



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



UNIVERSITE DE
METZ

**Laboratoire Interfaces Composants et
Microélectronique**

**Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des
Solides**



Supélec

THESE

Présentée à l'Université de Metz pour l'obtention du diplôme de
DOCTEUR de l'Université de METZ

Spécialité : **Electronique**
Ecole Doctorale : **PROMEMA**

**SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION PAR DIODE LASER ACCORDABLE ET
FIBRE-OPTIQUE-CAPTEUR A ONDES EVANESCENTES EN VUE
D'APPLICATION A LA DETECTION DE GAZ**

Par

Youssef ZAATAR

Soutenue le 5 juillet devant la jury composé de Messieurs :

Joseph BECHARA
Jean-Pierre CHARLES
Alain HOFFMAN

Professeur, Université Libanaise
Professeur, CLOES, Université de Metz
M^e. de Conférences HDR, CLOES,
Université de Metz

Co-directeur de thèse
Directeur de thèse

Mohamed KETATA
Antonio KHOURY
Claude LLINARES

Professeur, Université de Rouen
Professeur, Université Libanaise
Professeur, CEM2,
Université de Montpellier 2

Examineur
Rapporteur
Examineur

Pierre MIALHE
Mohamad ZOAETER
Azzedine BOUDRIOUA

Professeur, Université de Perpignan
Professeur, Université Libanaise
M^e. de Conférences HDR, CLOES,
Université de Metz

Président - Examineur
Rapporteur
Examineur

Invité

LICM - CLOES – Supélec – 2, r. Edouard BELIN – 57070 Metz – France

Fax : +33 3 87 75 96 01 ; Téléphone : +33 3 87 75 96 00

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 318145 4

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	2000 119S
Cote	S/M3 00/19
Loc	Magasin

6767084

S / 172 00/19

 UNIVERSITE DE METZ	Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides	 Supélec
--	--	--

~~inf - 000875~~

THESE

Présentée à l'Université de Metz pour l'obtention du diplôme de
DOCTEUR de l'Université de METZ

Spécialité : **Electronique**
Ecole Doctorale : **PROMEMA**

SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION PAR DIODE LASER ACCORDABLE ET
FIBRE-OPTIQUE-CAPTEUR A ONDES EVANESCENTES EN VUE
D'APPLICATION A LA DETECTION DE GAZ

Par

Youssef ZAATAR

Soutenue le 5 juillet devant la jury composé de Messieurs :

Joseph BECHARA	Professeur, Université Libanaise	Co-directeur de thèse
Jean-Pierre CHARLES	Professeur, CLOES, Université de Metz	Directeur de thèse
Alain HOFFMAN	M ^e . de Conférences H DR, CLOES, Université de Metz	Examineur
Mohamed KETATA	Professeur, Université de Rouen	Rapporteur
Antonio KHOURY	Professeur, Université Libanaise	Examineur
Claude LLINARES	Professeur, CEM2, Université de Montpellier 2	Président - Examineur
Pierre MIALHE	Professeur, Université de Perpignan	Rapporteur
Mohamad ZOAETER	Professeur, Université Libanaise	Examineur
Azzedine BOUDRIOUA	M ^e . de Conférences HDR, CLOES, Université de Metz	Invité

LICM - CLOES – Supélec- – 2, r. Edouard BELIN – 57070 Metz – France

Fax : +33 3 87 75 96 01 ; Téléphone : +33 3 87 75 96 00

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué en grande partie au sein du Laboratoire Apollos – Département de physique – Faculté des Sciences II – Université Libanaise - Liban.

Je voudrais remercier L'ECOLE DOCTORALE FRANCO-LIBANAISE pour le financement et le soutien à cette étude. Ma profonde gratitude à son directeur le Professeur. P. MIALHE qui a accepté d'être rapporteur.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur J-P. CHARLES, Directeur de ma thèse, qui a dirigé ce travail et m'a apporté une aide précieuse aussi bien dans mon travail de recherche que lors de la rédaction de ce manuscrit. Je le prie d'accepter ici le témoignage de ma gratitude.

Je tiens à remercier Monsieur Le Professeur J. BECHARA, Co-Directeur Libanais de ma thèse, pour l'aide qu'il m'a accordée, pour son soutien tout au long de ce travail et pour ses précieux conseils. Mes remerciements sont l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie également Monsieur le Professeur M. KETATA d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et de participer au jury.

J'exprime également ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur C. LLINARES pour ses conseils, qui a fait preuve d'une grande disponibilité et m'a laissé un accès à son laboratoire et pour avoir bien voulu examiner ce mémoire. Je remercie également toute son équipe surtout ceux de l'atelier qui ont contribué à la préparation d'éléments pour la manipulation installée au Liban.

Je remercie également Monsieur le Professeur A. KHOURY pour son appui pendant ces longues années de thèse, ce qu'il fait pour promouvoir des activités de recherche au sein de la

*Facultés des Sciences II de l'Université Libanaise et d'avoir bien voulu examiner ce mémoire.
Mes remerciements sont l'expression de ma profonde gratitude.*

Je voudrais remercier :

*Monsieur le Professeur M. ZOAETER et Monsieur A. HOFFMAN pour avoir bien voulu
examiner ce mémoire.*

Monsieur A. BOUDRIOUA pour sa participation à ce jury.

Toute ma gratitude à Messieurs :

*M. DELABARDONIE, Y. BOUSLIMANIE, R. MALKI, T. SEBAALI, H. EL BALAA, D.
ZAOUK, M. TAHCHI, Z. KALLASSY, W. SALAMEH, G. ELHAJJ MOUSSA.*

TABLE DES MATIERES

Chapitre I :Introduction.....	1
Chapitre II :Dispositifs à fibres pour le contrôle de l'environnement	4
1 Introduction.....	4
2 Contrôle de l'environnement et fibres optiques	5
2.1 Nouvelles technologies	5
2.2 Intérêt de l'utilisation des fibres optiques	6
2.3 Principaux polluants.....	7
2.3.1 Pollution de l'air.....	7
2.3.2 Pollution de l'eau	10
3 Sources de lumière pour les capteurs à fibre optique.....	12
4 Capteurs à fibre optique.....	15
4.1 Capteurs à fibre passive	15
4.2 Capteurs à fibre active.....	17
4.2.1 Détection par absorption	20
4.2.2 Détection par variation de l'indice.....	20
5 Conclusion.....	22
Chapitre III : Propagation de la lumière dans les fibres optiques	23
1 Introduction.....	23
2 Propagation des rayons lumineux dans une fibre optique à saut d'indice	24
2.1 Construction du trajet de la lumière	25
2.2 Angles directionnels.....	27
2.2.1 Classification des rayons.....	27
2.2.2 Décomposition du champ incident sur la périphérie du cœur.....	29
3 Equation d'Helmholtz.....	29
4 La méthode des indices effectifs.....	32
5 Conclusion.....	33
Chapitre IV : Ondes évanescentes dans les fibres.....	34
1 Introduction.....	34

2	Réflexion totale atténuée.....	34
2.1	Guide d'onde plane diélectrique	39
2.2	Spectroscopie d'absorption à ondes évanescentes	40
3	Capteur fibre optique à ondes évanescentes.....	41
3.1	Coefficient d'atténuation de puissance	42
3.2	Description d'un système spectroscopie fibre optique à ondes évanescentes.....	43
3.3	Modélisation d'un capteur à ondes évanescentes par l'optique géométrique	44
3.3.1	Coefficient effectif de l'absorption de l'onde évanescente.....	45
3.3.1.1	Coefficient de transmission de la puissance	45
3.3.1.2	Cas d'un milieu de faible guidage	46
3.3.1.3	Cas d'un milieu de fort guidage.....	47
3.3.2	Puissance de distribution du rayon.....	49
3.3.2.1	Source de diffusion ou Lambert.....	50
3.3.2.2	Source injectée par un collimateur.....	50
3.3.3	Sensibilité.....	50
3.4	Modélisation d'un capteur fibre optique à ondes évanescentes par la résolution des équations de Maxwell	52
3.4.1	Structure du capteur	52
3.4.2	Etude des modes locaux	53
3.4.3	Analyse des couplages modaux aux transitions.....	55
3.4.4	Puissance transmise.....	56
4	Conclusion.....	57
	Chapitre V :Spectroscopie par fibre optique avec diode laser accordable.....	58
1	Généralités	58
1.1	Rappels théoriques, application au méthane	58
1.2	Spectre d'absorption du méthane.....	63
1.3	Détection du méthane par absorption à 1,3µm	64
1.4	Système de détection par absorption et à fibre optique pour le méthane.....	65
2	La spectroscopie d'absorption	69
2.1	Loi d'absorption.....	71

2.1.1	L'élargissement Doppler	73
2.1.2	L'élargissement collisionnel lorentzien	73
2.1.3	L'élargissement de Voigt.....	74
3	La spectroscopie d'absorption par diode laser accordable	74
3.1	Diode laser	74
3.1.1	Diode laser homojonction	77
3.1.2	Diode laser hétérostructure	79
3.1.3	Propriétés spectrales des principaux types de diodes laser	82
3.1.3.1	Cavité Fabry-Pérot.....	82
3.1.3.2	Cavité à réaction distribuée (DFB et DBR)	83
3.2	Accordabilité des lasers semi-conducteur	83
3.2.1	Accordabilité moyenne par la température.	84
3.2.2	Accordabilité d'un laser à cavité Fabry-Pérot par le courant.....	85
3.3	Caractéristique puissance - courant des diodes lasers.....	87
3.4	Évolution du courant de seuil avec la température	88
4	Conclusion.....	91
	Chapitre VI : Dispositifs expérimentaux	92
1	Système de spectroscopie diode laser accordable.....	92
1.1	Paramètres du système	93
1.1.1	Contrôle de courant.....	93
1.1.2	Techniques de modulation	93
1.1.2.1	Modulation d'amplitude	93
1.1.2.2	Modulation de fréquence	95
1.1.3	Optique.....	98
1.1.4	Détecteur	98
2	Dispositif expérimental	99
2.1	Electronique de commande de la diode laser	99
2.2	Electronique de détection.....	100
2.3	Gestion informatisée de l'expérience.....	101
2.4	Diode laser	105

2.4.1	Accordabilité en longueur d'onde avec le courant.....	105
2.4.2	Accordabilité en longueur d'onde avec la température.....	110
2.5	Spectres vapeur d'eau	111
2.5.1	Mesures du signal direct de transmission après absorption	111
2.5.2	Mesures par modulation de longueur d'onde.....	114
2.5.3	Calibrage en longueur d'onde	116
3	Capteur fibre optique à ondes évanescentes.....	118
3.1	Réduction de la dimension de la fibre.....	119
3.1.1	Par polissage	119
3.1.2	Par attaque chimique.....	120
3.2	Profil des transitions aux extrémités	124
3.3	Adaptation de la fibre.....	125
	Chapitre VII: Perspectives.....	129
	Bibliographie	131

Chapitre I :Introduction

Le travail que nous représentons dans ce mémoire est le résultat d'une coopération Franco-Libanaise qui entre dans le cadre de l'Ecole Doctorale Franco-Libanaise dans le but de promouvoir le développement des activités de recherche aux Facultés des Sciences de l'Université Libanaise.

Ce travail est fait en grande partie au Laboratoire Apollos (Air Pollution by laser optical spectroscopy) installé au département de physique de la Faculté des Sciences II par le Professeur Joseph Bechara. Ce laboratoire a un axe de recherche orienté, en premier temps, vers l'étude de l'instrumentation pour la mesure de la pollution atmosphérique par spectroscopie laser et les capteurs fibres optiques pour des applications environnementales.

Nous avons réussi et avec la collaboration de Messieurs les Professeurs Jean-Pierre Charles¹, Claude Llinares² et Pierre Mialhe³, à installer un système de spectroscopie par diode laser accordable avec l'aide et le financement du CNRS libanais et de l'Ecole Doctorale Franco-Libanaise. Ce système peut être modifié pour détecter une variété de gaz par le bon choix de la diode laser.

Nous avons ensuite étudié le couplage du système spectroscopique entre une fibre optique qui sert de ligne de transport du signal optique et un capteur-fibre à ondes évanescentes pour l'analyse et l'identification d'un gaz ou d'une substance chimique qui entoure le cœur de la partie dénudée d'une fibre optique.

Le développement de capteurs fibres optiques à ondes évanescentes demande la considération des procédés de fabrication. Nous avons établi une méthode de fabrication des capteurs fibre optique par attaque chimique. Cette méthode a été l'objet d'une présentation orale dans un Congrès International et le sujet d'un article publié dans "Materials Science and Engineering B".

¹ CLOES - Université de Metz

² Laboratoire CEM2 - Université de Montpellier II

³ Laboratoire CEF - Université de Perpignan

Les capteurs fibres optiques obtenus par attaque chimique ont une structure biconique où les échanges de puissance entre les différents modes sont importants. La prise en considération de la variation du rayon de la gaine et de l'indice de réfraction du milieu extérieur devient nécessaire. La fibre dénudée peut être considérée à double gaine, où le milieu extérieur est considéré comme une gaine infinie. Dans ces conditions, il est possible d'effectuer un calcul exact des composantes des champs et des expressions des constantes de propagation et des coefficients de couplage entre les différents modes. Il est donc possible d'élaborer des méthodes de résolution analytique et numérique des équations de couplage en tenant compte des paramètres de la fibre, tels que les variations du rayon du cœur et de la gaine, et l'indice de réfraction du milieu dans lequel la fibre est plongée pour modéliser le capteur fibre optique à ondes évanescentes.

Dans le deuxième chapitre nous présentons l'intérêt environnemental pour le développement des capteurs fibre optique dans le domaine chimique et le marché international qui favorise la recherche pour de nouvelles technologies. A la suite, nous faisons un rappel bibliographique sur les capteurs à fibre optique que nous avons classé en deux catégories : passifs et actifs. Nous présentons certains capteurs à fibre optique utilisés dans les mesures et les analyses environnementales et en particulier les fibres optiques capteurs de gaz et les sources de lumière utilisées dans les systèmes de détection des gaz.

Le troisième chapitre est consacré à la propagation de la lumière en utilisant l'approche géométrique et la théorie de réflexion d'un rayon lumineux pour définir la propagation d'un rayon dans une fibre optique. En partant des équations de Maxwell, nous avons rappelé la méthode des indices effectifs qui nous sert dans la suite pour modéliser notre capteur-fibre-optique.

Le quatrième chapitre porte sur les ondes évanescentes dans les fibres optiques et comment les utiliser pour la détection de substances chimiques qui entourent le cœur d'une fibre optique. Nous avons proposé deux modèles numériques équivalents pour déterminer la réponse de ce capteur.

Dans le chapitre cinq nous présentons la technique de spectroscopie avec diode laser accordable et fibre-optique-capteurs à ondes évanescentes. Nous commençons le chapitre par une généralité sur la spectroscopie d'absorption puis la spectroscopie d'absorption par diode laser,

puis nous analysons les différents éléments nécessaires et mis-en-jeux pour l'installation du système de spectroscopie par diode laser accordable.

Le chapitre six est consacré à la présentation des dispositifs expérimentaux, l'installation du système de spectroscopie, le choix de l'équipement, le développement d'un logiciel pour la commande et le contrôle de la diode laser et l'acquisition du signal, le couplage du système à une fibre optique, la fabrication du capteur à ondes évanescentes, et nous présentons les différents résultats et spectres obtenus pour la vapeur d'eau.

Enfin, dans le dernier chapitre la conclusion est présentée sous la forme de perspectives en vue d'améliorer la sensibilité et la sélectivité du système.

Chapitre II : Dispositifs à fibres pour le contrôle de l'environnement

1 Introduction

Dès l'apparition de sources laser à très faible divergence, la transmission de l'information par voie optique devint plus intéressante. Les problèmes posés par la transmission d'un point à un autre dans l'atmosphère libre (absorption, alignement, turbulence) conduisent à envisager le guidage de la lumière dans un milieu protégé, d'où vient l'idée de la fibre optique où la lumière se propage par réflexion totale dans un mince fil de verre entouré par une couche d'indice inférieur à celui de la gaine.

Le développement de la technologie des fibres optiques et des lasers à semi-conducteurs a entraîné celui des applications dans les réseaux de communications autour du monde où les liaisons sont faites par des câbles de fibres optiques qui forment la squelette majeurs des routes de communications internationales et locales. Ce développement a été facilité par la capacité de débit d'informations offerte par la fibre optique.

A partir de 1980, l'application de la fibre optique dans les systèmes de mesures et de capteurs commence à apparaître, mais cette application était bien moins importante que celle du marché de la communication.

Les progrès technologiques liés aux télécommunications par fibres optiques (le développement des sources et détecteurs à semi-conducteurs, l'augmentation des performances des fibres optiques) se sont traduits par une diminution des coûts des systèmes de mesure utilisant les fibres optiques. La demande croissante des capteurs fibres optiques stimule le développement et la recherche dans ce domaine.

De nombreux capteurs physiques, chimiques et biologiques à fibres optiques sont en cours d'étude ou réalisés pour plusieurs applications de mesures (mesures de pH, de concentration de gaz, de liquide, température, pression, contrainte, vibration, champs électrique ou magnétique, etc.).

Plusieurs facteurs ont aidé à accélérer le développement des capteurs fibres optiques dans le domaine chimique. La pollution et la protection de l'environnement attire l'attention

internationale et nationale : il y a un besoin continu en sécurité et en exactitude dans les processus de contrôle industriel ; dans le domaine médical, les nouvelles tendances dans les diagnostics médicaux et la médecine préventive ont conduit à une stratégie de développement de nouveaux capteurs chimiques/biochimiques.

2 Contrôle de l'environnement et fibres optiques

2.1 Nouvelles technologies

Récemment, l'Union Européenne a chargé l'Agence Européenne pour la protection de l'environnement de contrôler la pollution intégrée (CPI). Celle-ci envisage de nouvelles approches pour la réduction de la pollution. L'idée est d'assurer la réduction de la concentration de pollution dans chacune des zones sol, air et eau. Le CPI propose de nouvelles lois pour l'environnement qui sont adoptées par la Commission Européenne. De nombreuses sociétés, y-compris celles concernées par l'énergie, les métaux, les minéraux, la chimie et l'aménagement des déchets, sont obligées de se soumettre à la législation gouvernementale pour la limitation de la pollution.

Les sociétés s'assurent de se conformer aux règlements, ce qui nécessite l'échantillonnage et l'analyse des décharges avec des instruments portables ; mais la technique la plus demandée est le contrôle continu en ligne, ce qui assure une adéquation évidente avec la régulation. La fibre optique capteur est l'élément le plus adapté pour ce type de mesure continue sur site. Le marché total en Europe de l'Ouest pour le contrôle de gaz et de l'eau a dépassé les 700 millions de dollars pour l'année 1997 ce qui favorise le développement et la recherche pour de nouvelles techniques éprouvées pour des analyses de gaz chimiques en ligne.

La fibre optique constitue un choix préliminaire pour le besoin de capteurs chimiques, qui couvre une large gamme de substances et d'environnements, pour l'identification des contaminants et de leurs sources et pour des contrôles continus de polluants connus par des mesures répétitives à bas prix.

2.2 Intérêt de l'utilisation des fibres optiques

Un système de contrôle et de détection est constitué d'un capteur, d'une unité d'acquisition et de traitement de signal, et d'une ligne de transport de l'information. En général cette ligne est un câble électrique. Les mesures dans des milieux tels que l'atmosphère humide, les mesures dans des milieux où règnent de fortes interférences électromagnétiques, les mesures sur site, les mesures dans des endroits difficilement accessibles, nécessitent avant tout une grande souplesse du capteur. Un des problèmes majeurs reste la sensibilité de la mesure aux variations du champ électromagnétique agissant sur la ligne de transport de l'information. La fibre optique permet de résoudre de nombreux problèmes posés par les systèmes classiques de mesure, grâce aux propriétés suivantes :

- la fibre peut être elle-même une ligne de transmission des informations optiques qui seront transmises ; ce qui garantit la sécurité et l'immunité aux perturbations électromagnétiques et aux rayonnements nucléaires.
- la possibilité d'avoir l'électronique de mesure déportée à grande distance du transducteur ; ce qui donne la possibilité de mesures dans des milieux difficiles d'accès, dangereux et hostiles sans besoin d'alimentation du capteur.
- la possibilité de compatibilité pour la conception de réseaux de capteurs fibres optiques répartis sur de grandes distances.
- le haut débit de l'information par voie optique; la quantité d'informations transmise par fibre optique est supérieure à celle transmise par fils électriques.
- le faible poids, les faibles dimensions et le faible encombrement ; ce qui donne accès à des endroits difficiles à atteindre.
- l'intensité, la longueur d'onde, la phase et la polarisation de la lumière peuvent être utilisées comme paramètres de mesures ; plusieurs longueurs d'onde peuvent être transmises dans la même fibre, dans la même direction et correspondre à des signaux indépendants. Ceci permet le contrôle de plusieurs éléments chimiques avec la même fibre capteur et simultanément.
- le multiplexage des systèmes optiques est plus facile ; ce qui permet de partager une source et l'instrument d'analyse avec plusieurs sites.

L'un des désavantages de la fibre optique capteur est sa sensibilité à d'autres paramètres que ceux que l'on désire mesurer, par exemple la température. La sensibilité à d'autres éléments chimiques doit être prise en considération. La fibre optique elle-même a un spectre d'absorption, de diffusion, de fluorescence et de Raman dont il faut tenir compte.

2.3 Principaux polluants

Dans ce paragraphe nous citons certains exemples importants de polluants environnementaux qui peuvent être contrôlés par mesure à l'aide d'un capteur chimique à fibre optique. C'est dans ce domaine de capteur environnementaux que la recherche et le développement sont les plus actifs, du développement des systèmes pratiques à la démonstration dans les laboratoires. Il faut faire attention dans ce domaine à la sensibilité du capteur à d'autres gaz ou molécules afin qu'ils n'interfèrent pas avec l'espèce chimique à mesurer; ceci nécessite plus d'investissement et de tests.

2.3.1 Pollution de l'air

Les polluants importants de l'air sont: l'oxyde de carbone, le dioxyde d'azote et les hydrocarbures qui résultent des échappements des voitures et d'autres sources industrielles. Le dioxyde de soufre est émis des stations de puissance utilisant le charbon comme combustible.

Le sulfure d'hydrogène S_2F et le méthane CH_4 sont produits durant les processus pétrochimiques.

L'ozone O_3 aussi contribue à la pollution de l'air et provient de la réaction de la lumière du soleil avec les particules hydrocarbonées partiellement brûlées émises par les échappements des voitures et les ateliers de soudure.

Le monoxyde de carbone CO est un gaz très toxique et son contrôle est très important dans les analyses environnementales. Sa détection par voie optique se fait par mesure de l'absorption à travers une cellule dans l'infrarouge à $4,66\mu m$ et dans le proche infrarouge à $2,2\mu m$ et $1,567\mu m$. La raie d'absorption à $1,567\mu m$ est la seule qui convient pour la mesure d'absorption par fibre optique en silice (Figure II-1).

Le dioxyde d'azote NO_2 et le monoxyde d'azote NO peuvent être contrôlés par mesure d'absorption. Le dioxyde d'azote a une large bande d'absorption dans le visible, centrée autour de

0,4 μ m dans le visible et 0,8 μ m dans le proche infrarouge. Ces deux bandes d'absorption conviennent très bien à la mesure d'absorption par fibre optique.

Le méthane et les hydrocarbures aliphatiques C-H ont une forte bande d'absorption aux fréquences de résonance fondamentale autour de 3,3 μ m. Cette région ne convient pas à la détection par fibres optiques en silice. Des raies d'absorption secondaires correspondant à des fréquences de combinaisons harmoniques autour de 1,3 μ m et 1,6 μ m peuvent être utilisées pour la mesure d'absorption par fibre optique car elles sont situées à des longueurs d'onde situées dans la fenêtre spectrale de la transmission de la fibre optique dans le proche infrarouge. Nous consacrons un paragraphe dans ce chapitre pour la détection du méthane dans le proche infrarouge.

La détection optique du sulfure d'hydrogène est réalisée en mesurant la réflexion de la lumière issue d'une fibre optique sur un papier imbibé d'acétate de plomb [88SEIV]. Le papier devient plus sombre quand il est exposé au sulfure d'hydrogène ; mais cette réaction n'est pas réversible. Il a été démontré qu'il est possible de détecter le sulfure d'hydrogène par mesure d'absorption à 1,57 μ m dans un système sans fibre optique.

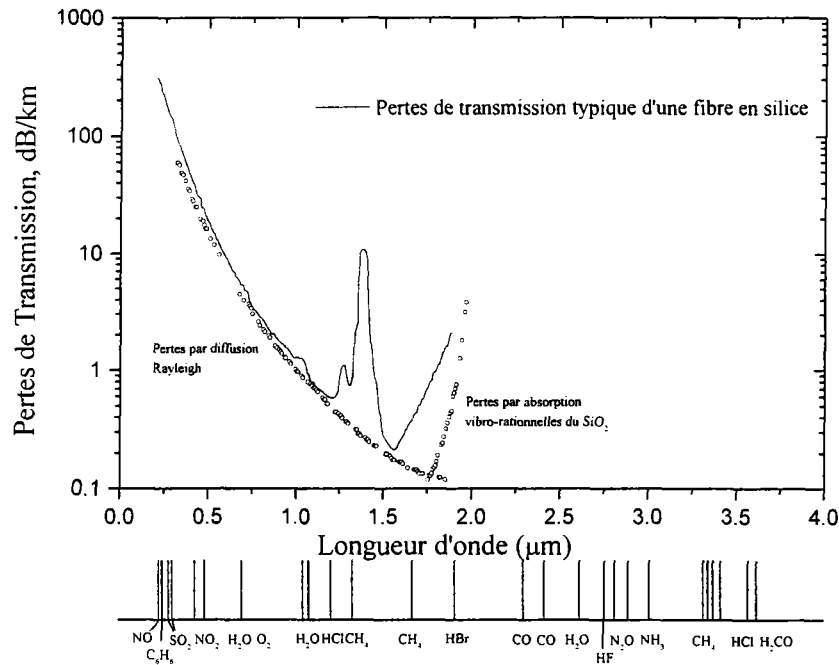


Figure II- 1 : Le spectre de transmission typique d'une fibre optique en silice dans le visible et le proche infrarouge en fonction de la longueur d'onde. Les longueurs d'ondes d'absorption typiques de certains molécules présentes dans l'atmosphère et l'environnement sont indiquées au bas de la figure [79HUM].

L'ozone O_3 a une forte raie d'absorption dans l'ultraviolet $\sim 250\text{nm}$ qui ne convient pas pour la détection par absorption et fibre optique, mais possède une autre faible bande d'absorption autour de 600nm qui est normalement utilisée pour les mesures de fortes concentrations et qui convient pour les mesures de l'absorption par fibre optique.

Le dioxyde de carbone CO_2 , a une forte raie d'absorption à $4,2\mu\text{m}$ et une faible raie d'absorption à $1,573\mu\text{m}$. Une détection de 100ppm a été montrée possible [94WEL] dans un système à diode laser à réaction distribuée (DFB distributed feedback) dans un système sans fibre optique.

Gaz	Lignes d'absorption (nm)	($\text{cm}^{-2} \cdot \text{atm} \cdot 1 \times 10^{-2}$)	Sensibilité estimé Ppm .m (absorption directe)
Acétylène (C_2H_2)	1530	?	?
Iode hydrogéné (HI)	1541	0.775	0.04
Ammoniaque (NH_3)	1544	0.925	0.03
Cyanide d'hydrogène (HCN)	1550	?	?
Monoxyde de carbone (CO)	1567	0.0575	1
Dioxyde de carbone (CO_2)	1573	0.04	1
Sulfite d'hydrogène (H_2S)	1578	0.325	0.1
Méthane (CH_4)	1330	0.3	0.1
Méthane (CH_4)	1667	1.5	0.02
Acide fluorhydrique (HF)	1330	32.5	0.001
Bromure d'hydrogène	1341	0.0525	1
Eau (H_2O)	1365	52.5	0.001
Oxygène (O_2)	761	0.019	1.5
Dioxyde d'azote (NO_2)	800	0.125	0.2

Table II-1: Une sélection de plusieurs lignes d'absorption dans le proche infrarouge [98CUL] pouvant être utilisées par des capteurs fibre optique.

Si ces techniques de détection par fibre optique offrent un intérêt quant aux limites de détection obtenues, il est difficile de les mettre en application pour une mesure distribuée. Effectivement ces techniques fournissent une information sur la concentration locale des gaz. Pour connaître la distribution de concentration dans une région étendue de l'espace, il faut recouvrir cette région par un réseau de plusieurs cellules qui peut devenir très complexe quand le nombre de points de mesure est élevé.

2.3.2 Pollution de l'eau

Une fibre optique capteur biologique (biosensor), développée au Laboratoire Naval de la Recherche aux Etats Unis pour la détection de grand nombre de molécules et cellules, a été

la puissance transmise par la fibre optique. Des mesures de test dans le laboratoire ont montré une excellente détection pour l'essence et le gasoil.

Krska et al [92KRS] ont réussi à avoir une limite de détection de 10mg/l d'hydrocarbure en déposant une couche de polyéthylène sur le cœur d'une fibre optique dénudée. Les mesures étaient faites en utilisant un spectromètre à transformée de Fourier dans l'infrarouge.

Les paramètres importants pour le contrôle de l'eau des mers et des océans sont: le pH, l'oxygène et le dioxyde de carbone dissous dans l'eau. Plusieurs processus océaniques dépendent du pH comme la solubilité minérale, tandis que la solubilité de l'oxygène est nécessaire pour le support de la vie dans les environnements maritimes. Les océans absorbent la moitié du dioxyde de carbone dégagé dans l'atmosphère et le dioxyde de carbone entre dans le cycle biologique quand il est fixé par un plancton. De là, la mesure du dioxyde de carbone dissout dans l'eau est importante pour comprendre la contribution des océans dans le cycle du carbone et la contribution possible du dioxyde de carbone à l'effet d'échauffement global.

Des capteurs à fibre optique basés sur l'absorption, la fluorescence, et les indicateurs colorés pour la mesure du pH et la détection du dioxyde de carbone et de l'oxygène ont été construits, mais ces capteurs rencontrent des difficultés dans le contrôle des milieux océaniques. L'eau des océans possède une grande force ionique qui provoque une variation de la réponse des capteurs basés sur la fluorescence et les indicateurs colorés. La concentration en dioxyde de carbone est très faible ce qui nécessite une résolution du capteur de l'ordre de ppm (particule par million) et qui force à maîtriser les dérives et les instabilités de l'instrument. A cause de ces problèmes, les fibres optiques capteurs n'ont pas eu d'application dans les contrôles océanique et maritime. Des recherches sont en cours pour construire des capteurs à fibre optique qui surmontent ces difficultés [92WAL].

3 Sources de lumière pour les capteurs à fibre optique

Les sources de lumière les plus conventionnelles pour les capteurs à fibre optique sont les diodes électroluminescentes (DEL) et les diodes lasers. Leurs lumières peuvent être modulées pour augmenter le rapport signal sur bruit S/B. Ces sources de lumière sont bon marché et largement disponibles pour la télécommunication optique, surtout les GaAs/AlGaAs DEL et les diodes lasers dans la région 0,8 μ m et les InGaAsP/InP à des longueurs d'ondes 1,3 μ m et 1,55 μ m.

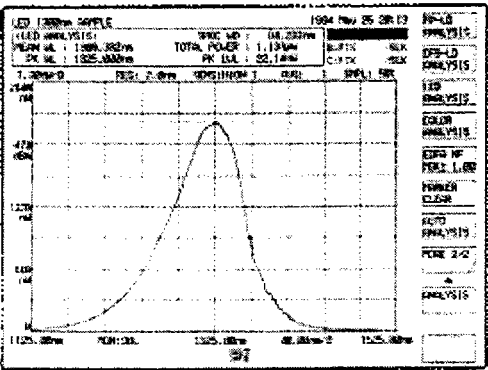
Une demande plus large de gamme de longueurs d'onde pour la détection optique est nécessaire. Des diodes lasers et des DEL sont disponibles mais à des prix très élevés (30000FF pour une diode laser DFB à $1,66\mu\text{m}$ chez Thomson).

Les sources de lumière disponibles dans la région visible du spectre sont les DEL orange, rouge, jaune, vert et bleu et les diodes laser rouges (680nm, 780nm, 820nm). Ces sources sont surtout utilisées dans les systèmes basés sur les indicateurs colorés.

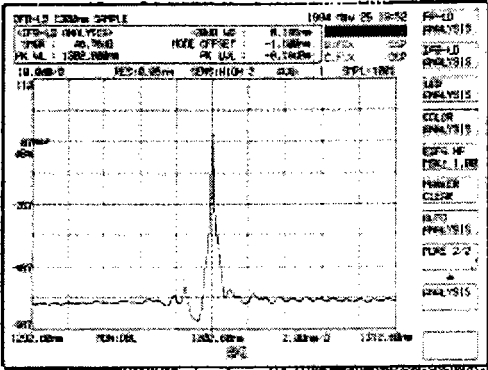
Des diodes lasers à des longueurs d'ondes $>3\mu\text{m}$ sont aussi disponibles et couvrent les lignes fondamentales d'absorption des gaz, mais la nécessité du refroidissement de la source et du détecteur rend ces systèmes encombrants pour l'utilisation.

En plus des fibres optiques pour l'infrarouge sont en cours de développement et coûtent très cher. Pour ces raisons, l'attention est donnée aux DEL et aux diodes lasers dans le proche infrarouge ($1-2\mu\text{m}$) compatibles avec la fenêtre spectrale de transmission de la fibre optique, où les gaz ont des lignes d'absorption secondaires dues à la combinaison des lignes fondamentales.

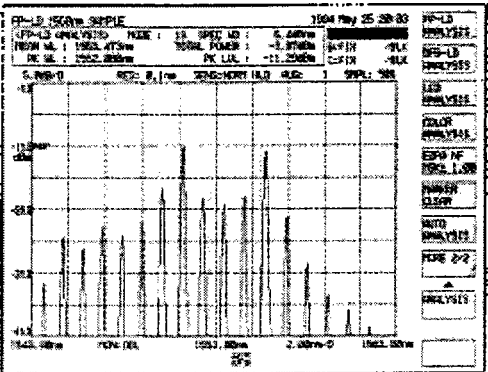
Les diodes lasers à réaction distribuée (DFB) ont une ligne d'émission très étroite ($\sim 50\text{MHz}$), inférieure à une ligne d'absorption d'un gaz, et cette ligne d'émission peut être variée sur une plage de quelques nm par variation de la température ou de l'injection du courant. Nous décrivons dans le chapitre V §2 la technique de spectroscopie par diode laser. Nous présentons dans le chapitre VI §1.1.4 les photodétecteurs InGaAs pour la détection dans le proche infrarouge. Notons bien que les photodiodes en silicium sont les plus utilisées dans la région visible $0,3\mu\text{m} - 1\mu\text{m}$. Pour des longueurs d'onde entre 1 et $5\mu\text{m}$ les détecteurs photoconducteurs comme PbS et PbSe, sont utilisés pour leur grande sensibilité dans le spectre visible pour la détection d'une faible fluorescence, ainsi que les matrices photodétectrices et les CCD (Charge Coupled Device) qui permettent une collection virtuelle instantanée des données issues d'un spectromètre.



(a)



(b)



(c)

Figure II- 3 : Caractéristiques spectrales de l'émission (a) d'une DEL (b) d'une diode laser à réaction distribué (DFB) (c) d'une diode laser Fabry -Perot.

Emetteurs (DL, DEL)	Domaine de fonctionnement
InGaAsP /substrat InP	0,9-1,6 μm
InGaAs /substrat InP	1,02-1,62 μm
AlGaAsSb /substrat GaSb	1,0-1,79 μm
InGaAsSb /substrat InAs	>1,6 μm
Détecteurs	Domaine de fonctionnement
Ge	<1,6 μm
InGaAs	<1,62 μm
InGaAsP	<1,62 μm
PbS	>1,6 μm

Table II- 2: Emetteurs et détecteurs dans le proche infrarouge.

4 Capteurs à fibre optique

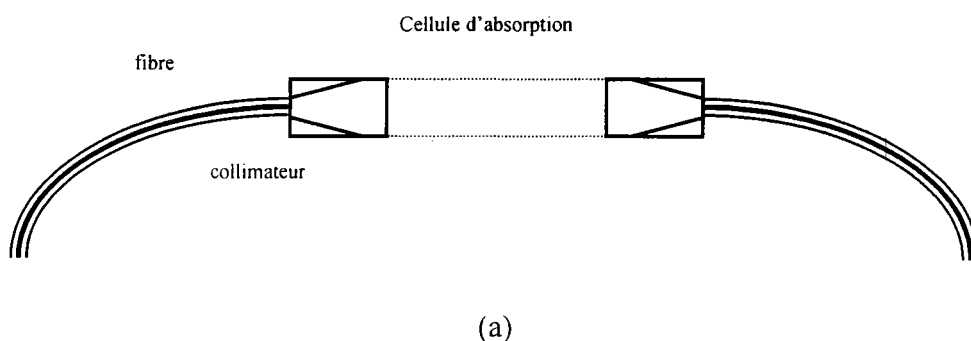
Dans les systèmes de détection et de contrôle utilisant la fibre optique, la fibre peut être un élément de transport de l'information (capteur à fibre optique extrinsèque, fibre passive) ou elle-même le capteur (capteur à fibre optique intrinsèque, fibre active).

De nombreux capteurs, physiques, chimiques et biologiques à fibres optiques, sont en cours d'étude, ou réalisés pour de multiples applications (mesures de pH, de concentration de gaz, de liquide, température, pression,...).

Comme nous venons de le décrire la fibre optique capteur est l'objet d'un intérêt considérable et de nombreuses techniques sont utilisées pour mesurer un certain nombre de paramètres physiques et chimiques. Les avantages que nous avons déjà cités au §1-2 font de la fibre optique un élément de choix dans les systèmes de détection des gaz. Dans ces systèmes la fibre peut être un capteur extrinsèque ou un capteur intrinsèque.

4.1 Capteurs à fibre passive

Dans un premier temps, la fibre était utilisée pour le transport de la lumière d'interrogation de la source vers le transducteur, lequel modifie un des paramètres de la lumière (intensité, longueur d'onde, etc.) qui est réinjectée dans la fibre pour transmission au récepteur. La fibre dans de tels systèmes ne fait que transporter le signal vers le point de mesure et le signal réponse vers le centre d'acquisition des données. Le coffret d'émission et de réception est installé dans une zone où les contraintes sont connues, plus ou moins contrôlées par des systèmes de régulation : thermique, électrique etc....C'est ainsi que sont apparus les premiers systèmes de surveillance et de contrôle à fibre optique : les capteurs fibres optiques extrinsèques



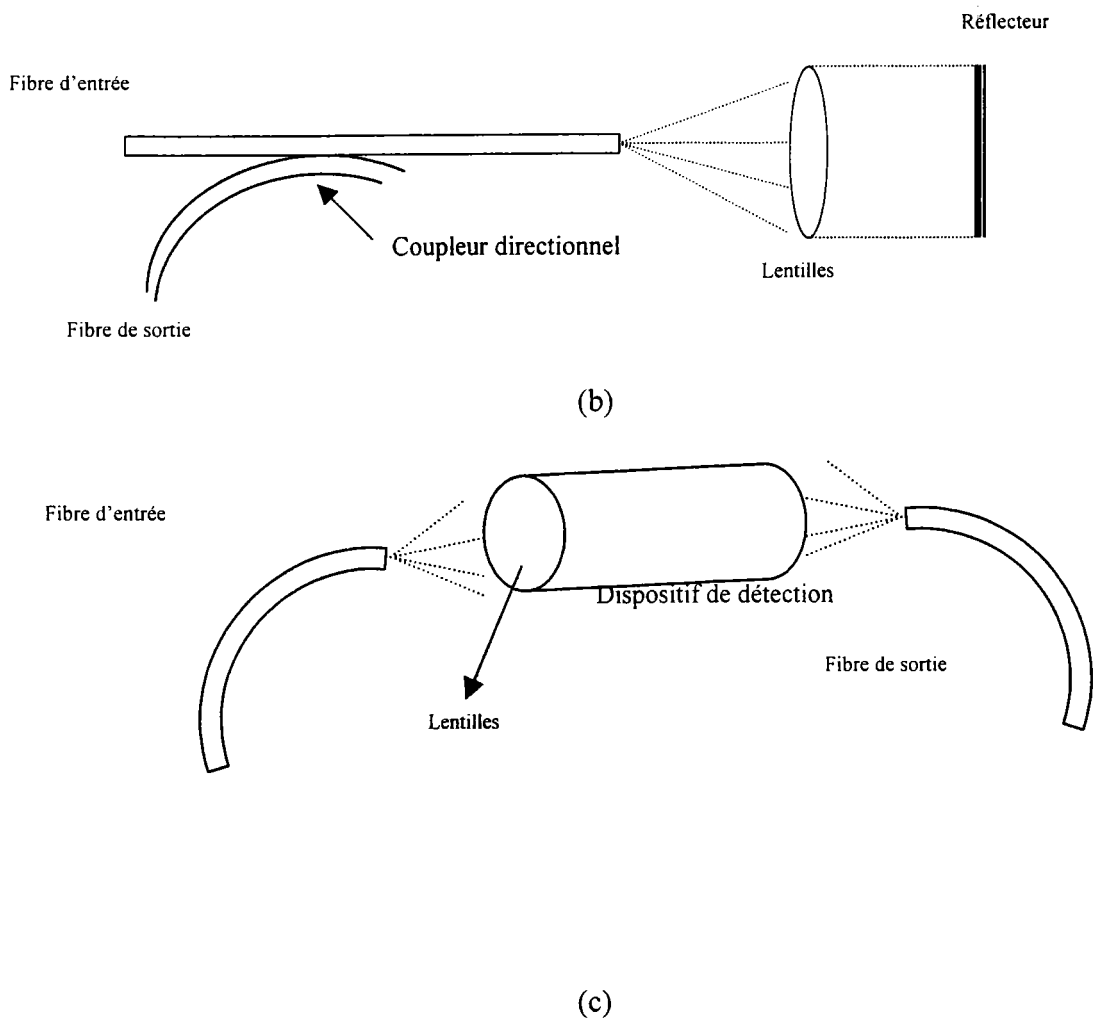


Figure II- 4 : Schémas typiques de fibre optique à capteurs extrinsèques.

Les figures II-4 (a), (b) et (c) illustrent la construction typique d'un capteur fibre optique utilisant une cellule d'absorption. Ces formes d'architecture de capteur sont les plus utilisées pour les capteurs de gaz où la concentration de gaz est mesurée par absorption dans le proche infrarouge à travers une cellule d'absorption. Nous consacrons un paragraphe dans ce chapitre pour présenter les différents systèmes de détection de gaz par fibre optique.

Des capteurs de température à fibre optique ont été aussi construits et commercialisés [NORTECH Fibronic Inc. 240-500 st Jean Batiste - Québec, QC, Canada]. Ces capteurs sont obtenus en déposant une matière pour lequel la réflexion de la lumière varie avec la température. Ainsi la mesure de l'intensité de la lumière réfléchie renseigne sur les variations de la température.

D'après la loi de Beer-Lambert, il existe une relation linéaire entre le coefficient d'absorption d'un signal lumineux qui traverse une cuve et la concentration de l'espèce chimique absorbante que contient la cuve. Dans les systèmes de détection de gaz à fibre optique de type extrinsèque [83KIN] [79HUM] la fibre optique n'est qu'un simple guide de la lumière incidente dans la cellule de mesure. Après quelques réflexions du faisceau lumineux dans la cellule, la lumière est retransmise par fibre optique vers le spectromètre. La conception de cellules de mesure présentant des parcours optiques atteignant 30m a permis de baisser considérablement les limites de détection de gaz. La qualité des couplages fibre-spectromètre et les performances de l'électronique de mesure garantissent une très grande dynamique de mesure de l'atténuation.

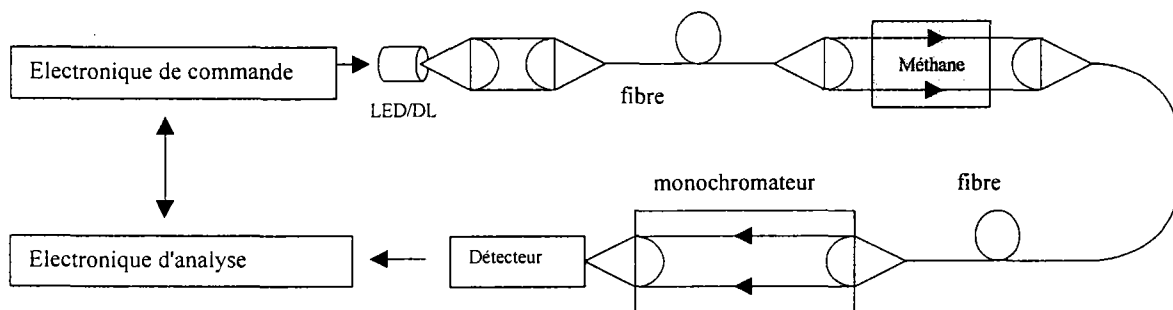


Figure II- 5 : Exemple d'un capteur de méthane de type extrinsèque à mesure directe [83CHA].

Les principaux défauts des capteurs extrinsèques où l'interaction se fait à l'extérieur de la fibre sont leur aspect encombrant, les pertes d'insertion importantes qui pénalisent le rapport S/B et limitent leur connexion en réseau, et le besoin d'optique d'injection et d'alignement précis.

4.2 Capteurs à fibre active

Les fibres optiques peuvent elles-mêmes convertir des paramètres :

- physiques : mécanique, électrique, thermique, etc.,
- chimiques : absorption, fluorescence, etc.,

par variation d'intensité, de phase, de polarisation, ou de distribution des modes. Le signal lumineux est modulé à l'intérieur même de la fibre optique directement sous l'action de la mesurande. La fibre optique elle-même fonctionne comme un transducteur. La fibre dans ce type de capteur joue le rôle d'un canal de transmission de l'information et de transducteur. Le trajet de

la lumière n'est pas interrompu : on n'a pas besoin d'avoir recours à l'optique pour l'alignement des faisceaux à l'entrée et à la sortie des capteurs.

Le principe d'une fibre optique capteur intrinsèque suppose que la fibre optique est sensible aux grandeurs physiques détectées. Il est clair que les fibres optiques commerciales utilisées pour les télécommunications se prêtent mal à cette fonction de mesure, car elles sont conçues pour être insensibles à tout paramètre extérieur capable de perturber la transmission. L'aspect capteur est donc obtenu par modification de la fibre optique (gaine spéciale, gaine dénudée, profil effilé, etc.). Dans ce rapport nous étudions les fibres optiques capteurs à ondes évanescentes qui sont obtenues par dénudage de leur gaine.

Les capteurs intrinsèques chimiques à fibre optique sont réalisés en remplaçant la gaine d'une fibre par un matériau sensible à une espèce chimique. Lorsque l'indice du matériau ou l'absorption optique de la gaine varie, les conditions de guidage sont modifiées. L'inconvénient de cette méthode est la fragilité de la fibre lorsque la gaine de silice est enlevée.

Il est aussi possible d'étirer la fibre afin de réduire son diamètre. Quand le diamètre de la fibre est suffisamment faible, l'onde évanescente sort de la gaine étirée et modifie les conditions de guidage. L'inconvénient de cette méthode est aussi la fragilité de la fibre dans sa partie étirée.

Nous décrivons dans le chapitre VI §4 les différentes architectures possibles d'un capteur fibre optique à ondes évanescentes et une méthode d'élaboration de ce type de capteur par attaque chimique.

D'autres capteurs intrinsèques à fibre optique pour des applications mécaniques et électriques ont été aussi développées. Un cas typique est celui des capteurs de contraintes à micro-courbures, dont une des versions possibles est représentée sur la figure II-6. Une déformation du support provoque des pertes dans la puissance transmise[82HOR].

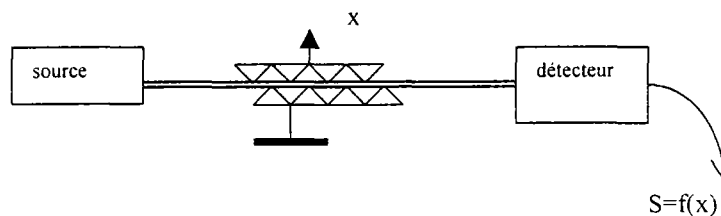
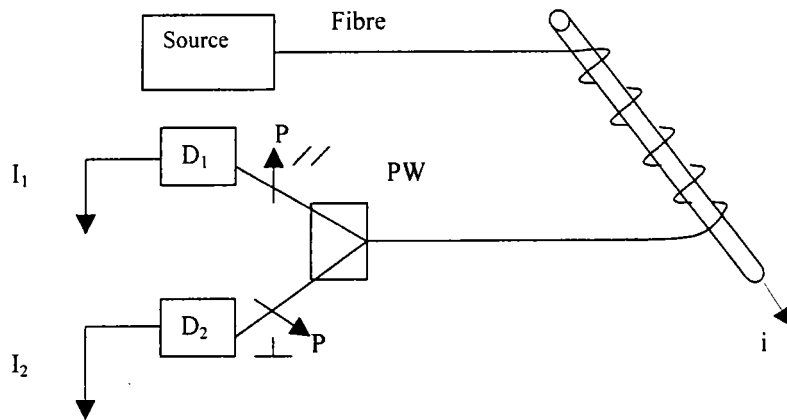


Figure II- 6 :Capteur de déplacement utilisant les pertes induites par micro-courbures.

Les effets Faraday ou magnéto-optiques peuvent être utilisés pour mesurer des champs magnétiques ou des courants; les effets électro-optiques sont utilisés pour la mesure des champs ou des tensions électrostatiques [99LIN] [81ROS].



D_1 , D_2 photodétecteurs, P polariseur, PW prisme de Wollaston.

Figure II- 7 : Capteur de courant à effet Faraday.

La figure II-7 représente le schéma de principe pour la mesure d'un courant électrique i , qui induit par effet Faraday dans la fibre, un changement (rotation) de l'état de polarisation du mode de la fibre unimodale.

La connaissance des intensités I_1 et I_2 permet de connaître la déviation angulaire de la polarisation de la lumière et donc la valeur de l'intensité du courant i dans le fil conducteur autour duquel est enroulée la fibre optique.

Dans le cas des systèmes de détection à fibre optique de type intrinsèques, la fibre doit être capable de mesurer les variations spectro-photométriques du milieu et de transporter cette information au détecteur. La fibre optique constitue l'élément sensible des capteurs intrinsèques. Ces capteurs sont très prometteurs dans le domaine de la mesure distribuée. Plusieurs effets physiques et chimiques seront mis en jeu pour la détection de gaz par fibre optique capteur intrinsèque : l'absorption (capteurs à onde évanescente), la variation de l'indice de réfraction (capteur à interféromètre), la fluorescence (surtout pour la détection de l'oxygène : les "Oxymètres" dans le milieu médical).

4.2.1 Détection par absorption

La variation du coefficient d'absorption de la gaine se traduit par une variation de la transmission lumineuse de la fibre. Ces capteurs sont basés sur l'interaction de l'onde évanescente avec le gaz qui entoure le cœur d'une fibre optique dont la gaine a été dénudée. Nous traitons dans ce mémoire, en particulier, ce type de capteur à fibre optique pour la détection de méthane par ondes évanescentes.

Les premières réalisations de capteurs intrinsèques de méthane viennent du Japon. Tai et H. Tanaka [87HID] ont proposé un capteur à champ évanescent à base d'une fibre multimodale. Ils ont utilisé une ligne d'un laser (He-Ne $3.392\mu\text{m}$) où le méthane montre une forte absorption. La fibre est multimodale à saut d'indice de diamètre $50\mu\text{m}$ de cœur et $125\mu\text{m}$ de gaine d'une longueur totale de 40cm au moins. Une partie de cette fibre était dénudée sur des longueurs de 5 à 10mm et des diamètres entre 1.8 à $7\mu\text{m}$ respectivement. La lumière du laser est modulée à 225Hz par un hacheur mécanique et injectée dans la fibre par une lentille CaF_2 . La lumière à la sortie de la fibre est détectée par un détecteur synchrone à la fréquence du hacheur. Un mélange de CH_4 (méthane) et N_2 (azote) entoure la région sensible de la fibre. On analyse le signal du détecteur pour différentes valeurs de concentration du méthane et pour les différentes caractéristiques physiques du capteur.

Il a été démontré qu'une fibre optique à ondes évanescentes peut être utilisée pour la spectroscopie d'absorption des gaz.

4.2.2 Détection par variation de l'indice

La transmission de la lumière dans une fibre optique dépend du rapport des indices de réfraction entre cœur et gaine. Cette propriété est utilisée pour mesurer la variation de l'indice de la gaine optique. Une couche sensible à l'élément à détecter recouvre le cœur de la fibre. Les interactions entre cette couche sensible et l'élément à détecter vont se traduire par une modification de l'indice de réfraction mesuré.

Une méthode précise pour détecter une variation d'indice est l'utilisation d'un interféromètre. Les configurations Mach-Zehnder et Michelson sont envisageables (figures II-8 et 9).

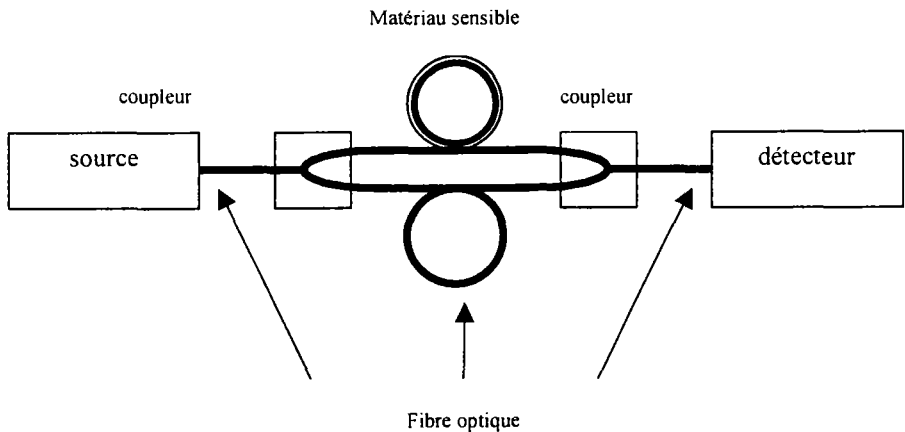


Figure II- 8 : Capteur en configuration de Mach-Zehnder.

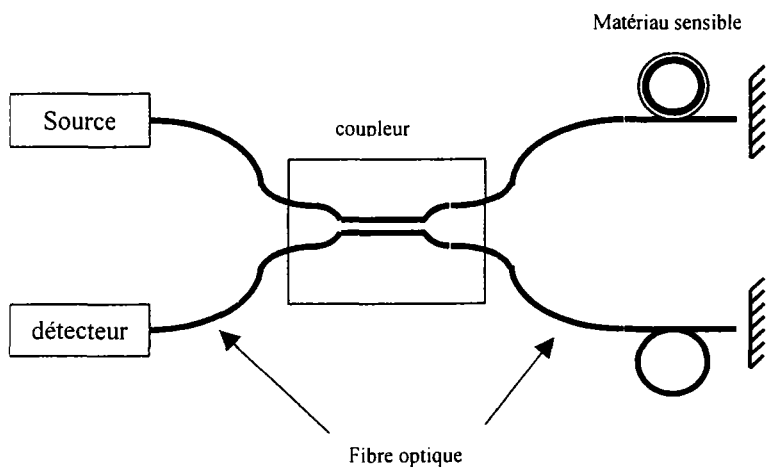


Figure II- 9 : Capteur en configuration Michelson.

Un capteur hydrogène a été réalisé avec un interféromètre de Michelson [91WOL]. Le matériau sensible est constitué d’une fine couche de palladium. Lorsque des molécules d’hydrogène diffusent dans la couche mince, le palladium se transforme en hydrure de palladium, ce qui augmente la taille de la maille cristalline et donc provoque un allongement du film de palladium et entraîne un allongement de la fibre. La différence de chemin optique avec la fibre référence se traduit par des interférences détectées grâce à l’interféromètre.

5 Conclusion

Nous concluons que les capteurs à fibres optiques offrent un bon choix dans les analyses environnementales. Plusieurs techniques sont utilisées pour couvrir un grand nombre de polluants atmosphériques. La fibre-optique-capteur offre une bonne performance pour des mesures continues en ligne et en temps réel. Le prix des capteurs à fibre optique est compétitif avec d'autres technologies de capteurs. Les techniques spectroscopiques de base peuvent être accomplies par les capteurs à fibre optique

D'autres domaines de recherche peuvent aussi aider à améliorer les caractéristiques du capteur. Le développement des diodes laser, surtout celles à réactions distribuées qui émettent dans le proche infrarouge à des longueurs d'ondes qui conviennent pour la détection, est très important. Actuellement les diodes laser à réaction distribuée qui émettent à des longueurs d'onde particulières correspondant à des pics d'absorption des gaz mesurés sont rares et coûteuses.

Le développement des fibres optiques qui transmettent dans le moyen infrarouge et des sources dans le moyen infrarouge est très important, ce qui permettrait de détecter des raies d'absorption de gaz plus intenses des gaz par fibres optiques, et ainsi obtenir une grande sensibilité du système.

La fibre optique peut être facilement liée à des systèmes de mesure distribuée par un réseau à fibre optique, ce qui permet à la fibre de jouer un rôle important dans le développement des systèmes de mesure de la pollution environnementale.

Chapitre III : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

1 Introduction

Une fibre optique est un support de guidage de la lumière à grande distance. La lumière peut en effet rester confinée dans un mince fil de verre constituant un guide diélectrique appelé généralement cœur ; le guidage étant obtenu par une gaine dont l'indice de réfraction est inférieur à celui du cœur. La gaine elle-même est le plus souvent entourée par des couches concentriques de matériaux synthétiques (polyuréthane, polyamide, acrylate, silicone, résine, etc.), qui assurent la protection de la fibre optique contre l'humidité, la corrosion, les attaques chimiques et qui lui confèrent une bonne résistance mécanique.

En fonction des dimensions relatives du cœur et de la gaine, ainsi que de la variable $n(r)$ décrivant l'indice de réfraction en fonction de la distance à l'axe de la fibre, on distinguera deux types de fibres :

- fibres sans gaine : Constituées d'un simple fil de verre étiré, ces fibres sont fragiles et inefficaces. On y observe de fortes pertes dues au fait que le champ électrique n'est pas nul à l'interface. Enfin, pour être monomode, une telle fibre devrait avoir un diamètre inférieur au micron.
- fibres avec gaine : Dès 1954 Van Heel, Hopkins et Kapany pensent à entourer le guide d'une gaine d'indice de réfraction légèrement inférieur à celui du cœur, et dont l'épaisseur sera telle que le champ électrique sera nul à l'interface. Nous distinguons deux types de fibres les plus classiques, fibre à saut d'indice et fibre à gradient d'indice. Dans ces deux types une fibre peut être monomode ou multimode.

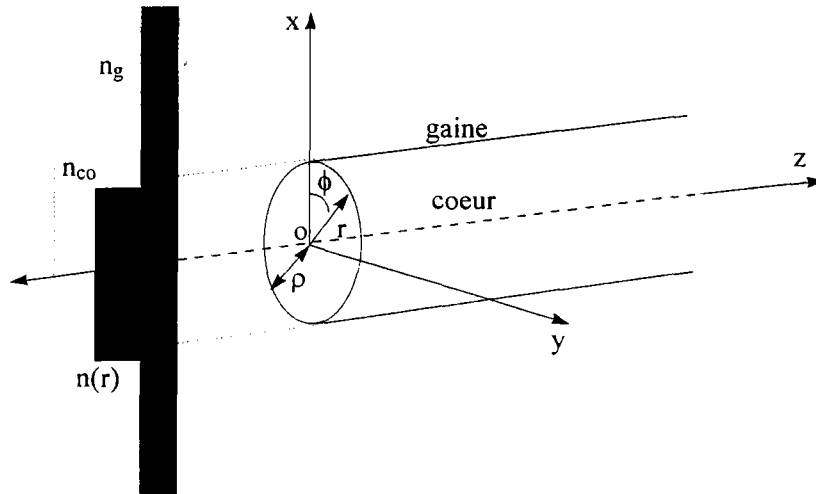


Figure III- 2 :Schéma descriptif d'une fibre optique. Les coordonnées cartésiennes x,y,z et les coordonnées polaires cylindrique r,ϕ,z sont telles que l'axe z est pris suivant l'axe de symétrie de la fibre.

2.1 Construction du trajet de la lumière

Entre deux réflexions, le rayon suit une ligne droite, sa direction est déterminée par la loi de Descartes. Le rayon incident, le rayon réfléchi et la normale à la surface, sont dans le même plan, et l'angle d'incidence et de réflexion relativement à la normale sont égaux, ce qui nous mène aux trajets représentés dans la figure II-3.

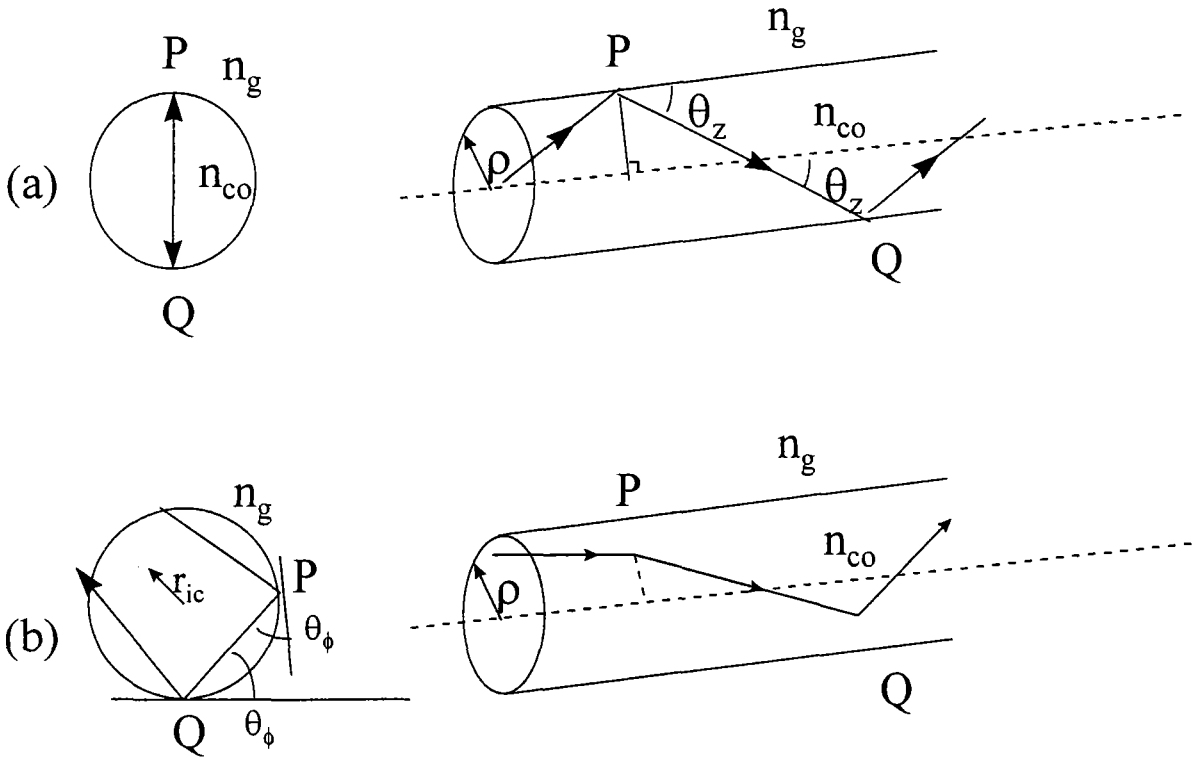


Figure III- 3 : Trajectoire d'un rayon lumineux dans une fibre optique à saut d'indice. (a) rayon méridien, (b) rayon oblique.

Les rayons lumineux qui entrent dans la fibre sous un angle θ en sortent avec le même angle.

Il convient de distinguer entre les rayons qui passent par l'axe de la fibre - rayons méridiens - et les rayons qui ne passent pas par l'axe de la fibre - rayons obliques -. On voit sur cette figure que le rayon méridien est compris dans le plan axial de largeur 2ρ . Le rayon oblique suit une trajectoire dont la projection dans la coupe de la section du cœur est un polygone régulier (non nécessairement fermé), tous les milieux entre deux réflexions successives appartiennent à la surface d'un cylindre de rayon r_{ic} , connu sous le nom de caustique interne.

θ_z est l'angle que fait le rayon avec l'axe des z . $0 \leq \theta_z < \theta_c$ pour un rayon méridien, où θ_c est le complément de l'angle critique, pour une fibre optique à saut d'indice

$$\theta_c = \arcsin \left[1 - \left(\frac{n_{\text{gaine}}}{n_{\text{cœur}}} \right)^2 \right]^{1/2} = \arccos \left[\frac{n_{\text{gaine}}}{n_{\text{cœur}}} \right] \quad \text{III- 1}$$

Pour définir la trajectoire d'un rayon oblique il est nécessaire d'ajouter à θ_z , angle de l'inclinaison par rapport à la direction z , un second angle pour indiquer l'obliquité : On définit θ_ϕ comme étant l'angle, dans la section du cœur de la fibre, entre la tangente à l'interface et la projection du trajet du rayon lumineux (figure II-5). Géométriquement, θ_ϕ conserve la même valeur à chaque réflexion.

2.2 Angles directionnels

Les angles θ_ϕ et θ_z sont les angles polaires sphériques relatifs à la direction axiale PQ dans la figure II-3, qui montre aussi l'angle α entre le rayon incident et le rayon réfléchi avec la normale. En projection, les trois angles sont reliés par l'équation

$$\cos\alpha = \sin\theta_z \sin\theta_\phi \quad \text{III- 2}$$

Le rayon caustique interne r_{ic} est donné par la formule suivante $r_{ic} = \rho \cos\theta_\phi$. Pour les rayons méridiens $\theta_\phi = \pi/2$ et $r_{ic}=0$.

2.2.1 Classification des rayons

D'après la loi de Descartes, un rayon est réfracté au point P avec $\alpha < \alpha_c$, où α_c est l'angle critique définit par :

$$\sin\alpha_c = \frac{n_g}{n_{co}} = \cos\theta_c \quad \text{III- 3}$$

Sinon il est guidé par des réflexions totales internes, avec $\alpha > \alpha_c$. Par conséquent tous les rayons guidés dans une fibre optique sont tels que $\alpha > \alpha_c$. En pratique seulement certains des rayons guidés satisfont à cette condition. En effet la loi de Descartes est établie pour une réflexion sur une interface plane, alors que l'interface de la fibre est une surface cylindrique. La condition pour qu'un rayon soit guidé, $0 \leq \theta_z < \theta_c$, est indépendante de θ_ϕ . Les rayons obliques qui ne sont pas des rayons guidés (bound rays), ou réfractés, appartiennent à une troisième classe, ce sont les rayons variants (tunneling rays). Les rayons qui ne sont pas des rayons guidés ni accordables ou réfractés, sont les rayons de fuite (leaky rays).

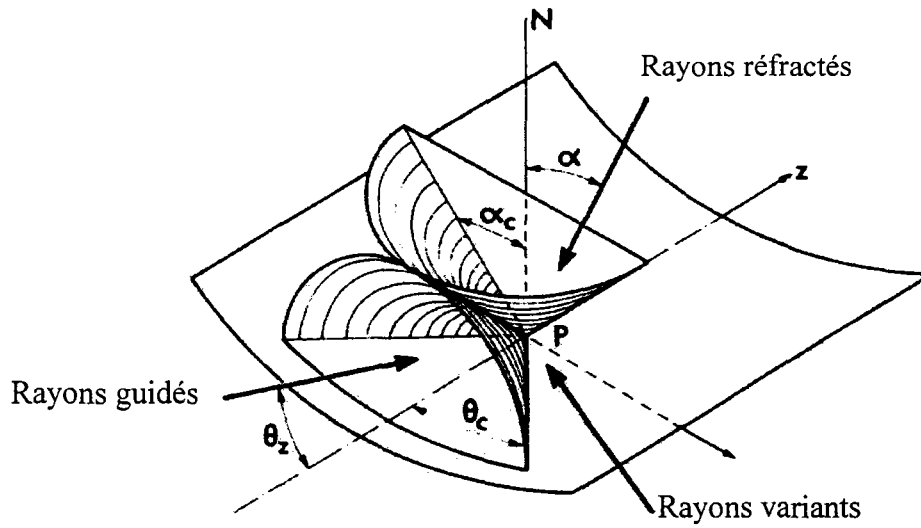


Figure III- 4 : Classification des rayons dans une fibre à saut d'indice suivant l'angle d'incidence sur l'interface [OWT p144]

Pour résumer, les rayons dans une fibre optique à saut d'indice peuvent être classés en fonction de θ_z , θ_ϕ , et figure III-4:

rayon guidé $0 \leq \theta_z < \theta_c$

rayon réfracté $0 \leq \alpha < \alpha_c$

rayon variant $\theta_c \leq \theta_z \leq \pi/2$ et $\alpha_c \leq \alpha \leq \pi/2$

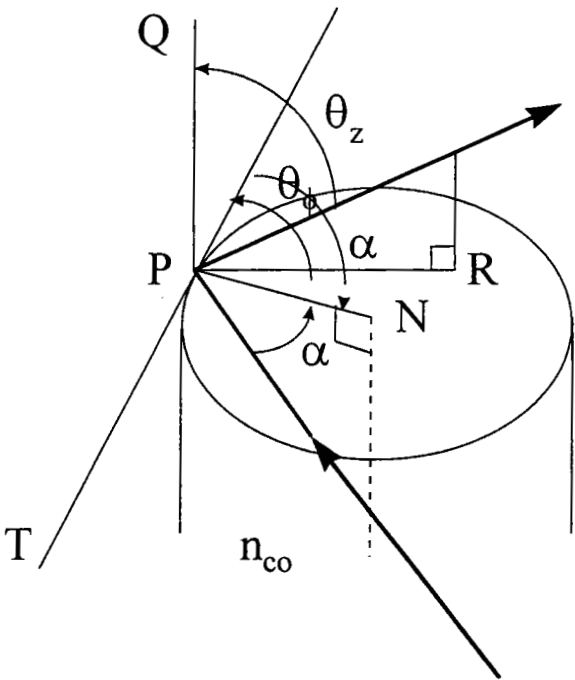


Figure III- 5 : Les angles qui définissent la réflexion, au points P, d'un rayon lumineux sur l'interface d'une fibre à saut d'indice.

2.2.2 Décomposition du champ incident sur la périphérie du cœur

On associe une onde plane partielle, au rayon lumineux. Il est important de connaître l'orientation du champ électrique par rapport au plan d'incidence à chaque réflexion. On est obligé de décomposer le champ en une composante TE (transverse électrique s) et une composante TM (transverse magnétique p). Ce partage entre ces deux polarisations se conserve à chaque réflexion pendant la propagation du rayon lumineux le long de la fibre

3 Equation d'Helmholtz

L'équation d'Helmholtz est déterminée à partir des équations de Maxwell pour un guide diélectrique parfait. Les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

III- 4

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad \text{div } \vec{D} = \rho$$

III- 5

$\vec{E}$ et $\vec{H}$ désignent respectivement le champ électrique et le champ magnétique. $\vec{D}$ et $\vec{B}$ sont respectivement l'induction électrique et l'induction magnétique. $\vec{j}$ représente la densité de courant et ρ la densité des charges électriques.

On suppose que le guide d'onde optique est un milieu diélectrique parfait ($\vec{E} = \epsilon \vec{D}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$), sans charge et sans courant ($\vec{j} = \vec{0}$, $\rho = 0$). La théorie électromagnétique indique que dans le vide la vitesse de propagation est $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ et la longueur d'onde correspondant à la fréquence ν est $\lambda = c/\nu$. Dans un milieu matériel, la vitesse devient $v = 1/\sqrt{\mu \epsilon}$. μ_0 , μ , ϵ_0 , ϵ étant respectivement les perméabilités et les permittivités du vide et du milieu. L'indice de réfraction est donc : $n = c/v = \sqrt{\mu \epsilon} / \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$. où $\mu_r = \mu/\mu_0$ et $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ étant la perméabilité et la permittivité relatives respectivement. Aussi par définition, pour une onde plane harmonique : $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-j\vec{k}\vec{r}}$ $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\vec{r}}$. où $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ et $\vec{k}$ sont des vecteurs constants. $\vec{k}$ est le vecteur d'onde avec $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ [72ABR].

La dépendance temporelle des champs est de la forme $e^{j\omega t}$. Les expressions des champs peuvent être écrites sous la forme : $\vec{\psi}(x, y, z) e^{j\omega t}$. En remplaçant cette expression dans les équations de Maxwell et en appliquant l'opérateur rotationnel on obtient l'équation d'Helmholtz Vectorielle.

$$\Delta \vec{\psi}(x, y, z) + \omega^2 \mu_0 \epsilon \vec{\psi}(x, y, z) = \vec{0}$$

III- 6

Si la dépendance axiale (suivant l'axe de propagation) des composantes des champs est de la forme $e^{-j\beta z}$, la projection des expressions des champs suivant l'axe de propagation z sont de la forme : $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)}$ et $\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)}$, β étant la constante de propagation.

En remplaçant les champs $\vec{E}(x, y, z)$ et $\vec{H}(x, y, z)$ par leurs expressions dans les équations de Maxwell on obtient les deux équations suivantes :

$$\Delta_t \bar{E}(x, y) + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) \bar{E}(x, y) = \bar{0} \quad \text{III- 7}$$

$$\Delta_t \bar{H}(x, y) + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) \bar{H}(x, y) = \bar{0} \quad \text{III- 8}$$

où Δ_t représente l'opérateur vectoriel Laplacien sur les composantes transverses des champs. On décompose $\bar{E}(x, y)$ et $\bar{H}(x, y)$ en:

$$\bar{E}(x, y) = \bar{E}_t(x, y) + E_z(x, y) \bar{u}_z \quad \text{III- 9}$$

$$\bar{H}(x, y) = \bar{H}_t(x, y) + H_z(x, y) \bar{u}_z \quad \text{III- 10}$$

$\bar{E}_t(x, y)$ et $\bar{H}_t(x, y)$ sont les composantes transverses, $E_z(x, y)$ et $H_z(x, y)$ les composantes scalaires longitudinales.

L'utilisation des deux équations III-9 et III-10 dans les équations de Maxwell permet d'exprimer les composantes transverses en fonction des composantes longitudinales [81COZ]:

$$\bar{E}_t(x, y) = -j \frac{-\omega \mu_0 \bar{u}_z \wedge \bar{\nabla}_t H_z + \beta \bar{\nabla}_t E_z}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2} \quad \text{III- 11}$$

$$\bar{H}_t(x, y) = -j \frac{\omega \varepsilon \bar{u}_z \wedge \bar{\nabla}_t E_z + \beta \bar{\nabla}_t H_z}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2} \quad \text{III- 12}$$

En remplaçant les équations III-9 et III-10 respectivement dans les équations III-7 et III-8, on obtient l'équation d'onde scalaire suivant l'axe de propagation z :

$$\Delta_t \psi_z + (k^2 n^2 - \beta^2) \psi_z = 0 \quad \text{III- 13}$$

C'est à partir de cette équation d'onde scalaire et de l'équation vectorielle III-6 que sont présentées les différentes méthodes de résolution dans les guides d'ondes optiques.

La technique de fabrication des capteurs qui sera détaillée dans le chapitre VI §4 mène à des structures inhomogènes suivant la longueur de la fibre (forme biconique). Compte tenu de l'inhomogénéité longitudinale de cette structure, son étude analytique précise nécessite la résolution directe du système d'équations de Maxwell. Cette opération est compliquée encore par le défaut de symétrie de révolution de la fibre. Un certain nombre d'approximations (concernant

avant tout les différences d'indice entre le cœur, la gaine optique et le milieu extérieur), permettent d'appliquer l'équation scalaire de Helmholtz à différentes méthodes de calcul : la méthode du faisceau propagé (BPM), la méthode des modes couplés, la méthode des indices effectifs et d'autres méthodes qui sont présentées et détaillées dans la thèse de BOUSLIMANI [99BOUS]. Toutes ces méthodes exigent des moyens de traitement numérique importants. Nous avons choisi la méthode des indices effectifs comme étant la méthode la plus simple pour modéliser notre capteur.

4 La méthode des indices effectifs

Il est possible de réduire une dimension en appliquant la méthode des indices effectifs. En effet cette méthode consiste à séparer une ou plusieurs dimensions dans l'équation d'Helmholtz en remplaçant la dépendance suivant ces dimensions par des indices de réfraction qu'on appelle effectifs. Par exemple, si on prend l'équation d'Helmholtz scalaire suivante :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\psi(x,y,z) + k^2 n(x,y,z)^2 \psi(x,y,z) = 0 \quad \text{III- 14}$$

En appliquant la méthode des indices effectifs suivant z , $\psi(x,y,z)$ est séparée en deux composantes $\psi(x,y,z) = \varphi_z(z) \varphi(x,y)$. On remplace cette dernière expression dans l'équation III-14, ce qui revient à écrire un système de deux équations :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\varphi(x,y) + k^2 [n(x,y,z)^2 - n_{\text{eff}}^2(z)] \varphi(x,y) = 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi_z(z) + k^2 n_{\text{eff}}^2(z) \varphi_z(z) = 0 \end{cases} \quad \text{III- 15}$$

La méthode des indices effectifs consiste à trouver le profil d'indices qui satisfait l'équation III-16.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2\right)\varphi = 0 \quad \text{III- 16}$$

La deuxième équation III-15 permet de déterminer la dépendance axiale du champ : $\psi(x,y,z) = \varphi(x,y)e^{-j\beta z}$. où β est la constante de propagation donnée par : $\beta = kn_{\text{eff}}$. L'équation

d'Helmholtz scalaire est réduite à deux dimensions. Connaissant le profil de l'indice de réfraction n et les valeurs de la constante de propagation, cette équation peut être résolue numériquement.

Concernant la constante de propagation, cette dernière peut être déterminée en résolvant les équations caractéristiques des modes. Nous traitons dans la suite l'usage de cette méthode pour la modélisation du capteur fibre optique à ondes évanescentes.

5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons représenté la fibre optique comme un support pour le transport de la lumière à grande distance. Au début de ce chapitre nous avons retenu l'approche géométrique pour simuler la propagation d'un rayon lumineux par réflexion totale sur l'interface cœur gaine, puis nous avons classé les rayons suivant l'angle de réflexion cœur gaine de la fibre.

A partir de l'équation de Maxwell nous avons déduit l'équation d'onde scalaire de Helmholtz qui est l'équation fondamentale pour toute méthode de simulation de la propagation dans une fibre optique, ensuite nous avons décrit la méthode des indices effectifs qui va nous servir pour modéliser notre capteur à ondes évanescentes.

Chapitre IV : Ondes évanescentes dans les fibres

1 Introduction

Le développement d'un capteur *Fibre Optique à Ondes Evanescentes* a un considérable intérêt à cause de son application dans les systèmes de contrôle et de poursuite de concentration d'un réactant chimique ou d'un gaz. Ce capteur peut être utilisé dans l'industrie pour des détections sur site ou à distance, dans les études des spectres d'absorption des liquides et des gaz, et il permet des mesures permanentes dans des milieux confinés et perturbés.

L'absorption du champ évanescent se produit lorsque le matériau qui forme la gaine d'un guide d'ondes absorbe la lumière à la longueur d'onde transmise. Et cet effet connu constitue la base d'un nouveau type de capteur à fibre optique basé sur l'absorption à ondes évanescentes. Pour sa réalisation, une partie de la gaine de la fibre est dénudée et remplacée par un milieu absorbant. La lumière est injectée à un bout de la fibre et détectée à l'autre bout de la fibre.

Les mesures spectroscopiques des lignes d'absorption nous donnent des informations sur le milieu qui entoure le coeur de la fibre. Dans un tel système, la fibre joue le rôle d'un capteur intrinsèque et celui d'une ligne de transmission de cette information dans le faisceau lumineux.

2 Réflexion totale atténuée

Considérons deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 respectivement, et un rayon lumineux incident sur l'interface qui sépare ces deux milieux avec un angle θ_i . Une partie du rayon est réfléchi et l'autre est transmise et réfractée avec un angle θ_t obéissant à la loi de Descartes

$$n_1 \cos \theta_i = n_2 \cos \theta_t \quad IV-1$$

pour un angle $\theta < \theta_c$,

$$\text{où } \theta_c = \arccos \left\{ \frac{n_2}{n_1} \right\} = \arcsin \left\{ 1 - \frac{n_2^2}{n_1^2} \right\}^{1/2}$$

θ_c est le complément de l'angle critique. Le rayon est alors totalement réfléchi à l'intérieur du milieu 1. C'est la réflexion interne totale RIT (TIR total internal reflection)

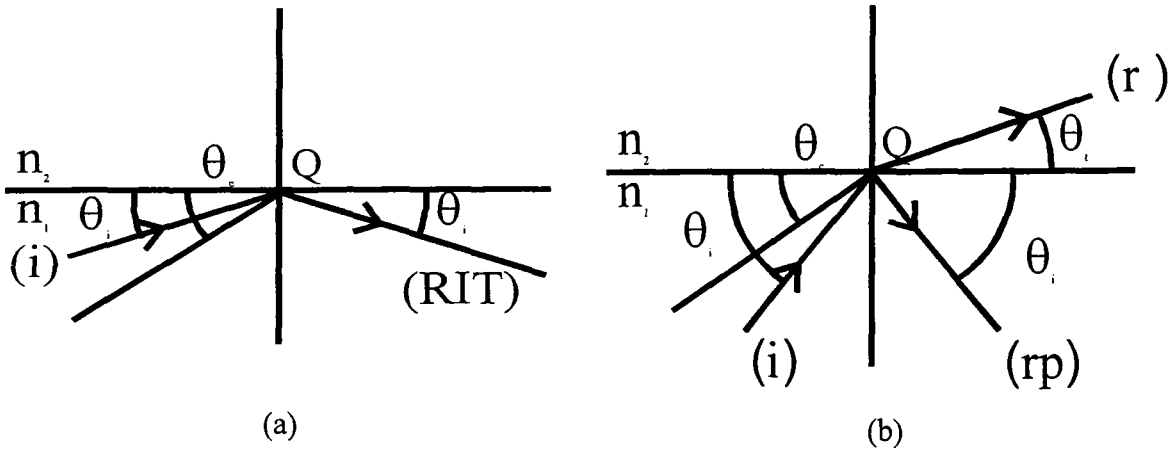


Figure IV- 1 : Réflexion d'un rayon (i) sur une interface plane qui sépare deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 respectivement. (a) un rayon totalement réfléchi (RIT) et (b) un rayon partiellement réfléchi (rp) et réfracté (r).

Le coefficient de réflexion de Fresnel pour la polarisation s (perpendiculaire) et la polarisation p (parallèle) pour un rayon incident sur le dioptre plan qui sépare deux milieux d'indices n_1 et n_2 respectivement, est défini par [96MES] :

$$r_s = \frac{n_1 \sin \theta_i - n_2 \sin \theta_t}{n_1 \sin \theta_i + n_2 \sin \theta_t}, \quad t_s = \frac{2n_1 \sin \theta_i}{n_1 \sin \theta_i + n_2 \sin \theta_t}$$

$$r_p = \frac{n_2 \sin \theta_i - n_1 \sin \theta_t}{n_2 \sin \theta_i + n_1 \sin \theta_t}, \quad t_p = \frac{2n_2 \sin \theta_i}{n_2 \sin \theta_i + n_1 \sin \theta_t} \quad IV- 2$$

avec θ_t l'angle réfracté dans le milieu 2.

Pour un rayon d'angle d'incidence $\theta_i < \theta_c$, $\cos \theta_t > \cos \theta_c$, la réflexion est totale sur l'interface à l'intérieur du milieu 1. D'après la loi de Descartes

$$\cos \theta_t = \frac{n_1}{n_2} \cos \theta_i = \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_c} \Rightarrow \cos \theta_t > 1, \theta_t \text{ est imaginaire mais peut être toujours exprimé par}$$

$$\cos \theta_t = \frac{[(n_2 / n_1)^2 - \sin^2 \theta_i]^{1/2}}{(n_2 / n_1)} = \pm i \frac{[\sin^2 \theta_i - (n_2 / n_1)^2]^{1/2}}{(n_2 / n_1)} \quad IV- 3$$

Le choix du signe correspond en réalité à la réfraction sur le plan par convention si le milieu de guidage de la lumière est au dessous, le signe est positif.

En substituant l'équation III-3 dans l'équation III-2 on obtient :

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - i(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_i + i(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}} \text{ et } r_p = \frac{n_2^2 \cos \theta_i - i(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}}{n_2^2 \cos \theta_i + i(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}} \quad IV-4$$

Les composantes de la puissance réfléchie sont :

$$R_{//} = |r_p|^2 \text{ et } R_{\perp} = |r_s|^2. \quad IV-5$$

D'après les équations de r_s et r_p on peut déduire que $R=1$, tant qu'il n'y a pas atténuation durant la réflexion, c'est à dire une réflexion interne totale. Pour prendre en compte les pertes par absorption dans les deux milieux on suppose une valeur imaginaire pour les indices de réfraction.

Quand un diélectrique est absorbant pour une longueur d'onde, l'absorption se décrit mathématiquement en ajoutant une composante imaginaire à l'indice de réfraction. Pour une légère absorption on a :

$$n(\lambda) \rightarrow n(\lambda) - i\kappa(\lambda) \quad \text{avec} \quad \kappa(\lambda) = \alpha(\lambda)\lambda / (4\pi) \quad IV-6$$

où $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption et λ est la longueur d'onde dans le vide.

Les composantes $R_{//}$ et $R_{\perp}$ s'écrivent alors :

$$R_{\perp} = |r_s|^2 = \left| \frac{(n_1 - i\kappa_1) \cos \theta_i - i[(n_1 - i\kappa_1)^2 \sin^2 \theta_i - (n_2 - i\kappa_2)^2]^{1/2}}{(n_1 - i\kappa_1) \cos \theta_i + i[(n_1 - i\kappa_1)^2 \sin^2 \theta_i - (n_2 - i\kappa_2)^2]^{1/2}} \right|^2$$

$$R_{//} = |r_p|^2 = \left| \frac{(n_2 - i\kappa_2)^2 \cos \theta_i - i(n_1 - i\kappa_1)[(n_1 - i\kappa_1)^2 \sin^2 \theta_i - (n_2 - i\kappa_2)^2]^{1/2}}{(n_2 - i\kappa_2)^2 \cos \theta_i + i(n_1 - i\kappa_1)[(n_1 - i\kappa_1)^2 \sin^2 \theta_i - (n_2 - i\kappa_2)^2]^{1/2}} \right|^2 \quad IV-7$$

L'étude des équations des composantes n'est pas triviale. Pour un rayon incident avec un angle proche de l'angle critique le coefficient de réflexion change brusquement.

De plus, si on considère une faible absorption, pour des rayons d'angles inférieurs à l'angle critique, il est possible d'utiliser une approximation du premier ordre pour cette équation et d'étudier le phénomène de l'atténuation par réflexion totale interne.

Dans la suite on suppose une faible atténuation et on exploite les deux équations précédentes par leur développement au premier ordre. Dans ce cas :

$$\kappa_i \ll n_i \text{ pour } i=1,2 \quad \text{d'où} \quad \frac{|n_2 \kappa_2 - n_1 \kappa_1 \sin^2 \theta|}{|n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2|} \ll 1 \quad \text{IV- 8}$$

Ceci est vrai pour les fibres optiques capteurs à ondes évanescentes.

Les approximations suivantes sont utilisées pour développer les équations (III-7) de $|r_s|^2$ et $|r_v|^2$:

$$\text{Si } (a + ib)^{1/2} = x + iy \Rightarrow x = - \left[\frac{a \pm (a^2 + b^2)^{1/2}}{2} \right]^{1/2} \quad y = - \left[\frac{-a \pm (a^2 + b^2)^{1/2}}{2} \right]^{1/2} \quad \text{IV- 9}$$

$$\text{Si } b \ll a \Rightarrow \left[1 + \left(\frac{b}{a} \right)^2 \right]^{1/2} \approx 1 + \frac{b^2}{2a^2} \quad \text{d'où } x \approx -\sqrt{a} = -(n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2)^{1/2} \quad \text{IV- 10}$$

$$\text{et } y \approx -\frac{b}{2\sqrt{a}} = -\frac{n_2 \kappa_2 - n_1 \kappa_1 \sin^2 \theta}{(n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2)^{1/2}} \quad \text{IV- 11}$$

Ne retenant que les premiers ordres nous obtenons :

$$|r_s|^2 = \frac{(n_1^2 - n_2^2) - 2 \cos \theta \frac{n_1 n_2 \kappa_2 - n_2^2 \kappa_1}{(n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2)^{1/2}}}{(n_1^2 - n_2^2) + 2 \cos \theta \frac{n_1 n_2 \kappa_2 - n_2^2 \kappa_1}{(n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2)^{1/2}}} \quad \text{IV- 12}$$

Après réarrangement du numérateur et en négligeant le second terme dans le dénominateur :

$$|r_s|^2 = 1 - \frac{4n_1 n_2^2 \left(\frac{\kappa_2}{n_2} - \frac{\kappa_1}{n_1} \right) \cos \theta}{(n_1^2 - n_2^2)(n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2)^{1/2}} \quad \text{IV- 13}$$

Une formule similaire pour l'expression $|r_p|^2$ peut être obtenue.

Dans le cas où le milieu 1 n'est pas absorbant, les expressions $|r_s|^2$ et $|r_p|^2$ se simplifient en prenant $\kappa_1=0$.

D'après cette étude on prouve que même pour un rayon qui se réfléchit avec un angle $\theta_i < \theta_c$ (totalement réfléchi), $R < 1$ pour chaque longueur d'onde λ pour laquelle $\alpha(\lambda) \neq 0$ (milieu absorbant). La mesure spectroscopique de $R(\lambda)$ révèle donc le spectre d'absorption du milieu 2.

L'application de ce résultat a conduit à développer une technique d'analyse connue comme spectroscopie de réflexion totale atténuée RTA (ATR attenuated total reflection). Elle est bien connue dans le domaine des mesures analytiques. Elle est basée sur l'utilisation d'un cristal comme un guide d'onde plane, dans lequel un petit nombre de réflexions se produit. L'échantillon à caractériser est placé au-dessus du cristal :

Considérons un rayon de lumière qui se propage par réflexion totale sur le dioptré plan entre deux interfaces diélectriques. Le champ électromagnétique au-delà de l'interface ne peut être nul car les conditions limites sur l'interface des deux milieux diélectriques stimulent des champs tangentiels et normaux électriques et électromagnétiques. Par principe de continuité le champ électromagnétique de l'autre côté du milieu de la propagation de la lumière correspond à des ondes évanescentes fixées à la limite, ce qui revient à dire qu'un champ évanescent existe dans le milieu du dessus (l'échantillon à caractériser) et si ce milieu est absorbant à la longueur d'onde transmise, le champ évanescent perd de sa puissance et agit sur la lumière réfléchie qui est alors elle-même atténuée.

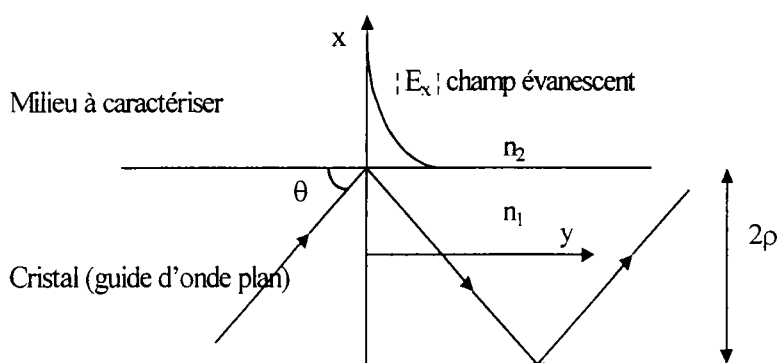


Figure IV- 2 : Spectroscopie d'absorption par réflexion totale.

2.1 Guide d'onde plane diélectrique

On s'intéresse à un guide d'onde plane d'épaisseur 2ρ d'indice n_1 placé entre deux demi-espaces diélectriques d'indice n_2 et nous allons étudier le mode TE (polarisation s).

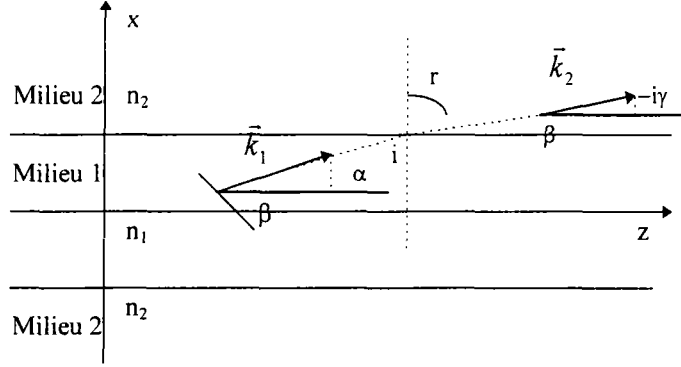


Figure IV- 3 : Guide d'onde diélectrique monodimensionnel.

Essayons d'introduire une onde plane à l'intérieur du guide. Son vecteur de propagation sera :

$$\vec{k}_1 = \begin{cases} \beta & \text{Sur Oz,} \\ \alpha & \text{Sur Ox,} \end{cases} \quad |\vec{k}_1| = kn_1 \quad \text{IV- 14}$$

Cette onde va se réfracter, et dans le milieu 2, on aura le vecteur de propagation :

$$\vec{k}_2 = \begin{cases} \beta & \text{Sur Oz,} \\ -i\gamma & \text{Sur Ox,} \end{cases} \quad |\vec{k}_2| = kn_2 \quad \text{IV- 15}$$

Dans le cas d'une réflexion totale, l'onde restera confinée à l'intérieur du guide et on admet que l'angle d'incidence vérifie $i > i_c$ ou, ce qui revient au même, $\theta < \theta_c$.

Dans ce cas, r devient imaginaire et l'équation III-3 s'applique :

$$\cos r = \pm i \sqrt{\frac{n_1^2 \cos^2 \theta - n_2^2}{n_2^2}} \quad \text{IV- 16}$$

Choisissons le signe (-) (réflexion sur l'interface +p). La composante, sur Ox, du vecteur $\vec{k}_2$ s'écrit :

$$kn_2 \cos r = -i\gamma \text{ avec } \gamma = kn_2 \sqrt{\frac{n_1^2 \cos^2 \theta - n_2^2}{n_2^2}} \quad IV- 17$$

et le champ électrique est :

$$E_y^{(2)} = E_0 e^{i(\omega t - \beta x)} e^{-\gamma x} \quad \beta = kn_2 \sin r = kn_1 \cos \theta \quad IV- 18$$

Pour $x > p$ l'onde est inhomogène, son amplitude décroît exponentiellement à partir de l'interface qui sépare les deux milieux, et sera dite onde évanescence. La lumière est guidée par réflexion interne totale dans le diélectrique du milieu. L'onde évanescence est caractérisée par une profondeur de pénétration (d_p). La profondeur de pénétration est définie comme étant la profondeur pour laquelle l'amplitude du champ évanescence décroît de 1/e de sa valeur sur l'interface. D'après l'équation du champ électrique on peut déduire d_p :

$$d_p = \frac{\lambda}{2\pi n_1 (\cos^2 \theta - \cos^2 \theta_c)^{0.5}} = \frac{\lambda}{2\pi n_1 \sqrt{\cos^2 \theta - (n_2 / n_1)^2}} \quad IV- 19$$

où λ est la longueur d'onde dans le vide, n_1 l'indice de réfraction du cristal, θ l'angle entre le rayon incident et le plan de réflexion.

2.2 Spectroscopie d'absorption à ondes évanescences

L'échantillon à caractériser est placé au-dessus du milieu où la lumière est guidée par réflexion interne totale. L'échantillon peut être un milieu gazeux, liquide ou solide d'indice inférieur à celui du milieu de guidage de la lumière. Le guidage de la lumière se fait par des réflexions totales successives sur les interfaces de part et d'autre. Il existe une onde évanescence qui se propage parallèlement à l'interface. L'onde évanescence ne sera significativement perturbée que par des effets provoqués sur l'interface dans la zone délimitée par d_p . C'est dans cette zone que l'onde guidée révélera les effets de l'environnement. Dans le cas d'un milieu absorbant, l'absorption de l'onde évanescence est donnée approximativement par [92MAS]

$$A = \frac{n_2 \cdot \alpha \cdot E_0^2}{n_1 \cos \theta} \int_0^\infty C(z) \exp(-2z / d_p) . dz$$

IV- 20

où n_1 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction de part et d'autre ; α est le coefficient d'absorption ; E_0 est l'amplitude de l'onde évanescence sur l'interface.

La spectroscopie d'absorption à ondes évanescentes peut être utilisée pour plusieurs applications de routine (e.g qualité de contrôle) et une grande variété de problèmes difficiles (spectroscopie de surface ou spectre IR d'un liquide), pour lesquels la spectroscopie conventionnelle ne peut pas être employée.

3 Capteur fibre optique à ondes évanescentes

Pour mettre en évidence le mécanisme responsable de l'absorption dans la gaine, on considère le rayon comme une onde plane dans la région locale du point de réflexion dans le coeur. Dans la région voisine du trajet lumineux, au-delà de l'interface coeur gaine d'une fibre à saut d'indice, le champ associé avec l'onde plane locale devient évanescent et décroît exponentiellement avec la distance de l'axe de la fibre. Cette décroissance est très rapide et varie comme l'inverse de la longueur d'onde dans le vide.

A l'intérieur d'une fibre optique, l'énergie n'est pas totalement guidée à l'intérieur du coeur de la fibre. Une fraction de cette énergie est conduite dans le milieu qui entoure le coeur de la fibre. Dans le cas d'un milieu absorbant qui remplace la gaine de la fibre optique, le champ évanescent dans ce milieu est couplé au champ guidé à l'intérieur du coeur de la fibre. L'absorption du champ évanescent affecte la transmission de la fibre et cet effet serait la base du capteur fibre optique à ondes évanescences.

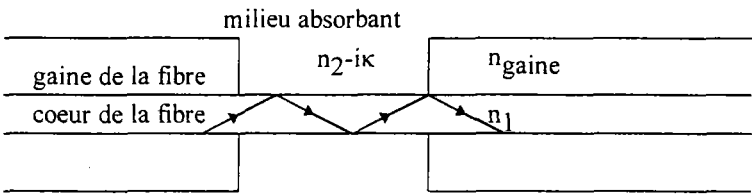


Figure IV- 4 : Fibre optique capteur à ondes évanescences.

Ces dernières années, la fibre optique à été de plus en plus utilisée à la place des guides de cristal à cause du grand nombre de réflexions par unité de longueur, la possibilité d'effectuer des

mesures analytiques sur plusieurs sites, et le développement industriel des fibres qui transmettent la lumière dans l'infrarouge.

La transmission dans une telle fibre est fonction de l'absorption du milieu qui entoure le cœur de la fibre. La perte de puissance est due à l'absorption de l'onde évanescente par le milieu qui entoure le cœur de la fibre.

Le processus d'une fibre capteur à ondes évanescentes peut être quantifié en terme de son coefficient d'absorption évanescent γ qui est relié à α , le coefficient d'absorption en volume selon deux approches [90RUD].

1. par l'optique géométrique $\gamma = N \cdot T$, où N est le nombre de réflexions par unité de longueur de la fibre et T est le coefficient de Fresnel de la transmission de la lumière dans le milieu avec pertes.
2. par la résolution des équations de Maxwell $\gamma = \eta \alpha$, où η est la fraction de puissance transportée dans la gaine de la fibre.

Une quantité d'énergie du mode (des modes) supporté(s) par la fibre, est conduite à l'extérieur du cœur. Ainsi, le coefficient d'absorption du cœur à la longueur d'onde devient partiellement effectif, et le "coefficient d'absorption effectif" est une fonction du milieu qui l'entoure aussi. Le coefficient d'absorption effectif peut être déterminé en calculant la fraction de puissance transmise à l'intérieur et à l'extérieur du guide et en tenant compte des coefficients d'absorption des deux milieux. Dans la suite, l'étude théorique de la propagation de la lumière dans les guides d'ondes montre que la puissance de l'onde évanescente dans le milieu qui entoure le cœur, est liée au terme caractéristique de la fibre $V = \left[(\pi d / \lambda) (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \right]$ (fréquence normalisé), où d est le diamètre de la fibre, n_1 et n_2 sont les indices de réfraction du cœur et du milieu qui l'entourent respectivement. La fraction de puissance à l'extérieur du cœur est déterminée par les caractéristiques physiques de la fibre et le mode particulier sous considération [79KAP].

3.1 Coefficient d'atténuation de puissance

On introduit le coefficient d'atténuation de puissance $\gamma(z)$ pour un faisceau de rayons étroit. Il serait défini par :

$$\gamma(z) = -\frac{1}{P(z)} \frac{dP(z)}{dz} \quad IV- 21$$

où $dP(z) < 0$ est la variation de la puissance transportée par le rayon sur le trajet dz le long de la fibre $\gamma(z)$ est le rapport de perte de puissance par unité de longueur. En intégrant la puissance en un point le long de la fibre, la puissance donnée en terme de puissance initiale $P(0)$ est donnée par :

$$P(z) = P(0) \exp\left\{-\int_0^z \gamma(z) dz\right\} \quad IV- 22$$

si le coefficient d'atténuation de la puissance varie le long de la fibre :

$$P(z) = P(0) \exp\{-\gamma z\} \quad IV- 23$$

si le coefficient d'atténuation de la puissance est constant.

Si P_0 est la puissance transmise par la fibre en l'absence du milieu absorbant, alors la puissance le long de la fibre dénudée à une distance z en la présence d'un milieu absorbant et pour une fibre ayant un coeur non absorbant à la longueur d'onde transmise, est donnée par [93ANU]:

$$P(z) = P_0 \cdot \exp(-\gamma_g \cdot z) \quad IV- 24$$

où γ_g est le coefficient d'absorption de l'onde évanescente.

3.2 Description d'un système spectroscopie fibre optique à ondes évanescentes

La lumière d'une source lumineuse (diode laser, LED, spectromètre) est transmise par une fibre optique à travers une autre fibre dénudée et immergée dans un milieu absorbant. La lumière transmise est atténuée à des longueurs d'ondes spécifiques reliées à l'absorption de l'onde évanescente par le milieu absorbant qui entoure le coeur de la fibre.

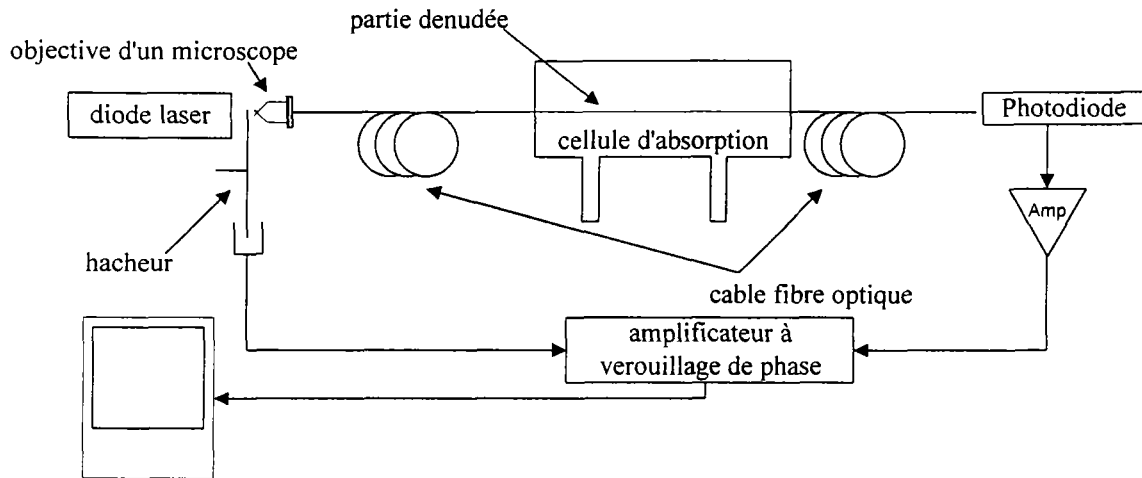


Figure IV- 5 : Schéma synoptique d'un système "Spectroscopie fibre optique à ondes évanescentes".

3.3 Modélisation d'un capteur à ondes évanescentes par l'optique géométrique

La perte de puissance due à l'absorption de la gaine ne peut pas être décrite directement par la géométrie optique, parce que cette perte se produit au-delà du trajet et correspond donc à une diffraction au point de réflexion. Son importance dépend de la longueur d'onde dans le cœur. Notre approche est de retenir la géométrie optique du trajet du rayon et de supposer que la perte de puissance du rayon se produit seulement sur les points de réflexion le long de la fibre. On détermine la fraction de la perte de puissance d'un rayon à chaque réflexion en traitant le rayon comme une onde plane locale. En utilisant la théorie de l'onde plane, il est alors facile de déterminer l'expression de la perte de puissance dans une fibre. Pour une fibre à saut d'indice, l'expression de la perte de puissance est identique à l'expression dérivée premièrement par Fresnel pour la réflexion d'une onde plane sur une interface plane. Prenant l'expression de la perte de puissance pour une réflexion, l'atténuation de la puissance d'un rayon le long de la fibre due à l'absorption de la gaine, nécessite seulement la séparation, ou la densité de réflexion qui est déterminée par la géométrie optique.

3.3.1 Coefficient effectif de l'absorption de l'onde évanescente

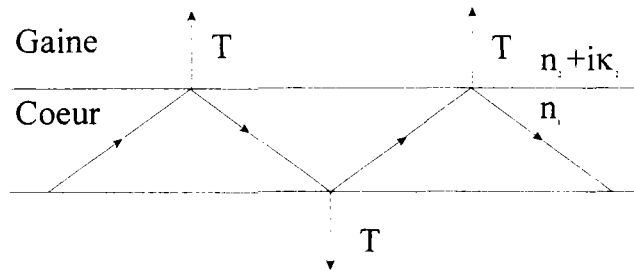


Figure IV- 6 : T représente la fraction de puissance transmise et absorbée dans une gaine absorbante pour un point de réflexion d'un rayon lumineux.

Considérons une fibre à saut d'indice pour laquelle une partie de la gaine de cette fibre à été dénudée et remplacée par un milieu.

3.3.1.1 Coefficient de transmission de la puissance

Pour des valeurs finies de λ , le champ évanescent perd de sa puissance par absorption de la gaine. Cette perte mène à une atténuation du rayon transmit. On considère que la perte de puissance se fait au point de réflexion. A ce point, on exprime la perte en terme de coefficient de transmission T , aussi connu comme coefficient de perte donné par le rapport [OWTch6]

$$T = 1 - \frac{\text{Puissance du rayon réfléchi}}{\text{Puissance du rayon incident}} = 1 - R \quad \text{IV- 25}$$

En d'autre terme, une fraction T de la puissance guidée est transmise à travers l'interface par le champ évanescent et est absorbée par la gaine (le milieu qui remplace la gaine de la fibre). Le coefficient d'absorption γ_g pour une gaine absorbante est obtenu en sommant le nombre de réflexions par unité de longueur :

$$\gamma_g = N \cdot T \quad \text{IV- 26}$$

$$N = \frac{1}{Z_p} = \frac{\tan \theta_i}{2\rho \sin \theta_\phi} \quad \text{IV- 27}$$

où N est le nombre de réflexions par unité de longueur de la fibre et T est le coefficient de transmission de Fresnel de la lumière après réflexion sur l'interface coeur gaine (milieu qui remplace la gaine).

3.3.1.2 Cas d'un milieu de faible guidage

Considérons une fibre optique à saut d'indice avec un coeur non absorbant d'indice n_1 et de rayon ρ et une partie de la gaine est remplacée par un milieu absorbant à la longueur d'onde transmise d'indice $n_2 - i\kappa$. Avec n_1 et n_2 qui sont arbitraires, la puissance d'absorption dépend de la polarisation (s et p) du rayon donc de l'orientation du champ électrique et magnétique de l'onde plane. Si, dans la région sensible, la fibre est un milieu de faible guidage (weakly guiding waveguides), soit $n_1 \cong n_2$, cette dépendance est négligeable et T est donné par [OWTch6] :

$$T = \frac{2}{\theta_c^2} \frac{\alpha_g}{kn_2} \frac{\pi/2 - \alpha}{\{\theta_c'^2 - (\pi/2 - \alpha)^2\}^{\frac{1}{2}}} \quad IV-28$$

Notons que dans le cas d'une fibre optique où la gaine est remplacée par un gaz, l'indice des gaz est largement inférieur à l'indice du coeur et les approximations de faible guidage ne seront plus valables.

n_2 est l'indice de réfraction du milieu absorbant qui remplace la gaine, α_g est le coefficient d'absorption du milieu qui entoure le coeur à la longueur d'onde λ de la lumière transmise, $\theta_c' = \arccos(n_2/n_1)$ est le complément de l'angle critique dans la région sensible, α l'angle entre le rayon incident et le rayon réfléchi avec la normale. T dépend de α , est vrai pour $(\pi/2 - \alpha) \neq \theta_c'$. Dans le cas des approximations pour un milieu de faible guidance $\theta_c' \ll 1$ et l'équation III-28 n'est définie que pour des angles de rayons guidés satisfaisants $\pi/2 - \theta_c' \gtrsim \alpha < \pi/2$.

3 3 1 2 1 Le coefficient d'atténuation de puissance

Pour obtenir le coefficient d'atténuation de puissance, on exprime α en fonction de θ_z et θ_ϕ . Dans le cas de faible guidance :

$$\pi/2 - \alpha \cong \sin(\pi/2 - \alpha) \cong \cos \alpha$$

et, en ajoutant la définition du paramètre caractéristique de la fibre V pour mettre

$$k = V / (\rho \cdot n_{\text{coeur}} \sin \theta_c') \cong V / (\rho \cdot n_2 \cdot \theta_c') \text{ avec } \theta_c' \ll 1 \text{ et } n_{\text{co}} \cong n_g^r$$

on peut déduire le coefficient d'atténuation de la puissance [OWTch6] :

$$\gamma_g = \frac{\alpha_g}{V} \left(\frac{\theta_z}{\theta_c'} \right)^2 \frac{1}{\{1 - (\theta_z / \theta_c')^2 \sin^2 \theta_\phi\}^{1/2}} ; 0 \leq \theta_z < \theta_c'. \quad IV- 29$$

Ce résultat est valable pour tout rayon guidé, sauf les rayons dont la direction est toute proche de $\theta_z = \theta_c'$ et $\theta_\phi = \pi/2$. Pour une valeur fixe de θ_z , l'atténuation est maximum quand le rayon est méridien, $\theta_\phi = \pi/2$, et plus il devient oblique plus l'atténuation décroît. Un rayon oblique fait plus de réflexions qu'un rayon méridien pour une longueur de fibre donnée, mais ceci n'est qu'un petit décalage à cause de la petite valeur du coefficient de transmission pour les rayons obliques. On peut conclure que les rayons méridiens définissent la réponse du capteur.

Dans le cas d'un capteur à ondes évanescentes, la différence de l'indice de réfraction entre le cœur et la gaine de la fibre au bout de l'injection de la lumière dans la fibre est beaucoup plus petite que la différence de l'indice de réfraction entre le cœur de la fibre et le milieu qui remplace la gaine. En conséquence, il n'est pas possible d'injecter dans la région sensible les modes guidés incidents sur l'interface de la région sensible à un angle voisin de l'angle critique qui correspond à la région sensible.

Nous définissons le coefficient effectif d'absorption de l'onde évanescente en 3D pour le paquet de rayons qui se propage dans la fibre et le déduisons de l'expression du coefficient d'absorption de l'onde évanescente en 2D donné par Gupta et al. [94SIN] :

$$\gamma_{eff}(\theta_z, \theta_\phi) = \frac{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\theta_c} P(\theta_z) * \gamma(\theta_z, \theta_\phi) d\theta_z d\theta_\phi}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\theta_c} P(\theta_z) d\theta_z d\theta_\phi} \quad IV- 30$$

où $\theta_c = \arccos(n_{gaine}/n_1)$ est le complément de l'angle critique de la fibre (non dénudée) et $P(\theta)$ représente la distribution de la puissance du rayon d'illumination.

3.3.1.3 Cas d'un milieu de fort guidage

Les approximations d'un milieu faiblement guidées sont valables pour tous les guides d'ondes ayant $n_1 \cong n_2$. Si une partie de la gaine était totalement dénudée est remplacée par un milieu absorbant d'indice de réfraction inférieur à celui du coeur mais non légèrement inférieur, les approximations d'un milieu faiblement guidé ne seraient plus valables. Dans le cas présent, il faut prendre en considération les deux polarisations possibles s et p.

Pour un coeur non absorbant et une gaine (milieu qui la remplace) de faible absorption (cette deuxième condition est vraie pour les fibres optiques à ondes évanescentes), $\kappa_1 = 0$ et $\kappa_2 \ll n_2$. D'après l'équation III-7 on peut déduire le coefficient de réflexion de Fresnell pour les deux polarisations s et p pour un rayon qui se propage par réflexion totale sur une gaine de faible absorption [96MES].

$$|r_s|^2 = 1 - \frac{4n_1 n_2 \kappa_2 \cos \psi}{(n_1^2 - n_2^2)(n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2)^{1/2}}$$

$$|r_p|^2 = 1 - \frac{4n_1^2 n_2 \kappa_2 \cos \psi (2n_1^2 \sin^2 \psi - n_2^2)}{(n_1^2 - n_2^2)(n_1^2 \sin^2 \psi - n_2^2)^{1/2}(n_1^2 \sin^2 \psi - n_2^2 \cos^2 \psi)} \quad IV-31$$

$$\text{avec } \cos \psi = \sin \theta_z \cos \theta_\phi$$

Les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnell pour les deux polarisations possibles seront donnés par [96MES] :

$$R = 1/2(r_s^2 + r_p^2) \text{ et } T = 1/2(t_s^2 + t_p^2) \quad IV-32$$

Le coefficient d'absorption γ_g définit précédemment pour une gaine absorbante est obtenu en sommant le nombre de réflexions par unité de longueur :

$$\gamma_g = N \cdot T = 1/2(t_s^2 + t_p^2) \cdot N \quad IV-33$$

$$N = \frac{1}{Z_p} = \frac{\tan \theta_z}{2\rho \sin \theta_\phi} \quad IV-34$$

Nous définissons dans ce cas également le coefficient effectif d'absorption de l'onde évanescence en 3D pour le paquet de rayons qui se propage dans la fibre :

$$\gamma_{eff}(\theta_z, \theta_\phi) = \frac{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\theta_c} P(\theta_z) * \gamma(\theta_z, \theta_\phi) d\theta_z d\theta_\phi}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\theta_c} P(\theta_z) d\theta_z d\theta_\phi} \quad IV-35$$

Une autre méthode de caractérisation par calcul de l'absorption d'une fibre capteur à ondes évanescentes qui ne considère que les rayons méridiens puisque les rayons obliques ne changent les mesures que de 1%, l'absorption est donnée dans la formule suivante [88SCH] :

$$A(l) = \log \left(\frac{\int_{\Omega} Tr(\theta_z, 0) P(\theta_z) \sin \theta_z d\theta_z}{\int_{\Omega} Tr(\theta_z, L) P(\theta_z) \sin \theta_z d\theta_z} \right) \quad IV- 36$$

où Tr est la transmission de la fibre.

Pour une lumière non polarisée Tr est la somme de la transmission des deux polarisations s et p [88SCH] :

$$Tr(\psi) = (1/2) \left((R_s(\psi))^m + (R_p(\psi))^m \right) \quad IV- 37$$

m est le nombre de réflexions sur la gaine absorbante par unité de longueur $m=N.L$

3.3.2 Puissance de distribution du rayon.

Une source lumineuse est définie par la distribution de puissance des rayons émis dans toutes les directions par chaque élément différentiel de surface ds.

On considère deux types de sources pour injecter la lumière dans une fibre :

1. Source de diffusion ou Lambert (cas d'une source fibrée)
2. Source injectée par un collimateur (objectif de microscope)

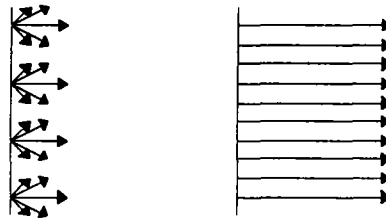


Figure IV- 7 : Section droite d'une source (a) de diffusion (b) injectée par un collimateur.

3.3.2.1 Source de diffusion ou Lambert

Une source de diffusion où source de Lambert est une source où tout élément différentiel de surface émet la lumière dans toutes les directions. La lumière émise par une LED est une approximation d'une source de diffusion. Dans le cas d'une source de diffusion on suppose qu'elle est en face de la surface de la fibre et qu'elle couvre une partie de la surface du cœur. Dans ce cas seulement la portion de la source dans le cœur qui excite les rayons est utile, et on peut ignorer la source à l'extérieur de cette région. La distribution de puissance pour une source d'illumination par diffusion est donnée par [94SIN] [94CHA]:

$$p(\theta) \propto n_1^2 \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \quad IV- 38$$

3.3.2.2 Source injectée par un collimateur

Quand la lumière est injectée dans la fibre moyennant un collimateur en utilisant un objectif de microscope en centrant le faisceau sur l'axe du bout de la fibre

$$p(\theta) \propto \frac{n_1^2 \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta}{(1 - n_1^2 \cdot \cos^2\theta)^2} \quad IV- 39$$

Dans ce cas l'ouverture numérique de l'objectif doit être supérieure à celle de la fibre pour que tous les rayons incidents pénètrent dans la fibre.

3.3.3 Sensibilité

Les capteurs fibres optiques à onde évanescente sont typiquement utilisés pour surveiller la concentration d'une substance absorbante dans un milieu non absorbant. La sensibilité d'un tel détecteur est définie comme :

$$S = -\frac{1}{P(L)} \frac{dP(L)}{dc} \quad IV- 40$$

$$\text{où } P(z) = P(0) \exp\{-\gamma_g z\} \quad IV- 41$$

c est la concentration de la substance absorbante et P est la puissance transmise par la fibre. Substituant l'équation (IV-40) dans (IV-41) donne : [94SIN]

$$S = L \cdot \frac{d\gamma_g}{dc} \quad IV- 42$$

L est la longueur de la région sensible, le coefficient d'absorption γ_g est relié à α_g par la relation $\gamma = \alpha \cdot \beta$, où β est une quantité qui dépend de la géométrie du détecteur et de l'indice de réfraction n_2 du milieu qui remplace la gaine. De plus, le coefficient d'absorption α_g est directement proportionnel à la concentration c . La constante de proportionnalité δ dépend de la substance. De là S devient:

$$S = L\delta\left(\beta + c\frac{d\beta}{dc}\right) \quad IV- 43$$

Si l'indice de réfraction du liquide absorbant ne varie pas significativement avec la concentration, on peut substituer $\frac{d\beta}{dc} = 0$. Dans ce cas :

$$S = L\delta\beta = L\delta\frac{\gamma_g}{\alpha_g} \quad IV- 44$$

Ceci implique que la sensibilité du détecteur à onde évanescente est directement proportionnelle à $\frac{\gamma_g}{\alpha_g}$, et à la longueur de la région sensible L.

Les principaux facteurs qui déterminent la sensibilité du capteur fibre optique à ondes évanescentes incluent :

- la longueur du capteur
- le diamètre de la fibre optique
- la géométrie du capteur
- les conditions d'illumination de la fibre à l'entrée comme l'angle d'incidence du signal sur la face de la fibre
- L'ouverture numérique

La continuité aux interfaces cœur-gaine et gaine-extérieur, des composantes des champs et de leurs dérivées, permet de calculer les amplitudes de A_j .

$$A_1 = s \frac{\pi A_0}{2} \left[u J_{i+1}(u) T_i(u_{\text{gaine}} \frac{b}{a}) - u_{\text{gaine}} \frac{b}{a} J(u) T_{i+1}(u_{\text{gaine}} \frac{b}{a}) \right]$$

$$A_2 = s \frac{\pi A_0}{2} \left[u_{\text{gaine}} \frac{b}{a} J_i(u) S_{i+1}(u_{\text{gaine}} \frac{b}{a}) - s u J_{i+1}(u) S_i(u_{\text{gaine}} \frac{b}{a}) \right] \quad IV-47$$

$$A_3 = \frac{1}{K_i(v)} [A_1 S_i(u_{\text{gaine}}) + A_2 T_i(u_{\text{gaine}})]$$

les indices effectifs sont trouvés par résolution de l'équation de dispersion formée par raccordement des champs aux interfaces. Pour un ordre azimutal i donné, le j -ème zéro de cette équation donne l'indice $n_{\text{efficace}}^{i,j}$ du mode LP_{ij} :

$$\frac{[A_1(u_{\text{gaine}} u) S_i(u_{\text{gaine}}) + A_2(u_{\text{gaine}} u) T_i(u_{\text{gaine}})]}{[s A_1(u_{\text{gaine}}) S_{i+1}(u_{\text{gaine}}) + A_2(u_{\text{gaine}} u) T_{i+1}(u_{\text{gaine}})] u_{\text{gaine}}} = \frac{K_i(v)}{v K_{i+1}(v)} \quad IV-48$$

La coupure d'un mode a lieu lorsque son indice effectif devient égal à l'indice $n_{\text{extérieur}}$. On obtient alors pour les paramètres du guidage :

$$u = a \cdot k_0 (n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2)^{1/2} = U$$

$$u_{\text{gaine}} = b k_0 (n_{\text{gaine}}^2 - n_{\text{extérieur}}^2)^{1/2} = U_{\text{gaine}} \quad IV-49$$

$$v = 0$$

L'équation de dispersion devient l'équation de coupure pour les modes d'ordre azimuts i :

$$\frac{[A_1(U, U_{\text{gaine}}) J_{i+1}(U_{\text{gaine}}) + A_2(U, U_{\text{gaine}}) \cdot Y_{i+1}(U_{\text{gaine}})]}{U_{\text{gaine}} [A_1(U, U_{\text{gaine}}) J_i(U_{\text{gaine}}) + A_2(U, U_{\text{gaine}}) \cdot Y_i(U_{\text{gaine}})]} = \left[\frac{K_{i+1}(v)}{v K_i(v)} \right]_{v \rightarrow 0}$$

Elle peut être résolue en fonction du couple $(b, n_{\text{extérieur}})$ pour une fibre et pour une longueur d'onde données. La j -ème solution donne les conditions de coupure pour le mode LP_{ij} . Pour un rayon b fixé, on trouve les indices de coupure $n_{\text{extérieur}}^c$ de chaque mode. Lorsque $n_{\text{extérieur}} < n_{\text{extérieur}}^c$ le mode est guidé, dans le cas contraire il devient radiatif.

3.4.3 Analyse des couplages modaux aux transitions

Sur la figure VI- 27 on voit les profils obtenus sur les extrémités de deux fibres monomodes attaquées dans un bain d'acide par la méthode décrite dans le chapitre VI. La photographie représente les portions inhomogènes. Les rayons normalisés $p(z)=b(z)/b_0$, sont modélisés par la fonction [94KAT]:

$$P(z) = \exp\left[-\left(\frac{2z}{l}\right)^2\right] + \sum_{i=1}^2 i \left(\frac{2z}{l}\right)^i$$

La partie centrale de la fibre est pratiquement homogène. Pour la partie non attaquée, seule le mode fondamental LP_{01} est guidé ; dans la région attaquée la fibre est généralement multimodale, le nombre de modes N étant fonction de l'indice $n_{\text{extérieur}}$ et du rayon b ,

D'après Snyder et Love la variation d'un profil peut être considérée comme adiabatique en un point d'abscisse z pour un couple de modes locaux.

$\langle \psi_m \rangle$ et $\langle \psi_n \rangle$ si:

$$X(z) = \frac{1}{b(z)} \left| \frac{\partial b(z)}{\partial z} \right| Z_0(z) \ll 1$$

où Z_0 est la longueur parcourue au bout de laquelle le déphasage entre les deux modes change de 2π . C'est la longueur de battement :

$$Z_0(z) = \frac{2\pi}{|\beta_m(z) - \beta_n(z)|} = \frac{\lambda_0}{|n_{\text{efficace}}^m(z) - n_{\text{efficace}}^n(z)|}$$

Lorsque l'équation est vérifiée pour les deux premiers modes normaux du guide, on peut considérer que le champ réel est correctement représenté par un système de modes locaux. En appliquant la théorie des modes couplés, il devient possible de calculer le transfert de puissance entre ces modes si l'on considère la variation du profil comme une faible perturbation du guide. De cette manière Snyder et Love montrent que, dans le cas de transitions quasi-adiabatiques où $X(z) \rightarrow 1$, le transfert maximal de puissance entre les deux premiers modes HE_{1j} est voisin de 10%.

Pour un profil à variation $\partial b / \partial z$ rapide ce modèle ne peut pas être appliqué car les modes locaux perdent leur sens physique. Lacroix et al proposent alors de considérer les régions où $X(z) > 1$ comme des épissures entre deux fibres de rayons différents. Partout ailleurs où $X < 1$ ils

appliquent l'approximation adiabatique en supposant que les modes se propagent en suivant la variation lente du profil et sans échange significatif d'énergie.

3.4.4 Puissance transmise

À la sortie de la zone de couplage abrupt, les modes générés dans la transition et le mode fondamental se propagent comme des modes locaux avec des battements dus à leurs vitesses de propagation différentes. Afin de simplifier la notation nous supposons que la fibre amincie est symétrique par rapport à son centre situé à la coordonnée $z=0$. Les limites des couplages abrupts sont situées en $z=-L/2$ à l'entrée et en $z=L/2$ (L est la longueur de la fibre modifiée) à la sortie de la structure.

Si $N-1$ est le nombre de modes générés par le mode fondamental dans la transition à l'entrée de la fibre, le champ normalisé guidé entre $-L/2 < z < L/2$ s'écrit comme la somme :

$$\langle \psi(z) \rangle = \sum_{j=1}^N \sqrt{K_{1j}} \langle \psi_j \rangle \phi_j(z) a_j(z) \quad IV- 50$$

où $\langle \psi_j \rangle$ symbolise le champ normalisé du mode LP_{0j} ($j \geq 1$), $\phi_j(z)$ étant son terme de phase;

$$\phi_j(z) = \exp \left[-j \int_{-L/2}^{L/2} \beta_j(z) dz \right] \quad IV- 51$$

et a_j l'atténuation du champ par absorption dans le milieu extérieur qui s'écrit:

$$a_j(z) = \exp \left[-\frac{\alpha_{ext}}{2} \int_{-L/2}^{L/2} \eta_{ext}^j(z) dz \right] \quad IV- 52$$

avec

$$\eta_{ext}^j = \frac{\int_{+\infty}^{+\infty} \psi_j^2(r) dr}{\int_0^{+\infty} \psi_j^2(r) dr} \quad IV- 53$$

Etant donné la symétrie par rapport à l'origine $z=0$, les transitions aux deux extrémités ont des profils identiques et les couplages modaux à l'entrée et à la sortie s'expriment de la même manière;

$$z = -L/2 \quad \langle \psi_i \rangle \sqrt{k_{i,j}} \langle \psi_j \rangle$$

$$z = L/2 \quad \langle \psi_j \rangle \sqrt{k_{j,i}} \langle \psi_i \rangle$$

La puissance totale transférée au mode fondamental en sortie de la fibre s'écrit

$$|\langle \psi_1 \rangle|^2 = \left| \sum k_{1,j} \phi_j(L/2) a_j(L/2) \right|^2 \quad IV- 54$$

Après développement on obtient T , que l'on peut considérer comme le coefficient de transmission T de la fibre:

$$T = \sum_{j=1}^N [k_{1,j} \cdot a_j(L/2)]^2 + 2 \sum_{i > j}^N \sum_j^N [k_{1,i} a_i(L/2)] [k_{1,j} a_j(L/2)] \cos \phi_{ij} \quad IV- 55$$

où

$$\phi_{ij} = \int_{-L/2}^{L/2} [\beta_i(z) - \beta_j(z)] dz \quad IV- 56$$

est le déphasage accumulé entre deux modes dans la portion adiabatique $[-L/2, L/2]$.

4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons défini le principe théorique de la spectroscopie d'absorption par ondes évanescentes pour un milieu qui entoure un guide d'onde. En suite nous avons proposé deux méthodes pour la modélisation du capteur-fibre-optique : l'une par l'optique géométrique et l'autre à partir des équation de Maxwell.

Chapitre V : Spectroscopie par fibre optique avec diode laser accordable

1 Généralités

Les molécules polyatomiques, à l'exception des molécules diatomiques homonucléaires telles que l'azote (N_2) et l'oxygène (O_2), ont des raies d'absorption dans l'infrarouge. Celles-ci sont dues à l'interaction du champ électromagnétique avec le moment dipolaire électrique permanent des molécules polaires (H_2O , NH_3) ou avec le moment dipolaire apparaissant lors des vibrations des noyaux pour les molécules non polaires (CO_2 , CH_4). Les fréquences d'absorption infrarouges dépendent des caractéristiques de la molécule telles que le nombre d'atomes, la masse des atomes, les distances inter-atomiques, les angles des liaisons et leur force.

Ainsi l'on peut dire que chaque molécule possède un spectre d'absorption infrarouge qui peut être considéré comme la "signature" de la molécule sur les niveaux électroniques des gaz et a pour effet de modifier les états de rotation et de vibration des molécules de gaz. Cela se traduit généralement par un spectre infrarouge composé de fortes raies d'absorption. Le spectre d'absorption infrarouge dépend directement des propriétés physiques de la molécule telles que le type d'atome, les angles et les forces des liaisons inter-atomiques et de l'état de cette molécule en particulier de la température et de la pression. Ceci veut dire que chaque type de molécules possède un spectre différent des autres molécules qui peut être considéré comme la signature de la molécule.

Les principaux gaz de l'atmosphère tels que l'azote N_2 (80 %) et l'oxygène O_2 ne présentent pas (au premier ordre) de spectre d'absorption infrarouge. Citons les constituants minoritaires de l'atmosphère qui présentent une signature infrarouge: l'eau (H_2O), le méthane (CH_4), l'oxyde d'azote (N_2O), l'ozone (O_3), le dioxyde d'azote (NO_2) le dioxyde de carbone (CO_2), le monoxyde de carbone (CO), l'acide formaldéhyde (H_2CO), etc...

1.1 *Rappels théoriques, application au méthane*

La molécule du méthane n'absorbera que les photons susceptibles de modifier l'état vibrationnel et rotationnel de la molécule. Pour comprendre la spectroscopie, il est préférable

d'identifier la particule non pas par sa trajectoire mais plutôt, comme l'a suggéré Born en 1926, par la probabilité de trouver cette molécule à l'instant t en un point de l'espace repéré par ses coordonnées x , y et z . A chaque particule est associée une fonction d'onde $\Psi(x,y,z,t)$ qui décrira l'amplitude de l'onde associée à cette particule. Cette fonction d'onde décrit l'état de la molécule. La probabilité de trouver la particule à un instant donné, dans l'élément de volume dv , est donnée par $\Psi^*\Psi dv$.

Cette probabilité intégrée à tout l'espace vaut 1 et est indépendante du temps.

$$\int \Psi^*\Psi dv = 1 \text{ et } \frac{\partial \int \Psi^*\Psi dv}{\partial t} = 0 \quad V-1$$

Ces fonctions d'onde vérifient l'équation de Schrödinger indépendantes du temps: $H\Psi = E\Psi$.

H est l'opérateur donnant la somme des énergies cinétiques et potentielles de la fonction d'onde Ψ , plus connu sous le nom d'opérateur Hamiltonien. E est une valeur propre de l'Hamiltonien. Les fonctions d'ondes trouvées sont alors des fonctions d'ondes propres ou états propres de l'Hamiltonien. Elles représentent des états stationnaires.

L'approximation de Born Oppenheimer, proposée en 1927, considère que les vibrations des électrons réagissent instantanément aux vibrations du noyau qui, elles, sont beaucoup plus lentes. De ce fait, la fonction d'onde associée à un atome peut se mettre sous la forme du produit de la fonction d'onde associée aux électrons par les fonctions d'onde associées au noyau. Comme la fonction d'onde du noyau peut être factorisée en une partie vibrationnelle, on a alors: $\Psi = \Psi_e \Psi_r \Psi_v$.

L'état du système représentant la molécule est une combinaison des états des électrons vibrationnels et rotationnels.

La molécule de méthane, de part sa géométrie symétrique (figure V-1), est un torseur sphérique puisque son centre de gravité est localisé sur l'atome de carbone. Comme nous pouvons le voir dans la figure V-1, les axes de rotation possibles se situent le long de chaque liaison C-H représentées sur la figure V-1. Chaque liaison est susceptible de se contracter et de s'étirer à la manière d'un ressort. Les propriétés physiques de la molécule vont déterminer les fréquences propres de résonance de vibration et de rotation de la molécule. Ces fréquences

propres correspondent aux états d'énergies propres de la molécule. La transition d'un état vers un autre état s'accompagne soit d'une absorption soit d'une émission.

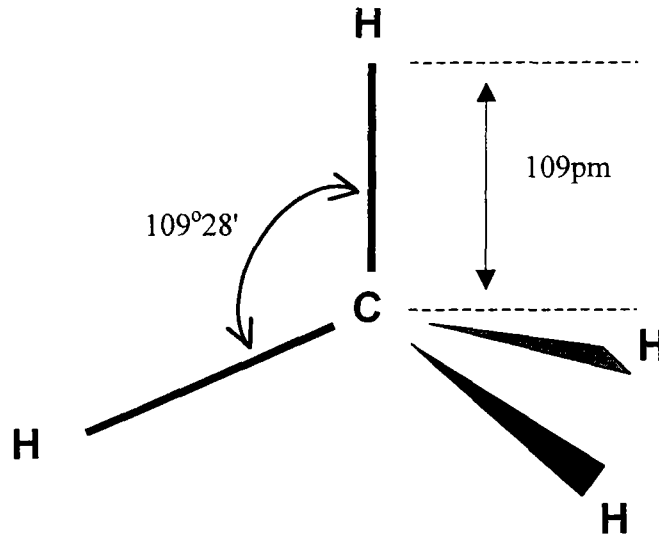


Figure V- 1 : Schéma de la molécule de méthane.

Lors d'une rotation suivant l'une des liaisons C-H, si nous négligeons les distorsions dues à la force centrifuge sur les atomes d'hydrogène, le système est semblable à un système rigide que nous retrouvons dans le cas des molécules diatomiques linéaires telles que le CO. A chaque moment angulaire total propre du système que l'on associe à un nombre quantique J , l'énergie propre peut s'écrire:

$$E_r = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) \quad V- 2$$

où I est le moment d'inertie, J est le nombre quantique rotationnel. Il prend ici des valeurs entières 0, 1, 2,... Le passage d'un état J' à un état J'' n'est possible que si $\Delta J = 0 \pm 1$. C'est la règle de sélection des transitions rotationnelles. Cependant $\Delta J = 0$ n'a pas de sens au niveau des transitions purement rotationnelles, mais prend tout son sens dans le cas de transitions rotationnelles-vibrationnelles. Par convention on note ces niveaux d'énergie en nombre d'onde comme suit:

$$F(J) = \frac{E_r}{hc} = BJ(J+1) \quad V-3$$

$F(J)$ est le nombre d'onde associé à E et B est la constante de rotation. Pour $\Delta J = 1$, le saut en énergie entre deux états vaut, en nombre d'onde:

$$\sigma(J) = F(J+1) - F(J) = 2B(J+1) \quad V-4$$

Toutes les transitions rotationnelles $\sigma(J)$ sont également espacées de la quantité $2B$. Ainsi un spectre de type rotationnel est immédiatement identifié par la périodicité de ses espacements. La figure V-2 représente les transitions typiques rotationnelles.

La molécule de méthane possède plusieurs états d'énergie rotationnelle. Cependant, elle possède aussi des niveaux d'énergie vibrationnelle. Les liaisons C-H peuvent être illustrées par le modèle de deux masses et d'un ressort dont la raideur k est due à un subtil équilibre entre les forces de répulsion inter-nucléique, ou inter-électronique et les attractions noyau-électron. Un tel système mécanique est décrit par une énergie potentielle $V(r)$ où r est la distance inter-atomique. Dans le cas d'un oscillateur harmonique, ce potentiel a une forme parabolique. La résolution de l'Hamiltonien associé montre que les états d'énergie vibrationnelle sont, dans le cas d'un oscillateur harmonique, quantifiés par:

$$E_v = h\nu(v + 1/2) \quad V-5$$

où $v = 1, 2, 3, \dots$ est le nombre quantique vibrationnel et ν la fréquence de vibration classique déterminée par la raideur k et la masse réduite du système.

Les transitions permises, d'un état d'énergie vibrationnelle à un autre, les plus probables dans un tel modèle vérifient $\Delta v = \pm 1$. Dans le cas du modèle de l'oscillateur harmonique tous les états d'énergie vibrationnelle sont également espacés. Par conséquent toute transition d'un état v à un état $v+1$ correspond au même saut énergétique $h\nu$. Généralement, les transitions entre les niveaux d'énergie vibrationnelle d'un gaz sont appelées "*bandes*" d'absorption. Le nom «raies d'absorption» est réservé aux transitions séparant des niveaux d'énergie rotationnelle.

Pour la molécule de méthane, les transitions énergétiques peuvent combiner les états de type vibrationnel et rotationnel. Pour chaque état vibrationnel nous avons une série d'états rotationnels qui lui est associée. Les transitions ont lieu entre les états rotationnels de niveaux

vibrationnels différents régit par $\Delta v = \pm 1$. Ainsi la transition permise par la règle de sélection $\Delta J = -1$ est dans ce cas possible comme nous le voyons sur la figure V-2. Elles appartiennent à la branche P alors que la branche R, correspond aux transitions respectant $\Delta J = +1$ et $\Delta J = 0$, est possible dans le cas des transitions vibro-rotationnelles et représente les branches Q.

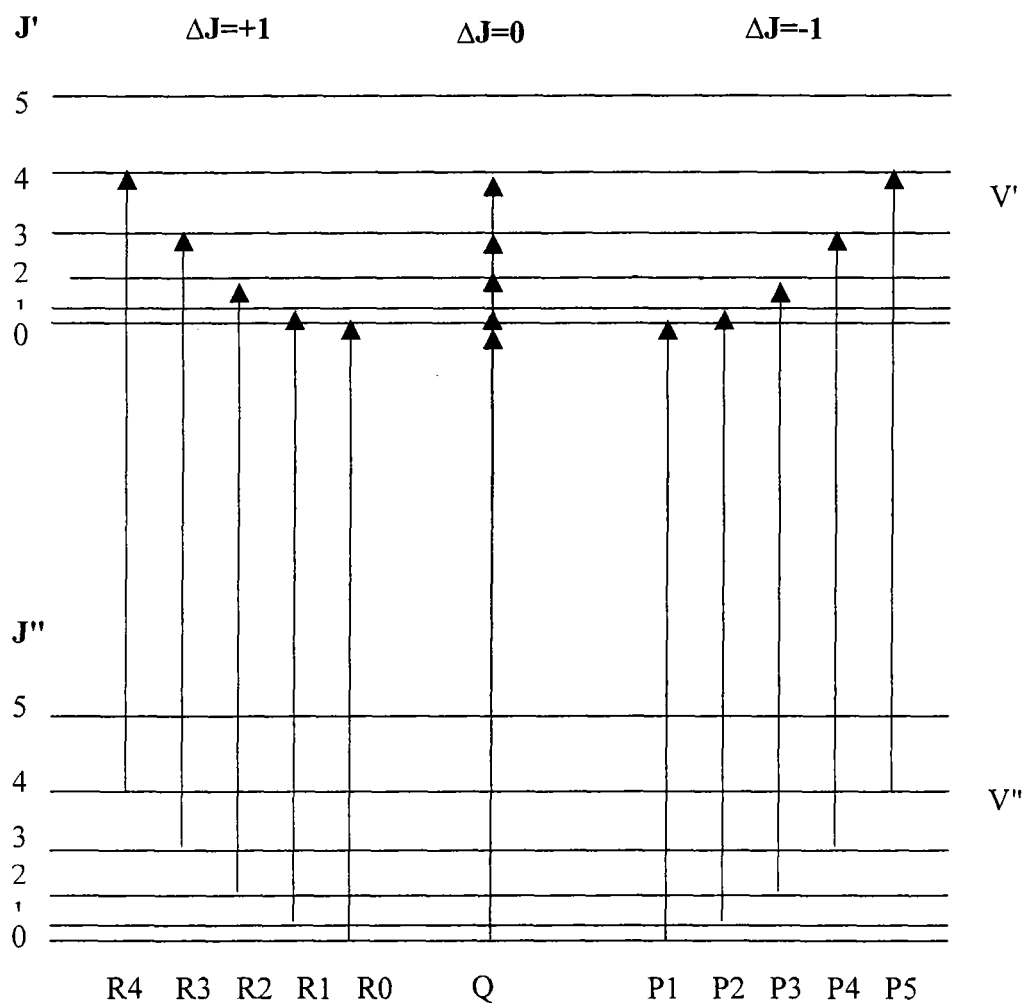


Figure V- 2 : Schéma des transitions vibro-rotationnelles.

1.2 Spectre d'absorption du méthane

Le méthane CH_4 est le principal composant du gaz naturel : il représente 80% à 95% du volume total. Le tableau 6-1 nous donne ses caractéristiques essentielles.

Nous avons pour le méthane des fréquences de vibrations fondamentales notées ν_1 , ν_2 , ν_3 , et ν_4 ($\nu_1=2913\text{cm}^{-1}$; $\nu_2=1533,3\text{cm}^{-1}$; $\nu_3=3018,9\text{cm}^{-1}$; $\nu_4=1305,9\text{cm}^{-1}$). Ces fréquences propres se situent dans le moyen infra rouge (3-15 μm). Cette zone est difficile à explorer car les diodes laser accordables adaptées à ce domaine fonctionnent à très basses températures (10 à 80 K). Des raies secondaires à des fréquences de combinaison harmonique se localisent dans le moyen infrarouge (2-3 μm) et même dans le proche infrarouge (<2 μm). Ces derniers sont plus favorables pour les lasers à semi-conducteur qui peuvent opérer à température ambiante. Cependant, il convient de faire remarquer que plus l'ordre des harmoniques est élevé, plus les intensités des raies d'absorption correspondantes sont faibles.

Le spectre du méthane possède plusieurs bandes d'absorption. Chaque bande est représentée par le nombre d'onde ν de la transition vibrationnelle. Dans la région autour de 2,3 μm , les bandes d'absorptions sont si proches qu'elles se chevauchent. Une analyse plus complète montre que pas moins de 8 bandes interagissent autour de 2,3 μm et sont à l'origine d'une signature R du méthane particulièrement riche en raies vibro-rotationnelles. Seulement trois des plus intenses bandes d'absorption ont été clairement identifiées et classifiées à l'aide du modèle de bandes isolées, $\nu_1+\nu_4$ (4136 cm^{-1} -4278 cm^{-1}), $\nu_3+\nu_4$ (4148 cm^{-1} -4489 cm^{-1}) et $\nu_2+\nu_4$ (4410 cm^{-1} -4666 cm^{-1}). Les autres bandes ont été répertoriées par des mesures expérimentales [82BRO]. Les intensités des raies d'absorption sont cependant plus faibles que celles des bandes se situant au-delà des 3 μm . Il existe aussi des bandes d'absorption ayant une amplitude importante dans la zone des 1,66 μm . Ces bandes ont une intensité encore plus faible. Les raies qui les composent sont assez espacées. Remarquons toutefois que cette dernière bande d'absorption est accessible par des diodes lasers, commercialisées et émettant vers 1,66 μm [92UEH]. Ces diodes laser, de technologies voisines des diodes laser pour télécommunications, existent depuis un certain temps et ont acquis une bonne maturité mais sont très chères. Enfin, vers 1,34 μm , le méthane présente des raies d'absorption qui sont malheureusement bien plus faibles en intensité et en nombre.

Les deux raies secondaires à $1,3312\mu\text{m}$ et $1,6654\mu\text{m}$ sont particulièrement intéressantes pour la détection par fibre optique, car leurs longueurs d'onde sont situées dans la fenêtre spectrale de transmission de la fibre optique dans le proche infrarouge. Les diodes laser à $1,66\mu\text{m}$ valent très cher, ce qui nous amène à nous intéresser à la détection du méthane à $1,33\mu\text{m}$.

1.3 Détection du méthane par absorption à $1,3\mu\text{m}$

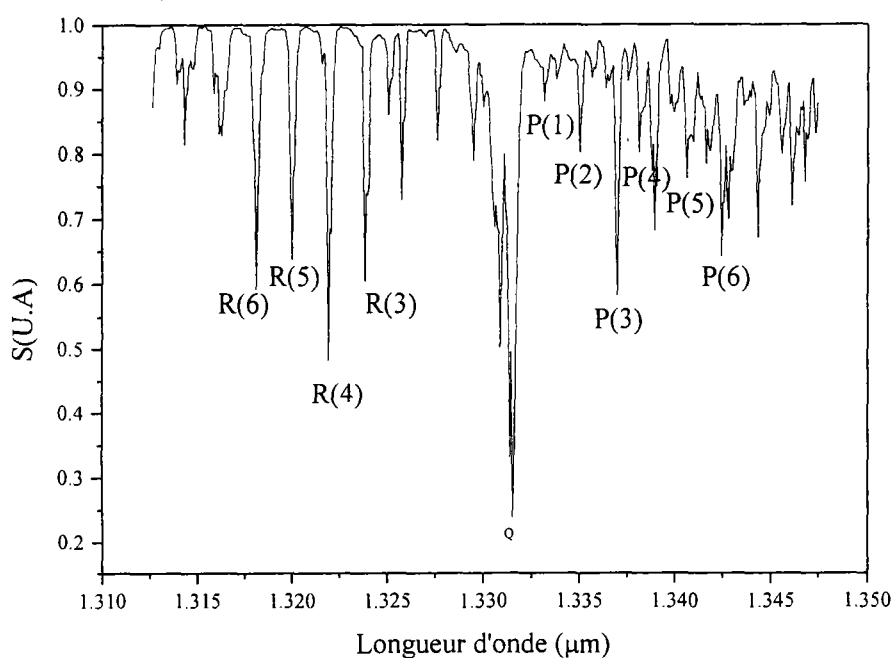


Figure V- 3 : Spectre d'absorption du méthane obtenu pour 1atm de méthane et pour un trajet de $15,2\text{cm}$ fait par spectroscopie transformée de Fourier dans l'infrarouge (TFIR), résolution $\Delta\lambda=0,5\text{nm}$.

Le spectre d'absorption de la molécule méthane dans la région $1,3\mu\text{m}$ est dû à la combinaison des bandes $\nu_2 + 2\nu_3$ ($\nu_2 = 1533,3\text{cm}^{-1}$, $\nu_3 = 3018,9\text{cm}^{-1}$). Il a été mesuré et présenté par Norris et Unger [33NOR]. La figure V-3 montre le spectre obtenu pour le méthane dans la région $1,3\mu\text{m}$. Ce spectre comprend une branche zéro symétrique (Q), étroite, d'une largeur de base de 20cm^{-1} . La branche positive (R) est constituée de onze lignes distinctes. Peu est connu sur

l'intensité de la branche négative (P) car elle se confond avec la bande d'absorption de la vapeur d'eau à $1,38\mu\text{m}$.

Les diodes lasers à $1,310\mu\text{m}$ ($T=25^\circ\text{C}$) utilisées pour les télécommunications par fibre optique, opérant à température ambiante, sont bon marché (600FF. à 1800FF.), et pourraient constituer une source pour la détection du méthane par diode laser accordable.

1.4 Système de détection par absorption et à fibre optique pour le méthane

Le premier système de détection du méthane par fibre optique était présenté par K. Chan, H. Ito et H. Inaba [83CHA]. Le capteur utilisé est de type extrinsèque et constitué par une cellule de gaz de longueur 50 cm, dans laquelle, la lumière effectue un simple trajet. La fibre est multimodale de diamètre 50/125, fabriquée en silice. La source est à large spectre et l'analyse spectrale est réalisée à la détection par un monochromateur. La figure V-4 montre le schéma du système.

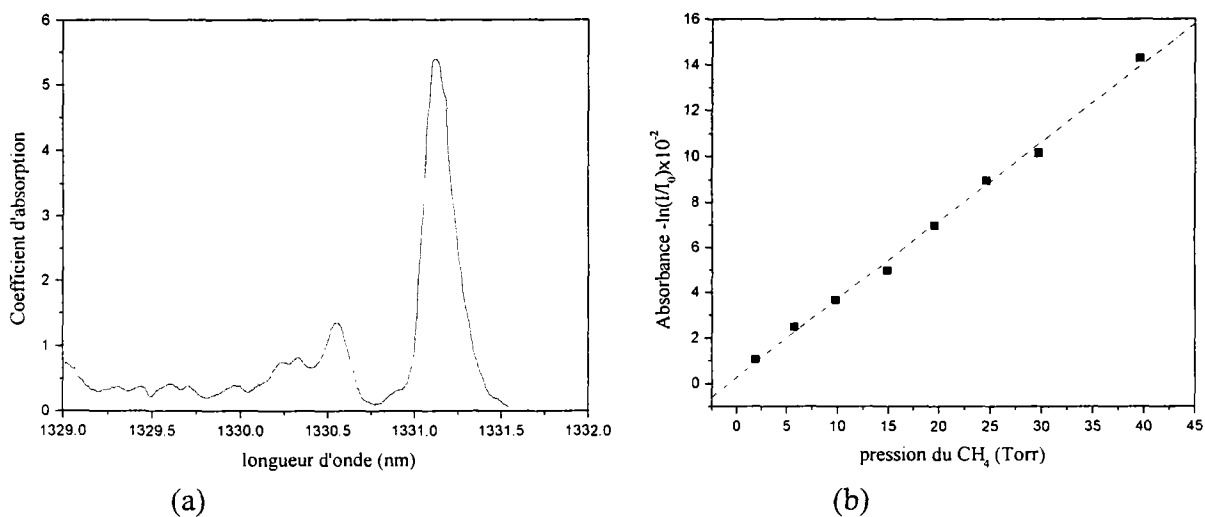


Figure V- 4 : (a) Le coefficient d'absorption mesuré dans la branche Q du méthane autour de $1,331\mu\text{m}$ avec une résolution spectrale de 0.3nm ; (b) Mesure de la dépendance de l'absorption à $1,3312\mu\text{m}$ avec la pression partielle du méthane dans 1 atmosphère de mélange gazeux méthane gaz dans une cellule de 50cm, en déportant la mesure par fibre optique à 1km [83CHA].

Un coefficient d'absorption de $5,4\text{m}^{-1}$ pour 100% de méthane a été mesuré avec une résolution spectrale de $0,3\text{nm}$. Le montage a permis d'atteindre une limite de détection de 0,2% de concentration du méthane dans l'air, en déportant la mesure par fibre optique à 1km.

Un système de détection du méthane et de l'acétylène en temps réel avec une sensibilité de l'ordre du ppb (particule par billion) a été développé par Hideo et al [92HID] en utilisant deux diodes laser InGaAsP à réaction distribuée DFB (distributed feed back) qui émettent à $1,66\mu\text{m}$ et $1,53\mu\text{m}$. La haute sensibilité du système est due en partie au fonctionnement monomode des deux diodes laser DFB, à la longueur d'onde où l'absorption du méthane (à $1,66\mu\text{m}$) et de l'acétylène (à $1,53\mu\text{m}$) est importante et d'autre part à la technique de détection par modulation de fréquence que nous décrivons dans le chapitre VI §1.1.2. Ce système a été couplé aussi à une fibre optique afin de faire des mesures à longue distance.

Le courant d'injection de chaque diode laser a été modulé à une fréquence $f \sim 50\text{KHz}$. La longueur d'onde de chaque diode laser a été contrôlée par la variation de la température de la diode (voir Chapitre VI §1.1.2).

Les lumières des deux diodes laser sont combinées par un coupleur à fibre. Ensuite elles sont transmises à travers une bobine de 4 km de fibre optique vers la cellule d'absorption de 10cm de longueur contenant les deux gaz à détecter, puis sont injectées dans une autre bobine de 4Km de fibre optique pour être reçues sur une photodiode (GaAs p-i-n). Le signal de la photodiode est envoyé à quatre amplificateurs à verrouillage de phase qui détectent à la fréquence f et $2f$ de la modulation des deux lasers.

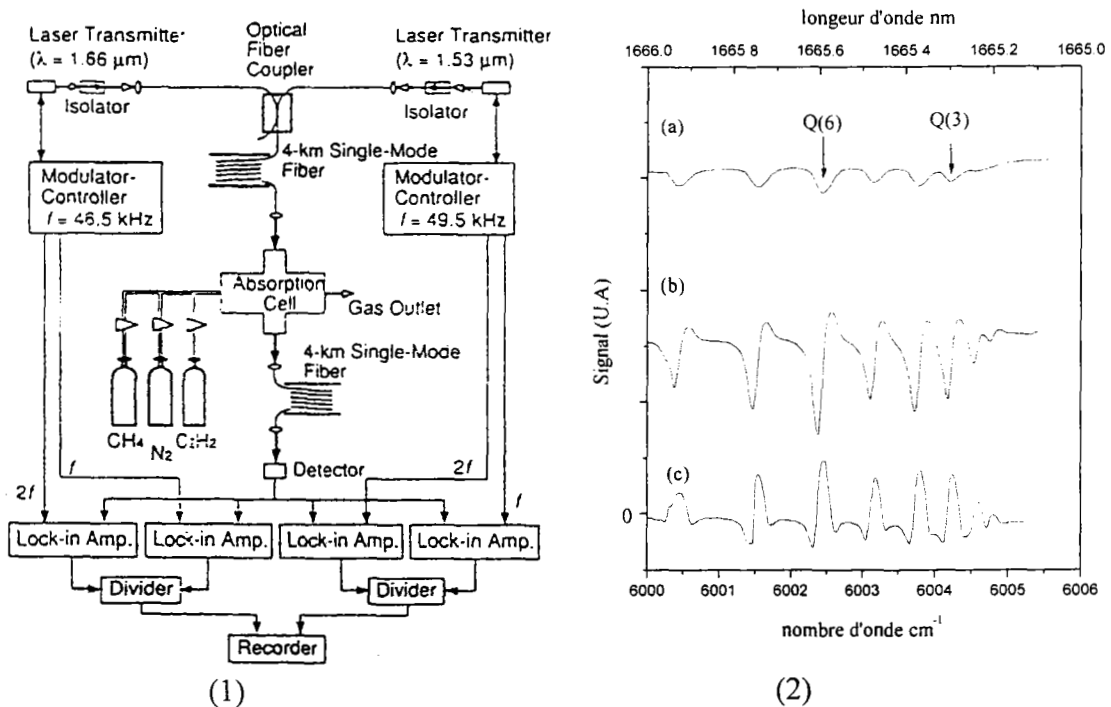


Figure V- 5 : La figure 1 nous montre le schéma du système utilisé par Hideo et al [92HID] pour la détection du méthane et de l'acétylène simultanément, utilisant une fibre optique pour le transport du signal. La figure 2 nous montre le signal obtenu, (a) pour le signal transmis, (b) pour la première harmonie, (c) pour la seconde harmonie

Il a été vérifié expérimentalement que le rapport signal sur bruit pour la fondamentale et la seconde harmonique du signal permet une détection quantitative des gaz même au-dessus des surconstances. Le signal $1f$ souffre d'un grand offset et cela est dû au fait que le laser est modulé en intensité comme en fréquence. Le temps de résolution est de 1s.

Le rapport signal sur bruit pour 350ppm est de 70. La plus petite concentration du méthane détectée dans 10cm de longueur du trajet lumineux dans la cellule d'absorption est prévue d'être 5 ppm en supposant que le rapport signal sur bruit égale un, correspondant au minimum de détection.

Les premières réalisations de capteurs intrinsèques de méthane viennent du Japon. Hideo Tai, Hiroaki Tanaka et Toshihiko Yoshino [87HID] proposent un capteur à champ évanescent à base de fibre multimodale effilée (étirée). Devant la difficulté de réaliser des interactions importantes par cette structure, les auteurs utilisent l'émission à $3,392\mu\text{m}$ d'un laser He-Ne pour

interroger la raie fondamentale du méthane à $\nu_1=2913\text{cm}^{-1}$. Pour de très faibles diamètres de la fibre ($=1,8\mu\text{m}$) et pour une longueur effilée de 10mm la limite de détection descend en-dessous du seuil de la limite inférieure d'exposition de 5%. Par contre, l'atténuation de la fibre à cette longueur d'onde est difficilement acceptable, 91dB/m, pour une mesure déportée à distance.

L'introduction sur le marché de fibre chalcogénure devrait apporter des solutions nouvelles. Ces fibres sont capables de transmettre dans le moyen infrarouge à $3,4\mu\text{m}$ où la plupart des molécules hydrocarbonées présentent une forte bande d'absorption ($\nu_1=2913\text{cm}^{-1}$ pour le méthane). L'utilisation de telles fibres a permis de détecter une concentration entre 1 et 10% de méthane et d'autres gaz [93TAG] et ce, moyennant une fibre optique capteur à ondes évanescentes.

L'inconvénient principal de ces fibres est leur forte atténuation voisine de 35dB/km. En effet, si les verres de type chalcogénure ou fluoré présentent une bonne transmission théorique vers les grandes longueurs d'onde (10^{-2} à 10^{-3} dB/km), ces valeurs sont grandement perturbées par des facteurs extrinsèques tels que les pertes par diffusion induites par les inhomogénéités locales du matériau et par les impuretés absorbantes présentes soit dans les matériaux de départ, soit provenant de la contamination en cours de traitement.

Une autre solution de capteur à ondes évanescentes pour la détection des gaz est la fibre à profil de D (D-shaped). Dans la détection par fibre optique capteur à ondes évanescentes il est nécessaire d'avoir un accès direct au champ évanescent du cœur de la fibre le long d'une longueur de la fibre. Et cela peut être atteint sur la surface plate de la D-fibre. L'utilisation d'une D-fibre pour la capture demande une optimisation de ses paramètres afin d'obtenir une bonne sensibilité. L'utilisation d'une telle fibre pour détecter le méthane à une longueur d'onde de $1,66\mu\text{m}$, pour laquelle le méthane, à pression atmosphérique, a un indice de réfraction $n = 10 - j(1,88 \cdot 10^{-6})$, a été réalisée. La sensibilité et l'indice effectif d'une D-fibre ont été calculés pour différentes valeurs de différence d'indices de réfraction cœur / gaine Δn et de la distance cœur interface [92MUH]. Il a été montré que le diamètre du cœur doit être $\sim 3\mu\text{m}$ et la différence d'indices cœur / gaine relativement importante ($\Delta n \approx 0,04$) afin d'obtenir une pénétration maximum du champ évanescent dans le milieu extérieur.

laser non accordables sont souvent mal adaptées à la spectroscopie car leurs longueurs d'ondes ne sont pas toujours positionnées au bon endroit. Les sources laser dont on peut varier la longueur d'onde d'émission ou lasers accordables sont de ce fait particulièrement intéressantes pour la spectroscopie. En effet, avec un laser accordable, il est possible d'ajuster exactement la longueur d'onde sur le centre de la raie d'absorption ou bien de balayer la longueur d'onde sur un certain domaine spectral. Ceci permet à partir des signatures des gaz d'établir leur nature et d'obtenir de très faibles seuils de détection. Une source laser accordable permet d'effectuer une absorption sélective, proportionnelle à la concentration. Elle permet aussi l'étude de la raie d'absorption en fonction de la température et de la pression.

Les sources laser accordables les plus utilisées pour la spectroscopie haute résolution sont sans aucun doute les lasers semi-conducteurs ou diodes laser. Ces lasers ont été inventés en 1961 par Basov [91BAS]. Depuis cette date cette famille de lasers s'est largement développée et diversifiée. Comme leur technologie est bien adaptée à une production de masse, les diodes laser sont utilisées dans de nombreuses applications CD-ROM, vidéo disque, télécommunication, pointeur. En conséquence, les diodes laser sont de loin les composants les plus répandus. Les diodes laser ont donné naissance à l'une des méthodes les plus exploitées ces dernières années : la spectroscopie par diode laser accordable (TDLS, Tunable Diode Laser Spectroscopy). Ce type de spectroscopie haute résolution est en concurrence directe avec la spectroscopie à transformée de Fourier (STF) (figure V-7). Comme les diodes laser peuvent être fabriquées avec une grande variété de matériaux, leur domaine spectral est large. Il peut en principe couvrir la bande spectrale allant de 0,5 à 30 microns.

où P et P_0 sont respectivement la puissance transmise et incidente, L est la longueur du trajet en cm, N est le nombre de molécules par unité de volume en molécules.cm^3 , et $\sigma(\nu)$ est le nombre d'onde dépendant de la section efficace d'absorption en $\text{cm}^2.\text{molécule}$.

Pour une faible concentration de gaz mesuré dans l'atmosphère l'équation V-6 se réduit à:

$$a = P_{abs} / P_0 = \sigma_0 NL \quad \text{V- 7}$$

où a est l'absorbance, σ_0 est le coefficient d'absorption au centre de la raie ν_0 et $P_{abs}=P_0-P$ est la puissance absorbée par le gaz à cette longueur d'onde.

Un paramètre plus important que le coefficient d'absorption est S la force de la raie exprimée en $\text{cm}^{-1}/(\text{molécules.cm}^{-2})$. S est l'intégrale de la section efficace d'absorption sur le rang de la raie:

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu) d\nu \quad \text{V- 8}$$

Une autre caractéristique importante est le profil de la raie et sa largeur. La valeur de S pour une raie donnée dépend de la température et non de la pression du gaz. Pourtant la section efficace d'absorption et le profil et la largeur de la raie, l'une et l'autre, dépendent de la température et de la pression. La dépendance du profil et de la largeur de la raie est classifiée en trois régimes de pression.

En l'absence d'élargissement instrumental, l'absorption par une raie isolée correspond à l'intégrale de la courbe d'absorption. La forme et la largeur de la raie observées dépendent de l'importance relative des mécanismes d'élargissement spectraux: la durée de vie des niveaux énergétiques, les collisions entre les molécules, et l'effet Doppler dû à leur mouvement. L'importance relative des élargissements spectraux varie en fonction de la pression.

Pour des pressions supérieures à 100 Torr, l'élargissement est dû aux collisions. Pour des pressions inférieures à 10Torr, c'est l'élargissement Doppler qui domine. Entre 10Torr et 100 Torr, c'est la convolution de ces deux facteurs de forme, appelé profil de Voigt, qu'il faut considérer.

2.1.1 L'élargissement Doppler

A très basses pressions (au-dessous de 10Torr), le nombre de molécules est faible, les collisions inter-moléculaires sont peu nombreuses, les molécules se déplacent avec une distribution de vitesse, d'amplitude et de direction aléatoires. La fréquence ν_D absorbée par les molécules en mouvement est perçue par le détecteur à la fréquence $\nu + \Delta\nu_D$. Le profil et la largeur de la raie sont définis par l'élargissement Doppler. Le profil Doppler est un profil gaussien et il s'écrit [BEC]:

$$f_D(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \exp\left[-2\ln(2) \cdot \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right] \quad V-9$$

$\Delta\nu_D$ est la largeur à mi-hauteur en cm^{-1} , ν_0 est le centre de la transition en cm^{-1} . Cet élargissement dépend essentiellement de la température et de la masse molaire du gaz considéré.

$$\Delta\nu_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \nu_D \sqrt{\frac{T}{M}},$$

où T est la température en Kelvin et M est la masse molaire en gramme

2.1.2 L'élargissement collisionnel lorentzien

Plus la pression est importante, plus la probabilité de collision des molécules est grande. Le profil et la largeur de la raie d'absorption sont essentiellement déterminés par une fonction lorentzienne :

$$f_L(\nu) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_L/2)^2} \quad V-10$$

Cet élargissement dépend, en général, de la collision des molécules du gaz considéré avec elles-mêmes, et de celle des molécules du gaz considéré avec les molécules de l'air, et de la température. L'auto-élargissement noté $\Delta\nu_L^{0self}$, caractérise l'élargissement collisionnel de la molécule avec elle-même et l'élargissement moyen avec les molécules de l'air est noté $\Delta\nu_L^{0air}$ en $\text{cm}^{-1}/\text{atm}$. Ainsi la largeur à mi-hauteur se calcule par:

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_L^{0self} \cdot (P_{self} / P_0) \cdot (T_0 / T)^{n_{self}} + \Delta\nu_L^{0air} \cdot (P_{air} / P_0) \cdot (T_0 / T)^{n_{air}} \quad V-11$$

$\Delta\nu_L$ est la largeur à mi-hauteur en cm^{-1}

P_0 et T_0 sont la pression et la température aux conditions standard,

P_{self} et P_{air} sont les pressions de la molécule considérée et de l'air,

n_{self} et n_{air} sont les paramètres d'évolution avec la température.

En résumé, lorsque la pression est faible ($<10\text{Torr}$) l'élargissement est du type Doppler, le profil de raie est caractérisé par une décroissance très rapide en $\exp(-x^2)$ et lorsque la pression est au-dessus de 300Torr , l'élargissement est de type collisionnel. La décroissance du profil de raie est en $1/x^2$.

2.1.3 L'élargissement de Voigt

Pour des pressions entre 10Torr et 100Torr (mesures dans une cellule multi-réflexion, à des altitudes entre 10 et 40km) le profil est appelé profil de Voigt. Il est le produit de convolution du profil Doppler avec le profil lorentzien.

En général, la largeur de la raie de Voigt, $\Delta\nu_V$, est calculée numériquement et des tables peuvent être consultées (Abramovitz et Stegun, 1970). Pourtant une estimation de la largeur à mi-hauteur peut être donnée par l'approximation suivante :

$$\Delta\nu = \left(\Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_D^2 \right)^{1/2} \quad V-12$$

Une amélioration de l'approximation de la largeur à mi-hauteur pour le profil de Voigt a été proposée par Oliveiro et al [BEC]:

$$\Delta\nu = 0,5346\Delta\nu_L + \left(0,2166\Delta\nu_L^2 + \Delta\nu_D^2 \right)^{1/2} \quad V-13$$

La largeur typique de la raie dans le régime de Voigt varie de 5.10^{-3} à $2.10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, inférieure à l'espacement des raies vibro-rotationnelles de plusieurs molécules.

3 La spectroscopie d'absorption par diode laser accordable

3.1 Diode laser

L'effet laser dans les semi-conducteurs résulte de la transition à travers la barrière de potentiel qui existe entre la bande de conduction, dont les premiers états seuls sont occupés, et la

bande de valence, dont les derniers états sont vacants. L'énergie d'émission du photon est essentiellement égale à l'énergie de la barrière de potentiel. La cavité de type Fabry-Perot est constituée par les faces parallèles du cristal réalisées par clivage du plan cristallin. Puisque l'indice de réfraction du semi-conducteur est grand, la réflectivité ($\approx 35\%$ pour GaAs) est suffisante pour permettre les réflexions à l'interface semi-conducteur air. La composition du cristal des diodes impose le domaine d'émission en longueur d'onde.

Une diode laser est excitée par application d'un courant et donc en injectant des porteurs de charge (électrons ou trous) à travers la jonction p-n. La recombinaison de ces porteurs minoritaires injectés entretient le mécanisme de gain de l'action laser lorsque le courant dépasse une valeur critique appelée "seuil" laser.

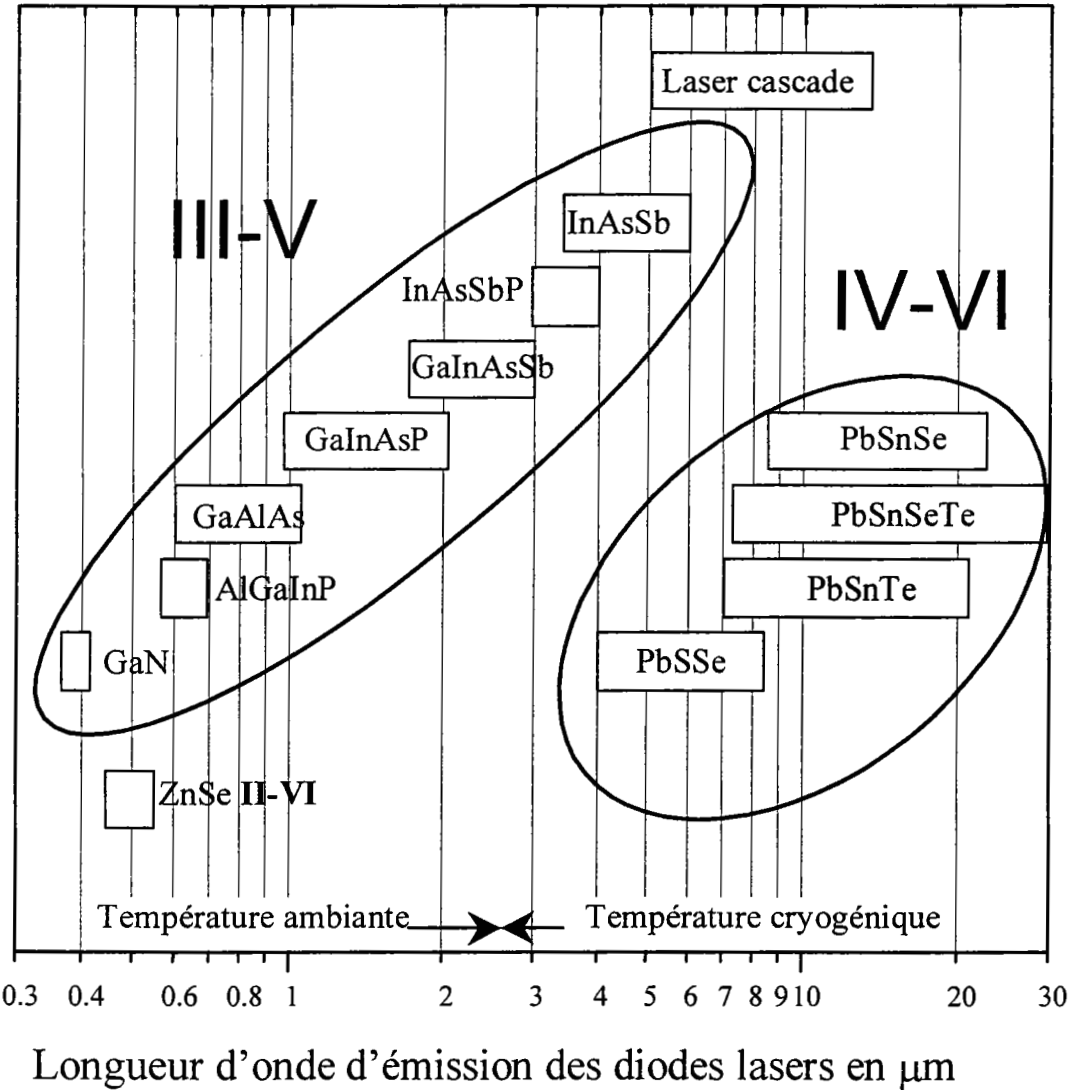


Figure V- 8 : Longueurs d'ondes d'émission des matériaux pour diodes laser.

Les fréquences d'émission des diodes laser sont déterminées, en première approximation, par la largeur de la bande d'énergie interdite (gap) entre les niveaux d'énergie des électrons (bandes de conduction) et les niveaux d'énergie des trous (bande de valence) du semi-conducteur, qui est à son tour déterminée par la composition du cristal. Par conséquent, les diodes laser sont fabriquées pour opérer à une longueur d'onde fixée par le choix du matériau et la composition de l'alliage.

Les lasers à diode constituent des sources accordables en fréquence. Pour obtenir cette fréquence d’émission, il faut agir sur les paramètres qui déterminent le gap d’énergie entre les niveaux de la transition.

La fréquence d’émission des diodes laser peut être contrôlée sur une plage spectrale par variation de la température de fonctionnement, ou sur une région spectrale plus fine en variant le courant d’injection. Il est aussi possible d’appliquer une pression hydrostatique et des champs magnétiques intenses.

	Diode homojonction	Hétérostructure
Emission	Infrarouge moyen (2,5μ → 30μ)	Proche Infrarouge (0,7μ → 3μ)
Solutions	Sels de plomb avec groupe IV-VI:	GaAs avec groupe III-V
Exemple	Pb _{1-x} Sn _x Te, Pb _{1-x} Se _x , Pb _{1-x} Sn _x Se	Ga _{1-x} Al _x As, Ga _x In _{1-x} As _y P _{1-y}
Puissance émise	0,01 à 0,1mW	1 mW
Largeur de bande	10 ⁻³ cm ⁻¹	10 ⁻⁵ cm ⁻¹
Réponse	1GHz	20 GHz
Technologie	Incertaine	de pointe
Température de fonctionnement	Basse température <50K	Température ambiante
Applications	Spectroscopie, analyse	Télécommunication, scanner, imprimante, spectroscopie, télédétection.

Table V-1 : Tableau de comparaison entre les diodes à homojonction et les diodes à hétérostructure.

3.1.1 Diode laser homojonction

Une diode laser est constituée d'un cristal de 400μm de longueur, approximativement, 200μm d'épaisseur et 200μm de largeur. Le bout de sa face est coupé le long du plan naturel du

cristal. La jonction p-n est formée par diffusion. Les contacts électriques sont évaporés à la surface du cristal qui est monté sur un support rigide.

Puisque les deux régions p-n sont faites du même matériau, ce type de laser est appelé laser à homojonction.

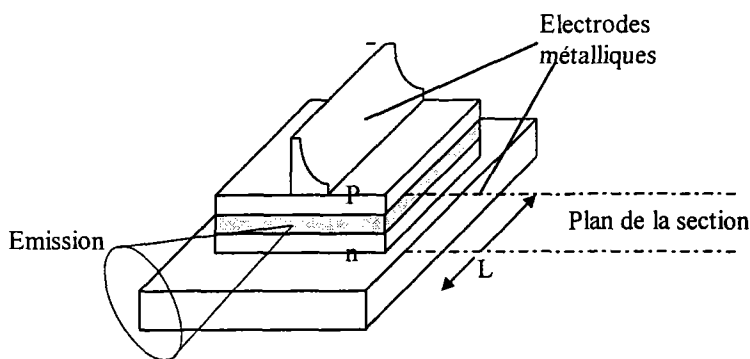


Figure V- 9 :Diode laser homojonction

La réflexion à l'extrémité de la face du cristal produit la contre-réaction des électrons (feed-back) et excite l'action laser. Cette dernière, une fois actionnée, permettra au courant de dépasser une valeur de seuil.

Le seuil de densité du courant, pour une simple diode de type homojonction, est très grand à température normale pour permettre l'émission d'une onde continue. Ces jonctions opèrent toujours à des températures inférieures à 50K. La puissance de sortie est typiquement de 0.01 à 0.5mW et la radiation émise est linéairement polarisée dans le plan de la jonction p-n.

La bande d'énergie interdite détermine le pic de la longueur d'onde émise. Ces diodes lasers à semi-conducteurs d'alliage de sels de plomb ont une large capacité de variation de la bande interdite avec la température $\approx 0.46 \text{ meV} / ^\circ\text{C}$. Ceci permettra donc de faire un balayage de la fréquence laser en variant la température de la diode. Ce genre de diode laser est une bonne source pour la spectroscopie moyen infrarouge et couvre une gamme de fréquence allant de $2.5 \mu\text{m}$ jusqu'à $30 \mu\text{m}$. Comme ces diodes n'opèrent qu'à basses températures, ceci nous obligera à les coupler à un système de refroidissement.

Le rayon laser a un profil elliptique à cause de la forme rectangulaire de la surface émettrice. En raison de la petite dimension de la région active, le rayon a une divergence de 20° ou plus.

3.1.2 Diode laser hétérostructure

La technologie d'une autre classe de diode laser accordable à base de composés entre des éléments du groupe III (Ga, Al, et In) et du groupe V (P, As, et Sb) est beaucoup plus avancée, à cause de ses applications commerciales (télécommunication optique, utilisation électronique, lecteur C.D, imprimante). Ces diodes ont une puissance de l'ordre du mW et opèrent à température ambiante, ce qui permet l'utilisation d'un petit composant thermoélectrique seulement pour contrôler la température et stabiliser ainsi la fréquence désirée du laser. Cette dernière sera balayée sur une fine plage spectrale par variation du courant de la diode. La structure de cette diode est plus compliquée qu'une simple jonction pn. La figure V-9 nous montre la structure d'une diode laser GaAs. L'émission de ces diodes laser se situe dans le proche infrarouge entre 0.59 et 2.5 μm . Relativement peu de molécules absorbent dans cette région où se situent des bandes d'absorption dites "bandes chaudes" qui sont cent à mille fois plus faibles que la bande d'absorption fondamentale. Pour cette raison ces diodes n'ont pas eu beaucoup d'application dans les mesures d'absorption atmosphérique. Ces diodes qui opèrent à des longueurs d'ondes dans les régions 760-900 μm , 1280-1350 μm et 1480-1560nm sont utilisées en télécommunication principalement et sont disponibles à bas prix. Le fait que peu de molécules absorbent dans cette région du spectre peut être actuellement un avantage par réduction des interférences mutuelles.

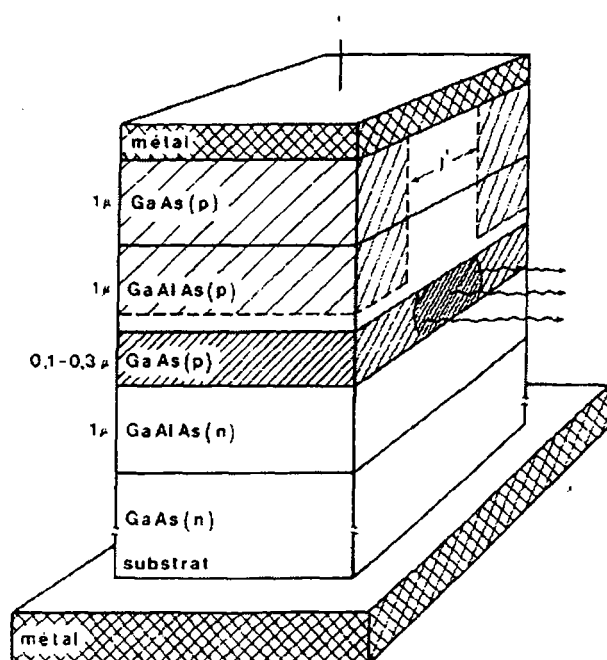


Figure V- 10 :Diode laser double hétérostructure au GaAs.[COE]

Les molécules qui absorbent dans cette région incluent NO_2 (790nm), HF(1330nm), NH_3 (1515nm), C_2H_2 (1530nm), HI (1540nm), CH_4 (1330nm), etc.

Les diodes lasers monomodales (DFB ou cavité extérieure) peuvent être obtenues pour ces longueurs d'ondes, généralement à des prix plus élevés.

Les diodes laser qui conviennent pour les mesures d'autres molécules CO et CO_2 (1570nm), H_2S (15880nm) et CH_4 (1650nm) sont plus difficiles à obtenir actuellement en particulier avec des caractéristiques monomodales.

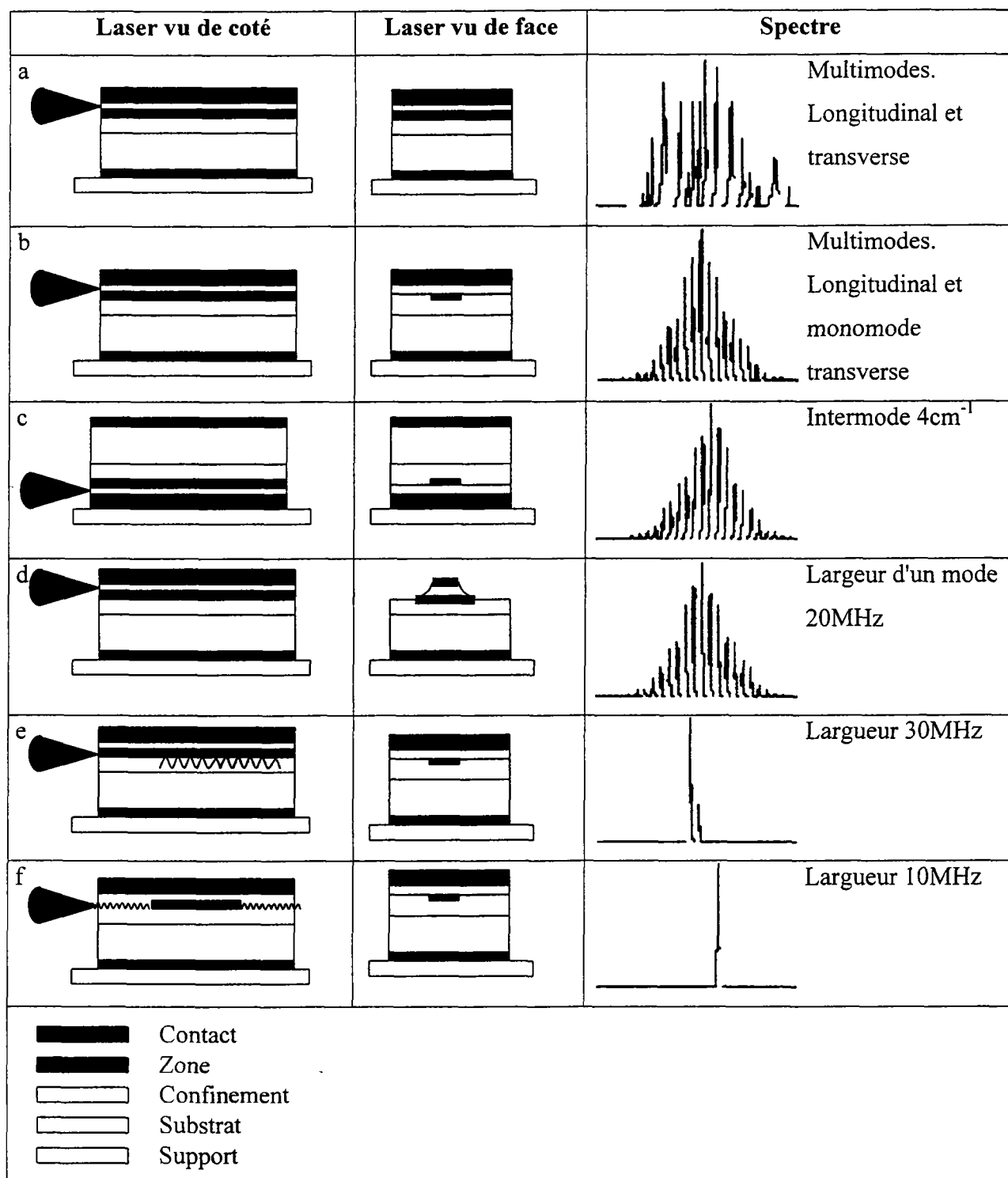


Figure V- 11 : Représentation schématique des principales familles de diodes laser.

3.1.3 Propriétés spectrales des principaux types de diodes laser

Nous avons déjà présenté sur la figure V-11 les différents spectres émis par les diodes laser selon leur technologie de fabrication. Nous allons maintenant esquisser les caractéristiques spectrales des différentes technologies.

3.1.3.1 Cavity Fabry-Pérot

La structure d'un laser à cavité Fabry-Pérot est simple pour le principe. Cette cavité est formée par deux miroirs obtenus par clivage. Le facteur de transmission, pour une onde incidente *rigoureusement* perpendiculaire aux miroirs est représenté sur la figure V-11 a,b. La lumière est transmise pour certaines fréquences appelées modes.

Les longueurs d'onde λ_m de résonance d'une cavité Fabry-Pérot de longueur L sont données par:

$$L = m \cdot \frac{\lambda_m}{2n_{ge}} \quad V-14$$

où n_{ge} est l'indice de groupe effectif du guide et m est un nombre entier assez grand (>200).

3 1 3 1 1 Lasers Fabry-Pérot à ruban large

Pour ce type de laser, figure V-11 a, le rayon perpendiculaire aux faces n'est pas sélectionné, on a alors apparition de modes transversaux, le laser est dit multi-mode longitudinal et multi-mode transversal. Ce type de laser au spectre complexe et instable n'est pas utilisable en spectroscopie haute résolution. Ce sont des lasers bas coût, utilisés typiquement pour obtenir de la puissance optique ou que l'on intègre dans les pointeurs et les CD-ROM.

3 1 3 1 2 Lasers Fabry-Pérot à ruban étroit

Un ruban suffisamment étroit impose à la lumière une propagation perpendiculaire aux miroirs. Dans ce cas, les modes transversaux disparaissent et seuls les modes longitudinaux amplifiés du Fabry-Pérot sont présents. Le spectre d'un tel laser est donnée (figure V-11 b). Ce type de laser est actuellement très utilisé en spectroscopie haute résolution. La largeur d'un mode est de l'ordre de 20 MHz et l'écart entre modes est typiquement de l'ordre de 100 GHz.

3.1.3.2 Cavité à réaction distribuée (DFB et DBR)

Les lasers DFB [71KOG] et DBR sont obtenus en intégrant un réseau de diffraction dans la zone active du laser. Leur principale caractéristique est d'être mono-mode. Si le réseau est intégré tout le long de la zone active on obtient un laser appelé DFB (Distributed Feed Back). Si le réseau est intégré seulement à l'une des extrémités ou aux extrémités de la cavité, on a un laser DBR (Distributed Bragg Reflector). Ces deux types de lasers donnent au premier ordre le même type de spectre (figure V-11 .e,f).

Le principe de leur fonctionnement repose sur les propriétés de diffraction des réseaux.

Si l'on considère la propagation du mode guidé de longueur d'onde λ , on constate qu'il va être diffracté dans différentes directions selon la loi de la diffraction:

$$n_{eff} \cos(\theta) = n_{eff} \cos(\theta'_m) \pm m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad V-15$$

θ, θ'_m sont les angles d'inclinaison du faisceau par rapport au guide, m un nombre entier, λ la longueur d'onde d'émission du laser et Λ le pas du réseau gravé dans le guide.

Pour que cette diffraction provoque, comme un miroir, la réalimentation du guide, les angles θ et θ'_m doivent être opposés et égaux en module à π . On choisit pour cela un pas de réseau donné par:

$$\Lambda = m \frac{\lambda}{2n_{eff}} \quad V-16$$

$m=1$ pour les réseaux du premier ordre et $m=2$ pour les réseaux du deuxième ordre.

Dans le cas ou l'équation IV-16 est vérifiée, le réseau se comportera comme un miroir pour l'onde guidée. Cependant, cette r  -injection n'aura lieu que pour la longueur d'onde λ . Si le ruban de la zone active est très étroit, ces lasers seront pratiquement mono-mode (figure V-11.e,f). Les autres modes longitudinaux sont souvent atténués d'un facteur >1000 (>30 dB).

3.2 Accordabilité des lasers semi-conducteur

La longueur d'onde d'émission des lasers semi-conducteurs est voisine de l'énergie du gap du matériau actif. En choisissant la nature chimique de ce matériau et son épaisseur quand

interviennent les effets quantiques, il est possible d'ajuster par construction la longueur d'onde d'émission des lasers semi-conducteurs avec une précision de l'ordre de quelques 10 nm (10 nm à $1,7\mu\text{m}$ correspondent à 1000 GHz). Pour pouvoir détecter une raie d'absorption de gaz il est nécessaire d'utiliser des sources ayant une largeur spectrale inférieure à 100 MHz et contrôler la fréquence moyenne avec au moins cette précision. Il est donc nécessaire de disposer de paramètres permettant d'accorder l'émission laser avec une précision suffisante. Les paramètres les plus utilisés sont la température et le courant.

La température permet une accordabilité large et le courant une accordabilité fine.

3.2.1 Accordabilité moyenne par la température.

Pour un laser semi-conducteur, on estime que la longueur d'onde d'émission, voisine de l'énergie du gap, suit la variation du gap avec la température.

Le gap des matériaux III-V diminue avec la température avec un coefficient caractéristique de l'ordre de $-0,3 \text{ meV} / \text{K}$. Puisque ces lasers III-V fonctionnent à température ambiante jusqu'à $2,4 \mu\text{m}$, il est relativement simple de faire varier leur température sur une plage d'environ 200 K à laquelle correspond une variation du gap de 60 meV. A cette variation de température correspond une accordabilité en fréquence de l'ordre de 14,400 GHz avec un coefficient de $72 \text{ GHz} / \text{K}$.

Les lasers grandes longueurs d'onde qui émettent à plus de $3\mu\text{m}$ fonctionnent généralement à basse température et leur température n'est accordable que sur une faible plage d'environ 50 K. Ils sont généralement réalisés avec des matériaux composés de sels de plomb. Ces matériaux ont un gap qui augmente avec la température avec un coefficient caractéristique de l'ordre de $0,5 \text{ meV} / \text{K}$. Leur accordabilité de 5 GHz est en conséquence réduite et avec un coefficient de $120 \text{ GHz} / \text{K}$.

En fait, il s'agit ici d'une accordabilité moyenne qui ne tient pas compte de la nature de la cavité Fabry-Pérot.

Expérimentalement, comme il n'est pas facile de faire varier la température de façon contrôlée, on préfère fixer la température qui donne une valeur moyenne d'émission et ajuster le courant pour faire varier, de façon contrôlée et avec la sensibilité nécessaire, la fréquence d'émission.

3.2.2 Accordabilité d'un laser à cavité Fabry-Pérot par le courant.

Pour fixer les idées de principe, nous allons d'abord considérer une cavité Fabry-Pérot constituée d'un matériau d'indice $n(\lambda, T)$ non pompé. Le guide d'onde ayant un indice effectif

$$n_e(\lambda, T) \quad V- 17$$

Les modes λ_m de cette cavité sont donnés à partir de l'équation IV-14

$$\lambda_m(T) = 2n_{ge}(\lambda_m, T)L(T)/m \quad V- 18$$

Les modes sont séparés à partir du mode central λ_a situé aux environs du maximum du gain par:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_{ge}(\lambda_m, T)L(T)} \quad V- 19$$

Dans ces équations la longueur de la cavité $L(T)$ peut être soumise à la dilatation thermique et

$n_{ge}(\lambda_m, T)$ est l'indice de groupe effectif qui tient compte de la dispersion des indices formant le guide d'onde.

Rappelons que l'indice de groupe est relié à l'indice de réfraction par :

$$n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{\partial n(\lambda)}{\partial \lambda} \quad V- 20$$

Il est clair qu'une variation de température entraîne une variation de longueur d'onde du mode à travers la variation de l'indice et de la dilatation de la longueur de la cavité donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\partial \lambda_m}{\partial T} \Delta T$$

avec

$$\frac{\partial \lambda_m(T)}{\partial T} = \frac{2L(T)}{m} \frac{\partial n_{ge}(\lambda_m, T)}{\partial T} + \frac{2n_{ge}(\lambda_m, T)}{m} \frac{\partial L(T)}{\partial T} \quad V- 21$$

Dans le cas d'une cavité laser et une variation de courant, le phénomène est plus complexe à analyser car l'indice effectif est fonction du nombre de porteurs injectés. Cependant ce nombre de porteurs est une fonction du courant qui devrait saturer au-dessus du seuil. En réalité, à cause des différentes pertes qui se traduisent par un échauffement, une variation du courant ΔI entraîne à la fois une élévation de température ΔT du laser et une variation ΔN de N .

On posera $l = \partial N / \partial I$ et $p = \partial T / \partial I$.

Soit $n_0 + i \frac{\alpha_0}{2k_0}$ l'indice complexe du matériau laser sans injection. Sous injection, l'indice

complexe devient:

$$n_0(1 - bN) + i \frac{a(N_{trans} - N)}{2k_0} \quad V-22$$

où N_{trans} est le nombre de porteurs à la transparence. Le coefficient d'absorption $\alpha_0 = aN_{trans}$ permet de calculer le coefficient a .

L'indice effectif du mode se calcule alors en tenant compte de l'indice complexe et de sa distribution dans les différentes couches. On suppose pour le calcul que seul le matériau pompé voit son indice varié.

En première approximation on peut estimer le nouvel indice effectif en introduisant un paramètre phénoménologique $b'(\lambda)$ tel que:

$$\bar{n}_e(\lambda) = n_e(\lambda)[1 - b'(\lambda)N] \quad V-23$$

L'indice effectif de groupe devient alors

$$\bar{n}_{ge} = n_{ge}[1 - b'N] - \lambda n_e N \frac{\partial b'}{\partial \lambda} \quad V-24$$

Le dernier terme est un terme résonnant qui décrit la variation de $\bar{n}_{ge}$ dans la région d'émission du laser.

On a alors:

$$\lambda_m(T) = 2\bar{n}_{ge}(\lambda_m, T)L(T)/m \quad V-25$$

En tenant compte de tous ces effets, la variation du mode en fonction du courant s'exprimera sous la forme:

$$\Delta\lambda_m = \frac{\partial\lambda_m}{\partial N} l\Delta I + \frac{\partial\lambda_m}{\partial T} p\Delta I \quad V-26$$

Les valeurs de $\frac{\partial\lambda_m}{\partial N}$ et $\frac{\partial\lambda_m}{\partial T}$ s'obtiennent à partir de l'équation IV-19 en changeant n_{ge} par $\bar{n}_{ge}$ et en dérivant l'équation IV-22.

- I étant une fonction dépendant des pertes et en particulier des pertes par effet Auger, la variation de fréquence du mode sera importante. De même, p sera d'autant plus élevé que les pertes par échauffement seront importantes. Dans ce cas un mauvais laser aura une large accordabilité en courant.

Dans le cas où la variation de courant ΔI est périodique, de fréquence f , les phénomènes de diffusion thermique étant en $1/f$, la variation de température associée sera en $1/f^\alpha$, avec naturellement $\alpha < 1$. En conséquence le deuxième terme de l'équation IV-26 aura aussi une variation en $1/f^\alpha$.

3.3 Caractéristique puissance - courant des diodes lasers

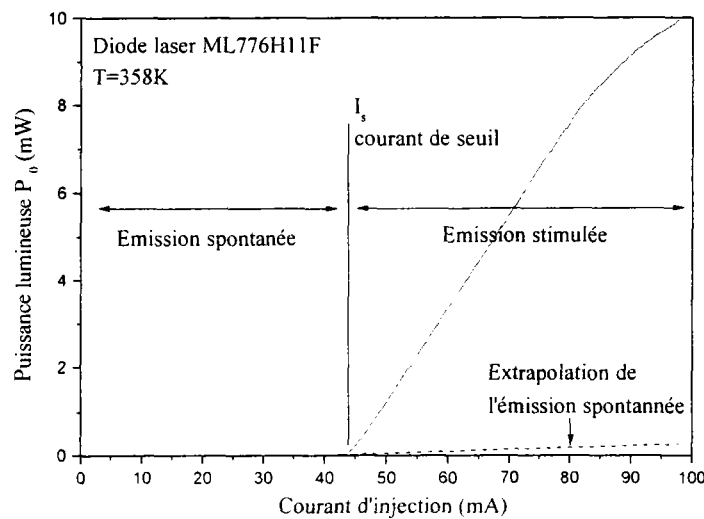


Figure V- 12:Caractéristique typique puissance lumineuse – courant d'une diode laser.

Une caractéristique typique puissance courant est donnée sur la figure V-1. A faible courant, la lumière émise a une intensité négligeable. C'est le régime d'émission spontanée pour lequel la lumière émise n'est pas amplifiée. Au-dessus d'un courant I_s appelé courant de seuil, on observe une brusque augmentation de la puissance émise, pratiquement linéaire en fonction du courant injecté. C'est le régime laser correspondant à l'émission stimulée. Dans ce cas l'émission spontanée est amplifiée.

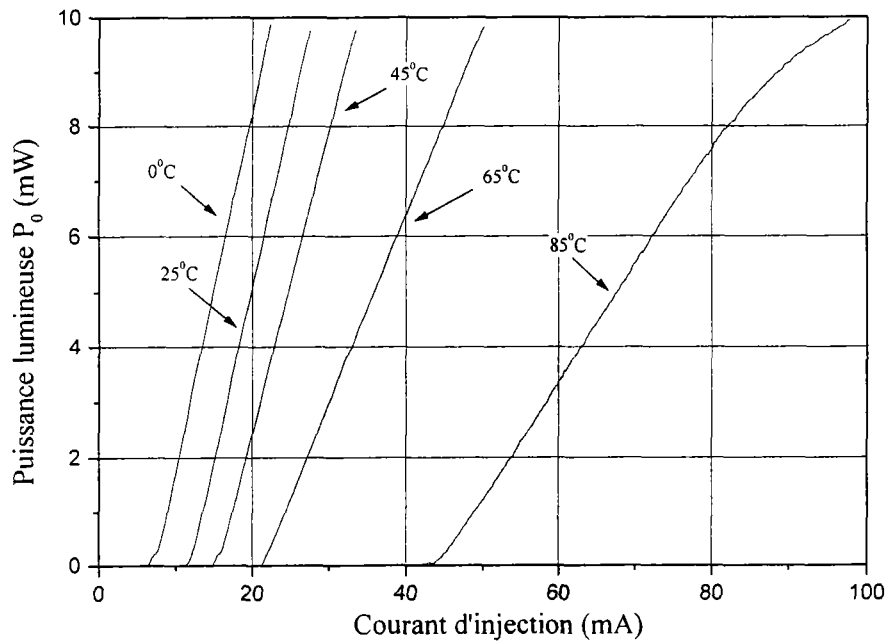


Figure V- 13 : Variation de la puissance de la diode laser en fonction du courant et de la température de la diode laser.

3.4 Évolution du courant de seuil avec la température

La puissance émise par une diode laser est aussi tributaire des fluctuations thermiques. Ceci résulte d'une très grande dépendance du courant de seuil de la diode laser, I_s [OPT], avec la température:

$$I_s(T) = I_{s0} \exp \frac{T}{T_0}$$

V- 27

Le courant de seuil croît exponentiellement avec la température. Or I_s vaut 0,35 à 0,5 I_m , où I_m est le courant correspondant à la puissance maximale rayonnée. Pour un courant correspondant à une polarisation donnée, une augmentation de la température se traduit par une chute de la puissance émise par la diode laser.

Le paramètre empirique T_0 est appelé température caractéristique. Une grande valeur de ce paramètre indique une stabilité en fonction de la température de la caractéristique puissance-courant. Les valeurs typiques varient entre 200 K (pour les matériaux à base de GaAs) et 30 K pour les diodes infra-rouge à sels de plomb. Comme le montre la figure V-14, il est impossible de faire fonctionner, à température ambiante, des diodes laser à sels de plomb puisqu'il faudrait injecter un courant de 100 ampères

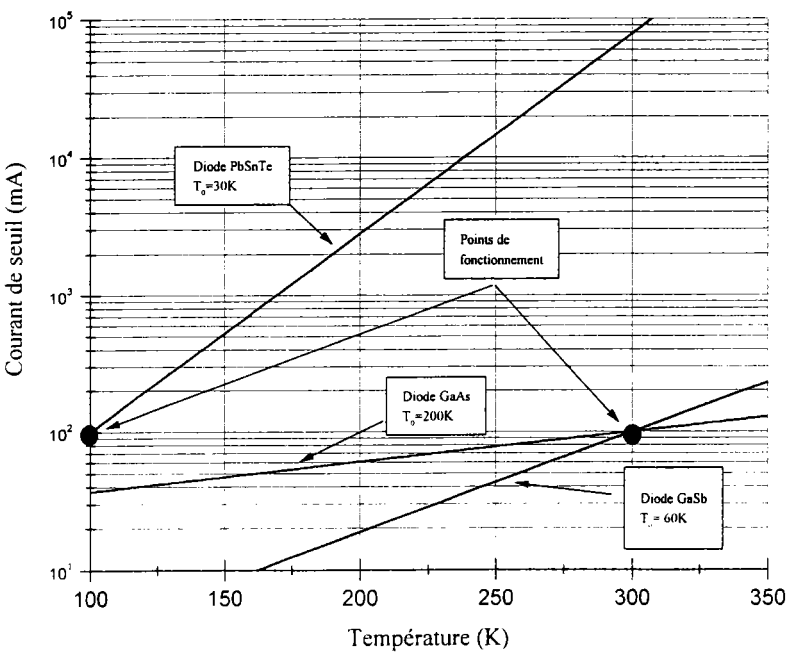


Figure V- 14 : Variation du courant de seuil de diodes laser en fonction de la température.

La “loi du T_{max} ” [98PRO] est utilisée pour caractériser l’évolution du courant de seuil en fonction de la température des composants réels, à ruban étroit et fonctionnant en continu. Elle englobe à la fois les caractéristiques du matériau et les imperfections du composant (courant de fuite, résistance série, pertes optiques etc...). Elle est principalement utilisée pour les lasers non idéaux.

$$I_s(T) = I'_{s0} \cdot (1 - T/T_{max})^{-\zeta}$$

V- 28

I'_{s0} est l’extrapolation du courant de seuil à basse température, T_{max} est la température pour laquelle le courant de seuil tend vers l’infini et ζ est un paramètre sans dimension représentant la rapidité avec laquelle le courant de seuil augmente avec la température.

Pour les diodes laser à hétérostructure dans le proche infrarouge qui fonctionnent à température ambiante, le contrôle de température est réalisé par un élément thermoélectrique à effet Pelletier.

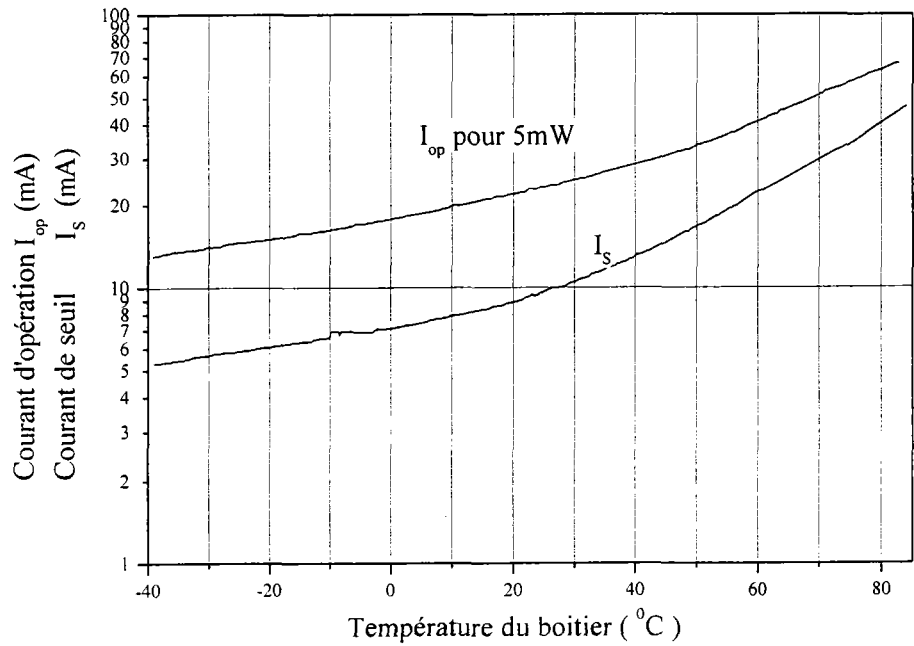


Figure V- 15 : Variation du courant de seuil et du courant de fonctionnement de la diode laser ML776H11F en fonction de la température [donnée par le constructeur].

4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le principe de la spectroscopie par diode laser accordable. Nous avons décrit les principaux types et caractéristiques des diodes laser pour le bon choix d'une source laser pour le système. L'accord de la longueur d'onde émise par la diode laser avec la raie d'absorption est réalisé par action sur la température de la diode laser, et par contrôle de l'injection électrique dans la diode laser pour balayer avec précision la longueur d'onde autour des raies d'absorption. Ensuite nous avons défini les différentes méthodes de modulation pour améliorer la détection.

Chapitre VI : Dispositifs expérimentaux

1 Système de spectroscopie diode laser accordable

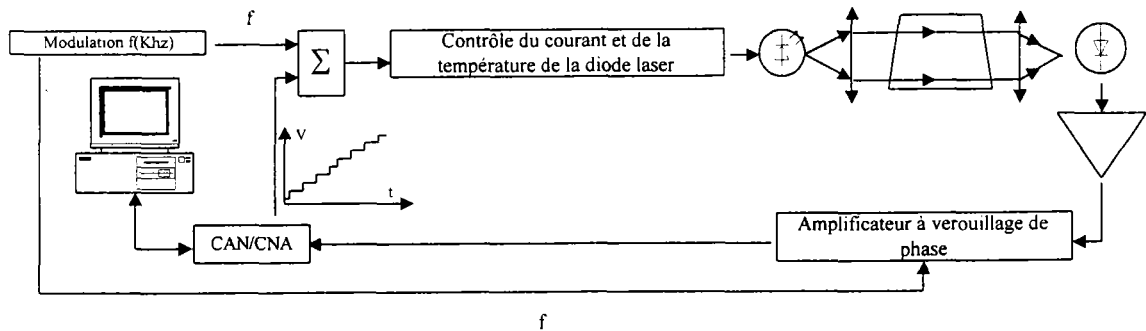


Figure VI- 1 : Système de spectroscopie d'absorption par diode laser accordable

Les éléments essentiels pour la construction d'un système de spectroscopie d'absorption par diode laser accordable (TDLAS tunable diode laser absorption spectroscopy) pour la détection d'un élément par mesure d'absorption sont :

- 1- Une diode laser accordable sélectionnée de façon à émettre dans la région de la longueur d'onde désirée.
- 2- Un système de contrôle de la température de la diode laser.
- 3- Un système optique.
- 4- Une cellule contenant le gaz, d'une longueur suffisante pour obtenir la sensibilité désirée.
- 5- Un détecteur pour détecter la lumière transmise.
- 6- Le gaz à détecter avec un système de mesure de pression.
- 7- Un ordinateur pour le contrôle et l'acquisition des données.

La longueur d'onde émise par une diode laser dépend de sa température et du courant qui la traverse. Un contrôle de température de la diode laser est nécessaire afin d'obtenir une stabilité de la longueur d'onde d'émission. On effectue un balayage du courant d'excitation de la diode, ce qui implique un balayage de la longueur d'onde en fonction du temps dans une fenêtre $\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda = 5.10^{-3} \text{ cm}^{-1} . A$). Un courant additif de modulation sinusoïdale dont nous avons expliqué le

rôle dans le paragraphe technique de modulation §4.1.2 est superposé. Le signal est détecté par un détecteur synchrone qui détecte le signal à la fréquence de la modulation sinusoïdale. Si le gaz absorbe une longueur d'onde λ_g dans notre fenêtre spectrale, le signal serait atténué à l'instant t_g auquel correspond λ_g .

1.1 Paramètres du système

1.1.1 Contrôle de courant

Le réglage du courant de polarisation permet un accord plus fin de la longueur d'onde émise par la diode. La variation du courant traversant la jonction entraîne, par effet Joule, une légère modification de la température, et donc, de la longueur d'onde. Cette variation de courant permet un balayage très fin sur un domaine spectral très petit.

Quand la température de la diode est stabilisée, la fréquence du laser sera balayée par la variation cyclique linéaire du courant de la diode laser. La spectroscopie par diode laser accordable (TDLS tunable diode laser spectroscopy) balaye avec une bande de $5.10^{-3} cm^{-1}.mA^{-1}$, ce qui demande une stabilité de courant inférieure à 0,05mA.

Un autre courant de modulation peut être superposé au courant laser avec une fréquence de l'ordre de quelques KHz. Nous expliquons le rôle de ce courant dans la technique de modulation.

1.1.2 Techniques de modulation

Il existe une variété de méthodes spectroscopiques par diodes laser pour détecter de faibles concentrations de gaz. Nous ne décrivons que deux méthodes qui sont les plus faciles à réaliser et sont voisines du système développé dans ce travail.

1.1.2.1 Modulation d'amplitude

La méthode consiste à augmenter le courant de la diode laser suivant une rampe périodique. D'après les paramètres d'accord en fréquence de la raie laser, celle-ci se décale en fréquence de manière linéaire avec le courant. Le courant injecté dans la diode est constitué de:

- Un courant de base continu au-dessus du courant de seuil ajustant la fréquence d'émission

laser sur la raie d'absorption

- Une modulation en rampe de courant dont l'amplitude permet de couvrir le domaine spectral désiré.

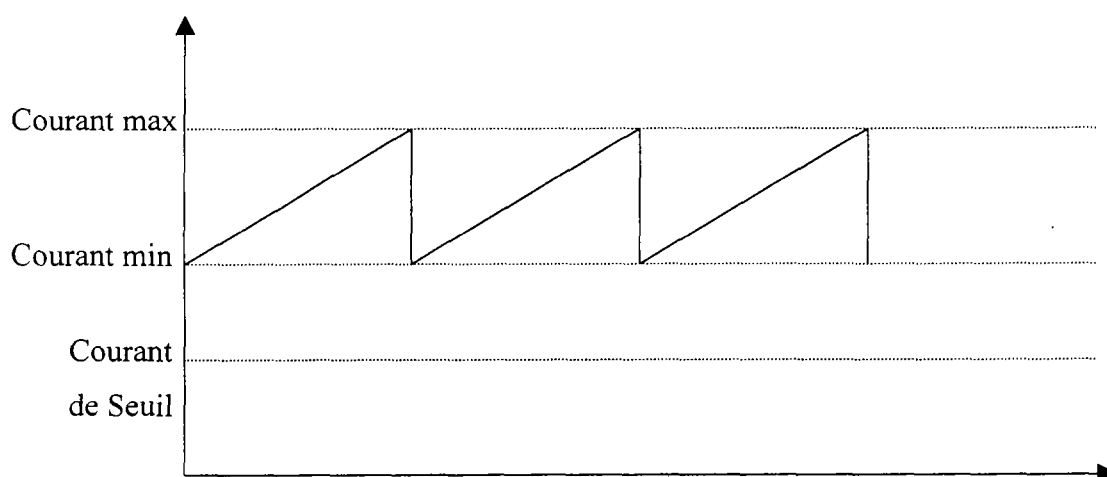


Figure VI- 2 : Schéma représentant le courant injecté dans la diode laser pour effectuer un balayage spectrale.

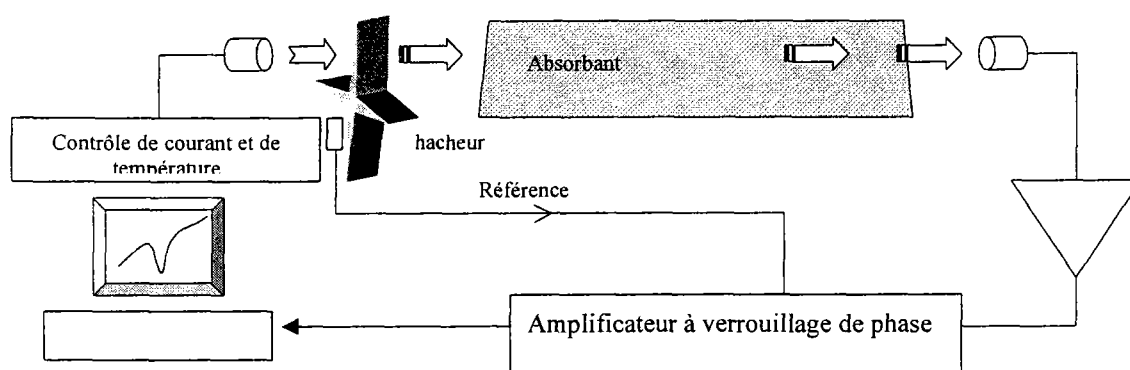


Figure VI- 3 : Schéma du dispositif de modulation AM

L'intensité lumineuse de la diode, en modulation d'amplitude (AM), est hachée mécaniquement. Le signal est détecté à la fréquence du hacheur avec un détecteur synchrone qui donne une mesure directe de la puissance sur le détecteur.

Le signal ainsi obtenu souffre d'un décalage de zéro (offset) et cela est dû au fait que le laser est modulé en intensité comme en fréquence d'émission. Cette méthode est limitée à des pics d'absorption supérieurs à 0,1% de la puissance incidente. Cette faible sensibilité est insuffisante pour mesurer les traces de gaz dans l'atmosphère.

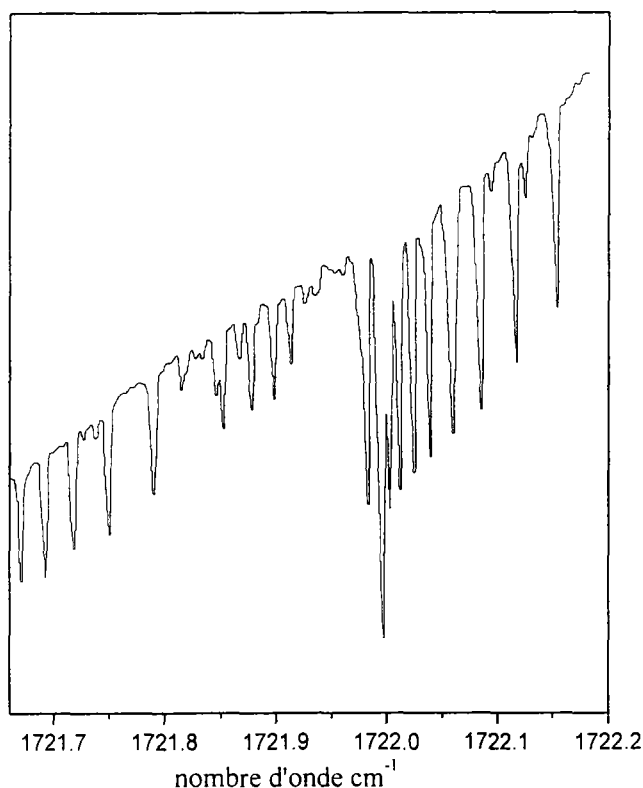


Figure VI- 4 : Spectre d'absorption du HNO_3 pris dans la région 1722 cm^{-1} par une cellule de 11cm, pression totale 1torr, pression partielle du HNO_3 0,01 torr, puissance du laser $1 \mu\text{W}$.

1.1.2.2 Modulation de fréquence

La limitation de la modulation d'amplitude peut être repoussée par la modulation de fréquence. La raie d'absorption est étudiée en appliquant à la diode un courant formé par une somme de signaux adaptés ;

un courant de base permettant de placer la longueur d'onde au centre de la raie d'absorption.

une rampe en palier qui balaye la raie d'absorption périodiquement à basse fréquence (quelque dizaines de hertz), avec une amplitude permettant de parcourir plusieurs fois la largeur de raie étudiée.

une modulation sinusoïdale ou rectangulaire, de fréquence de quelques dizaines de kHz, d'amplitude proportionnelle à la largeur de raie étudiée.

La fréquence d'émission du laser est donc soumise à deux variations, l'une correspond au balayage lent (la rampe) de la raie d'absorption, l'autre étant une modulation sinusoïdale rapide du courant d'injection. La forme du signal obtenu dépend de la forme de la raie d'absorption étudiée et de l'amplitude de modulation.

La mesure à la sortie du détecteur se fait sur cette fréquence qui donne un signal relié à la variation de la puissance avec la longueur d'onde. Ce signal est une fonction périodique de même période que la modulation et donc décomposable en série de Fourier. Les composantes de la série peuvent être extraites par un amplificateur à détection synchrone sélectif utilisant comme référence de fréquence celle de la modulation sinusoïdale. Ainsi le signal $1f$ du détecteur synchrone souffre d'un offset substantiel de décalage de zéro dû à la variation de la puissance du laser avec le courant appliqué. Pour réduire ce décalage et maximiser le signal au centre de la ligne d'absorption, on utilise une détection à un multiple n de la fréquence de modulation sinusoïdale. Le signal à la sortie du détecteur synchrone pour de faibles amplitudes de modulation a une forme proportionnelle à la dérivée $n^{\text{ième}}$ de la caractéristique d'absorption. Pour de fortes amplitudes de modulation (supérieures à la demi-largeur à mi-hauteur de la raie d'absorption), cette proportionnalité ne tient plus ; on parle de détection du $n^{\text{ième}}$ harmonique correspondant au coefficient de la décomposition harmonique (Webster et al). La figure VI-1 donne le schéma du système de spectroscopie par diode laser accordable et modulation de fréquence.

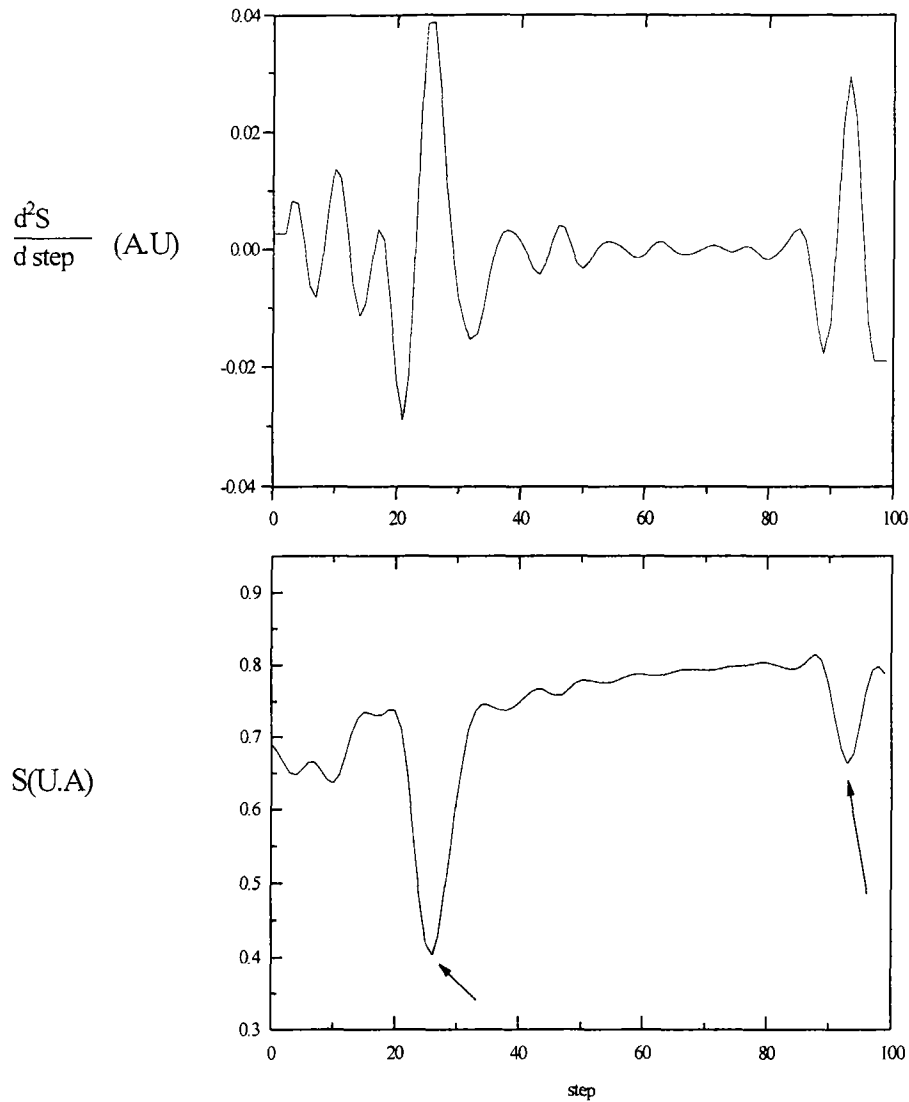


Figure VI- 5 : Spectre d'absorption de la vapeur d'eau mesuré par TDL avec une diode laser émettant à $1,28\mu\text{m}$ chauffée à 40^0C balayée avec un courant en dent de scie qui varie entre 30 et 50 mA, et un courant additif sinusoïdal de 2mA de fréquence de 2Khz

La détection de la deuxième harmonique $2f$ est la plus utilisée. Le signal est une dérivée seconde seulement si l'amplitude de modulation est beaucoup plus petite que la largeur de la raie d'absorption. Mais dans ces conditions le signal est relativement petit. Des signaux beaucoup plus larges sont obtenus avec des modulations d'amplitude plus grandes. Le maximum est atteint quand l'amplitude de modulation est de 2.2 fois la moitié de la largeur de la ligne, qui est moins que 1% du courant total du laser. L'emploi de la détection de la deuxième harmonique,

techniquement appelée méthode 2f, réduit aussi le bruit 1/f du laser et la sensibilité aux fluctuations thermiques ou autres signaux qui ne montrent pas une dépendance rapide avec la longueur d'onde.

Le prix qu'on doit payer pour ces avantages est la perte d'information sur la puissance non absorbée du laser p_0 . L'emploi d'un système double faisceau dans lequel la puissance non absorbée du laser est mesurée séparément et simultanément serait une solution à ce problème.

1.1.3 Optique

La petite largeur de la cavité (zone active) de la diode laser conduit à une forte influence sur la diffraction car la radiation est beaucoup moins directive que celle des lasers à gaz.

Le diagramme de rayonnement est dissymétrique : moins de 20° d'ouverture dans le plan parallèle à la jonction, plus de 40° dans le plan perpendiculaire. Dans le cas où il existe plusieurs modes transversaux, il apparaît plusieurs lobes dans le champ lointain.

Des lentilles ou des miroirs doivent être utilisés pour collecter et centrer le rayonnement à l'intérieur de la cellule d'absorption et ensuite sur le détecteur.

1.1.4 Détecteur

Dans la région proche infrarouge, les photodiodes InAs et InGaAs sont utilisées. Elles opèrent à la température ambiante dans une fenêtre spectrale qui varie entre 1 et $3,5\mu\text{m}$.

La performance d'une photodiode est habituellement caractérisée par la détection spectrale $D^*(\lambda)$ définie par :

$$D^*(\lambda) = (S/N)(AB)^{1/2} P \quad \text{VI- 1}$$

où S/N est le rapport signal sur bruit, A est la surface du détecteur, B est la bande de détection, et P est la puissance incidente d'une lumière monochromatique.

Le minimum de détection d'une puissance incidente par unité de largeur de bande est la puissance de bruit équivalente (NEP Noise Equivalent Power) qui est donnée par:

$$NEP = (A)^{1/2} / D^*(\lambda) \quad \text{VI- 2}$$

La détection décroît si la température croît. Elle est aussi fonction de la longueur d’onde et de la fréquence de modulation. Elle est habituellement donnée pour le pic de la réponse spectrale à une modulation particulière (typiquement 1Khz).

Matériel/(mode)	Rang (µm)	Température (K)	D*(cm.Hz ^{1/2} /W)
Ge (PV,PC)	0,8-1,8	295	6.10 ¹¹
		77	10 ¹³
InAs (PV)	1-3,5	77,195	2.10 ¹¹
		295	6.10 ⁹
InGaAs (PV)	0,9-1,8	295	1.10 ¹⁰
PbSe(PC)	1-6	77,195	2.10 ¹⁰
	1-5	295	2.10 ⁹

Tableau VI-1 : Propriétés de quelques photodiodes commerciales données par les constructeurs , Barnes, EG&G Judson et Optikon.

2 Dispositif expérimental

Notre système est constitué d’un ensemble électronique, d’un ensemble optique et d’une cellule d’absorption. L’ensemble électronique comprend la commande de la diode, la détection l’acquisition et le traitement du signal. Nous traitons dans les paragraphes suivants ces différents éléments.

2.1 Electronique de commande de la diode laser

Comme nous l’avons décrit précédemment le fonctionnement de la diode laser dépend de deux variables, la température et le courant d’injection. Le domaine d’émission de la diode laser est sélectionné par la température de la diode alors que le courant permet un balayage précis en fréquence d’émission de la diode laser.

Le module 56DLD403 de Melles-Griot s’adapte bien à notre besoin. Ce module nous permet :

1- de stabiliser la température de la diode par un asservissement à la température de fonctionnement. Cet asservissement est effectué par un élément thermoélectrique à effet Peltier, L'élément thermoélectrique permet de chauffer ou de refroidir la diode laser suivant le sens du courant qui le traverse. L'asservissement utilise la mesure de température de la diode laser par une thermistance CTN. Cette asservissement nous permet une variation de la température de la diode laser entre -10°C et 90°C .

2- de commander le courant d'injection de la diode laser. Le module 56DLD403 nous permet de maintenir le courant laser à une certaine valeur constante (courant de seuil de la diode laser), de convertir une tension en courant (-1V correspond à 45mA) qui est additionnée au courant constant de la diode laser.

2.2 Electronique de détection

Le signal issu du détecteur est préamplifié par un amplificateur de courant EG&G 181 (sensibilité variable entre 10^{-4}A/V et 10^{-9}A/V), puis envoyé vers le détecteur synchrone qui détecte à la fréquence du hacheur dans le cas de la modulation d'amplitude et à la fréquence du courant de modulation sinusoïdal de la diode laser. Le signal issu du détecteur synchrone est converti par un convertisseur analogique numérique pour être enregistré dans l'ordinateur.

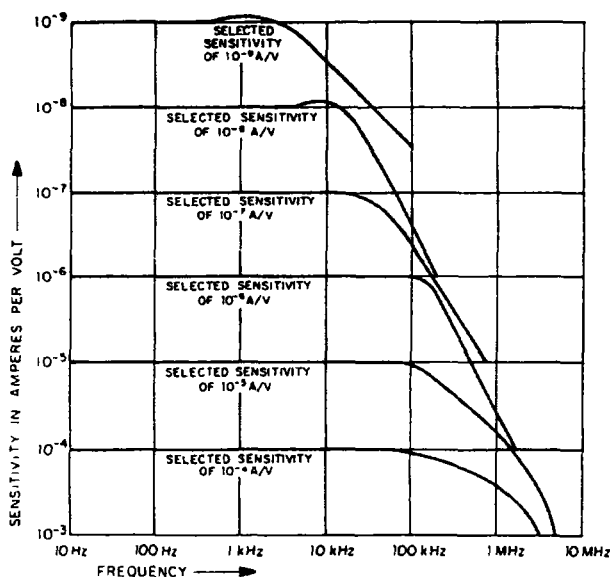


Figure VI- 6 : La réponse en fréquence de l'ampli EG&G 181 en fonction de la sensibilité.

2.3 Gestion informatisée de l'expérience

Une carte de conversion numérique/analogique (CNA) et analogique/numérique (CAN) nous sert comme interface entre l'instrument de mesure et l'ordinateur qui commande le courant de la diode laser et réalise l'acquisition des spectres en sortie du détecteur synchrone. Le logiciel TDL que nous avons développé en langage C nous permet de gérer l'expérience et de stocker les données dans des fichiers.

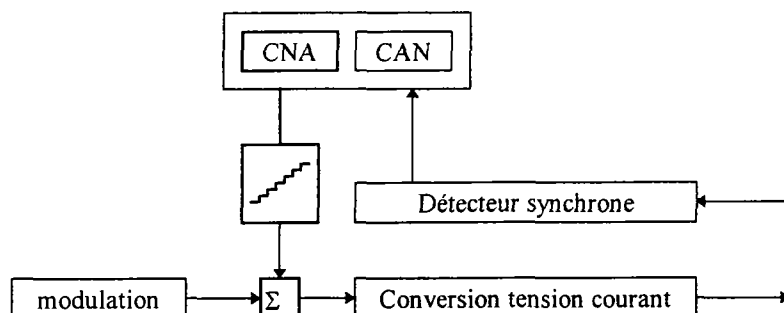


Figure VI- 7 : Schéma synoptique du support informatique (hardware) de la commande de l'instrument de mesure.

La commande de la variation du courant laser de la diode s'effectue par ordinateur par l'intermédiaire d'une carte CAN-CNA de 12 bits, soit 4096 possibilités de niveaux. Le convertisseur fournit une tension de sortie comprise entre 0 et 5V. Le pas du courant étant trop grand pour obtenir la gamme de courant désirée, un diviseur de tension constitué d'une résistance et d'un potentiomètre pour ramener la tension entre 0 et 2V.

Le module de commande en courant 56DLD403 reçoit cette tension et la transforme en un courant d'injection pour la diode laser ($1V \rightarrow 45mA$). Ainsi la variation de tension créée par la carte induit une variation du courant d'injection.

Le courant de la diode laser est fixé à une valeur supérieure au courant de seuil. L'écran de saisie du logiciel TDL (figure VI-8) demande l'introduction de la valeur maximum du courant que la rampe doit atteindre et le temps d'intégration du détecteur synchrone. Il permet de choisir le nombre de rampes. La rampe est constituée de paliers. A chaque palier la tension varie d'un élément ΔV et reste constante pour une durée supérieure au temps d'intégration du détecteur synchrone. A la fin de chaque palier la carte effectue une lecture sur le détecteur synchrone. La

valeur lue est convertie en numérique puis stockée dans un fichier. Une fois la valeur du courant maximum atteinte par la rampe, le fichier xxxx1.dat (xxxx= nom du fichier) est fermé et une nouvelle rampe est générée et stockée dans le fichier xxx2.dat et ainsi de suite jusqu'à atteindre la N^{ème} rampe qui sera stockée dans le fichier xxxN.dat. Le logiciel TDL nous permet aussi de visualiser les spectres mesurés.

Les spectres sont sauvegardés sous forme de fichiers ASCII comprenant les valeurs numériques du courant laser et les valeurs du signal du détecteur synchrone mesurées.

Spéctroscopie par diode laser accordable

=====

Sortie de la carte AD/DA

Umin

Umax

incrément.

tension varie entre

0.000

5.000

100

(éch)

Temps d'intégration du loock-in-amplifier en ms:

2

R =

1.0

Nombre de mesure

1

Nbr de rampe:

1

Tension du sortie du Loock-in-amplifier doit etre entre 0-5V

Température du gaz :

1.0000

Pression du gaz :

0.0000

Frequence de modulation en Khz:

0.0000

Calibre LIA:

0.0

Filtre:

&

Température de la diode laser :

10.0000

Courant d'opération:

0.0000

UNIVERSITE LIBANAISE

FACULTE DES SCIENCES II

Département de physique - Laboratoire APOLLON

F2

F3

F4

F5

F10

ACQUISITION

LISTING

GRAPHIQUE

SAUVEGARDE

SORTIE

Figure VI- 8 : Ecran de saisie du logiciel TDL.

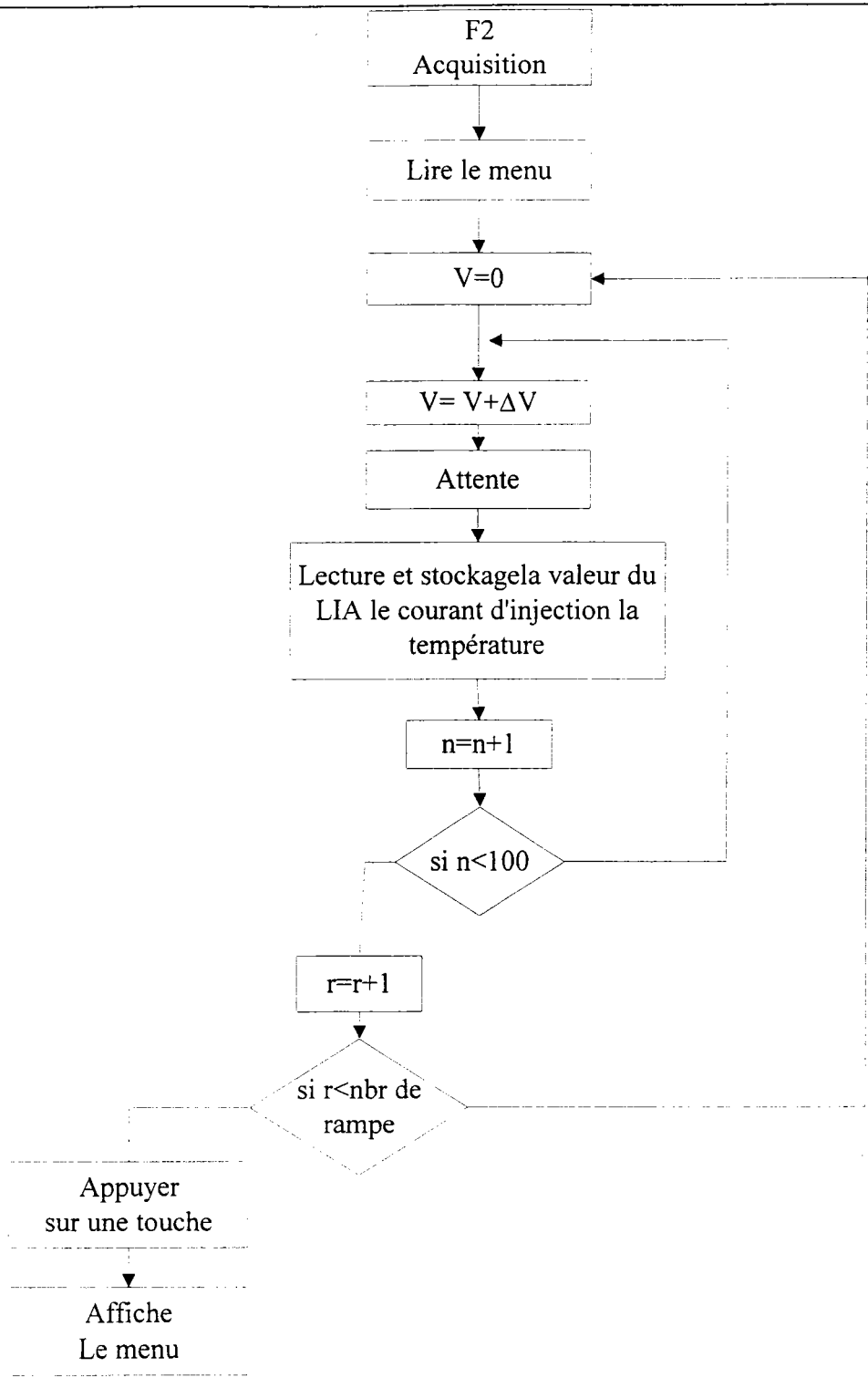


Figure VI- 9 : Organigramme de la fonction F2 dans le logiciel TDL.

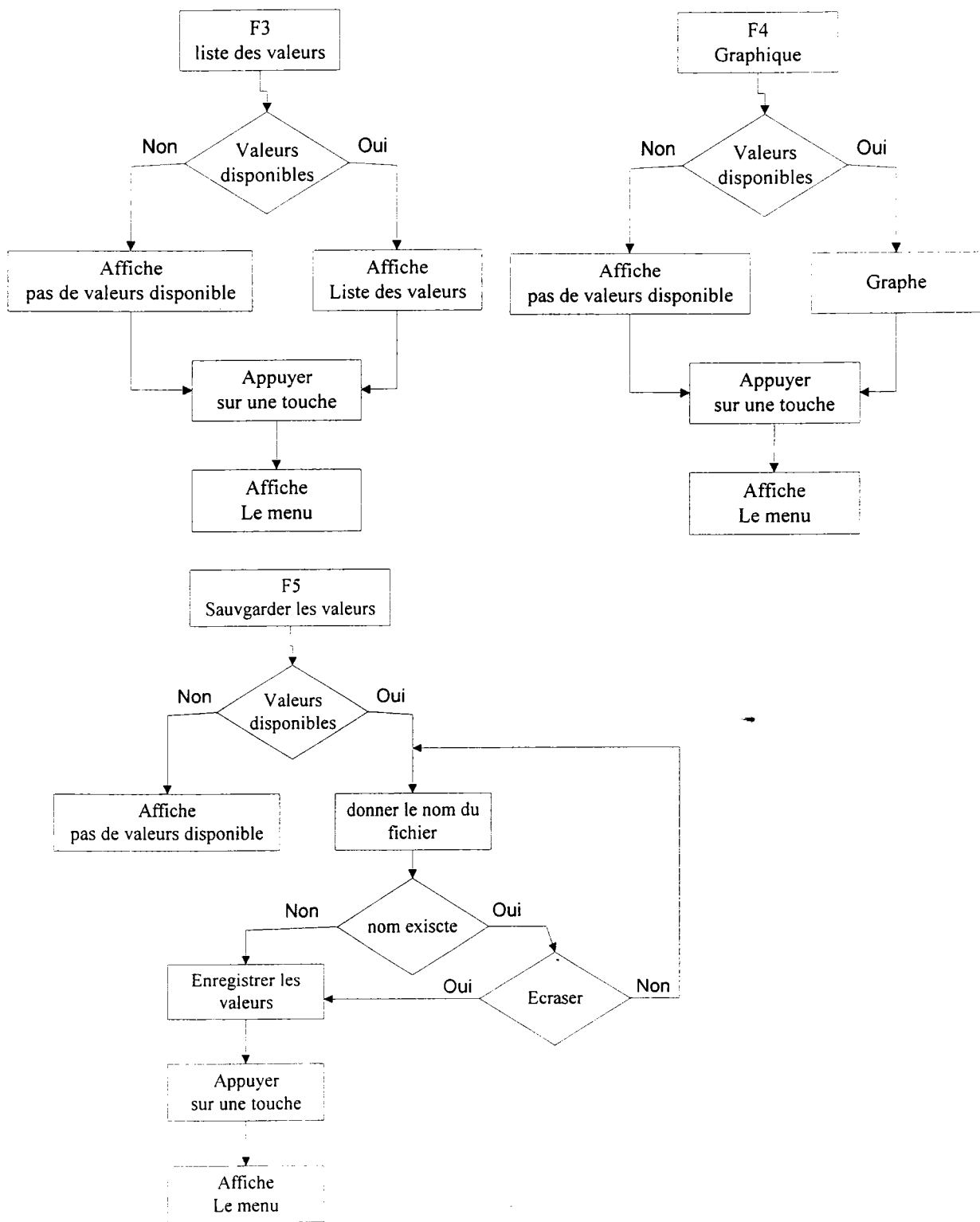


Figure VI- 10 : Organigramme de la fonction F3,F4,F5 dans le logiciel TDL.

2.4 Diode laser

Les diodes laser du marché sont de deux types : Fabry-Pérot (FP) ou à contre réaction répartie (DFB distributed feedback) (ch5 §3). Elles peuvent être fibrées ou non fibrées.

Les diodes laser à InGaAsP à $1,3\mu\text{m}$ ont une structure en puits quantiques. Elles conviennent bien pour les systèmes de communication optique et opèrent dans une gamme de température entre -40°C et $+80^{\circ}\text{C}$.

Les diodes laser Fabry-Pérot n'ont pas donné de spectre d'absorption par diode laser accordable. Elles émettent un spectre multimode dont l'enveloppe est large (4 à 5 nm) (fig IV-a).

Ces diodes laser peuvent être utilisées pour la spectroscopie par diode laser accordable si elles sont munies d'une cavité externe pour une sélection modale afin de choisir le mode qui convient le plus pour la détection du gaz en question.

Les diodes lasers de type DFB à $1,3\mu\text{m}$ ont une structure monomodale et sont bon marché. Par un bon choix de la diode il est possible de l'utiliser dans les systèmes de spectroscopie par diode laser.

2.4.1 Accordabilité en longueur d'onde avec le courant

Une des difficultés dans la méthode TDLS est de connaître la longueur d'onde au cours du balayage. L'analyse par un spectromètre à réseau n'a pas assez de précision pour la mesure de la longueur d'onde au cours du balayage spectrale. Une méthode est d'utiliser la transmission d'un étalon Fabry-Pérot.

Dans le proche infrarouge la silice fondue est transparente et possède un indice de 1,44 à 1310nm . Il est bien adapté pour réaliser un étalon Fabry-Pérot. Un étalon est constitué d'une cavité ayant ses modes propres de résonance tous séparés de la même quantité fréquentielle $\Delta\nu$. Chaque fois que l'émission laser coïncide avec un mode de résonance, alors l'intensité transmise à travers l'étalon est maximale.

Pour calibrer la longueur d'onde de la diode laser, le faisceau laser est dirigé vers l'étalon en silice long de 10mm. Notre étalon était fabriqué dans les ateliers de l'Université de Montpellier. Il est constitué d'un disque de silice fondue de 20mm de diamètre et de 10mm d'épaisseur dont les faces ont été polies et l'épaisseur constante. Nous avons évaporé sur chaque

face une épaisseur de 0,2nm de chrome et 0,8nm d'or. Le chrome permettant d'avoir une meilleure adhérence de la couche.

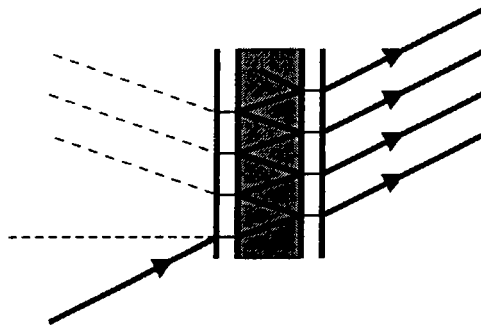


Figure VI- 11 : Schéma d'un étalon Fabry-Pérot.

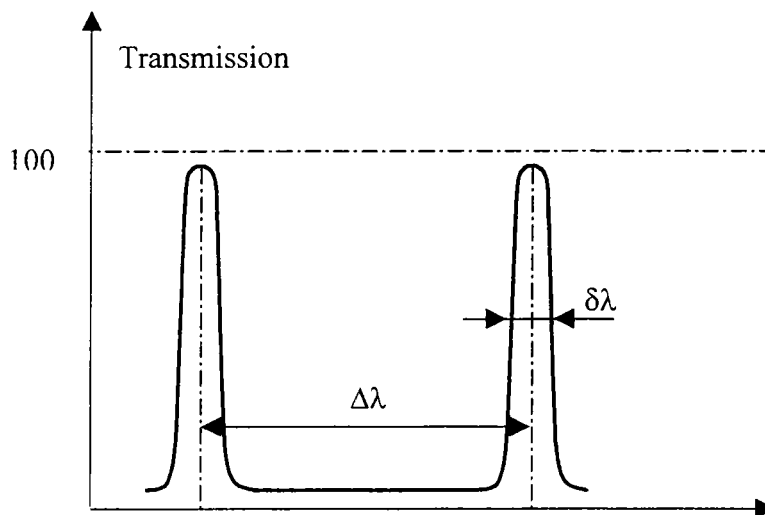


Figure VI- 12 : Réponse spectrale d'un étalon Fabry-Pérot.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nd} \text{ (Free Spectral Range FSR)}$$

VI- 3

avec $n=1,44$ pour la silice à 1310nm, $d=0,01m$, $\lambda = 1310nm$.

$$\Delta\lambda = \frac{(1310 \cdot 10^{-9})^2}{2 \cdot 1,44 \cdot 0,01} = 0,0595 \cdot 10^{-9} m = 0,0595 nm$$

De l'intervalle en courant entre deux maximums, nous en déduisons la variation de fréquence par mA du mode émis. Les accords en fréquence par le courant observé est de l'ordre de 6.10^{-3} nm/mA.

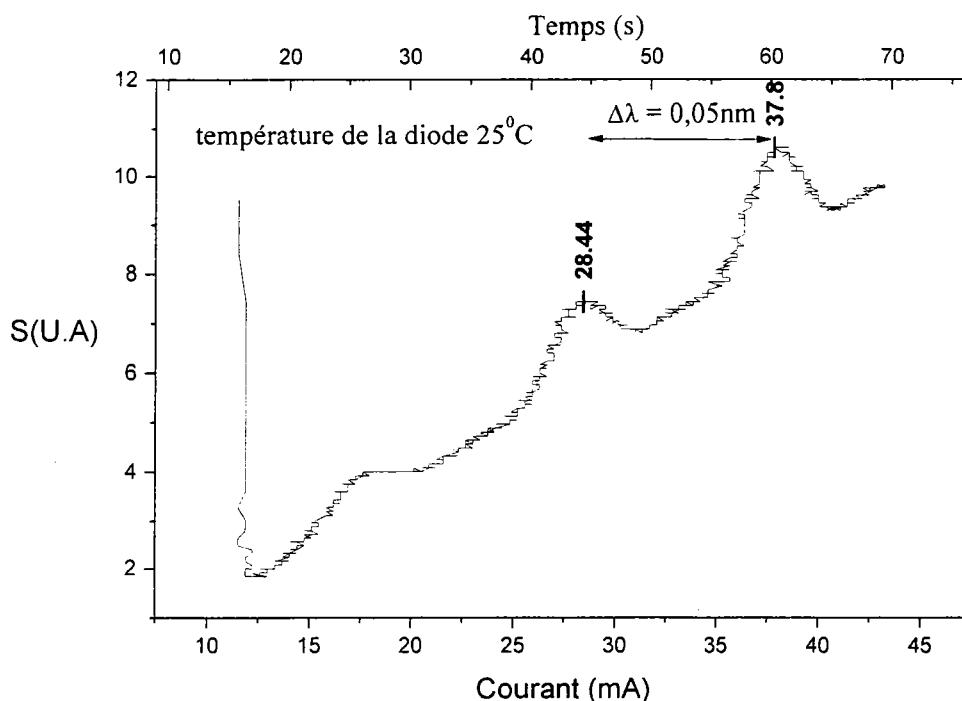


Figure VI- 13 : Spectre interférentiel de l'étalon au cours d'un balayage spectral.

Nous avons aussi mesuré le spectre interférentiel mais cette fois nous avons ajouté un courant sinusoïdale de 2kHz au courant en dent de scie les spectres interférentielles détectés par un amplificateur à verrouillage de phase qui détecte à la fréquence sinusoïdale et pour différents temps de balayage. Nous présentons dans la figure VI-14 un de ces spectres interférentiels. Le signal est une dérivée du signal obtenu précédemment et cela peut être expliqué par la modulation AM (ci-après).

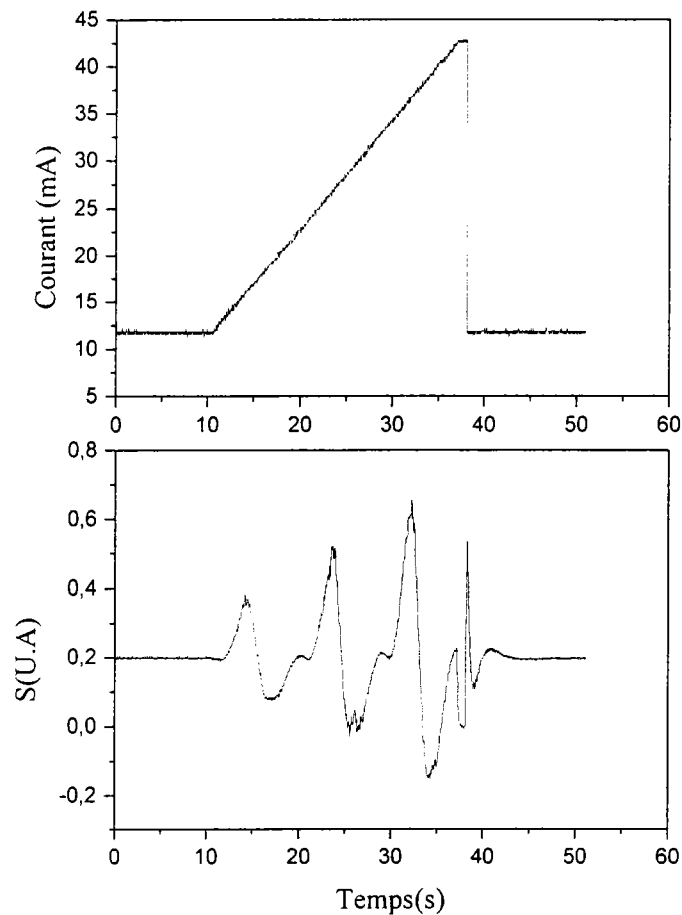


Figure VI- 14 : Spectre interférentiel de l'étalon, le courant de la diode laser se compose d'une rampe et d'un courant sinusoïdal de faible amplitude.

Nous avons observé que, pour des fréquences de la rampe comprise entre 14mHz et 60mHz, l'accordabilité en courant est presque constante. Il a été démontré que cette accordabilité n'a pas les mêmes caractéristiques d'accordabilité suivant la variation temporelle du courant [98NIC]. En fait, plus la fréquence de la rampe est importante plus l'accord en fréquence diminue. Pour les fréquences de rampe en dessous de 10Hz, l'accord en fréquence dépend des

variations thermiques induites par le courant. Au dessus de 5kHz, l'accord en fréquence dépend de la variation des porteurs injectés.

Si l'on applique une modulation sinusoïdale de courant nous obtenons une modulation sinusoïdale en longueur d'onde. Cependant pour une modulation de courant donnée, l'amplitude de la modulation en longueur d'onde va dépendre de la fréquence de modulation. Plus cette fréquence sera élevée plus l'amplitude de modulation de la longueur d'onde sera faible.

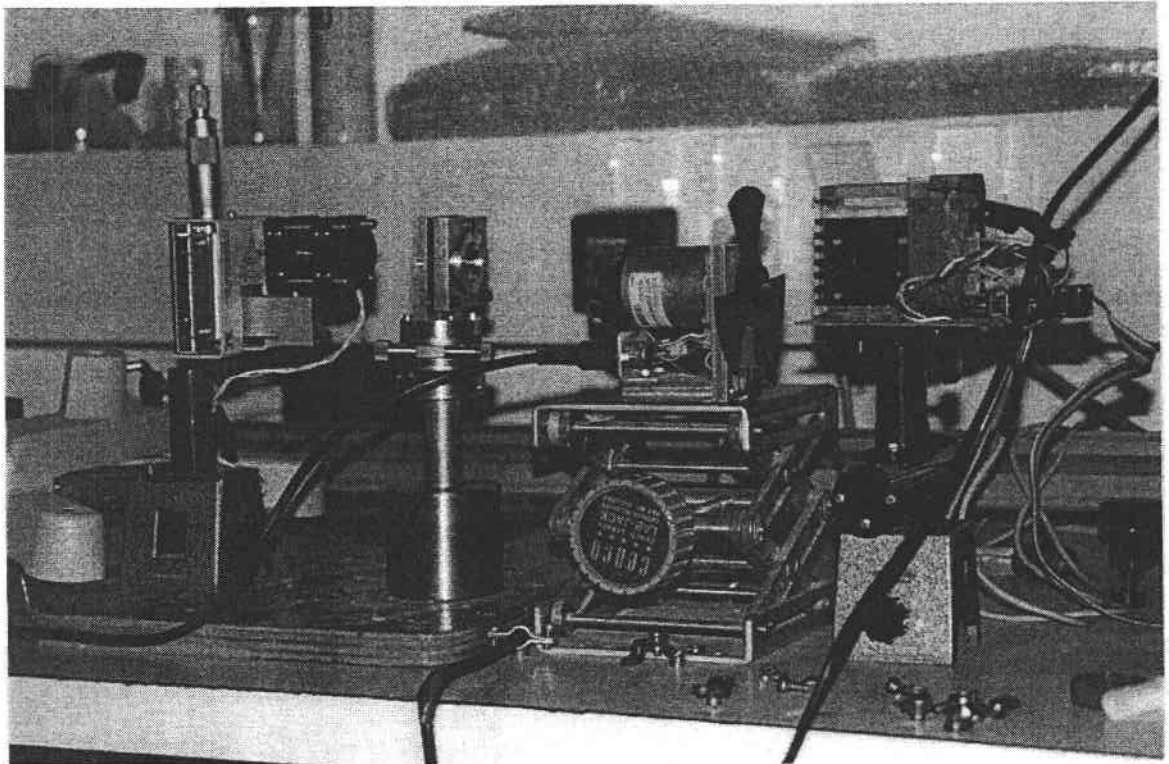


Figure VI- 15 : Photographie du système de mesure de l'accordabilité en longueur d'onde avec le courant.

2.4.2 Accordabilité en longueur d'onde avec la température

Comme nous l'avons vu précédemment la température joue un rôle important dans l'accord en fréquence de la diode laser. Nous avons mesuré le spectre d'émission de la diode laser DFB pour différentes températures.

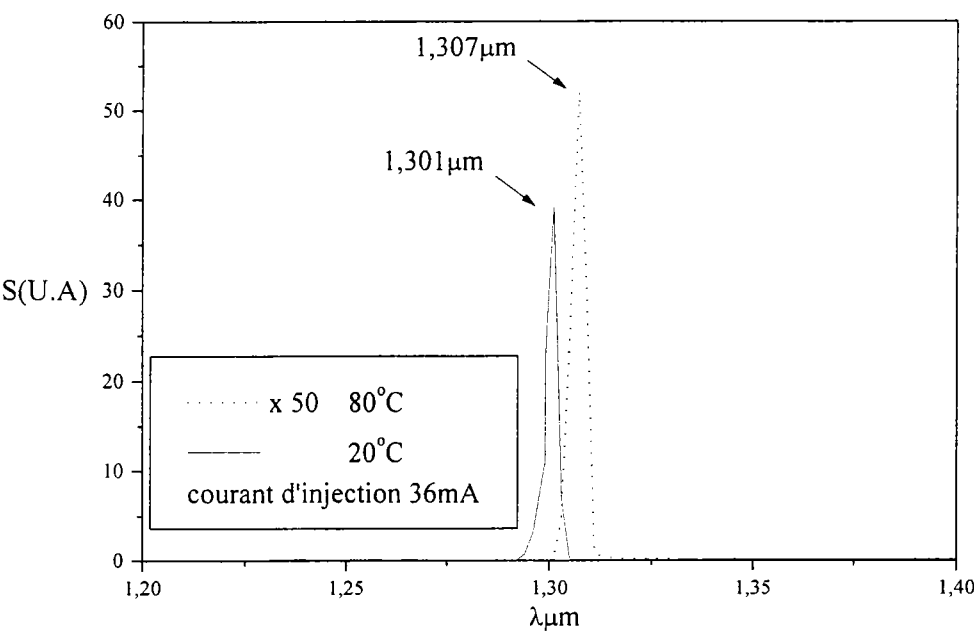


Figure VI- 16 : Variation du pic d'émission de la diode laser en fonction de la température.

On trouve que cette variation de longueur d'onde émise est de l'ordre de 0,1nm/°C. Il est très clair aussi que l'intensité lumineuse diminue avec l'augmentation la température ce qui diminue la sensibilité du système. Une autre contrainte, le fait d'augmenter la température de la diode fait augmenter le courant de seuil et nous avons besoin d'un courant plus intense pour avoir l'effet laser mais la diode se dégrade plus rapidement.

2.5 Spectres vapeur d'eau

2.5.1 Mesures du signal direct de transmission après absorption

Pour balayer un spectre en longueur d'onde, la diode est alimentée par une rampe de courant de période 17s. Les mesures ont été réalisées sur un faisceau qui traverse la vapeur d'eau, les raies d'absorption sont parfaitement visibles en mode direct. Un exemple de spectre expérimental est présenté sur les figures VI-17 a. b. et VI-18 a. b.

Pour extraire le signal du bruit, un traitement par FFT est effectué (figure VI-18b). Malgré le lissage, il n'est pas possible d'identifier les pics du fait d'une instabilité apparente d'une rampe à la suivante.

La figure VI-17 donne une comparaison entre le signal lissé par FFT obtenu en présence de vapeur d'eau et celui obtenu par un air sec. Les raies sont donc bien associées à la présence de vapeur d'eau.

Une modulation de fréquence (§1.1.2.2) est appliquée pour augmenter la sensibilité.

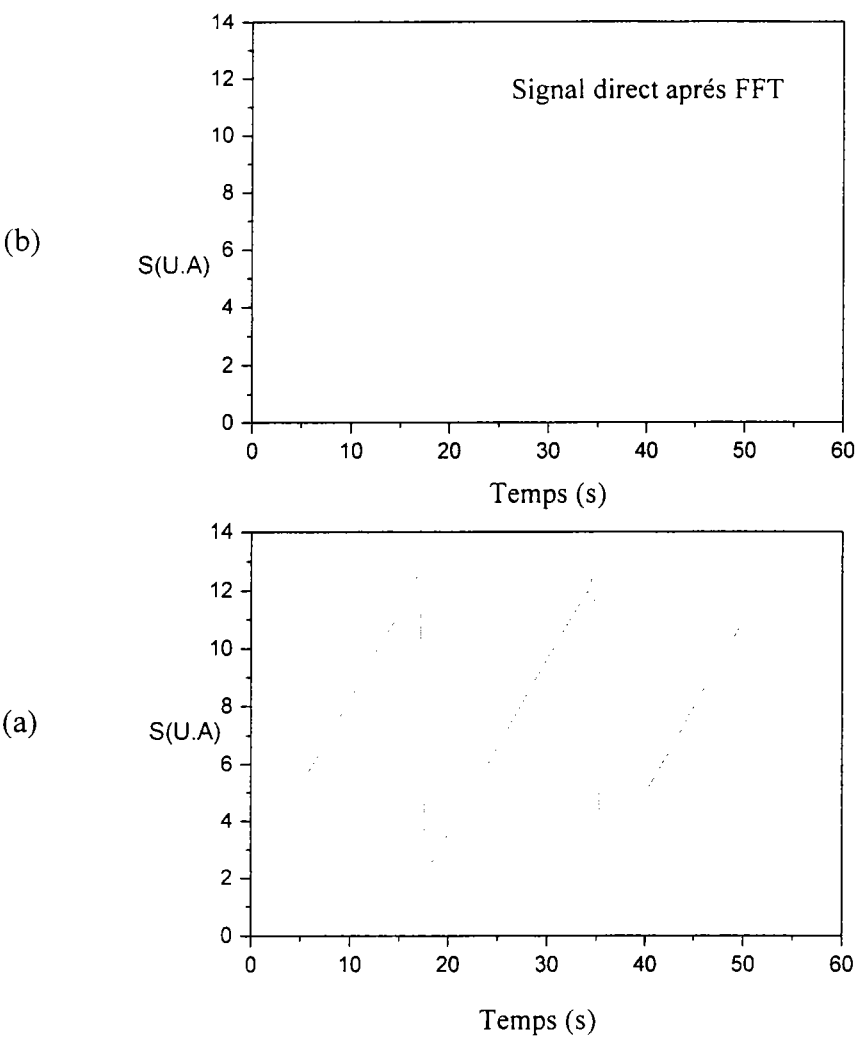


Figure VI- 17 : Spectres de transmission sans vapeur d'eau (a), mesuré, et spectre avec traversée de vapeur d'eau (b), traité par FFT. Température de la diode stabilisée à 20⁰C et courant d'injection variant linéairement de 10 à 40mA.

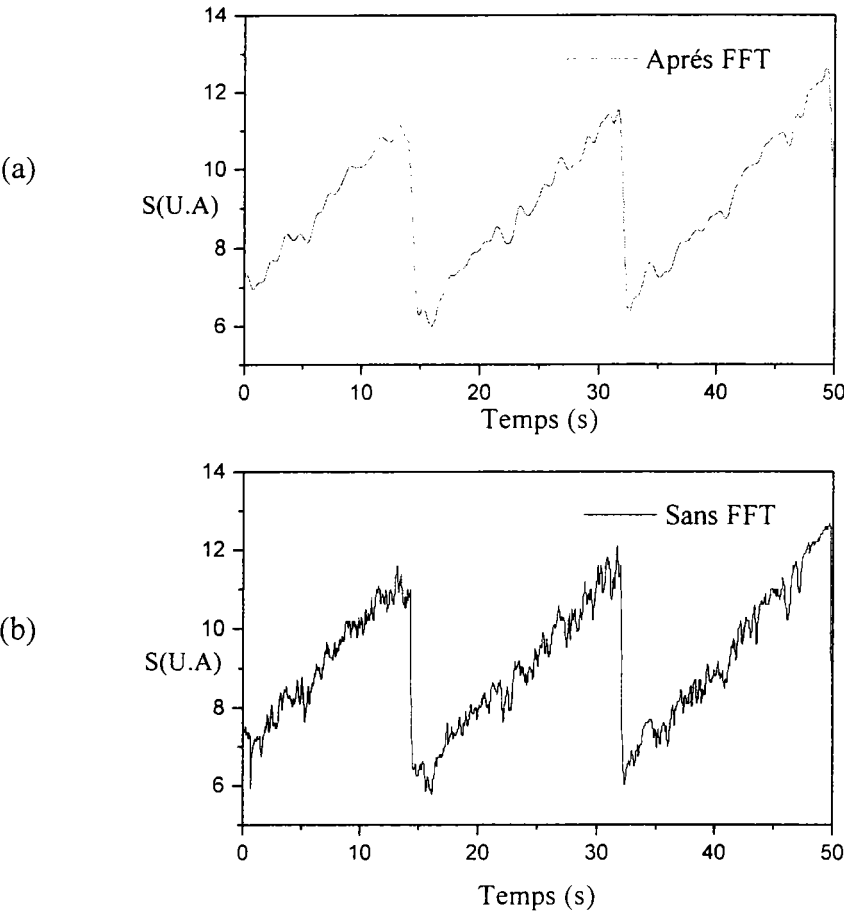


Figure VI- 18 : Spectre d'absorption "vapeur d'eau" observé a l'oscilloscope avant (a) et après FFT (b). La température de la diode laser est stabilisée à 20⁰C, et le courant varie linéairement avec le temps de 25 à 40mA.

2.5.2 Mesures par modulation de longueur d'onde

Cette technique nécessite une modulation du courant sinusoïdal à la fréquence f (2kHz dans notre cas) pour pouvoir moduler la longueur d'onde comme suit :

$$\lambda = \lambda_0 + a \cdot t + m \cdot \cos(2\pi f t)$$

a représente l'évolution linéaire de la longueur d'onde avec le temps pour une rampe de courant et m représente l'amplitude de modulation du courant.

L'intensité émise par la diode laser est une fonction de la longueur d'onde λ : $I=f(\lambda)$. Pour une rampe de courant la longueur d'onde varie quasi linéairement avec le temps. Si l'on applique une faible perturbation sur le courant, l'intensité transmise se trouve modulée comme $\varepsilon = m \cos(wt)$. Son expression s'obtient par le développement de Taylor :

$$\begin{aligned} I &= f(\lambda + \varepsilon) = f(\lambda) + \varepsilon \frac{\partial f}{\partial \lambda} + \frac{\varepsilon^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial \lambda^2} + 0(\varepsilon^2) \\ &= f(\lambda) + m \cos(wt) \cdot \frac{\partial f}{\partial \lambda} + \frac{m^2}{4} \cdot (1 + \cos(2wt)) \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial \lambda^2} + 0(m^2) \end{aligned} \quad \text{VI- 4}$$

où m est le taux de modulation. En examinant le développement jusqu'à l'ordre 2, on voit que cette perturbation ε a modulé la dérivée première de la porteuse w (1^{ère} harmonique) et la dérivée seconde en $2w$ (2^{ième} harmonique).

L'utilisation de la formule de Taylor précédente n'est bien sûr valable que si la perturbation ε est très petite devant λ . Pour une formulation plus générale de modulation par longueur d'onde, la transformation en série de Fourier doit être utilisée.

Les signaux obtenus par deux rampes typiques consécutives sont présentés la figure VI-19.

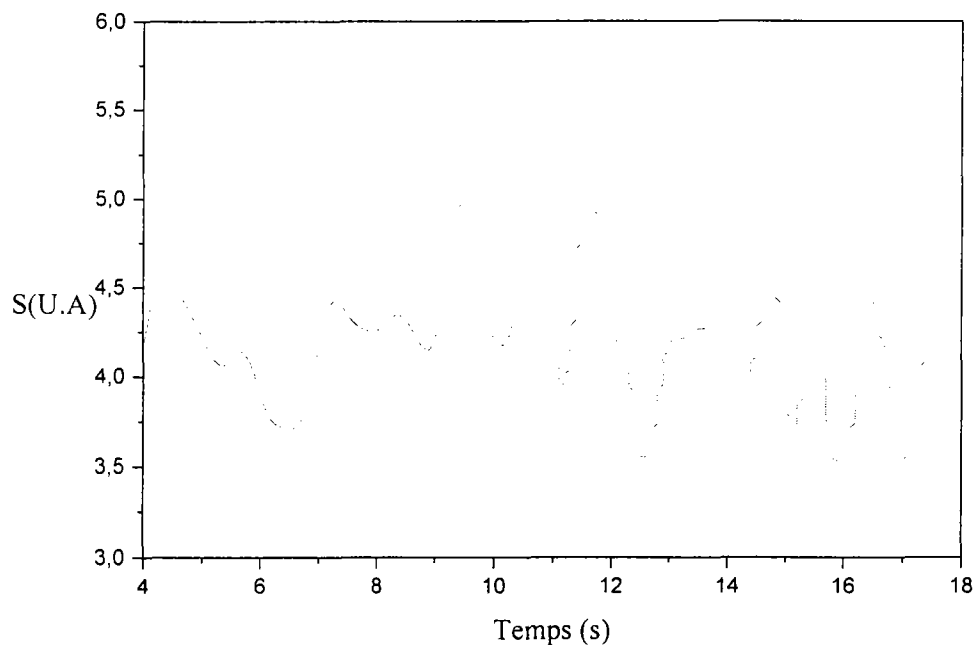


Figure VI- 19 : Spectres d'absorption obtenus par modulation de longueur d'onde, pour deux rampes consécutives, traités par FFT. Température de la diode laser : 20°C , courant d'injection de la rampe variant de 25 à 40 mA, amplitude de modulation : 2mA.

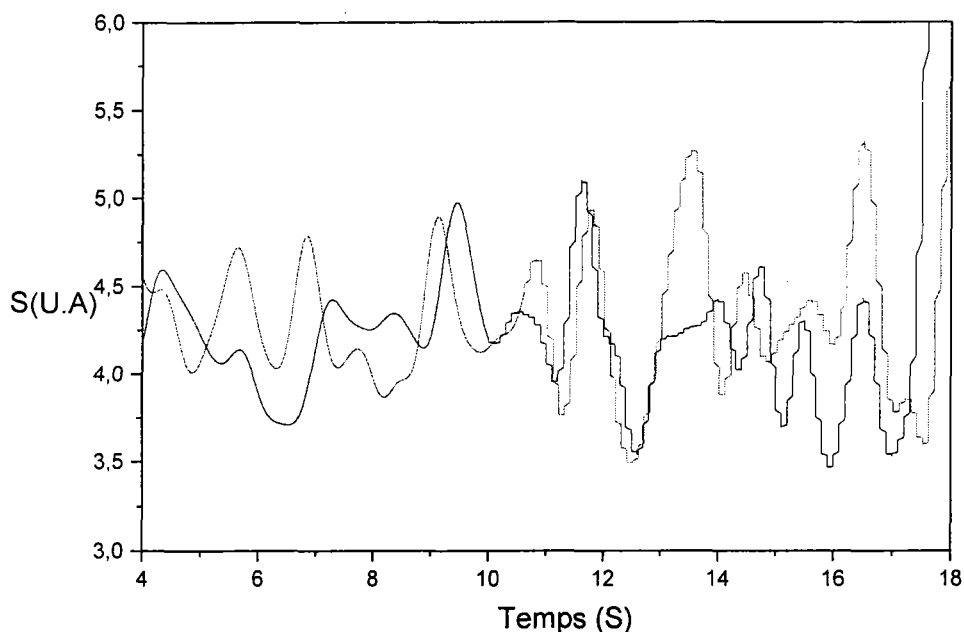


Figure VI- 20: Spectres de deux rampes typiques consécutives (figure VI-20) tradatés pour obtenir une correspondance.

Leur superposition est obtenue par translation (figure VI-20). Il est apparent que l'instabilité qui provoque le déplacement des raies, d'une rampe à la suivante, est aussi responsable d'une variation des positions des raies durant une montée de rampe.

L'extraction du spectre d'absorption à partir d'un tel dispositif à fibre unique n'est, en fait, pas un objectif en soi. La détection de présence d'un polluant pourrait être effectuée par corrélation à l'aide d'un dispositif à deux fibres, l'un servant de référence.

Cette instabilité a été attribuée principalement aux variations de température de la diode laser. Elle constitue donc un obstacle à une identification des raies du spectre.

2.5.3 Calibrage en longueur d'onde

Une des difficultés dans la méthode TDLS est de connaître la longueur d'onde absolue de la diode laser au cours du balayage. Pour cela il est possible de mesurer la longueur d'onde avec

un wavemeter. Ce type d'instrument est disponible pour des longueurs d'onde allant jusqu'à $2\mu\text{m}$. L'analyse par spectromètre à réseau ne donne pas assez de précision pour la mesure absolue de la longueur d'onde au cours d'un balayage spectral par spectromètre TDL. Dans ces conditions, il est impératif de pouvoir procéder à un calibrage de la longueur d'onde du système. Le calibrage en longueur d'onde du système TDL est effectué en comparant les interférences Fabry-Pérot de la diode laser avec un laser He-Ne utilisé comme référence.

3 Capteur fibre optique à ondes évanescentes

Des exemples typiques de construction de capteurs fibre-optique à ondes évanescentes sont représentés sur la figure VI-22.

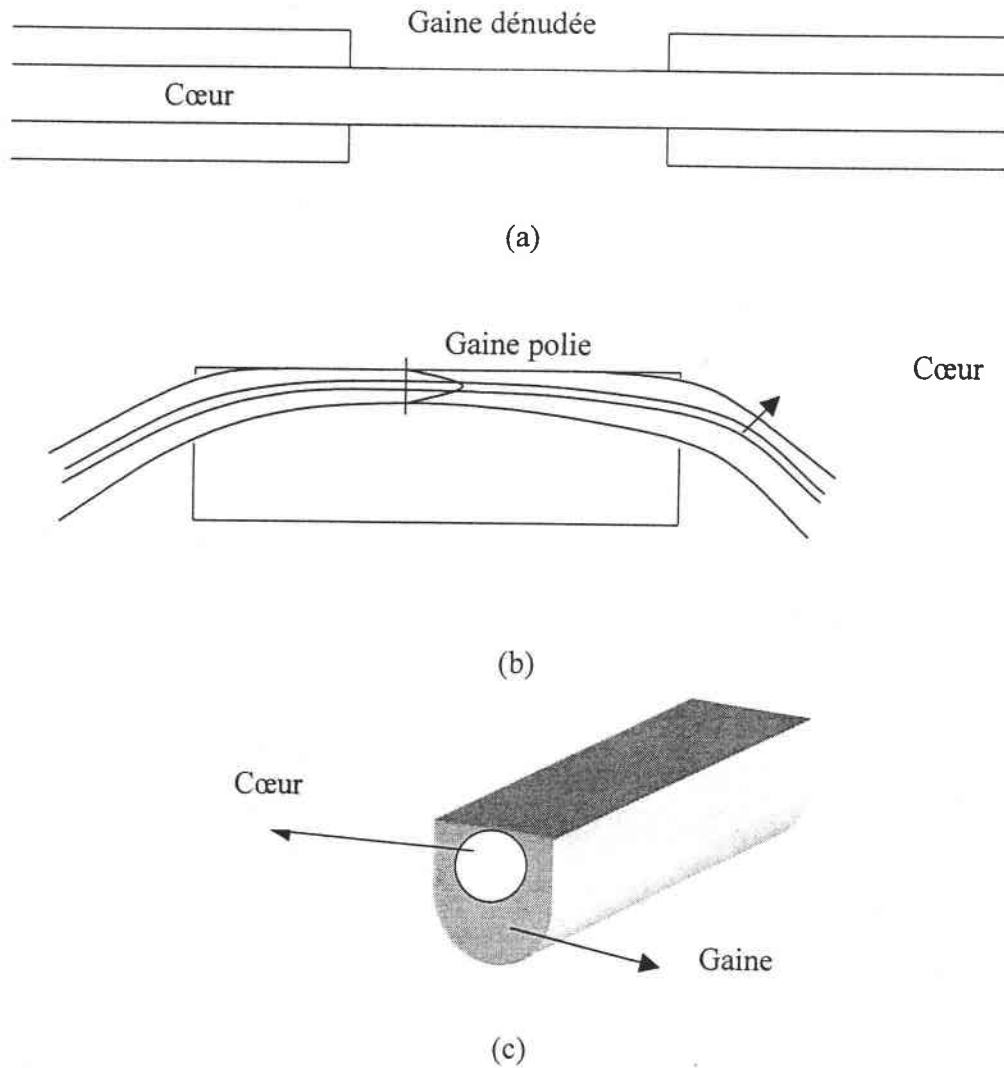


Figure VI- 21 : Capteur à ondes évanescentes. (a) réalisé par suppression de la gaine, (b) et (c) par polissage (D-shaped).

Les plus simples et moins chers à réaliser sont les fibres optiques en plastique multimode, de diamètre $\sim 200\mu\text{m}$. La gaine en plastique est facilement enlevée le long d'une longueur de la

fibre ce qui permet l'accès au champ évanescent. Le gros diamètre de la fibre rend ce type de capteur moins sensible pour la détection des gaz

Les fibres optiques monomode et multimode en silice ont un diamètre de quelques microns entouré d'une gaine de $\sim 100\mu\text{m}$. Lorsque cette gaine est enlevée pour accéder au champ évanescent, la fibre devient très fragile. Plusieurs solutions seront possibles, comme nous le montre la figure VI-21 (a) par suppression de la gaine, (b) et (c) par polissage. Dans (b) la fibre est montée sur un substrat dur puis poli. Dans (c) la fibre est fabriquée avec une moitié de la gaine supprimée; la section droite de la fibre a une forme en D, ce qui permet l'accès au champ évanescent le long de la fibre ; ce type est appelé fibre en D (D-shaped). Le désavantage de ce type est la disponibilité limitée des fibres en D sur le marché et le plus difficile est le montage des connecteurs sur ces fibres pour les coupler à des systèmes.

3.1 Réduction de la dimension de la fibre

Le matériau constituant la gaine détermine les procédés qui permettent de l'enlever. En général, les fibres optiques standard ont un cœur et une gaine basés sur la silice avec une exception pour les fibres en plastique. La gaine, qui est une partie de la fibre elle-même, est entourée de couches concentriques de matériaux, généralement une ou deux couches en acrylique, silicone, polyamides, métal, ou matériel diélectrique.

La meilleure méthode choisie pour dénuder une fibre optique dépend de la composition de la couche à enlever. Les fibres sont dénudées par plusieurs méthodes :

- 1- mécaniquement
- 2- chimiquement
- 3- par brûlage

3.1.1 Par polissage

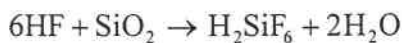
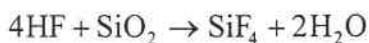
Le polissage longitudinal de la fibre est une opération très délicate, cette méthode consiste à coller la fibre sur un support rigide courbe. L'abrasion de la gaine de la fibre est réalisée avec des disques de polissage et de l'eau. Si le polissage est manuel il est impossible d'étalonner la vitesse de l'abrasion. Pour ces raisons nous avons exclu ce choix dans notre étude.

3.1.2 Par attaque chimique

L'attaque chimique est la solution la plus adaptée pour dénuder les fibres optiques, elle risquera moins d'endommager la fibre.

Dans notre étude expérimentale, nous avons utilisé des fibres optiques de types SMC et HCL fournie par S.E.D.I (91031 Evry cedex tel. +33 1 69 36 64 00 télécopie +33 1 69 36 64 19). Elles sont constituées d'un cœur et d'une gaine en silice protégées par une couche d'acrylique. La couche protectrice d'acrylique a été enlevée par un produit chimique "optical fiber stripper®" fabriqué par la société française Lummer (16 rue Paul BERT -F- 93170BAGNOLET).

La silice est un composé très stable et seuls quelques acides permettent de l'attaquer. Nous avons utilisé de l'acide fluorhydrique (HF 40%) qui à notre connaissance, est l'agent le plus connu pour des traitements de ce genre. Lors du trempage de la fibre dans cet acide deux équations sont possibles :



Les deux réactions se produisent en même temps dans des conditions de température et de pression standard. Il semble que la deuxième réaction soit privilégiée ; la première étant favorisée en présence d'un milieu déshydratant (acide sulfurique par exemple).

La vitesse σ de l'attaque est liée à la concentration d'acide, C, par :

$$V = \sigma C^n \quad \text{VI- 5}$$

où n est l'ordre de la réaction et σ une constante qui dépend de la température :

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{dT^0}{T^0} \quad \text{VI- 6}$$

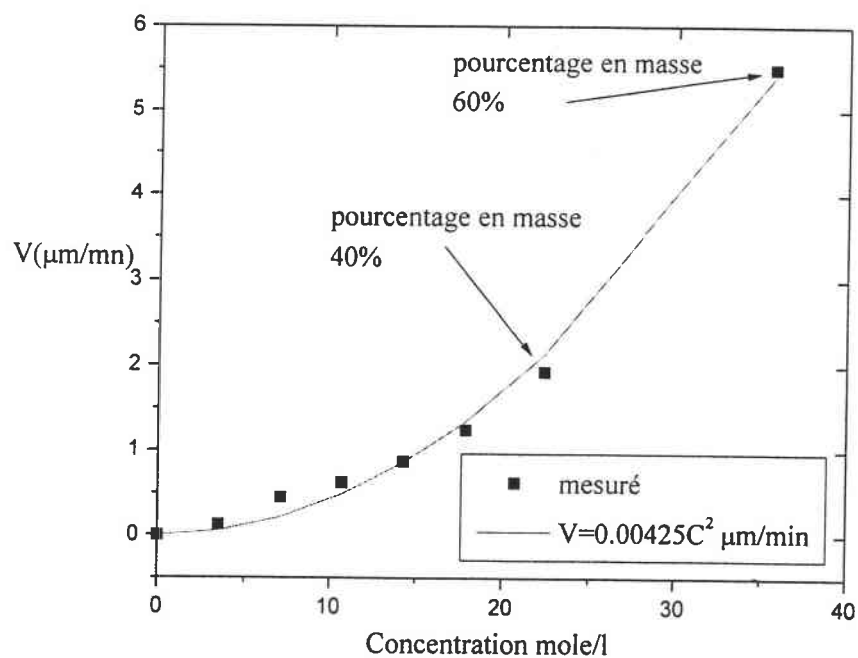


Figure VI- 22 : Vitesse de l'attaque en fonction de la concentration ; nous trouvons $n=2$.

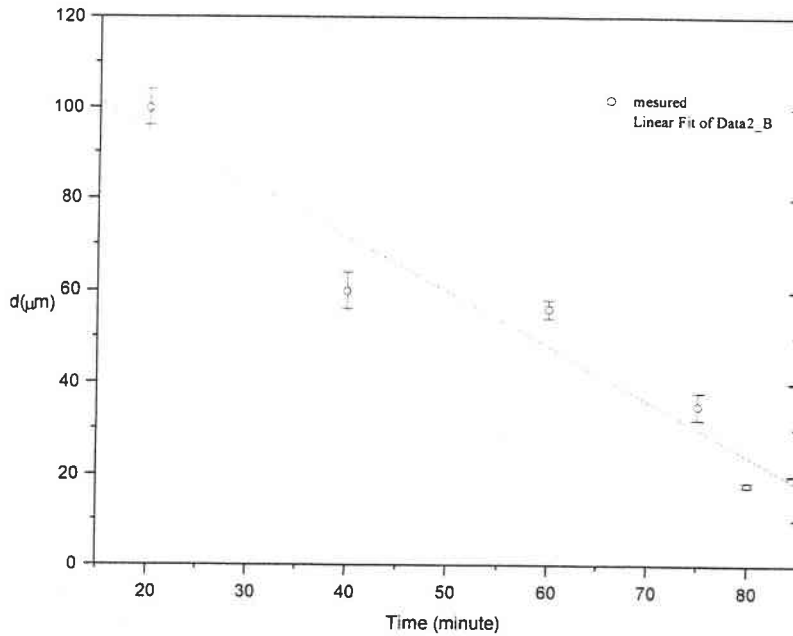


Figure VI- 23 : Variation du diamètre de la fibre en fonction du temps, pour HF 40%.

Jusqu'à présent, l'attaque chimique a été utilisée soit en bout de fibre pour extraire et séparer les modes propagées, soit pour coupler la lumière entre deux fibres. Le procédé que nous utilisons, permet d'attaquer la fibre longitudinalement jusqu'à l'obtention d'une épaisseur de quelques microns.

Le schéma de la cuve en plastique utilisée pour l'attaque est donné sur la figure VI-24. Son volume assure la non saturation de l'acide sans en demander une quantité supérieure au besoin. Son diamètre permet d'attaquer la longueur de fibre désirée jusqu'à l'obtention du diamètre voulu. Elle comporte des entailles qui reçoivent la fibre et dont la largeur ne dépasse pas un millimètre. La tension superficielle entre le plastique et l'acide maintient le liquide à l'intérieur de la cuve.

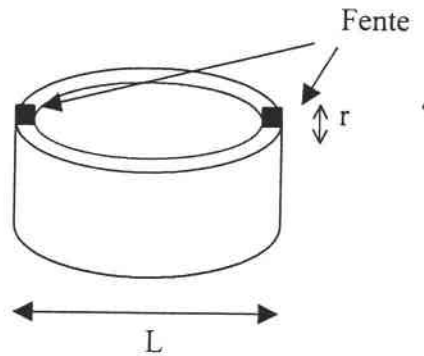


Figure VI- 24 : Schéma de la cuve utilisée pour l'attaque, L dépend de la longueur de la fibre à dénudée, r ne dépasse pas un millimètre.

Quand la fibre est dénudée elle devient très fragile et il est conseillé d'être portée sur un support rigide munie de deux connecteurs à chacune de ces extrémités.

La fibre, dénudée de sa gaine acrylique de protection sur la longueur désirée, est maintenue droite sur un support de PVC comme nous le montre la figure VI-25.

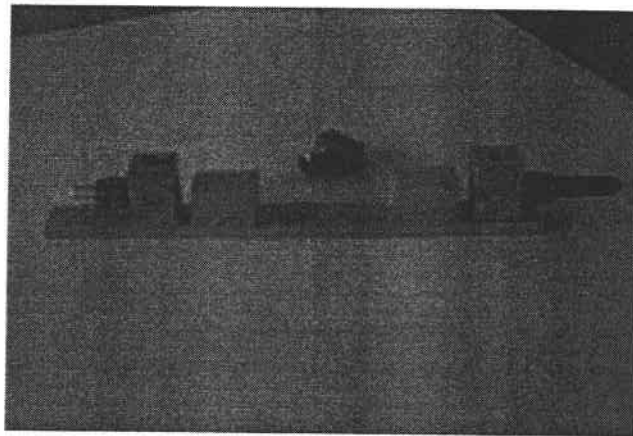


Figure VI- 25 : La fibre optique collée sur le support en PVC avant l'attaque.

L'obtention d'un profil biconique (tapered profil) est l'un des avantages de cette méthode car il a été prouvé théoriquement et expérimentalement qu'une fibre biconique est plus sensible à la détection par ondes évanescentes [93ANU] [95GUP].

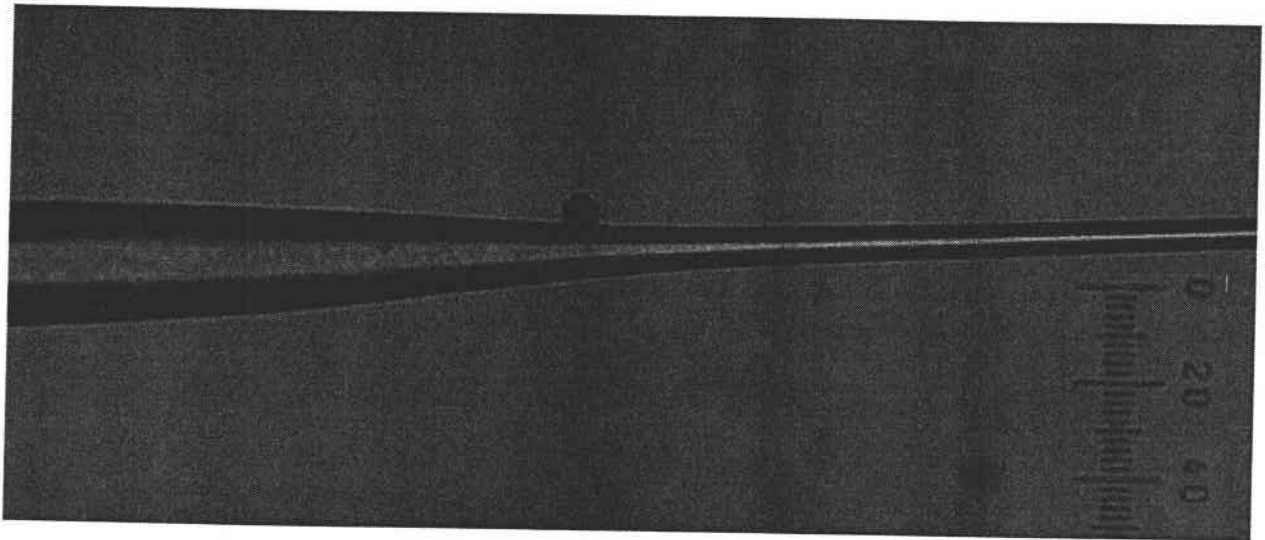


Figure VI- 27 : Profils des transissions sur les bords de la région attaquée.

3.3 Adaptation de la fibre

La source laser est couplée à la fibre optique par un positionneur xyz et un objectif de microscope. Il est très important d'utiliser un gel d'indice d'adaptation sur les connecteurs pour avoir le moins possible de réflexion sur les connecteurs.

Le signal est reçu par une carte CAN (§VI.2.3). Deux enregistrements typiques successifs sont représentés sur la figure VI-28.

La stabilité est bien meilleure que pour le dispositif à faisceau libre ; par contre la sensibilité est moindre, l'amplification est 100 fois plus grande et aux limites du banc de mesure.

L'identification des raies d'absorption demanderait un étalonnage précis (Laser He-Ne et Fabry-Pérot) et une grande stabilité. Cependant ici aussi comme on peut le voir sur les courbes (a) et (b) de la figure, les enregistrements successifs subissent un décalage d'environ ± 10 unités alternativement qui s'effectue dans un sens puis dans l'autre.

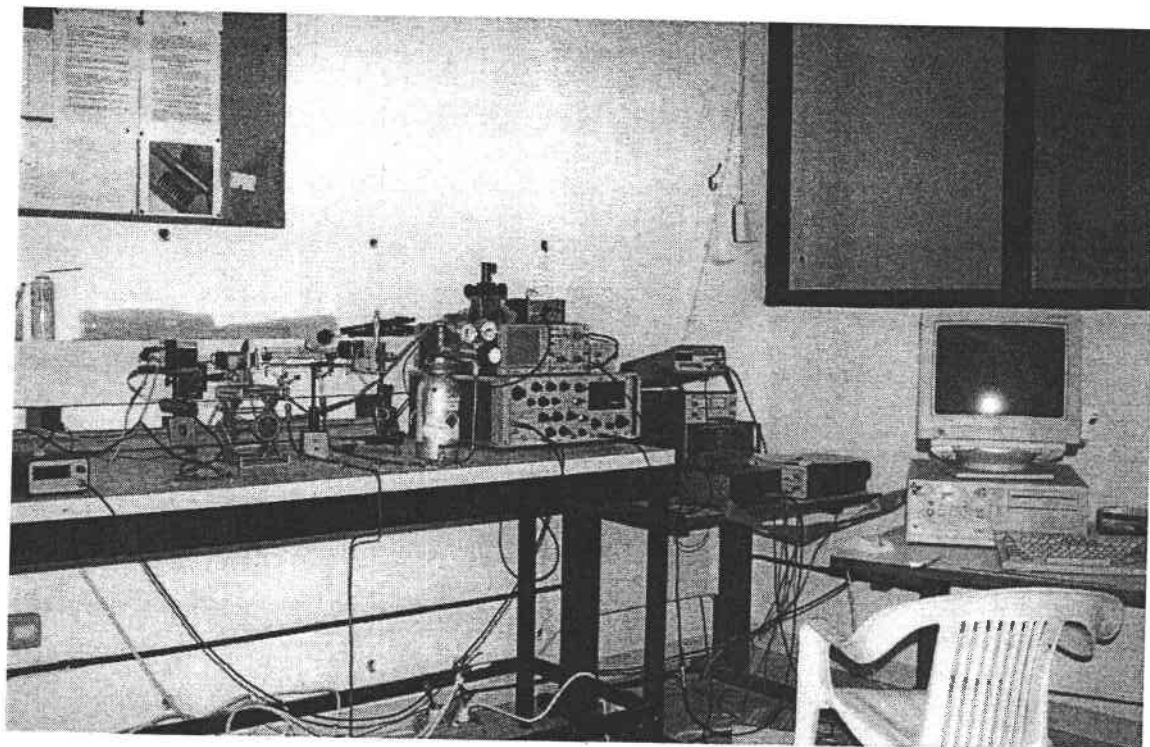


Figure VI- 29 : Photographie du système de spectroscopie par diode laser installé au Laboratoire APOLLOS.

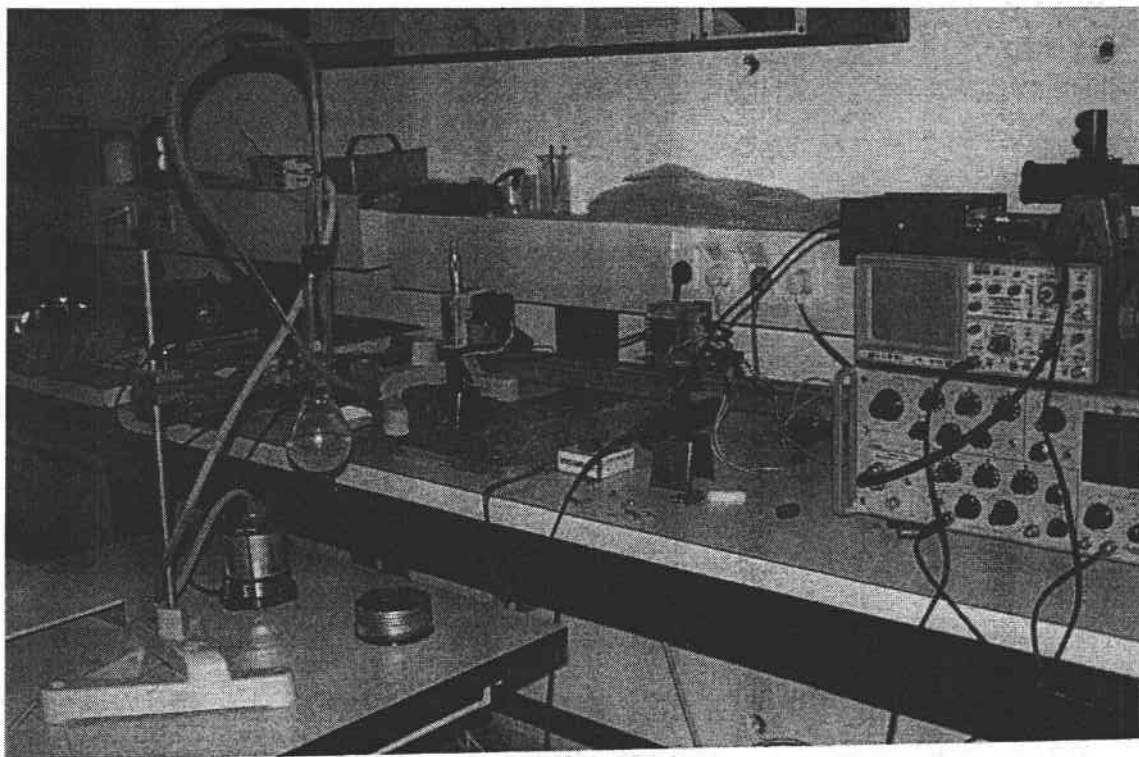


Figure VI- 30 : Photographie du système de spectroscopie par diode laser.

Chapitre VII: Perspectives

Le travail exposé dans cette thèse a été réalisé en grande partie au Liban. Il fait partie intégrante du développement des activités de recherche au sein de l'Université Libanaise portant sur le développement d'applications techniques pour la détection de la pollution atmosphérique. Une nouvelle technique a été développée ici, utilisant un laser diode infrarouge couplé à un capteur fibre optique. La technique est basée sur deux développements récents dans deux domaines différents:

- 1- une nouvelle méthode de détection hétérodyne avec modulation en fréquence de la lumière du laser permettant d'isoler le signal d'absorption dû au polluant
- 2- le développement des capteurs fibre optique à onde évanescente.

Nous avons commencé par caractériser les différents éléments du système théoriquement et expérimentalement. Nous avons ensuite développé un dispositif de laboratoire pouvant permettre la détection sélective de certains polluants importants. Nous avons réussi par la suite à démontrer la faisabilité d'un tel dispositif avec du matériel disponible commercialement. Ceci permet d'envisager la construction d'un prototype industriel probablement portable et bon marché.

Cependant, le travail expérimental a révélé certaines difficultés que nous devons surmonter avant de pouvoir atteindre cet objectif, en particulier, celles concernant le contrôle et la stabilité de l'émission du laser utilisé. En un premier temps, nous avons utilisé une diode laser du type Fabry-Pérot. Ce type de laser est disponible très bon marché. L'énergie émise est distribuée sur un grand nombre de modes longitudinaux permettant une accordabilité plus grande en longueur d'onde. Cependant, ce fonctionnement multimode diminue la stabilité en amplitude et en longueur d'onde du signal d'absorption à cause des interférences possibles (cross-talk et mode-hopping) entre les modes.

Par conséquent, nous nous sommes procurés un laser DFB (distributed feed back) pour lequel l'émission est sélectionnée par un réseau intégré au cristal semi-conducteur. L'émission du laser DFB consiste en un seul mode longitudinal. Ces lasers sont beaucoup plus chers et ne sont pas encore disponibles sur le marché pour les longueurs d'ondes utiles à la détection (au-dessus de $1,3\mu\text{m}$). Ils ne peuvent être sélectionnés au préalable.

Pour résoudre cette difficulté, nous proposons d'utiliser une diode Fabry-Pérot avec réseau externe (cavité externe). Ce dispositif permettra de conserver l'accordabilité excellente du Fabry-Pérot tout en facilitant la sélection d'un seul mode.

La stabilité et la reproductibilité du signal d'absorption peut aussi être améliorée. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour verrouiller l'émission sur la ligne d'absorption (line-locking). Nous proposons de rechercher la technique la moins élaborée pour diminuer la complexité du système. Par exemple, on pourrait utiliser la méthode d'auto-corrélation qui nécessite en grande partie le développement d'un logiciel pour comparer le signal de base à celui produit par une cellule de référence.

Enfin pour le système à fibre, la fiabilité des capteurs fibres optique obtenus est insuffisante. Des efforts ultérieurs doivent lui être consacrés afin d'améliorer la qualité de la mesure. Une couche métallique mince déposée sur le capteur fibre permettra le renforcement de la pénétration de l'onde évanescente dans le milieu extérieur en utilisant l'effet de résonance de plasmon de surface. Une alternative importante serait aussi de réaliser la sélection modale à l'aide de la fibre elle même en utilisant une fibre avec réseau de Bragg intégré. Il reste à voir si le coût et la complexité du système pourrait rester au minimum compatible avec un prototype commerciale.

Bibliographie

- [99LIN] Fiber-optic current sensor using passive demodulation interferometric scheme
Lin H, Lin W-W, Chen M.-H. LIN h, Lin W-W. CHEN M.-H Fiber and integrated optics vol.18 n2 p79-92 1999
- [99BOUS] Filtrage en longueur d'onde par fibre optique monomode
Yassine Bousslimani
Thèse, Université de Rouen 1999
- [98PRO] A systematic empirical study of the effect of well number and length on the temperature sensitivity of the threshold current in InGaAsP_InP MQW lasers
K. Prosyk, J. Simmons, J. Evans.
IEEE Journal quantum of electronics, vol. 34 pp535-539, 1998.
- [98NIC] Réalisation et utilisation de diode lasers pour la détection du méthane vers 2,3 μ m
Jean-Christophe Nicolas
Thèse, Université de Montpellier 1998
- [98CUL] Fibre optic techniques for remote spectroscopic methane detection - from concept to system realisation.
B. Culshaw, G. Stewart, F. Dong, C. Tandy, D. Moodie
Sensors and actuators B vol. 51 pp-25-37 1998
- [97SHI] Analysis and experiment of thin metal-clad fiber polarizer with index overlay
Shiao-Min Tseng, Kuang-Yu Hsu, Hon-Sco Wei, and Kun-Fa Chen
IEEE photonics technology letters vol.9 no5 pp628-630 May 1997
- [97RON] Fibre optic chemical sensor based on surface plasmon monochromatic excitation
C. Ronot-Trioli, A. Trouillet, C. Veillas, A. El-Shaikh, H. Gagnaire
Analytica chimica acta vol.319 pp121-127 1996
- [97HOM] Interaction between fiber modes and surface plasmon waves: spectral properties
J. Homola, R. Slavik and J. Ctyroky
Optics letters vol. 22 no18 pp1403-1405 Septembre 1997
- [96GUP] Fibre-optic evanescent field absorption sensor based on U-shaped probe
B. D. Gupta, H. Dodeja, A. K. Tomar
Optical and quantum electronics vol.28 pp1629-1639 1996
- [95ZHE] infrared Fiber optic sensor for petroleum.
Zhengfang G, Brown C, Alberts J. Environmental science and technology vol.29 n 4 p878-882 1995.
- [95VIK] optical fibre based absolute extrinsic Fabry-Perot interferometric sensing system.
Vikram Bhatia, Murphy K, Claus R, Tran t, Greene J, and Grace J. measurement SCI technology no7 p58-61 1996.

[95TOM] A novel probe for an evanescent wave fibre-optic absorption sensor.

Tomar A K, Gupta B D and Shamra A.

optical and quantum electronics vol27.1995 p747-753

[95SHR] detection of TNT in water using an evanescent wave fiber-optic biosensor.

Shriver-Lake L, Breslin K, Charles P, Conrad D, Golden J, Ligler f.

Analytical chemistry vol. 67 no 14 p2431-2435 1995.

[95GUP] Gas sensor Response Time Analysis for Tapered Porous-Clad Fibers

Singh C and Gupta B.D.

Fiber and Integrated Optics, vol.14 pp171-177

[95CLO] Modeling an evanescent field absorption optical fiber sensor

Claudio O. Egon, Edgar A. Mendoza, Albert N. Khalil, Robert A. Lieberman

Optical Engineering vol.34 no12 pp3583-3585 December 1995

[94WIL] Feasibility of chemical microsensor based on surface plasmon resonance on fiber optics modified by multilayer vapor deposition

J. H. William, R. E. Dessy, M. A. Miller and R. O. Claus

Analytical chemistry, vol.66 no7 pp963-970 April 1994

[94WAN] an investigation of coated optical fibres

Wanda.M, Henry

Sensors and Actuators B chemical vol22 (1994) pp101-107

[94SIN] Fiber-Optic Evanescent Field Absorption Sensor: A Theoretical Evaluation.

Gupta B.D, Singh C.

Fiber and Integrated Optics. vol. 13 1994 pp433-443

[94KAT] Capteurs et réseaux de capteur à fibre optique pour applications gazières

Nicolas Katcharov

Thèse, Université de Limoges 1994

[94HIR] Surface-plasmon sensor for absorption-sensitivity enhancement

H. Kano and S. Kawata

Applied Optics vol.33 no22 pp5166-5170 August 1994

[94HAU] Matching of a bent step-Index single-mode Fiber by a modal equivalent Slab waveguide Structure.

Haubenreisser W, Ecke W, Schwotzer G, and Willsch R. Physica status solidi. B. basic research vol 186 no 1 p 315-330. Allemand.

[94HAL] Demonstration of an optimised evanescent field optical fibre sensor

Z.M. Hale, F.P. Payne

Analytica Chimica Acta 293 1994 pp49-54

[94CHA] Fiber optic evanescent field absorption sensor: effect of latching condition and geometry of the sensing region

B. D. Gupta, C. D. Singh, A. Sharma

Optical Engineering vol.33 no6 pp1864-1868 June 1994

[94BJO] Analysis of infrared attenuated total reflection spectra from thin SiO₂ films on Si
Bjorkman C, Yamazaki T, Miyazaki S, Hirose M.
Journal of Applied Physics vol. 77 January 1995

[93TAG] Fiber optic evanescent field sensors for gaseous species using MIR transparent fibers
K. Taga, B. Mizaikoff, R. Kellner. Fresenius
J Anal chem 1994 vol. 348 pp556-559

[93SEI] New directions in fiber optic chemical sensors
W. R. Seitz. Journal of molecular structure. Vol292 1993 pp105-113

[93RAD] Fiber Optic sensor based on evanescent wave absorption
P.Radhakrishnan, V.Nampoori, C.Vallabhan.
Optics Engineering 1993 vol32 n4 p652-664

[93LEN] Near-infrared sensing utilising the evanescent field
A.R. Lennie and F.Kavasnik
Analytica Chimica Acta, vol. 281 1993 pp265-270

[93KRS] fiber optic sensor for chlorinated hydrocarbons in water based on infrared fibers and tunable diode lasers
R. Krska, R. Kellner, U. Schiessl, M. Tacke and A.Katzir.
Applied Physics Letters vol.63 n14 octobere 1993

[93ANU] Evanescent wave absorption sensors based on uniform and tapered fibres. A comparative study of their sensitivities.
Anurma Sharma, Gupta B.D and Singh C.D.
International journal of optoelectronics, 1993 vol8. n°48 p409-418

[92VUK] surface plasmon resonance on gratings as a novel means for gaz sensing.
P.S Vukusic, G.P Bryan-brown and J.R. Sambles, Sensors and actuators B.S p155-160 1992.

[92SEL] Development of an optical-chemical sensor for the detection of ammonium ions
W. Sellien, R. Czolk, J. Reichert, J. H. Ache. Analytica chimica acta vol.269 n1 1992 p83-88

[92MUH] D-shaped optical fibre design for methane gas sensing
F.A. Muhammad and G. Stewart.
Electronics letters vol.28 n13, page 1205-1206, June 1992

[92MUH] D-shaped optical fibre design for methane gas sensing
F. A. Muhamed and G. Stewart
Electronics letters vol.28 no13 pp1205-1206

[92HID] long-distance simultaneous detection of Methane and Acetylene by using Diode Lasers coupled with Optics Fibers
Hideo Tai, Kasushige Yamamoto, Masahiko Uchida, Susumu Osawa, and Kiyoji Uehara. IEEE photonics technology letters ol4 n 7 july 1992 p804-807.

-
- [92CUL] Evanescent wave methane detection using optical fibers.
culshaw B, Muhammad F, Stewart G, Murray S, Pinchbeck D, Norris J, Cassidy S, Wilkinson M,
Williams D, Crisp I, Van Ewyk R and McGhee A.
Electronics letters vol.28 n24, page 2232-2234, November 1992
- [91WOL] Fiber optic chemical sensors and biosensor
O. S. Wolfbeis vol.2 p59
- [91MEL] A dielectric /metal system as chemical sensor.
Helene.E, de Bruijin, Aufried T.M, Rob P.H and Jan G. Optics communications 1991 vol 86 p444-448
North-Holland
- [91COL] The effect of mode distribution on evanescent field intensity: applications in optical fiber
sensors
T. B. Collin, K.-H. Yang and W. C. Stwalley
Applied Spectroscopy vol. 45 no 8 pp1291-1295 1991
- [90RUD] Evanescent wave absorption spectroscopy using multimode fibers.
V. Ruddy, B.D. MacCraith, and J.A. Murphy. Journal of applied physics vol.67 n10 page 6070-6074, May
1990.
- [89SCH] Fiber-optic-based evanescent field chemical sensor using tunable diode lasers for the
midinfrared spectral region.
Schnitzer I and Katzir A.
Journal of Applied Physics vol.66 December 1989 pp5667-56670
- [88SCH] Evanescent wave infrared spectroscopy of liquids using silver halide optical fibers.
S. Simhony, I. Schitzer, A.Katzir, and E.M. Kosower. Journal of applied physics vol.64 n 7, page 3732-
3735. Octobre 1988
- [88KOJ] optical chemical sensor based on surface plasmon measurement. Koji.M Satoshi.K, and
Shiugeo.m.
Applied optics vol27,n 6,March 1988.
- [87PHI] Fiber-Optic evanescent field absorption sensor
Philip H, Paul and George Kychakoff
Applied Physics Letters vol 51 July 1987
- [87KIN] All-optical -fiber-based remote sensing system for near infrared absorption of low level CH₄ gas
Kinpui Chan, Hiromasa Ito, Humio Inaba. Journal of lightwave technology vol. LT-5, n 12 1987 p1706-
1711
- [87HID] Fiber-optic evanescent-wave methane-gas sensor using optical absorption for the 3.392mm line
of He-Ne laser. Hideo Tai, Hiroaki Tanaka and Toshihiko Yoshino. Optics letters vol.12 n 3 page 437-
439, june 1987
- [86SIM] Novel attenuated total internal reflectance spectroscopic cell using infrared Fibers for aqueous
solutions
Simhony S, Kosower E.M, and Katzir A.
Applied physics letters vol. 49 August 1986 pp253-254

-
- [86SCH] Evanescent wave infrared spectroscopy of liquids using silver halide optical Fibers
Schnitzer S, Simhony S, Katsir A, and Kosower M.
Journal of Applied Physics vol. 64 October 1988
- [86MIL] Fabrication and characterisation of D-fibres with a range of accurately controlled core/flat distances
C. A. Millar, B. M. Ainslie, M. C. Brierley, S. P. Craig
Electronics letters vol.22 no6 pp322-324 1986
- [84ATA] equivalent circuit and minority carrier lifetime in heterostructure light emitting diodes
Atallah k, Martinot H.
Solid states electronics vol 27 no4 p375-380 1984.
- [82HOR] The developments of fiber optic microbend sensors
W. H. G. Horthins, J. H. J. Fluitman. Sensors and actuators n3 1982, p99-110
- [82BRO] Methane line parameters for the 2.3 μ m region
L. Brown and L. Rothman
Applied optic, vol.21 pp2425-2427, 1987
- [81ROS] Measurement of magnetic field by polarisation optical time domain reflectometry
J. N. Ross. Elect. Lett. Vol 17 n17 1981 p596-597 .
- [81COZ] Optique et télécommunication
A. Cozannet, J. Fleuret, H. Maitre et M. Rousseau, Eyrolles, 1981
- [77NIS] minority-carrier lifetime measurements of efficient GaAlAs p-n heterojunctions.
Nishizawa, Suto, Teshima.
Journal of applied physics vol48 no8 1977.
- [75ETT] Interfacial recombination at (AlGa)As/GaAs heterojunction structures.
Ettenberg M, Kressi H. Journal of applied physics vol47 4 April 1976 p1538.
- [72ABR] Stegun, Handbook of mathematical functions
M. Abramowitz and A. Irene, Dover publications INC., 1972.
- [71KOG] simulated emission in a periodic structure
H. Kogelink, C. Shank
Applied physic letter vol. 18 pp152-154, 1971
- [61BAS] Production of negative temperature states in p-n junctions of degeneration semiconductors
N. Basov, O. Krokhin, Y. Popov.
J.E.T.P vol.40, pp1320, 1960.

Résumé

L'absorption du champ évanescent se produit lorsque le matériau qui forme la gaine d'un guide d'ondes absorbe la lumière à la longueur d'onde transmise. Cet effet connu serait à la base d'un nouveau type de capteur à fibre optique mettant en jeu l'absorption à ondes évanescentes. Pour sa réalisation, une partie de la gaine de la fibre est dénudée et remplacée par un milieu absorbant. La lumière est injectée à un bout de la fibre et détectée à l'autre bout de la fibre. La technique spectroscopique par diode laser peut être appliquée aux capteurs à fibre optique.

Les lasers à diode constituent des sources accordables en fréquence. Pour obtenir cette fréquence d'émission, il faut agir sur les paramètres qui déterminent le gap d'énergie entre les niveaux de la transition. La fréquence d'émission des diodes laser peut être contrôlée sur une plage spectrale par variation de la température de fonctionnement, ou sur une région spectrale plus fine en variant le courant d'injection.

Il existe une variété de méthodes spectroscopiques par diodes laser pour détecter de faibles concentrations de gaz. Nous utilisons la méthode de spectroscopie par modulation de fréquence. La fréquence d'émission du laser est donc soumise à deux variations, l'une correspond au balayage lent de la raie d'absorption par injection d'un courant en dent de scie de fréquence de l'ordre du Hz, l'autre étant une modulation sinusoïdale rapide par injection d'un courant sinusoïdal de fréquence de l'ordre du kHz. La forme du signal obtenu dépend de la forme de la raie d'absorption étudiée et de l'amplitude de modulation. La mesure à la sortie du détecteur se fait sur la fréquence de la modulation sinusoïdale. Le signal mesuré est relié à la variation de la puissance avec la longueur d'onde.

Nous décrivons dans ce mémoire les différentes démarches de construction du dispositif spectroscopique par diode laser, puis son couplage à la fibre optique capteur. Des spectres d'absorption pour la vapeur d'eau ont permis de montrer les possibilités du système.