compétitionnent de façon aléatoire. La figure 2.7 illustre ce phénomène de façon encore plus frappante. Le même laser opère alors à 86,7 mA pour une température de 25°C. Deux modes longitudinaux oscillent alternativement et de façon aléatoire.

En pratique, la valeur de la plage balayable de façon continue d'un mode diffère souvent de celle calculée précédemment. Ce phénomène résulte de la tendance du mode dominant à rester dominant. On l'appelle hystérésis à cause de l'asymétrie qu'il occasionne dans le balayage des modes. La figure 2.8 illustre bien cet effet pour un laser AlGaAs Sharp LT024.

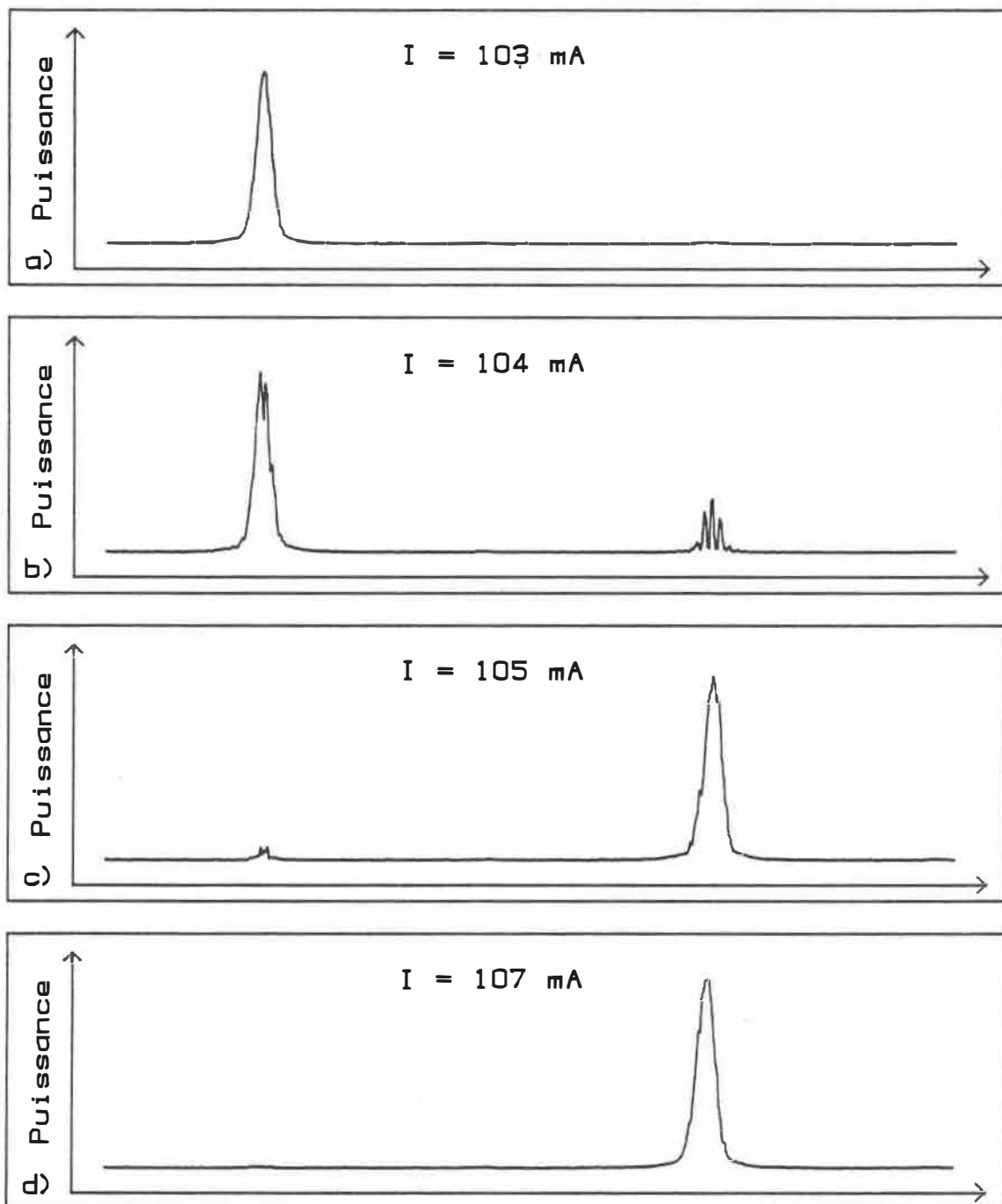


Fig. 2.6 Phénomène de saut modal survenant lors du balayage du courant d'injection d'une diode laser. a)  $I = 103 \text{ mA}$ . b)  $I = 104 \text{ mA}$ . c)  $I = 105 \text{ mA}$ . d)  $I = 107 \text{ mA}$ .

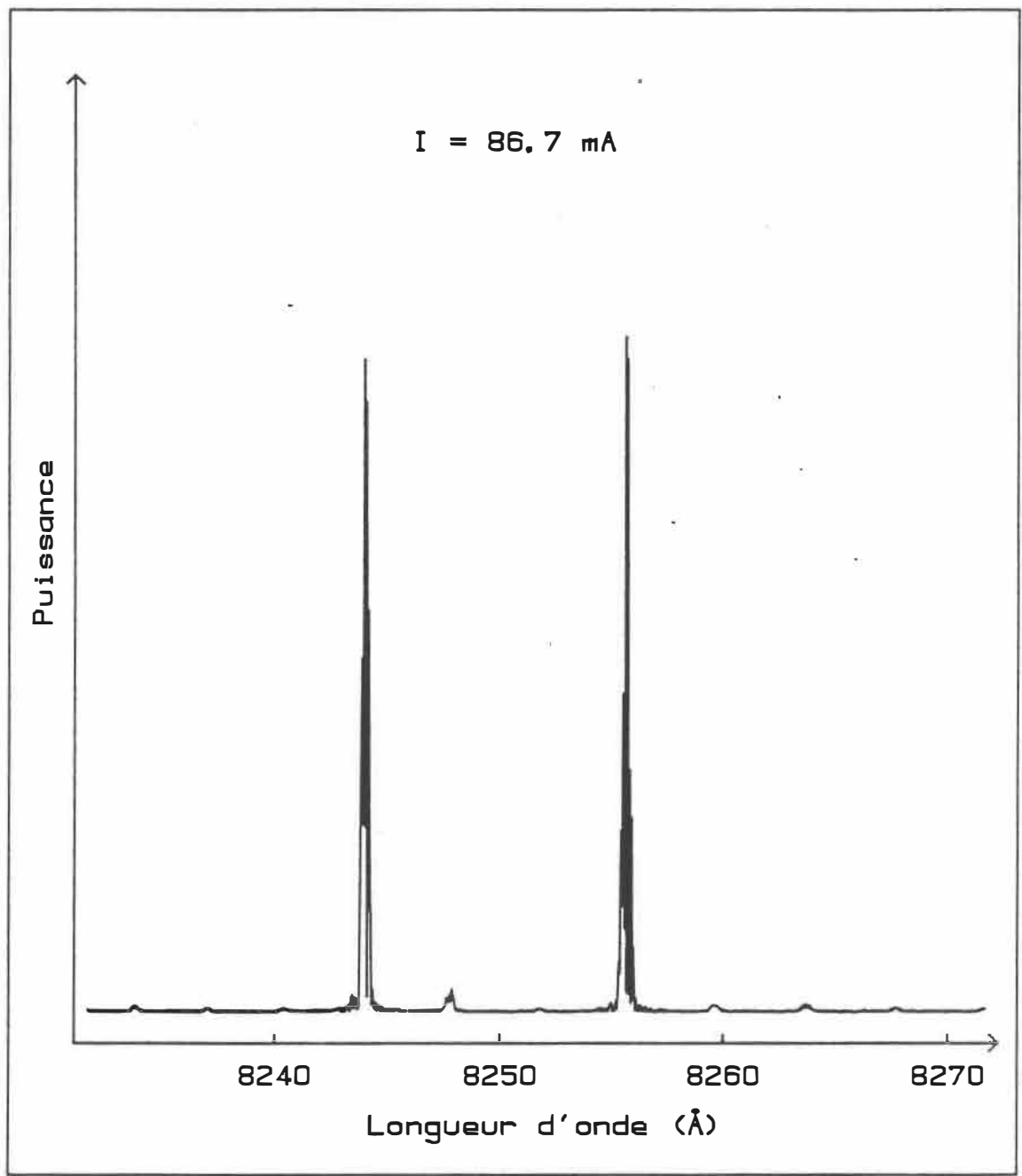


Fig. 2.7 Diode laser opérant en régime bimodal.

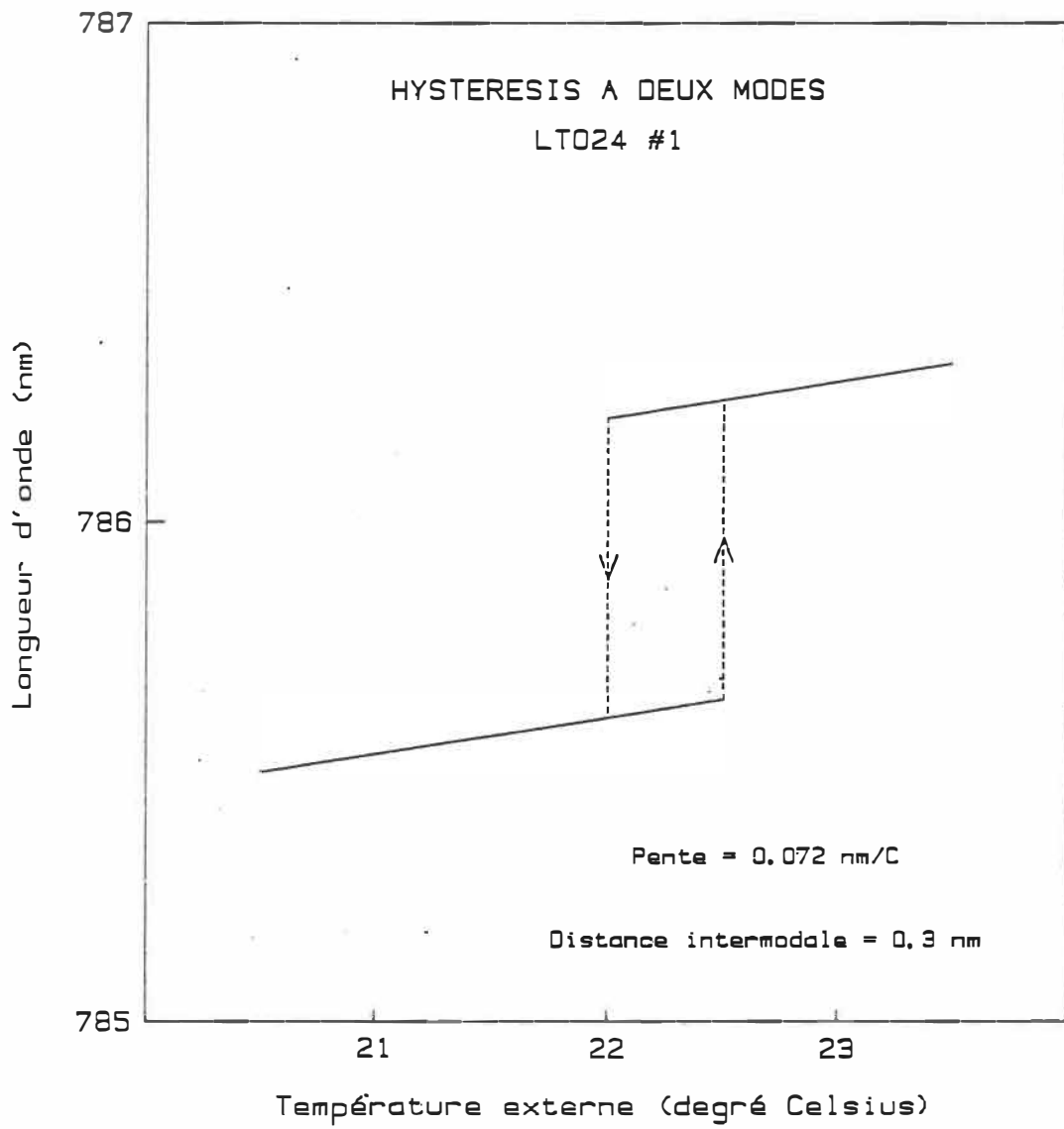


Fig. 2.8 Hystérésis à deux modes.

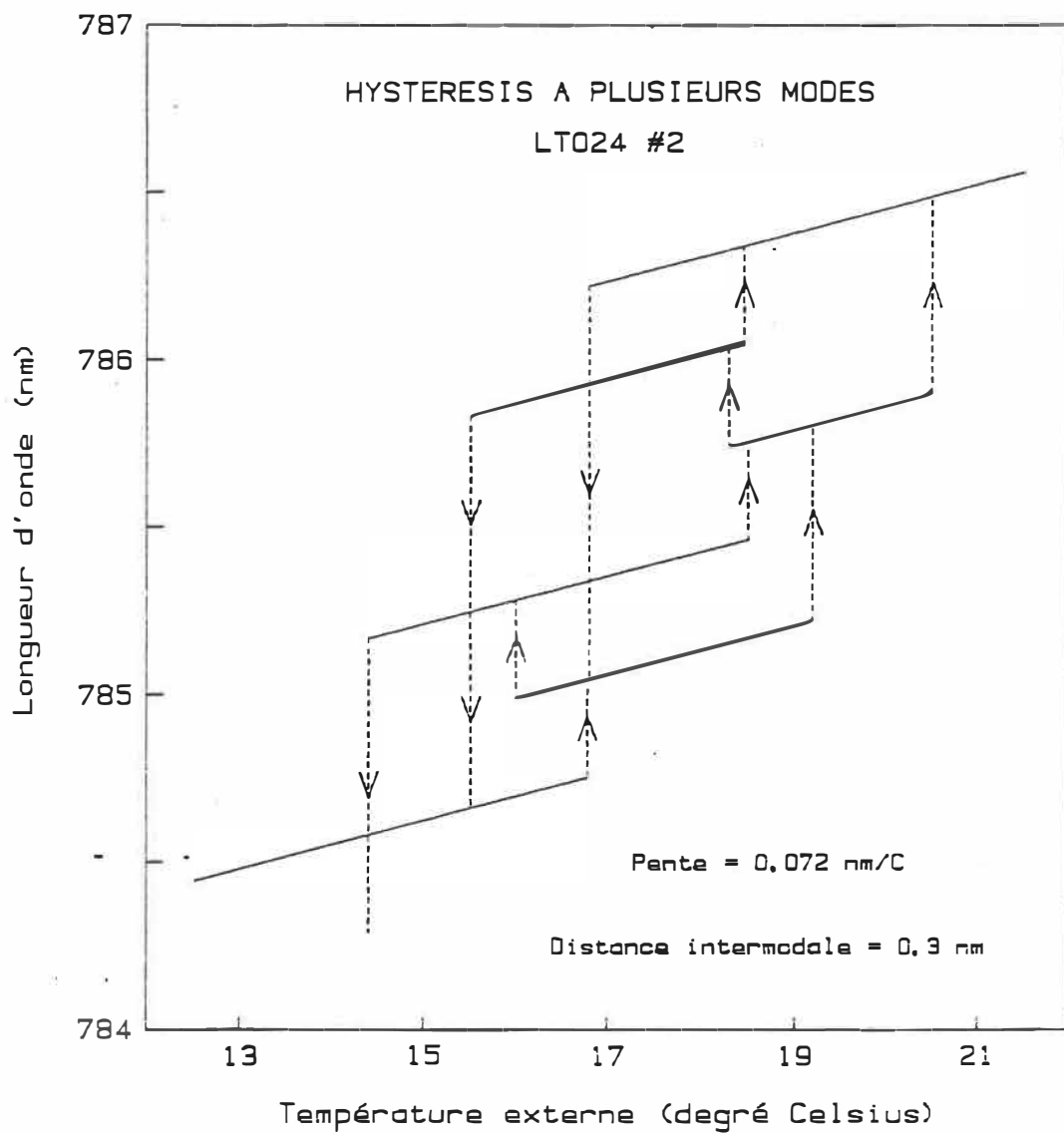
La présence d'absorbant saturable a souvent été utilisée pour expliquer les effets d'hystérésis. Selon Copeland [42], les pertes dues à l'absorption s'expriment alors comme suit:

$$\alpha(L) = \frac{\alpha_0}{1 + (L/L_S)} \quad (41)$$

où  $L$  est l'intensité locale et  $\alpha_0$  les pertes non saturées. Le mode dominant est ainsi favorisé puisque ses pertes sont moindres. La résolution des équations d'évolution en incluant l'expression (41) apporte une justification théorique à l'hystérésis modal. Suivant le même principe, Chinone et al. ont mesuré une augmentation très significative de l'hystérésis due à la présence de dopant Te [76].

Les phénomènes d'hystérésis affectant le comportement spectral des diodes lasers ne sont pas toujours aussi simples que l'hystérésis à deux modes présenté à la figure 2.8. Les variations de la longueur d'onde du mode dominant illustrées à la figure 2.9 ont été mesurées pour un laser AlGaAs d'une puissance de 30 mW. On peut justifier en partie ce genre de comportement en utilisant un modèle comportant des termes de saturation du gain,  $G_m(k)$ , tel que développé par Yamada [31]. La forme de la courbe de gain dépend alors de l'intensité,  $S_k$ , de chacun des modes et des





**Fig. 2.9** Hystérésis à plusieurs modes.

termes de couplage  $G_m(k)$  représentant l'effet de saturation du mode  $k$  sur le mode  $m$ .

## CHAPITRE III

### ENREGISTREMENT DU "SIGNAL DE DERIVEE" D'UN PROFIL GAUSSIEN

#### III.1 Introduction

Ce chapitre a pour but d'étudier le comportement du signal de dérivée obtenu à partir d'un profil gaussien. Nous débuterons avec une brève présentation de ce signal ainsi que de la modélisation mathématique permettant de prévoir les résultats expérimentaux. Il s'en suivra une étude des différentes caractéristiques du signal de dérivée, telles la largeur et l'amplitude sommet-à-sommet. Les calculs théoriques seront comparés avec des résultats expérimentaux obtenus à partir de la raie  $1s_2-2p_2$  de l'argon.

#### III.2 Présentation du signal de dérivée

L'expression suivante:

$$y(x) = \exp(-2,772x^2) \quad (1)$$

représente un profil gaussien dont l'amplitude et la largeur à demi-hauteur sont unitaires. Par rapport à la

fréquence optique  $\nu$ ,  $x$  représente une coordonnée réduite définie par la relation suivante:

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \quad (2)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence optique centrale de l'élargissement gaussien explicité par la relation (1) et où  $\Delta\nu$  représente la largeur à mi-hauteur de ce profil. La notation employée en utilisant la variable  $x$  est analogue à celle que l'on utilisera au chapitre IV lorsque l'on parlera de la déviation fractionnaire de la fréquence.

La dérivée mathématique de l'équation (1) est donnée par la relation suivante:

$$y'(x) = -5,545x \exp(-2,772x^2) \quad (3)$$

On appelle signal de première dérivée le signal obtenu en superposant une oscillation de faible amplitude au courant d'injection de la diode laser. Cette modulation du courant d'injection entraîne une modulation de la fréquence optique du laser. Un détecteur synchrone permet ensuite de mesurer le signal optogalvanique porté par la fréquence modulatrice. Le profil de la raie s'exprime alors par l'équation suivante:

$$y(x,t) = \exp(-2,772[x + L\sin \omega_m t]^2) \quad (4)$$

où  $L$  est l'amplitude sommet-à-sommet de la modulation et  $\omega_m$ , la fréquence angulaire de la modulation. La figure 3.1a schématise la mesure de ce signal de modulation sur un profil gaussien. Le comportement de ce signal en fonction du temps est illustré à la figure 3.1b. Les trois courbes qui y sont présentées ont été calculées pour trois valeurs fixes de  $x$ , soit 0, 0,3 et 0,7, avec la valeur arbitraire de  $L = 0,1$ .

On peut simuler l'action de la détection synchrone en multipliant le signal d'entrée, représenté par l'équation (4), par un sinus de fréquence  $\omega_m$  puis en moyennant le signal obtenu sur une période  $2\pi/\omega_m$ . On constate aisément, d'après les courbes illustrées à la figure 3.1b, que le résultat de cette opération est nul pour  $x = 0$  (centre de la transition) et plus élevé pour  $x = 0,3$  que pour  $x = 0,7$ .

On peut effectuer numériquement l'opération décrite dans le précédent paragraphe pour plusieurs points  $x$  de l'équation (4) avec une valeur de  $L$  fixée. Les courbes ainsi obtenues devraient correspondre à celles mesurées expérimentalement par le détecteur synchrone. Elles présentent une certaine similarité avec la dérivée mathématique du signal gaussien. C'est pourquoi ces signaux sont souvent désignés sous l'appellation de signaux de première dérivée.

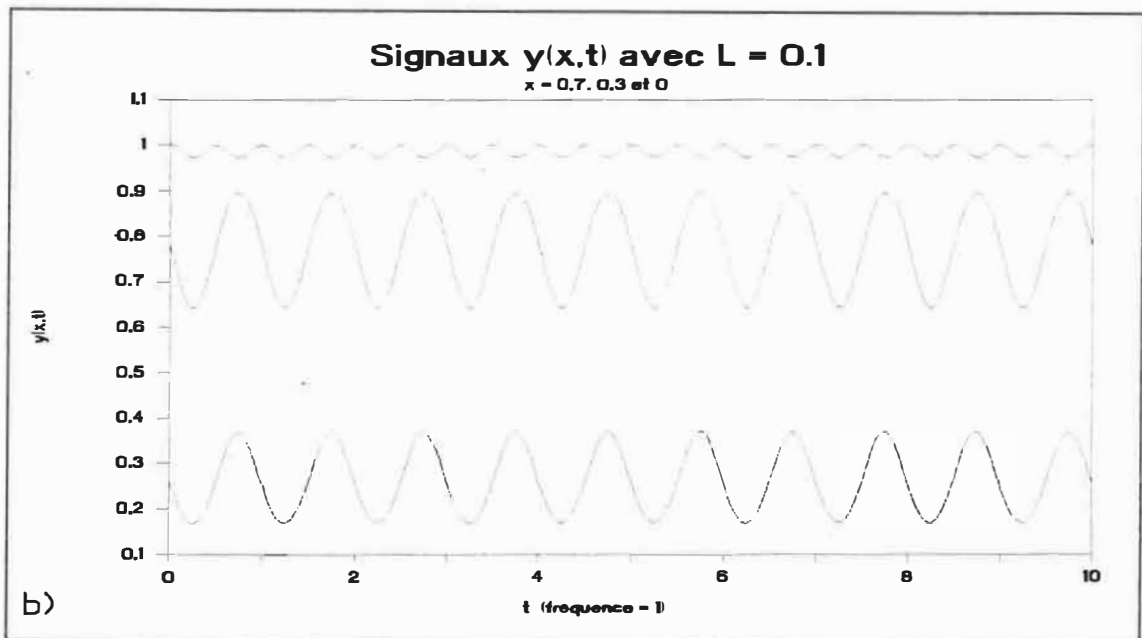
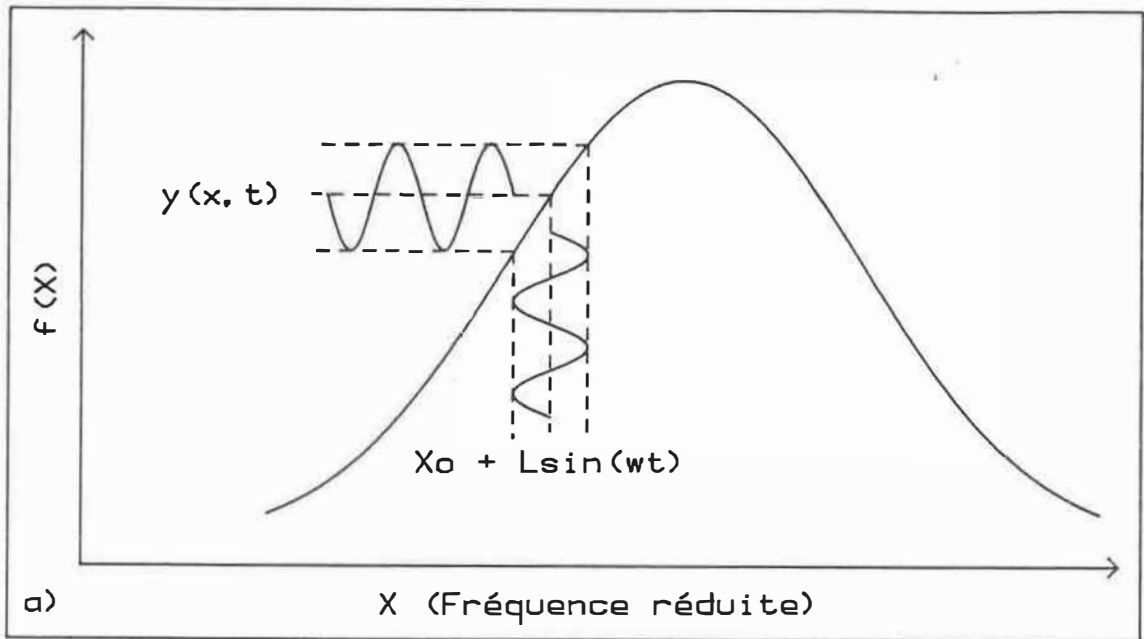


Fig. 3.1 Mesure d'un signal de modulation sur un profil gaussien. a) Schématisation de la mesure. b) Signaux de modulation calculés pour  $x = 0, 0,3$  et  $0,7$ .

En fait, pour de très petites amplitudes de modulation, le signal provenant du détecteur synchrone est, à une constante près, pratiquement parfaitement identique à la dérivée d'un profil gaussien. Les figures 3.2a et 3.2b présentent respectivement la courbe normalisée de l'équation (3) et celle calculée à partir de l'intégrale de démodulation de l'équation (4) pour  $L = 0,05$ . On constate que ces deux graphiques sont effectivement identiques.

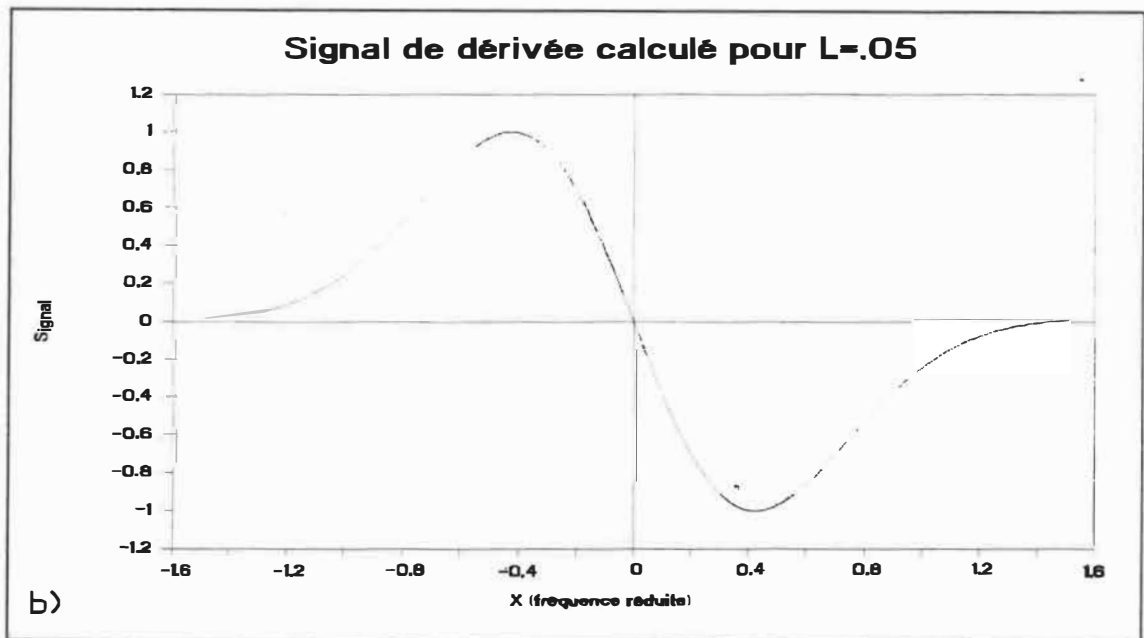
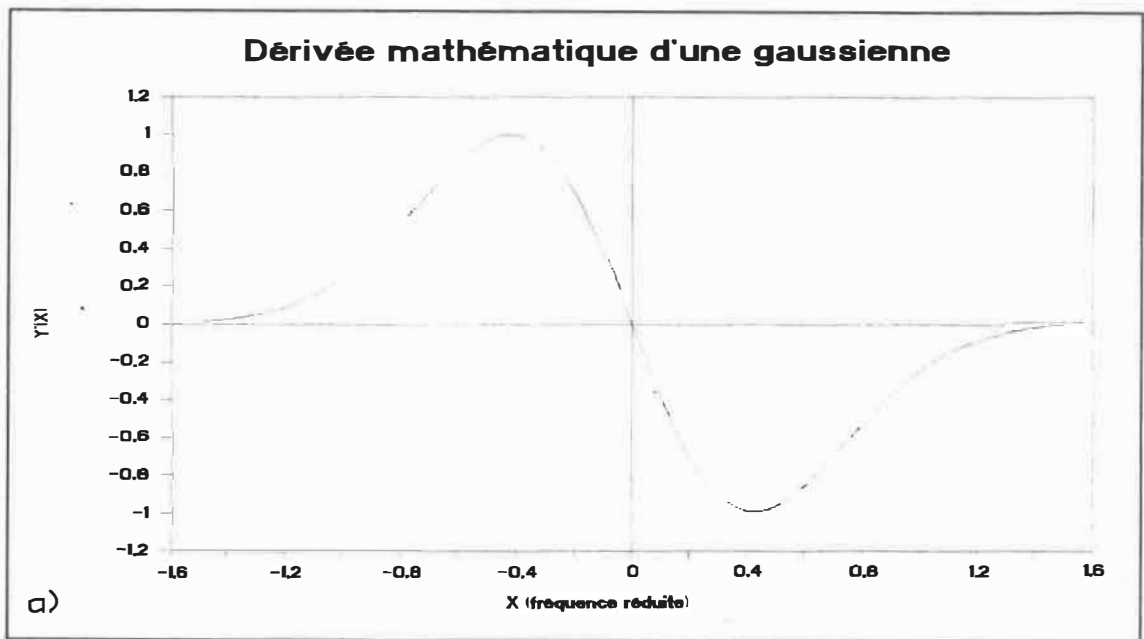
On peut interpréter le signal de modulation décrit précédemment d'une façon différente. La figure 3.1a illustre l'effet de la perturbation sinusoïdale sur un profil gaussien. Posons

$$x = x_0 + L \sin \omega_m t \quad (5)$$

où  $x_0$  est la fréquence initiale du laser en coordonnée réduite, et  $L \sin \omega_m t$  une perturbation de fréquence  $\omega_m$ . En utilisant les séries de Taylor, on peut développer, à partir de la forme gaussienne  $f(x)$ , une approximation autour de  $x_0$  comme suit:

$$y(x_0, t) = f(x_0) + f'(x_0) [L \sin \omega_m t] + \frac{f''(x_0)}{2!} [L \sin \omega_m t]^2 + \dots \quad (6)$$

Si  $f(x)$  est une courbe non abrupte et  $L$  est petit, alors les termes de la forme



**Fig. 3.2** a) Dérivée mathématique d'une gaussienne. b) Signal de dérivée calculé pour  $L = 0,05$ .



$$\frac{f^n(x_0)}{n!} [L \sin \omega_m t]^n$$

sont négligeables pour  $n \geq 3$ . On peut considérer le premier et le troisième terme de l'équation (6) comme respectivement un composante continue et une composante continue plus une harmonique oscillant à  $2\omega_m$  (on se sert de l'identité  $\sin^2 \omega_m t = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\omega_m t$ ). On retrouvera donc, à la sortie de l'amplificateur synchrone, un signal proportionnel à  $Lf'(x_0)$  (l'harmonique en  $2\omega_m$  est moyennée à 0). Ce développement n'est bien entendu valable que pour de très faibles valeurs de  $L$ , c'est-à-dire pour  $L \ll \Delta\nu$  (ici  $\Delta\nu = 1$ ). Nous verrons de quelle façon varie le signal de première dérivée lorsque que la valeur de  $L$  augmente.

### III.3 Caractérisation du signal

Les paramètres les plus intéressants du signal de première dérivée sont la largeur sommet-à-sommet, la pente près du centre de la transition et l'amplitude du signal. Tous ces paramètres varient en fonction de l'amplitude de modulation  $L$ . La figure 3.3 associe la terminologie utilisée dans ce texte aux paramètres graphiques.

Les données théoriques qui suivent ont été calculées en effectuant, tel que décrit précédemment, l'intégrale de démodulation de l'équation (3) à l'aide d'une méthode par

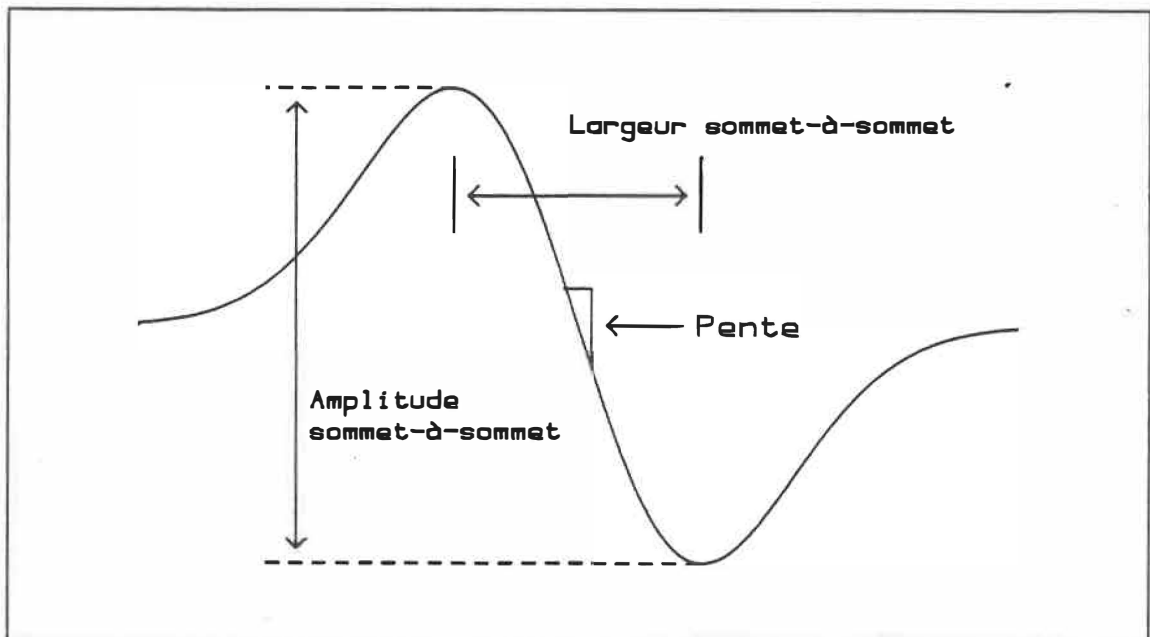


Fig. 3.3 Illustration de la terminologie utilisée pour caractériser le signal de dérivée.

trapézoïdes comportant 100 points sur la période  $2\pi/\omega_m$ . Cette méthode numérique introduit une erreur relative de 0,033% pour une forme sinusoïdale. Ce calcul intégral a été répété pour plusieurs valeurs de  $x$  avec un pas de 0,01, ce qui correspond à 600 points lorsque  $x$  varie de -3 à 3.

La figure 3.4 illustre le comportement du signal de première dérivée tel que simulé numériquement pour les valeurs de  $L$  suivantes: 0,2, 0,6, 1,4 et 2,0. Ces courbes ressemblent de moins en moins à la dérivée mathématique de la gaussienne (figure 3.2a) au fur et à mesure que  $L$  augmente.

La figure 3.5a illustre la variation de la largeur

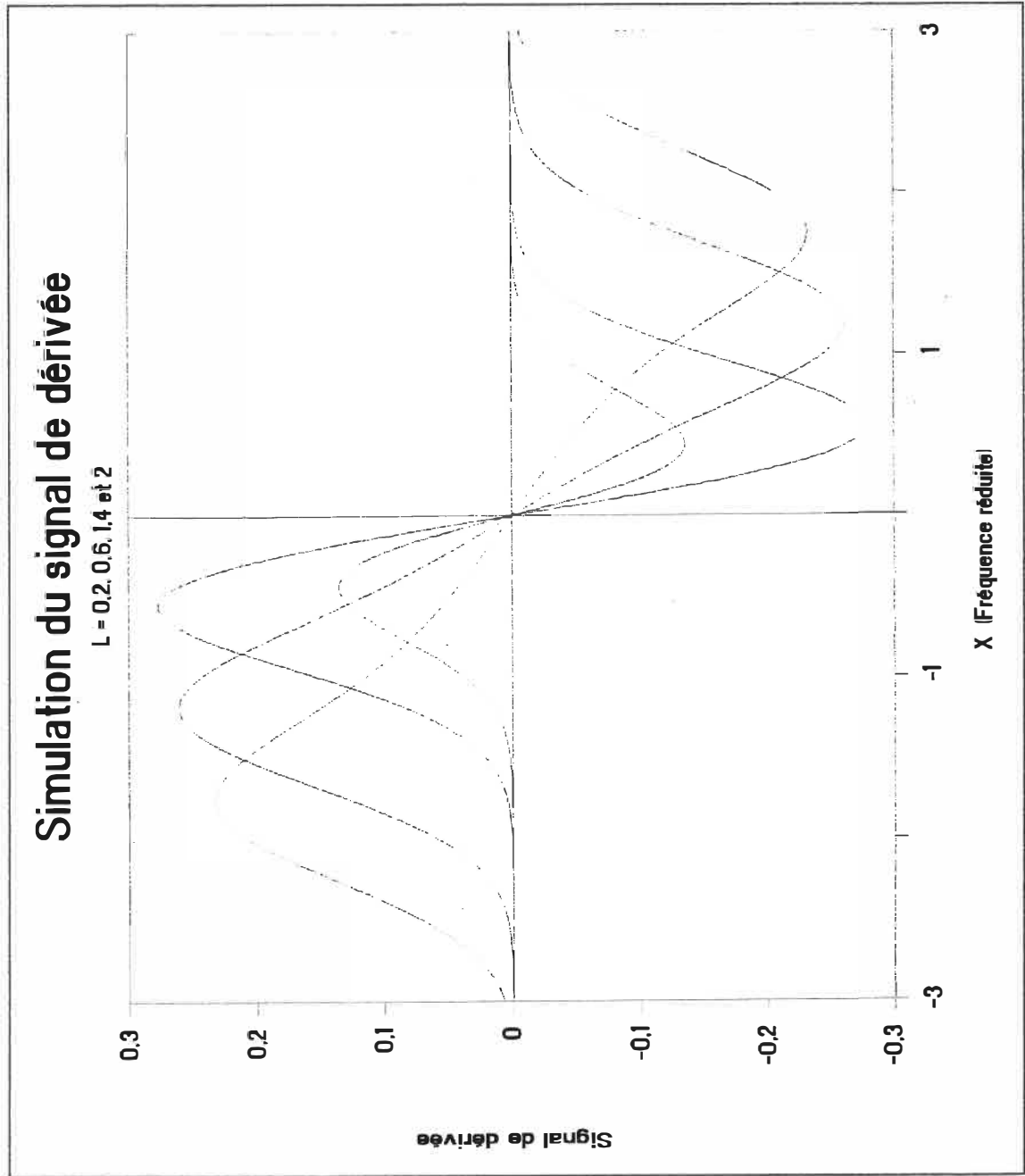


Fig. 3.4 Signaux de dérivée calculés pour  $L = 0,2, 0,6, 1,4$  et  $2$ .

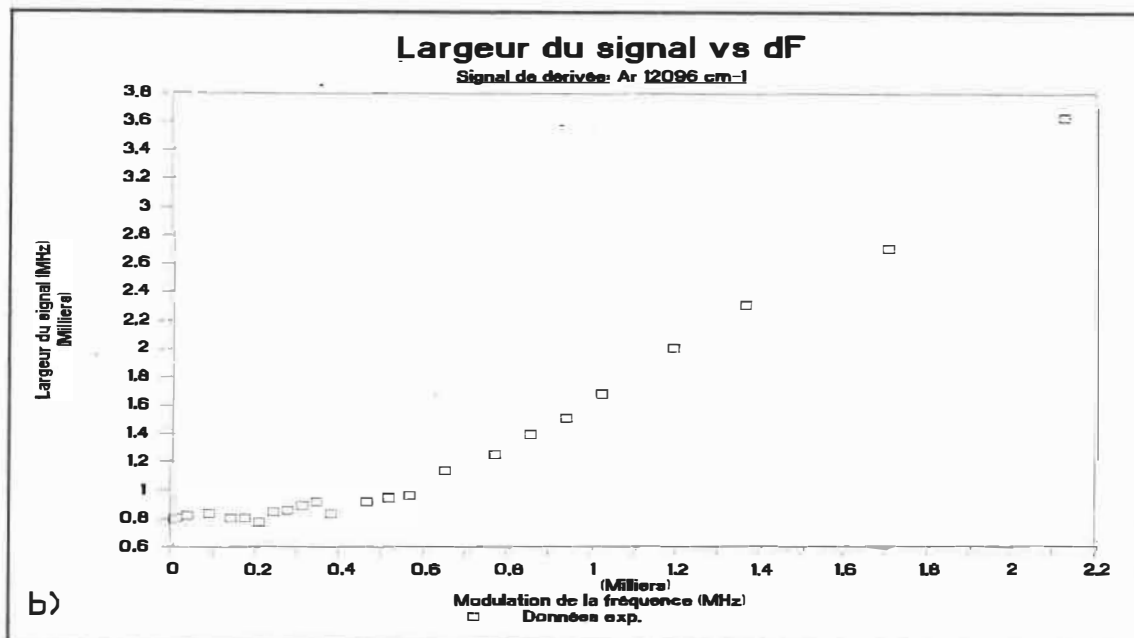
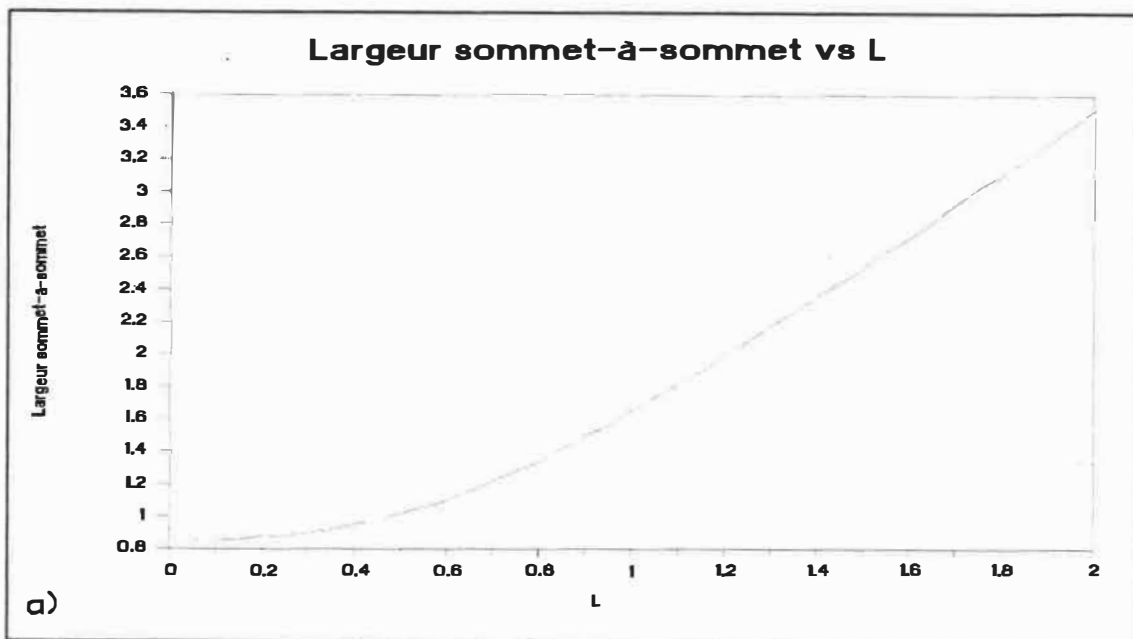


Fig. 3.5 Variation de la largeur sommet-à-sommet d'un signal de dérivée en fonction de L. a) Courbe calculée numériquement. b) Données expérimentales obtenues à partir de la transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon.

sommet-à-sommet en fonction de l'amplitude de la modulation. Lorsque  $L$  est faible ( $< 0,15$ ), cette largeur sommet-à-sommet correspond à celle de la dérivée du signal gaussien, soit  $0,85$ . Lorsque  $L$  augmente, le signal s'élargit de façon considérable.

La figure 3.6a illustre la variation théorique de l'amplitude du signal de première dérivée en fonction de l'amplitude de modulation. Le maximum est atteint pour  $L \approx 0,85$ . Pour des valeurs de  $L$  inférieures à  $0,3$ , la hauteur maximum varie de façon pratiquement linéaire en fonction de  $L$ . Pour cette région de la courbe, l'utilisation du développement en série de Taylor est justifiée (équation (6)). En effet, le signal mesuré est alors équivalent, à une constante près, à  $Lf'(x)$  où  $f(x)$  est un profil gaussien.

### III.3 Résultats expérimentaux

Les signaux de dérivée calculés dans la section précédente ont été confirmés par des mesures expérimentales. Pour ce faire, on a utilisé la transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon à  $8264,52 \text{ \AA}$ . Cette transition sature rapidement tel qu'illustré à la figure 3.7. La variation du signal optogalvanique en fonction de la puissance laser a alors été mesurée pour une pression de  $0,5 \text{ Torr}$ , un

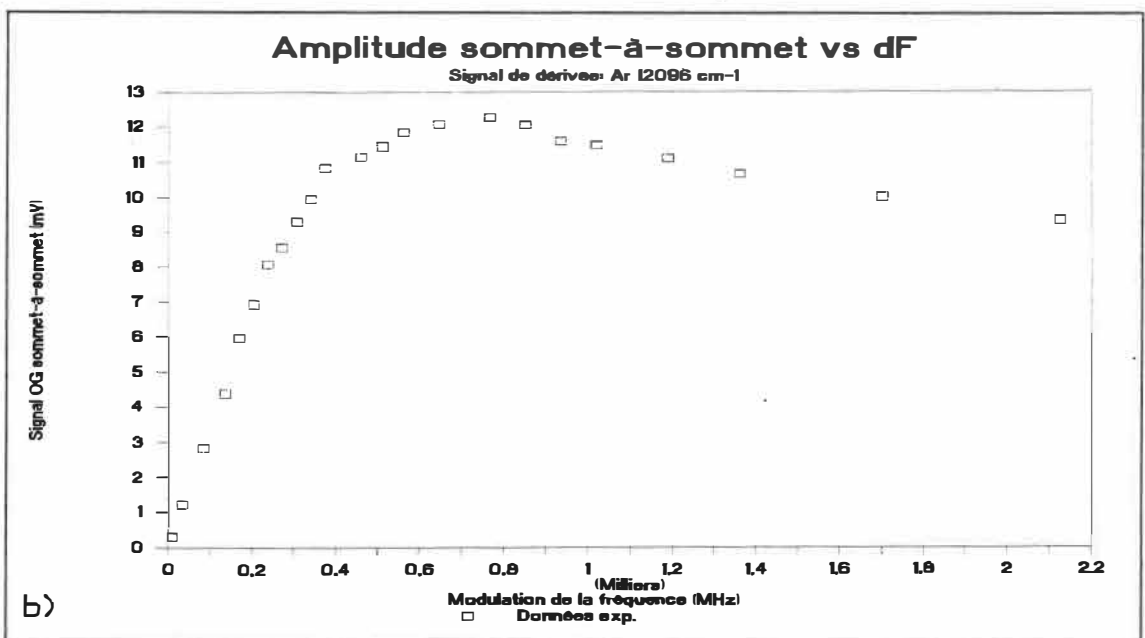
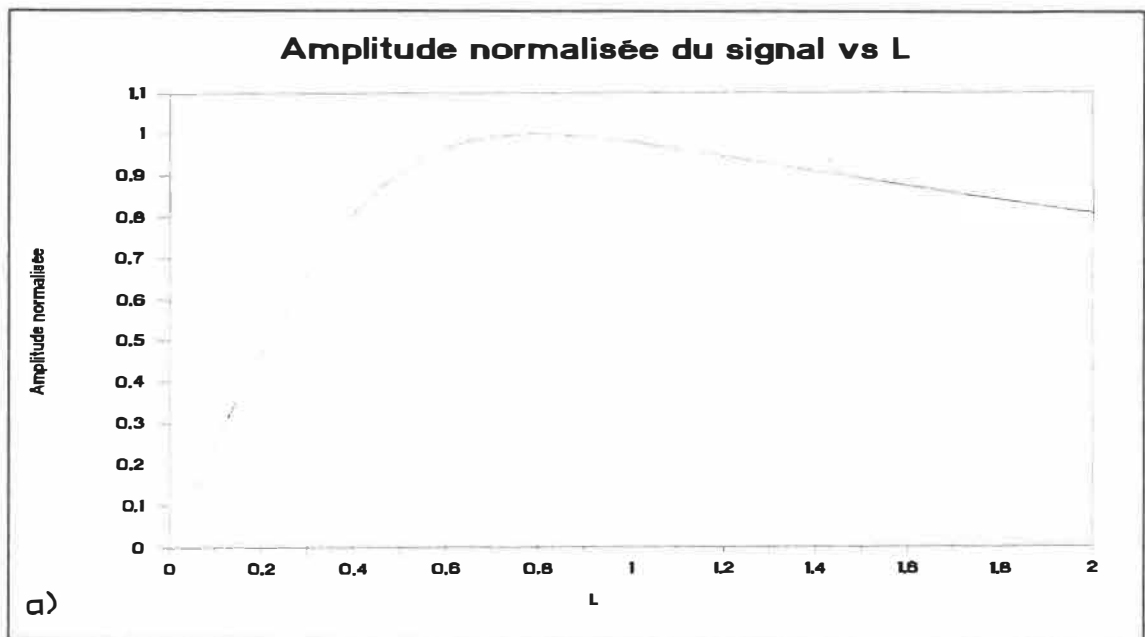


Fig. 3.6 Variation de l'amplitude sommet-à-sommet d'un signal de dérivée en fonction de L. a) Courbe calculée numériquement. b) Données expérimentales obtenues à partir de la transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon.

courant de 50 mA et un voltage de 190 volts aux bornes de la décharge.

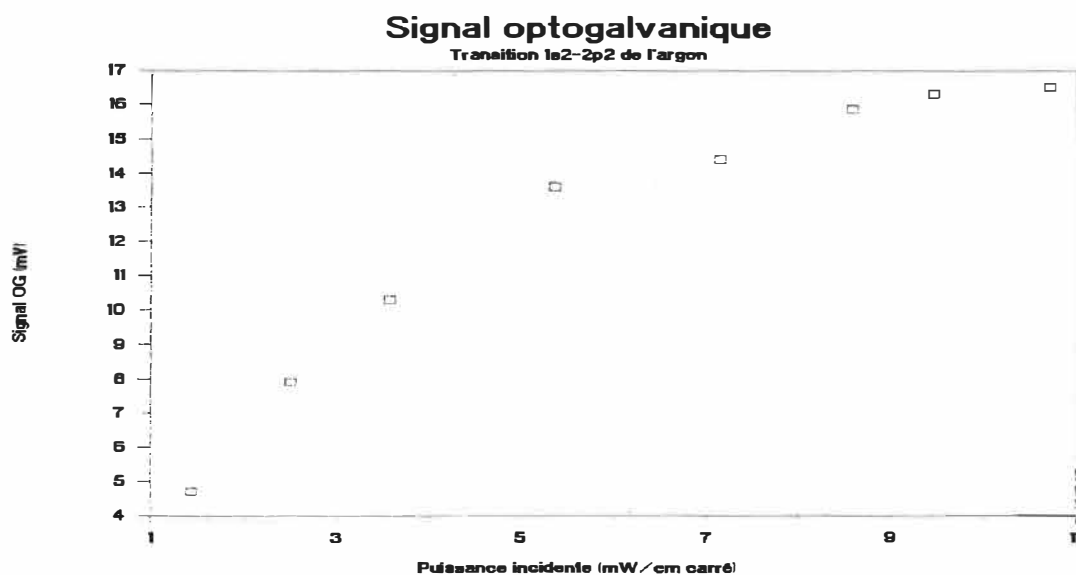


Fig. 3.7 Saturation du signal OG issu de la transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon.

La puissance laser utilisée pour la mesure des données expérimentales a été fixée à  $3,5 \text{ mW/cm}^2$  pour éviter d'obtenir des courbes déformées par des effets de saturation du profil gaussien.

La figure 3.8 schématise le montage expérimental qui a servi à la mesure des signaux de dérivée. La sortie d'un générateur d'ondes sinusoïdales est sommée à une rampe de tension et superposée au courant DC de l'injection. L'entrée analogue de l'alimentation du laser permet de modifier ainsi le niveau de l'injection suivant un facteur de  $0,1 \text{ mA/mV}$ . La figure 3.9 illustre les courbes expérimentales obtenus pour des modulations de 1 kHz dont

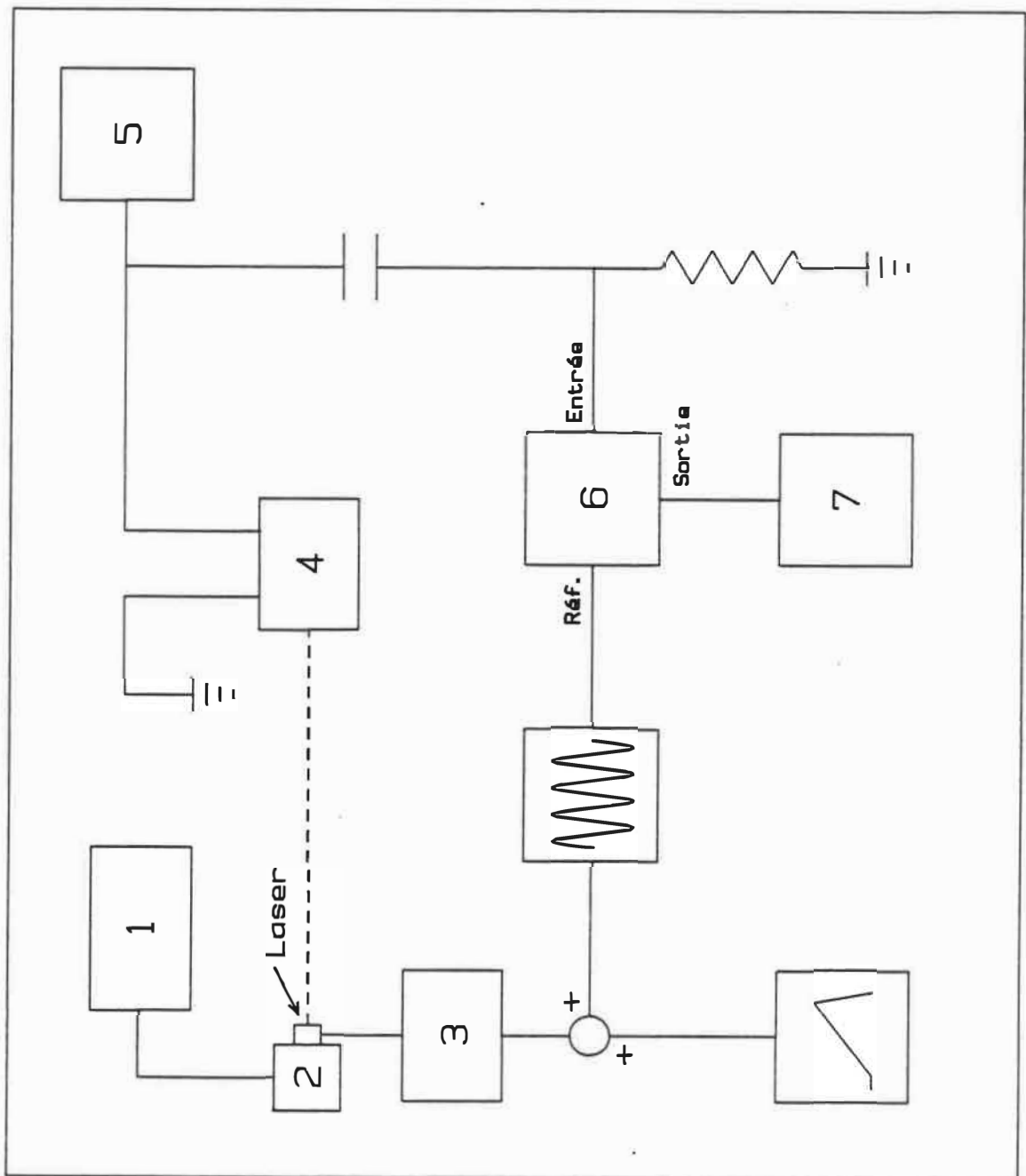
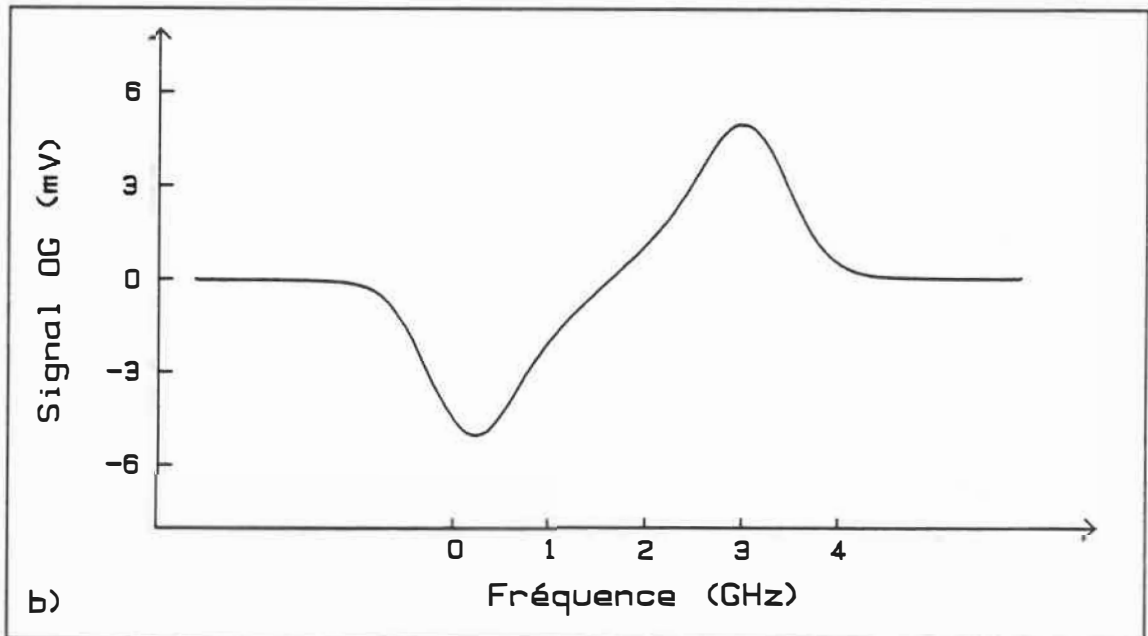
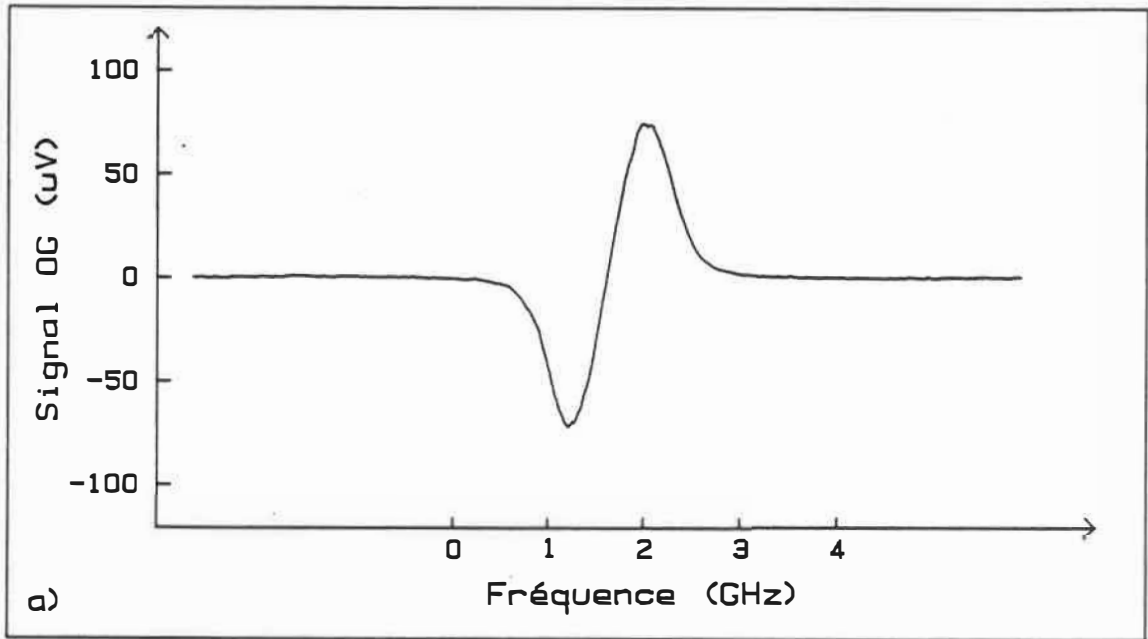


Fig. 3.8 Montage expérimental utilisé pour la mesure des signaux de dérivée. 1) Contrôle de température, 2) module à effet Peltier, 3) alimentation de la diode laser, 4) cathode creuse, 5) source de courant stabilisée, 6) détecteur synchrone, 7) acquisition de données.





**Fig. 3.9** Signaux de dérivée obtenues à partir de la raie  $1s_2-2p_2$  de l'argon. a) Pour une amplitude de modulation de  $\pm 5$  MHz. b) Pour une amplitude de modulation de  $\pm 1,8$  GHz.

les amplitudes sont respectivement de  $1,5 \mu\text{A}$  (3.9a) et de  $0,55 \text{ mA}$  (3.9b). L'amplitude de la modulation de la fréquence optique en fonction de la modulation de l'injection à  $1 \text{ kHz}$  étant d'environ  $3,2 \text{ GHz/mA}$  (voir plus loin) pour le laser utilisé (Sharp LT015), ces modulations correspondent à des variations sinusoïdales d'environ  $\pm 5 \text{ MHz}$  et  $\pm 1,8 \text{ GHz}$ . En utilisant le modèle développé par Bouchard [13] pour les conditions d'opération précédemment décrites, la largeur à demi-hauteur de la transition de l'argon a été estimée à environ  $950 \text{ MHz}$ . Les valeurs de  $L$  associées aux modulations sont alors de  $0,005$  et  $1,9$  respectivement. On constate aisément que les courbes expérimentales sont similaires à celles calculées numériquement à la section III.2.

Les figures 3.5b et 3.6b regroupent les mesures expérimentales correspondant respectivement à la variation de la largeur sommet-à-sommet et à celle de l'amplitude sommet-à-sommet en fonction de la modulation  $L$ . Les tracés continus que l'on pourrait en déduire correspondent aux tracés équivalents obtenus par simulation numérique et illustrés aux figures 3.5a et 3.6a. On constate que, tel que discuté précédemment, pour des faibles amplitudes de modulation de la fréquence optique du laser, l'amplitude du signal optogalvanique obtenu varie linéairement avec  $L$ .

Il s'agit maintenant d'estimer la réponse de la variation  $\Delta F$  en fonction de la fréquence de modulation de

l'injection. Pour ce faire, on utilisera la région linéaire des courbes 3.6a et 3.6b. En variant la fréquence d'une modulation sinusoïdale d'amplitude constante ( $\pm 28 \mu\text{A}$ ), on peut mesurer l'amplitude du signal optogalvanique de première dérivée pour obtenir l'allure de la courbe  $\Delta F$  vs  $\omega_m$ , où  $\omega_m$  est la fréquence angulaire de modulation. C'est à partir de cette variation dans l'amplitude du signal de modulation que l'on pourra déduire la réponse MF de la diode laser en fonction de l'injection. On rappellera que, tel que mentionné au chapitre II, le déplacement de la fréquence du mode laser en fonction de l'injection est induit par des effets thermiques qui s'atténuent lorsque la fréquence de la modulation devient élevée.

L'estimation de la fonction de transfert associée à la diode laser elle-même est une étape importante. En effet, cette fonction de transfert sera utilisée au chapitre suivant pour la modélisation des circuits asservis. La figure 3.10 illustre les données expérimentales (symboles) ainsi que le modèle théorique qui convient à ces résultats (trait plein). Les mesures ont été faites pour des fréquences variant de 200 Hz à 40 kHz.

Il est à noter que la mesure de l'amplitude du signal de dérivée ne nous donne pas directement la valeur de  $\Delta F/\Delta I$  puisque l'on doit considérer les fonctions de transfert associées à la cathode creuse et à la sonde de mesure. On obtient donc la relation suivante:

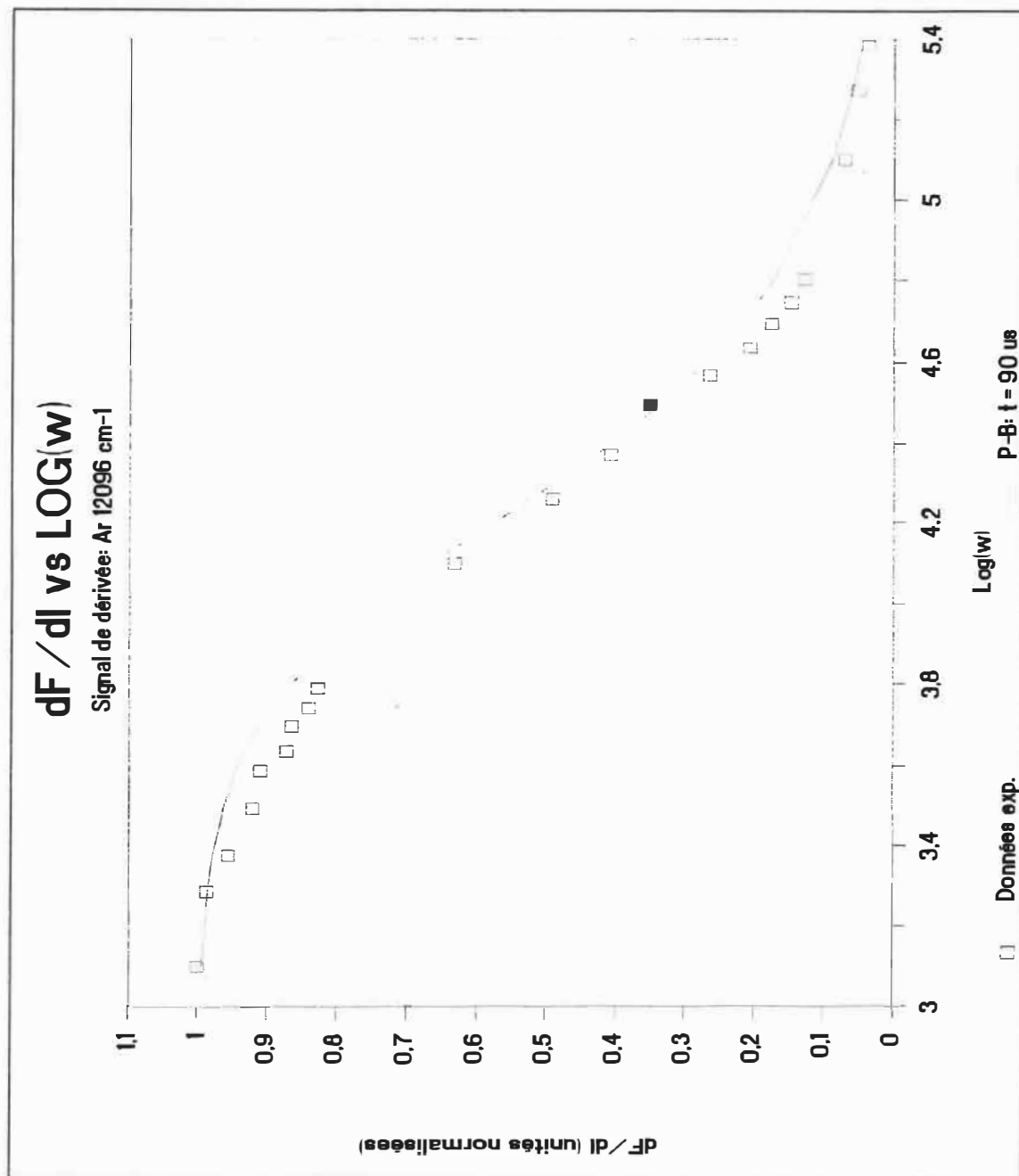


Fig. 3.10 Variation du coefficient normalisé de modulation  $\Delta F/\Delta I$  en fonction de la fréquence de modulation.

$$|\Delta F/\Delta I(\omega_m)| \propto A(\omega_m) \times |G_1(j\omega_m)|^{-1} \times |G_2(j\omega_m)|^{-1} \quad (8)$$

où  $G_1(s)$  et  $G_2(s)$  sont les fonctions de transfert associées respectivement à la cathode creuse et à la sonde de mesure et  $A(\omega_m)$  est l'amplitude du signal de dérivée telle que mesurée expérimentalement. Ces fonctions seront analysées de façon plus détaillée au chapitre IV. La valeur de  $\Delta F/\Delta I$  pour  $\omega_m = 0$  correspond à celle obtenue au chapitre II pour l'étalonnage des diodes lasers utilisées dans ce travail. Si on appelle  $H_2(s)$  la fonction de transfert correspondant à la réponse en fréquence de  $\Delta F/\Delta I$ , le tracé continu illustré à la figure 3.10 approxime cette fonction  $H_2(s)$  et est donné par la relation suivante:

$$H_2(s) \approx \frac{1}{(9 \times 10^{-5})s + 1} \quad (9)$$

où l'approximation utilisée représente un simple filtre passe-bas (P-B). La fonction de transfert exacte est certainement beaucoup plus complexe mais celle exprimée par l'équation (9) coïncide assez bien avec les données expérimentales. Kobayashi et al. [63] ont calculé les réponses en fréquence des variations thermiques de certains types de diodes lasers à partir de leurs paramètres de structure et des équations relatives à la conduction thermique dans les solides. Ces développements sont assez

complexes et ne seront pas explicités dans le cadre de ce travail.

La fonction approximative associée à  $H_2(s)$  sera reprise pour les calculs relatifs à la stabilité des asservissements présentés au chapitre IV. Cette fonction est d'autant plus valable que les constantes de temps beaucoup plus faible que celle du filtre passe-bas exprimé par l'équation (9) pourront être négligées dans les calculs présentés au chapitre IV.

## CHAPITRE IV

### STABILISATION DE LA LONGUEUR D'ONDE DES DIODES LASERS

#### IV.1 Introduction

Ce chapitre constitue l'essentiel du travail. Les caractéristiques d'un asservissement de la longueur d'onde d'une diode laser sur une transition atomique issue d'un spectre optogalvanique y sont traitées. On y retrouve une revue des travaux effectués sur la stabilisation des diodes lasers, une modélisation complète de différents systèmes asservis, une description des montages utilisés ainsi qu'une présentation de tous les résultats obtenus sur la stabilisation de diodes lasers. Des résultats impliquant une transition de l'uranium ainsi que des transitions des gaz rares (Ar, Kr) sont comparés entre eux. Une discussion sur la qualité et la validité des résultats suit leur présentation.

Quoique la schématisation des circuits asservis utilisés dans ce travail représente une partie fort importante du chapitre, il est conseillé au lecteur qui ne s'intéresse pas particulièrement à ce domaine de passer par dessus les sections IV.4 et IV.5. En effet cette partie du

travail peut sembler un peu lourde, même si sa pertinence est indéniable.

#### IV.2 Stabilisation des diodes lasers: une revue

Quelques années après que les premières observations d'émissions stimulées dans une diode GaAs aient été rapportées par Nathan et al. [77], un laser à semiconducteurs opérant de façon continu a été conçu [78]. Les premières tentatives de stabilisation de la longueur d'onde des lasers GaAs à injection remontent aux travaux de Bykovskii et al. [79] et à ceux de Picqué et al. [80], [81]. Des diodes lasers refroidies à l'azote et à l'hélium liquide respectivement ont alors été stabilisées sur une frange d'une cavité Fabry-Pérot externe. La sensibilité de la fréquence laser en fonction du courant d'injection, caractérisée par un coefficient de balayage de quelques GHz/mA, a alors été utilisée pour transporter le signal d'erreur. Cette propriété, bien particulière aux lasers à semiconducteurs, a toujours été avantageusement utilisée tant pour la réalisation de montages de stabilisation que pour la prise de mesures spectroscopiques.

La première stabilisation d'une diode laser sur une raie a été réalisée par Ohi [82] pour un laser PbSnTe en utilisant des transitions du méthane à 7,7  $\mu\text{m}$ . Il est intéressant de noter que les raies du méthane avaient déjà



été employées comme fréquence de référence pour la stabilisation des lasers He-Ne à 3,39  $\mu\text{m}$  [83]. Depuis, un grand nombre de transitions atomiques et moléculaires ont été utilisées pour la stabilisation des diodes lasers AlGaAs, InGaAsP et au sel de plomb. Des listes de ces transitions ont été publiées dans certains articles de revue [3], [84].

En ce qui concerne l'utilisation du signal optogalvanique comme discriminant fréquentiel pour les diodes lasers, son utilisation remonte aux travaux de Yamaguchi & Suzuki [85]. Une diode laser AlGaAs a alors été stabilisée sur une transition de l'argon. On doit toutefois mentionner que l'effet optogalvanique avait précédemment été utilisé par Green et al. [86] pour stabiliser la longueur d'onde d'un laser à colorant. Jusqu'à maintenant, les signaux optogalvaniques issus de différents gaz rares (Ar, Kr, Ne) ont servi pour la stabilisation des diodes lasers. Suite aux travaux de Menocal et al. [87] et de Chung [88], l'effort actuel porte sur la miniaturisation des lampes luminescentes.

#### IV.3 Introduction aux systèmes de diodes lasers asservies

Comme on l'a vu au chapitre II, la valeur de la longueur d'onde du mode dominant d'une diode laser dépend de la température ambiante d'opération et de la valeur du

courant d'injection. Puisque ces deux paramètres peuvent être aisément contrôlés par un appareillage adéquat, il est utile de schématiser le bloc laser - alimentations par un système de commande en chaîne ouverte, illustré ci-dessous à la figure 4.1. On supposera pour le reste de ce chapitre que le laser étudié est monomode et que  $\lambda_0$  exprime la longueur d'onde de ce mode. Les entrées analogues des alimentations permettent de modifier les valeurs nominales de  $I_0$  et  $T_0$ .

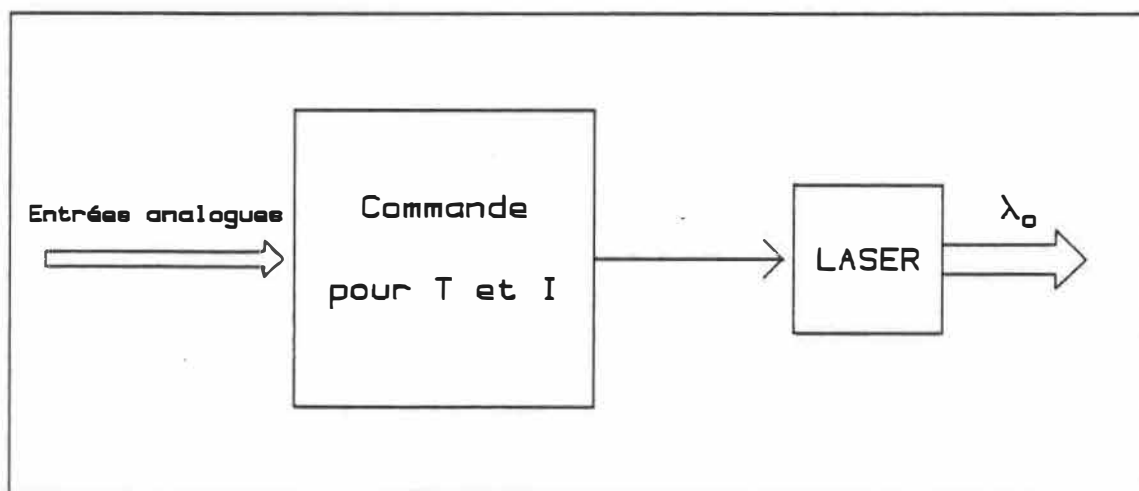


Fig. 4.1 Schématisation d'une diode laser et de ses alimentations par un système de commande en chaîne ouverte.

Puisqu'aux valeurs nominales des appareils de contrôle de la figure 4.1 se superpose un certain bruit  $dT$  et  $dI$ , on

doit considérer un bruit  $d\lambda$  s'ajoutant à la variable de sortie  $\lambda_0$ . C'est ce qui est illustré à la figure 4.2 ci-dessous. Le symbole  $\circ$  signifie que l'on effectue une opération de sommation.

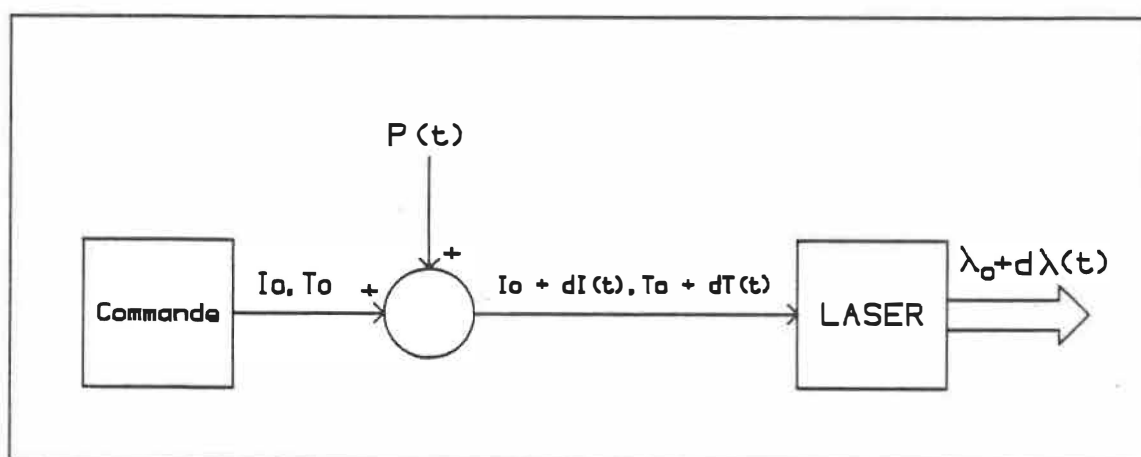


Fig. 4.2 Système en chaîne ouverte soumis à des perturbations.

Ainsi, lorsque l'on affiche une certaine valeur de la commande  $I_0$  et  $T_0$ , la sortie pourra fluctuer autour de  $\lambda_0$  à cause des entrées secondaires que sont les perturbations. Si on connaît parfaitement la représentation mathématique de  $P(t)$ , il est alors possible de compenser les variations externes par les entrées analogues de la commande directe. Un tel système porte le nom de système de commande en boucle ouverte.

En pratique, les fluctuations thermiques (les fluctuations de la longueur d'onde dues aux fluctuations dans la température ambiante priment sur celles dues aux fluctuations dans l'injection) affichent un caractère aléatoire qui dépend de paramètres externes incontrôlables, de telle sorte qu'il n'est pas possible de prédire les variations  $P(t)$ . Par suite, si on veut commander effectivement une valeur donnée de  $\lambda$  pour un laps de temps important, il ne suffit pas d'afficher une commande  $I_0$  et  $T_0$ . On doit, pour ce faire, utiliser un système asservi, ou asservissement, caractérisé par un retour à la commande ("feedback"). Le but d'un tel système est de maintenir la variable de sortie  $\lambda$  aussi près que possible d'une valeur désirée  $\lambda_D$  en dépit de toutes les perturbations. Il existe une très grande variété de ce genre de système à différents niveaux de sophistication. L'asservissement thermique utilisé dans ce montage en est un exemple (nous y reviendrons plus loin). Les systèmes qui seront décrits dans ce chapitre sont conçus pour stabiliser à moyen et à long terme la longueur d'onde d'une diode laser sur une longueur d'onde de référence choisie dans un spectre optogalvanique.

#### IV.4 Schématisation et présentation des circuits asservis

##### IV.4.1 Introduction

Les techniques habituelles pour modéliser des systèmes asservis passent par la représentation des fonctions de transfert des différents éléments de la boucle. Cette démarche a été étudiée en détail dans de nombreux ouvrages de référence [89]-[91]. Notre présentation se limitera à une courte introduction du sujet pour passer rapidement aux cas pratiques qui nous intéressent.

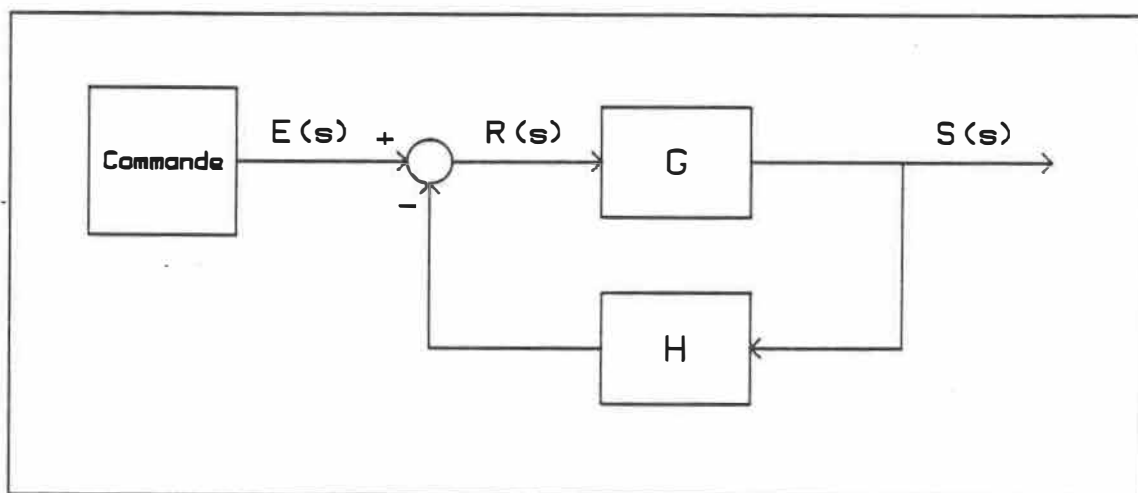


Fig. 4.3 Représentation générale d'un système asservi.

La figure 4.3 ci-dessus, est une illustration d'un système asservi en général. Les boîtes  $G$  et  $H$  sont utilisées pour schématiser un appareil, un circuit ou un procédé quelconque. Les variables  $E(s)$  et  $S(s)$  sont respectivement les fonctions d'entrée et de sortie du

ystème, alors que le petit  $s$  représente la variable de Laplace. Pour revenir au domaine temporel, on utilise une transformée inverse de Laplace. La fonction  $G$  représente le traitement de l'entrée et la fonction  $H$  est la fonction de transfert de la branche de retour. Les fonctions de transfert globales de ce système sont explicitées par les relations suivantes:

$$\frac{S(s)}{E(s)} = \frac{G(s)}{1 + G(s)H(s)} \quad (1)$$

$$\frac{R(s)}{E(s)} = \frac{1}{1 + G(s)H(s)} \quad (2)$$

où  $S(s)$  est appelé fonction de sortie du système et  $R(s)$  correspond à la mesure de l'écart  $\lambda_0 - \lambda_D$ .

La figure 4.4 ci-dessous représente un schéma typique de stabilisation de la longueur d'onde d'une diode laser. La température d'opération de la diode laser est fixée par le contrôleur thermique à une valeur  $T_0$  dont la précision est reliée à la stabilité du régulateur. La commande du courant est ajustée jusqu'à ce que la valeur de la longueur d'onde désirée  $\lambda_D$  soit atteinte. Le discriminant en fréquence renvoie alors une sortie qui est fonction de la longueur d'onde, soit la fonction  $f(\lambda)$ . L'erreur est ensuite calculée de telle sorte qu'à l'écart  $\lambda_0 - \lambda_D$  corresponde un voltage proportionnel.

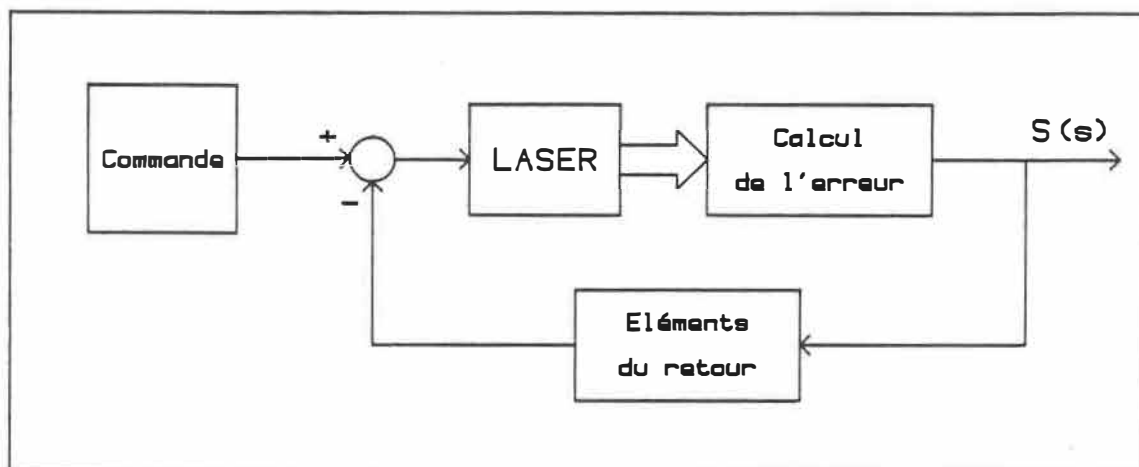


Fig. 4.4 Schéma typique d'un montage de stabilisation de la longueur d'onde d'une diode laser.

Il est, bien entendu, plus simple d'utiliser un discriminant en fréquence qui renvoie une variation de voltage linéaire ou pratiquement linéaire en fonction de la longueur d'onde du mode laser. Ce genre de discriminant peut être obtenu à partir du flanc d'un profil de raie ou à partir de celui d'une frange d'un interféromètre Fabry-Pérot. Le calcul d'erreur se fait alors par un simple circuit soustracteur qui soustrait au voltage de la sortie du discriminant un voltage correspondant à  $\lambda_D$ .

Dans le cas de la stabilisation d'un laser sur le sommet d'une gaussienne, on utilisera un système plus complexe appelé système adaptatif de recherche de maximum

par une perturbation sinusoïdale. Pour le moment, on considérera que le discriminant en fréquence correspond directement aux signaux de première dérivée étudiés au chapitre précédent. La valeur du voltage qui coïncide avec la longueur d'onde désirée, celle du sommet de la gaussienne, est alors zéro. La sortie du discriminant est ainsi directement proportionnelle à l'écart  $\lambda_0 - \lambda_D$ , de telle sorte que le circuit corrigera les fluctuations de la longueur d'onde du laser par rapport à  $\lambda_D$ . On remplacera la fonction de calcul de l'erreur de la figure 4.4 par une simple fonction de transfert  $G(s)$ , représentant généralement des filtres passe-bas. Une fonction de transfert  $H(s)$  sera utilisée pour caractériser les éléments contenus dans la branche du retour.

Puisque le laser est ajusté initialement avec la commande de courant pour coïncider avec  $\lambda_D$ , on peut enlever cette entrée du schéma car elle correspond au voltage zéro. Il n'est nécessaire de considérer que l'entrée correspondant aux perturbations. Ces dernières peuvent être associées au déplacement du laser en course libre. La figure 4.5 ci-dessous illustre de façon schématique l'asservissement décrit précédemment à partir de la figure 4.4.



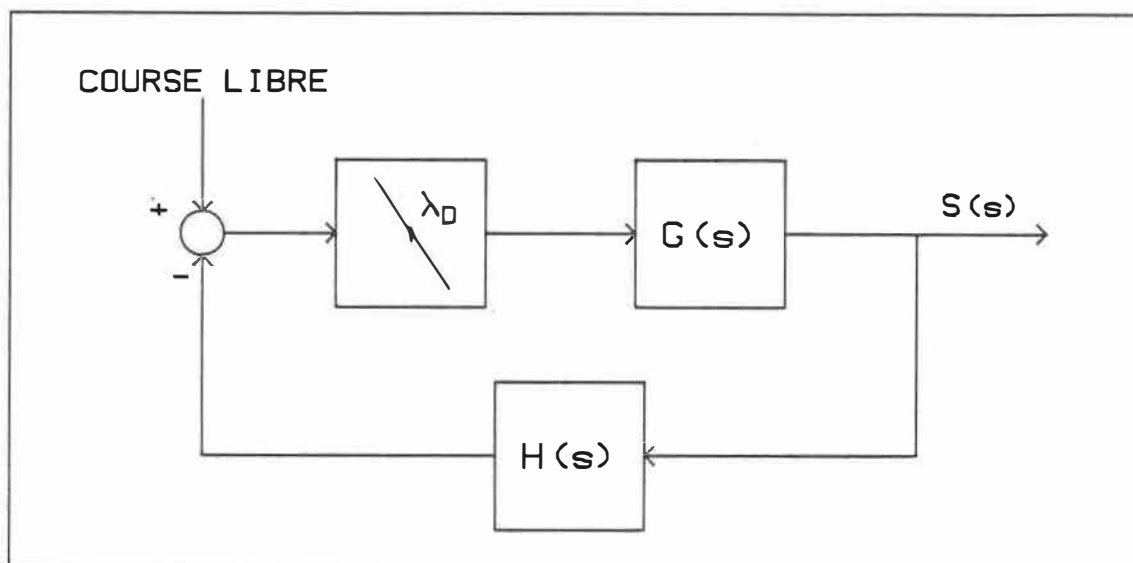


Fig. 4.5 Représentation compacte du circuit asservissement de la longueur d'onde d'une diode laser.

L'entrée analogue de l'alimentation électrique de la diode laser permet de modifier le courant d'injection au taux de 1 mA par 10 mV. En connaissant le déplacement de la fréquence en fonction d'une variation de l'injection,  $\Delta F/\Delta I$ , on peut calculer le gain implicite à la branche de retour. Par exemple, pour un discriminant caractérisé par une pente de 20 mV/GHz,  $G(s) = 1$  et  $\Delta F/\Delta I = 3$  GHz/mA, le gain implicite de la fonction  $H$  est de 6. En effet, lorsque l'écart  $\lambda_0 - \lambda_D$  équivaut à 1 GHz, les 20 mV retournés dans la commande de courant déplacent la fréquence laser de 6 GHz. Si les 20 mV sont lus sur l'échelle de 20 mV d'un détecteur synchrone dont la sortie à pleine échelle est de

10 V, le gain de  $G(s)$  devient égal à 500. Le gain total est alors de 3000.

Dans les développements qui suivent, on remplacera la fonction  $G(s)$  par quatre filtres passe-bas en série. On peut alors exprimer la fonction de transfert de  $G(s)$  par l'équation suivante:

$$G(s) = \frac{K_1}{(\tau_1 s + 1)(\tau_2 s + 1)(\tau_3 s + 1)(\tau_4 s + 1)} \quad (3)$$

où  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  et  $\tau_4$  sont les constantes de temps des quatre filtres et  $K_1$  le gain de la fonction. Ce type de fonction de transfert est représentatif d'une part des deux filtres passe-bas du détecteur synchrone utilisé dans le montage expérimental, et d'autre part des fonctions de transfert issues de la transformation passe-bande à passe-bas du bloc cathode creuse - sonde. Nous reviendrons plus tard sur ce dernier point. D'une façon générale, le produit  $G(s)H(s)$  peut s'écrire sous la forme suivante [89]:

$$G(s)H(s) = \frac{K(1 + a_1 s + a_2 s^2 + \dots + a_m s^m)}{s^n(1 + b_1 s + b_2 s^2 + \dots + b_r s^r)} \quad (4)$$

où  $K$  représente le gain global du système et  $n$  désigne le type de l'asservissement. On doit prendre garde de ne pas confondre ce qu'on attend par le type de ce qu'on attend

par l'ordre d'un circuit asservi. Alors que le type d'un circuit est donné par le coefficient  $n$  de l'équation (4) et représente physiquement le nombre d'étages d'intégration, l'ordre d'un circuit correspond tout simplement à l'ordre du polynôme formé par le dénominateur de (4), soit  $n + r$ .

Dans ce travail, nous limiterons notre étude à deux types d'asservissements: l'asservissement laser de type zéro et l'asservissement laser de type un. Les valeurs de  $n$  seront donc de 0 et de 1 respectivement. Pratiquement tous les circuits de stabilisation de la longueur d'onde d'un laser utilisent un de ces deux types de montage. L'emploi de circuits de type plus élevé est rare et ne présente pas d'avantage notable.

#### IV.4.2 Circuit de type zéro

La figure 4.6 ci-dessous schématise les montages de stabilisation de la longueur d'onde d'une diode laser utilisés dans ce travail. Le terme  $Cr(s)$  représente la correction qui est soustraite à l'entrée pour maintenir le paramètre de sortie,  $\lambda_0$ , le plus près possible de  $\lambda_D$ . Il est intéressant de noter que la fonction discriminatrice en fréquence, ou fonction critère, a été retirée. On considérera que l'entrée  $E(s)$  est écrite en fonction du discriminant. Cette entrée, tel que mentionné précédemment, coïncide avec le déplacement en fréquence du laser en

course libre, c'est-à-dire en boucle ouverte. On remarque aussi que la fonction  $G(s)$  a été divisée en trois parties pour souligner les significations distinctes de chaque sous-fonction (voir section IV.5).

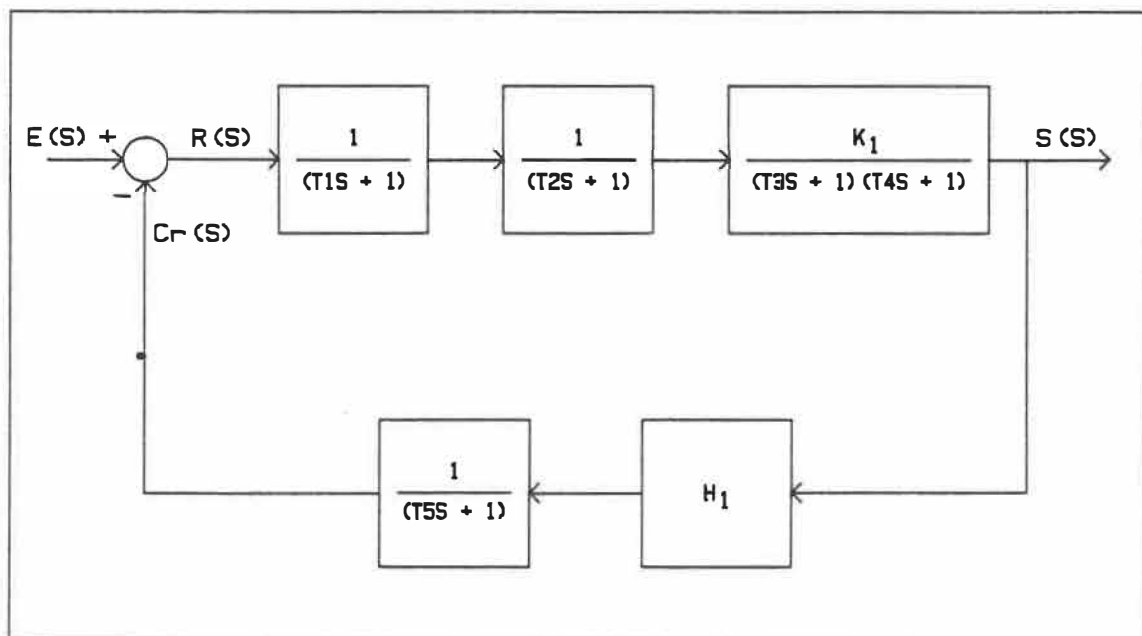


Fig. 4.6 Schéma des montages de stabilisation de la longueur d'onde d'une diode laser.

Pour le circuit de type zéro, la fonction  $H_1(s)$  est représentée par un simple gain,  $K_2$ . La fonction  $H_2(s)$  est représentative de la bande passante intrinsèque au processus physique qui entraîne une modulation de la fréquence optique de la diode laser. La constante de temps  $\tau_5$ , a été calculée au chapitre précédent à partir de données expérimentales. Une représentation plus descriptive de ce montage est illustrée à la figure 4.19. La fonction

de transfert globale de ce système est donnée par la relation suivante:

$$\frac{S(s)}{E(s)} = \frac{K_1 \langle \tau_5 \rangle}{\langle \tau_1 \rangle \langle \tau_2 \rangle \langle \tau_3 \rangle \langle \tau_4 \rangle \langle \tau_5 \rangle + K_1 K_2} \quad (5)$$

où la représentation  $\langle \tau_i \rangle = (\tau_i s + 1)$  a été utilisée pour simplifier l'écriture et où  $K_2$  correspond au gain de la fonction  $H(s)$ .

Le terme  $R(s)$  représente l'écart résiduel entre l'entrée et la correction contenue dans la branche de retour. Il est une mesure de la qualité de la régulation sur tout le spectre de Fourier. Dans le cas de la stabilisation d'une diode laser, il représente la stabilité atteinte en mode verrouillé. Sa fonction de transfert est donnée par l'équation suivante:

$$\frac{R(s)}{E(s)} = \frac{\langle \tau_1 \rangle \langle \tau_2 \rangle \langle \tau_3 \rangle \langle \tau_4 \rangle \langle \tau_5 \rangle}{\langle \tau_1 \rangle \langle \tau_2 \rangle \langle \tau_3 \rangle \langle \tau_4 \rangle \langle \tau_5 \rangle + K_1 K_2} \quad (6)$$

Il s'agit maintenant d'analyser le comportement du circuit décrit ci-dessus en fonction de différentes entrées, telles qu'un échelon, une rampe ou une harmonique de fréquence  $\omega$ . Dans un premier temps, on étudiera les conditions de stabilité de l'asservissement. Cette étude utilise le dénominateur des fonctions de transfert du

ystème, explicitées par les équations (5) et (6). En développant ce terme on obtient les expressions suivantes:

$$c_5s^5 + c_4s^4 + c_3s^3 + c_2s^2 + c_1s + c_0 \quad (7)$$

$$c_5 = \tau_1\tau_2\tau_3\tau_4\tau_5 \quad (8)$$

$$c_4 = \tau_1\tau_2\tau_3\tau_4 + \tau_1\tau_2\tau_5(\tau_3 + \tau_4) + \tau_3\tau_4\tau_5(\tau_1 + \tau_2) \quad (9)$$

$$c_3 = (\tau_1 + \tau_2)(\tau_3 + \tau_4)\tau_5 + \tau_1\tau_2\tau_5 + \tau_3\tau_4\tau_5 + \alpha \quad (10)$$

$$c_2 = (\tau_1 + \tau_2)(\tau_3 + \tau_4) + (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4)\tau_5 + \beta \quad (11)$$

$$c_1 = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4 + \tau_5 \quad (12)$$

$$c_0 = 1 + K_1K_2 \quad (13)$$

$$\alpha = \tau_1\tau_2(\tau_3 + \tau_4) + \tau_3\tau_4(\tau_1 + \tau_2) \quad (14)$$

$$\beta = \tau_1\tau_2 + \tau_3\tau_4 \quad (15)$$

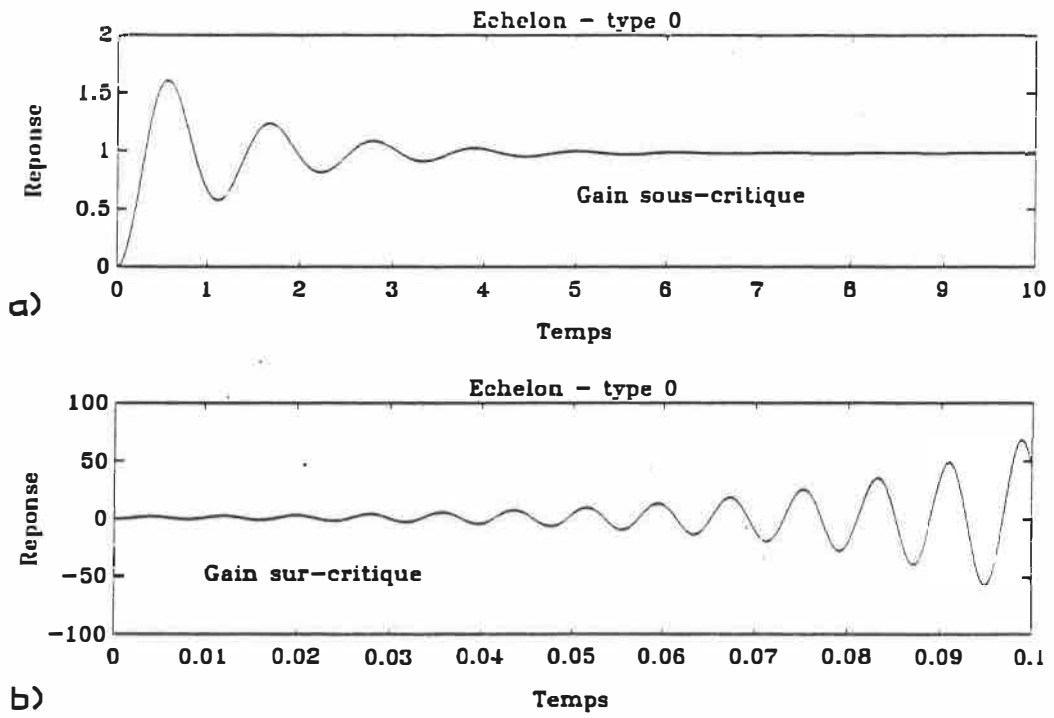
L'équation (7) ci-dessus se nomme le polynôme caractéristique du système. La condition de stabilité absolue exige que la partie réelle des racines du polynôme caractéristique soit négative ou nulle. Plutôt que de factoriser ce polynôme, on utilisera une méthode basée sur le critère de Routh-Hurwitz pour obtenir les conditions de stabilité par rapport aux constantes de temps et surtout par rapport au gain [89]. Etant assez laborieux, le calcul détaillé de ces conditions de stabilité a été placé en annexe (voir annexe E). Les approximations qui y sont utilisées correspondent aux montages expérimentaux présentés à la section suivante. La condition de stabilité

sur le gain ainsi obtenue pour l'asservissement de type zéro est exprimée par l'inéquation suivante:

$$K < \frac{\tau_3 + \tau_4}{\tau_1 + \tau_2 + \tau_5} - 1 \quad (16)$$

où K est égal au produit de  $K_1$  et  $K_2$ . Pour des valeurs de K supérieures au membre de droite de l'expression (16), l'asservissement de type zéro illustré à la figure 4.6 devient instable. La figure 4.7 trace la fonction  $C_r(t)$  pour une entrée,  $E(t)$ , correspondant à un échelon unitaire pour un gain sous-critique (4.7a) ainsi que pour un gain supérieur au gain critique (4.7b). Les valeurs numériques des constantes de temps sont données à la section suivante. Le gain critique, tel que calculé par (16), est alors d'environ 20000. On constate aisément le comportement instable illustré à la figure 4.7b pour le cas où le gain est supérieur au gain critique. Considérons pour le moment que le gain est sous-critique.

Pour estimer l'écart  $R(t)$ , on doit calculer la transformée de Laplace inverse du membre de droite de l'équation (6) multiplié par une entrée  $E(s)$ . Puisque le gain est sous-critique, les racines du dénominateur de (6) sont situées dans le plan gauche des imaginaires. Ainsi, après un bris en fractions partielles, la transformée inverse de Laplace donne la somme de cinq termes



**Fig. 4.7** Réponse du signal de correction  $C_r(t)$  d'un circuit de type zéro lorsque l'entrée correspond à un échelon. a) Gain sous-critique. b) Gain sur-critique.



exponentiellement décroissants et d'une copie de l'entrée multipliée par une constante. Pour une entrée égale à un échelon unitaire ( $E(s) = 1/s$ ), on obtient les relations suivantes:

$$R_p(t) = \frac{1}{1 + K} \quad Cr_p(t) = \frac{K}{1 + K} \quad (17)$$

où l'indice  $p$  signifie que les équations (17) ne sont valables que pour le régime permanent, c'est-à-dire lorsque l'on néglige les termes décroissants.

Pour une entrée correspondant à une rampe de pente unitaire ( $E(s) = 1/s^2$ ), on obtient cette fois-ci les résultats suivants:

$$R_p(t) = \frac{1}{1 + K} t + \xi_1 \quad Cr_p(t) = \frac{K}{1 + K} t - \xi_1 \quad (18)$$

où le symbole  $\xi_1$  représente un terme constant dont l'expression analytique en fonction des constantes de temps  $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4$  et  $\tau_5$  n'est pas développée à cause de sa complexité et de son intérêt très limité. Ces résultats sont illustrés ci-dessous à la figure 4.8 pour  $E(s)$  correspondant à un échelon (4.8a) et à une rampe (4.8b). Le terme  $\xi_1$  y est considéré comme nul.

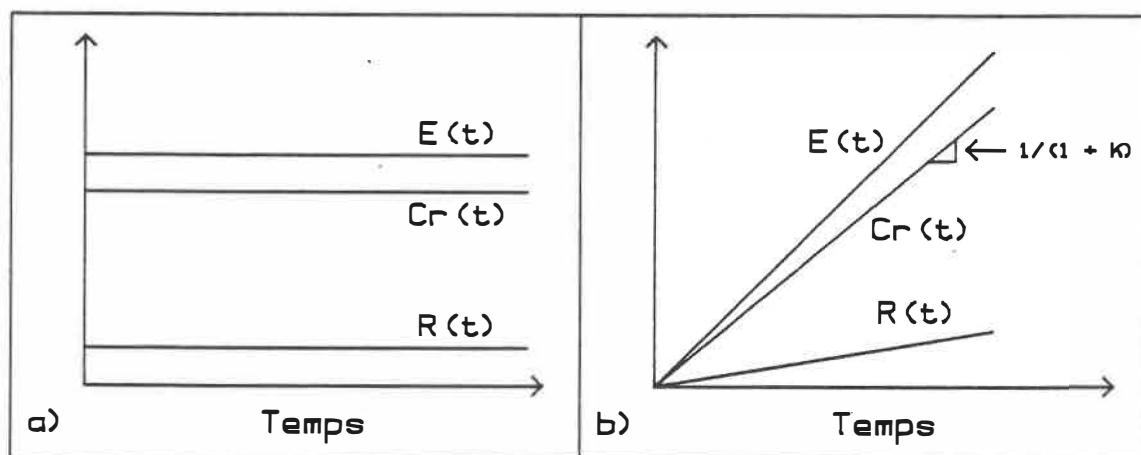


Fig. 4.8 Réponse en régime permanent pour  $Cr(t)$  et  $R(t)$  d'un asservissement de type zéro. a)  $E(t)$  est un échelon. b)  $E(t)$  est une rampe.

On constate qu'un asservissement de type zéro n'est pas tout-à-fait adéquat pour corriger une dérive linéaire. L'écart  $R(t)$  augmente avec une pente inversement proportionnelle au gain global du système. Cette constatation est confirmée par les mesures expérimentales illustrées à la figure 4.24a.

Bien entendu, plus le gain est élevé plus la dérive temporelle résiduelle est faible. Par contre, les effets transitoires deviennent de plus en plus importants au fur et à mesure que le gain augmente. Ces effets peuvent être observés, par exemple, lorsque l'on modifie manuellement l'injection de la diode laser pour corriger un écart

permanent. La variable de sortie se met alors à osciller de façon décroissante avec une amplitude et une période qui dépendent des paramètres du circuit asservi. Lorsque le gain est assez élevé (autour du gain critique), il se crée des oscillations quasi-permanentes. Si on augmente encore le gain jusqu'à des valeurs supérieures au gain critique, on atteint un comportement catastrophique où les oscillations croissent de façon exponentielle, tel que l'on peut le constater à la figure 4.7b.

#### IV.4.3 Circuit de type un

La fonction de transfert d'un asservissement de type un est caractérisée par  $n = 1$  dans l'équation (4) représentant la fonction de transfert en boucle ouverte. La fonction  $H_1(s)$  de la figure 4.6 consiste alors en un contrôleur proportionnel et intégrateur. Elle est souvent symbolisée par les lettres PI et présente une fonction de transfert dont le dénominateur est simplement  $s$ . On verra à la section suivante le schéma électronique d'un tel contrôleur. Les fonctions de transfert globales de l'asservissement de type un sont les suivantes:

$$\frac{S(s)}{E(s)} = \frac{K_1 s \langle \tau_5 \rangle}{s \langle \tau_1 \rangle \langle \tau_2 \rangle \langle \tau_3 \rangle \langle \tau_4 \rangle \langle \tau_5 \rangle + \langle \tau_1 \rangle K_1 K_2} \quad (19)$$

$$\frac{R(s)}{E(s)} = \frac{s\langle\tau_1\rangle\langle\tau_2\rangle\langle\tau_3\rangle\langle\tau_4\rangle\langle\tau_5\rangle}{s\langle\tau_1\rangle\langle\tau_2\rangle\langle\tau_3\rangle\langle\tau_4\rangle\langle\tau_5\rangle + \langle\tau_I\rangle K_1 K_2} \quad (20)$$

Comme précédemment, on peut utiliser le critère de Routh-Hurwitz pour calculer les conditions de stabilité des équations (19) et (20). A cause de la complexité du dénominateur de ces équations, il est préférable d'utiliser une méthode de calcul numérique plutôt que de procéder au calcul analytique détaillé des conditions de stabilité. On utilisera pour ce faire des valeurs numériques pour  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ,  $\tau_4$ ,  $\tau_5$  et  $\tau_I$  correspondant aux montages expérimentaux. Ces valeurs sont les suivantes:

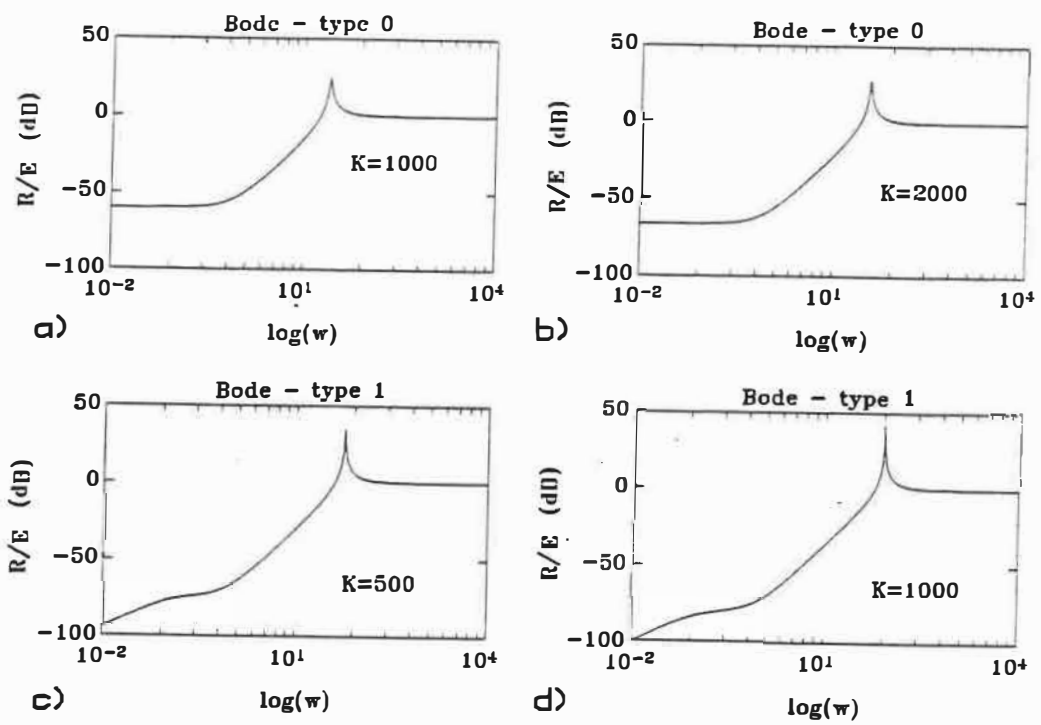
$$\begin{aligned} \tau_1 &= 3,2 \times 10^{-5} & \tau_2 &= 1,6 \times 10^{-5} & \tau_3 &= 1,25 \\ \tau_4 &= 1,25 & \tau_5 &= 9 \times 10^{-5} & \tau_I &= 10,3 \end{aligned}$$

où l'unité de mesure est la seconde. Le K critique ainsi calculé est d'environ 1500. Généralement, on utilisera, pour un circuit de type un, un gain plus faible que pour un circuit de type zéro. Cette affirmation s'explique aisément puisque pour un asservissement de type un il n'est pas nécessaire de compenser une dérive résiduelle par un gain élevé. En effet, l'usage d'un filtre PI élimine les dérives résiduelles que l'on peut retrouver dans les asservissements de type zéro.

Si on utilise l'équation (20) pour évaluer  $R_p(t)$ , on obtient, lorsque  $E(t)$  est une fonction échelon,  $R_p(t) = 0$  et  $R_p(t) = 1/K$  lorsque  $E(t)$  est une rampe unitaire ( $E(s) = 1/s^2$ ). Ces résultats signifient que le signal correctif d'un asservissement de type un suit une rampe avec une pente identique comportant simplement un décalage inversement proportionnel au gain.

La figure 4.9 illustre les diagrammes de Bode des fonctions de transfert de  $R(s)/E(s)$  pour les asservissements de type zéro et de type un, tels que précédemment décrits. Pour chaque circuit, les diagrammes de Bode ont été calculés pour deux gains différents, soit  $K=1000$  et  $K=2000$  pour le circuit de type zéro (figures 4.9a et 4.9b respectivement) et  $K=500$  et  $K=1000$  pour le circuit de type un (figures 4.9c et 4.9d). A basse fréquence, le rapport entre les fluctuations résiduelles et les fluctuations en course libre est égal à  $1/K$ .

Puisque les montages réalisés dans le cadre de ce travail ont comme objectif la stabilisation à moyen et à long terme, mentionnons que seul l'asservissement de type un semble approprié pour une stabilisation à long terme mais qu'un asservissement de type zéro avec un gain élevé peut être efficacement utilisé pour une stabilisation à moyen terme. Par contre, il est clair que les fluctuations à haute fréquence ne sont pas corrigées par le système (par haute fréquence on attend toutes les fréquences supérieures



**Fig. 4.9** Diagramme de Bode du rapport  $R(s)/E(s)$  pour différents circuits asservis. a) Type zéro,  $K = 1000$ . b) Type zéro,  $K = 2000$ . c) Type un,  $K = 500$ . d) Type un,  $K = 1000$ .

à environ 10 Hz). D'ailleurs, comme on peut le constater à la figure 4.9, pour les fréquences de résonance, les fluctuations de la longueur d'onde du laser sont amplifiées au lieu d'être atténuées. On doit aussi considérer la présence d'un bruit électronique transporté par le circuit ainsi que d'un bruit dans la décharge électrique que l'on peut associer aux fluctuations de la référence. Nous discuterons plus loin de ces différentes sources de bruit haute fréquence.

Malgré ces dernières considérations, le choix des paramètres utilisés pour les circuits asservis (voir section IV.7) est justifié si on considère le spectre des fluctuations de la longueur d'onde du laser en course libre (voir figure 4.17). En effet, ces fluctuations, dont la densité spectrale est calculée sur une plage de 0 à 0,5 Hz, sont majoritairement composées de fréquences inférieures à 0,1 Hz.

#### IV.5 Technique bande-passante à passe-bas

##### IV.5.1 Système adaptatif sinusoidalement perturbé

Les systèmes asservis illustrés par les figures 4.4, 4.5 et 4.6 utilisent tous une fonction critère linéaire que l'on peut représenter par un simple gain  $K_1$ . En réalité, on utilise un système plus complexe caractérisé par une

recherche d'extremum par l'ajout d'une perturbation sinusoïdale. L'essentiel de cette technique consiste à injecter une petite perturbation sinusoïdale dans la variable critère, la fréquence optique du laser, et à effectuer une détection synchrone à cette même fréquence. La mesure d'un tel signal dit de première dérivée a été étudiée en détail au chapitre précédent.

La figure 4.10a illustre le schéma typique d'un système adaptatif à perturbation sinusoïdale. Le détecteur synchrone contient la fonction  $G_f(s)$  et à sa sortie la fonction  $G_3(s)$ . Le symbole  $\otimes$  représente un mélangeur de signal associé à la détection synchrone. Cette opération est équivalente à une détection de corrélation ou à une démodulation du signal. La sortie  $Y_1$  correspond à la sortie du détecteur synchrone avant le filtrage passe-bas. La branche contenant  $G_p(s)$  est celle associée au signal de référence. On peut donc faire correspondre  $G_p(s)$  à une boucle de verrouillage de la phase (PLL). Quant à  $G_f(s)$ , il représente des éléments de filtrage optionnels contenus dans le détecteur synchrone. Par exemple, pour un détecteur synchrone SR530 fabriqué par Stanford Research System, on peut utiliser des filtres coupe-bande à la fréquence du secteur ou un filtre passe-bande autour de la fréquence de référence. Pour simplifier l'analyse des asservissements décrits dans ce travail, aucune de ces options ne sera utilisée et on posera  $G_f(s) = 1$ .



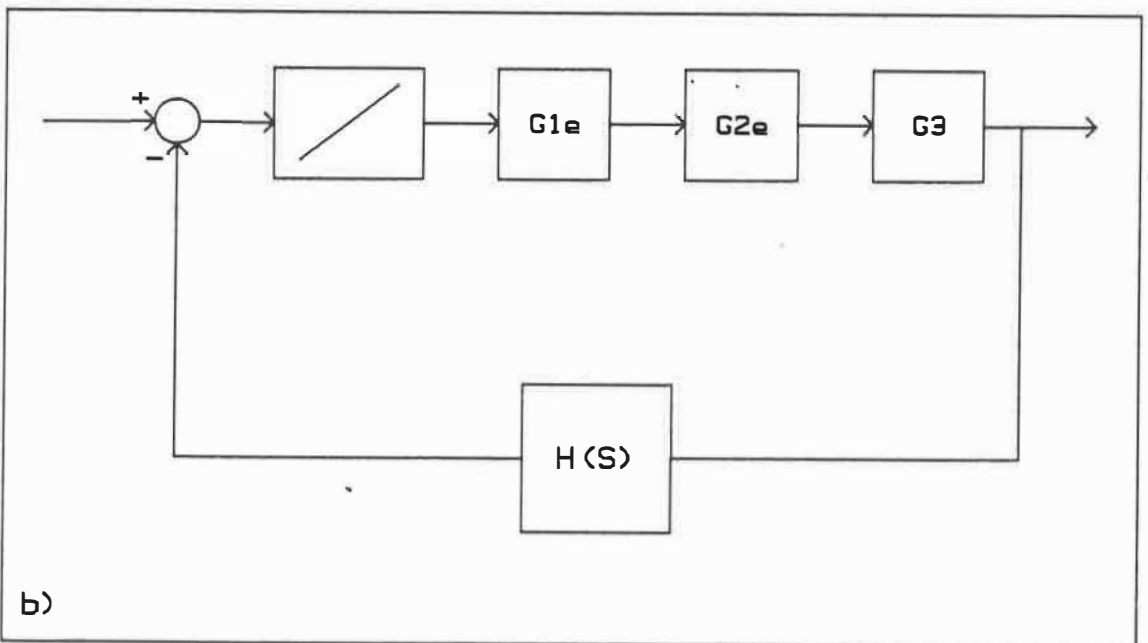
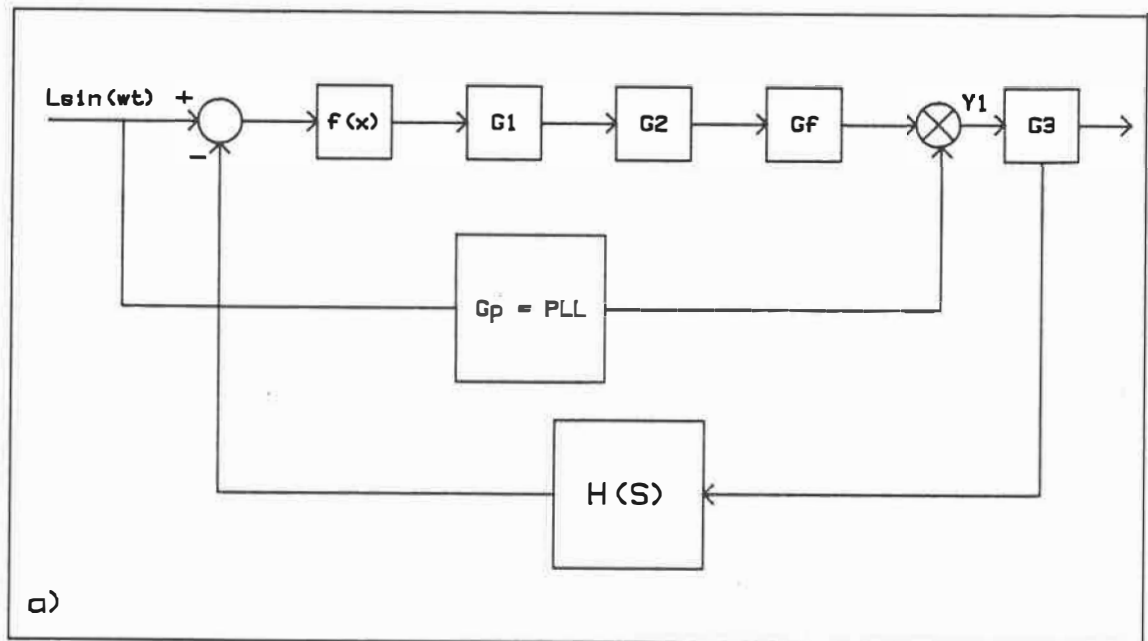


Fig. 4.10 a) Schéma d'un système adaptatif à perturbation sinusoïdale. b) Circuit passe-bas équivalent.

La fonction  $G_3(s)$  représente le filtrage passe-bas incorporé à la sortie du détecteur synchrone. Le filtre passe-bas est formé de deux circuits RC en série caractérisés par leur constante de temps  $\tau_3$  et  $\tau_4$ . Cette combinaison totalise un filtrage de 40 dB par décade ou 12 dB par octave. La fonction de transfert de ce filtrage est donnée par l'équation suivante:

$$G_3(s) = \frac{1}{(\tau_3 s + 1)(\tau_4 s + 1)} \quad (21)$$

Les fonctions  $f(x)$ ,  $G_1(s)$  et  $G_2(s)$  peuvent être associées aux caractéristiques de la mesure de la fonction critère. Puisque cette mesure se fait par le biais du signal optogalvanique dans une cathode creuse, la fonction  $f(x)$  sera un profil gaussien alors que la fonction  $G_1(s)$  représente la fonction de transfert de la cathode creuse et  $G_2(s)$  celle de la sonde de mesure. Cette dernière fonction est celle d'un simple filtre passe-haut caractérisé par l'équation suivante:

$$G_2(s) = \frac{\tau_2 s}{\tau_2 s + 1} \quad (22)$$

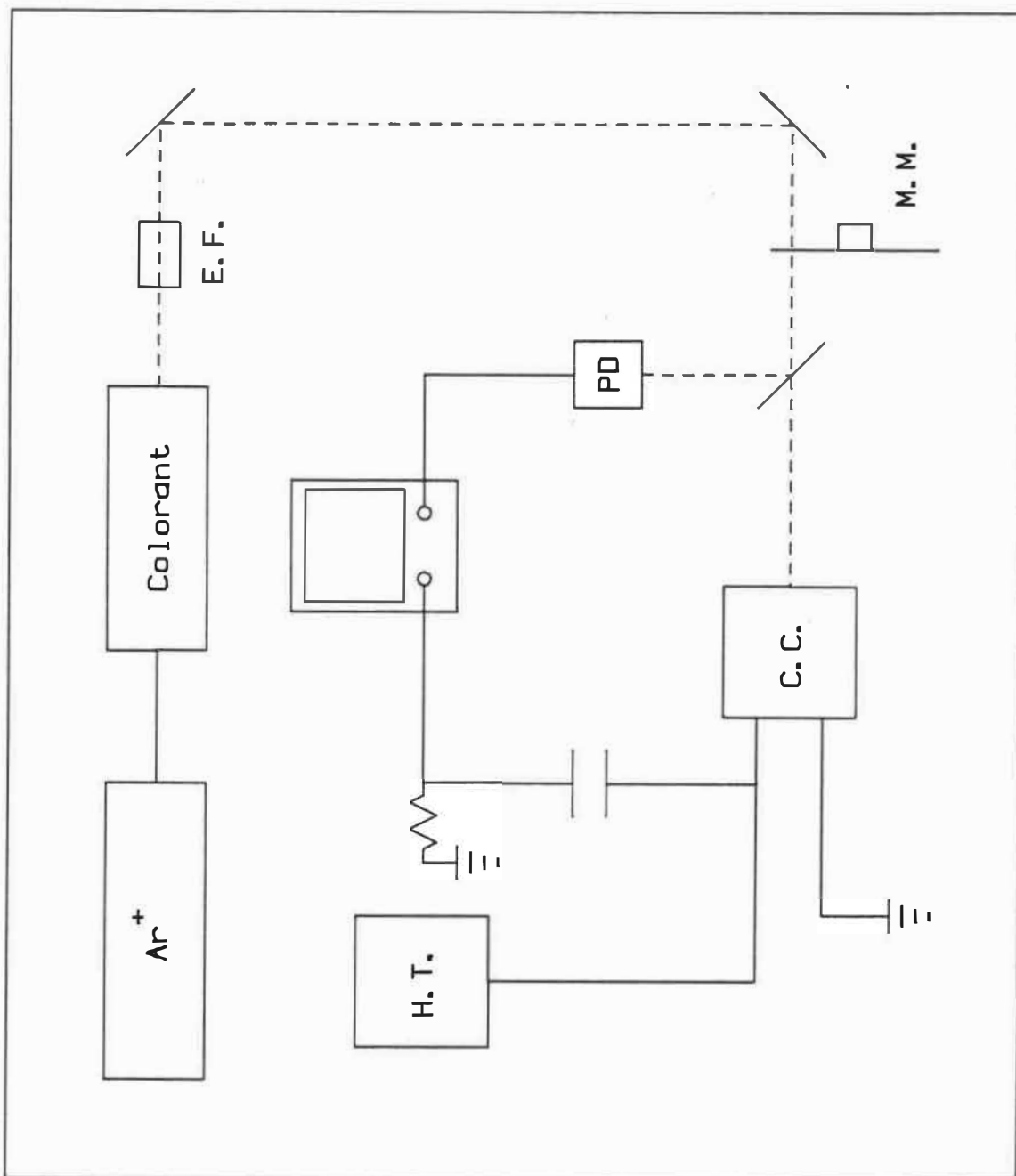
où  $\tau_2 = 1,6 \times 10^{-3}$  seconde correspond au montage expérimental. Il est à noter que l'utilisation d'un tel

filtre est essentielle puisque le signal optogalvanique mesuré doit être découplé de l'alimentation DC aux bornes de la décharge.

Il n'est pas aussi simple d'évaluer la fonction de transfert  $G_1(s)$  de la cathode creuse. Voyons comment on peut y parvenir expérimentalement à l'aide d'une entrée appropriée.

#### IV.5.2 Estimation de la fonction de transfert $G_1(s)$

Pour évaluer la fonction de transfert  $G_1(s)$  on utilisera le montage expérimental illustré à la figure 4.11. Un laser à colorant est accordé sur la transition à 5915,39 Å de l'uranium. Ce laser étant stabilisé sur une cavité externe, on peut bloquer sa longueur d'onde sur le sommet de la transition de l'uranium. Le signal optogalvanique produit par cette transition a déjà été étudié en détail par Pianarosa et al. [92]. Un étendeur de faisceau permet de focaliser le laser sur l'entrée d'un modulateur mécanique. La cathode creuse est placée à une certaine distance du modulateur de telle sorte que le faisceau laser couvre tout le pot cathodique. La sonde utilisée pour les mesures optogalvaniques est reliée à un oscilloscope sur lequel est montée une caméra de modèle C-30 fabriquée par Tektronix. Une photodiode au silicium, éclairée par un séparateur de faisceau, permet de mesurer

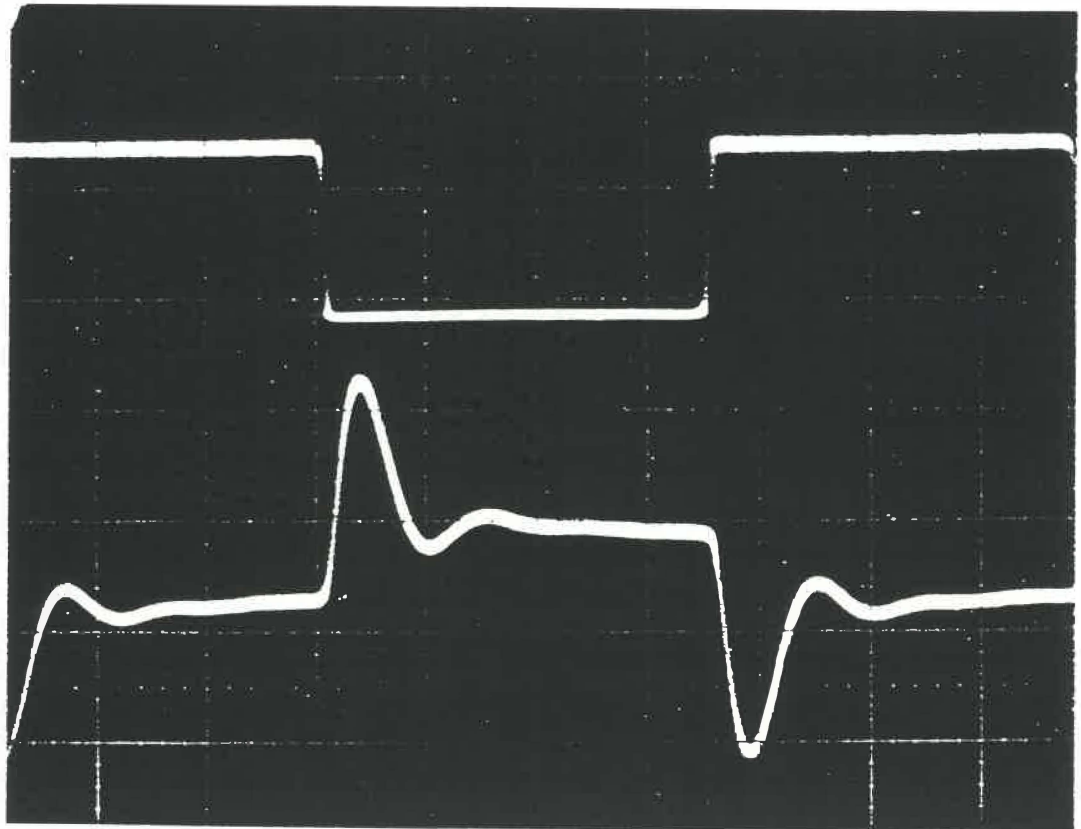


**Fig. 4.11** Montage utilisé pour évaluer la fonction de transfert associée à la cathode creuse. E.F.: étendeur de faisceau, M.M.: modulation mécanique, PD: photodiode, C.C.: cathode creuse, H.T.: haute tension.

l'entrée. Ce type de détecteur est particulièrement approprié pour mesurer des temps de montée rapides.

La figure 4.12 illustre la photographie de la fonction d'entrée,  $E(t)$ , et de la fonction de sortie,  $S(t)$ . La fonction d'entrée sera considérée comme une fonction échelon. Pour que cette approximation soit valable, on doit obtenir le temps de montée le plus court possible. C'est pourquoi on focalise le faisceau laser à l'entrée du modulateur mécanique. A l'aide de la figure 4.12, on peut estimer que la période de l'oscillation décroissante est d'environ 230  $\mu\text{s}$ . Cette période est beaucoup plus longue que le temps de montée qui est d'environ 10  $\mu\text{s}$ . Il est à noter que la courbe ainsi photographiée est une mesure du produit  $G_1(s)G_2(s)$  puisque la cathode creuse est reliée à l'oscilloscope par le biais de la sonde de mesure.

Les paramètres graphiques qui seront utilisés pour la modélisation de  $G_1(s)$  sont la période de l'oscillation et le rapport entre l'amplitude du premier et du deuxième sommet. L'exponentielle décroissante qui multiplie l'oscillation amortie provient de la fonction de transfert  $G_2(s)$  associée au circuit passe-haut de la sonde de mesure. Les paramètres de l'oscillation sont mesurés directement sur la photographie du signal optogalvanique illustrée à la figure 4.12. On obtient une période  $T$  d'environ 230  $\mu\text{s}$  et un rapport d'amplitude, noté  $r_{12}$ , d'environ 10. Quoiqu'il



**Fig. 4.12** Photographie de la fonction d'entrée et de la fonction de sortie associée à la cathode creuse. Chaque division horizontale représente  $200 \mu\text{s}$ .

s'agisse probablement d'une fonction plus complexe, la fonction de transfert  $G_2(s)$  peut être adéquatement approximée par une fonction de transfert du deuxième ordre. Une telle fonction s'écrit sous la forme suivante:

$$G_1(s) = \frac{1}{as^2 + bs + 1} \quad (23)$$

où il reste à déterminer les constantes  $a$  et  $b$  en fonction des données expérimentales  $T$  et  $r_{12}$ . En analysant les racines du dénominateur de l'équation (23), on obtient les relations suivantes:

$$b = \frac{2a \times \ln(r_{12})}{T} \quad (24)$$

$$\frac{[4a - b^2]^{\frac{1}{2}}}{2a} = \frac{2\pi}{T} \quad (25)$$

En utilisant les valeurs numériques mentionnées précédemment, on peut calculer à partir des équations (24) et (25) les valeurs expérimentales associées aux coefficients  $a$  et  $b$ . On obtient les valeurs suivantes:

$$a = 1,2 \times 10^{-9} \text{ s}^2$$

$$b = 2,4 \times 10^{-5} \text{ s}$$

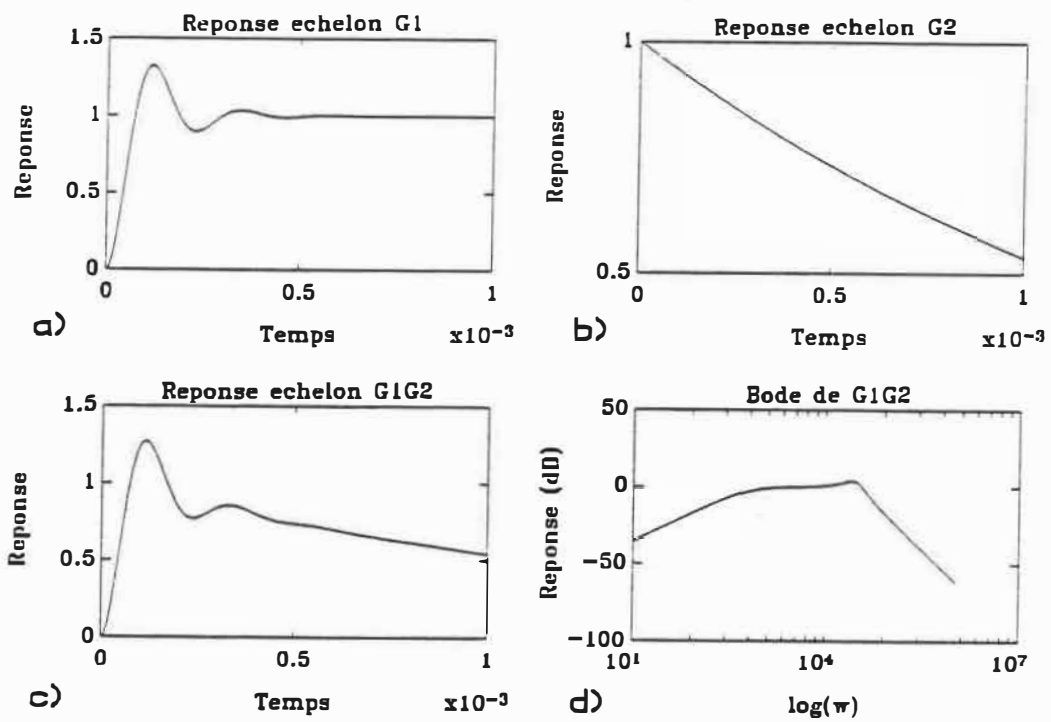
Les figures 4.13a, 4.13b et 4.13c illustrent respectivement les réponses à un échelon de la fonction  $G_1(s)$  (voir équation (23)), de la fonction  $G_2(s)$  (voir équation (22)) et du produit de  $G_1(s)$  par  $G_2(s)$ . La figure 4.13d représente le diagramme de Bode du produit  $G_1(s)G_2(s)$ . On peut constater que la courbe présentée à la figure 4.13c coïncide assez bien avec les mesures expérimentales illustrées à la figure 4.12.

#### IV.5.3 Calcul du circuit passe-bas équivalent

Il est peu commode de modéliser directement le circuit adaptatif illustré à la figure 4.10a. On utilisera plutôt un circuit passe-bas équivalent. La transformation du circuit passe-bande à un circuit passe-bas est une étape-clé dans l'analyse d'un asservissement de recherche d'extrema. L'essentiel de cette méthode a été développé par Eveleigh [93]. Nous utiliserons d'ailleurs ici que les techniques de base et pour plus d'informations le lecteur devra référer à ce dernier auteur.

Dans le circuit passe-bas équivalent, la fonction  $f(x)$ , lorsque démodulée, est remplacée par une droite représentant à peu près sa dérivée en fonction de la variable d'entrée (la fréquence optique de la diode laser). Cette fonction correspond donc simplement à un gain  $K_1$ . Il s'agit maintenant de calculer les fonctions passe-bas





**Fig. 4.13** a) Réponse à un échelon de la fonction  $G_1$ .  
 b) Réponse à un échelon de la fonction  $G_2$ . c) Réponse à un échelon de la fonction formée par le produit de  $G_1$  par  $G_2$ .  
 d) Diagramme de Bode du produit  $G_1G_2$ .

$G_{1e}(s)$  et  $G_{2e}(s)$  équivalentes aux fonctions  $G_1(s)$  et  $G_2(s)$ .  
Ces fonctions s'écrivent comme suit:

$$G_{1e}(s) = \frac{\beta_1}{\alpha_1 s + 1} \quad (26)$$

$$G_{2e}(s) = \frac{\beta_2}{\alpha_2 s + 1} \quad (27)$$

où les constantes  $\beta_i$  et  $\alpha_i$  sont définies par les expressions suivantes:

$$\beta_i = |G_i(j\omega_m)| \quad (28)$$

$$\alpha_i = - \left. \frac{d\theta_i}{d\omega} \right|_{\omega_m} \quad (29)$$

où  $\omega_m$  est la fréquence de modulation et  $\theta_i$  la phase de la fonction  $G_i(j\omega)$ . En utilisant le modèle expérimental développé pour  $G_1(s)$  (équation (23)) ainsi l'équation (22) pour  $G_2(s)$ , on obtient les valeurs suivantes:

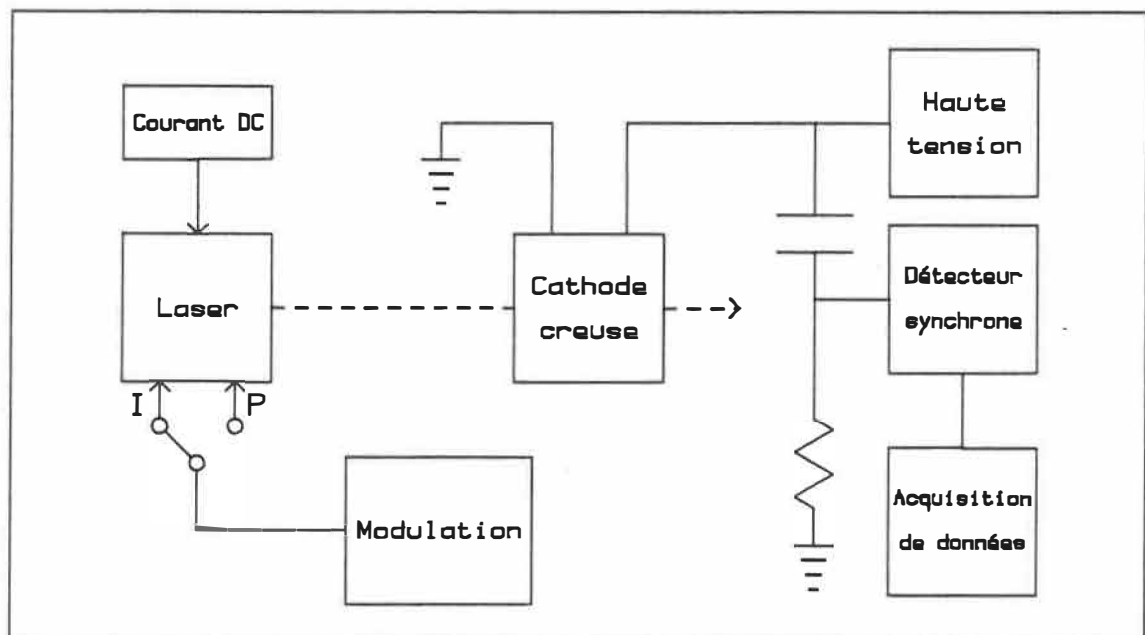
$$\beta_1 \approx \beta_2 \approx 1$$

$$\alpha_1 \approx 3,2 \times 10^{-5} \text{ s} \quad \alpha_2 \approx 1,6 \times 10^{-5} \text{ s}$$

En substituant ces valeurs dans les expressions (26) et (27), on obtient finalement les fonctions de transfert

équivalentes  $G_{1e}(s)$  et  $G_{2e}(s)$ . La boucle équivalente passe-bas globale est illustrée à la figure 4.10b. Les fonctions de transfert  $G_{1e}(s)$ ,  $G_{2e}(s)$  et  $G_3(s)$  peuvent être combinées en une seule fonction  $G(s)$  composée de quatre filtres passe-bas en série dont les constantes de temps sont  $\tau_1 (= \alpha_1)$ ,  $\tau_2 (= \alpha_2)$ ,  $\tau_3$  et  $\tau_4$ . C'est sur ce genre de circuit que portent les discussions de la section IV.4.

#### IV.6 Course libre d'une diode laser



**Fig. 4.14** Montage utilisé pour mesurer les fluctuations de la longueur d'onde d'une diode laser en boucle ouverte.

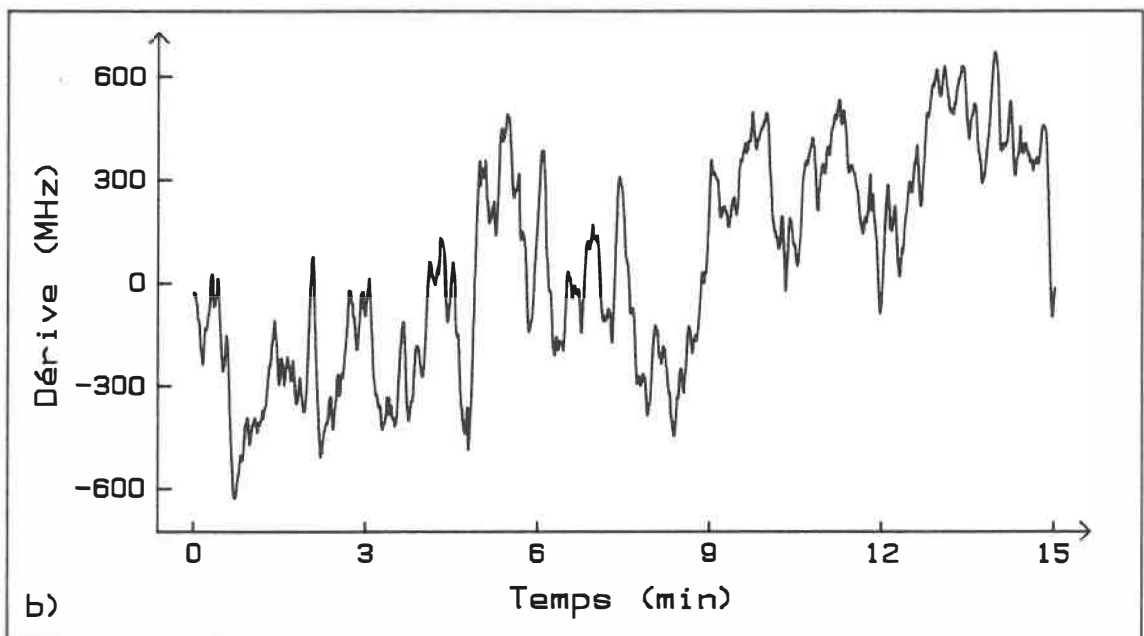
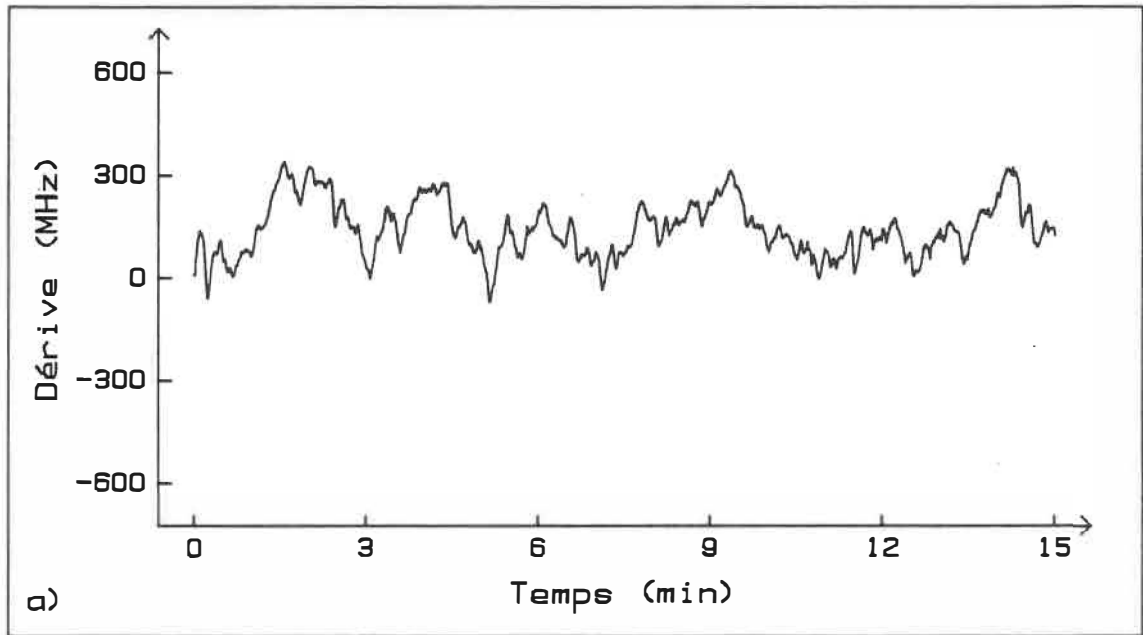
Les fluctuations de la fréquence optique du laser en course libre correspondent à la fonction  $E(t)$  utilisée dans les sections précédentes. Elles peuvent être mesurées par

le montage en boucle ouverte illustré à la figure 4.14 ci-dessus. La région linéaire de la dérivée d'un profil gaussien est alors utilisée pour suivre les déplacements en fréquence du laser.

Un problème survient lorsque les déplacements de la fréquence optique du laser en course libre sont supérieurs à la largeur sommet-à-sommet des tracés de modulation [voir figures 3.4 et 3.5]. Il existe alors une incertitude sur la valeur réelle de l'amplitude des fluctuations de la longueur d'onde du laser puisque lorsque l'on dépasse un sommet la valeur absolue du signal de dérivée commence à diminuer comme si la fréquence se rapprochait du centre de la transition atomique.

Pour pallier à ce problème, on doit utiliser un signal de dérivée dont la région linéaire couvre la plage en fréquence la plus large possible. Dans ce but, on choisira un élément léger, c'est-à-dire dont le profil Doppler est large comparativement à celui de l'uranium. De plus la largeur du signal de première dérivée est fortement reliée à l'amplitude de la perturbation modulatrice, tel que discuté au chapitre précédent. Une amplitude de modulation  $\Delta F$  importante entraînera un signal plus large.

La figure 4.15 illustre les fluctuations en course libre de la fréquence d'une diode laser AlGaAs à 826 nm. Un courant de modulation de  $\pm 0,3$  mA à 1 kHz est alors superposé au courant continu de l'injection. La transition



**Fig. 4.15** Mesure des fluctuations de la longueur d'onde d'une diode laser en course libre. a) Masse thermique de grande dimension. b) Masse thermique de petite dimension.

$1s_2-2p_2$  de l'argon a alors été utilisée comme fonction discriminatrice de la fréquence. La largeur sommet-à-sommet du signal de dérivée obtenu est de 1,6 GHz. On peut comparer ce signal, illustré à la figure 4.16, à celui présenté à la figure 4.21a. On constate que l'élargissement du signal correspond bien aux résultats obtenus au chapitre III. La constante de temps du filtrage passe-bas à la sortie du détecteur synchrone est de 0,125 seconde.

La diode laser est en contact avec un refroidisseur thermoélectrique de modèle 06 DTC 003 fabriqué par Melles Griot. Selon les spécifications de cet appareil, la qualité de la régulation thermique obtenue est caractérisée par un bruit résiduel qui n'excède pas  $\pm 0,025$  °C. Cette valeur est fortement dépendante de l'environnement externe. Les deux courbes de déplacement en course libre présentées à la figure 4.15 ont été mesurées pour des montures métalliques de différentes dimensions. Cette monture est connectée au refroidisseur et agit comme masse thermique. Plus sa dimension physique est grande, meilleure sera la stabilisation en température. La figure 4.15b est un tracé sur 15 minutes des fluctuations de la fréquence laser lorsque la masse thermique externe est de petites dimensions, soit 6,6 x 6,3 x 1,3 cm, alors que pour la figure 4.15a cette masse est de dimensions plus importantes, soit 19,3 x 20,7 x 1,3 cm. Les fluctuations ainsi mesurées sont respectivement de 400 et de 1200 MHz.

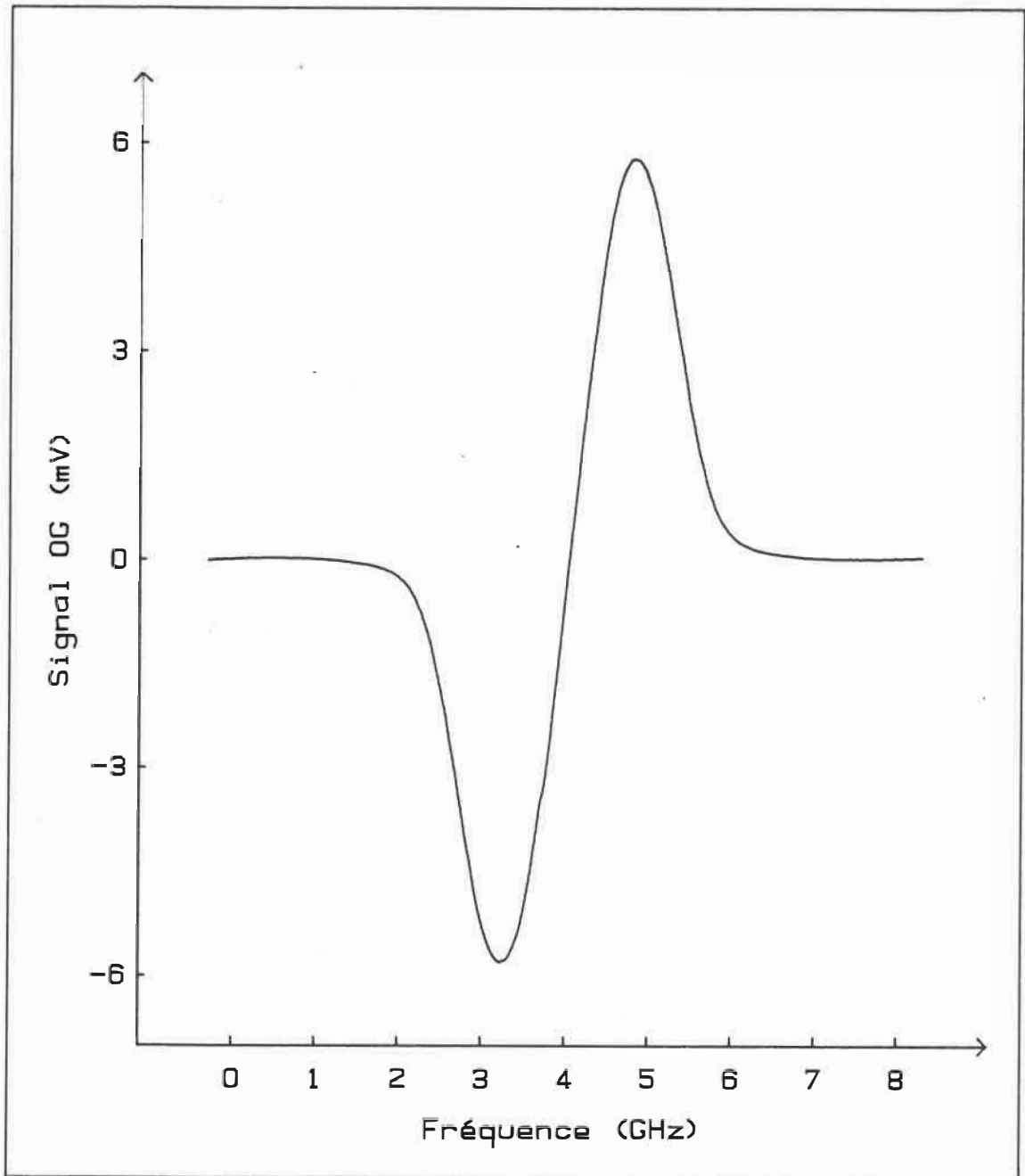


Fig. 4.16 Signal de dérivée servant de discriminant en fréquence pour la mesure des fluctuations du laser en course libre.

Ces résultats illustrent clairement l'importance du "volant" thermique.

La figure 4.17 représente la transformée de Fourier des fluctuations illustrées à la figure 4.15a. Un calcul numérique utilisant la technique bien connue de la transformée de Fourier rapide (FFT) a été employé pour un échantillon de 2048 points ( $2^{11}$ ) espacés de 2,0 secondes. La plage de fréquence du calcul s'étend alors de  $2,4 \times 10^{-4}$  Hz à 0,5 Hz. On peut ainsi constater que les fluctuations de la fréquence laser en course libre sont essentiellement composées d'harmoniques de fréquences inférieures à 0,1 Hz

La figure 4.18 compare les fluctuations en fréquence de la diode laser en course libre pour deux modes d'utilisation possibles, soit en courant stabilisé (4.18a) ou en mode puissance stabilisée (4.18b). Le mode puissance stabilisée utilise un asservissement schématisé dans [94]. Une photodiode au silicium est alors placée à faible distance de la face arrière de la diode laser. Le signal généré par la photodiode est soustrait à un voltage externe correspondant au niveau de puissance choisi par l'utilisateur, puis il est additionné à l'injection par le biais d'un intégrateur. Une modulation externe peut aussi être superposée au signal d'erreur et se traduit par une modulation dans l'injection. La figure 4.14 schématise la possibilité de moduler la puissance ou le courant d'injection via deux entrées analogues distinctes. Une



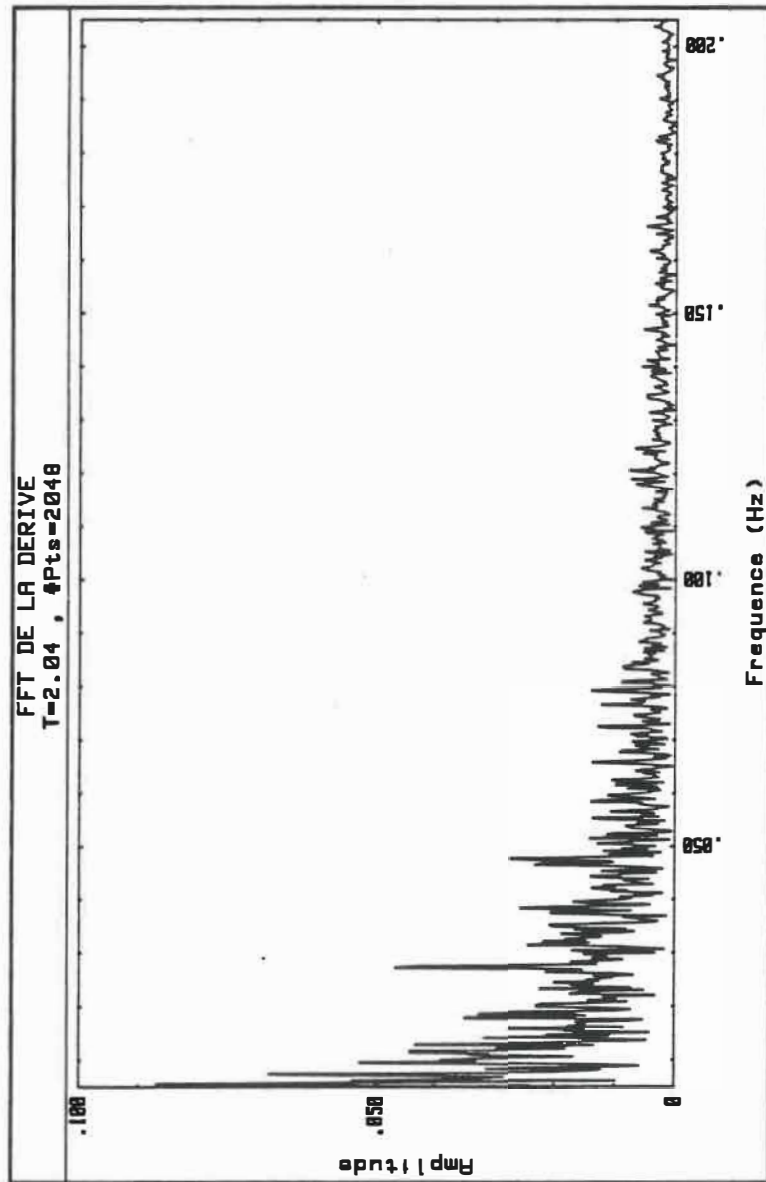


Fig. 4.17 FFT des fluctuations de la fréquence optique d'une diode laser en course libre.

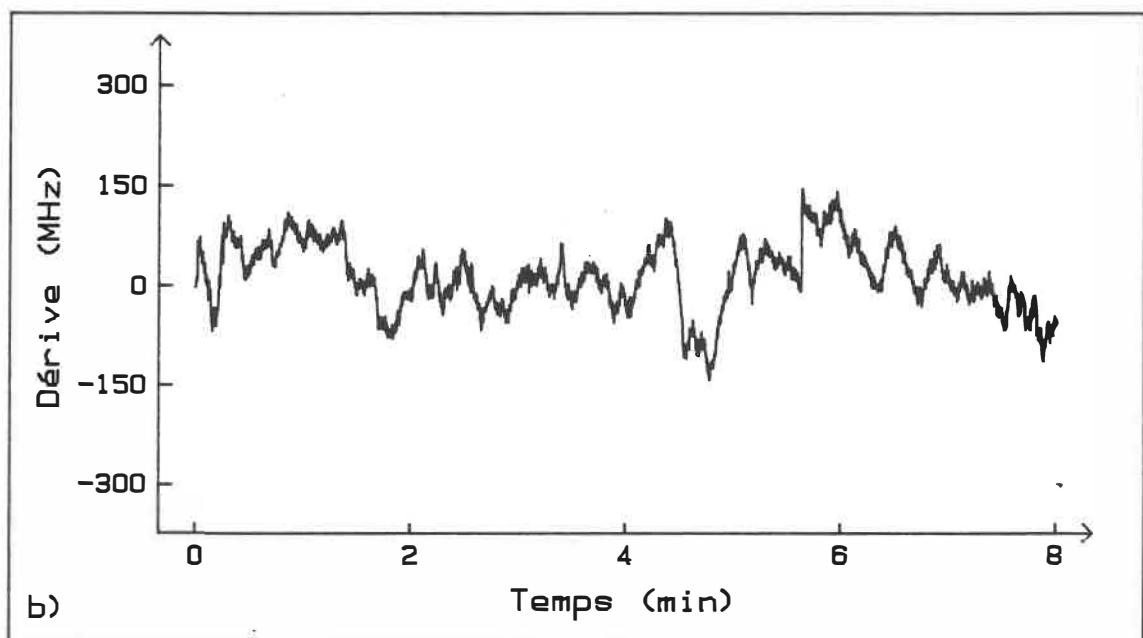
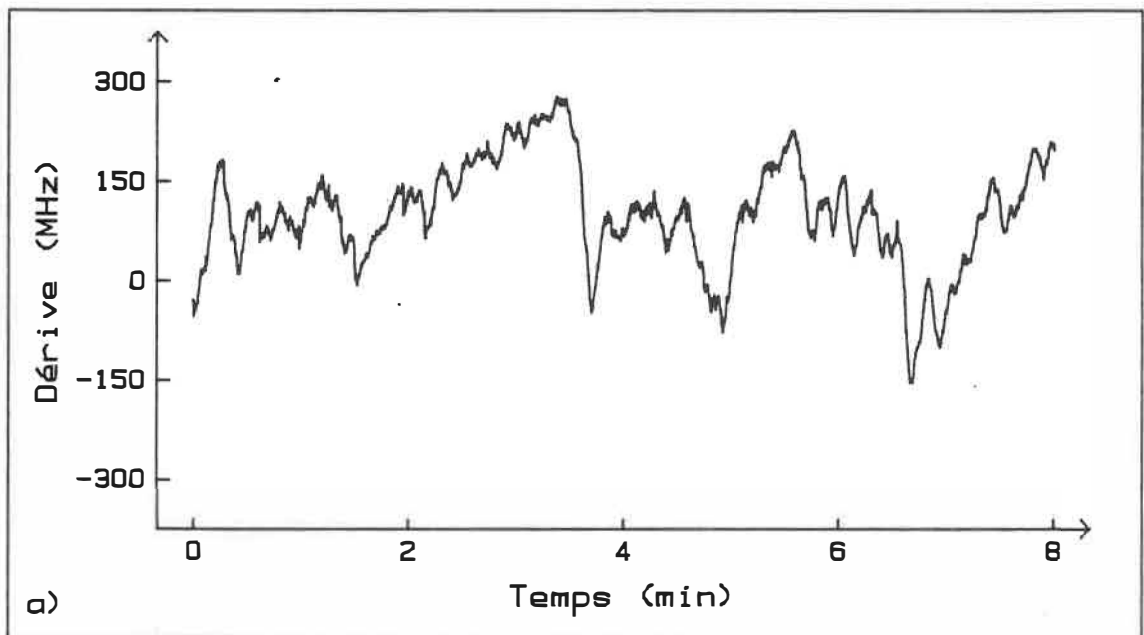


Fig. 4.18 Fluctuations de la fréquence laser en course libre pour deux modes d'utilisation différents. a) Mode courant stabilisé. b) Mode puissance stabilisée.

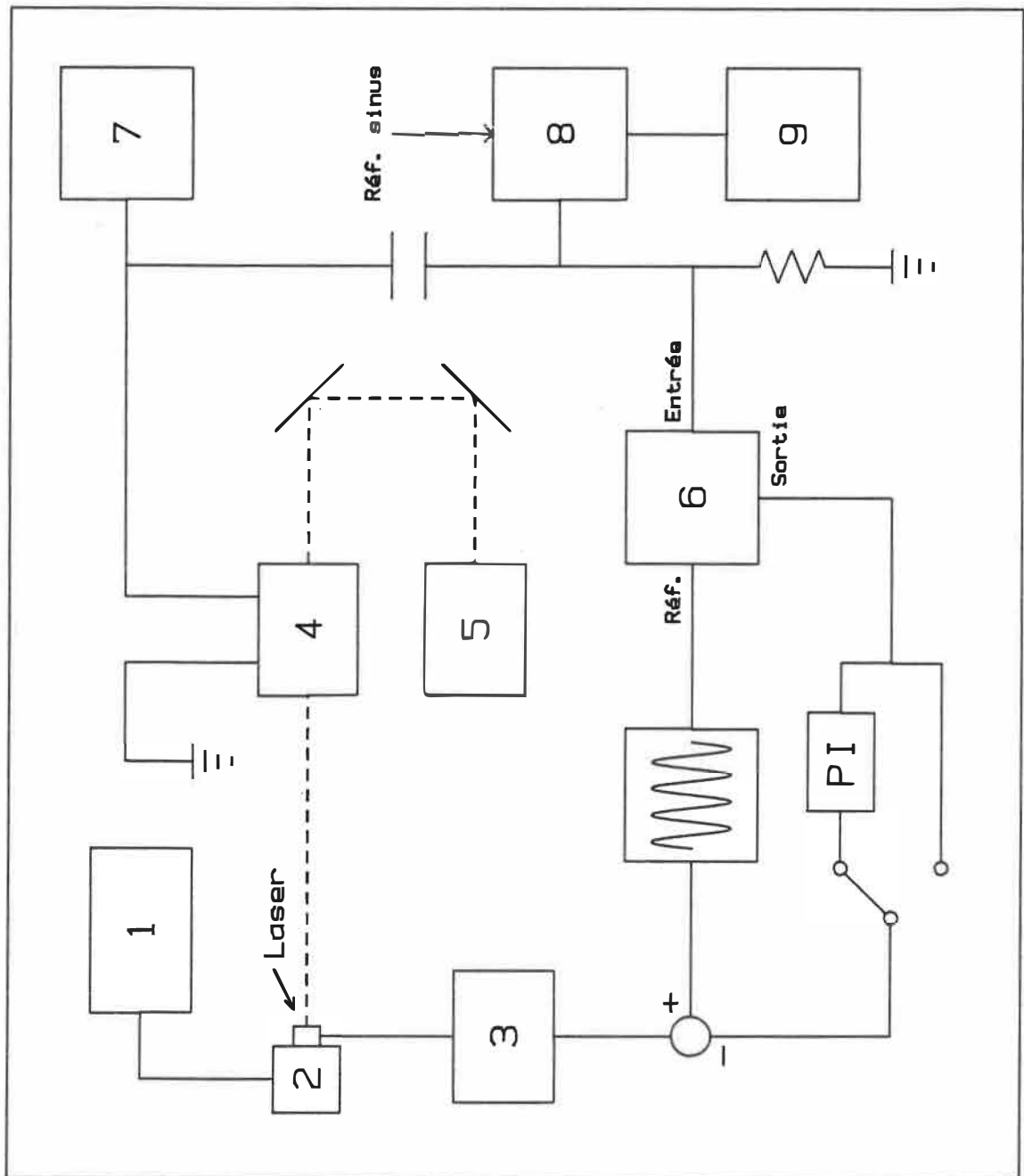
sortie du bloc d'alimentation permet de suivre la modulation du courant d'injection lorsque la puissance est modulée.. Le rapport entre les amplitudes de la modulation en puissance et de la modulation en courant est particulier à chaque laser.

On peut estimer que les fluctuations en fréquence illustrées à la figure 4.18a sont d'environ 450 MHz. Ces fluctuations sont réduites à 300 MHz lorsque l'on ferme la boucle de stabilisation en puissance. La stabilité en fréquence ainsi obtenue est toutefois considérablement inférieure à celle obtenue en utilisant un verrouillage sur une transition atomique.

#### IV.7 Circuits expérimentaux de stabilisation

##### IV.7.1 Montage expérimental

La figure 4.19 représente le montage expérimental utilisé pour asservir la longueur d'onde d'une diode laser sur une transition d'un spectre optogalvanique. Les caractéristiques et les conditions d'optimisation du signal optogalvanique ont été établies au chapitre I alors que la mesure du signal de dérivée a été étudiée dans le chapitre précédent. Nous ne reviendrons donc pas sur la mesure de la fonction critère.



**Fig. 4.19** Montage expérimental utilisé pour stabiliser la longueur d'onde d'une diode laser. 1) Contrôle de température, 2) module à effet Peltier, 3) alimentation de la diode laser, 4) cathode creuse, 5) "wavemeter", 6) détecteur synchrone #1, 7) source de courant stabilisée, 8) détecteur synchrone #2, 9) acquisition de données.

Le détecteur synchrone #1 de la figure 4.19 est un élément de la boucle de rétroaction. Son système de filtrage passe-bas est représenté par les constantes de temps  $\tau_3$  et  $\tau_4$  (voir figure 4.6) dans le schéma de l'asservissement. Le détecteur synchrone #2 est un appareil de mesure indépendant du reste de la boucle. On peut ainsi mesurer expérimentalement la quantité  $R(t)$  [voir équations (6) et (20)], donc s'affranchir du filtrage du premier détecteur ou appliquer un filtrage différent. La sortie du détecteur synchrone de la boucle correspond à la fonction  $S(t)$  [voir équations (5) et (19)].

Un interféromètre (wavemeter Burleigh WA-20) est utilisé pour ajuster le niveau DC du courant d'injection ainsi que la température d'opération afin d'obtenir une résonance avec une transition atomique. Un oscilloscope relié à la sortie d'un des détecteurs synchrones permet de visualiser l'écart  $\lambda_0 - \lambda_D$ , où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du mode laser et  $\lambda_D$  celle du centre du profil gaussien de la transition atomique. Lorsque la fréquence laser est verrouillée sur  $\lambda_D$ , un micro-ordinateur est connecté à la sortie  $S(t)$  ou  $R(t)$  pour l'acquisition de données.

La température d'opération de la diode laser est contrôlée par une boucle de stabilisation thermique. Les caractéristiques du contrôleur utilisé (06 DTC 001 fabriqué par Melles Griot) ont été énoncées dans la section

précédente. L'alimentation électrique (06 DLD 001 fabriqué par Melles Griot) possède une entrée analogue permettant de modifier le courant d'injection au taux de 0,1 mA/mV. Elle est aussi caractérisée par un niveau de bruit inférieur à 20  $\mu$ A RMS lorsque fonctionnant en mode courant stabilisé.

Un générateur de fonction est utilisé pour sommer une faible composante AC au courant d'injection continu. La fréquence de la modulation sert aussi de fréquence de référence pour les détecteurs synchrones. La figure 4.19 illustre bien la possibilité d'utiliser un asservissement de type un ou de type zéro. En réalité, on court-circuitera le condensateur du filtre PI (voir figure 4.20 ci-dessous) lorsque l'on veut utiliser un asservissement de type zéro.

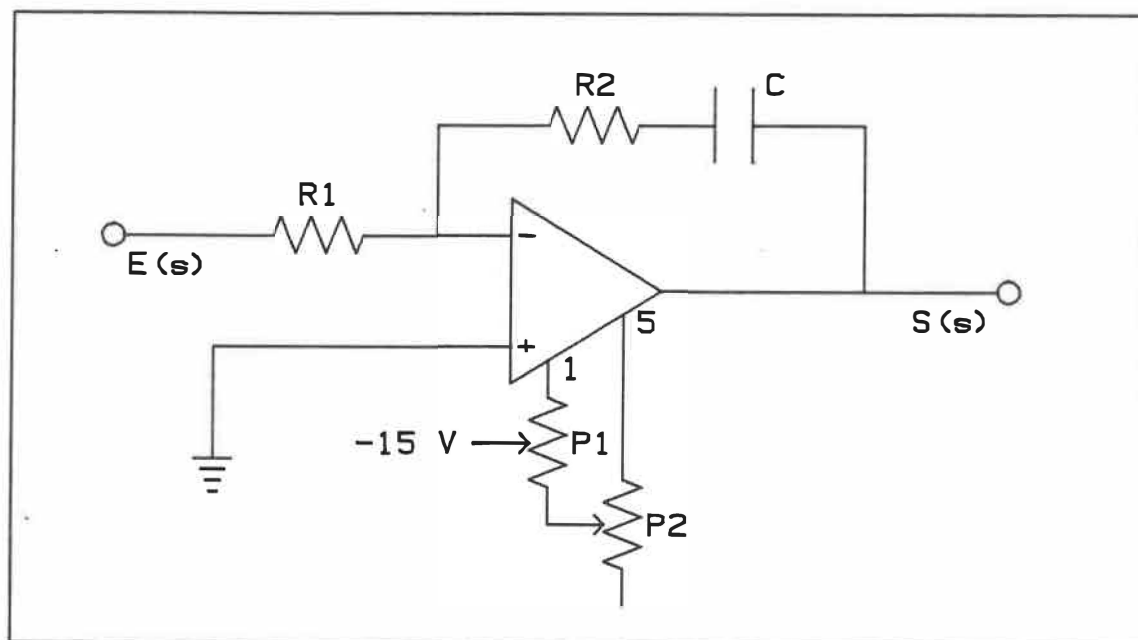


Fig. 4.20 Schéma électronique d'un filtre PI.

Un filtre PI est composé deux branches parallèles, une proportionnelle et une intégratrice. La figure 4.20, ci-dessus, illustre le montage expérimental d'un tel élément.

La fonction de transfert de ce filtre PI est explicitée par l'équation suivante:

$$\frac{S(s)}{E(s)} = - \left[ \frac{R_2}{R_1} + \frac{1/(R_1 C)}{s} \right] = - \frac{K_2(\tau_I s + 1)}{s} \quad (30)$$

où  $K_2 = 1/R_1 C$  et  $\tau_I = R_2 C$ . Le gain de la partie proportionnelle est représenté par le rapport  $R_2/R_1$ . Un amplificateur opérationnel à faible bruit (TL071) a été utilisé dans la conception de ce filtre PI. Les potentiomètres connectés aux broches 1 et 5 de l'amplificateur (voir figure 4.20) permettent à l'utilisateur de contrôler le niveau du voltage de décalage à l'entrée de l'amplificateur lorsque le signal  $E(s)$  est nul. Le plus souvent, ce décalage sera maintenu le plus près possible de zéro. Le potentiomètre noté  $P_1$  tient lieu d'ajustement grossier alors que celui noté  $P_2$  est l'ajustement fin. Les valeurs des composantes électroniques utilisées dans le montage expérimental sont les suivantes:

$$C = 2,2 \mu F$$

$$R_1 = R_2 = 4,7 M\Omega$$

$$P_1 = 10 k\Omega \quad P_2 = 1 k\Omega$$

On obtient donc  $\tau_I = 10,3$  s et  $K_2 \approx 0,1$ .

#### IV.7.2 Résultats

Une diode laser AlGaAs fabriquée par Sharp (modèle LT015), a été stabilisée successivement sur une transition de l'argon, du krypton et enfin de l'uranium. Les longueurs d'onde de chacune de ces raies sont respectivement de 8264,52 Å, 8263,24 Å et 8262,06 Å. Les transitions des gaz rares en notation de Paschen s'écrivent  $1s_2-2p_2$  pour l'argon ainsi que pour le krypton. La transition de l'uranium à 8262,06 Å s'effectue entre les niveaux  $8118 \text{ cm}^{-1}$  et  $20218 \text{ cm}^{-1}$ . Les conditions d'opération du laser pour obtenir coïncidence avec ces transitions sont de 86 mA à 24,5 °C pour l'argon, 86 mA à 27,9 °C pour le krypton et 100 mA à 14,7 °C pour l'uranium.

En utilisant le montage illustré à la figure 3.8, on peut mesurer les signaux d'erreur servant de discriminant en fréquence dans la boucle de contrôle. Ces signaux sont illustrés aux figures 4.21 et 4.22. La figure 4.21 illustre les signaux de première dérivée de la raie de l'argon (4.21a) et du krypton (4.21b) alors que la figure 4.22 illustre celui issu de la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium. Les petites perturbations de chaque côté du signal de dérivée du krypton (4.21b) sont causées par la structure hyperfine de l'isotope  $^{83}\text{Kr}$  (11,6 %).



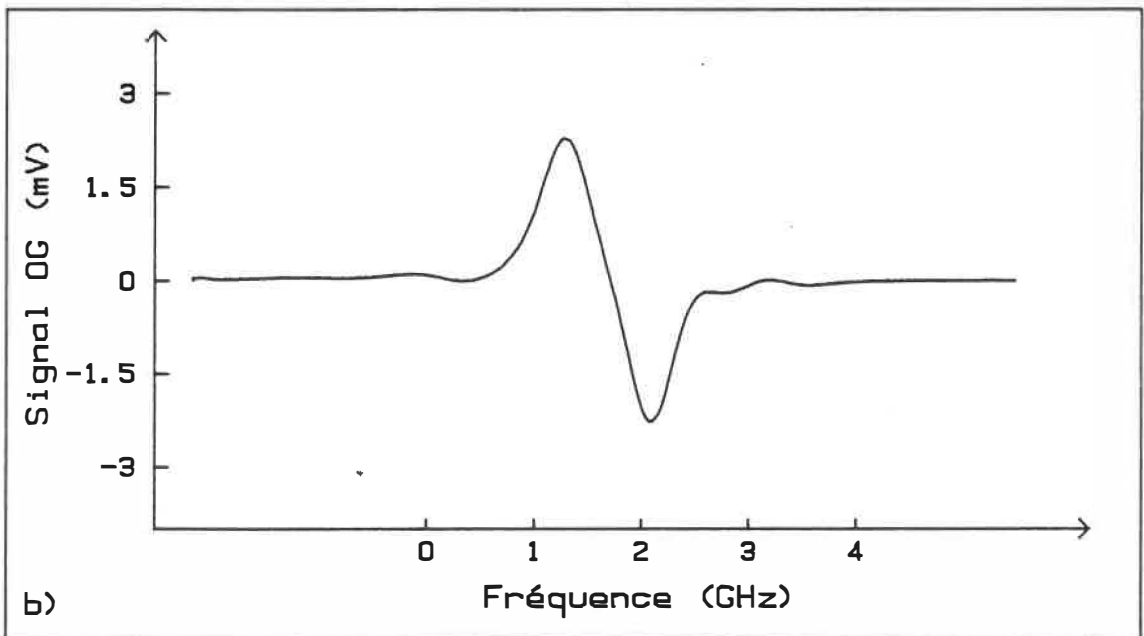
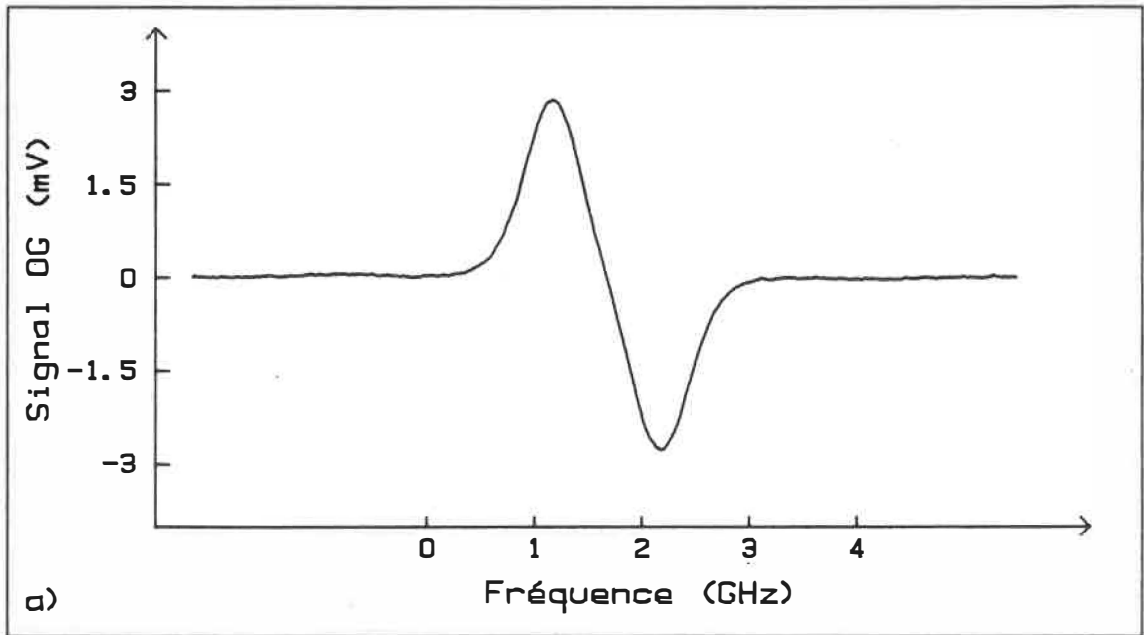


Fig. 4.21 Signaux d'erreur. a) Transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon. b) Transition  $1s_2-2p_2$  du krypton.

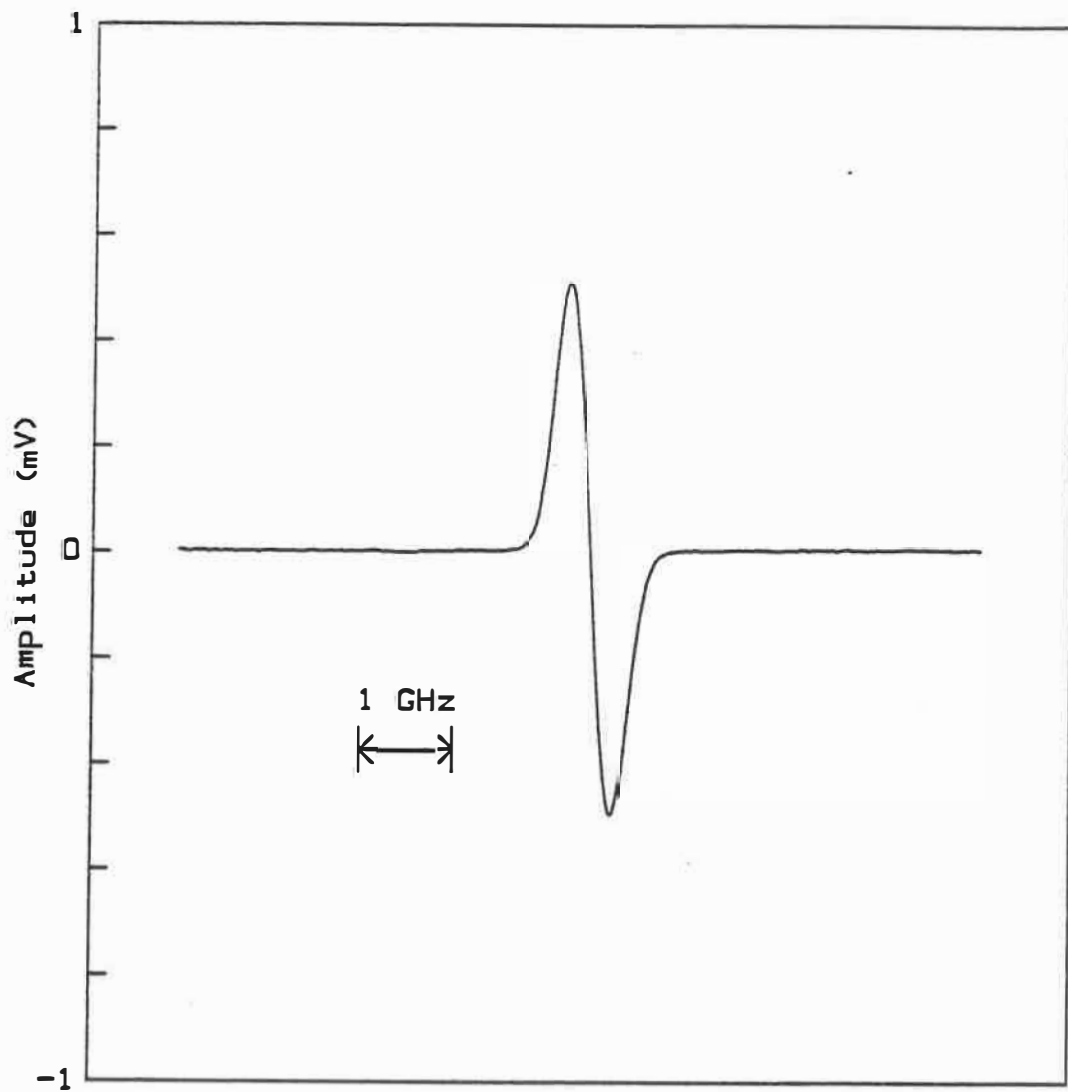


Fig. 4.22 Signal d'erreur issu de la transition entre les niveaux 8118 et 20218  $\text{cm}^{-1}$  de l'UI.

Les largeurs sommet-à-sommet des signaux de dérivée pour l'argon, le krypton et l'uranium sont respectivement de 1 GHz, 800 et 450 MHz pour une modulation de l'injection de  $\pm 70\mu\text{A}$  à 1 kHz. Les pentes près du centre de la transition correspondant à ces signaux de dérivée sont respectivement de 7, 7,1 et 3,2 mV/GHz. La trace du signal d'erreur a été utilisée pour estimer les fluctuations résiduelles du laser en mode verrouillé.

La figure 4.23 illustre les résultats obtenus en boucle fermée lorsque verrouillée sur la transition de l'argon (4.23a), du krypton (4.23b) et de l'uranium (4.23c). Pour ces trois mesures, un asservissement de type zéro a été utilisé, avec, par conséquent, des gains élevés, soit respectivement d'environ 3500, 17500 et 16000 (le gain doit être inférieur au gain critique). Un filtrage composé de deux filtres passe-bas de constante de temps égale à une seconde relie la fonction  $R(s)$  au système d'acquisition de données. Dans ces conditions de mesure, à l'aide des tracés du signal d'erreur illustrés à la figure 4.23, on peut estimer que les fluctuations résiduelles n'excèdent pas 400 kHz pour une mesure de 10 minutes. On peut noter aussi la présence d'une faible dérive intrinsèque au circuit d'asservissement de type zéro, surtout à la figure 4.23a où le gain est faible. Cette dérive est toutefois minimisée sur les courbes des figures 4.23b et 4.23c par l'emploi d'un gain élevé.

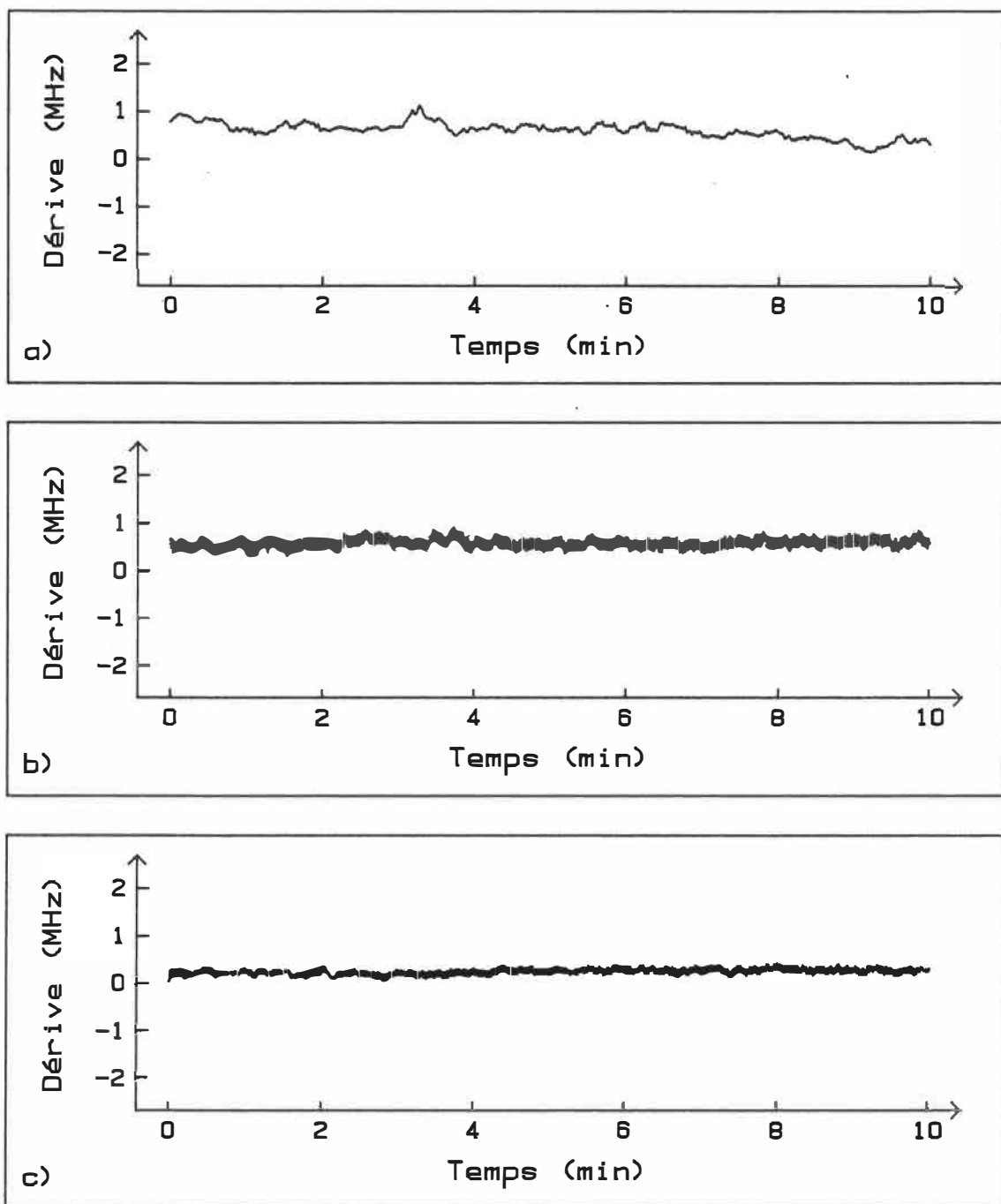


Fig. 4.23 Illustration des résultats obtenus en boucle fermée en utilisant des signaux d'erreur provenant de trois transitions différentes. a)  $1s_2-2p_2$  de l'argon. b)  $1s_2-2p_2$  du krypton. c)  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'UI.

La figure 4.24a représente, tout comme la figure 4.23a, une stabilisation sur la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium. Le gain utilisé est toutefois plus faible, de telle sorte que la dérive lente résiduelle est accentuée. La figure 4.24b représente la même expérience de stabilisation, mais cette fois en utilisant un circuit asservi de type un. On voit bien que la dérive lente présente pour l'asservissement de type zéro (figure 4.24a) a été supprimée par le filtre PI. Il s'agit donc d'un montage particulièrement bien approprié pour des stabilisations à long terme sur des références spectroscopiques.

#### IV.8 Balayage stabilisé

On ne doit pas perdre de vue que les asservissements de la fréquence laser conçus dans ce travail ont été réalisés en injectant une perturbation sinusoïdale dans la variable que l'on désire stabilisée. Lorsque l'on parle de stabilisation supérieure au MHz, on doit comprendre qu'il ne s'agit que de la position centrale du mode laser, lequel oscille à la fréquence de modulation  $\omega_m$  autour de cette position. La fréquence laser moyenne sur un intervalle de temps supérieur à la période de la modulation correspond, par contre, aux résultats présentés à la section précédente.

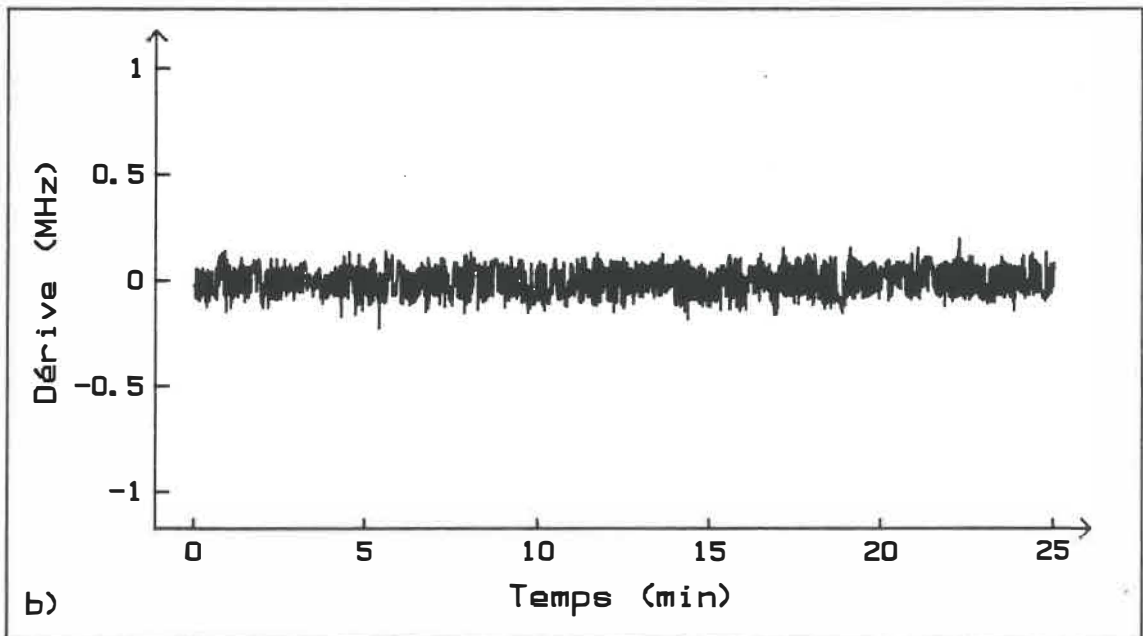
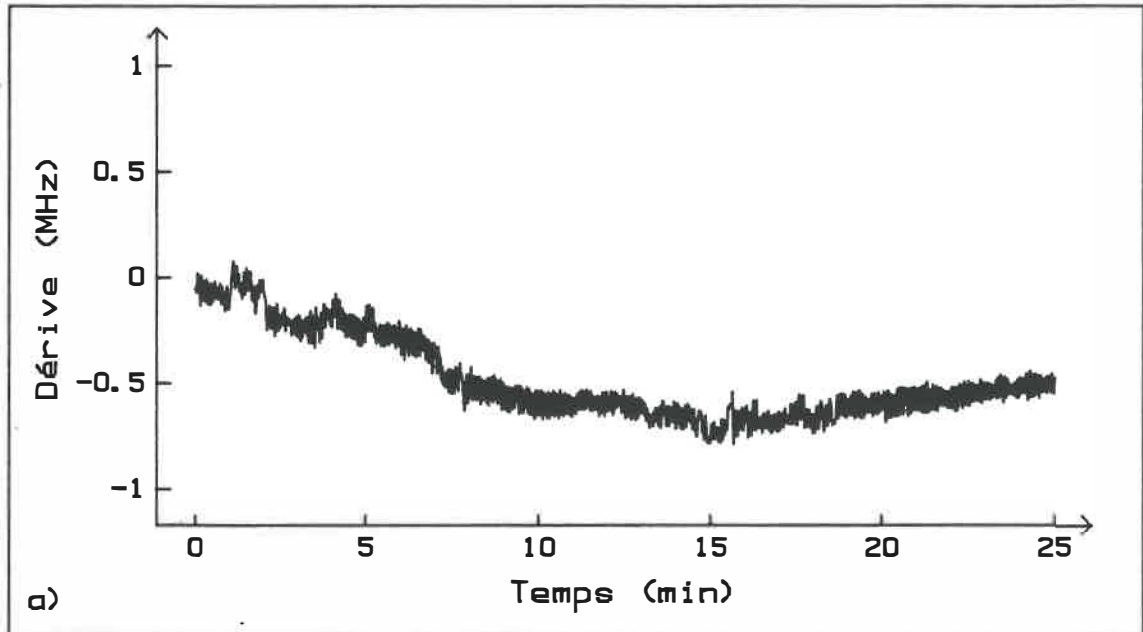


Fig. 4.24 Stabilisation sur la transition à 8262 Å de l'UI. a) Asservissement de type zéro. b) Asservissement de type un.

Pour diverses applications spectroscopiques, il peut être intéressant de déplacer le point de stabilisation sur le profil gaussien d'une transition atomique. La figure 4.25a illustre le montage utilisé pour effectuer un tel balayage. La figure 4.25b représente la schématisation du même montage dans le domaine de Laplace. L'entrée  $B(s)$  est additionnée à la sortie du détecteur synchrone. L'asservissement alors utilisé déplacera la fréquence laser de façon à annuler le signal correctif  $Cr(s)$ . La fréquence du laser se déplacera donc à l'opposé de l'entrée  $B(s)$ .

La figure 4.26 illustre d'une part une entrée  $B(s)$  correspondant à une onde triangulaire (4.26a), et d'autre part, le tracé de la sortie expérimentale  $S(s)$  obtenue lors de l'application de ce balayage (4.26b). On constate que, tel qu'énoncé précédemment, la longueur d'onde de la diode laser se déplace pour que la sortie du sommateur  $S_1$  (voir figure 4.25b) soit nulle. Le circuit utilisé est un asservissement de type zéro avec un gain de 1500 et dont les constantes de temps  $\tau_3$  et  $\tau_4$  sont respectivement égales à 1 et 0.01 seconde. La référence en fréquence est fournie par la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'UI à  $8262,06 \text{ \AA}$ .

Si on suppose une entrée  $E(s)$  nulle, la fonction de transfert de la sortie  $S(s)$  en fonction de l'entrée  $B(s)$  est la suivante (voir figure 4.25b):

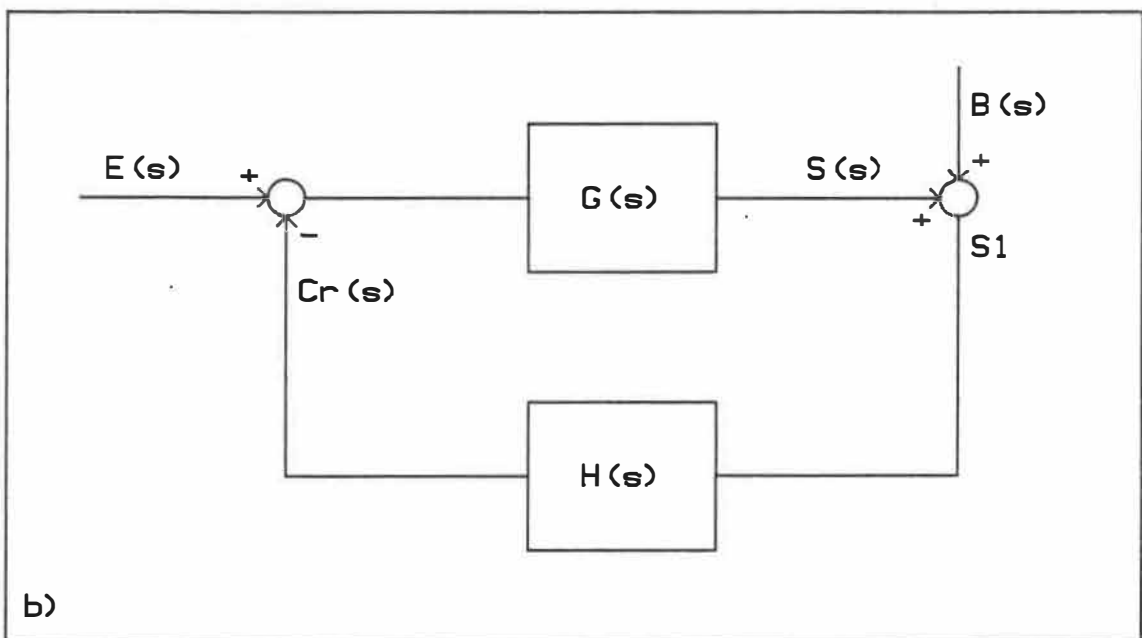
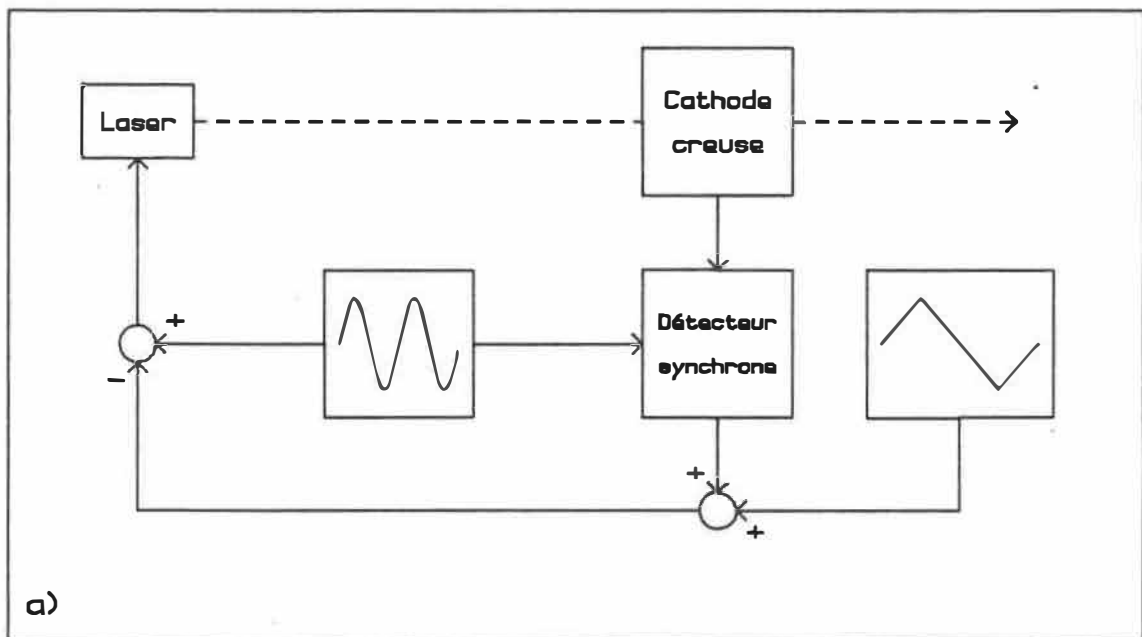


Fig. 4.25 a) Montage expérimental permettant de balayer la point de stabilisation d'un asservissement. b) Schématisation de ce montage.



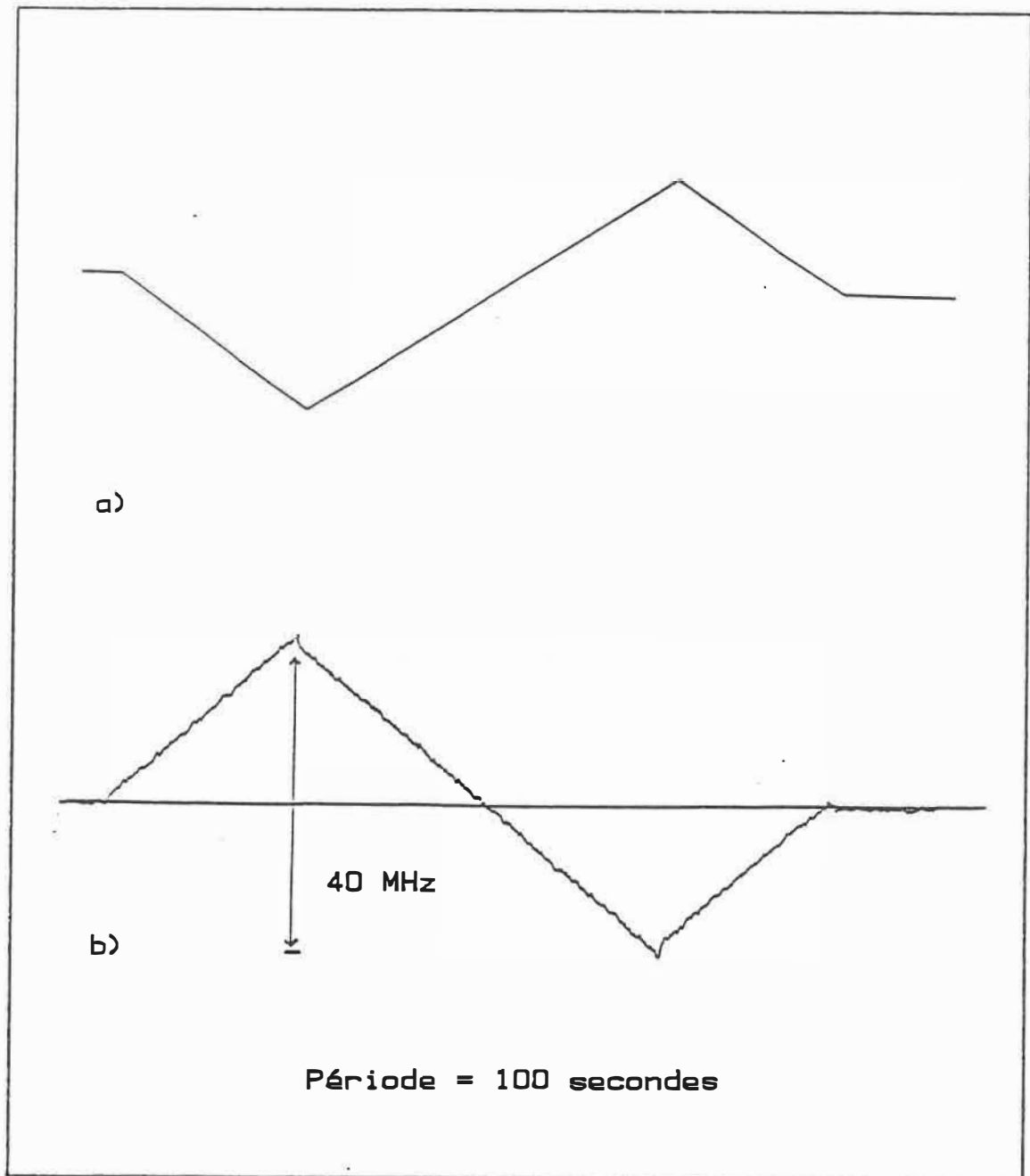


Fig. 4.26 Balayage d'une diode laser stabilisée sur la transition à 8262 Å de l'UI. a) Signal d'entrée. b) Signal de sortie.

$$\frac{S(s)}{B(s)} = - \frac{G(s)H(s)}{1 + G(s)H(s)} \quad (31)$$

En utilisant les fonctions habituelles pour  $G(s)$  et  $H(s)$ , on obtient la relation suivante:

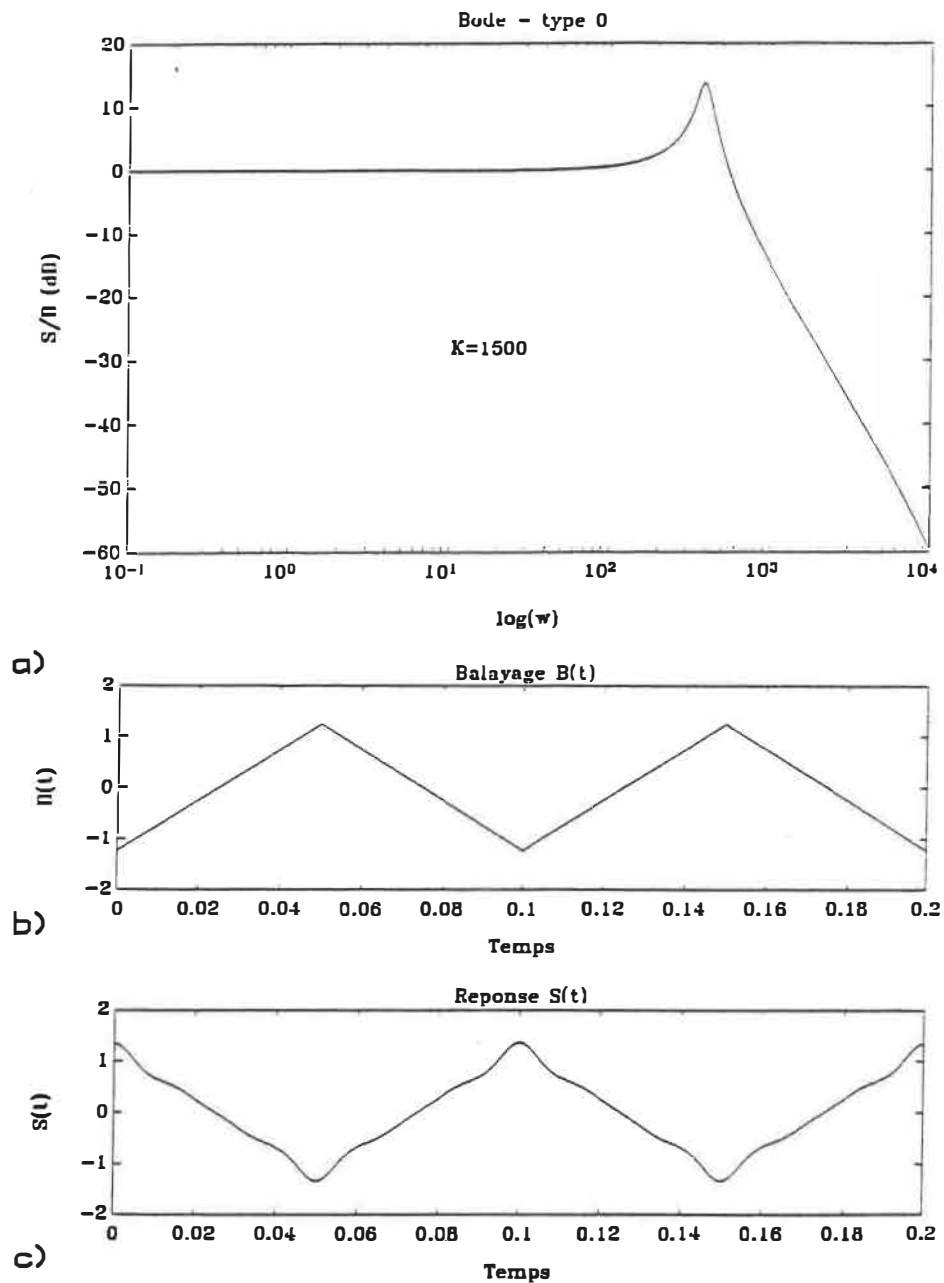
$$\frac{S(s)}{B(s)} = - \frac{K}{\langle \tau_1 \rangle \langle \tau_2 \rangle \langle \tau_3 \rangle \langle \tau_4 \rangle \langle \tau_5 \rangle + K} \quad (32)$$

La figure 4.27a illustre le diagramme de Bode de cette fonction de transfert. Il est clair que la fréquence du balayage linéaire illustré à la figure 4.27b doit être suffisamment faible pour que le signal de sortie  $S(s)$  ne soit pas déformé. La figure 4.27c trace la sortie théorique  $S(s)$  pour une entrée  $B(s)$  correspondant à une onde triangulaire de fréquence égale à 10 Hz. On peut voir que, pour cette fréquence, la déformation de la sortie est nette.

#### IV.9 Discussions sur les résultats

##### IV.9.1 Mathématique de Allan

La mesure des fréquences de référence et de la stabilité en fréquence des oscillateurs a fait l'objet d'études importantes pour le domaine des micro-ondes. Les



**Fig. 4.27** a) Diagramme de Bode de la fonction de transfert associée au balayage stabilisé. b) Entrée correspondant à une onde triangulaire de fréquence égale à 10 Hz. c) Réponse simulée numériquement.

travaux les plus importants ont été faits en 1966 par Allan [95] et en 1971 par Barnes et al. [96]. La standardisation de la mesure qui y a été développée, peut être appliquée au domaine de l'optique tel que proposé par Vanier et al. [97] et Audoin & Vanier [98]. Résumons rapidement les principaux concepts mathématiques.

Le signal émis par un oscillateur peut être caractérisé par l'équation suivante:

$$S(t) = A(t)\cos[2\pi\nu_0 t + \Phi(t)] \quad (33)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence nominale et  $A(t)$  l'amplitude de l'oscillation. La fréquence instantanée est définie par l'expression suivante:

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad (34)$$

A partir de cette dernière équation, on peut définir une nouvelle variable,  $y(t)$ , appelée la déviation fractionnelle en fréquence. Cette variable est caractérisée par la relation suivante:

$$y(t) = \frac{\nu_0 - \nu(t)}{\nu_0} \quad (35)$$

Cette dernière quantité est utilisée pour calculer la valeur moyenne de la variance à deux échantillons, notée  $\langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle$ , où  $\tau$  est la période de temps sur laquelle  $y(t)$  est moyenné. Cette variance, appelée variance de Allan et notée de façon abrégée par  $\sigma_y^2(\tau)$ , est généralement acceptée comme la mesure standard de stabilité en fréquence. Elle est définie par l'expression suivante:

$$\sigma_y^2(\tau) = \langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle = \left\langle \frac{(Y_{k+1} - Y_k)^2}{2} \right\rangle \quad (36)$$

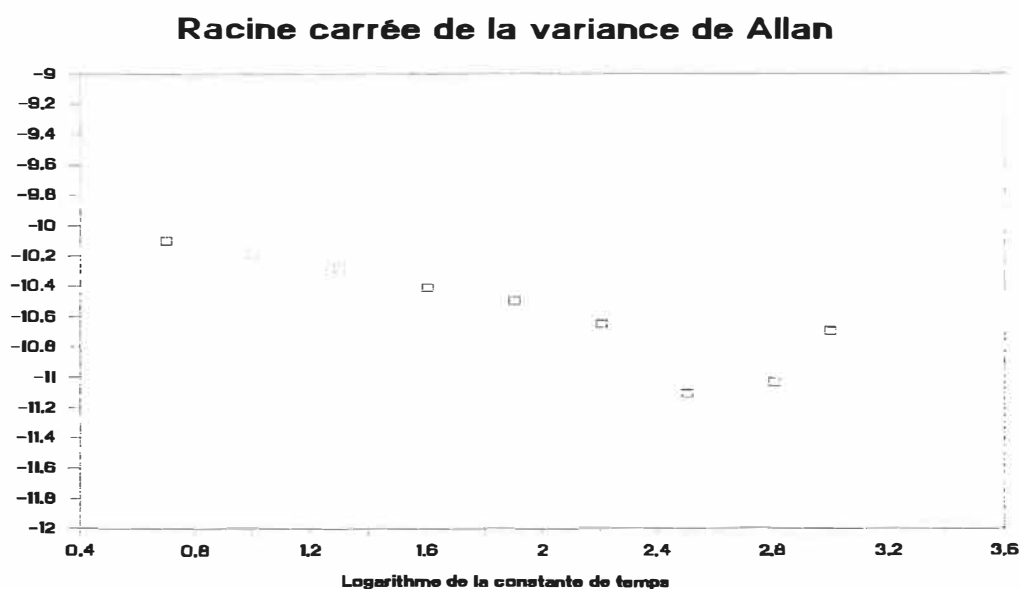
où  $Y_k$  est la  $k^{\text{ième}}$  valeur moyenne des fluctuations fractionnelles sur un intervalle de temps  $\tau$ . En pratique on utilise un nombre fini de  $m$  mesures. La variance de Allan sera donc estimée à partir de l'expression suivante:

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2(m-1)} \sum_{k=1}^{m-1} (Y_{k+1} - Y_k)^2 \quad (37)$$

Lesage & Audoin [99] ont discuté de la validité de cette approximation pour la variance de Allan.

La courbe illustrée à la figure 4.24b est constituée d'un échantillon de 3000 points mesurés à toutes les 0,5 secondes. En utilisant ces mesures ponctuelles pour estimer les  $y_i$  sur une plage de  $\tau$  comprise entre 5 et 1000 secondes, on peut aisément calculer la racine carrée de la

variance de Allan en fonction de  $\tau$ . Ces calculs sont illustrés à la figure 4.28 ci-dessous. On peut constater que l'on retrouve le comportement habituel en  $\tau^{-\frac{1}{2}}$  pour les premières données.



**Fig. 4.28** Logarithme de la racine carrée de la variance de Allan en fonction du logarithme de  $\tau$ .

#### IV.9.2 Sources de bruits

On doit considérer deux types de bruit qui influencent les résultats présentés précédemment: le bruit électronique transporté par la circuiterie et le bruit intrinsèque à la référence. Le bruit électronique peut être considéré comme

une entrée supplémentaire qui se superpose au signal correctif, tel qu'illustré à la figure 4.29 ci-dessous.

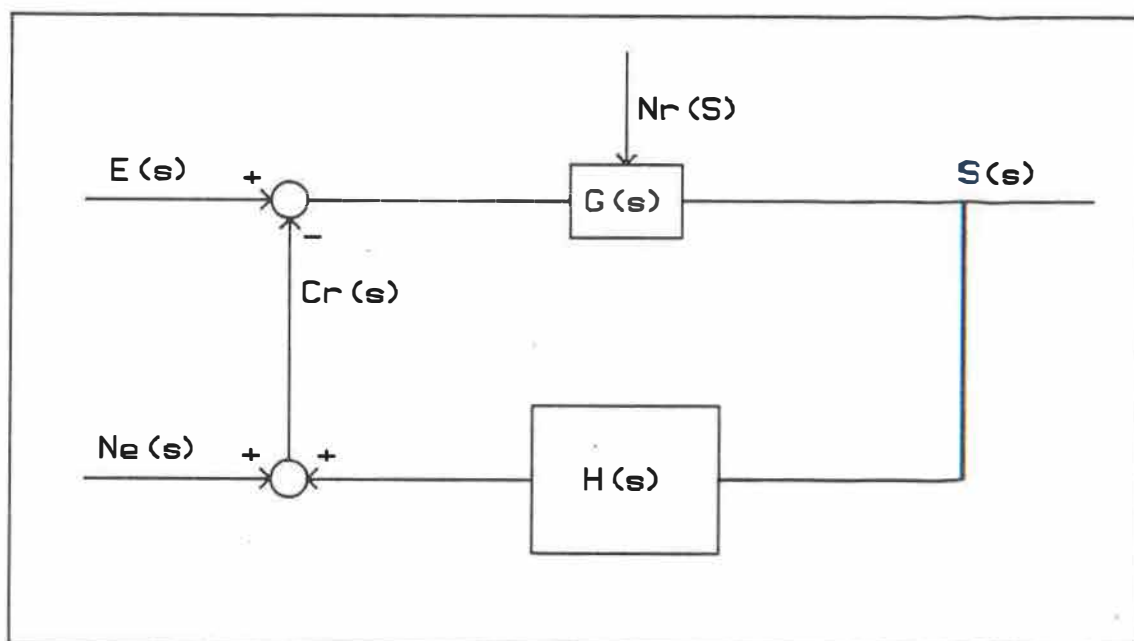


Fig. 4.29 Schématisation du circuit asservi soumis à des bruits externes.

Le bruit électronique est composé en grande partie de fréquences supérieures à la fréquence de coupure de l'asservissement. Il n'est donc pas corrigé par le circuit. On ne doit donc pas se surprendre de mesurer un bruit haute fréquence dans  $R(t)$  en mode verrouillé au moins égal à celui du laser en course libre. La figure 4.30 trace le déplacement de la fréquence laser en mode libre comparé avec le mode verrouillé où la mesure de  $R(t)$  s'effectue

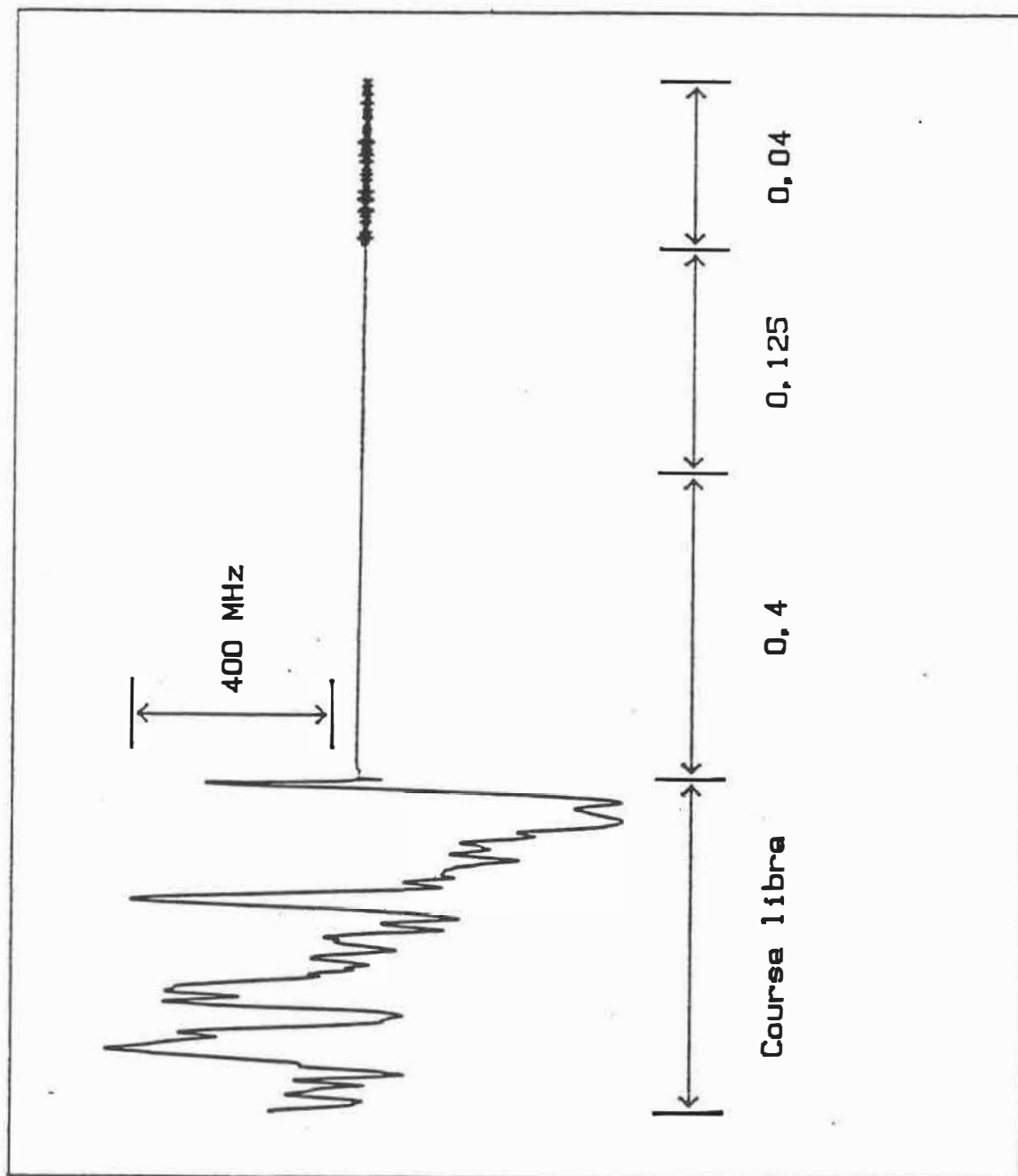


Fig. 4.30 Illustration des fluctuations en boucle ouverte comparées avec celles mesurées en boucle fermée pour des constantes de temps de 0,4, 0,125 et 0,04.



successivement au travers des filtres passe-bas de 0,4, 0,125 et 0,04 seconde. La transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon est alors utilisée comme référence avec un gain de 625. On constate bien l'augmentation de l'amplitude des fluctuations rapides autour de la position de stabilisation. Une étude systématique des bruits électroniques et de leur minimisation reste encore à faire pour les circuits asservis décrits dans les sections précédentes.

Jusqu'à présent, la référence en fréquence utilisée (transition atomique) a été considérée comme ayant une stabilité absolue. On doit toutefois considérer un bruit  $N_r(s)$  qui représente les fluctuations possibles de la référence. L'impact de ces perturbations sur un asservissement a été largement discuté pour les oscillateurs micro-ondes [100]. Si on applique l'équation des oscillateurs verrouillés développée par Cutler et al. [101] aux circuits propres aux montages réalisés dans ce travail, on obtient l'équation suivante:

$$S_{yR}(f) = \left| \frac{1}{1 + GH} \right|^2 S_{yE}(f) + \left| \frac{GH}{1 + GH} \right|^2 S_{yNr}(f) \quad (38)$$

où  $S_{yR}(f)$ ,  $S_{yE}(f)$  et  $S_{yNr}(f)$  sont les densités spectrales des fluctuations fractionnelles de  $R(t)$ ,  $E(t)$  (course libre) et de  $N_r(t)$  respectivement. La variable  $f$  représente

une fréquence de Fourier et les fonctions  $G$  et  $H$  sont les fonctions de transfert habituelles des circuits asservis.

Jusqu'à présent, on n'a considéré que le premier terme du membre de droite de l'expression (38). En fait ce terme correspond aux fonctions de transfert énoncées aux équations (6) et (20).

La fonction  $S_{yNr}(f)$  correspond à la densité spectrale des fluctuations fractionnelles de la référence. Dans un premier temps, on peut considérer le bruit de la décharge comme faisant partie de la référence. Pour une modulation de 1 kHz ce bruit a été mesuré, à travers un filtrage de 40 dB par décade avec  $\tau = 1,25$  seconde, comme équivalent à un bruit d'environ 50 kHz sur le signal de dérivée de la transition 8262,06 Å de l'uranium. La décharge électrique opérait alors à un courant de 100 mA et un voltage de 200 V pour une pression de un Torr de krypton. Une étude plus détaillée du niveau de bruit de la cathode décrite à la figure 1.1 en fonction des différents paramètres de la décharge reste encore à faire.

Il reste à considérer la stabilité de la fréquence optique de la transition elle-même. Comme l'affirment plusieurs auteurs, on doit considérer qu'une estimation des fluctuations résiduelles, d'un laser verrouillé sur une transition atomique, à partir du suivi du signal d'erreur mène à des résultats optimistes [3]. Les fluctuations de la référence, comme les variations à basse fréquence associées

au bruit de Flicker (dont la densité spectrale est proportionnelle à  $1/f$ ), affecteraient alors la stabilité de la diode laser sans toutefois que l'on puisse mesurer de dérive dans le signal d'erreur. On peut attribuer certaines de ces variations à des processus de vieillissement qui conduisent à une modification de la composition du gaz porteur et des paramètres macroscopiques tel la pression et la température. La stabilité des fréquences de référence issues de transitions du méthane [102], [103], de l'iode [104], [105] ou du rubidium [106] a fait l'objet de plusieurs travaux. Mais, encore une fois, aucune étude comparable n'a été faite pour les transitions atomiques des gaz rares ou de l'élément cathodique dans une décharge en régime cathode creuse.

## CHAPITRE V

### UTILISATION DES DIODES LASERS COMME OUTIL SPECTROSCOPIQUE

#### V.1 Introduction

A cause de leurs nombreux avantages intrinsèques (voir introduction), les diodes lasers sont de plus en plus utilisées comme outil spectroscopique. Leurs petites dimensions permettent de miniaturiser des systèmes de diagnostic des plasmas ou des gaz. Grâce aux développements technologiques récents, des lasers monolithiques continus atteignent maintenant des puissances de 3 W [107]. De plus, par l'utilisation de barrettes, on peut obtenir des puissances encore beaucoup plus élevées. Il est aussi possible de fabriquer certains types de diodes lasers qui peuvent être accordées en longueur d'onde de façon continue sur des plages allant jusqu'à 154 nm [108].

Pour illustrer l'utilisation des lasers à semiconducteurs en spectroscopie, on peut citer, par exemple, les travaux récents de Braudenberger sur le spectre hyperfin du  $^{83}\text{Kr}$  [109] et ceux de Tino et al. sur le spectre hyperfin de  $^{17}\text{O}$  [110]. On doit aussi mentionner que la possibilité de modulation rapide, c'est-à-dire jusqu'à  $10^{10}$  Hz, de la fréquence optique des diodes lasers en modulant simplement le courant d'injection, permet

l'utilisation de toutes les techniques de spectroscopie FM [111].

## V.2 Monitoring dans un plasma et dans un jet

### V.2.1 Monitoring dans un plasma

La cathode creuse schématisée à la figure 1.1 produit une vapeur d'uranium par pulvérisation cathodique. La densité des atomes d'uranium présents en phase vapeur a souvent été évaluée en utilisant l'interaction des atomes avec un laser à colorant [22]. On peut réaliser le même type de mesure en utilisant plutôt une diode laser qui n'occasionne pas, et de loin, le même encombrement. Ainsi, la figure 5.1 illustre le signal optogalvanique obtenu à partir de la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium neutre à  $8262,06 \text{ \AA}$ . Un agrandissement de l'échelle permet de constater la présence de la structure hyperfine de l'isotope  $^{235}\text{U}$ . Pour cette transition la séparation isotopique est de  $4,05 \text{ GHz}$  [4], ce qui concorde avec les résultats expérimentaux. Les conditions d'opération de la décharge sont alors de  $200 \text{ mA}$  avec un voltage de  $190 \text{ V}$  et une pression de  $1,5 \text{ Torr}$  d'argon.

### V.2.2 Monitoring dans un jet

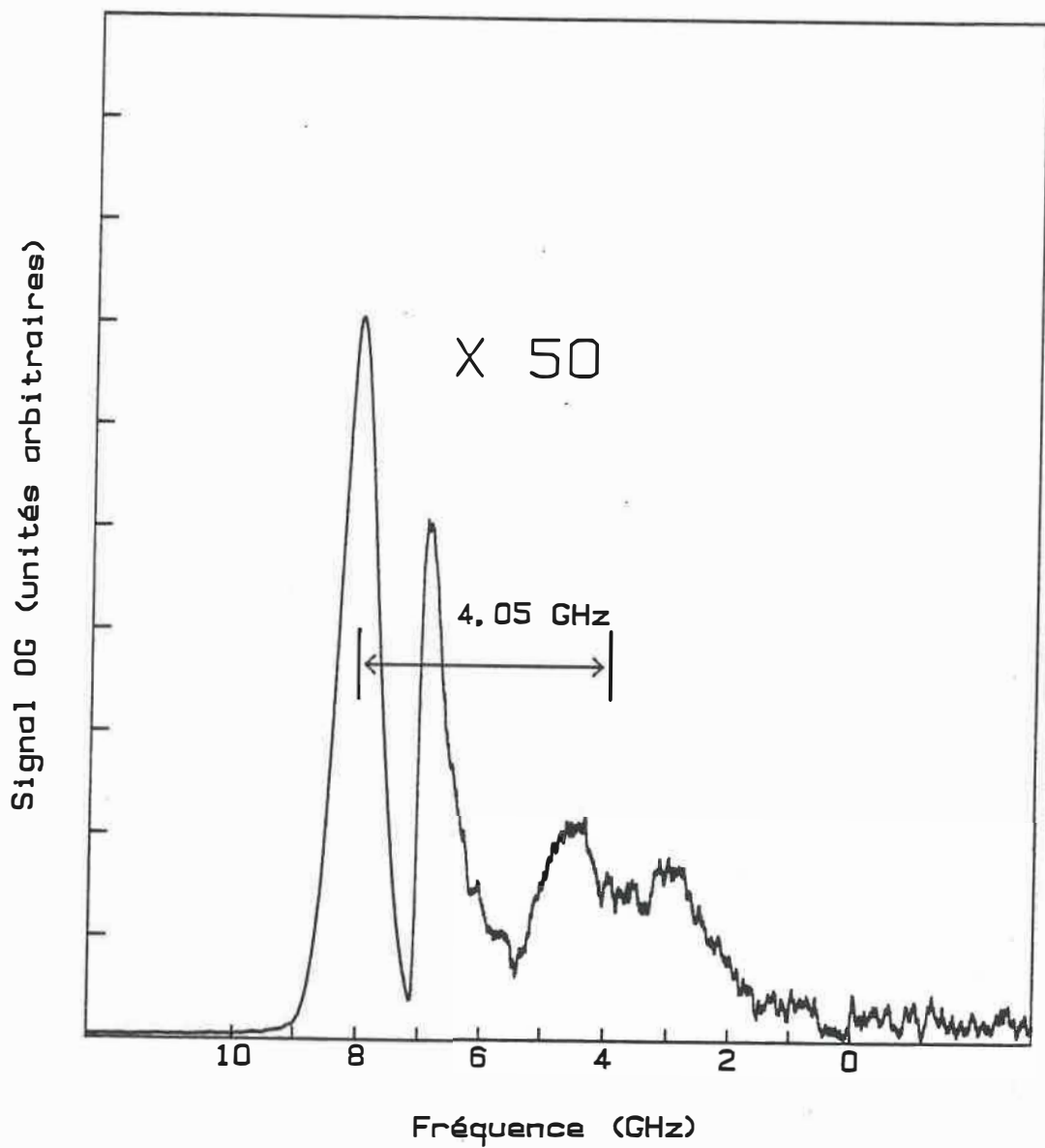


Fig. 5.1 Structure hyperfine de la raie 8262 Å de l'uranium

La figure 5.2 illustre le montage utilisé pour détecter la présence d'atomes métastables des gaz rares dans un jet atomique. La méthode utilisée pour produire ce jet a été étudiée en détail par Paradis [112]. Lorsque la boucle de stabilisation de la figure 5.2 est ouverte, une diode laser AlGaAs de modèle LT024 peut être balayée sur la transition  $1s_3-2p_3$  du krypton à  $7854,82 \text{ \AA}$ . Le même montage est illustré dans [112]. La figure 5.3 trace le signal optogalvanique obtenu dans la cathode creuse (5.3a) ainsi que le signal de fluorescence mesuré dans le jet atomique (5.3b). On constate aisément que le signal provenant du jet est affiné par rapport à celui provenant de la cathode creuse. On distingue ainsi les transitions  $11/2 - 9/2$  et  $7/2 - 9/2$  de la structure hyperfine de la transition  $1s_3-2p_3$  du  $^{83}\text{Kr}$ . La séparation entre ces deux transitions est de  $2,26 \text{ GHz}$  [109]. Les conditions d'opération du jet pour cette mesure sont explicitées dans [112].

Dans le but d'optimiser les conditions d'opérations du jet, c'est-à-dire de garder un monitoring constant du système, on peut verrouiller la fréquence optique de la diode laser sur le sommet de la transition gaussienne produite par le signal optogalvanique. Pour ce faire, on utilisera le montage illustré à la figure 5.2. Le modulateur mécanique est alors utilisé conjointement avec le détecteur synchrone relié au photomultiplicateur.

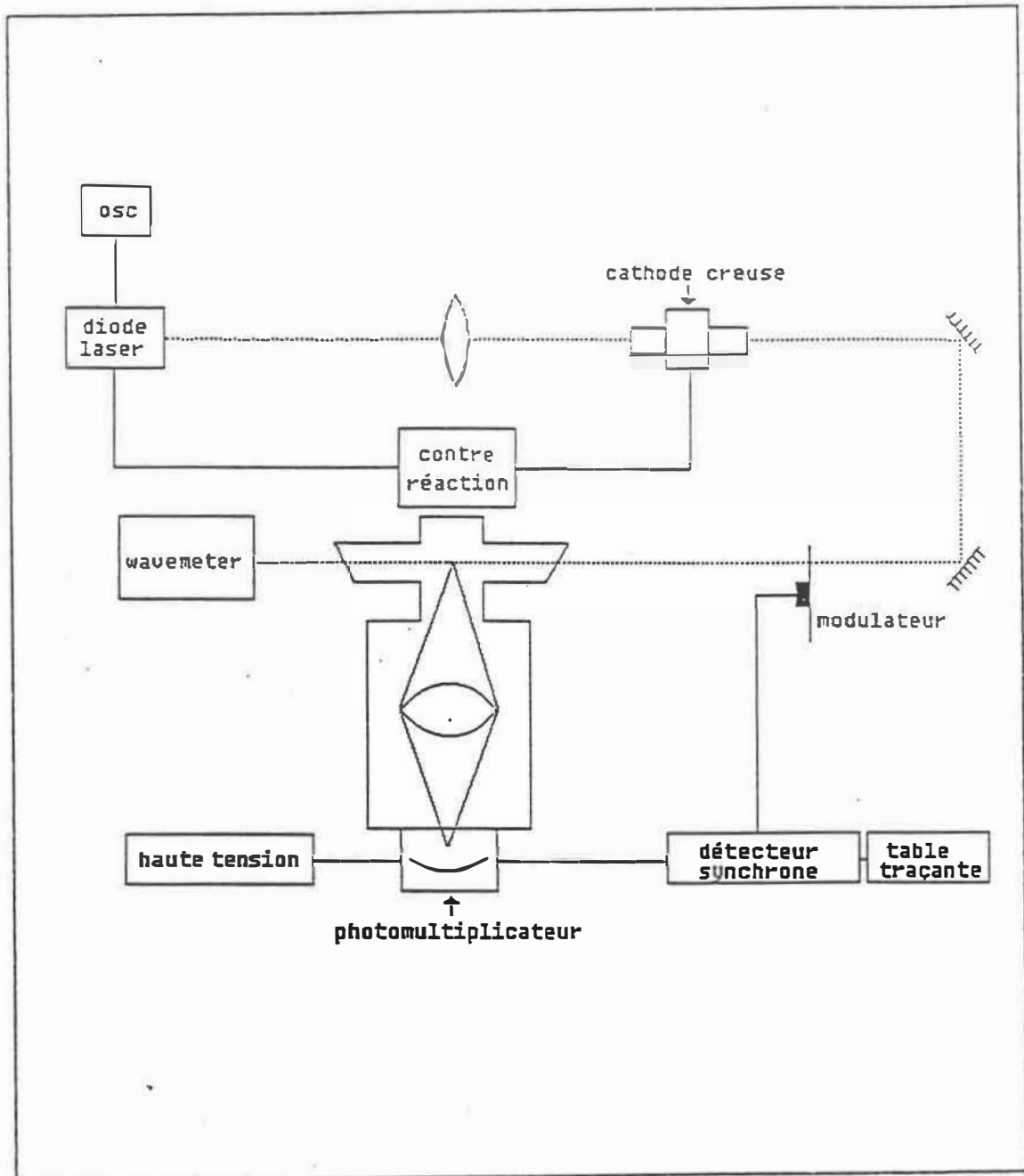
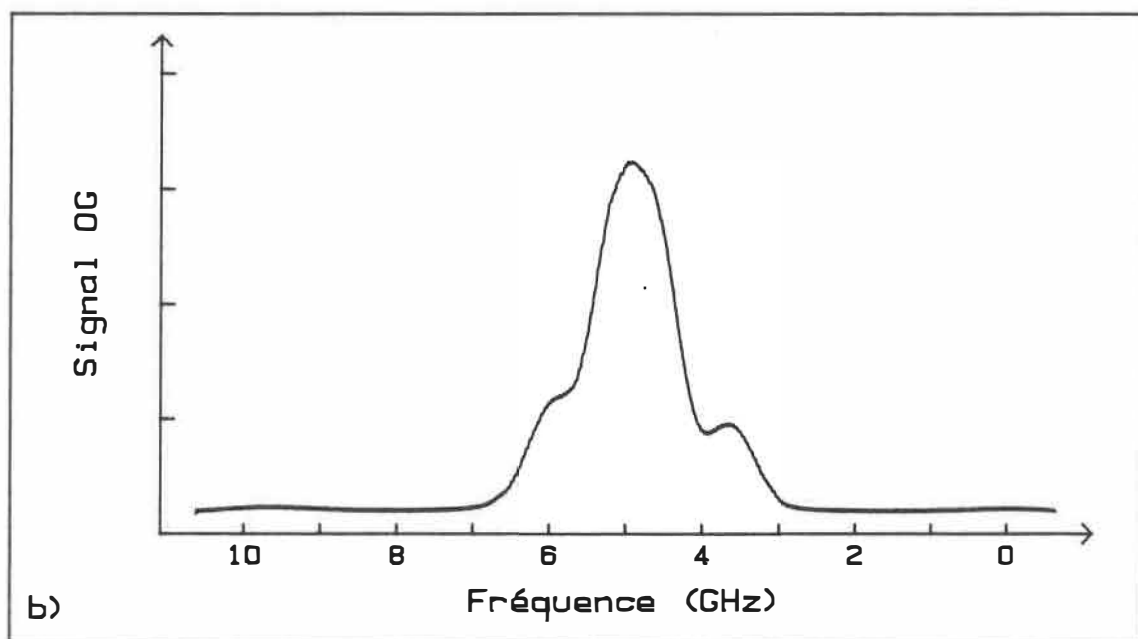
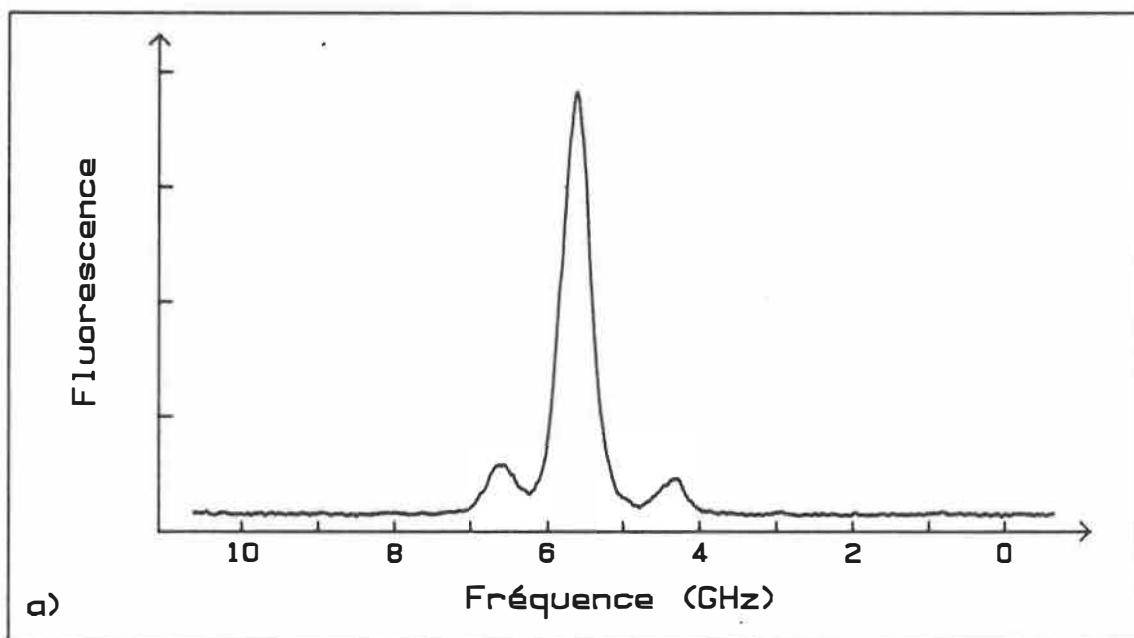


Fig. 5.2 Montage utilisé pour le monitoring dans un jet.





**Fig. 5.3** Signal obtenu à partir de la transition  $1s_3-2p_3$  du krypton. a) Signal de fluorescence dans un jet. b) Signal OG dans la cathode creuse.

Le bloc de contre-réaction de la figure 5.2 schématise un asservissement de type un. Les constantes de temps  $\tau_3$  et  $\tau_4$  représentant le filtrage de sortie du détecteur synchrone de la boucle asservie sont alors égales à 1,25 seconde. La constante de temps  $\tau_I$  de l'intégrateur est de 10,3 secondes et le gain total de la boucle est d'environ 1000. La figure 5.4a illustre le signal optogalvanique d'erreur de la transition  $1s_3-2p_3$  du krypton. La pente près du centre de la transition de ce signal est de 2 mV/GHz. Tout comme pour les mesures de stabilisation faites au chapitre précédent, la qualité de la stabilisation de la longueur d'onde de la diode laser peut être estimée à partir de la mesure du signal d'erreur. Cette mesure, prise au travers un double filtrage passe-bas dont les constantes de temps sont de 0,1 et de 1 seconde, est illustrée à la figure 5.4b. Les fluctuations résiduelles n'excèdent pas 400 kHz. On peut noter l'absence de dérive du signal due à la présence de l'intégrateur.

La figure 5.5 illustre la variation du signal de fluorescence en fonction d'une variation de courant dans la décharge reliée au jet pour une pression de 5 Torr. Il s'agit de résultats préliminaires obtenus en utilisant le montage précédemment décrit (figure 5.2). Un asservissement a alors été utilisé pour stabiliser la position de la fréquence laser. Les symboles graphiques sur la figure 5.5 représentent les données expérimentales alors que le trait

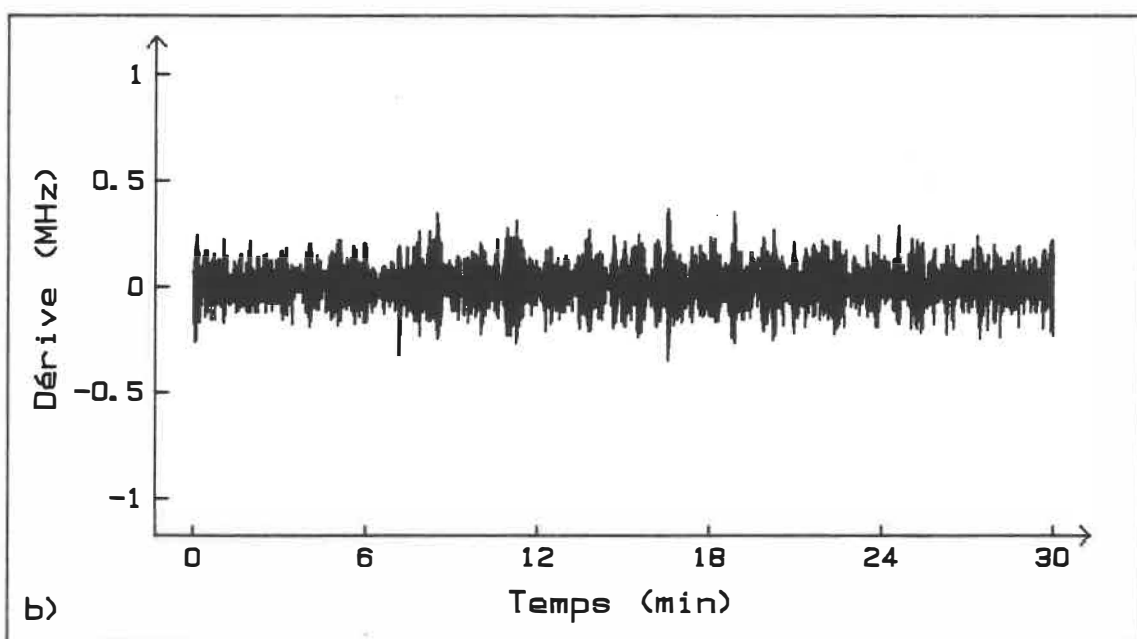
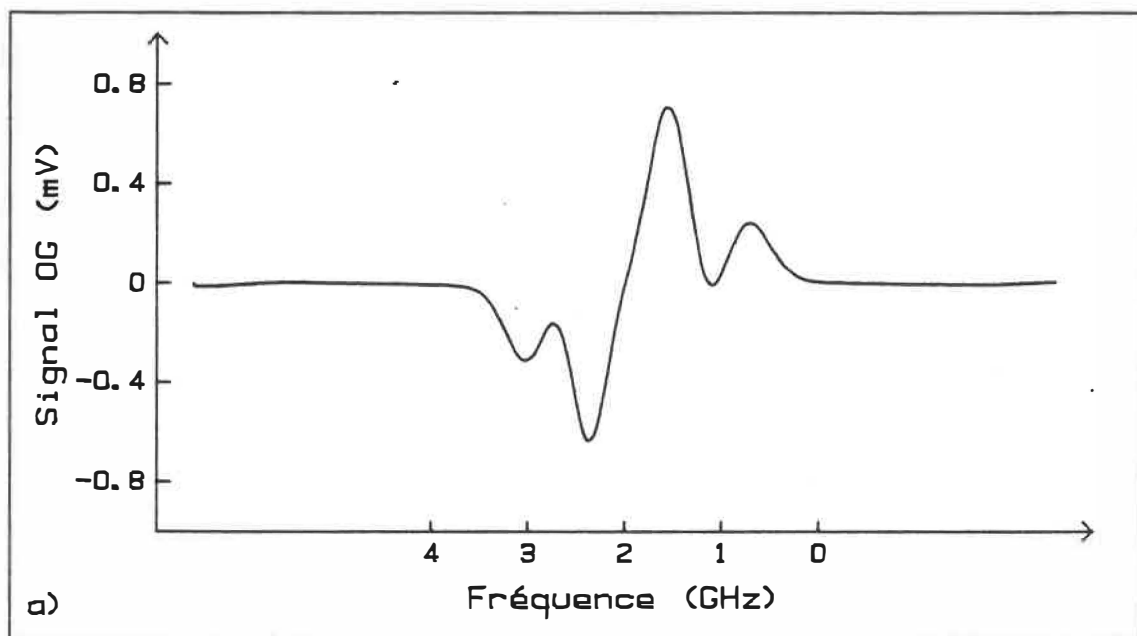


Fig. 5.4 a) Signal de dérivée OG de la transition  $1s_3-2p_3$  du krypton. b) Tracé des fluctuations résiduelles en mode verrouillé.

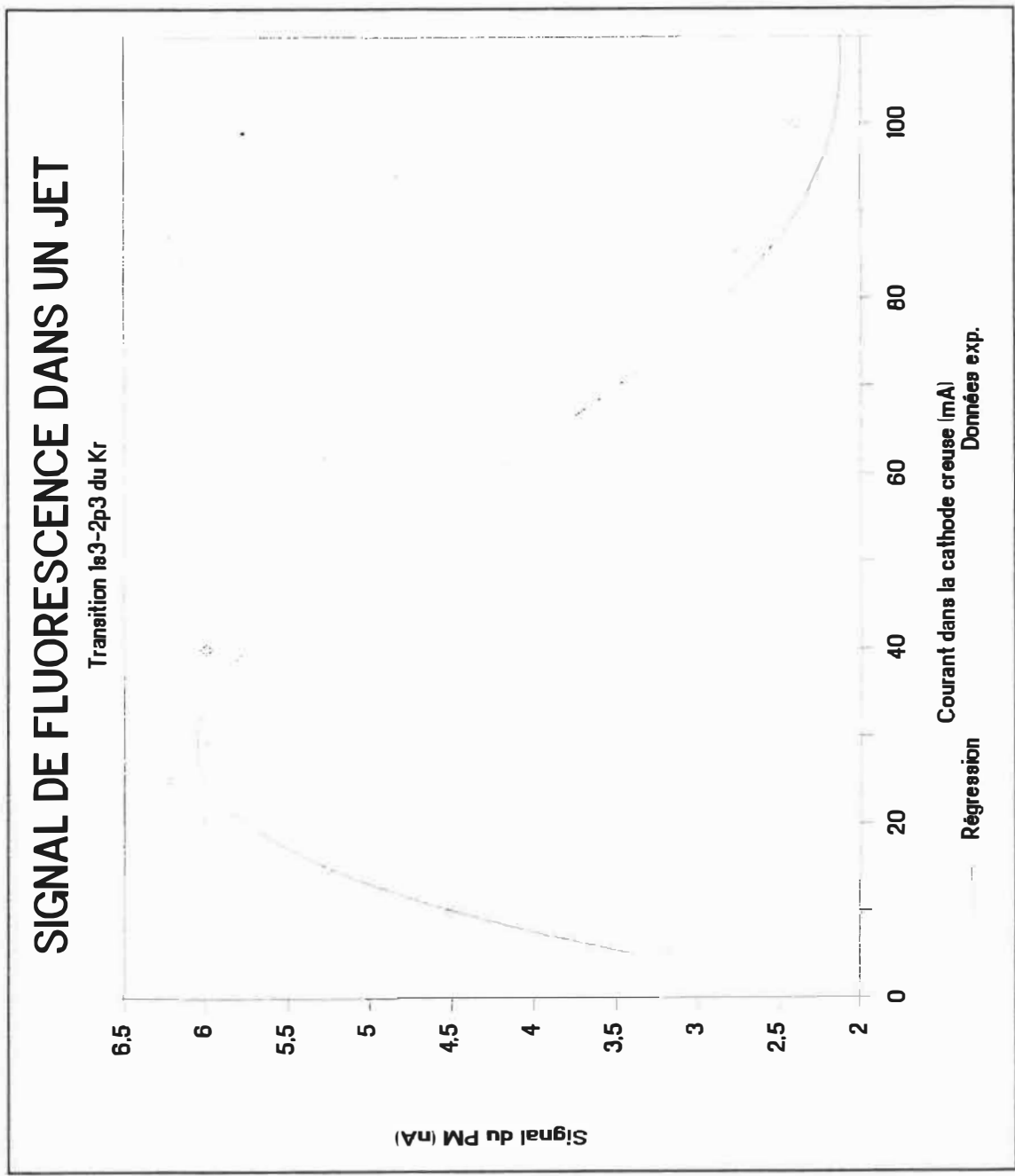


Fig. 5.5 Variation du signal de fluorescence en fonction du courant dans la cathode productrice du jet.

plein a été obtenu par une régression polynomiale du 4<sup>ième</sup> ordre. Cette régression est explicitée par l'équation suivante:

$$I_{pm} = 1,9 + 0,34i - 8,6 \times 10^{-3}i^2 + 7,4 \times 10^{-5}i^3 - 2,1 \times 10^{-7}i^4$$

pour  $5 < i < 100$  mA

où  $I_{pm}$  représente le courant induit dans le photomultiplicateur en nA et  $i$  le courant de la décharge en mA. On constate que la présence de métastables dans la zone d'interaction entre le faisceau laser et le jet atomique, est maximum pour un courant d'environ 30 mA. Il est intéressant de noter que le photomultiplicateur utilisé est insensible à la longueur d'onde du laser. Les photons détectés sont des photons plus énergétiques, donc qui retombent sur des niveaux plus bas. Le lecteur pourra consulter la référence [112] où les niveaux d'énergie du krypton impliqués dans cette mesure sont schématisés.

## CONCLUSION

Ce travail avait pour but l'étude et la réalisation de montages de stabilisation de diodes lasers en utilisant un spectre optogalvanique. Dans un premier temps, des résultats obtenus sur le spectre d'émission et d'absorption d'une cathode creuse sont présentés pour la région du proche infrarouge. Ce domaine spectral correspond aux longueurs d'onde d'émission des diodes AlGaAs.

Le signal optogalvanique provenant de la transition  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium neutre a été optimisé en fonction de différents paramètres de la décharge. Cette étude est fort importante puisque cette raie sera utilisée pour la réalisation des asservissements de la longueur d'onde des diodes lasers.

Le signal d'erreur utilisé par les boucles asservies provient du signal de dérivée d'un profil gaussien. Ses caractéristiques (amplitude, largeur) ont fait l'objet d'études détaillées, les analyses théoriques ayant été comparées avec des résultats obtenus à l'aide de la transition  $1s_2-2p_2$  de l'argon.

Différents montages de stabilisation ont été réalisés. Les résultats obtenus en utilisant la raie  $8118 - 20218 \text{ cm}^{-1}$  de l'uranium à  $8262,06 \text{ \AA}$  ont été comparés avec ceux obtenus en utilisant des transitions de gaz rares (argon, krypton).

Les fluctuations de la fréquence optique du laser en boucle ouverte sont de l'ordre de 500 MHz. Cette valeur correspond aux fluctuations thermiques résiduelles du régulateur de température. Nos résultats préliminaires en boucle fermée montrent une stabilité en fréquence dont les fluctuations n'excèdent pas 400 kHz pour une constante de temps de une seconde. On doit toutefois mentionner que ces résultats ont été obtenus en mesurant l'amplitude du signal d'erreur. Il est donc possible que la stabilité absolue ne soit pas aussi bonne que celle mesurée en régime verrouillé.

Des asservissements de type zéro et de type un ont été réalisés dans ce travail. La comparaison des résultats obtenus pour chacun de ces types de montage nous a permis de constater les avantages que comporte l'utilisation d'un intégrateur dans le circuit asservi. Aussi, en superposant au signal d'erreur d'une boucle de rétroaction un signal électrique à basse fréquence, nous avons pu réaliser un balayage stabilisé d'une diode laser sur un profil gaussien.

La méthode de la spectroscopie optogalvanique utilisant un générateur de vapeur à cathode creuse a l'avantage d'être simple, hautement sensible et permet de travailler avec de grands rapports signal sur bruit. Un système compact composé d'un laser à semiconducteurs et d'un générateur de vapeur miniaturisé devrait s'avérer

d'une grande utilité pour plusieurs applications dans différents domaines scientifiques et technologiques.

Les éléments métalliques comme l'uranium et le thorium présentent un grand nombre de raies pouvant être utilisées comme références dans l'infrarouge. A partir des publications du Laboratoire Scientifique de Los Alamos [8], [9], on peut dresser une liste de plus de 750 raies de l'uranium, comprises entre 750 et 850 nm et dont le niveau de départ est inférieur à  $10000 \text{ cm}^{-1}$  par rapport au niveau fondamental. On retrouve aussi plusieurs centaines de ces transitions autour de 1,3 et 1,5  $\mu\text{m}$ . La possibilité de fabriquer une cathode à partir d'un alliage uranium-thorium devrait augmenter considérablement le choix des références dans l'infrarouge. Pour ces raisons, il serait intéressant d'établir un atlas complet du spectre d'absorption de l'uranium et du thorium dans le domaine de l'infrarouge. Ce spectre présente une grande similitude avec les spectres optogalvaniques.

Les progrès réalisés dans le développement des lasers à semiconducteurs ont permis leur utilisation autant en science fondamentale qu'en haute technologie. Puisqu'il est maintenant possible de fabriquer des diodes lasers accordables, à haute puissance et à n'importe quelle longueur d'onde entre le proche ultraviolet et l'infrarouge lointain, il est à prévoir que beaucoup de lasers



**couramment employés pourront être avantageusement remplacés  
par des lasers à semiconducteurs.**

## BIBLIOGRAPHIE

1. Anonyme, "Sharp laser diode's user manual", Sharp Corp., Japon, 1983.
2. Anonyme, "For optical-fiber communication systems and optical semiconductor devices", Mitsubishi Electric Corp., Japon, 1988.
3. Têtu M., Villeneuve B., Cyr N., Tremblay P., Thériault S., and Breton M., "Multiwavelength sources using laser diodes frequency-locked to atomic resonances", J. Lightwave Technol., LT-7, 323 (1986).
4. Blaise J., and Radziemski Jr. L.J., "Energy level of neutral atomic uranium (UI)", J. Opt. Soc. Am., 66, 644 (1976).
5. Conway J.G., and Warden E.F., "Isotopic shift of uranium in the infrared region between 1817 and 5598  $\text{cm}^{-1}$ ", J. Opt. Soc. Am. B., 1, 788 (1984).
6. Engleman Jr. R., and Palmer B.A., "Precision isotope shifts for the heavy elements. 1. Neutral uranium in the visible and infrared", J. Opt. Soc. Am., 70, 308 (1980).
7. Giacchetti A., Blaise J., Corliss C.H., and Zalubas R., "Proposed secondary wavelength standards and line classifications in thorium spectra between 0.9 and 3  $\mu\text{m}$ ", J. Nat. Bur. of St. Rea., 78A, 247 (1974).
8. Steinhaus D.W., Radziemski Jr. L.J., Cowan R.D., Blaise J., Guelachvili G., Zeineb B.O., and Verges J., "Present status of the analysis of first and second spectra of uranium (UI and UII) as derived from measurement of optical spectra", Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-4501 (1971).
9. Palmer B.A., Keller R.A., and Engleman Jr. R., "An atlas of uranium emission intensities in a hollow cathode discharge", Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-8251 (1980).
10. Palmer B.A., and Engleman Jr. R., "Atlas of the thorium spectrum", Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-8251 (1980).
11. Schuurmans, "On the spectra of neodymium and uranium", Physica, XI, 419 (1946).

12. Sansonetti C.J., and Weber K.H., "Reference lines for dye-laser wave-number calibration in the optogalvanic spectra of uranium and thorium", J. Opt. Soc. Am. B., 1, 361 (1984).
13. Bouchard P., "Mesure des populations des états fondamentaux dans une vapeur d'uranium", Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique (1981)
14. Demers Y., "Population des niveaux métastables d'une vapeur d'uranium produite par un générateur à cathode creuse", mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique (1980).
15. Gagné J.M., Demers Y., Pianarosa P., et Drèze C., "Effet optogalvanique dans une décharge à cathode creuse: mécanisme et dosage isotopique de l'uranium", J. Phys., 44, C7-355 (1983).
16. Gagné J.M., Mongeau B., Leblanc B., Saint-Dizier J.P., Pianarosa P., and Bertrand L., "Production de vapeur d'uranium par pulvérisation cathodique dans une cathode creuse: efficacité relative de gas Ne, Ar, Kr, et concentration à l'état fondamental  $^5L_6^0$ ", Appl. Opt., 17, 2507 (1978).
17. Hashiguchi S., and Hasikuni, "Theory of the hollow cathode glow discharge", Jpn. J. Appl. Phys., 26, 271 (1987).
18. Green R.B., Keller R.A., Luther G.G., Schenck P.K., and Travis J.C., "Galvanic detection of optical absorptions in gas discharge", Appl. Phys. Lett., 29, 727 (1976).
19. Ochkin V.N., Preobraznenskii N.G., Sobolev N.N., and Shaparev N.Y., "Optogalvanic effect in plasmas and gases", Sov. Phys. Usp., 29, 260 (1986).
20. Ernest K., and Inguscio M., "Unconventional technics in laser spectroscopy", Rivista del Nuovo Cimento, 11, 1 (1988).
21. Rao G.N., Govindarajan J., and Reddy M.N., "Optogalvanic spectroscopy of sputtered atoms", Hyperfine Interactions, 38, 539 (1987).
22. Gleizes A., Bouchard P., Pianarosa P., and Gagné J.M., "Uranium ionization in a pulsed krypton-sustained hollow-cathode discharge", Appl. Opt., 23, 4532 (1984).

23. Gagné J.M., Pianarosa P., Larin G., Saint-Dizier, and Bouchard P., "Ionization and excitation of uranium in a hollow-cathode lamp", *Appl. Opt.*, 21, 3770 (1981).
24. Agrawal G.P., and Dutta N.K., "Long-wavelength semiconductor lasers", Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1986.
25. Kressel H., and Butler J.K., "Semiconductor lasers and heterojunction LEDs", Academic Press, New York, 1977.
26. Thompson G.H.B., "Physics of semiconductor laser devices", John Wiley & Sons, New York (1980).
27. Pline A.S., Glassbrenner C.J., and Kafalas J.A., "Pressure-tuned GaAs diode-laser absorption spectroscopy of xenon hyperfine structure", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 800 (1973).
28. Mito M., "Frequency-tunable semiconductor lasers", *Opt. and Quantum Electron.*, 22, 1 (1990).
29. Hemery E., et Lourtioz J.M., "Comportement dynamique des lasers semiconducteurs en régime de modulation directe", *Revue Phys. Appl.*, 22, 1571 (1987).
30. Hemery E., Chusseau L., and Lourtioz J.M., "Dynamic behaviors of semiconductor lasers under strong sinusoidal current modulation: modeling and experiments at 1.3  $\mu\text{m}$ ", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-26, 633 (1990).
31. Yamada M., "Transverse and longitudinal mode control in semiconductor injection lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 1365 (1983).
32. Tang C.L., Statz H., and DeMars G., "Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers", *J. Appl. Phys.*, 34, 2289 (1963).
33. Marcuse D., "Computer model of an injection laser amplifier", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 63 (1983).
34. Yamada M., Ishiguro H., and Nagato H., "Estimation of the intra-band relaxation time in undoped AlGaAs injection laser", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 19, 135 (1980).
35. Yamada M., "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers", *J. Appl. Phys.*, 52, 2653 (1981).
36. Streifer W., Burnham R.D., and Scifres D.R., "Dependence of longitudinal mode structure on injected

carrier diffusion in diode lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 403 (1977)

37. Agrawal G.P., "Fast-Fourier-transform based beam-propagation model for stripe-geometry semiconductor lasers: inclusion of axial effect", J. Appl. Phys., 56, 3100 (1984).

38. Botez D., "InGaAsP/InP double-heterostructure lasers: simple expression for wave confinement, beamwidth, and threshold current over wide ranges in wavelength (1.1-1.65  $\mu\text{m}$ )", IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 178 (1981).

39. Marcuse D., and Lee T.-P., "On approximate analytical solutions of rate equations for studying transient spectra of injection lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 1397 (1983).

40. Statz H., Tang C.L., and Lavine J.M., "Spectral output of semiconductor lasers", J. Appl. Phys., 35, 2581 (1964).

41. Lee T.-P., Burrus C.A., Copeland J.A., Dentai A.G., and Marcuse D., "Short-cavity InGaAsP injection lasers: dependence of mode spectra and single-longitudinal-mode power on cavity length", IEEE J. Quantum Electron., QE-18, 1101 (1982).

42. Copeland J.A., "Single-mode stabilization by traps in semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-16, 721 (1980).

43. Otsuka K., and Tarucha S., "Theoretical studies on injection locking and injection-induced modulation of laser diodes", IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 1515 (1981).

44. Tarucha S., and Otsuka K., "Response of semiconductor laser to deep sinusoidal injection current modulation", IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 810 (1981).

45. Stern F., "Calculated spectral dependence of gain in excited GaAs", J. Appl. Phys., 47, 5382 (1976).

46. Petermann K., "Calculated spontaneous emission factor for double-heterostructure injection lasers with a gain-induced waveguiding", IEEE J. Quantum Electron., QE-15, 566 (1979).

47. Olshansky R., Su C.B., Manning J., and Powazinik W., "Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources", IEEE J. Quantum Electron., QE-20, 838 (1984).

48. Adachi S., "GaAs, AlAs,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : material parameters for use in research and device applications", J. Appl. Phys., 58, R1 (1985).
49. Casey Jr. H.C., Sell D.D., and Panish M.B., "Refractive index of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  between 1.2 and 1.8 eV", Appl. Phys. Lett., 24, 63 (1974).
50. Van Der Ziel J.P., and Logan R.A., "Dispersion of the velocity refractive index in GaAs double heterostructure lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 164 (1983).
51. Lang R., and Kobayashi K., "Suppression of the relaxation oscillation in the modulated output of semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-12, 194 (1976).
52. Buus J., and Danielsen M., "Carrier diffusion and higher order transversal modes in spectral dynamics of the semiconductor laser", IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 669 (1977).
53. Nakamura M., Aiki K., Ito R., and Umeda J., "Longitudinal-mode behaviors of mode-stabilized  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  injection lasers", J. Appl. Phys., 49, 4644 (1978).
54. Kazarinov R.F., Henry C.H., and Logan R.A., "Longitudinal mode self-stabilization in semiconductor lasers", J. Appl. Phys., 53, 4631 (1982).
55. Yamada M., and Suematsu Y., "A condition of single longitudinal mode operation in injection lasers with index-guiding structure", IEEE J. Quantum Electron., QE-15, 743 (1979).
56. Henry C.H., Logan R.A., and Bertness K.A., "Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers", J. Appl. Phys., 52, 4457 (1981).
57. Olsson A., and Tang C.L., "Injected-carrier induced refractive-index change in semiconductor lasers", Appl. Phys. Lett., 39, 24 (1981).
58. Manning J., Olshansky R., and Su C.B., "The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3  $\mu\text{m}$  InGaAsP diode lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 1525 (1983).
59. Ito M., and Kimura T., "Carrier density dependence of refractive index in AlGaAs semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-16, 910 (1980).

60. Bennett B.R., Soref R.A., and Del Alamo J., "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP", IEEE J. Quantum Electron., QE-26, 113 (1990).
61. Kikuchi K., "Static frequency chirping in  $\pi/4$ -phase-shifted distributed-feedback semiconductor lasers: influence of carrier-density nonuniformity due to spatial hole burning", IEEE J. Quantum Electron., QE-26, 45 (1990).
62. Soda H., Kotaki Y., Sudo H., Ishikawa H., Yamakoshi S., and Imai H., "Stability in single longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-23, 804 (1987).
63. Kobayashi S., Yamamoto Y., Ito M., and Kimura T., "Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-18, 582 (1982).
64. Marple D.T.F., "Refractive index of GaAs", J. Appl. Phys., 35, 1241 (1964).
65. Broom R.F., "Transient temperature distribution in diode lasers and time duration of the output pulse at 300°K", IEEE J. Quantum Electron., QE-4, 135 (1968).
66. Paoli T.L., "A new technique for measuring the thermal impedance of junction lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-11, 498 (1975).
67. Duda E., Carballes J.-C., and Apruzzese J., "Thermal Resistance and temperature distribution in double-heterostructure lasers: calculations and experimental results", IEEE J. Quantum Electron., QE-15, 812 (1979).
68. Novikova S.I., "Investigation of thermal expansion of GaAs and ZnSe", Soviet physics - Solid state, 3, 129 (1961).
69. Casey H.C. Jr., and Panish M.B., "Heterostructure lasers", Academic Press, New York (1978).
70. Long D., "Energy bands in semiconductors", Interscience Publishers, New York (1968).
71. Harrison W.A., "Solid state theory", McGraw-Hill, New York (1970).
72. Westbrook L.D., "Measurements of  $dg/dN$  and  $dn/dN$  and their dependence on photon energy in  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  InGaAsP laser diodes", Proc. IEE, 133, 135 (1986).

73. Ohtsu M., and Teramachi Y., "Analyses of the mode hopping in semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-25, 31 (1989).
74. Ohtsu M., Teramachi Y., Otsuka Y., and Osaki A., "Analyses of mode-hopping phenomena in an AlGaAs laser", IEEE J. Quantum Electron., QE-22, 535 (1986).
75. Ogasawara N., and Ito R., "Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor injection lasers I. Experiment", Jpn. J. Appl. Phys., 27, 607 (1988).
76. Chinone N., Kuroda T., Ohtoshi T., Takahashi T., and Kajimura T., "Mode-hopping noise in index-guided semiconductor lasers and its reduction by saturable absorbers", IEEE J. Quantum Electron., QE-21, 1264 (1985).
77. Nathan M.I., Dumke W.P., Burns G., Dill Jr. F.H., and Lasher G.J., "Stimulated emission of radiation from GaAs pn junctions", Appl. Phys. Lett., 1, 62 (1962).
78. Howard W.E., Fang F.F., Dill Jr. F.H., and Nathan M.I., "CW operation of a GaAs injection laser", IBM J. Res. & Dev., 7, 74 (1963).
79. Bykovskii Y.A., Velichanskii V.L., Goncharov I.G., and Maslov V.A., "Frequency stabilization of a GaAs injection laser by means of an external Fabry-Perot resonator", Sov. Phys. JETP, 30, 605 (1970).
80. Picqué J.L., Roizen S., and Stroke H.H., "CW, single-mode, tunable GaAs laser system with good frequency stability", Appl. Phys., 6, 373 (1975).
81. Picqué J.L., and Roizen S., "Frequency-controlled cw tunable GaAs laser", Appl. Phys. Lett., 27, 340 (1975).
82. Ohi M., "Frequency stabilization of a PbSnTe laser on a methane line in the  $\nu_4$  band", Jpn. J. Appl. Phys., 19, L541 (1980).
83. Shimoda K., "Absolute frequency stabilization of the 3.39- $\mu\text{m}$  laser on a  $\text{CH}_4$  line", IEEE Trans. Instr. Mea., IM-17 343 (1968).
84. Chung Y.C., "Frequency-locked 1.3- and 1.5- $\mu\text{m}$  semiconductor lasers for lightwave systems applications", J. Lightwave Technol., LT-8, 869 (1990).



85. Yamaguchi S., and Suzuki M., "Frequency stabilization of a diode laser by use of the optogalvanic effect", Appl. Phys. Lett., 41, 597 (1982).

86. Green R.B., Keller R.A., Luther G.G., Schenck P.K., and Travis J.C., "Use of the opto-galvanic effect to frequency-lock a continuous wave dye laser", IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 63 (1977).

87. Menocal S.G., Andreadakis N., Patel J.S., Werner J., Zah C.E., Lee T.-P., and Liao P.F., "Frequency locking of 1.5  $\mu\text{m}$  DFB laser diode to a neon indicator lamp using the optogalvanic effect", Photon. Technol. Lett., 1, 285 (1989).

88. Chung Y.C., "Frequency-locking of a 1.3  $\mu\text{m}$  DFB laser using a miniature argon glow lamp", Photon. Technol. Lett., 1, 135 (1989).

89. D'Azzo J.J., and Houppis C.H., "Feedback control system analysis and synthesis", McGraw-Hill, New York (1960).

90. Phillips C.L., and Harbor R.D., "Feedback control systems", Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1988).

91. Van de Vegte J., "Feedback control systems", Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1986).

92. Pianarosa P., Demers Y., and Gagné J.M., "Isotopic analysis by optogalvanic spectroscopy", J. Opt. Soc. Am. B, 1, 709 (1984).

93. Eveleigh V.W., "Adaptive control and optimization techniques", McGraw-Hill, New York, 1967.

94. Anonyme, "Diode laser system operation manual", Melles Griot, Rochester, 1988.

95. Allan D.W., "Statistics of atomic frequency standards", Proc. IEEE, 54, 221 (1966).

96. Barnes J.A., Chi A.R., Cutler L.S., Healey D.J., Leeson D.B., McGunigal T.E., Mullen Jr. J.A., Smith W.L., Sydnor R.L., Vessot R.F.C., and Winkler G.M.R., "Characterization of frequency stability", IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-20, 105 (1971).

97. Vanier J., Têtu M., and Bernier L.-G., "Transfer of frequency stability from an atomic frequency reference to a quartz-crystal oscillator", IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-28, 188 (1979).

98. Audoin C., and Vanier J., "Atomic frequency standards and clocks", J. Phys. E. Sci. Instrum., 9, 697 (1976).
99. Lesage P., and Audoin C., "Characterization of frequency stability: uncertainty due to the finite number of measurements", IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-22, 157 (1973).
100. McCoubrey A.O., "A survey of atomic frequency standards", Proc. IEEE, 54, 116 (1966).
101. Cutler L.S., and Searle C.L., "Some aspect of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards", Proc. IEEE, 54, 136 (1966).
102. Bagaev S.N., and Chebotaev V.P., "Temperature shift of lamb dip in methane at  $\lambda = 3.39 \mu$ ", JETP Lett., 16, 433 (1972).
103. Hall J.L., and Bordé C., "Measurement of methane hyperfine structure using laser saturated absorption", Phys. Rev. Lett., 30, 1101 (1973).
104. Wallard A.J., "The reproducibility of 633-nm lasers stabilized by  $^{127}\text{I}_2$ ", IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-23, 532 (1974).
105. Wallard A.J., "The frequency stabilization of gas lasers", J. Phys. E. Sci. Instrum., 6, 793 (1973).
106. Ishikawa H., Matsuda I., Kuramochi N., Iga K., and Fukuyo H., "The frequency stability and noise of passive Rb standard", Bull. Tokyo Inst. Technol., 118, 17 (1973).
107. Anonyme, "Product catalog", Spectra Diode Labs, San Jose, 1990.
108. Notomi M., Mitomi O., Yoshikuni Y., Kano F., and Tohmori Y., "Broad-band tunable two-section laser diode with external grating feedback", Photon. Technol. Lett., 2, 85 (1990).
109. Brandenberger J.R., "Hyperfine splittings in  $4p^5 5p$  configuration of  $^{83}\text{Kr}$  using saturated absorption laser spectroscopy", Phys. Rev. A, 39, 64 (1989).
110. Tino G.M., Hollberg L., Sasso A., Inguscio M., and Barsanti M., "Hyperfine structure of the metastable  $^5\text{S}_2$  state of  $^{17}\text{O}$  using an AlGaAs diode laser at 777 nm", Phys. Rev. Lett., 64, 2999 (1990).

111. Gehrtz M., Lenth W., Young T., and Johnston H.S., "High-frequency-modulation spectroscopy with a lead-salt diode laser", *Opt. Lett.*, 11, 132 (1986).
112. Paradis P.-F., "Production d'atomes neutres d'uranium, de zirconium et de métastables de gaz rares (Ne, Kr, Ar)", *Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique* (1990).
113. Runge P.K., and Trischitta P.R., "The SL undersea lightwave system", *J. Lightwave Technol.*, LT-2, 744 (1984).
114. Hayward J.E., Cassidy D.T., and Reid J., "High-sensitivity transient spectroscopy using tunable diode lasers", *Appl. Phys. B*, 48, 25 (1989).

## ANNEXE A

### DIFFERENTS TYPES DE LASERS A SEMICONDUCTEURS

Depuis la mise au point de lasers à semiconducteurs en utilisant une jonction d'arsenure de gallium, un grand nombre de matériaux ont servi à la confection de ces dispositifs. La bande spectral couverte par l'ensemble des diodes lasers s'étend maintenant du proche ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain, tel qu'illustré à la figure A.1a tirée de [24].

Les diodes lasers les plus communes sont celles fabriquées à partir des matériaux AlGaAs et InGaAsP. A cause du creux dans la courbe des pertes d'une fibre monomode à 1,5  $\mu\text{m}$ , les lasers InGaAsP sont les plus appropriés pour les communications par fibres optiques. De tels systèmes existent déjà de façon commerciale [113].

Les lasers AlGaAs émettent de la région du rouge jusqu'à environ 0,9  $\mu\text{m}$ . Ce sont ces types de lasers qui sont utilisés dans les lecteurs de disques ainsi que pour les imprimantes lasers. Ils ont aussi été utilisés pour la plupart des montages de ce travail. La figure A.1b illustre la variation du  $E_g$  de la transition directe d'un laser  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  en fonction de la composition chimique  $x$  à 300 K. On constate que pour  $x = 0,4$ , l'énergie de la bande

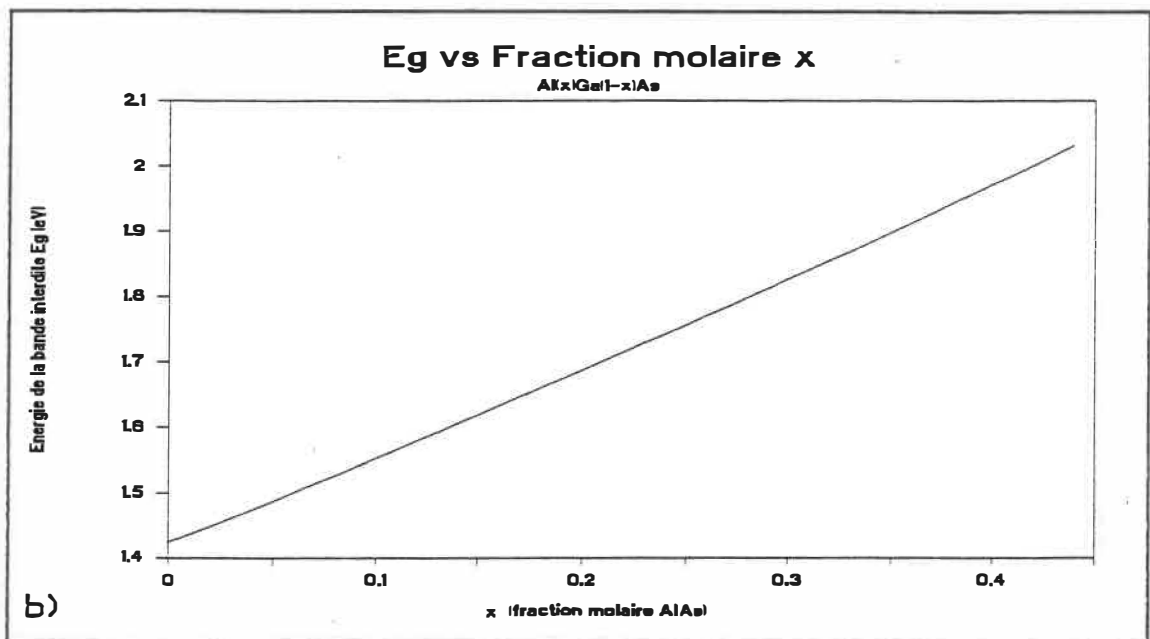
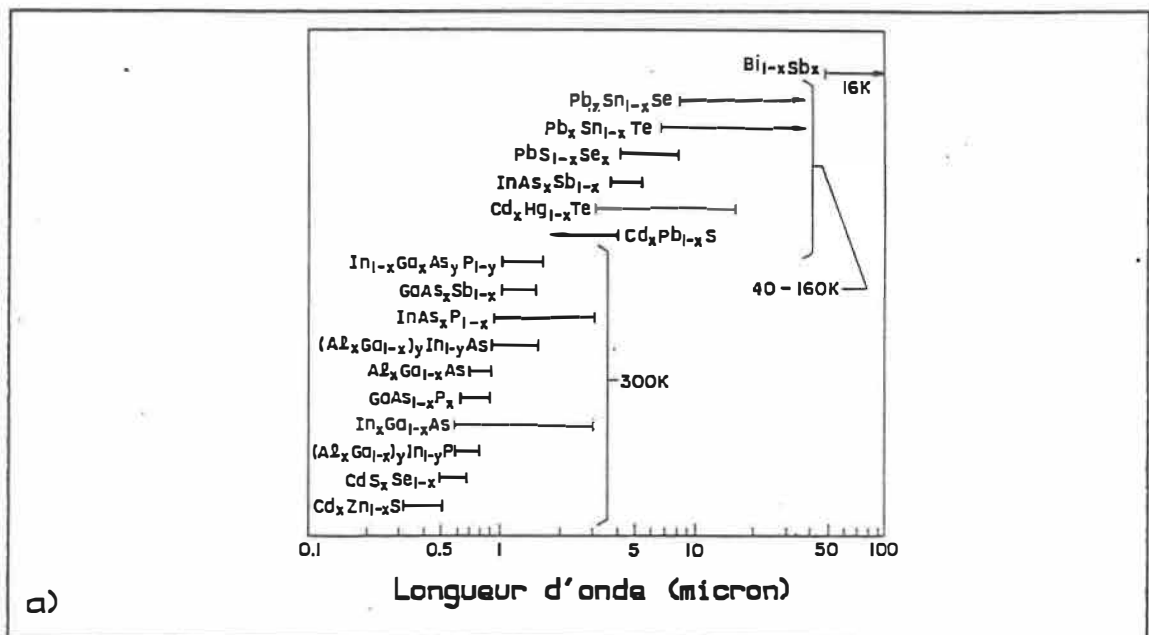


Fig. A.1 a) Bande spectrale couverte par les lasers à semiconducteurs. b) Variation de  $E_g$  du  $Al_xGa_{1-x}As$  en fonction de  $x$ .

interdite peut être associée à une longueur d'onde de 620 nm.

Un autre groupe intéressant de diodes lasers est celui utilisant des composés II-VI. Ces lasers sont aussi souvent désignés sous l'appellation de lasers au sel de plomb. Leur principal intérêt provient de leur large plage spectrale balayable, permettant ainsi de nombreuses applications en spectroscopie moléculaire [111], [114].

## ANNEXE B

### RESOLUTION NUMERIQUE DES EQUATIONS D'ÉVOLUTION MULTIMODES

Le calcul des densités de photons  $s_m$  et de la densité des porteurs  $n$  en régime stationnaire, peut être effectué à l'aide des équations (12) et (13) du chapitre II. Ces équations couplées sont hautement non-linéaires de telle sorte qu'elles ne peuvent être résolues qu'avec une méthode numérique appropriée. On doit en effet s'assurer que les densités de photons ne prennent jamais de valeurs négatives, puisque, dans ce cas, le système tendrait à diverger de la solution réelle. De plus, en régime statique, la quantité  $N/N_{th}$  est extrêmement près de 1, de telle sorte qu'une petite variation dans la densité des porteurs entraîne une grande variation dans les densités de photons.

Pour résoudre les équations (12) et (13) du chapitre II on procédera de la façon suivante. Initialement, les densités de photons  $s_m$  seront supposées égales à zéro, de telle sorte que l'on obtiendra de l'équation (12) la valeur de départ  $n = j$ . Par la suite, le premier terme du dénominateur du membre de droite de l'équation (13), que l'on peut noter  $D_0$ , sera posé égal à une valeur arbitraire, comme par exemple  $D_0 = 0,01$ . Cette valeur sera comparée avec celle calculée à partir de  $n$ , et, selon le cas, elle

sera multipliée ou divisée par un facteur  $(1 + \epsilon)$ . En se servant du résultat de cette opération et de la quantité  $f_m$  (voir chapitre II), on peut calculer les nouvelles densités de photons  $s_m'$  pour chaque mode considéré ainsi qu'une nouvelle densité de porteurs  $n'$ . Ce procédé est répété plusieurs fois en diminuant  $\epsilon$  lorsque les valeurs numériques s'approchent de la solution réelle. Cette méthode itérative est semblable à celle utilisée par Lee et al. [41]. Le point important à noter est que par cette procédure de calcul, la quantité  $D_0$  ne devient jamais négative, donc les densités  $s_m$  sont toujours positives.

La figure 2.2 illustre les solutions numériques obtenues pour  $I = 1,1I_{th}$ ,  $1,3I_{th}$  et  $1,5I_{th}$  avec 17 modes considérés. Lorsque  $I = 1,5I_{th}$ , en considérant les valeurs numériques données au chapitre II et pour un espacement modal de  $4 \text{ \AA}$ , la courbe de gain non saturée peut contenir jusqu'à une centaine de modes. Il est toutefois justifié de n'utiliser, pour les calculs numériques, que 17 modes centrés sur la courbe de gain, puisque l'influence des autres modes longitudinaux est extrêmement faible. Si on reprend les mêmes calculs avec 35 modes pour  $I = 1,5I_{th}$ , le rapport de suppression modale,  $s_0/s_{\pm 1}$ , ne varie pas de plus de 0,1 % en comparaison avec les calculs faits pour 17 modes.



## ANNEXE C

### FICHE TECHNIQUE DE TROIS DIODES LASERS

Cette annexe a pour but donner certains renseignements utiles pour l'utilisation futur de lasers à semiconducteurs appartenant au groupe de spectroscopie du département de génie physique de l'Ecole Polytechnique de Montréal. Ce groupe possède sept diodes lasers dont cinq fabriquées par Sharp (modèle LT015, LT024 et LT010) et deux fabriqués par Mitsubitshi (modèle ML2701).

Les figures C.1, C.2 et C.3 illustrent les courbes P-I d'un laser LT015 (figure C.1) et deux lasers LT024 (figures C.2 et C.2), numérotés LT024 #1 et LT024 #2 respectivement. Les paramètres  $\beta$  (voir chapitre II) de chacune des ces courbes sont de 0,61, 0,66 et 0,73 mW/mA. Les figures C.4, C.5 et C.6 illustrent la variation du mode dominant de ces trois lasers en fonction d'une variation dans le courant d'injection pour deux températures d'opération différentes. Ces mesures ont été faites en utilisant un "wavemeter" Burleigh WA-20. On peut ainsi déduire plusieurs paramètres nécessaires à l'utilisation des ces lasers comme outil spectroscopique. Ceux-ci sont résumés dans le tableau ci-dessous. La longueur d'onde nominal du laser est celle mesurée par le fabricant pour  $T = 25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Les transitions atomiques données au bas du tableau peuvent être atteintes

pour des températures d'opération des lasers comprises entre 10 et 40 °C.

PARAMETRE	LTO15	LTO24 #1	LT024 #2
$\lambda$ nominal (nm)	830	785	788
$I_{th}$ (mA)	60	47	39
$\beta$ (mW/mA)	0,61	0,66	0,73
$\Delta F/\Delta T$ (GHz/mA)	4	3,8	3,6
$\Delta F/\Delta I$ (GHz/°C)	35	35	35
$r_i$ (°C/mA)	0,1	0,1	0,1
Transitions les plus intéressantes	UI: 8262 Å 8241 Å 8311 Å  Ar: 8264 Å  Kr: 8263 Å	UI: 7882 Å 7836 Å  Kr: 7855 Å	UI: 7882 Å 7868,8 Å 7868,7 Å  Kr: 7855 Å

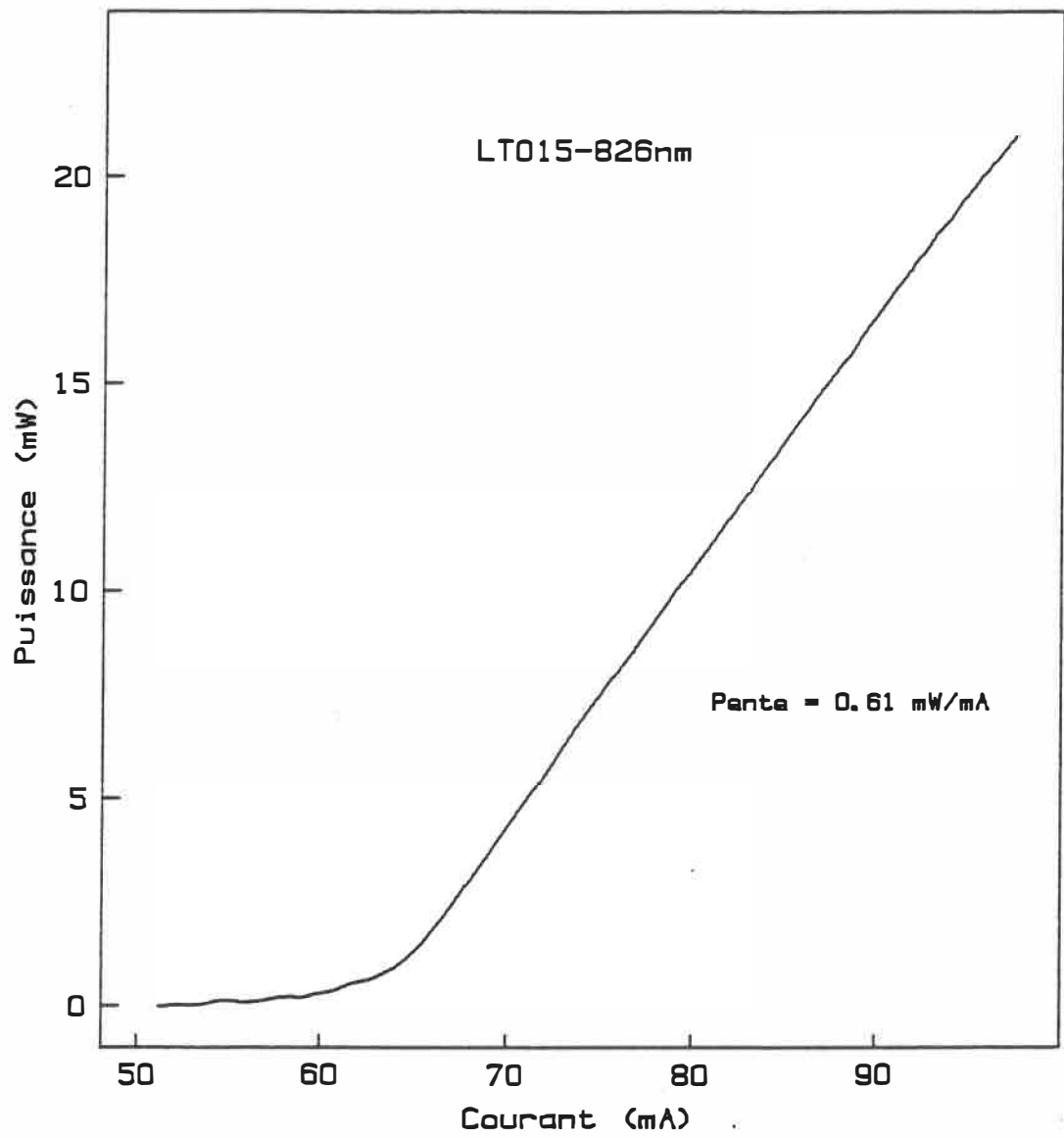


Fig. C.1 Courbe puissance vs courant pour un laser LT015.

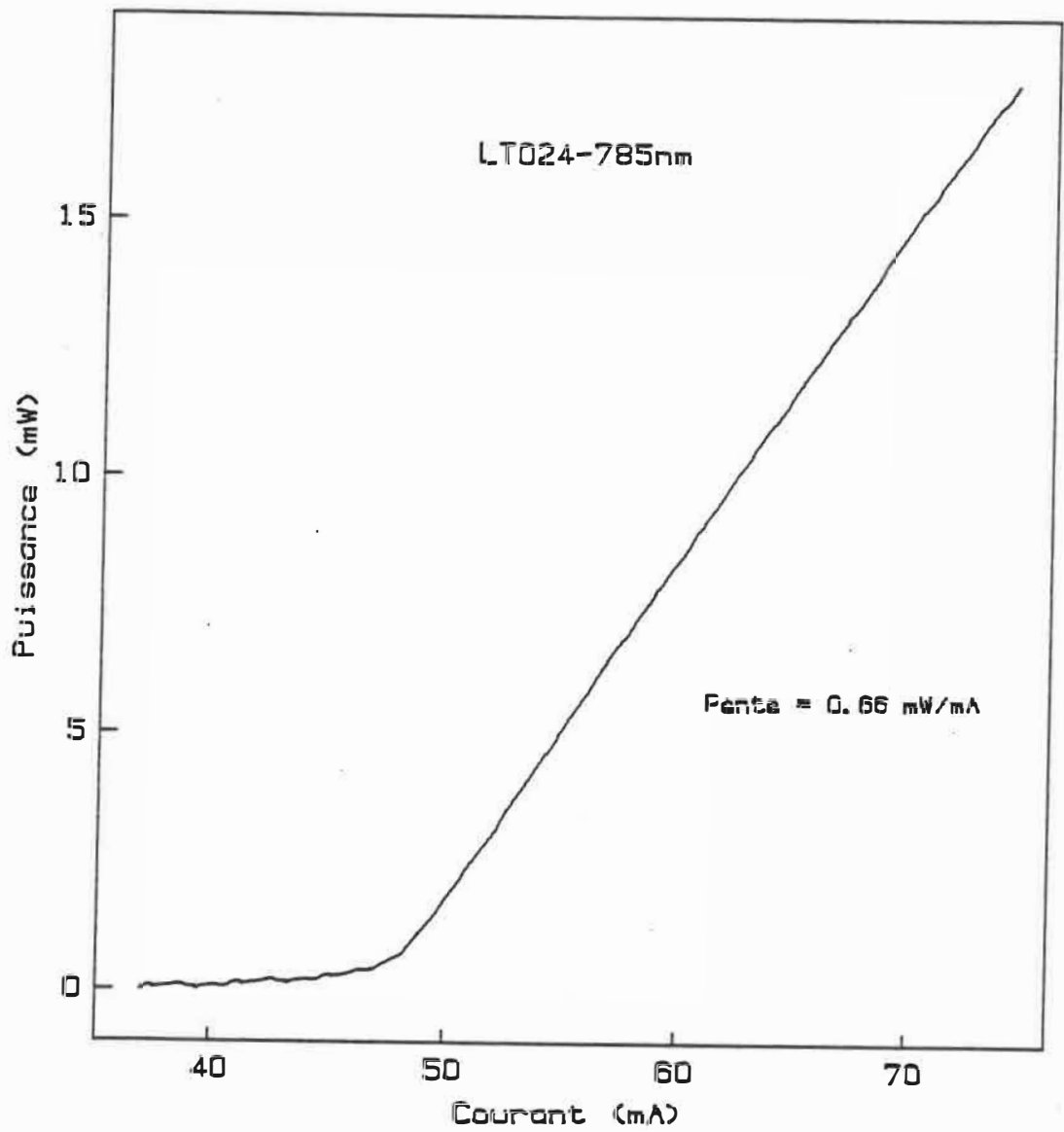


Fig. C.2 Courbe puissance vs courant pour un laser LT024.

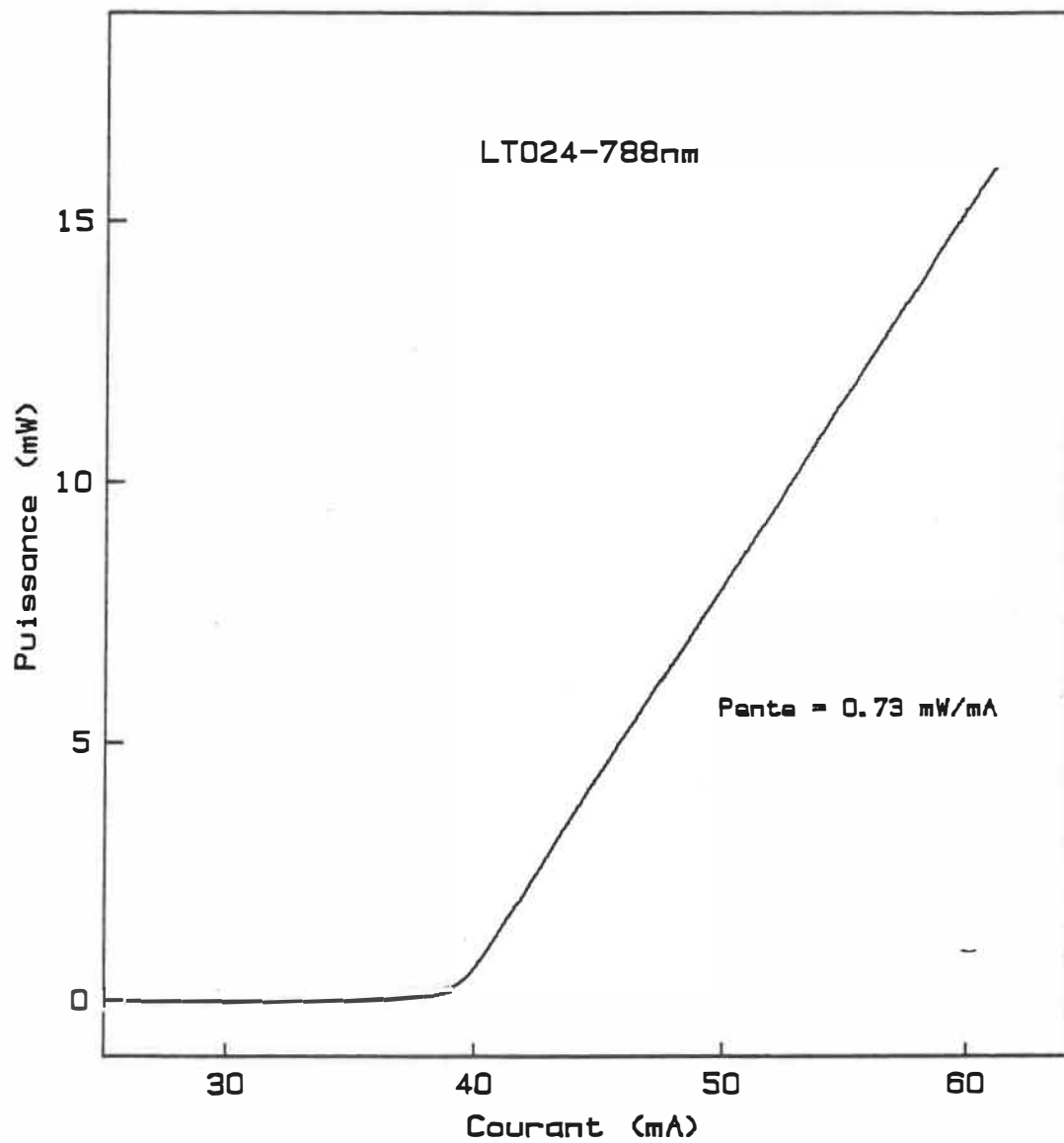


Fig. C.3 Courbe puissance vs courant pour un laser LT024.

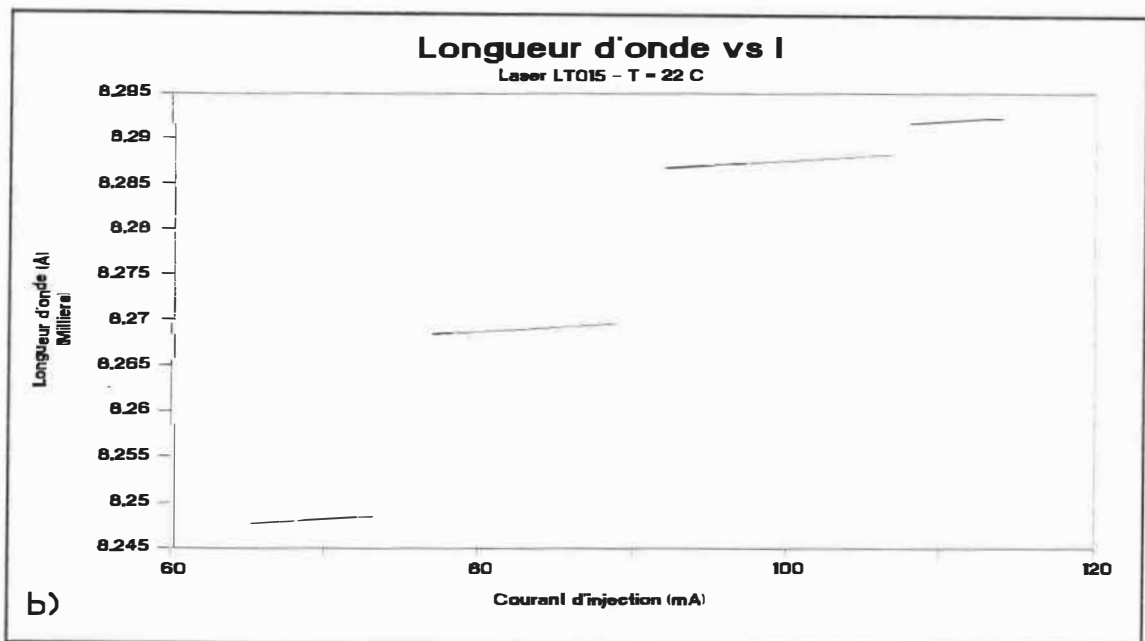
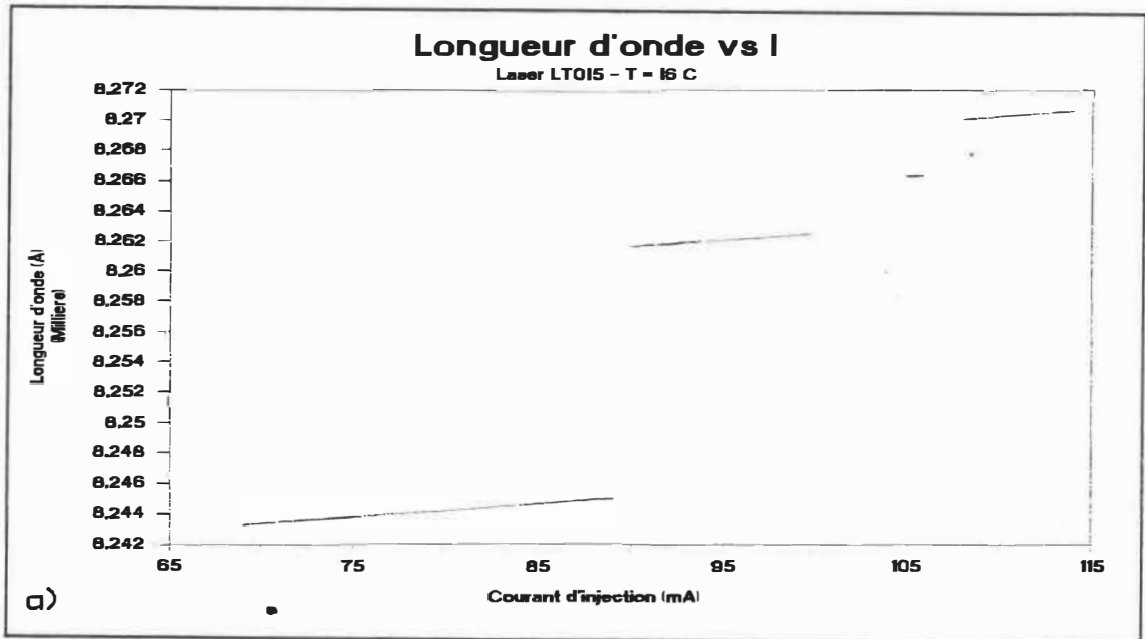


Fig. C.4 Variation de la longueur d'onde du mode principal en fonction du courant pour le laser LT015. a) T = 16 °C. b) T = 22 °C.

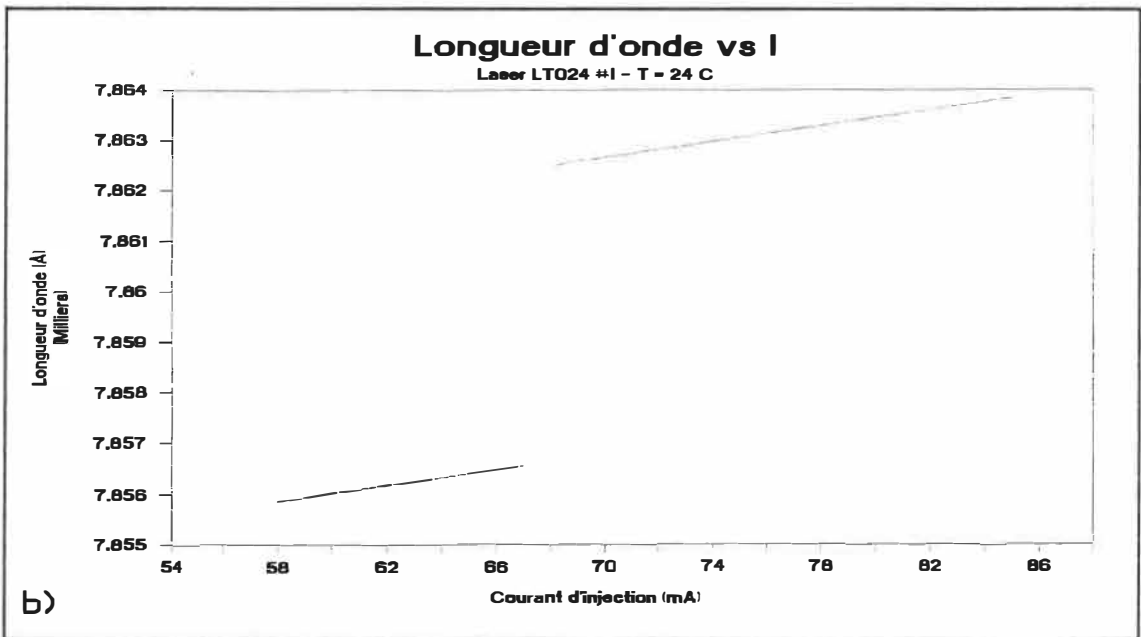
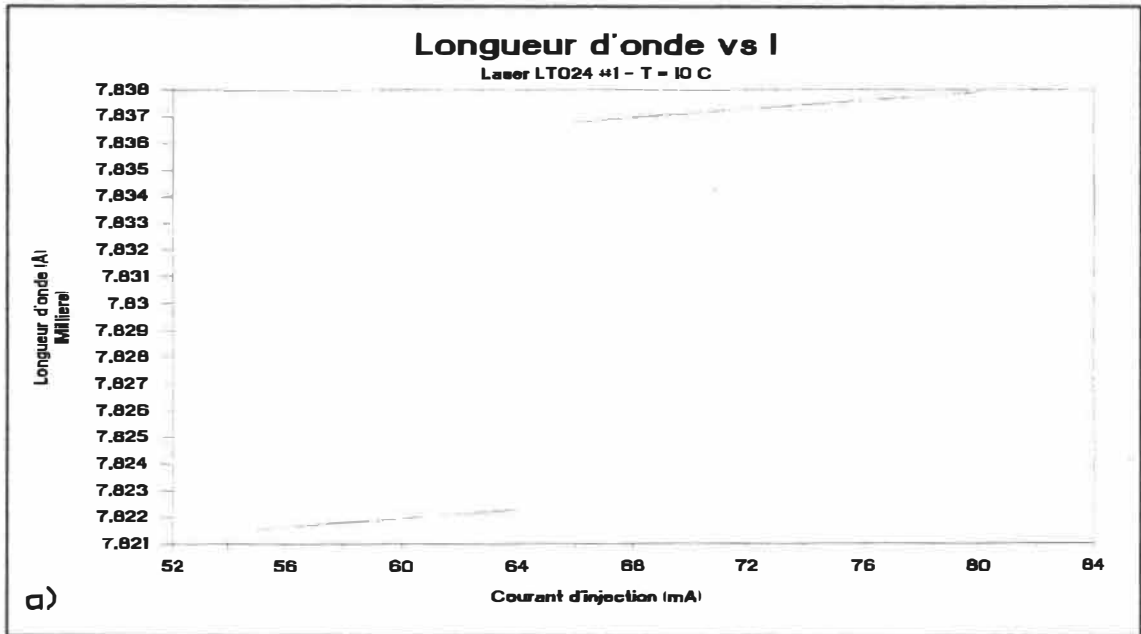


Fig. C.5 Variation de la longueur d'onde du mode principal en fonction du courant pour le laser LT024 #1. a)  $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ . b)  $T = 24\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

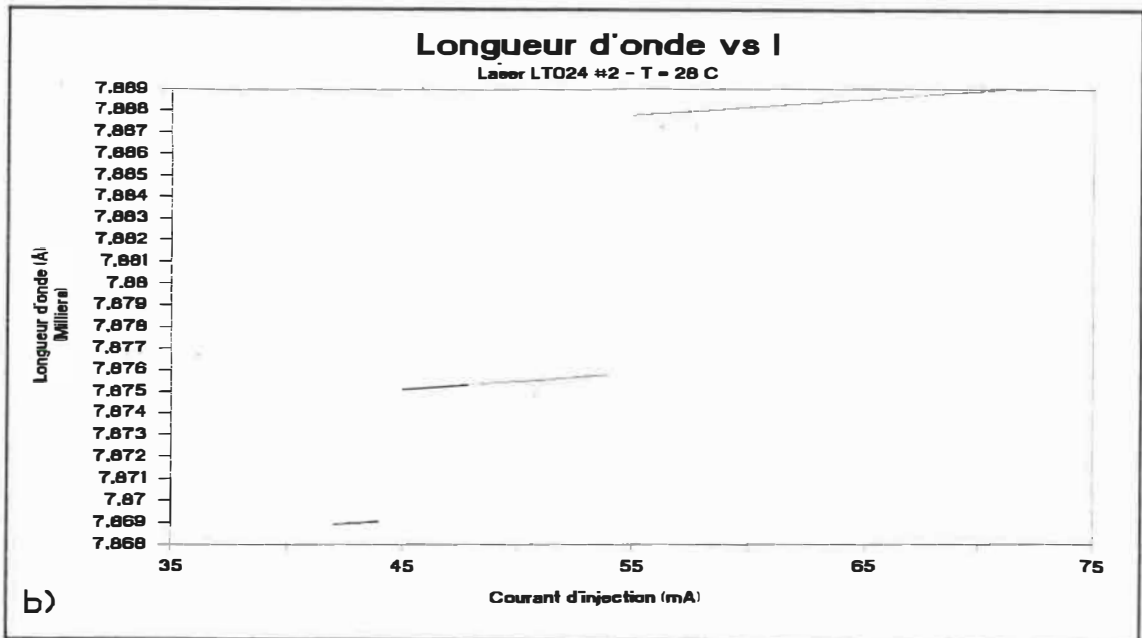
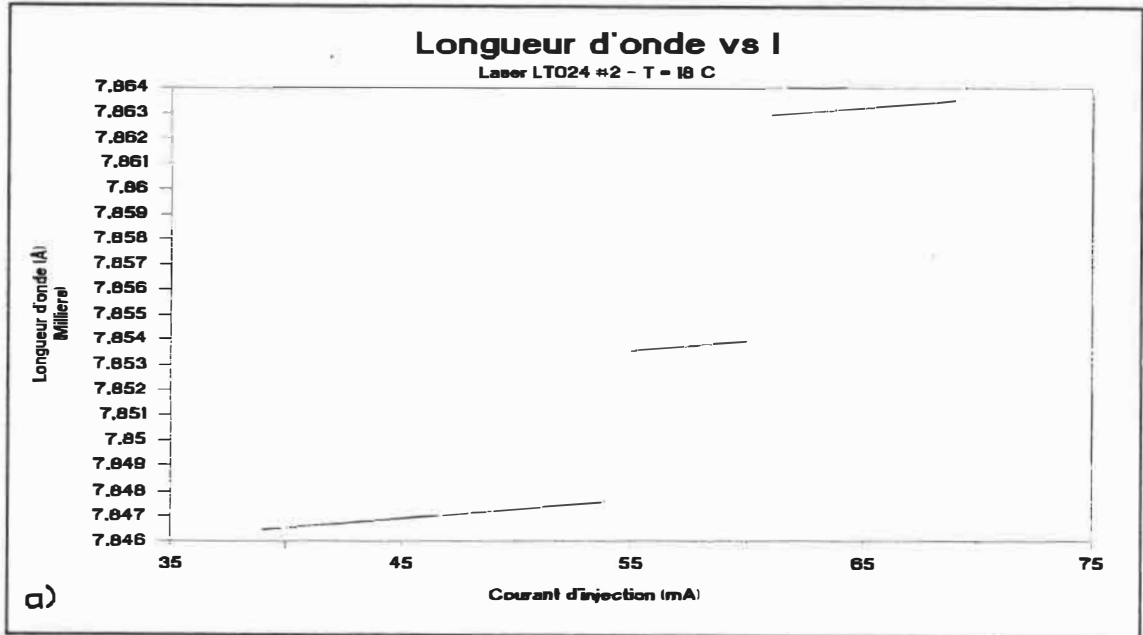


Fig. C.6 Variation de la longueur d'onde du mode principal en fonction du courant pour le laser LT024 #2. a) T = 18 °C. b) T = 28 °C.



## ANNEXE D

### DISTRIBUTION DES PHOTONS SELONS L'AXE DU LASER POUR DIFFERENTES VALEURS DE R1 ET DE R2

Les équations utilisées pour prévoir les variations de la densité des photons à l'intérieur de la cavité laser considèrent les pertes dues à la radiation aux interfaces comme uniformément distribuées sur toute la longueur  $L$  de la cavité. En réalité, ces pertes sont ponctuelles, de telle sorte que la densité des photons varie considérablement selon l'axe du laser. Il existe donc un gain effectif  $g$  à l'intérieur de la cavité, lequel compense pour les pertes aux interfaces, ce qui fait que la densité de photons intra-cavité ne varie pas dans le temps (régime stationnaire). Pour une cavité de  $250 \mu\text{m}$  de long, donc variant de  $x = -125 \mu\text{m}$  à  $x = 125 \mu\text{m}$ , on peut développer les équations suivantes:

$$S_-(x) = S_-(0)e^{-gx} \quad (1)$$

$$S_+(x) = S_+(0)e^{gx} \quad (2)$$

$$g = (1/2L)\ln(1/R_1R_2) \quad (3)$$

où  $S_-(x)$  et  $S_+(x)$  représentent les densités de photons se déplaçant respectivement vers les  $x$  négatifs et vers les  $x$  positifs.  $S_-(0)$  et  $S_+(0)$  sont les densités des photons à

$x = 0$ .  $R_1$  et  $R_2$  représentent respectivement les réflectivités de la face arrière et de la face avant. La valeur du gain effectif  $g$  a été choisie pour compenser les pertes aux interfaces, tel que mentionné précédemment. Les conditions aux interfaces nous donnent les relations suivantes:

$$S_+(-L/2) = R_1 S_-(-L/2) \quad (4)$$

$$S_-(L/2) = R_2 S_+(L/2) \quad (5)$$

Il est à noter qu'à partir des deux équations ci-dessus on peut déduire l'expression (3). Les calculs du chapitre II utilisent la densité moyenne des photons dans chaque mode. Cette densité moyenne, que nous exprimerons par la variable  $S_0$ , peut être calculée par la relation suivante:

$$S_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} S(x) dx \quad (6)$$

où  $S(x) = S_-(x) + S_+(x)$ . En utilisant cette équation ainsi que les expressions (1) à (5), on peut calculer la distribution, par rapport à  $S_0$ , de  $S_-(x)$ ,  $S_+(x)$  et  $S(x)$  selon l'axe du laser. On obtient alors les relations suivantes:

$$S_+(0) = \frac{\ln(1/R_1R_2)}{2[(R_1R_2)^{-0,25} - (R_1R_2)^{0,25}][\sqrt{R_2/R_1} + 1]} S_0 \quad (7)$$

$$S_-(0) = \frac{\ln(1/R_1R_2)}{2[(R_1R_2)^{-0,25} - (R_1R_2)^{0,25}][\sqrt{R_1/R_2} + 1]} S_0 \quad (8)$$

Les courbes, normalisées par rapport à  $S_0$ , de  $S_-(x)$ ,  $S_+(x)$  et  $S(x)$  sont illustrées à la figure D.1a pour les valeurs numériques  $R_1 = R_2 = 0,3$ , ce qui correspond aux valeurs usuelles pour des lasers à semiconducteurs. La courbe de  $S(x)$  devient alors un cosinus hyperbolique, tel que présenté dans [35]. La puissance de sortie du laser dans la direction des  $x$  positifs peut être exprimée par l'équation suivante:

$$P = Ev_g wd(1 - R_2)S_+(L/2) \quad (9)$$

Il s'agit maintenant d'exprimer la puissance de sortie en fonction de la densité moyenne de photons intra-cavité,  $S_0$ . En écrivant  $S_+(L/2)$  en fonction de  $S_0$  à l'aide des relations (2), (3) et (7), on obtient à partir de (9) l'expression suivante:

$$P_+ = \frac{Ev_g wd(1 - R_2)\ln(1/R_1R_2)}{2[1 - (R_1R_2)^{\frac{1}{2}}][\sqrt{R_2/R_1} + 1]} S_0 \quad (10)$$

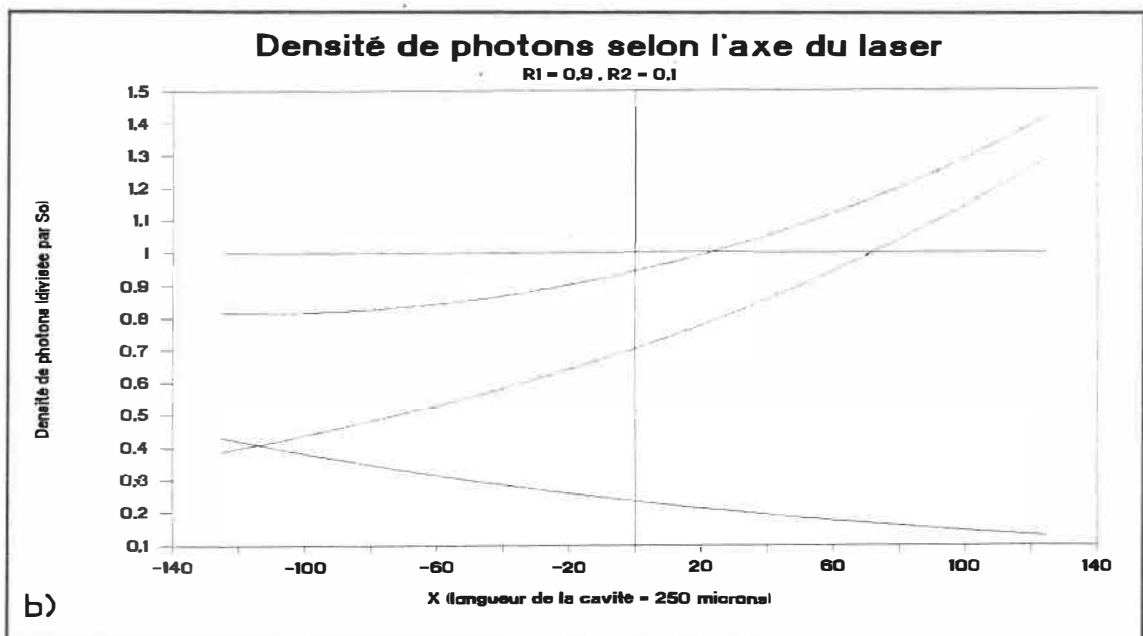
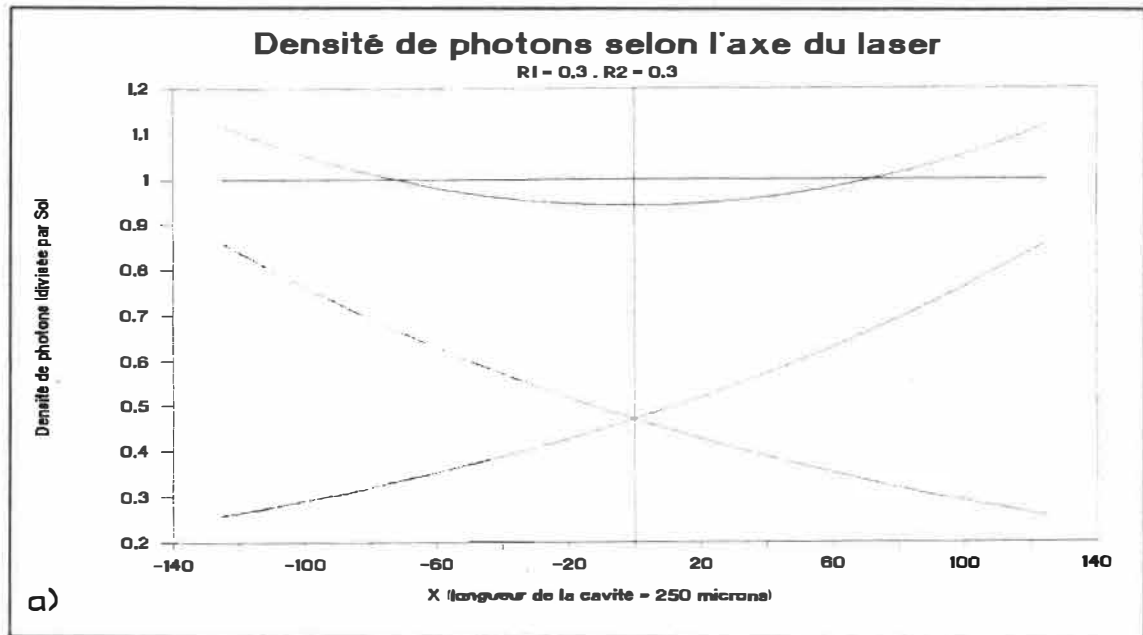


Fig. D.1 Distribution de la densité de photons dans une cavité laser. a)  $R_1 = R_2 = 0,3$ . b)  $R_1 = 0,9$  et  $R_2 = 0,1$ .

Il est intéressant de constater que pour  $R_1 = R_2 = R$  l'équation (10) se ramène à l'expression (6) du chapitre II, multipliée par  $\frac{1}{2}$  puisque que l'on ne traite ici que de la puissance émise par une des faces du laser.

La figure D.1b illustre les courbes de  $S_-(x)$ ,  $S_+(x)$  et de  $S(x)$  pour  $R_1 = 0,9$  et  $R_2 = 0,1$ . Puisque le produit  $R_1R_2$  reste inchangé par rapport aux valeurs précédentes des réflectivités, les pertes aux interfaces uniformément distribuées, notées  $\alpha_i$ , gardent la même valeur. En utilisant l'équation (10), on obtient alors pour la puissance émise un rapport  $P/P_+ \approx 0,04$ . On peut ainsi constater qu'il est justifié d'écrire que, pour une diode laser comportant ce genre d'asymétrie dans la réflectivité de ses faces, pratiquement toute la puissance est émise d'un seul côté (voir les équations (23) et (24) du chapitre II).

## ANNEXE E

### Critère de Routh-Hurwitz pour un asservissement de type zéro constitué de cinq filtres passe-bas en série.

Le critère de stabilité de Routh-Hurwitz est utilisé pour déterminer le nombre de pôles situés dans la partie droite du plan imaginaire. Ces pôles sont les racines du dénominateur des fonctions de transfert associées à l'asservissement de type zéro [équations (5) et (6) du chapitre IV]. La méthode de Routh-Hurwitz nous permet d'établir les conditions pour lesquelles les parties réelles de toutes les racines sont négatives sans calculer les dites racines.

C'est à partir des coefficients de l'équation (7) du chapitre IV que l'on bâtit un tableau de Routh. Les règles pour construire ce tableau sont énoncées dans un grand nombre d'ouvrages de référence [81]. Pour le polynôme caractéristique de l'asservissement de type zéro, on obtient le tableau suivant:

$c_5$	$c_3$	$c_1$	0
$c_4$	$c_2$	$c_0$	0
$b_1$	$b_2$	0	
$d_1$	$d_2$	0	
$e_1$	0		
$f_1$			

où  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $e_1$  et  $f_1$  sont donnés par les relations suivantes:

$$b_1 = \frac{1}{c_4} (c_4 c_3 - c_5 c_2) \quad (1)$$

$$b_2 = \frac{1}{c_4} (c_4 c_1 - c_5 c_0) \quad (2)$$

$$d_1 = \frac{1}{b_1} (b_1 c_2 - c_4 b_2) \quad (3)$$

$$d_2 = \frac{1}{b_1} (b_1 c_0) \quad (4)$$

$$e_1 = \frac{1}{d_1} (d_1 b_2 - b_1 d_2) \quad (5)$$

$$f_1 = d_2 \quad (6)$$

Les conditions de stabilité telles que définies par le critère de Routh-hurwitz exigent qu'il n'y ait pas de changement de signe dans les éléments de la première colonne du tableau. Puisque les termes  $c_5$  et  $c_4$  sont toujours positifs, les conditions de stabilité se résument donc à  $b_1 > 0$ ,  $d_1 > 0$ ,  $e_1 > 0$  et  $f_1 > 0$ . La condition  $f_1 > 0$  était facilement prévisible. En effet, un produit  $K_1 K_2$  négatif signifierait que le circuit asservi illustré à la figure 4.6 amènerait la variable critère à diverger du point de stabilisation.

Les coefficients  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$ ,  $c_4$  et  $c_5$  peuvent être exprimés en fonction des constantes de temps  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ,  $\tau_4$  et  $\tau_5$  et du produit  $K_1K_2$ . Ces relations sont données par les équations (7) à (14) du chapitre IV. Les ordres de grandeur des constantes de temps qui correspondent aux montages expérimentaux sont les suivants:

$$\tau_1 \approx \tau_2 \approx \tau_5 \approx 10^{-5} \text{ s}$$

$$\tau_3 \approx \tau_4 \approx 1 \text{ s}$$

On peut donc utiliser pour les coefficients  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$ ,  $c_4$  et  $c_5$  les développements approximatifs suivants:

$$c_1 \approx \tau_3 + \tau_4$$

$$c_2 \approx \tau_3\tau_4$$

$$c_3 \approx \tau_3\tau_4(\tau_1 + \tau_2 + \tau_5)$$

$$c_4 \approx \tau_3\tau_4(\tau_1\tau_2 + \tau_1\tau_5 + \tau_2\tau_5)$$

$$c_5 \approx \tau_1\tau_2\tau_3\tau_4\tau_5$$

La condition sur  $b_1$  est indépendante du gain (coefficient  $c_0$ ). Elle n'est fonction que des différentes valeurs des constantes de temps. Pour des constantes de temps positives (ce qui est toujours le cas), cette condition est toujours respectée. La condition sur  $d_1$  résulte dans l'inéquation suivante:



$$b_1 c_2 - c_4 c_1 + c_5 K > 0$$

où  $c_0 = K = K_1 K_2 + 1$ . En pratique, puisque  $b_1 c_1 > c_4 c_1$  et que le gain est toujours positif, l'inéquation ci-dessus est toujours respectée. La seule limitation sur le terme de gain  $K$  est donc contenue dans la condition de stabilité  $e_1 > 0$ . En utilisant les équations (1) à (5), on obtient, après quelques manipulations, la relation suivante:

$$\alpha_0 - \alpha_2 K_C^2 - \alpha_1 K_C = 0 \quad (7)$$

où  $K_C$  est le gain critique et les coefficients  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont définis comme suit:

$$\alpha_2 = c_5^2 \quad (8)$$

$$\alpha_1 = (c_3 c_4 - c_5 c_2) c_3 - 2 c_4 c_1 c_5 \quad (9)$$

$$\alpha_0 = ((c_3 c_4 - c_5 c_2) c_2 / c_4 - c_4 c_1) (c_4 c_1) \quad (10)$$

Le terme  $\alpha_2$  de l'équation (8) étant de l'ordre de  $10^{-30}$ , on peut négliger la forme quadratique dans l'équation (7). En utilisant les équations (9) et (10), on obtient alors pour le gain critique la relation suivante:

$$K_C = \frac{(c_3 c_4 - c_5 c_2) c_2 c_1}{(c_3 c_4 - c_5 c_2) c_3} = \frac{c_2 c_1}{c_3} \quad (11)$$

En utilisant les expressions de  $c_1$ ,  $c_2$  et  $c_3$  en fonction des constantes de temps, l'équation (11) peut être écrite comme suit:

$$K_C = \frac{\tau_3 + \tau_4}{\tau_1 + \tau_2 + \tau_5} \quad (13)$$

**ANNEXE F**

## Frequency locking of laser diode using metallic vapor optogalvanic spectrum: U

Eric David and Jean-Marie Gagne

The frequency of a AlGaAs diode laser has been locked to the  $8118\text{-cm}^{-1}$  ( $^2D_{5/2} \rightarrow ^3M_2^0$ )— $20,218\text{-cm}^{-1}$  transition of U I at  $828.20570\text{ nm}$  using the optogalvanic effect. A hollow cathode vapor generator has been utilized to produce a density of  $10^{12}$  atoms/cm<sup>3</sup> of uranium in vapor phase. The absolute frequency stability for a 10-min run was estimated to be better than 500 kHz P-P at an integration time of 1 s. This preliminary result shows that the rich optogalvanic spectrum of uranium can be efficiently used for the frequency-locking of semiconductor lasers.

### 1. Introduction

Because of their extensive development over the past years, semiconductor lasers are now being widely used in fundamental research and high technology, because of such attractive features as the broad spectral range covered ( $0.32\text{--}32\text{ }\mu\text{m}$ ),<sup>1</sup> low cost, high reliability, small size, and compatibility with standard electronic equipment, especially with semiconductor integrated circuits.

Development prospects in coherent optical communications techniques,<sup>2</sup> high resolution infrared spectroscopy,<sup>3</sup> plasma diagnostics,<sup>4</sup> and gas monitoring<sup>5</sup> are highly dependent on further developments of diode lasers.

Although InGaAsP lasers are the principal light source in coherent communications, near visible wavelength lasers can be well suited for short haul optical communication networks.<sup>6</sup> The use of AlGaAs lasers for free space optical communication systems<sup>7</sup> has been the subject of recent research. In the field of molecular spectroscopy, much fundamental investigation has been made possible thanks to the development of tunable semiconductor lasers.<sup>8</sup> The use of diode lasers in atomic spectroscopy is less frequent,

except for the work related to frequency standards and atomic clocks.<sup>9</sup> However, progress in the development of these lasers opens new perspectives for high resolution atomic spectroscopy regarding isotope shifts, hyperfine structures, photoionization of highly excited states, etc.

Unfortunately, the emission wavelength of semiconductor lasers is very sensitive to fluctuations in both injection current and operating temperature. It follows that the frequency stability of such equipment in the free-running mode is insufficient for a large number of applications in science and high technology. To solve this problem, use is frequently made of atomic and molecular transitions as absolute frequency references. In a recent paper, Tetu *et al.*,<sup>10</sup> compiled a list of all the atoms and molecules that have been used for diode laser stabilization at  $0.8$ ,  $1.3$ , and  $1.5\text{ }\mu\text{m}$ . For rare gas transitions, the error signal is often measured with the optogalvanic effect.

With the promising development of injection lasers, there is a greater demand for atomic lines having a good optogalvanic signal for either wavelength standardization or frequency stabilization. To fill these requirements, the ideal spectrum would have a dense and uniform distribution of optogalvanic lines with precisely measured frequencies throughout the spectral range covered by diode lasers. To this end, uranium and thorium show advantages motivating their use as reference elements for wavelength calibration. First, because of their numerous valence electrons, they present a large number of transitions associated with energy levels near the ground state. Furthermore, they are both nearly monoisotopic without hyperfine structures and have high atomic masses ( $238$  and  $232\text{ amu}$ , respectively), which gives them narrow Doppler profiles.

The authors are with Montreal Polytechnic, Department of Engineering Physics, Optics & Spectroscopy Laboratory, C. P. 6079 Station A, Montreal, Quebec H3C 3A7, Canada.

Received 23 February 1990.

0003-6935/90/3004-489-05\$02.00/0.

© 1990 Optical Society of America.

As early as 1939 and since, many authors have studied and tabulated the wavelengths and energy levels of uranium and thorium. The most complete works on the subject are those of Blaise and Radziemsky,<sup>11</sup> Conway and Warden,<sup>12</sup> Engleman and Palmer,<sup>13</sup> Giachetti *et al.*,<sup>14</sup> and of the Los Alamos Scientific Laboratory (LASL)<sup>15-17</sup> in which more than 100,000 lines are listed. However, most of their work was performed for the emission spectra of uranium and thorium, and very few reports have been made on the absorption spectra.<sup>18,19</sup> To our knowledge, there is no paper dealing with the infrared absorption spectrum of uranium and thorium.

In this paper, we report preliminary results on the UI optogalvanic signal obtained with an AlGaAs diode laser. We have worked with a line associated with a metastable level in the vicinity of  $8000\text{ cm}^{-1}$  to show the possibility of using the uranium spectrum as a reference spectrum. The results using UI were compared with those obtained using a krypton transition.

## II. Experiment

The experimental block diagram is shown in Fig. 1. A  $0.826\text{-}\mu\text{m}$  wavelength AlGaAs laser made by Sharp was attached to an aluminum mounting plate in good thermal contact with a thermoelectric heat pump (Peltier effect). A solid state sensor generated a signal proportional to the temperature of the device. A thermal servo loop provided a temperature stability within  $\pm 0.025^\circ\text{C}$ . The laser was biased by a stable current supply characterized by a random noise level of  $<20\text{ }\mu\text{A}$  rms. It operated in a single longitudinal mode with a 40-dB side mode suppression ratio at a dc injection current of 1.5 times the threshold. Between mode hops, the tuning coefficients were measured to be  $-35\text{ GHz}/^\circ\text{C}$  and  $-2.5\text{ GHz}/\text{mA}$ . By an adequate adjustment of both the operating temperature and injection current, the laser frequency could be tuned to a chosen UI line. The laser beam was collimated by a micro-

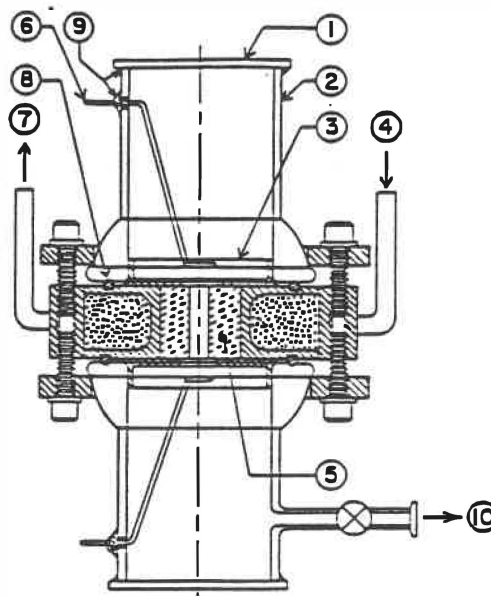


Fig. 2. Hollow cathode setup: (1) glass window; (2) Pyrex cylinder; (3) Teflon insulator; (4) water in; (5) hollow cathode; (6) anode; (7) water out; (8) O-ring; (9) soldered joint; (10) standard vacuum system.

scope lens and sent to a see-through hollow cathode cell along the lamp's principal axis. The laser frequency was modulated at 1 kHz by adding a small amplitude ( $\pm 150\text{-}\mu\text{A}$ ) sinusoidal current to the injection current. The frequency discriminant signal was obtained by detecting variations in the discharge voltage (optogalvanic effect) with a lock-in amplifier.

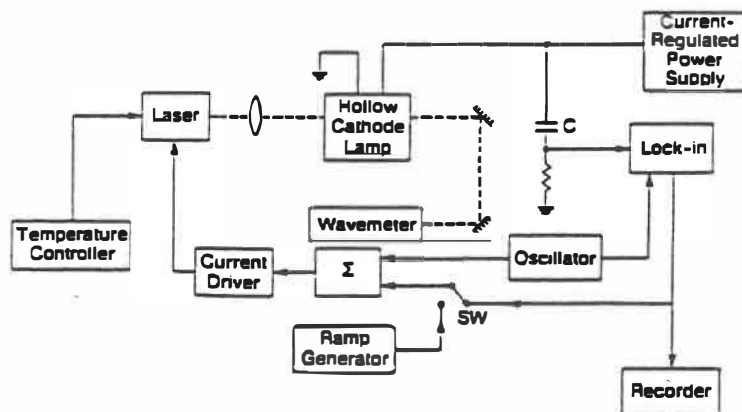


Fig. 1. Experimental setup.

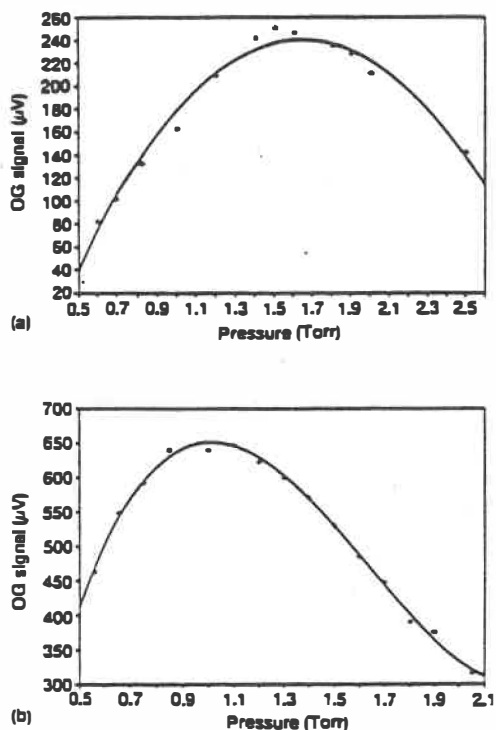


Fig. 3. Measured relationship between buffer gas pressure and peak optogalvanic signal of the UI 826.20570-nm line: (a) argon; (b) krypton.

A schematic of the uranium vapor generator is shown in Fig. 2. The vapor is produced by cathodic sputtering in a hollow cathode lamp. The cathode is made from a 30-mm long, 25-mm wide uranium cylinder with a 7-mm diameter bore along its principal axis. It is inserted into a water-cooled brass jacket mounted between two Pyrex cylinders, which in turn are closed by flat glass windows. This unit can operate at currents up to 500 mA with different buffer gases. The setup is also easily removable for cleaning purposes or changing the cathode material. Gagne *et al.*<sup>20</sup> have already demonstrated the sputtering efficiency of a similar vapor generator in the hollow cathode regime. Typically, it can produce uranium vapors with densities of more than  $10^{12}$  atoms/cm<sup>3</sup> at an electron temperature of  $\sim 3500$  K and a kinetic temperature which can vary from 500 to 1200 K.<sup>21</sup> The discharge tube is connected to a current regulated power supply with a fixed current variable from 0 to 400 mA. The buffer gas can be changed and its pressure set by the means of a standard vacuum system. This type of vapor generator can be easily miniaturized.

The optogalvanic signal was observed for a current

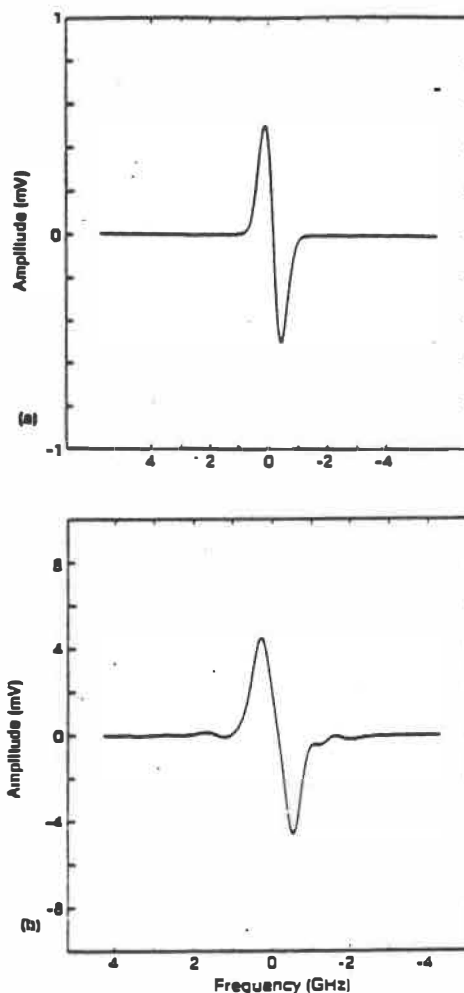


Fig. 4. Observed first derivative signals: (a) 8118-20,218-cm<sup>-1</sup> transition of UI; (b) 1s<sub>1</sub>-2p<sub>2</sub> transition of Kr.

of 100 mA and a discharge voltage of 200 V. Using a Burleigh wavemeter (WA-20), the laser frequency was adjusted near the resonance frequency corresponding to the UI 8118-cm<sup>-1</sup> ( $\rho d^2 s$ )-20,218-cm<sup>-1</sup> transition (826.20570 nm). To this end, the operating temperature and injection current were set to 14.9°C and 96 mA, respectively. The incident power in the hollow cathode was then 20 mW.

### III. Results

The optogalvanic signal magnitude is strongly related to parameters such as the choice of buffer gas and

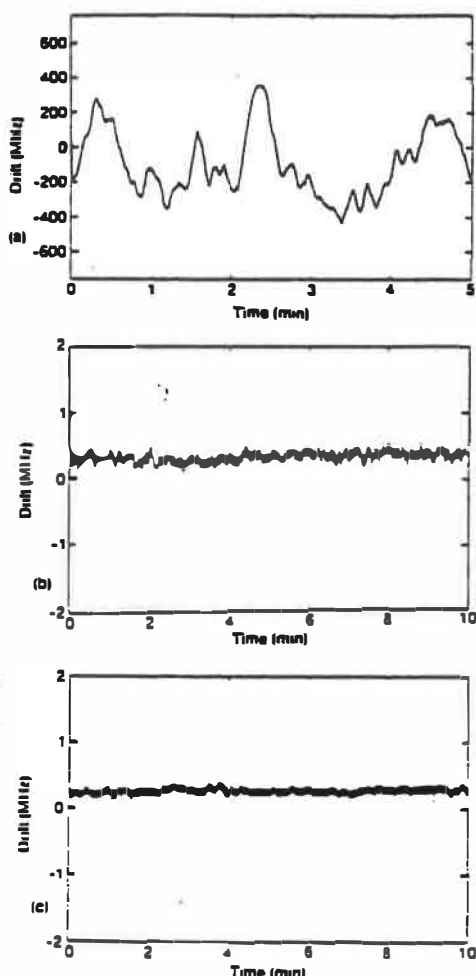


Fig. 5. Traces of the error signal: (a) free-running; (b) locked to the uranium transition; (c) locked to the krypton transition.

discharge conditions (pressure, current, voltage). The determination of the optimum gas pressure was conducted for two buffer gases that present good sputtering efficiencies, Ar and Kr. The curves shown in Fig. 3 present similar trends but different maxima: 1.6 Torr for argon and 1.1 Torr for krypton. The first derivative signal of the uranium transition, at a Kr pressure of 1.1 Torr, is shown in Fig. 4(a). The peak-to-peak width of this signal was 600 MHz with a slope of 2.4 mV/GHz near the center of the transition.

Figure 5 shows the measured open-loop [Fig. 5(a)] and closed-loop [Fig. 5(b)] frequency fluctuations.

The free-running frequency fluctuations were estimated to be within 800 MHz. These are related to random fluctuations in the operating temperature. With the feedback loop closed, the residual instability did not exceed 500 kHz for a time constant of 1 s. This result corresponds to a gain of 1600 in stability.

For comparison purposes, the same measurements were repeated with the Kr  $1s_2-2p_2$  transition (826.324 nm). Accordingly, the operating temperature and injection current were set to 27.9°C and 81 mA, respectively. The peak-to-peak width of this signal was measured to be 800 MHz with a slope of 15 mV/GHz near the center of the transition [Fig. 4(b)]. The small perturbations are due to the hyperfine structure of  $^{83}\text{Kr}$  (11.55%). The results obtained when using the Kr transition as frequency discriminant [Fig. 5(c)] are similar to those previously presented for an uranium transition.

#### IV. Discussion and Conclusion

An AlGaAs laser has been frequency stabilized to an uranium transition using the optogalvanic effect. The open-loop frequency fluctuations were of the order of 800 MHz. Our preliminary results in closed-loop show a frequency stability with residual fluctuations not exceeding 500 kHz at an integration time of 1 s. Better processing of the error signal involving a PID network should greatly improve these results. The intrinsic limit is related to the discharge noise, which was measured to be of the order of 0.1  $\mu\text{V}$  (50 kHz) for the same 1-s time constant.

Optogalvanic detection in a hollow cathode vapor generator presents many advantages including simplicity and high sensitivity. A compact system composed of a semiconductor laser and miniaturized vapor generator system should lead to many applications in both scientific and technological fields.

The metallic elements, like uranium and thorium, show a great number of lines that can be used as frequency references in the IR region. From the reports published by the Los Alamos Scientific Laboratory,<sup>15</sup> one can list more than 750 uranium lines between 750 and 850 nm and having their starting level below 10,000  $\text{cm}^{-1}$  with reference to the ground state. There are also many hundreds of such lines in the vicinity of 1.3 and 1.5  $\mu\text{m}$ . A hollow cathode made from an uranium-thorium alloy should considerably increase the number of reference lines in the infrared. Hence, it would be of interest to establish a complete atlas of the infrared absorption spectra of uranium and thorium.

This research was supported in part by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada and the Fonds pour la formation de chercheurs et l'aide à la Recherche of the Quebec department of education. We wish to thank P. A. Dion and Y. Lemire for their expert technical assistance. The comments of F. Babin, E. Langlois, and R. J. Black are also gratefully acknowledged.

## References

1. G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986), p. 6.
2. T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission," *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* LT-5, 414-428 (1987).
3. J. R. Brandenberger, "Hyperfine Splittings in  $4p^5 5p$  Configuration of  $^{81}\text{Kr}$  Using Saturated Absorption Laser Spectrometry," *Phys. Rev. A* 38, 64-68 (1988).
4. R. T. Ku, J. T. Verdeyva, B. E. Cherrington, and L. Goldstein, "Plasma and Gaseous Diagnostics with a Tuned GaAs Laser Diode," *J. Appl. Phys.* 43, 4579-4585 (1972).
5. M. Ohtsu, H. Kotani, and H. Tagawa, "Spectral Measurements of  $\text{NH}_3$  and  $\text{H}_2\text{O}$  for Pollutant Gas Monitoring by  $1.5\ \mu\text{m}$  In-GaAsP/InP Lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.* 22, 1553-1557 (1983).
6. B. Villeneuve, N. Cyr, and M. Tétu, "Use of Laser Diodes Locked to Atomic Transitions in Multiwavelength Coherent Communications," *Electron. Lett.* 24, 736-737 (1988).
7. V. Jayaraman, E. S. Kintzer, J. G. Garcia, and A. D. Pillsbury, "Design and Performance of an On-Satellite Laser Diagnostic System for a Free Space Optical Heterodyne Frequency-Shift-Keyed Communication System," *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* 996, 84-91 (1988).
8. M. Gehrz, W. Lenth, A. T. Young, and H. S. Johnston, "High-Frequency-Modulation Spectrometry with a Lead-Salt Diode Laser," *Opt. Lett.* 11, 132-134 (1986).
9. M. Hashimoto and M. Ohtsu, "Experiments on a Semiconductor Laser Pumped Rubidium Atomic Clock," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-23, 446-451 (1987).
10. M. Tétu, B. Villeneuve, N. Cyr, P. Tremblay, S. Theriault, and M. Breton, "Multiwavelength Sources Using Laser Diodes Frequency-Locked to Atomic Resonances," *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* LT-7, 1540-1547 (1989).
11. J. Blaise and L. J. Radziemski, Jr., "Energy Level of Neutral Atomic Uranium (UI)," *J. Opt. Soc. Am.* 66, 644-659 (1976).
12. J. G. Conway and E. F. Warden, "Isotope Shift of Uranium in the Infrared Region Between 1817 and 5598  $\text{cm}^{-1}$ ," *J. Opt. Soc. Am.* B 1, 788-794 (1984).
13. R. Engleman, Jr., and B. A. Palmer, "Precise Isotope Shifts for the Heavy Elements. I. Neutral Uranium in the Visible and Near Infrared," *J. Opt. Soc. Am.* 70, 308-317 (1980).
14. A. Giacobetti, J. Blaise, C. H. Corliss, and R. Zalubas, "Proposed Secondary Wavelength Standards and Line Classifications in Thorium Spectra Between 0.9 and 3  $\mu\text{m}$ ," *J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. A* 78, 247-281 (1974).
15. D. W. Steinhilber et al., "Present Status of the Analysis of First and Second Spectra of Uranium (UI and UII) as Derived from Measurement of Optical Spectra," Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-4501 (1971).
16. B. A. Palmer, R. A. Keller, and R. Engleman, Jr., "An Atlas of Uranium Emission Intensities in a Hollow Cathode Discharge," Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-8251 (1980).
17. B. A. Palmer and R. Engleman, Jr., "Atlas of the Thorium Spectrum," Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-9615 (1983).
18. Schuurmans, "On the Spectra of Neodymium and Uranium," *Physica* 11, 419-425 (1946).
19. C. J. Sansonetti and K.-H. Weber, "Reference Lines for Dye-Laser Wave-Number Calibration in the Optical Spectra of Uranium and Thorium," *J. Opt. Soc. Am.* B 1, 361-365 (1984).
20. J. M. Gagne, B. Mongeau, B. Leblanc, J. P. Saint-Dizier, P. Pianarosa, et L. Bertrand, "Production de vapeur d'uranium par pulvérisation cathodique dans une cathode creuse: efficacités relatives des gaz Ne, Ar, Kr et concentrations à l'état  $\text{SL}_0$ ," *Appl. Opt.* 17, 2507-2510 (1978).
21. E. Langlois and J. M. Gagne, "Optogalvanic Detection of the Zeeman Effect in a Hollow-Cathode Discharge," *J. Opt. Soc. Am.* B 4, 1222-1226 (1987).



ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



3 9334 00290906 5