

SIMULATION DU PHENOMENE D'ABSORPTION INFRAROUGE AVEC CODAGE SPECTRAL : APPLICATION A LA DETECTION DU GAZ METHANE CH₄.

M. Latrous . Ecole Nationale supérieure de l'Hydraulique. Blida. DZ

S. Abdelkader. Institut de Physique. Université Saad Dahlab. Soumâa Blida. DZ.

RESUME

Nous avons simulé un capteur de méthane à fibres optiques, par absorption infrarouge. La technique employée est celle du codage spectral [1]. Elle est basée sur la corrélation entre les spectres, d'absorption du gaz et de transmission d'un étalon de Fabry-Pérot.

L'étude a montré l'efficacité du codage spectral par rapport à la technique de détection par absorption infrarouge directe [2].

Le détecteur à fibres optiques par codage spectral est caractérisé par une bonne sélectivité, puisqu'il exploite le spectre d'absorption du gaz CH₄ [2] qui représente une signature de celui-ci.

En effet, une modélisation adéquate des spectres mis en jeu, tout en opérant sur une bande spectrale bien choisie, a permis de faire l'étude de caractérisation du capteur, en l'occurrence, définir les caractéristiques du Fabry-Pérot, d'obtenir un étalonnage du capteur et de préciser sa portée.

D'autre part ce détecteur a l'avantage, grâce aux F.O.[3,4,5,6,7,8], d'atteindre des sites pouvant être situés à plusieurs dizaines de kilomètres, compte tenu du rapport signal sur bruit, et ce à travers des chemins difficiles d'accès, tout en restant insensible aux perturbations extérieures, telles que l'influence des champs électromagnétiques.

On a pu déceler une pression partielle de 0.3 % dans une atmosphère d'air, au sein d'une cellule de gaz de 50 cm de long, éclairée par le corps noir, le récepteur utilisé étant une photodiode au germanium.

Mots clés :

Fibre optique- Absorption infrarouge- Capteur de gaz- CH₄- Photodétecteur- Spectre - Raie

INTRODUCTION

La simulation d'un capteur à fibres optiques par absorption infrarouge est développée en utilisant la technique du codage spectral. Celle-ci est basée sur la corrélation entre les spectres d'absorption du gaz et de transmission d'un étalon de Fabry-Pérot. Cette technique s'avère plus efficace et plus sélective que la méthode d'absorption directe.

Aussi, par la sélection de la bande spectrale la plus favorable au CH₄, et à l'aide d'une modélisation adéquate des spectres mis en jeu, on arrive à bien caractériser notre capteur et à optimiser ses performances.

1. PRINCIPE DES CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES ET MONTAGE

Ce type de capteurs associe l'absorption infrarouge aux fibres optiques.

Une étude spectroscopique du gaz a[3]été nécessaire pour déterminer la bande spectrale qui coïncide avec le domaine de transparence des fibres optiques d'une part, et qui présente des raies intenses, et les plus régulièrement espacées d'autre part.

1.1. Montage.

Les deux montages correspondant à la technique du codage spectral et celle de la méthode simple (ou directe) sont illustrés respectivement par les figures 1 et 2. [7].

1.2. Principe de la détection pour le codage spectral.

Le principe de cette méthode est basé sur la notion de corrélation entre le spectre d'absorption du gaz et le spectre de transmission du Fabry-Pérot ; et ceci dans le but d'obtenir un maximum d'absorption par le gaz.

1.3. Pas idéal et notion de K équivalent.

Notre travail consiste à rechercher les caractéristiques du Fabry-Pérot qui permettent un maximum de corrélation. L'une d'entre elles est le pas du Fabry-Pérot.

On recherche le pas du Fabry-Pérot, parmi les valeurs des fréquences des cannelures du gaz, car celui-ci présente un espacement entre les raies, qui est variable. Donc, un maximum d'absorption lumineuse est obtenu, lorsque :

$$\Delta\sigma_{F,P} = \Delta\sigma_{\text{gaz}} \text{ (cm}^{-1}\text{)}.$$

Le pas du Fabry-Pérot qui correspond au pic de corrélation est appelé : *pas idéal*.

Cette recherche se fera sur plusieurs bandes spectrales sélectionnées, et chaque bande sera caractérisée par son K_{éqv} propre, qui représente, la capacité d'absorption de la bande. Donc la bande la plus favorable sera celle dont le K_{éqv} est le plus grand. Cette valeur va d'ailleurs permettre de comparer les deux méthodes de détection.

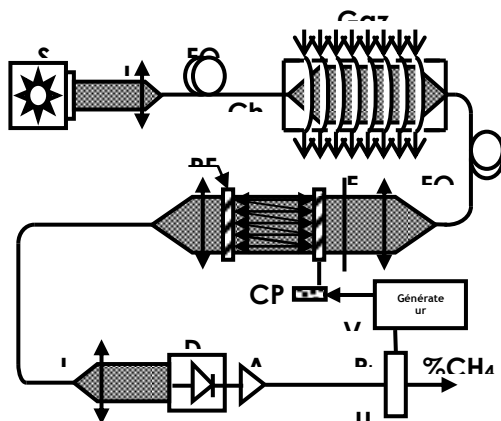


Fig. 1 Principe de fonctionnement du montage :

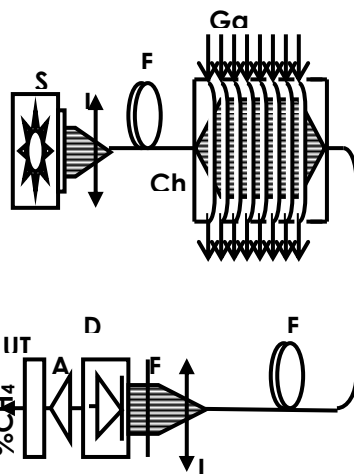


Fig. 2 Absorption directe sans réflecteur (En mode de transmission).

Ch A Chambre d'absorption.

FO Fibre optique.

S Source lumineuse.

L Lentille de collimation.

F Filtre optique.

V Tension d'alimentation de la cale piézo-électrique

D Photodétecteur.

A Préamplificateur.

UT Unité de traitement.

Y Coupleur.

CP Cale piézo-électrique

2. EXPRESSION ANALYTIQUE DES PUISSANCES.

2.1.Méthode directe.

La puissance absorbée par le gaz CH_4 est :

$$P_a^s(\lambda, \Delta\lambda, p, L_g) = Z \int_{\Delta\lambda} B(\lambda) \cdot \text{CH}_4(\lambda, p, L_g) \cdot \exp(-\alpha_F(\lambda) \cdot L_F) \cdot d\lambda \quad (1)$$

avec : $Z = \Omega_{\text{FO}} A_{\text{FO}} \xi(\lambda_C)$. et $\text{CH}_4(\lambda, p, L_g)$, représente l'expression analytique du spectre d'absorption du gaz CH_4 , avec :

$B(\lambda)$ Brillance ou luminance de la source ($\text{W/Str m}^2 \text{ nm}$).

$\Delta\lambda$ Largeur de la bande spectrale utilisée (μm).

α_F Atténuation de la fibre optique (m^{-1}).

L_F Longueur de la fibre optique (m).

Ω_{FO} Angle solide d'acceptance de la fibre optique (St).

A_{FO} Section droite du cœur de la fibre (m^2).

ξ Ensemble des pertes apparues au niveau de la chaîne de mesure.

(λ_C)

λ_C Longueur d'onde centrale de la bande spectrale considérée (μm).

On considère aussi les deux puissances reçues par le photodétecteur :

- P_{ro}^S : puissance reçue en absence de gaz dans la cellule, représentée par l'équation (1) avec $CH_4(\lambda, p, L_g)=1$.
- P_r^S : puissance reçue par le photodétecteur après que la lumière ait traversée la cellule de gaz (ou puissance transmise), d'où :

$$P_r^S = P_{ro}^S - P_a^S$$

2.2. Méthode d'absorption avec codage spectral.

La puissance absorbée dans ce cas est :

$$P_a^{CS}(\lambda, \Delta\lambda, \Delta\sigma, p, L_g) = Z \int_{\Delta\lambda} B(\lambda) \cdot CH_4(\lambda, p, L_g) FP(\lambda, \Delta\sigma) \cdot \exp(-\alpha_F(\lambda) \cdot L_F) \cdot d\lambda \quad (2)$$

avec les mêmes définitions que précédemment, et $FP(\lambda, \Delta\sigma)$: expression analytique du spectre de transmission d'un étalon de Fabry-Pérot, tel que :

$$FP(\lambda, \Delta\sigma) = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda \cdot \Delta\sigma}\right)} \quad (3)$$

avec : $\Delta\sigma$: Pas du Fabry – Pérot ou fréquence des cannelures (cm^{-1}) et

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2ne\cos i}$$

où :

e Epaisseur de la lame d'air entre les miroirs du Fabry – Pérot.

n Indice de l'air (ou du milieu) entre les deux miroirs.

i Angle d'incidence du rayon lumineux.

R représente le coefficient de réflexion en intensité des lames miroirs du F.P.

F Facteur de finesse du Fabry – Pérot, tel que :

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}$$

- La puissance reçue par le photodétecteur en absence de gaz est la même que celle de l'équation (2), mais avec $CH_4(\lambda, p, L_g)=1$.
- La puissance reçue (ou puissance transmise) par le photodétecteur après que la lumière ait traversée la cellule de gaz et le Fabry-Pérot est $P_r^{CS} = P_{ro}^{CS} - P_a^{CS}$.

2.3. Modélisation des spectres.

Pour les besoins des calculs et de simulation, on a été amené à modéliser les spectres du gaz et du Fabry-Pérot.

2.3.1 – Modélisation du gaz.

On remplace chaque raie du spectre d'absorption du gaz par un créneau (rectangle très fin), de largeur égale à la largeur à mi-hauteur de chaque raie. L'expression analytique du gaz digitalisé, s'écrit :

$$CH_4(\lambda, p, L_g) = \sum_i [1 - \exp(-K(\lambda_i) \cdot p \cdot L_g)] \Pi_{CH_4}(\lambda_i)$$

$$\text{avec : } \Pi_{CH_4}(\lambda_i) = \begin{cases} 1 & \text{si } \lambda_i \in \left[\frac{1}{\sigma_i + d\sigma_i}, \frac{1}{\sigma_i - d\sigma_i} \right] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

et : $d\sigma_i$: demi-largeur de la raie i (cm⁻¹).

σ_i : position de la raie i (cm⁻¹).

2.3.2 Modélisation du Fabry-Pérot.

Les raies du spectre de transmission du Fabry-Pérot sont remplacés par un ensemble de créneaux « fonctions portes » de largeur égale à la largeur à mi-hauteur d'une raie de Fabry-Pérot. On parle de digitalisation du spectre, d'où :

$$FP(\lambda_i, \Delta\sigma) = \Pi_{FP}(\lambda_i) = \begin{cases} 1 & \text{si } \lambda_i \in \left[\frac{1}{\sigma_i + D\sigma}, \frac{1}{\sigma_i - D\sigma} \right] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

avec :

σ_i : Position de la raie i du spectre du Fabry – Pérot (en cm⁻¹)

$\Delta\sigma_i$: Pas du Fabry-Pérot.

$D\sigma$: Largeur d'une raie de Fabry – Pérot tel que :

$$2D\sigma = 2 \frac{\Delta\sigma}{\pi} \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)$$

2.3.3. Ecriture des puissances après modélisation.

• Cas de la méthode directe.

La puissance absorbée est :

$$P_a^S(\lambda, \Delta\lambda, p, L_g) = Z \sum_i [1 - \exp(-K_i \cdot p \cdot L_g)] [B(\lambda_{moy}) \cdot 2\delta\lambda_i \cdot \exp(-\alpha_F(\lambda_{moy})) \cdot L_F] \quad (4)$$

avec $d\lambda_i$: demi-largeur de la raie i du gaz (μm) et $d\lambda_i = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma_i - d\sigma_i} - \frac{1}{\sigma_i + d\sigma_i} \right)$

• Cas du codage spectral.

La puissance absorbée devient :

$$P_a^{CS}(\lambda, \Delta\lambda, \Delta\sigma, p, L_g) = Z \sum_i \sum_j [(1 - \exp(-K_i \cdot p \cdot L_g)) B(\lambda_{moy}) \cdot \exp(-\alpha_F(\lambda_{moy})) \cdot L_F] \cdot 2 \cdot D\lambda \quad (5)$$

avec $\Delta\lambda$: largeur spectrale commune à une raie du gaz et une raie du Fabry-Pérot (en μm).

3. COMPOSANTS DE LA CHAÎNE DE MESURE.

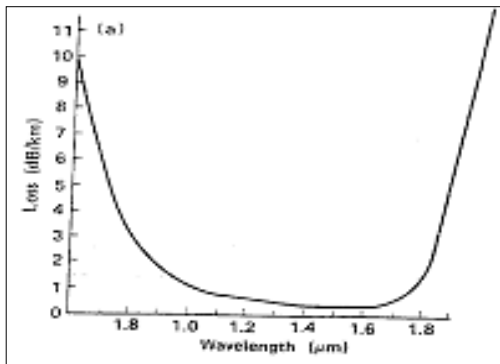
Parmi les éléments constituant la chaîne de mesure, du capteur, on compte :

- Une source de lumière : le corps noir dont la brillance est donnée par la loi de Planck : [8]

$$B(\lambda) = \frac{2c^2 h}{\lambda^5 (e^{(hc/\lambda KT)} - 1)} \quad (\text{W.Str}^{-1}.\text{m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1})$$

(6)

- Une photodiode au germanium dont la puissance de bruit est $P_n = 0.0071 \text{ nW}$.
- La fibre optique utilisée est celle de la figure 3. [9]



Sur la bande $1.63 - 1.7 \mu\text{m}$, la courbe d'atténuation est assimilée à une droite d'équation :

$$\alpha = [4.37(\lambda - 1.63) + 0.25] 10^{-3} (\text{dB/m}) \quad (7)$$

Fig. 3 : différence relative d'indice, 1.2 % ; Diamètre du cœur 80 μm ; Diamètre extérieur, 125 μm . (Réf 8).

- Les autres éléments de la chaîne sont caractérisés par les différentes pertes qu'ils engendrent sur la mesure.

Soit ξ , le coefficient de transmission du montage. Il englobe toutes les pertes, dont :

- Les pertes par transmission dues aux lentilles de collimation et aux lames miroir du Fabry-Pérot. Le matériau choisi dans ce cas est celui du dioxyde de titane, dont la transmission est $T = 0.96$. La perte comptée est $10\log T$. Pour le codage spectral il y a cinq lentilles et pour la méthode directe trois lentilles.
- La transmission du filtre choisi est $T = 0.92$.

- La perte par réflexion de Fresnel à l'entrée et à la sortie de la fibre optique, est :

$$pf = 10 \log_{10} \left[1 - \left[\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right]^2 \right]$$

sachant que :

n_1 : indice de réfraction du coeur de la fibre optique

n_2 : Indice de réfraction de l'air

Il faut considérer les quatre faces de la fibre optique :

- La perte au niveau du miroir du réflecteur. Le coefficient de réflexion choisi est $R=0.98$.
- La perte au niveau du coupleur est de -0.3 dB.
- Le coefficient de transmission du montage est calculé dans les tableaux 1 et 2.

Tableau 1 : Calcul des différentes pertes

Eléments du montage	Pertes en dB			
	<u>Absorption directe</u>		<u>Codage spectral</u>	
	Sans réflecteur	Avec réflecteur	Sans réflecteur	Avec réflecteur
Lentilles	$-0.177 \times 5 = -0.885$	$-0.177 \times 3 = -0.531$	$-0.177 \times 5 = -0.885$	$-0.177 \times 3 = -0.531$
Pertes de Fresnel	$-0.177 \times 4 = -0.708$		$-0.177 \times 4 = -0.708$	
Filtre	-0.362		-0.362	
Lames du Fabry-Pérot			$-0.177 \times 2 = -0.354$	
Miroir du réflecteur		-0.0877		-0.0877
Coefficient de couplage (Connecteur)		-0.2		-0.2
Coupleur		-0.3		-0.3
Total des Pertes (dB)	$P_1 = -1.955$	$P_2 = -2.189$	$P_1 = -2.309$	$P_2 = -2.543$

Tableau 2 : Calcul du coefficient de transmission du montage

		Absorption directe	Codage spectral
Pertes en dB	P ₁ (Sans réflecteur)	-.1955	-2.309
	P ₂ (Avec réflecteur)	-2.189	-2.543
Coefficient de transmission	ξ ₁ (Sans réflecteur)	0.6375	0.5876
	ξ ₂ (Avec réflecteur)	0.6041	0.5568

4. RESULTATS DE LA SIMULATION.

4.1 Caractéristiques du spectre d'absorption.

A partir de la figure 4, on déduit les positions des raies, les espacements entre les raies (ou fréquence des cannelures) et les coefficients de transmission $K(\lambda)$ des raies. Pour le modèle des créneaux on considère, pour une raie, que $K(\lambda)$ est constant [7,8]. Il est calculé à l'aide de l'expression :

$$K(\lambda) = -\frac{\ln(T)}{p.L}$$

avec :

T : La transmission lumineuse (nW).

P : La pression du gaz (atm).

L : Longueur du chemin optique (cm).

Mais on doit déterminer les $K(\lambda_i)$ pour le CH₄ [15,16,17] dans l'air, à partir des largeurs de raies des raies du CH₄ dans l'air. Pour cela on utilise l'expression correspondant au profil Lorentzien des raies [10,11,12,13]:

$$K_i(\sigma) = \frac{S_i \alpha}{\pi [(\sigma - \sigma_{oi})^2 + \alpha_i^2]} \quad (8)$$

où : S_i : Intensité de la raie i (en cm⁻² atm⁻¹)

α_i : demi-largeur de la raie (cm⁻¹).

σ_{oi} : centre de la raie i (cm⁻¹).

D'autre part, les largeurs des raies de la Lorentzienne pour le CH₄ sont données par VARANAZI [13,14]. Ceci va nous permettre de déduire les largeurs des raies du spectre d'absorption du CH₄ dans l'air.

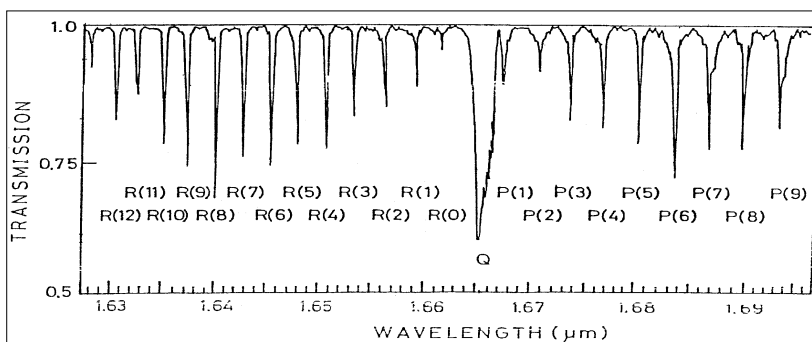


Fig. 4 Spectre d'absorption de l'harmonique $2\nu_3=5995\text{ cm}^{-1}$, du CH_4 dans la région $1.63\text{ }\mu\text{m}$ - $1.69\text{ }\mu\text{m}$. Résolution spectrale 0.3 nm . Cellule de gaz pur à 99.9% , de 50 cm de long. Pression du gaz 60 Torr s à la température ambiante [2].

4.2.Choix de la meilleure bande spectrale

Du spectre d'absorption du CH_4 on choisit la branche qui se trouve dans le domaine de transparence des fibres optiques et qui présente le plus grand nombre de raies, et les plus intenses. Cette bande située entre 1.63 et $1.69\text{ }\mu\text{m}$ sera subdivisée, en plusieurs bandes sélectionnées. Sur chacune d'entre-elles, on fera la recherche du pas idéal ($\Delta\sigma_{\text{id}}$) et on déterminera son Kéqv. $\Delta\sigma_{\text{id}}$ sera recherché parmi les fréquences des cannelures du gaz, qui varient entre une valeur minimale ($\Delta\sigma_{\text{min}}$) et une valeur maximale ($\Delta\sigma_{\text{max}}$). La bande spectrale la plus favorable du CH_4 sera celle dont le Kéqv est le plus grand.

Les résultats sont illustrés dans le tableau 3 qui donne les caractéristiques du pic de corrélation pour les différentes bandes sélectionnées.

Tableau 3 : Caractéristiques du pic de corrélation pour les différentes bandes sélectionnées.

Bande	R_4-R_{11}	R_0-R_{13}	R_2-R_{12}	P_1-P_9	P_3-P_8
Pas idéal : $\Delta\sigma\text{ (cm}^{-1}\text{)}$	10.0112	10.094	9.8624	10.0080	9.9742
Epaisseur idéale : $e\text{ (mm)}$	0.4994	0.4953	0.507	0.4996	0.5013
$K_{\text{éqv}}\text{ (atm}^{-1}\text{ cm}^{-1}\text{)}$	0.0313	0.0086	0.0094	0.0027	0.0033

Les résultats du tableau 3 sont obtenus pour les conditions suivantes :

- Une pression partielle de $25\text{ }500\text{ PPM}=0.0255\text{ atm}$ de CH_4 , soit une pression de 2.55% de CH_4 dans l'air.
- une longueur de chemin optique : $L_g=0.5\text{ m}$.
- la longueur de fibres optiques considérées est $L_F=0$.

La bande la plus intéressante est celle de R_4 - R_{11} car son K_{eqv} est le plus grand. On peut comparer encore, les bandes sélectionnées entre elles, à l'aide des graphes 5.1, 5.2, 5.3. La bande R_4 - R_{11} semble la meilleure, puisque les pics de transmission sont les plus profonds.

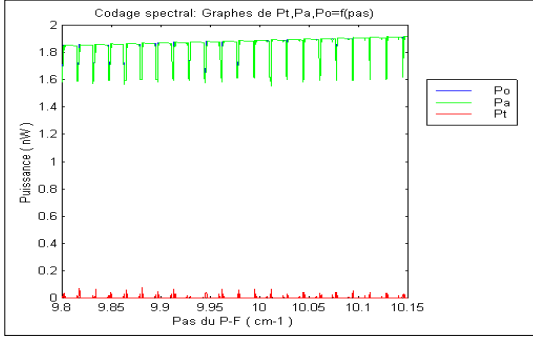


Fig. 5.1 Codage spectral - Bande R_4 - R_{11} . – Puissance initiale, absorbée et transmise en fonction du pas de F-P, avec $L_F=0$.

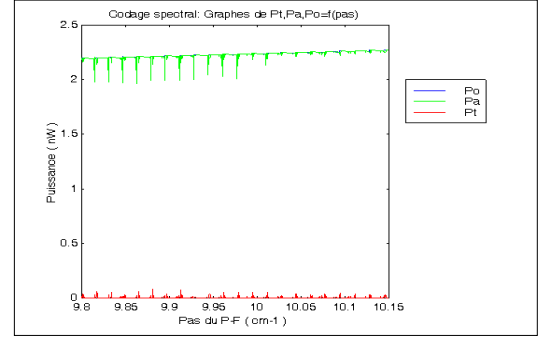


Fig. 5.2 Codage spectral - Bande R_2 - R_{12} . – Puissance initiale, absorbée et transmise en fonction du pas de F-P, avec $L_F=0$.

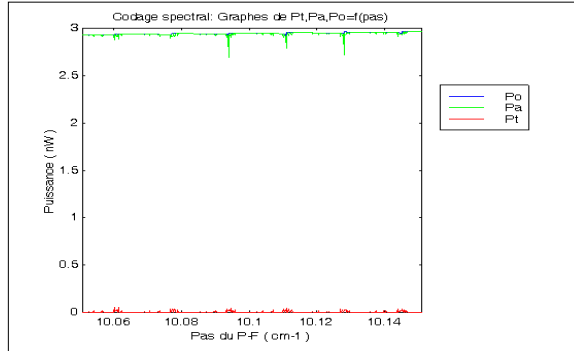


Fig. 5.3 Codage spectral - Bande R_0 - R_{13} . – Puissance initiale, absorbée et transmise en fonction du pas de F-P, avec $L_F=0$.

4.3 Longueur de fibres optiques permise ou portée de la détection.

Les calculs précédents ont été fait avec $L_F=0$. L_{Famx} sera déterminée par l'introduction dans les équations précédentes des puissances, de l'atténuation de la fibre par le terme $\exp(-\alpha_F(\lambda) \cdot L_F)$, où $\alpha_F(\lambda)$ est donnée par l'équation (7).

L_{Fmax} dépend aussi de la puissance minimale détectable P_{om} qui est liée à la puissance de bruit du photodétecteur, et au rapport signal sur bruit, S/N. On a considéré S/N=10. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.

Tableau 4 Longueurs de fibres optiques maximales pour le codage spectral, pour les différentes bandes et pour différentes valeurs de P_{om} qui correspondent aux différents photodétecteurs.

Bande Spectrale		R_4-R_{11}	R_0-R_{13}	R_2-R_{12}	P_1-P_9	P_3-P_8
$L_{Fmax}(m)$	Germanium $P_n=0.0071$	42 100	51 900	47 300	33 700	27 400
	InSb $P_n=0.00259$	56 900	67 000	62 000	41 600	36 600

4.4 Comparaison avec la méthode directe.

On calcule les coefficients d'extinction équivalents K_{eqv} aux différentes bandes sélectionnées, avec la méthode directe (simple), ainsi que les L_{Fmax} . Les résultats sont donnés dans le tableau 5. Le tableau 6 permet de comparer les résultats des deux méthodes de détection.

Tableau 5 : Longueurs de fibre optique maximales et valeurs de K_{eqv} , pour la méthode directe et pour $p_n=0.0071$ nW

Bande Spectrale	R_4-R_{11}	R_2-R_{12}	R_0-R_{13}	P_1-P_9	P_3-P_8
$L_{Fmax}(m)$	120 400	125 800	131 000	105 200	86 400
$K_{eqv} (atm^{-1} cm^{-1})$	$1.30 \cdot 10^{-3}$	$1.10 \cdot 10^{-3}$	$0.94 \cdot 10^{-3}$	$0.50 \cdot 10^{-3}$	$0.60 \cdot 10^{-3}$

Tableau 6. Comparaison des valeurs de K_{eqv} (en $atm^{-1} cm^{-1}$) pour les deux méthodes de détection et pour les cinq bandes sélectionnées.

Bande spectrale	R_4-R_{11}	R_2-R_{12}	R_0-R_{13}	P_1-P_9	P_3-P_8
Codage spectral	$31.3 \cdot 10^{-3}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	$8.6 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$
Absorption directe	$1.30 \cdot 10^{-3}$	$1.10 \cdot 10^{-3}$	$0.94 \cdot 10^{-3}$	$0.25 \cdot 10^{-3}$	$0.32 \cdot 10^{-3}$

On voit que les K_{eqv} , relatifs à la méthode du codage spectral, sont bien plus grands que ceux relatifs à la méthode d'absorption directe. Ceci signifie que le système (gaz + F.P) du codage spectral est bien plus absorbant, comparé à celui de la méthode d'absorption directe.

4.5. Les courbes d'étalonnage.

Les courbes d'étalonnage reproduisent la variation de la puissance transmise en fonction de la pression du gaz pour la bande R₄-R₁₁.

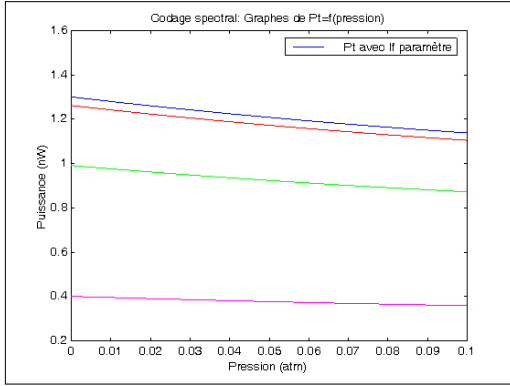


Fig. 5.6 : Courbe d'étalonnage – Puissance transmise en fonction du pas du F-P pour différentes valeurs de L_F . La pression varie entre 0 et 0.1 atm.

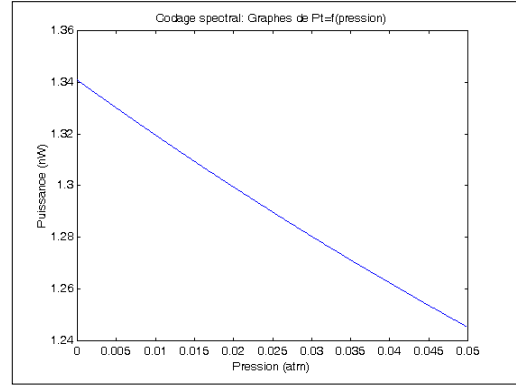


Fig. 5.7 : Courbe d'étalonnage – Puissance transmise en fonction du pas du F-P pour $L_F=0$.

On constate que pour les faibles pressions, la variation de P_t en fonction de la pression est linéaire. Mais plus L_F est grand, plus les puissances transmises sont faibles.

4.6 Modèle réel.

Avec le codage spectral, le modèle utilisé était celui des créneaux qui représentait les raies. Dans ce cas chaque raie avait un coefficient d'extinction $K(\lambda)$ qui était constant, et était égal à sa valeur maximale au centre de la raie.

Pour le modèle réel, on essaye de garder la forme réelle des raies et chacune d'entre elles est représentée par son $K(\lambda)$ qui est variable et qui est donné par le profil Lorentzien de raies (équation 8).

La modélisation du spectre dans ce cas est :

$$CH_4(\sigma) = \begin{cases} 1 - \exp(-K(\sigma, S_i, \alpha_i) \cdot p \cdot L_g) \\ 0 \text{ ailleurs} \end{cases}$$

Les résultats graphiques donnés par ce modèle sont représentés par les graphes 5.8, 5.9 et 5.10. La courbe d'étalonnage est donnée par le graphe 5.11.

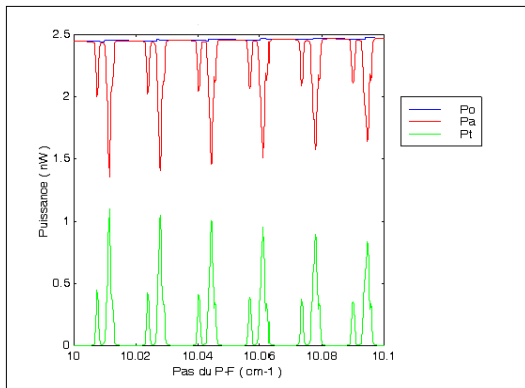


Fig. 5.8 : Modèle réel - Bande R₄-R₁₁ – Puissance transmise, initiale et absorbée en fonction du pas de F-P pour $L_F=0$

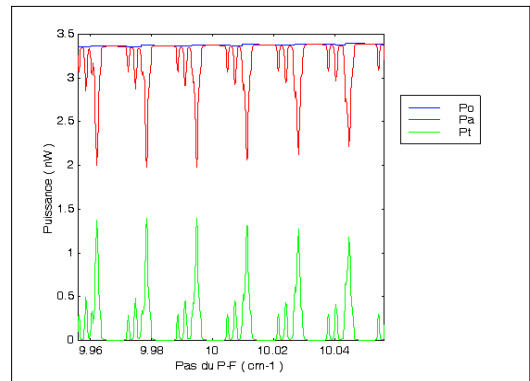


Fig. 5.9 : Modèle réel - Bande R₂-R₁₂ – Puissance transmise, initiale et absorbée en fonction du pas de F-P pour $L_F=0$

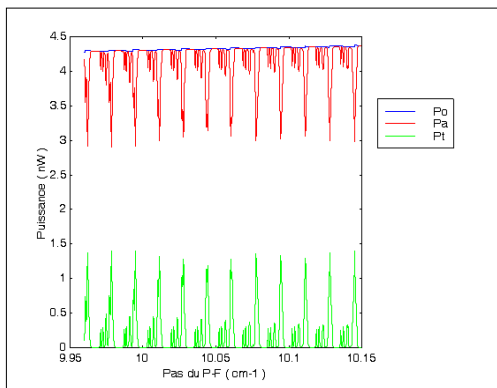


Fig. 5.10 : Modèle réel - Bande R₀-R₁₃ – Puissance transmise, initiale et absorbée en fonction du pas de F-P pour $L_F=0$

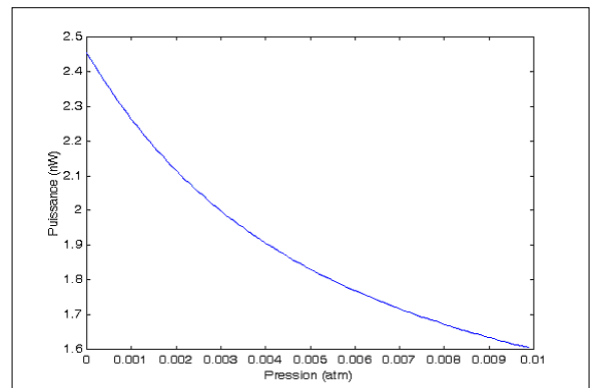


Fig. 5.11 : Modèle réel - Bande R₄-R₁₁ – Courbe d'étalonnage – Puissance transmise en fonction de la pression pour $L_F=0$.

Les caractéristiques du pic de corrélation sont données dans le tableau 11. La comparaison entre les deux modèles est effectuée dans le tableau 12.

Tableau 11 : Modèle réel : Caractéristiques du pic de corrélation

	R ₄ -R ₁₁	R ₂ -R ₁₂	R ₀ -R ₁₃
Pas idéal (cm ⁻¹)	10.0114	9.9786	9.9786
e idéal (mm)	0.4994	0.5011	0.5011
K_{eqv} (atm ⁻¹ cm ⁻¹)	0.4648	0.4183	0.3079

Tableau 12 : Comparaison du pic de corrélation, entre les deux modèles , pour la bande R₄-R₁₁

	Modèle réel	Modèle des créneaux
Pas idéal (cm ⁻¹)	10.0114	10.0112
e idéal (mm)	0.4994	0.4994
K _{éqv} (atm ⁻¹ cm ⁻¹)	0.4648	0.0313
P _{amax} (nW)	1.0979	0.0525
P _{tmin} (nW)	1.3576	1.2884
P _o (nW)	2.4555	1.3409
L _{Fmax} (m)	50 200	42 100

En conclusion :

- Les puissances mesurées avec le modèle réel sont plus grandes. Ceci est dû au recouvrement des spectres qui est plus important dans le cas du modèle réel.
- Les pas idéaux sont sensiblement égaux. La faible différence peut être due aux erreurs et incertitudes au niveau des deux modèles.
- La bande spectrale, la plus favorable du CH₄ est la même, c'est celle de R₄-R₁₁.

On peut déduire que les deux modèles se rejoignent. Donc pour arriver à détecter du méthane, parmi d'autres gaz indésirables, il faut, en utilisant la méthode du codage spectral :

- Travailler sur la bande R₄-R₁₁.
- Fixer le pas du Fabry-Pérot à 10.0112 ou 10.114 cm⁻¹.
- Fixer l'épaisseur de la lame d'air à une valeur proche de 0.5 mm.

4.7 Injection d'un gaz étranger.

Pour valider la technique du codage spectral, on a considéré un mélange de deux gaz : CH₄ + C₂H₄ ; dans une même cellule à des pressions partielles de 0.00255 et 0.005 atm respectivement. On suppose qu'il n'y a pas d'interaction entre les deux gaz. C'est pourquoi, dans une atmosphère d'air, on peut dire que la cellule du mélange est équivalente à deux cellules en série contenant chacune un gaz. Le tableau 13 donne le résultat du mélange.

Tableau 13 : Mélange $\text{CH}_4 + \text{C}_2\text{H}_4$ – Codage spectral.

Gaz	$\Delta\sigma = 10.0112 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$		
	Po(nW)	Pa(nW)	Pt(nW)
CH_4 seul	1.3409	0.0525	1.2884
$\text{CH}_4 + \text{C}_2\text{H}_4$	1.3409	0.0525	1.2884
C_2H_4 seul	1.3409	0.0000	1.3409

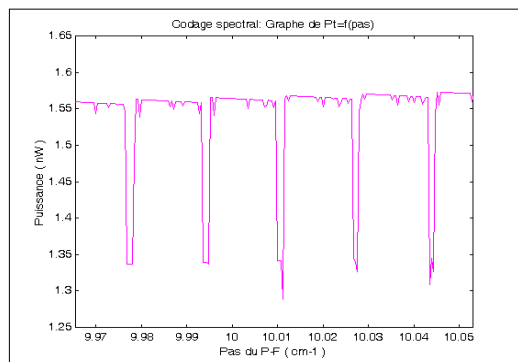


Fig. 5.14 : Codage spectral - Bande $\text{R}_4\text{-R}_{11}$, $\text{CH}_4 + \text{C}_2\text{H}_4$. Puissance transmise en fonction du pas du F-P pour

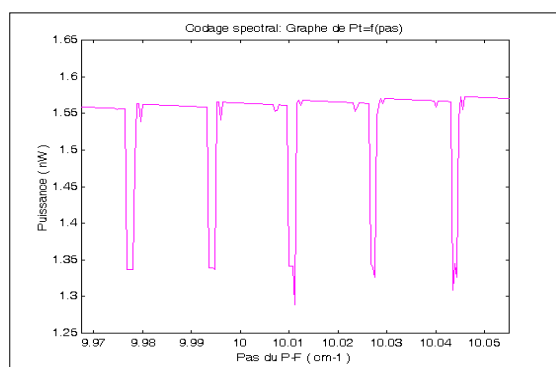


Fig. 5.15 : Codage spectral - Bande $\text{R}_4\text{-R}_{11}$, CH_4 seul. Puissance transmise en fonction du pas du

En comparant les graphes 5.14 et 5.15, on remarque sur le graphique 5.14 qu'on retrouve tous les pics caractéristiques du CH_4 seul, avec en plus des pics supplémentaires de très faible amplitude, dus à la présence de C_2H_4 .

Donc le meilleur moyen de détecter du CH_4 avec la méthode du codage spectral, est de fixer le pas du Fabry-Pérot à la valeur du pas idéal déterminé précédemment, car lorsqu'on fait varier le pas, on donne la possibilité au gaz C_2H_4 d'apparaître, même si c'est en quantité infime.

Une autre possibilité de s'assurer que le gaz détecté est bien du CH_4 , c'est de comparer les pics de transmission obtenus avec C_2H_4 seul avec ceux relatifs au spectre caractéristique, obtenu avec le CH_4 seul, et qui correspond à un ensemble de pas proches du pas idéal sur une plage $\Delta\sigma$ donnée.

Le tableau 14 donne les résultats des calculs pour la méthode directe dans le cas d'injection de gaz.

On constate que le gaz étranger se manifeste avec la méthode directe contrairement à la méthode du codage spectral. Donc les tableaux 13 et 14, ont

permis de mettre en évidence la sélectivité de la méthode du codage spectral par rapport à celle de la méthode d'absorption directe.

Tableau 14 : Mélange CH₄+C₂H₄ – Méthode d'absorption directe

Gaz	Po(nW)	Pa(nW)	Pt(nW)
CH ₄ seul	254.8685	0.4201	254.4484
CH ₄ + C ₂ H ₄	254.8685	0.4801	254.3884
C ₂ H ₄ seul	254.8685	0.0606	254.8079

CONCLUSION.

Nous avons voulu à travers cette étude, montrer les capacités du capteur à fibre optique par codage spectral.

Une étude spectroscopique, nous a permis de caractériser la molécule de CH₄, pour pouvoir choisir une bande spectrale qui d'une part, coïncide avec le domaine de transparence de la fibre et qui favorise le mieux, le CH₄, d'autre part.

Pour optimiser les performances du capteur, il fallait faire, un choix judicieux des éléments de la chaîne de mesure, donc une étude au préalable de ces éléments était nécessaire.

Après avoir déterminé, le pas idéal et les caractéristiques du Fabry-Pérot, qui doit constituer un codeur, en réalisant une corrélation optimale avec le gaz, il fallait comparer les résultats des mesures obtenus par cette méthode par rapport à ceux réalisés à l'aide de la méthode directe.

L'étude d'injection d'un gaz étranger, dans la cellule, a permis de valider la technique du codage spectral, en montrant sa sélectivité.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1 Bendamerdj Sofiane 1993 *Etude d'un capteur de CO₂ à fibre optique et principe d'opto-alimentation*. Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille.
2. H. Tai, K. Yamamoto. 1990 Remote detection of methane using a 1.66 μm . *Diode laser in combination with optical fibers*. Tokyo gas Co ltd, Tokyo Japan S. Osawa. Hitachi cable ltd, Hitachi Ibaraki Japan K. Uehara. Keio University, Yokohama, Kamagowa, Japan.
- 3 Kinpui. Chan , 1996 *Optical remote sensing of molecular species using low-loss optical fiber link in the near infrared*. Tohoku University (january, 1986).
4. Kinpui. Chan, H. Ito, H. Inaba 1983 *Absorption Measurement of $\nu_2 + 2\nu_3$ band of CH₄ at 1.33 μm using an InGaAsP light emitting diode* . *Applied optics*. vol 22- N° 23

5. K. Chan, I.Ito, H. Inaba, 1984 *An optical-fiber-based gaz sensor of remote absorption measurement of low level CH₄ Gas in the near-infrared region.* (Journal of liglithwave techolgy, vol LT-2, n°3
6. H. O. Edwards An D J. P. Dakin 1991, *Measurement of cross sensitivity to contaminant gases using a higlily selective optical-fibre remoted methane sensor based on correlation spectroscopy.*(Optoelectonics research center. University of Southhampton, UK, S095 NH, SPIE, vol 1587 chemical, biochemical and environnement fiber seniors III, 1991)
7. T. O Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G.H Sigel, JR, James H. Cole, Scoh C. Rashleigh, member IEEE, and Richard G.Pries, 1982 *Optical fibber sensor technology.* IEEE, Journal of quantum electronics, Vol QE-18, N°4
8. P. Varanazi, 1971 *Collision-broadended half-widths and shapes of methan lines.* Departement of mechanics state university of New York, strongy Brooky, N. Y. 11790, USA.
9. Tingye LI, AT and T. Bell Laboratories Craw Ford Hill Laboratory, 1985 *Optical fibber communication.*Vol. 1. fiber fabrication. Holmdel, New Jersey.
10. Darrel E. Burch, David A. Gryvnak, Richard R. Patty and Charlotte E. Barkty, 1969 *Absorption of infrared radiant energy by CO₂ and H₂O. IV Shapes of collision-Broadened CO₂ lines.*Aeronatronic division of philco-Ford Coporation, New Port Beach California 92663. Journal of the optical society of America, Vol 59, N°03
11. Darrel E. Burch, Edgar B. Singleton, and Dudley Williams 1962, *Absorption line broadening in the infrared.* Applied optics. vol 1, N°3,
12. P. Varanazi ,*Thermal infrared lines of methane broadened by nitrogen at low temperatures.* (Laboratoire for planetary atmospheres research. State University of New York at Stony Srook, Stony Srook, NY 11794, USA.
13. Walter M. EL Sasser, 1938 *Mean absorption and equivalent absorption coefficient of a band spectrum.* California institute of technology, Pasadena, California.
14. G. Ohring And J. Mariano J. Atmos. 1966 Sci. 23, 253
15. Jae H. Park, L.S. Rothman, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, D.J. Richardson and J.C. Larsen, 1981 *Atlas of absorption lines from : O to 17 900 Cm⁻¹.* NASA Reference Publication 1084 – 1981.
16. F. Uehara and H. Tai, 1992 *Remote detection of methane with a 1.66 μm diode laser.* Vol. 31, N°6/Applied optics.
- 17 Academic press handbooks series Handbook of optical constants of solids