

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF
(ALGERIE)

MEMOIRE

Présenté à l'Institut d'Optique et de Mécanique de précision

Pour l'Obtention du Diplôme de

MAGISTER

Option: Optique appliquée

Par

M^{elle} MOKHBI Wahiba

THEME

ETUDE DES PLASMONS DE SURFACE DANS UNE
FIBRE OPTIQUE ATTAQUEE CHIMIQUEMENT

Soutenu le :devant la commission d'examen:

Dr : M. BOUAFIA

M.C à l'université de Sétif

Président

Dr: N. DEMAGH

M.C à l'université de Sétif

Rapporteur

Dr: K. AYADI

M.C à l'université de Sétif

Examineur

Dr: M. KOLLI

M.C à l'université de Sétif

Examineur

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier tout d'abord Dieu le plus grand et le plus puissant qui m'a aidé à établir ce modeste travail.

Mes remerciements vont à Monsieur Nacer-Eddine Demagh, docteur au département d'optique et de mécanique de précision de l'université Ferhat Abbas de Sétif, qui m'a appuyé par leur conseil, leur compétence, leur patience et la confiance qu'il m'a accordée durant toute la période des mes études de magister et Madame Assia Demagh pour leur aide et encouragement, ainsi que les enseignements qu'il a su me prodiguer. Je tiens particulièrement à souligner sa pleine disponibilité, sa gentillesse et je lui suis reconnaissante pour les discussions fructueuses dans le domaine scientifique que nous avons pu avoir .

Je souhaite exprimer mes remerciements à Monsieur Said Meguellati, maitre de conférence à l'institut d'optique et de mécanique de précision de l'université Ferhat Abbas de Sétif, pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant le jury.

Toute ma gratitude va également à Monsieur Ayadi Khaled, maitre de conférence à l'institut d'optique et de mécanique de précision de l'université Ferhat Abbas de Sétif et à Monsieur Guessas Hocine, maitre de conférence à l'institut d'optique et de mécanique de précision de l'université Ferhat Abbas de Sétif, qui ont accepté d'évaluer et de juger ce travail.

Je tiens également à remercier les personnes qui m'ont aidé . Tout d'abord, je remercie Mr. Mani et Mr. Boudissa et l'ingénieur de laboratoire de département de physique de l'université de Ferhat Abbas de Sétif.

Je n'oublierai pas de remercier tous les enseignants et les ingénieurs et les techniciens de laboratoires qui ont assuré ma formation et tout le personnel administratif de l'IOMP.

Enfin, j'ai une pensée pour l'ensemble de mes amis ainsi que pour ma famille. Leur soutien, amitié et amour ont été des éléments essentiels à l'accomplissement de ce travail.

DEDICACE



Je dédie ce modeste travail :

Aux personnes qui me sont les plus chères dans ce monde, ma mère et mon père, pour leurs sacrifices, leurs encouragements et leurs amours. Vous avez fait de moi ce que je suis en ce moment, un grand merci

Je le dédie encore et encore

A ma mère, tu t'es tellement inquiétée pour moi que je le ressens même en étant loin de toi.

Encore une fois, Mama merci

Je le dédie aussi

A mes frères Yessin, Sabri, Mohamed, Tarek, Fethi

A mes très chères sœurs Ahlem, Ilhem, kenza.

A les femmes des mes frères Sabrina, Manel, zina et leurs enfants.

A l'homme qui loin a mes yeux mais proche a mon cœur, pour leur encouragement et leur m'écoute toujours, merci

A mes amis : Sacia, Hiba, Houria, Hamida, Nedjma.

A toute personne qui m'a connue, m'a respectée et m'a aimée.

Wahiba



Table des matières

| | |
|-----------------------------------|----|
| INTRODUCTION GENERALE..... | 01 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES | 03 |

CHAPITRE « I » : Généralités sur les fibres optiques

| | |
|--|----|
| I.1 Introduction | 04 |
| I.2 Historique des fibres optiques..... | 04 |
| I.3 Description de la fibre optique..... | 05 |
| I.4 Fabrication d'une fibre optique | 05 |
| I.4.1 Principe de la méthode MCVD..... | 05 |
| I.5 Principe de fonctionnement de la fibre optique | 08 |
| I.5.1 Bases théoriques du guidage de la lumière | 08 |
| I.5.1.1 La lumière | 08 |
| I.5.1.1.1 Propriétés fondamentales | 08 |
| I.5.2 Guidage et propagation de la lumière dans la fibre optique | 09 |
| a) Principe du guidage de la lumière dans une fibre optique | 09 |
| b) Nombre de modes | 11 |
| c) Vitesse de groupe | 11 |
| I.5.3 Conditions de propagation dans un guide..... | 12 |
| I.6 Les différents types de fibres optiques..... | 14 |
| I.6.1 Une fibre optique multimodale | 14 |
| I.6.1.1 Les fibres multimodales à saut d'indice..... | 14 |
| I.6.1.2 les fibres multimodales à gradient d'indice | 15 |
| I.6.2 Les fibres unimodales (monomodes)..... | 16 |
| I.7 L'atténuation | 17 |
| I.8 Dispersion chromatique | 19 |
| I.8.1 Effet de la dispersion chromatique | 21 |
| I.9 Les pertes dans les fibres optiques dues à la variation de l'indice de la gaine..... | 21 |
| I.9.1 Contributions aux pertes de puissance..... | 21 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES | 26 |

CHAPITRE « II » : Capteurs et plasmon de surface

| | |
|---|----|
| II.1 Introduction | 28 |
| II.2 Les ondes évanescentes | 28 |
| II.2.1 Propriété de l'onde évanescente | 29 |
| II.2.1.1 Le vecteur d'onde | 30 |
| II.3 Les plasmons et théorie de Drude | 31 |
| II.3.1 Théorie de Drude | 31 |
| II.3.2 Les plasmons de surfaces | 32 |
| a) Les plasmons de surfaces délocalisés | 32 |
| b) Plasmons de surface localisés | 33 |
| II. 4 La résonance de plasmons de surfaces | 34 |
| II.4.1 Le principe | 34 |
| II.4.2 Relation de dispersion des plasmons de surface | 35 |
| II.4.3 Relation de couplage plasmon-lumière | 38 |
| II.5 Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface | 39 |
| a) Couplage par prisme | 39 |
| b) Couplage par réseau de diffraction | 41 |
| c) Couplage par ondes optiques guidées | 42 |
| II. 6 Capteurs à résonance des plasmons de surface : principe de fonctionnement et avantages des capteurs SPR à fibre optique | 42 |
| II. 6.1 Capteurs SPR à fibre optique | 42 |
| II. 6.2 Conditions d'excitation d'un plasmon de surface dans une fibre | 44 |
| II.7 Etude des capteurs SPR à base de fibre optique | 46 |
| II.7.1 Formulation matricielle du calcul de la réflectance dans un milieu multicouche | 46 |
| II.7.2 Modélisation du capteur SPR a fibre optique | 47 |
| II.7.3 La puissance transmise au travers la fibre | 47 |
| II.7.4 Caractéristiques optiques des différents milieux considérés | 50 |
| II.8 Sensibilité, Limite de détection et gamme de fonctionnement | 53 |
| a) La sensibilité S du capteur | 53 |
| b) La limite de détection ou résolution | 53 |
| c) La gamme de fonctionnement du capteur | 53 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES | 54 |

CHAPITRE « III » : Réalisation d'un capteur SPR à fibre optique

| | |
|---|----|
| III.1 Introduction | 57 |
| III.2 la réalisation du capteur a fibre optique | 57 |
| III.2.1 Dégainage | 58 |
| III.2.2 L'amincissement | 58 |
| III.2.2.1 Préparation de l'acide fluorhydrique | 58 |
| III.2.2.2 Montage expérimental | 59 |
| III.2.2.3 Discussions des courbes obtenues pour la fibre optique de diamètre (9/125) μm | 64 |
| III.2.2.4 Vérification du dégâinage optique (cœur/gaine modifiée) | 66 |
| III.2.2.5 Discussions des courbes obtenues pour la fibre optique de diamètre (10/125) μm | 71 |
| III.2.2.6 Discussions des courbes obtenues pour la fibre optique de diamètre (50/125) μm | 75 |
| III.2.3 Métallisation (le dépôt de la couche métallique) | 76 |
| III.2.3.1 Cas de l'argent | 76 |
| III.2.3.2 Cas de l'or | 78 |
| III.2.3.2.1 L'évaporation thermique sous vide | 78 |
| III.3 Mesures expérimentaux | 79 |
| III.3.1 Discussions des courbes | 81 |
| III.3.2 Conclusion | 82 |
| CONCLUSION GENERALE | 83 |

INTRODUCTION GENERALE

L'évolution très rapide des technologies engendre des contributions importantes dans divers domaines de compétences tels qu'en chimie, biochimie, biologie, environnement, matériaux, mécanique, médecine, physique et autres. Le développement d'instruments très avancés est devenu un enjeu majeur pour répondre aux besoins et aux exigences qui sont de plus en plus difficiles : une meilleure maîtrise du temps, une réponse extrêmement rapide, des composantes miniatures, une surveillance dans des milieux difficiles d'accès, une analyse et exécution en temps réel etc.

Il existe aujourd'hui différents types de capteurs fondés sur des principes de détection très variés. Il y a une vingtaine d'années, les premiers capteurs à résonance de plasmons de surface encore connus sous les initiales SPR pour Surface Plasmon Resonance.

Les premières études de détection réalisées par résonance plasmons de surface datent des années 1980 avec en particulier les travaux de C. Nylander et B. Liedberg. Ces derniers ont exploité pour la première fois la configuration dite de Kretschmann-Raether pour la détection de gaz et de biomolécules. Depuis, les capteurs SPR n'ont cessé de connaître un développement croissant grâce à leurs nombreux avantages. Citons par exemple, la capacité de mesure en temps réel des interactions moléculaires spécifiques avec une grande précision, la rapidité importante de la mesure sans l'utilisation de marqueurs. Dès les premières études et les premières utilisations, les systèmes SPR ont été réalisés, avec des « coupleurs » massifs, notamment utilisant des systèmes à base de prisme, systèmes proposés dès les années 70 par A. Otto et E. Kretschmann . Les capteurs optiques SPR sont aujourd'hui bien identifiés parmi les autres types de transducteurs. Ils sont commercialisés par plusieurs firmes internationales. Ils sont unanimement considérés comme des systèmes très sensibles, mais complexes et très coûteux.

Actuellement, les capteurs à fibre optique basés sur la résonance des plasmons de surface ont prouvé leur capacité de mesure aussi bien en laboratoire de recherche que lors de tests de détection de différentes espèces chimiques et biochimiques industrielles. Néanmoins, pour espérer obtenir un capteur SPR à fibre optique performant et compétitif, il est aujourd'hui nécessaire d'améliorer sa sensibilité et sa limite de détection. Ces deux caractéristiques de performance dépendent principalement des configurations géométriques du capteur ainsi que de certains paramètres physiques tels que

la nature des traitements de surface, les constantes diélectriques des matériaux mis en jeu, de la rugosité de la couche métallique... D'une manière générale, nous pouvons dire que le problème se résume à trouver la géométrie idéale ainsi que les paramètres clés ayant l'influence sur la réponse du capteur.

Pour palier à cet état de fait, et d'une certaine manière optimiser ces capteurs, des recherches sont en cours dans plusieurs laboratoires de par le monde, autant universitaires qu'industrielles.

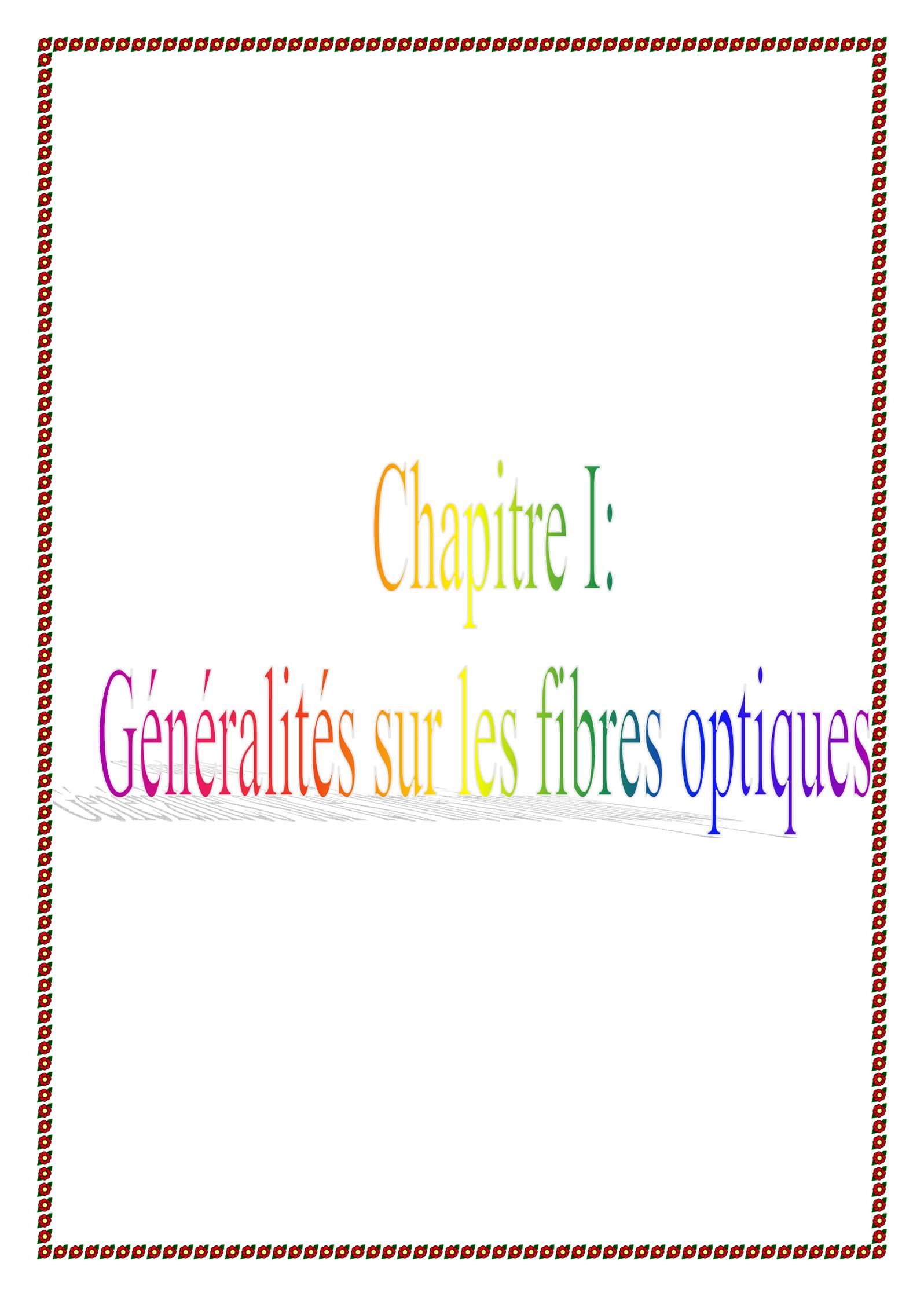
L'association fibre/SPR constitue le sujet de notre travail, à savoir les capteurs à fibre optique fondés sur la résonance de plasmons de surface. L'étude de ces dispositifs est particulièrement intéressante car elle permet de concilier à la fois l'aspect pratique de la réalisation des systèmes et l'aspect de recherche fondamentale au niveau de la compréhension du principe.

L'organisation de ce mémoire est la suivante :

Le chapitre I présente des généralités sur les fibres optiques dont la structure de la fibre optique, le principe de fonctionnement, les différents types de la fibre optique et les pertes dans la fibre optique.

Dans le chapitre II, on traite l'approche théorique des plasmons de surface, le principe de fonctionnement d'un capteur SPR à fibre optique, la sensibilité, la limite de détection et la gamme de fonctionnement.

Le chapitre III est consacré à l'étude expérimentale de la réalisation d'un capteur SPR à fibre optique. Les étapes de réalisation sont décrites une à une. On citera l'enlèvement de la gaine optique (en silice) par attaque acide, la métallisation « or » par évaporation thermique sous vide. Les essais de fonctionnement sont aussi traités. Nous concluons notre travail par des perspectives à donner à cette étude.



Chapitre I:

Généralités sur les fibres optiques

I.1 Introduction :

La fibre optique occupe de plus en plus de place dans les systèmes de communications optiques. En plus de son rôle de guidage, elle est à la base de la réalisation de plusieurs composants optiques comme les filtres, les réseaux de Bragg, les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium, les coupleurs, les capteurs à plasmons de surfaces [1].

I.2 Historique des fibres optiques :

En 1854, le physicien irlandais Tyndall a fait une première démonstration scientifique de ce phénomène dont l'expérience consistait à guider la lumière du soleil dans un jet d'eau. Et en 1950, La première application fructueuse de la fibre optique a eut lieu avec le fibroscope flexible, permettant de transmettre une image le long d'une fibre de verre. Il fut particulièrement utilisé en endoscopie pour observer le corps humain. Cependant, la mauvaise qualité des fibres ne permettait pas de transmettre la lumière sur une longue distance.

A partir de 1970 les télécommunications par fibre optique ne furent possible qu'après l'invention du laser et les fibres commencèrent à remplacer les fils de cuivre jusque là utilisés, grâce à la fabrication par trois scientifiques de la société Corning Glass Works de la première fibre avec des pertes acceptables (20 dB/km). Cette fibre était en mesure de transporter 65 000 fois plus d'information que le simple fil de cuivre traditionnel. L'avantage des fibres optiques sur les fils de cuivre est énorme. Tout d'abord, les fibres permettent de transporter une grande quantité d'information en même temps, grâce à une grande largeur de bande. De plus, le signal est beaucoup moins atténué (~100 fois moins), ce qui permet de limiter le nombre de répéteurs.

Et depuis les années 1980, la structure de ces fibres est très simple : un cylindre en silice dont le cœur est dopé avec un oxyde de germanium. Les dimensions d'une fibre sont comparables à celles d'un cheveu.

Enfin, les fibres optiques ne demandent pas d'entretien particulier et ont une très bonne durabilité chimique, alors que les fils de cuivre se dégradent vite à cause de la corrosion. Aujourd'hui, 80% des communications à longue distance se font par le réseau de fibres optiques [2].

I.3 Description de la fibre optique :

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique, en forme d'un cylindre plein de section circulaire de très petit diamètre a , constitué par un matériau transparent comme le verre ou le quartz d'indice de réfraction n_1 , c'est la couche cœur et elle est entourée par une couche d'indice $n_2 < n_1$ et de diamètre $b > a$ c'est la gaine (figure 1.a). La fibre peut être aussi encapsulée par une troisième couche, généralement d'un matériau élastique, qui protège la fibre (figure 1.b) [3].

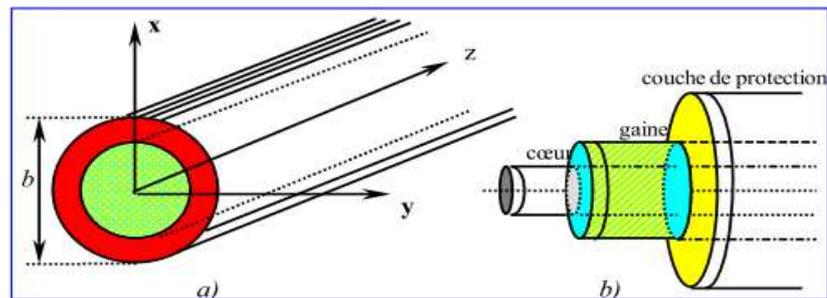


Figure 1 : Structure d'une fibre optique.

I. 4 Fabrication d'une fibre optique :

Les fibres qui ont été employées durant cette thèse ont été synthétisées par la méthode standard MCVD. C'est pourquoi seule cette technique de fabrication sera présentée en détail. La fabrication d'une fibre se fait ainsi en trois étapes : dépôt, rétreint sur tour de verrier puis étirage sur tour de fibrage.

I. 4.1 Principe de la méthode MCVD :

La méthode MCVD, développé en 1974 au sein des laboratoires AT&Bell provient de l'adaptation à la fabrication de fibres optiques de la méthode CVD initialement employée dans l'industrie des semi-conducteurs II.4. Ce procédé est basé sur l'oxydation à très haute température (autour de 1600°C) des différents constituants de la fibre (Si, Ge, P, B....) à l'intérieur d'un tube de silice en rotation chauffé par un chalumeau en translation le long de l'axe du tube.

Une vue schématique d'un bâti MCVD est présentée sur la Figure 2:

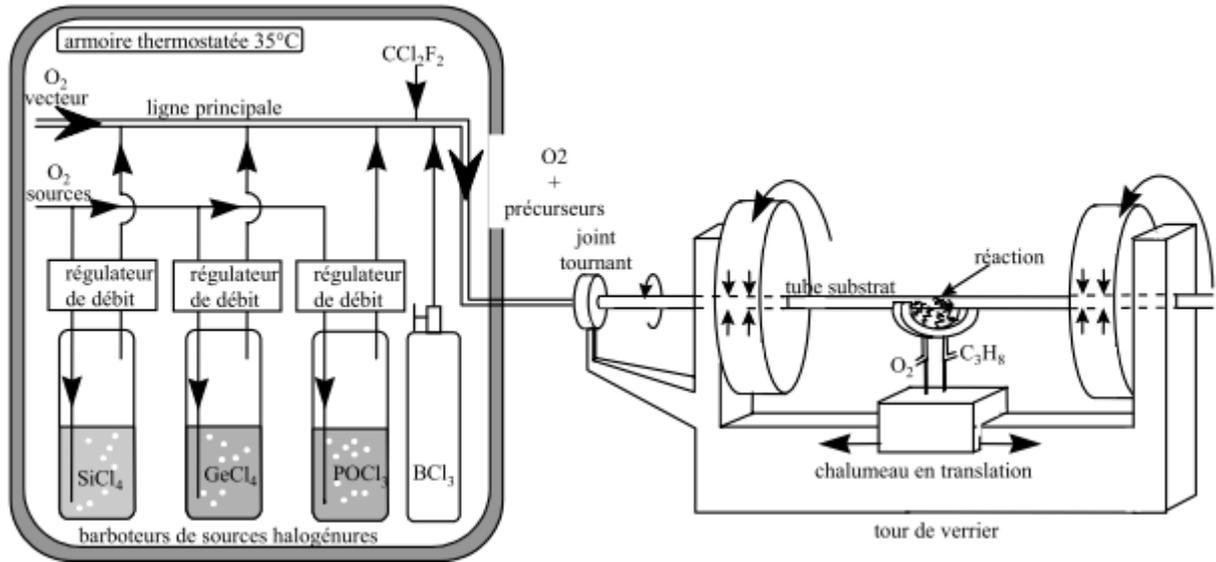
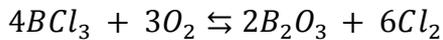
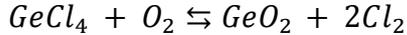
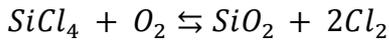


Figure 2 : Schéma de principe d'un bâti M.C.V.D.

Les réactifs, sous forme de vapeurs d'halogénures, sont entraînés dans un flux d'oxygène dans le tube en rotation et sont oxydés à haute température selon les réactions suivantes



La zone dans laquelle s'effectuent ces oxydations se situe en amont du chalumeau, la distance entre les deux étant déterminée par le débit d' O_2 (qui doit néanmoins rester laminaire afin que la vitesse des gaz sur les parois du tube soit nulle). Les molécules synthétisées lors de ces réactions forment sous l'effet de la coagulation brownienne des particules dont la taille peut croître jusqu'à $0,2 \mu\text{m}$ (là encore, la taille finale dépend des conditions de température et de débit des gaz). Ces particules sont soumises simultanément à la poussée axiale du flux gazeux et à la force de thermophorèse s'exerçant selon le gradient de température entre la zone de réaction et les parois du tube, plus froides. Elles se déposent alors sur les parois internes du tube où la vitesse d'écoulement des gaz est nulle et peuvent être dopées de manière variable selon le profil d'indice de réfraction désiré.

En poursuivant sa translation, ce dépôt subit une élévation de température qui diminue sa viscosité. Il s'ensuit un écoulement visqueux qui tend à réduire le volume des pores et à densifier le matériau. L'ensemble du dispositif permet ainsi de

réaliser une couche d'épaisseur régulière sur toute la longueur du tube. Une fois le dépôt de cette couche terminé, le chalumeau revient rapidement à l'extrémité avant du tube et une nouvelle couche, de composition différente, peut à nouveau être déposée. Quand le dépôt des couches successives nécessaires est achevé, typiquement entre 30 et 100 μm , intervient les phénomènes de rétreint [2]. Cette opération consiste à chauffer la surface du tube, par sections longitudinales jusqu'à 2000°C ce qui permet, sous l'action des tensions superficielles, de réduire son diamètre jusqu'à se refermer complètement pour ne former qu'une tige, appelée préforme. Aucun autre facteur environnant n'a d'influence sur le déroulement du processus du fait de l'isolement des gaz à l'intérieur du tube. On obtient ainsi un barreau parfaitement transparent ayant une structure géométrique semblable à un facteur homothétique près, à celle de la fibre optique désirée. Il reste alors après sa caractérisation, à effiler cette préforme au moyen d'une tour de fibrage :

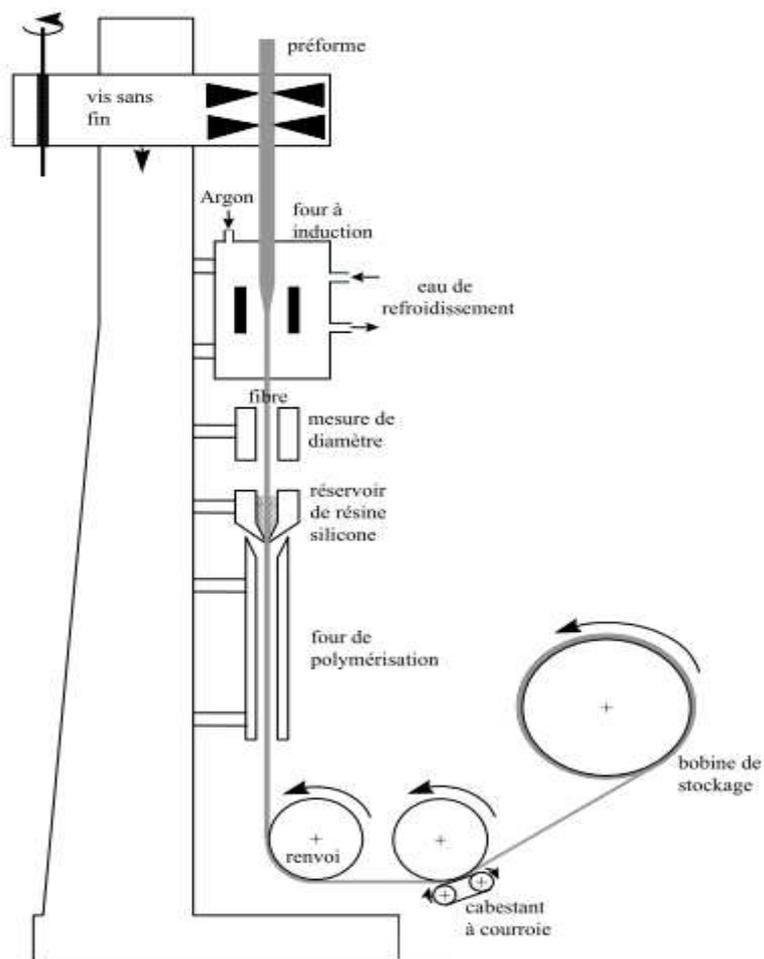


Figure 3 : Schéma d'une tour de fibrage.

Sous l'effet de la chaleur et de la pesanteur, la préforme se ramollit et forme une goutte qui progresse vers le bas de la tour et qui permet d'amorcer le fibrage. La fibre est immédiatement gainée, c'est à dire enduite d'une résine polymère. Le diamètre de la fibre peut être continûment ajusté, à partir de la vitesse des tambours, ce qui permet d'obtenir des fibres dont les caractéristiques géométriques sont différentes à partir d'une même préforme. Cette étape détermine l'uniformité du diamètre extérieur de la fibre ainsi que sa résistance mécanique [4].

I.5 Principe de fonctionnement de la fibre optique :

I.5.1 Bases théoriques du guidage de la lumière :

I.5.1.1 la lumière :

I.5.1.1.1 Propriétés fondamentales :

La lumière se propage en ligne droite dans les milieux diélectriques à une vitesse donnée. Cette vitesse, caractéristique du milieu traversé, détermine l'indice de réfraction $n(\lambda)$ à une longueur d'onde λ donnée. On définit cet indice par la relation :

$$n(\lambda) = \frac{c}{v} \quad (\text{I.1})$$

c : Vitesse de la lumière dans le vide.

v : Vitesse de la lumière dans le milieu.

Le concept le plus important à considérer dans le guidage de la lumière, est la réfraction et la réflexion de la lumière à l'interface de deux milieux diélectriques d'indice de réfraction n_1 et n_2 .

On considère un milieu 1 d'indice n_1 , et un milieu 2 d'indice n_2 (figure 4). Le faisceau incident subit à la fois une réflexion et une réfraction à l'interface n_1/n_2 . Les angles du faisceau réfléchi et du faisceau transmis sont fonction de l'angle d'incidence i_1 et du rapport des indices des deux milieux n_1/n_2 .

L'angle du faisceau réfléchi est égal à l'angle du faisceau incident. L'angle du faisceau transmis suit la loi de Snell-Descartes qui est donnée par la relation :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (\text{I.2})$$

Dans le cas où $n_1 > n_2$, l'augmentation de l'angle i_1 fait croître i_2 jusqu'à une valeur limite telle que $i_2 = \pi/2$. A ce point, le faisceau incident est totalement réfléchi. L'angle critique $i_1 = i_c$ pour lequel la réflexion est totale se déduit de la relation [5]:

$$i_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (I.3)$$

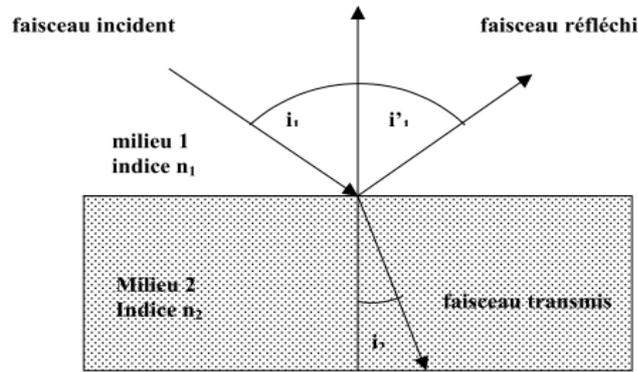


Figure 4 : Transmission et réflexion d'un faisceau lumineux.

I.5.2 Guidage et propagation de la lumière dans la fibre optique :

a) Principe du guidage de la lumière dans une fibre optique :

Une fibre optique conduit la lumière par réflexion entre son cœur et sa gaine. Le cœur et la gaine se caractérisent par leur indice de réfraction différent, figure 5. Cependant, il existe des fibres pour lesquelles cette différence ne s'exprime pas sous la forme d'un saut d'indice mais d'un gradient d'indice, elles ne seront pas utilisées dans cette étude. On distingue deux grandes familles de fibre optique : monomode et multimode.

Il existe deux théories pour expliquer le guidage de la lumière dans une fibre optique : l'approche géométrique ou optique des rayons, valable pour des cœurs de dimensions beaucoup plus grandes que la longueur d'onde et l'approche ondulatoire qui utilise les équations de Maxwell avec les conditions aux limites. Cette deuxième théorie ainsi que la source lumineuse qui sera utilisés dans cette étude, autorise l'utilisation de l'approche géométrique. Il est à noter que pour des diamètres beaucoup plus grands que la longueur d'onde, les deux théories se rejoignent.

Pour qu'un rayon lumineux soit guidé le long de la fibre il doit se réfléchir totalement sur la surface de séparation du cœur et de la gaine. Il y a réflexion totale si :

- La lumière passe d'un milieu (d'indice de réfraction n_g) (figure 5),
- L'angle d'incidence est supérieur à un angle limite i_l définie par la relation :

$$i_l = \arcsin \left[\frac{n_g}{n_c} \right] \quad (\text{I.4})$$

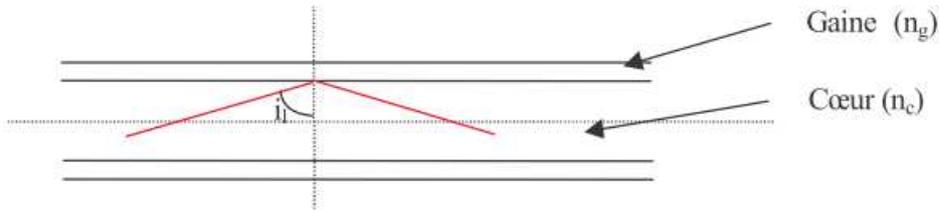


Figure 5 : Guidage de la lumière dans une fibre optique.

Si l'angle d'incidence est inférieur à cet angle limite, il est alors réfracté selon la loi de Descartes :

$$n_c \sin i_1 = n_g \sin i_2 \quad (\text{I.5})$$

(Avec i_2 angle de réfraction par rapport à la normale).

Cependant, une partie de l'énergie du rayon lumineux est réfléchi. La théorie ondulatoire permet, en développant les équations de Maxwell, d'obtenir les expressions des coefficients de réflexion à l'interface entre deux milieux.

Le champ électromagnétique de l'onde incidente admet deux composantes. La première est la composante S, avec le champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence. La deuxième est la composante P, avec le champ électrique parallèle au plan d'incidence. Ces deux types de polarisation admettent des coefficients de réflexion différents, elles seront donc étudiées de manière indépendante lors du calcul de l'énergie réfléchi à l'interface cœur / gaine. Le coefficient de réflexion correspond au rapport des flux d'énergies le long de la normale à l'interface. Il s'exprime de la façon suivante :

$$R = \left| \frac{E_i}{E_r} \right|^2 \quad (\text{I.6})$$

Où E_i et E_r sont les amplitudes des champs électroniques, respectivement de l'onde incidente et de l'onde réfléchi. Les formules de Fresnel donnent, pour les polarisations P et S, l'expression du rapport r en fonction des angles de réflexion (i_1), de réfraction (i_2) et des indices des deux milieux (n_1 et n_2) [6] :

$$r_s = \frac{n_1 \cdot \cos(i_1) - n_2 \cdot \cos(i_2)}{n_1 \cdot \cos(i_1) + n_2 \cdot \cos(i_2)} \quad (\text{I.7})$$

$$r_p = \frac{n_1 \cdot \cos(i_2) - n_2 \cdot \cos(i_1)}{n_1 \cdot \cos(i_2) + n_2 \cdot \cos(i_1)} \quad (\text{I.8})$$

r_s, r_p : c'est les coefficients de réflexion de fresnel perpenduculaire et parallèle respectivement.

b) Nombre de modes :

On montre que le nombre de modes maximum qui peut exister dans une fibre optique est donné par la relation :

$$N_{max} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \cdot \frac{1}{\pi/2} = \frac{4a}{\lambda} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \quad (\text{I.9})$$

Où $2a$ est la largeur du cœur de la fibre optique.

Ce nombre est directement proportionnel à l'ouverture numérique et à la largeur du cœur.

c) Vitesse de groupe :

On appelle vitesse de groupe la vitesse à laquelle l'énergie lumineuse se propage le long du guide d'onde (le cœur de la fibre optique) (Figure 8).

Elle est donnée par la relation (Figure 9).

$$V_g = v \cos \theta = c/n_1 \cos \theta \quad (\text{I.10})$$

V_g : La vitesse de groupe.

Pour un mode N donné, on a :

$$V_{gN} = c/n_1 \cos \theta_N \quad (\text{I.11})$$

V_{gN} : La vitesse de groupe du mode N [7].

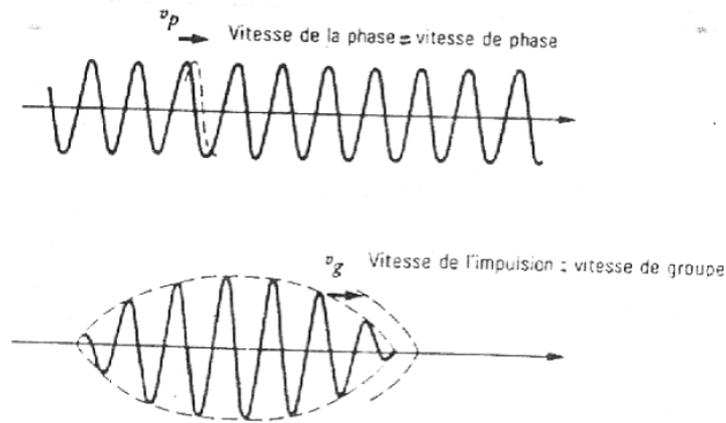


Figure I.8 : Vitesse de phase et vitesse de groupe.

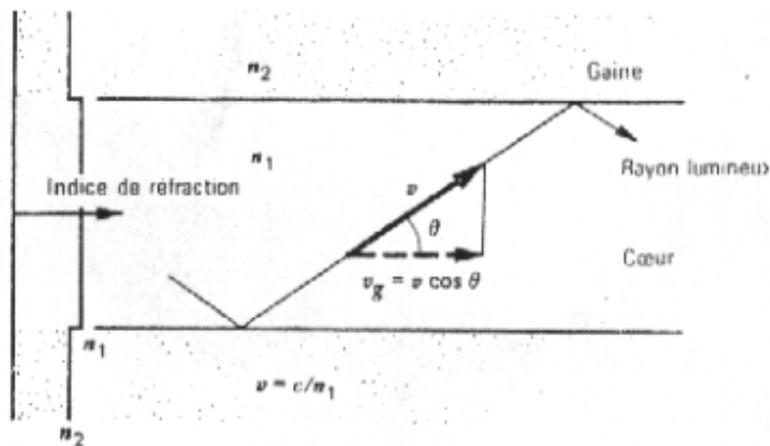


Figure I.9 : Vitesse de groupe dans un guide d'onde à saut d'indice.

On observe ainsi que pour différentes vitesses de groupe de mode correspondront des temps de propagation différents ainsi que des angles d'incidence différents. Ceci est une caractéristique des fibres dites multi-modes. Il se trouve que dans la fibre à saut d'indice, chaque mode a une vitesse de propagation qui lui est propre et il peut y exister un grand nombre de modes, comme nous l'avons montré plus haut [7].

I.5.3 Conditions de propagation dans un guide :

On considère un rayon lumineux se propageant dans l'air, faisant un angle θ' avec l'axe du guide, pénétrant dans le cœur d'indice n_1 (figure10).d'après la loi de Snell-Descartes, on peut écrire :

$$\frac{\sin \theta'}{\sin \theta} = n_1 \tag{I.12}$$

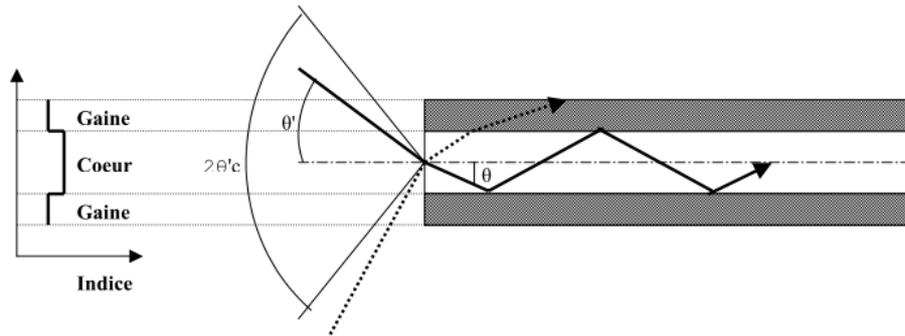


Figure I.10 : Transmission d'un rayon lumineux à travers un guide d'onde et définition de l'ouverture numérique.

Pour un rayon d'incidence supérieure à θ_c (angle critique) la réflexion dans le cœur n'est pas totale. Après réflexions successives une partie de l'énergie est perdue, et le guidage est finalement interrompu.

Ceci entraîne l'existence d'un cône d'acceptance à l'entrée tel que :

- Tout rayon incident situé dans le cône va se propager par réflexions totales : on a faire aux rayons guidés.
- Tout rayon en dehors du cône va se réfracter à l'interface et sera perdu dans la gaine.

Ces rayons ne sont pas guidés et occasionnent des pertes par propagation.

On définit ainsi l'angle d'acceptance par $2 \theta'_c$ qui est égal à :

$$2 \theta'_c = 2 \sin^{-1}(n_1 \sin \theta_c) \tag{I.13}$$

Une autre grandeur importante est l'ouverture numérique notée O.N. elle est égale à :

$$O.N = \sin \theta'_c = \sin \theta_c = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \tag{I.14}$$

O.N : l'ouverture numérique de la fibre optique

Dans le cas des fibres optiques, l'ouverture numérique est proportionnelle à la puissance totale que l'on peut injecter dans la fibre. Pour une source lumineuse homogène et isotrope d'intensité I on a la relation suivante :

$$P = (\pi d O.N.)^2 I \tag{I.15}$$

I : L'intensité de la lumière de la source.

P : La puissance transmise par la fibre optique.

d : Diamètre du cœur.

On remarque que la puissance P est également proportionnelle au diamètre d du cœur de la structure guidant.

En utilisant le concept de mode, les faisceaux lumineux peuvent être assimilés à des ondes électromagnétiques. Une étude rigoureuse de la propagation guidée consiste à trouver les solutions des équations de Maxwell satisfaisant aux conditions aux limites du problème. Par contre une étude basée sur la théorie d'optique géométrique permet une analyse simple de la propagation guidée de la lumière [5].

I.6 Les différents types de fibres optiques :

Nous pouvons distinguer trois types de fibres optiques en silice conventionnelles : les fibres multimodales à saut d'indice, les fibres multimodales à gradient d'indice et les fibres unimodales [8].

I.6.1 Une fibre optique multimodale :

A un diamètre de cœur grand devant la longueur d'onde considérée. Typiquement, il varie de 50 à 200 μm , il existe deux types [8]:

I.6.1.1 Les fibres multimodales à saut d'indice :

Le type le plus simple de fibre multimode est la fibre optique à saut d'indice, directement issu des applications optiques. Dans cette structure, le cœur, d'indice de réfraction n_1 , est entouré d'une gaine optique d'indice n_2 légèrement inférieur. Ces indices sont voisins de 1,5 pour les fibres de silice. Cette gaine, qui joue un rôle actif dans le guidage, est elle-même entourée d'un revêtement de protection [9].

Le cœur est homogène et la transition entre le cœur d'indice n_1 et la gaine optique d'indice n_2 est abrupte (Figure I.10) [8].

Dans les fibres à saut d'indice, La propagation de la lumière se fait par réflexion totale sur l'interface cœur/gaine. Cependant, de par le grand diamètre du cœur, la fibre admet plusieurs rayons qui se propagent par des chemins différents.

Supposons une impulsion brève émise à l'entrée de la fibre. Tous les rayons lumineux ne parcourant pas la même distance, en sortie de la fibre, la largeur de l'impulsion sera plus importante. Ce phénomène limite la bande passante de la fibre et donc la distance franchissable [10].

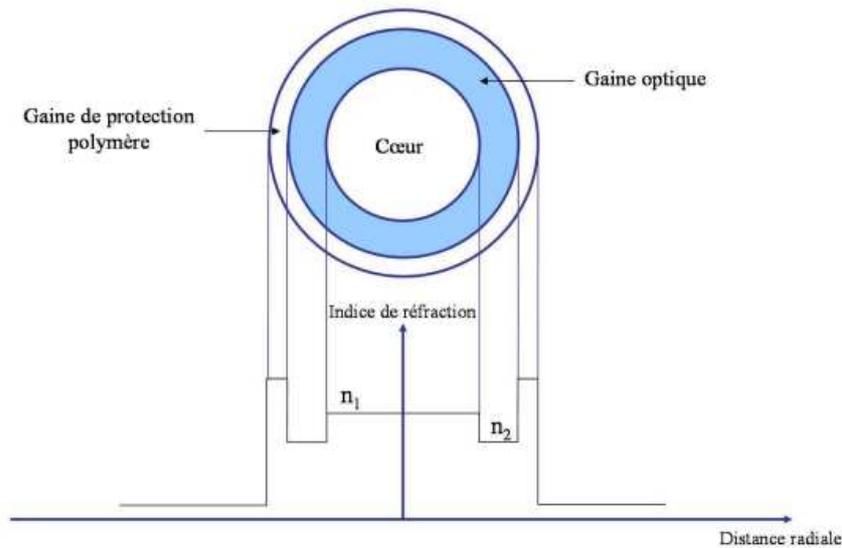


Figure I.11 : Schéma d'une fibre multimodale à saut d'indice.

I.6.1.2 Les fibres multimodales à gradient d'indice :

La transition entre le cœur et la gaine est progressive. (Figure I.12) [8]. Les fibres à gradient d'indice ont été spécialement conçues pour les télécommunications, afin de minimiser cet effet de dispersion intermodale sans trop réduire l'ouverture numérique, donc la puissance couplée. L'indice de leur cœur diminue suivant une loi d'allure parabolique depuis l'axe jusqu'à l'interface cœur-gaine. De la sorte, les rayons suivent une trajectoire d'allure sinusoïdale, et ceux ayant le trajet le plus long passent par des milieux d'indice plus faible, ce qui augmente leur vitesse et permet par des milieux d'indice plus faible, ce qui augmente leur vitesse et permet d'égaliser approximativement les temps de propagation [9].

Un compromis a été trouvé avec les fibres à gradient d'indice, dans lesquelles l'indice du cœur décroît de façon continue (depuis son centre jusqu'à l'interface cœur/gaine) suivant une loi parabolique. Cette technique permet d'égaliser les temps de propagation des rayons ayant des trajets différents, ce qui permet d'augmenter la bande passante [10].

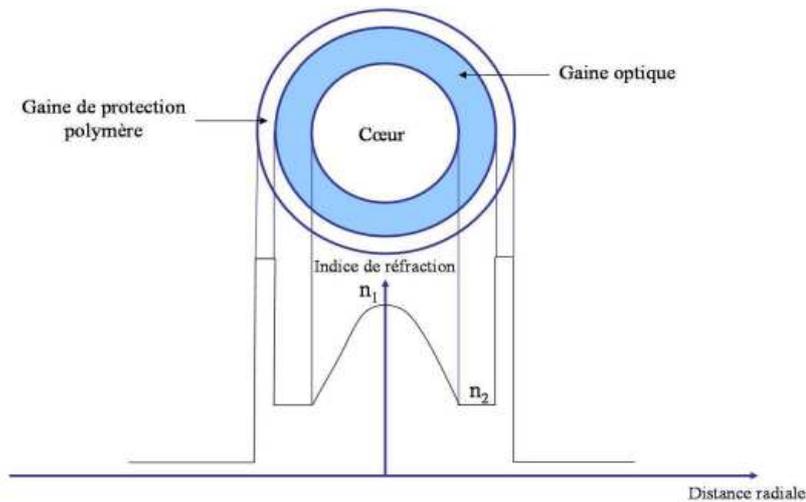


Figure I.12 : Schéma d'une fibre multimodale à gradient d'indice.

I.6.2 Les fibres unimodales (monomodes) :

C'est-à-dire supportant la propagation d'un seul mode à la longueur d'onde considérée, ont un diamètre de cœur relativement faible, inférieur à $10 \mu\text{m}$. Le chemin de la lumière est considéré comme quasiment direct, ne subissant que très peu de réflexions internes (Figure I.13) [5].

En réduisant le diamètre du cœur, pour une longueur d'onde donnée, la fibre n'admet plus qu'un seul rayon lumineux. La fibre est dite alors monomode. La bande passante de la fibre devient très importante (de l'ordre de 20 GHz pour une fibre de 1 km). Cependant, si la fibre monomode permet de franchir de grandes distances, le couplage optique est faible et nécessite l'utilisation d'une source lumineuse puissante, comme une diode laser [10].

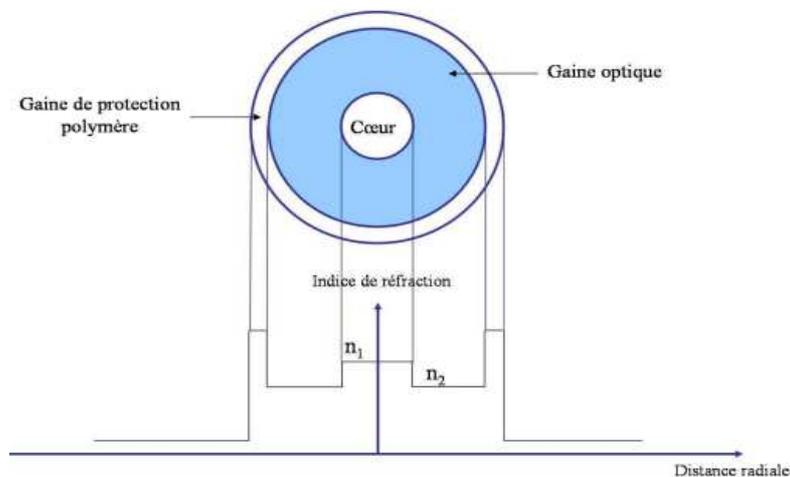


Figure I.13 : Schéma d'une fibre monomode.

I.7 L'atténuation:

L'atténuation c'est une partie du signal, sous forme de lumière, perdue. Ce signal qui se propage dans la fibre optique à une puissance qui s'affaiblit exponentiellement en fonction de la distance de propagation

$$P_s(z) = P_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad (\text{I.16})$$

α (Neper/m) : coefficient d'atténuation et elle s'exprime par (dB/km).

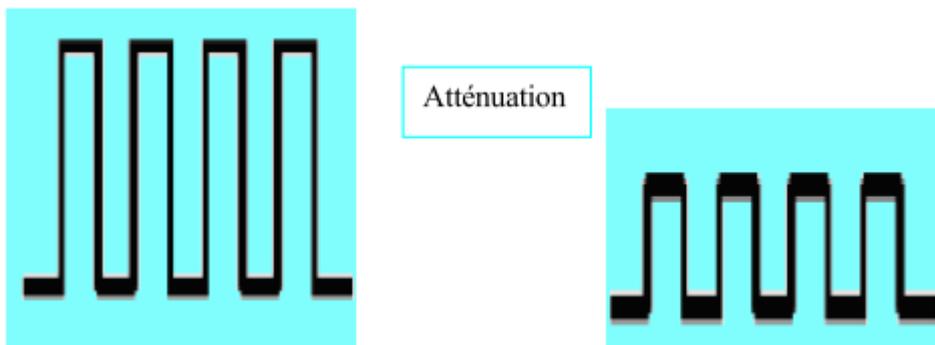
P_s : La puissance de sortie.

P_0 : La puissance initiale.

$$A = \frac{10}{L} \log\left(\frac{P_{in}}{P_{out}}\right) \quad (\text{I.17})$$

L : La longueur de la fibre optique

Relation entre A et α : $A_{db/km} = 4,35 \cdot 10^3 \alpha_m^{-1}$



Le signal qui se propage s'affaiblit

Figure I.13 : L'effet de l'atténuation.

Les causes de l'atténuation sur les fibres optiques sont plusieurs :

- Aux basses longueurs d'ondes ($\lambda = 1,8 \mu\text{m}$). Une augmentation très rapide des pertes qui a été provoqué par l'absorption intrinsèque du matériaux constitutif .En plus la présence d'impuretés (la plus forte c'est l'ion OH^- à $\lambda = 1,39 \mu\text{m}$) mènent une résonance en créant des diverses bandes d'absorptions.

- La combinaison de l'absorption intrinsèque multi phones et de l'effet Rayleigh, conduit à un minimum théorique d'atténuation de 0.14 db/km à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ et les pertes par diffusion est provoqué par les irrégularités involontaires de structure.

- L'effet Rayleigh, dû aux fluctuations de composition dans le verre (d'origine thermodynamique), est inévitable. Il provoque une montée en λ^{-4} de l'atténuation aux courtes longueurs d'ondes

Les télécommunications dépendent directement des caractéristiques de cette fibre de silice. L'atténuation en dB/Km est représentée ci-dessous pour cette fibre en fonction de la longueur d'onde [12].

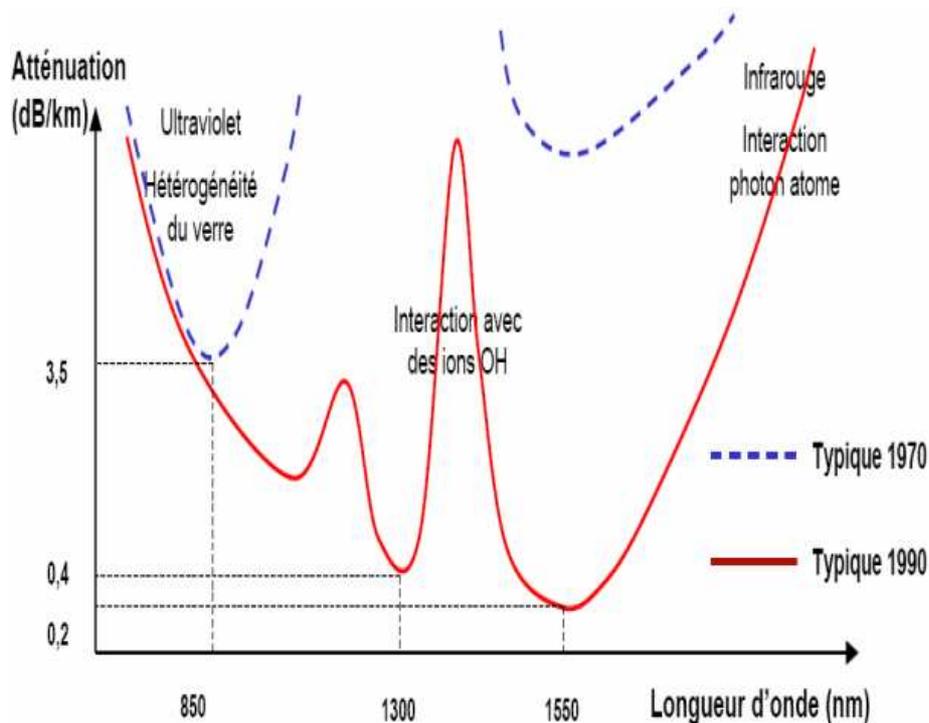


Figure I.15 : La bande de fréquence utilisable.

On voit les trois fenêtres de prédiction des télécommunications par fibre optique

- La région des 800nm.
- La région des 1330 nm.
- La région des 1550 nm.

Ces fenêtres sont séparées par des pics d'absorptions provenant des ions OH^- qui proviennent des molécules d'eau intervenant lors de la fabrication de la fibre.

Les fibres peuvent être utilisées pour la transmission essentiellement dans deux fenêtres en longueur d'onde, qui correspond à la fenêtre du minimum d'atténuation :

- La « fenêtre à 1300 nm » qui a une largeur de bande de 50 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,4 dB/km.
- La « fenêtre à 1550 nm » qui a une largeur de bande de 100 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,2 dB/km [2].

I.8 Dispersion chromatique :

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps. Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique, car il oblige à augmenter le délai entre deux impulsions. Cet élargissement a plusieurs causes. Une première cause vient du fait que pour une longueur d'onde donnée (lorsque nous considérons la propagation dans une fibre multimode), les vitesses de groupe des différents modes ne sont pas égales les unes aux autres (on parle de dispersion intermodale). Une seconde cause de la dispersion vient du fait que l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde et que les sources utilisées pour transmettre le signal ne sont pas purement monochromatiques (on parle alors de dispersion intramodale ou chromatique) [13]. Les différentes composantes spectrales d'une source ont donc des temps de propagation différents, ce qui provoque l'élargissement d'une impulsion. Dans ce travail on ne s'intéresse qu'à la dispersion chromatique.

Dans les fibres monomodes la dispersion chromatique provient de deux causes principales :

- La dispersion du matériau D_m : elle est liée à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde (équation I.17). Pour la silice, D_m varie d'environ -100 ps/ nm / km à 0,85 μm à +25 ps/ nm / km à 1,55 μm ; elle s'annule à 1,27 μm .
- La dispersion du guide D_g : liée à la structure géométrique du guide d'onde, elle résulte de la variation de la constante de propagation β avec la fréquence normalisée V (qui dépend elle même de la longueur d'onde λ); la dispersion du guide est toujours négative et dépend des paramètres de la fibre.

La dispersion du matériau D_m est donnée par :

$$D_m(\lambda) = - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{coeur}}(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (\text{I.18})$$

c : Est la vitesse de la lumière dans le vide.

La dispersion du guide D_g est donnée par :

$$D_g \approx -\frac{n_{\text{gaine}} - n_{\text{coeur}}}{c\lambda} \left[V \frac{\partial^2(bV)}{\partial V^2} \right] \quad (\text{I.19})$$

$$\text{Où } V \frac{\partial^2(bV)}{\partial V^2} \approx 0.08 + 0.5439(2.834 - V)^2 \quad (\text{I.20})$$

V : La fréquence normalisée.

La dispersion chromatique D est donc la somme de D_m et D_g :

$$D = D_m + D_g \quad (\text{I.21})$$

A cause de la dispersion chromatique la vitesse de groupe v_g à l'intérieur d'un mode de propagation varie en fonction de la longueur d'onde λ . Le retard de groupe du signal après une longueur de propagation L sera alors

$$t_g(\lambda) = \frac{L}{v_g(\lambda)} = L \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \quad (\text{I.22})$$

t_g : Le retard de groupe.

v_g : La vitesse de groupe.

β : La constante de propagation.

ω : La pulsation de la lumière.

Pour un signal optique possédant un spectre de largeur $\Delta\lambda$, la dispersion du temps de retard de groupe τ_g peut s'écrire :

$$\tau_g = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (\text{I.23})$$

τ_g : Le retard de groupe.

La dispersion chromatique, D est alors définie par :

$$\tau_g = DL\Delta\lambda \quad (\text{I.24})$$

$$\text{Avec } D = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} \text{ (ps/km/nm)}$$

Dans la silice, dans la région du proche infrarouge pour les longueurs d'ondes croissantes la dispersion est d'abord négative, c'est la dispersion normale, passe par un zéro à $\lambda \approx 1310$ nm, appelé zéro de dispersion, et puis devient positive. Cela correspond à la dispersion anormale. Le zéro de dispersion est important puisque pour

cette longueur d'onde les signaux ne subissent pas, en théorie, de distorsion. Les fibres optiques monomodes standards présentent une dispersion chromatique de 17 ps/nm/km autour de 1500 nm [11].

I.8.1 Effet de la dispersion chromatique :

La dispersion chromatique induit un élargissement temporel des impulsions se propageant dans la fibre.



Figure I.16 : Effet de la dispersion chromatique : le signal qui se propage s'élargit.

Elle limite aussi la distance sur laquelle un signal peut être transmis sans régénération électronique du signal numérique d'origine. Cette distance est appelée limite de dispersion ou longueur de dispersion chromatique D_L . Elle représente la distance de transmission au bout de laquelle une impulsion s'élargira de l'intervalle d'un bit. La limite de dispersion estimée pour un signal de largeur spectrale $\Delta \lambda$ est donnée par :

$$L_D \approx \frac{1}{2BD\Delta\lambda} \quad (\text{I.25})$$

Où B est le débit de transmission. Cela veut dire aussi que pour une longueur de transmission donnée L, la dispersion chromatique limite également le débit qu'on peut transmettre dans une liaison optique [11].

I.9 Les pertes dans les fibres optiques dues à la variation de l'indice de la gaine :

I.9.1 Contributions aux pertes de puissance :

La figure I.17 montre que la géométrie de la contribution élémentaire peut être définie sous la forme d'un rectangle dont l'aire est: $a \cos(\beta) dy$ (avec a le diamètre de la fibre). Soit C le coefficient relatif aux pertes de puissance lumineuse le long du chemin optique, la contribution élémentaire à ce coefficient de perte s'écrira donc [14]:

$$dC(\alpha) = T_e(\alpha) \cdot T_s(\psi) \cdot R^N(\psi) \cos(\beta) \cdot dy \quad (\text{I.26})$$

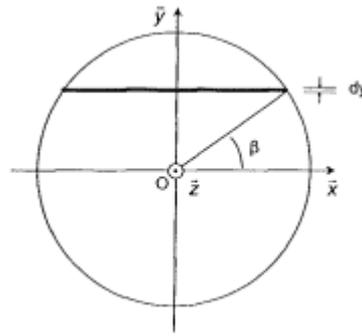


Figure I.17: Face d'entrée de la fibre optique.

Avec T_e et T_s les coefficients de transmission des faces d'entrée et de sortie, R le coefficient de réflexion et N le nombre de réflexions. Les coefficients de transmission sont calculés en considérant qu'il n'y a pas d'absorption aux interfaces cœur / air. On a donc :

$$T = 1 - R = 1 - r^2 \tag{I.27}$$

Sommation des contributions élémentaires Sur la face d'entrée de la fibre on a :

$y = \frac{a}{2} \sin(\beta)$, ainsi $\frac{dy}{d\beta} = \frac{a}{2} \cos(\beta)$. En sommant sur β de 0 à $\frac{\pi}{2}$ on obtient :

$$C(\alpha) = \frac{a^2}{2} T_e(\alpha) \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} T_s(\psi) \cdot R^N(\psi) \cdot \cos^2(\beta) \cdot d\beta \tag{I.28}$$

La puissance lumineuse initiale est proportionnelle à $\cos(\alpha)$: $P_0 = K \cos(\alpha)$. La puissance transmise, $P = P_0 \cdot C$, s'écrit alors :

$$P(\alpha) = K' \cos(\alpha) T_e(\alpha) \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} T_s(\psi) \cdot R^N(\psi) \cdot \cos^2(\beta) \cdot d\beta \tag{I.29}$$

Avec $K' = K \frac{a^2}{2}$.

De manière à tenir compte des deux types de polarisation, la puissance lumineuse transmise sera calculée distinctement avec les coefficients de réflexion S et P. La puissance transmise totale sera déduite de la moyenne des contributions des deux polarisations [14] :

$$P = (P_s + P_p) / 2. \tag{I.30}$$

Nombre de réflexions Considérons qu'entre deux points d'impact, le rayon guidé parcourt dans la direction Oz la longueur l . On voit sur la figure (I.19) que cette longueur est égale à $\frac{a \cdot \cos \beta}{\tan \theta}$. Le nombre de réflexions N le long de la fibre de longueur L sera alors :

$$N = \frac{L}{l} \frac{L \cdot \tan \theta}{a \cos \beta} \tag{I.31}$$

Pour adapter le modèle précédent à un capteur à fibre optique, il suffit de considérer que le rayon lumineux rencontre différentes gaines le long du chemin optique (voir figure I.18). il faut alors prendre en compte les pertes cumulées à chaque réflexion pour toutes les gaines optiques. Les pertes de puissance par réflexion s'expriment alors de la façon suivante:

$$\prod_{i=1}^n R_i^{N_i} \tag{I.32}$$

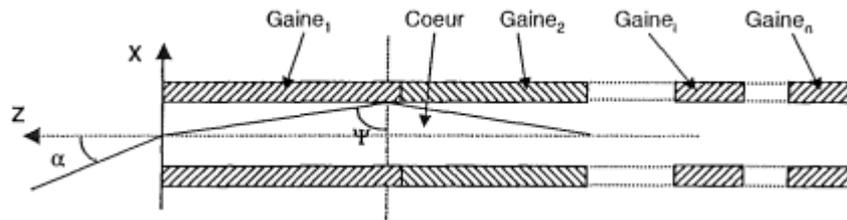


Figure I-18: Fibre multi-gaines.

Avec R_i et N_i le coefficient de réflexion et le nombre de réflexions à l'interface cœur/gaine_i.

La puissance lumineuse transmise par un tel système s'écrit donc [14] :

$$P(\alpha) = K' \cos(\alpha) T_e(\alpha) \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} T_s(\psi) \cdot \prod_{i=1}^n R_i^{N_i}(\psi) \cdot \cos^2(\beta) \cdot d\beta \tag{I.33}$$

Le cas de deux gaines :

Une partie de la gaine de la fibre rectiligne a été remplacée sur une longueur L par un matériau d'indice n'_2

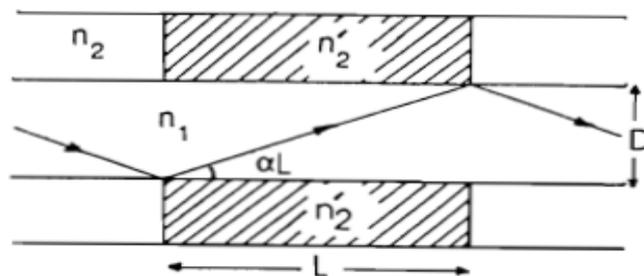


Figure I.19 : Propagation dans une fibre à gaine modifié.

On distingue trois cas de figure:

1^{er} cas: $n'_2 = n_1$

Dans ces conditions, tous les rayons lumineux arrivent sur "interface cœur-gaine sous un angle α supérieur à l'angle $\alpha(L)$ tel que:

$$\tan \alpha(L) = \frac{D}{L} \quad (\text{I.34})$$

Où D est le diamètre du cœur de la fibre et L la longueur de la gaine modifiée sont perdus dans la gaine et la propagation n'est plus guidé.

2^{ème} cas: $n'_2 > n_1$

La condition de guidage est la même que dans le cas précédent. L'intensité lumineuse transmise est plus importante grâce aux réflexions partielles sur l'interface cœur-gaine dans la zone perturbée [15].

3^{ème} cas: $n_2 < n'_2 < n_1$

La condition de guidage est donnée par la relation suivant :

$$(ON_1) = \frac{1}{n_1} (n_1^2 - n_2'^2)^{1/2} \quad (\text{I.35})$$

La perte $\alpha(ON)$ due à l'ouverture numérique locale est exprimée sous la forme:

$$\alpha(ON) = 20 \log \left[\frac{ON_1}{ON} \right] \quad (\text{I.36})$$

ON étant l'ouverture numérique de la fibre au repos et ON_1 l'ouverture numérique local.

La perte $\alpha(ON)$ en fonction de la variation d'indice de la gaine est représentée sur la figure (I.20).

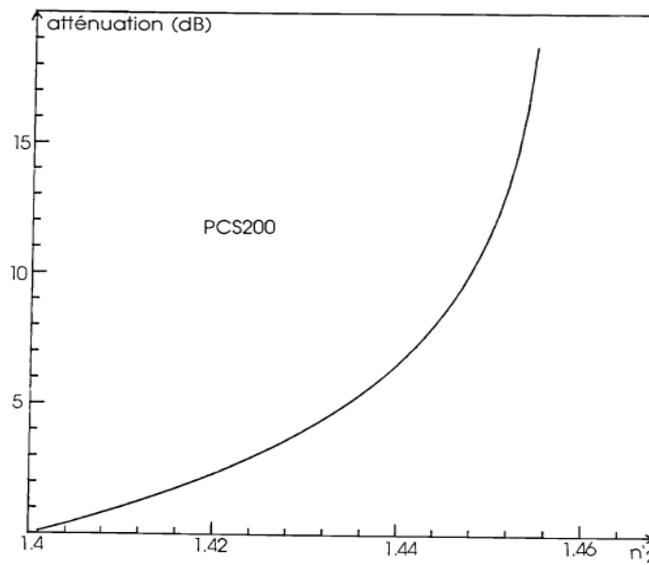


Figure I.20: Perte en fonction de la variation de l'indice de la gaine [15].

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] H. Apithy, Y. Bouslimani et H. Hamam « Communications à fibres optiques : Limitations causées par la dispersion et les effets non-linéaires », NB, IEE Canadian review- summer /été 2004, Faculté d'ingénierie, Université de Moncton.
- [2] Ghomazi Mehdi : mémoire de magister Présenté « optimisation des performances d'une fibre optique dopée à l'erbium » thèse de magister, 10 /06 /2009, université de Mentouri de Constantine.
- [3] Noureddine Assaad « cours en télécommunications optiques ELE 107 » Beyrouth 2008, institut des sciences appliquées et économiques centre du Liban Associé au Conservatoire nationale des arts et métiers- paris.
- [4] Fabrice Bardin « capteur a fibre optique a gradient d'indice inverse base sur la résonance plasmon de surface: applications a la détection d'espèces chimiques », thèse de doctorat, 10 Décembre 2001, l'université Jean Monnet de Saint-Etienne.
- [5] Yoann Jestin « verres fluorés à base de fluoroindate et fluorogallate pour l'amplification optique : fibres à fort ouverture numérique, guides d'onde planaires et spectroscopie des ions de terre rare » thèse de doctorat, 7 novembre 2002, l'université du Maine.
- [6] Massaoud Benounis « étude de nouveaux capteurs à fibre optique pour le suivi du vieillissement des matériaux et la détection des espèces chimiques », thèse de doctorat, 5/11/2004, l'école central de Lyon.
- [7] Martin Kom, Jean Eyebe Fouda, Guillaume Kom « master pro 2 en télécommunications, technologie de l'optique guidée.
Leçon 1: principe, propriétés et technologies de la fibre optique » Version 19/09/2007, université de Yaoundé I.
- [8] Christelle Lesvigne-Buy « Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique » thèse de doctorat, 17 septembre 2008, l'université de Limoges.
- [9] Pierre Lecoy « télécoms sur fibres optiques » 3^e édition revue et augmentée, Lavoisier, 2008, paris
- [10] Louis Reynier « Un œil sur les fibres optiques » M a i – j u i n 2008.
- [11] Nassima Boudrioua « Etude et optimisation d'une chaîne de transmission numérique

sur fibre optique : vers une compensation électronique de la PMD » thèse de doctorat, 25 octobre 2007, l'Université Paul Verlaine – Metz, 25 octobre 2007.

- [12] Frédérique Deiss « Développement de réseaux multiplexés de biocapteurs électrochimiques », thèse de doctorat, 20 novembre 2009, l'université bordeaux 1.
- [13] Thibaut Sylvestre « amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques » thèse de doctorat, le 20 Janvier 1999, de l'université de Franche-Comté.
- [14] Emmanuel Chailleux « Suivi en multidétection in situ des processus de polymérisation des systèmes époxydes pour matériaux composites » thèse de doctorat, 31 mai 2001, l'école centrale de Lyon.
- [15] M. Aka Tioman « capteur de température à fibre optique par effet modal » thèse de doctorat, 13 juillet 1990, Université Louis Pasteur Strasbourg

Chapitre II:

Capteurs et plasmon de surface

II.1 Introduction :

Les plasmons de surface ont été originalement découverts par R.W. Wood en 1902. Lors de son observation du spectre de réflectivité spéculaire des réseaux de diffraction, il remarqua des anomalies sous forme de fines bandes sombres dans le spectre diffracté. Impossible à interpréter avec la théorie dite scalaire de la diffraction de la lumière, il faudra alors attendre le début des années 1940 et le développement de la théorie vectorielle, avec les travaux de U. Fano pour trouver une interprétation théorique de ces anomalies, basée sur l'existence des ondes de surface (plasmon de surface) supportées par le réseau [1].

En 1965, A. Hessel et A. A. Oliner proposent une théorie plus générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques. Ils interprètent ces anomalies par des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau. Une amplification très importante du champ électromagnétique local est alors associée à cette résonance. S'appuyant sur cette idée, trois ans plus tard A. Otto (1968) met en évidence expérimentalement que les ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale frustrée. Dans la même année, E. Kretschmann et H. Raether obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente, la méthode de réflexion totale atténuée.

Aujourd'hui, l'intérêt pour les plasmons de surface n'est plus à démontrer. En particulier le succès de la résonance des plasmons de surface (SPR) qui permet de mesurer des variations d'indice de réfraction et des épaisseurs de couches organiques avec une grande précision, d'où la conception des capteurs biologiques capables de détecter les interactions entre enzymes et substrat, antigènes/anticorps, ou encore des interactions ADN/protéines [1].

II.2 Les ondes évanescentes :

Le phénomène de réflexion totale frustrée est bien connu, il s'observe lorsque la lumière se propage dans un milieu d'indice de réfraction n_1 pour se réfléchir sur un milieu d'indice $n_2 > n_1$, dès que l'angle d'incidence θ_1 du faisceau est supérieur à une valeur critique θ_c (l'angle incident limite de réfraction) définie par la relation:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \tag{II.1}$$

Avec :

n_1 : L'indice de réfraction du cœur de la fibre optique.

n_2 : L'indice de réfraction de la gaine de la fibre optique.

θ_c : L'angle incident limite de réfraction.

Dans un tel cas, toute l'énergie incidente se trouve réfléchi vers le premier milieu et on parle alors de "phénomène de réflexion totale" [2]. Malgré cette "réflexion totale" de la lumière, on constate néanmoins l'existence d'une perturbation électromagnétique dans le second milieu où il est malgré tout possible de détecter une onde [3]. A cause de sa structure particulière qui lui impose de ne se propager qu'au voisinage immédiat de la surface de séparation des deux milieux, cette onde est dite "onde évanescente". Si le deuxième milieu est un métal les ondes évanescentes s'appellent "ondes plasmons de surface" [4].

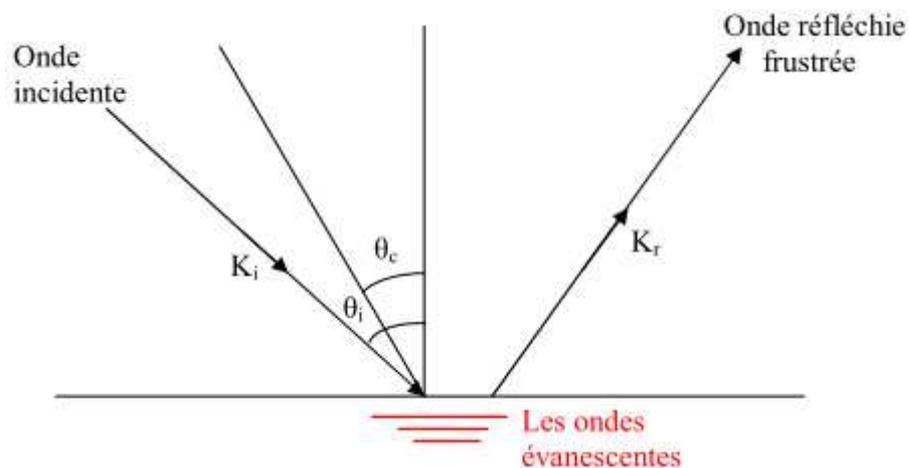


Figure II.1 : Phénomène de réflexion totale frustrée.

La première vérification expérimentale de l'existence de ce type d'onde attribuée à Newton.

II.2.1 Propriété de l'onde évanescente :

Comme toute onde, l'onde évanescente est essentiellement définie par son vecteur d'onde et sa polarisation [3].

II.2.1.1 Le vecteur d'onde :

Considérons deux milieux diélectriques d'indice n_1 et $n_2 < n_1$, si l'on note $oxyz$ un système de référence dans lequel le dioptre séparant les deux milieux correspond au plan oxy et dans lequel le plan d'incidence est le plan oxz , les composantes du vecteur d'onde de la partie transmise d'une onde plane qui se propage initialement dans le milieu n_1 et qui se réfléchit sur le dioptre avec un angle d'incidence θ_1 s'écrivent [2]:

$$\vec{k} = \begin{cases} k_x = \frac{\omega}{c} n_2 \sin \theta_2 = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_1 \\ k_y = 0 \\ k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1} \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Avec :

\vec{k} : Le vecteur d'onde.

k_x : La projection du vecteur d'onde suivant l'axe ox .

k_y : La projection du vecteur d'onde suivant l'axe oy .

k_z : La projection du vecteur d'onde suivant l'axe oz .

Si $n_1 \sin \theta_1 > n_2$, k_z devient imaginaire pur. Il y a alors réflexion totale de la lumière sur le dioptre et l'onde transmise dans le second milieu est évanescence, le cas particulier où $n_2 = 1$ les composantes du vecteur d'onde de l'onde évanescence s'écrivent :

$$k^T = \begin{cases} k_x = \frac{\omega}{c} n_2 \sin \theta_2 = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_1 \\ k_y = 0 \\ k_z = j \frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1} = j\tilde{k} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Avec :

k^T : Le vecteur d'onde de l'onde transmise dans le second milieu.

$$\|k^T\| = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - 1} > \frac{\omega}{c} \quad (\text{II.4})$$

Dans ce cas L'essentiel de ces résultats (II.3):

- ❖ Le vecteur d'onde de l'onde évanescence est complexe.
- ❖ Le module du vecteur d'onde est supérieur à $\frac{\omega}{c}$ dans le vide (pour une onde

progressive homogène aucune des composantes du vecteur d'onde ne peut être supérieure à cette valeur) [3].

❖ Sa composante k_z est imaginaire pure.

A cause de cette dernière propriété, l'amplitude de l'onde évanescente décroît exponentiellement en fonction de z , nous obtenons la structure générale d'une onde évanescente d'amplitude E_0 .

$$\vec{E} = E_0 \exp j(k_x x + k_z z - \omega t) = E_0 \exp j(-\widetilde{k}_z z) \exp j(k_x x - \omega t) \quad (\text{II.5})$$

Avec :

\vec{E} : Le champ électrique de l'onde évanescente.

E_0 : L'amplitude de l'onde évanescente.

A cause de cette décroissance exponentielle qu'elle n'est détectable que sur une distance très faible de la surface de séparation de deux milieux.

II.3 Les plasmons et théorie de Drude :

II.3.1 Théorie de Drude :

Dans ce modèle, le métal est assimilé à un réseau ionique baigné dans un nuage d'électrons libres. Le comportement d'un électron est supposé celui d'une particule de masse m et de charge $-e$ [5]. sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} et d'une induction magnétique \vec{B} ,

L'équation du mouvement de l'électron peut s'écrire sous la forme :

$$m \frac{\partial^2 \vec{x}}{\partial t^2} + m\Gamma \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} + e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = 0 \quad (\text{II.6})$$

\vec{E} : Le champ électrique.

\vec{B} : Le champ magnétique

Avec \vec{x} et \vec{v} sont respectivement le vecteur de position et de vitesse de l'électron.

Γ Représente un terme d'amortissement, il est inversement proportionnel au temps de relaxation [6].

En pratique dans la gamme optique, la force de Laplace $-e \vec{v} \wedge \vec{B}$ est négligeable devant la force électrique, le rapport v/c est d'environ $1/300$. De ce fait, une solution harmonique du mouvement de l'électron peut s'écrire sous la forme $\vec{x} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$.

Soit :

$$\vec{x} = \frac{e}{m} \frac{\vec{E}}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)} \quad (\text{II.7})$$

Pour densité électronique n_e , la densité de courant s'écrit :

$$\vec{J} = -n_e e \vec{v} = i n_e e \omega \vec{x} \quad (\text{II.8})$$

En injectant \vec{x} donné par l'équation (II.7) dans l'expression (II.8) on arrive :

$$\vec{J} = \frac{n_e e^2}{m} \frac{1}{(\Gamma - i\omega)} \vec{E} \quad (\text{II.9})$$

La conductivité électronique complexe $\sigma(\omega)$ est déduite de l'équation (II.9) :

$$\sigma(\omega) = \frac{n_e e^2}{m} \frac{1}{(\Gamma - i\omega)} \quad (\text{II.10})$$

La fonction diélectrique relative de Drude :

$$\epsilon_D(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\Gamma_D)} \quad (\text{II.11})$$

Avec $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m\epsilon_0}}$ est la fréquence plasma des électrons, ϵ_0 représente la permittivité

du vide et ϵ_∞ désigne la permittivité relative du métal à des fréquences infinies. Pour les métaux décrits par le modèle de Drude, ϵ_∞ est généralement approximé à 1 [7].

II. 3. 2 Les plasmons de surfaces :

Ces plasmons de surface " que l'on notera par la suite PS (ou SP en anglais) " sont des « excitation » de surface dont le champ électromagnétique diminue de façon exponentielle dans les milieux de part et d'autre de la surface et qui, relié à la densité locale de charge surfacique [8], peuvent se propager tout au long de la surface. Il existe deux types de plasmon de surfaces [9] :

a) Les plasmons de surfaces délocalisés.

b) Les plasmons de surface localisés.

a) Les plasmons de surfaces délocalisés :

PS délocalisés sont générés à l'interface des films métalliques lisses. ils sont dits « non radiatifs » car ils ne peuvent se coupler spontanément avec une onde électromagnétique. Il sera alors nécessaire d'utiliser un « coupleur » [10].

b) Plasmons de surface localisés :

La bande de fréquence qui vérifie la relation $\epsilon(\omega) < 0$ est le siège de modes électromagnétiques de surface confinés que l'on nomme plasmons de surface. Ils apparaissent donc à des fréquences différentes de celles des plasmons de volume qui eux doivent satisfaire à la condition $\epsilon(\omega)=0$. Ils ont pour origine une oscillation longitudinale de la densité des charges due aux électrons de la surface du métal. Ces oscillations résonantes de densité de charge sont couplées à une onde électromagnétique appelée plasmon polariton ou phonon polariton suivant l'origine microscopique de cette onde : si l'on est dans un métal ou dans un matériau polaire respectivement. Considérons l'interface entre un milieu métallique de constante ϵ_m et un milieu diélectrique de constante ϵ_d [11]:

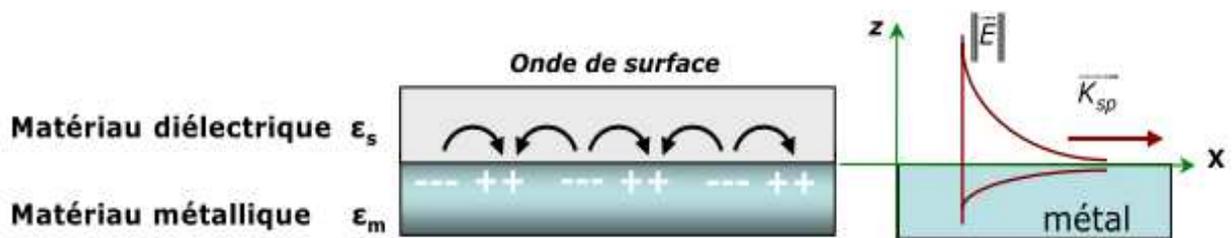


Figure II.2 : Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

Il existe des modes optiques longitudinaux dans ce plasma d'électrons libres qui sont des oscillations de la densité d'électrons et qui se propagent dans le métal avec un vecteur d'onde k_r dirigé dans le même sens que les oscillations (modes longitudinaux). Physiquement un plasmon polariton de surface (PPS) correspond donc à une onde électromagnétique couplée aux oscillations collectives des électrons libres dans un conducteur, habituellement un métal, se propageant le long de l'interface métal-diélectrique, comme représenté sur la Figure II.2. Ce champ est maximum à l'interface et décroît exponentiellement dans les directions perpendiculaires. Comme tous les phénomènes résonants, le PPS champ proche est considérablement amplifié avec le champ lumineux incident [10].

II.4 La résonance de plasmons de surfaces :

II.4.1 Le principe :

Lorsque la lumière incidente est dirigée à un certain angle (angle de résonance) sur un métal riche en électrons libres tel que l'or ou l'argent, les photons provoquent une oscillation des électrons libres appelée Résonance Plasmonique de Surface (SPR). Ces oscillations se caractérisent par une onde évanescente dont l'amplitude diminue exponentiellement depuis la surface sur une distance maximale de 200 nm (figure II.3) [12, 13,14].

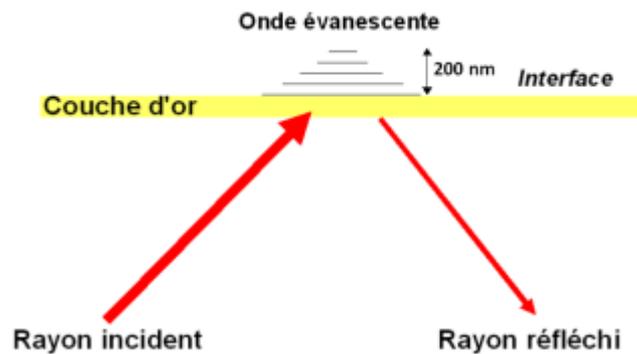


Figure II.3 : La formation de l'onde évanescente.

L'onde évanescente est le point central des mesures d'interactions. En effet, une perturbation de l'onde évanescente, consécutive à l'interaction de biomolécules sur la surface va induire une diminution de l'angle de résonance directement mesurable[15,16]. Deux stratégies sont alors envisageables (figure II .4). La première est de suivre les variations d'angle de résonance au cours du temps, il s'agit des systèmes basés sur la Résonance Plasmonique de Surface (SPR) dite «classique». La seconde approche est de travailler à angle fixe et de mesurer les variations de réflectivité induites par la variation d'angle au cours du temps, on parle alors de Résonance Plasmonique de Surface par imagerie (SPRi) [17].

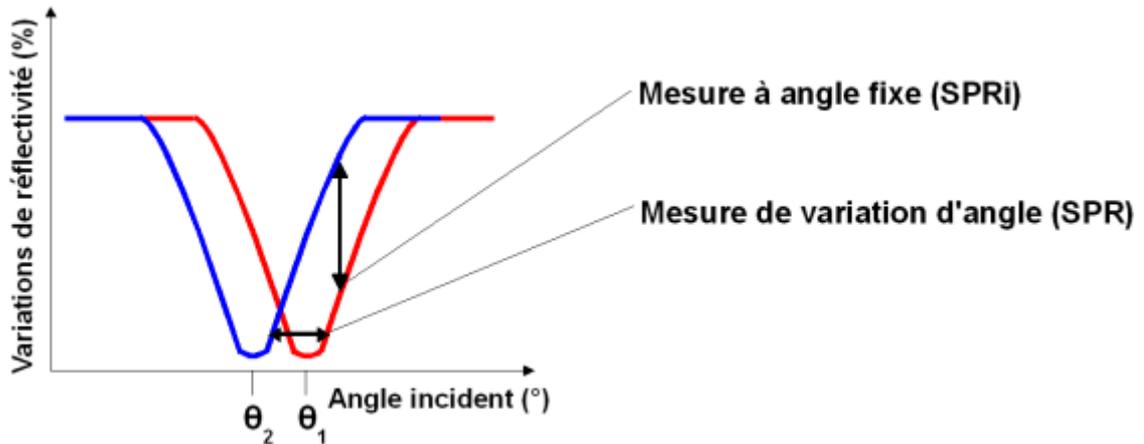


Figure II.4 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRI.

II.4.2 Relation de dispersion des plasmons de surface :

Les plasmons de surface délocalisés (PS) sont donc des ondes de surface se propageant à l'interface d'un milieu diélectrique, de constante relative positive ($\epsilon_s > 0$), et d'un film métallique (non-magnétique) de constante diélectrique complexe $\tilde{\epsilon}_m$, dont la partie réelle est négative dans le domaine visible [1]. Pour étudier les plasmons de surface, il est intéressant de tracer sur un graphe la fonction liant la pulsation du PS en fonction de son vecteur d'onde. En particulier, il est alors possible de prévoir les conditions de couplage avec la lumière par exemple, et d'en déduire les caractéristiques importantes de propagation de l'onde [18]. Nous pourrions montrer que le champ électromagnétique résultant d'une telle fluctuation, présente une décroissance exponentielle de part et d'autre de l'interface (Figure II-2).

Pour introduire ces courbes de dispersion, nous devons résoudre les équations de Maxwell appliquées aux ondes de surface présentes à l'interface plane entre un milieu métallique (m) et un diélectrique ou vide (s). Considérons ces deux milieux comme linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques [19].

Dans cette géométrie plane, nous recherchons des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface. Considérons-les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux s et m selon les équations I-3, (Cas particulier d'une onde de polarisation transverse magnétique TM encore notée-p):

$$\begin{cases} \vec{E}_j = (\vec{E}_{jx}, 0, \vec{E}_{jz}) \exp[+j(k_{jx}x + k_{jz}|z| - wt)] \\ \vec{H}_j = (0, \vec{H}_{jy}, 0) \exp[+j(k_{jx}x + k_{jz}|z| - wt)] \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Pour $z > 0$ (dans le diélectrique) et pour $z < 0$ (dans le métal), avec $j= s, m$ et où k_{jx} est la constante de propagation de l'onde plasmon selon l'axe ox . Ces champs doivent satisfaire les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = 0 \\ \nabla \cdot \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

Où \vec{E} représente le vecteur champ électrique (V/m), \vec{B} l'induction magnétique (Tesla), \vec{D} le vecteur déplacement électrique (C/m^2) et \vec{H} le champ magnétique (A/m^2) [18].

En tenant compte des conditions de continuité à l'interface (équations II.14 et II.15) :

$$\begin{cases} E_{mx} = E_{sx} \\ H_{my} = H_{sy} \\ \tilde{\epsilon}_m E_{mz} = \epsilon_s E_{sz} \\ k_{mx} = k_{sx} = k_x^{sp} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Il vient le système suivant :

$$\begin{cases} H_{my} - H_{sy} = 0 \\ \frac{k_{mz}}{\tilde{\epsilon}_m} H_{my} + \frac{k_{sz}}{\epsilon_s} H_{sy} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

Ce système n'a de solution que si le déterminant est nul, ce qui revient à écrire la relation de dispersion :

$$\frac{k_{sz}}{\epsilon_s} + \frac{k_{mz}}{\tilde{\epsilon}_m} = 0 \quad (\text{II.16})$$

A partir des relations de Maxwell (équations (II.13)) et les conditions de continuité à l'interface (équations (II.14) et (II-15)), on obtient :

$$k_x^2 + k_{jz}^2 = k_0^2 \epsilon_j \quad (\text{II.17})$$

Avec $j= s, m$

Avec k_0 la norme du vecteur d'onde dans le vide ($k_0 = \frac{\omega}{c}$)

Finalement, l'expression de la constante de propagation (ou encore « relation de dispersion $\omega = f(k)$ ») de l'onde plasmon sera écrite sous la forme :

$$k_x^{sp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_s \tilde{\epsilon}_m(\omega)}{\epsilon_s + \tilde{\epsilon}_m(\omega)}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_s \tilde{\epsilon}_m(\omega)}{\epsilon_s + \tilde{\epsilon}_m(\omega)}} \quad (\text{II.18})$$

Avec :

$\tilde{\epsilon}_m$: Constante diélectrique complexe d'un film métallique.

ϵ_s : Constante diélectrique d'un milieu diélectrique.

Et

$$k_{jz} = \sqrt{\epsilon_j \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad (\text{II.19})$$

Il est intéressant de noter à ce niveau, que dans le cas d'une interface métal-air par exemple, nous aurons dans le domaine visible $\epsilon_s = 1$ et $\epsilon_m < -1$ ce qui conduit à $k_x > \omega/c$ et alors $k_{jz} = j|k_{jz}|$ devient imaginaire pur. Ce résultat confirme que l'onde de surface présentera un champ maximal à l'interface qui diminuera exponentiellement dans les deux milieux (pour les z croissants). Sur la figure (II-5), nous avons tracé la relation de dispersion (équation II-18). La figure montre que la courbe de dispersion des plasmons de surface se situe toujours « à droite » de la courbe dite ligne de lumière à laquelle correspond la relation de propagation de la lumière dans le vide $k = \omega/c$ [1].

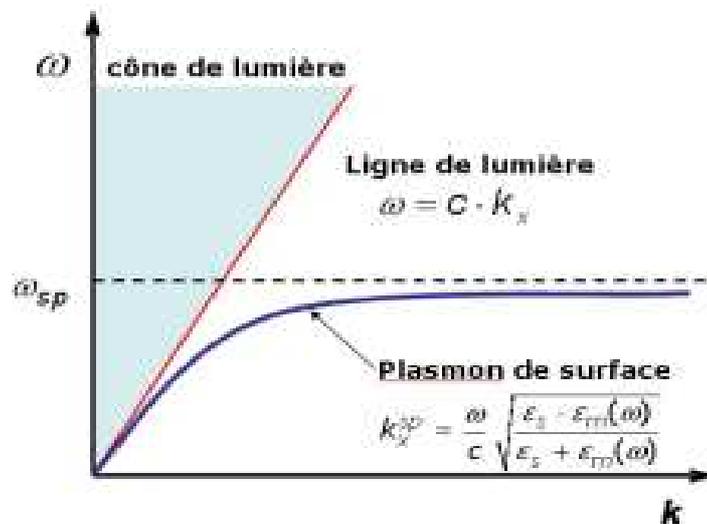


Figure II.5 : Relation de dispersion des plasmons de surface.

Nous remarquons que la relation de dispersion des plasmons de surface reste toujours strictement en dessous de la ligne de lumière (figure II-5). Cette absence d'intersection entre la ligne de lumière et la courbe de dispersion des PS interdit tout couplage ou résonance entre une onde électromagnétique du domaine visible en particulier, et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, il est impossible d'exciter les PS en éclairant directement le métal avec une source de lumière, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé sans système particulier de couplage comme nous allons le montrer [18].

II.4.3 Relation de couplage plasmon-lumière :

Nous venons de représenter graphiquement la relation de dispersion $\omega=f(k)$ qui représente la pulsation du plasmon de surface ω_{sp} en fonction de la norme du vecteur d'onde k_{sp} . Cette représentation permet d'expliquer pourquoi les plasmons de surfaces sont dits « non radiatifs ». Nous avons pu montrer qu'aucun couplage entre les plasmons de surface et la lumière ne pourra être observé [19], car il faudrait satisfaire l'égalité entre la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface k_{sp} et la projection dans le plan de la surface du vecteur d'onde k_x de lumière incidente. Ceci s'écrit simplement selon:

$$\vec{k}_x(\text{photon}) = \vec{k}_{sp} \quad (\text{II.20})$$

Avec :

\vec{k}_x : Le vecteur d'onde de la lumière incidente.

\vec{k}_{sp} : Le vecteur d'onde des plasmons de surface

Pour coupler les plasmons de surface avec un rayonnement électromagnétique photonique, on remarque en particulier qu'il est nécessaire d'augmenter la composante (k_x) du vecteur d'onde du photon d'une quantité (Δk_x) afin que la condition de résonance décrite par l'équation (II.20) soit satisfaite. Pour réaliser le couplage, il est donc indispensable d'avoir recours à l'utilisation d'un système de couplage, encore appelé « coupleur » [18]. Le rôle du coupleur est d'« accorder » l'onde lumineuse incidente avec l'un des modes des plasmons de surface, afin qu'il y ait un échange d'énergie entre les deux.

En effet, avec l'utilisation d'un coupleur et sous réserve que la relation (II-19) soit vérifiée, l'énergie apportée par les photons peut être transférée aux plasmons. Le transfert d'énergie s'accompagne alors d'une exaltation de l'intensité du champ au voisinage de l'interface (localisation d'énergie), et par l'absorption des photons. Ce phénomène quantique optique-électrique résultant du couplage entre les photons incidents et les électrons du métal est encore appelé plasmons-polaritons de surface (SPP) ou résonance des plasmons de surface [1].

Il existe principalement Deux approches permettant de coupler les plasmons avec la lumière:

1. En faisant passer la lumière incidente à travers un milieu d'indice de réfraction supérieur à celui du milieu diélectrique siège des ondes plasmons.
2. En ajoutant un pseudo-moment, dû à la structure de l'interface métallique via un réseau périodique ou plus généralement via une surface rugueuse.

II.5 Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface :

Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface à partir d'une onde optique sont représentées sur la Figure (II.6). Le principe est le même pour toutes les configurations. Lorsqu'il y a égalité des indices effectifs des ondes lumineuses et plasmons de surface, le couplage est réalisé et cela se traduit par une perte d'énergie du faisceau lumineux, dissipée sous forme de chaleur [20].

a) Couplage par prisme

La configuration de Kretschmann, utilisant un prisme pour réaliser le couplage est la géométrie la plus utilisée comme capteur à plasmon de surface (Figure II.6 (a)) et ce dispositif sera principalement détaillé. Dans cette configuration, la lumière incidente subit une réflexion totale à la base du prisme (méthode ATR - Attenuated Total Reflection) recouverte de la couche métallique. L'onde évanescente pénétrant la couche métallique permet d'exciter un plasmon de surface à l'interface métal/diélectrique extérieur. Sous certaines conditions d'accord de phase, cette onde génère des oscillations de plasma de surface qui créent le mode plasmon [20].

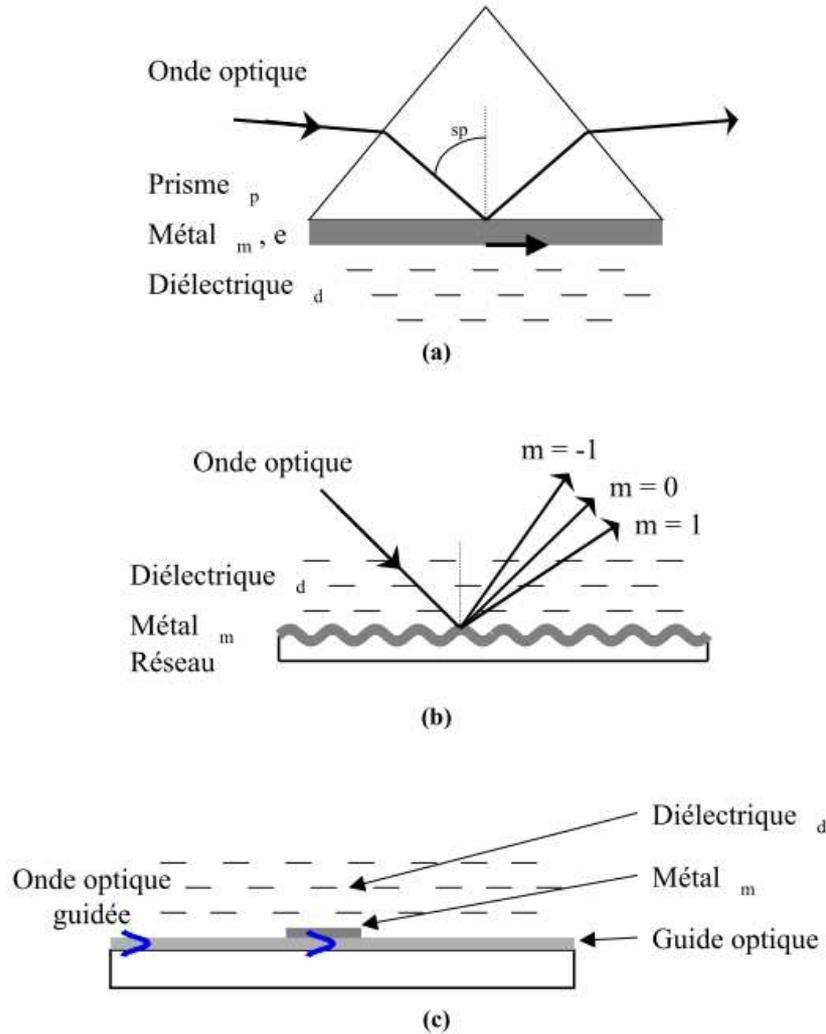


Figure II.6 : Configurations les plus employées pour exciter une onde plasmon à partir d'une onde optique : (a) Couplage par prisme (méthode ATR) , (b) Couplage par réseau de diffraction , (c) Couplage par un guide d'onde optique.

La Figure (II.7) montre la diminution du coefficient de réflexion RTM pour la polarisation TM à l'angle correspondant à l'excitation du plasmon alors que le coefficient de réflexion RTE correspondant à la polarisation TE est toujours voisin de un [20].

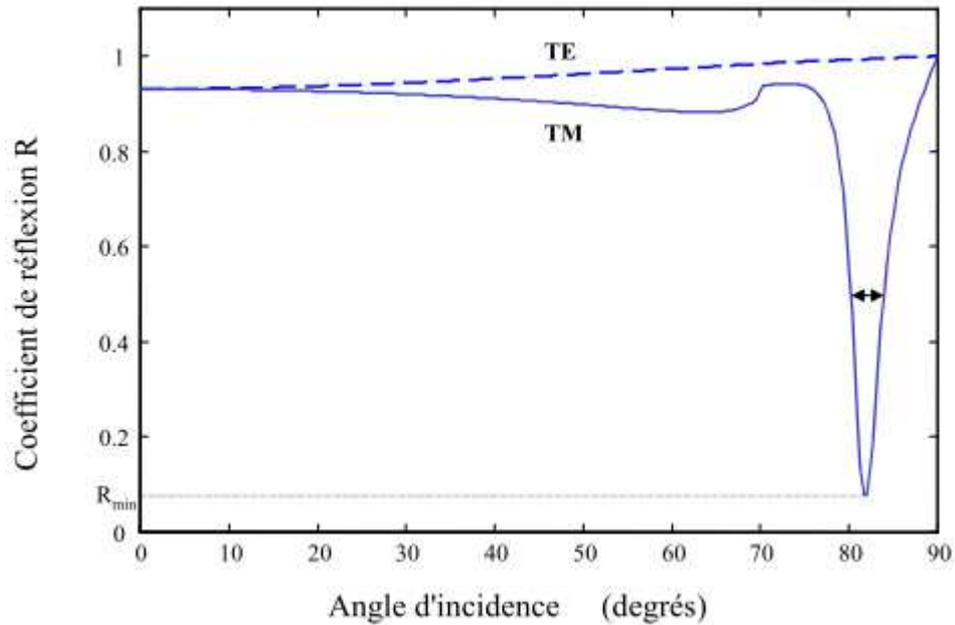


Figure II.7 : Coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence θ

(Argent: $\varepsilon_{Ag} = -20+1,25i$, $e = 50$ nm; $\varepsilon_d = 1,8469$; $n_p = 1,457$) [20].

Des études précédentes ont montré que l'angle correspondant à la résonance plasmon dépend essentiellement des constantes diélectriques des deux milieux alors que la largeur à mi-hauteur du pic de résonance $\Delta\theta$ est proportionnelle à la partie imaginaire de ε_m . D'autre part, l'efficacité d'excitation du plasmon, c'est à dire la valeur minimale de R , est principalement liée à l'épaisseur e de la couche métallique [19].

b) Couplage par réseau de diffraction :

Si l'interface métal/diélectrique est périodiquement déformée, l'onde optique incidente est diffractée sous différents angles suivant les caractéristiques du réseau de diffraction (indice, période, géométrie). Si l'indice effectif (ou constante de propagation) d'un des faisceaux diffractés est égal à celui d'un plasmon de surface, le couplage peut avoir lieu. L'étude théorique de ce phénomène est plus complexe que celui décrit dans le cas d'un couplage par prisme. La géométrie donnant les meilleures performances est le réseau sinusoïdal. La période et l'amplitude du réseau déterminent la longueur d'onde de résonance. Le principal défaut d'une telle structure est que l'échantillon à analyser doit obligatoirement être optiquement transparent puisque l'onde lumineuse incidente passe à travers la cellule [18].

c) Couplage par ondes optiques guidées :

Le processus d'excitation de l'onde plasmon est identique à celui se produisant dans le cas du couplage par prisme. L'onde optique guidée par réflexion totale peut générer une onde plasmon lorsque celle-ci est en contact avec l'interface métallique par pénétration de l'onde évanescente à travers le métal. Le guide d'onde joue le rôle du prisme.

Nous détaillons par la suite le cas d'un couplage réalisé dans une fibre optique.

II.6 Capteurs à résonance des plasmons de surface : principe de fonctionnement et avantages des capteurs SPR à fibre optique :

Les capteurs de molécules sont devenus aujourd'hui indispensables dans de nombreux domaines allant de la recherche scientifique (fondamentale et appliquée) à l'observation des processus de production industrielle ou le contrôle de l'environnement mais aussi et surtout dans le secteur des sciences de la vie (biologie, biochimie, médecine, agro-alimentaire et écologie) [21].

II.6.1 Capteurs SPR à fibre optique :

Dès la fin des années 70, quelques capteurs simples utilisant l'optique guidée apparurent sur le marché. Mais ce n'est que vers 1982 que les capteurs à fibres optiques constituèrent réellement une discipline à part entière. Plusieurs principes de mesure pour différents paramètres physiques et chimiques ont été proposés puis expérimentalement vérifiés mais nous nous limiterons dans la suite de ce chapitre à présenter les diverses configurations utilisées dans le cadre des capteurs SPR à fibre optique [21].

L'utilisation d'une fibre optique comme capteur à plasmons de surface a été proposée en premier (1993) par Jorgenson et Yee. Ils ont simultanément étudié une structure basée sur le prisme de Kretschmann et sur une fibre optique multimodale. Leur première configuration basée sur la réflexion de la lumière (reflection-based fiber-optic RFO) est constituée d'une zone sensible à l'extrémité d'une fibre optique multimodale.

Celle-ci a été dénudée puis métallisée symétriquement avec une cinquantaine de nanomètre d'argent ou d'or (figure II-8). La lumière d'une source blanche est injectée dans la fibre et subit de multiples réflexions sur la zone active où certaines longueurs d'onde sont absorbées par les ondes plasmons de surface. Un miroir disposé sur la face de sortie de la fibre réfléchit la lumière qui est ensuite traitée par un spectromètre [8].

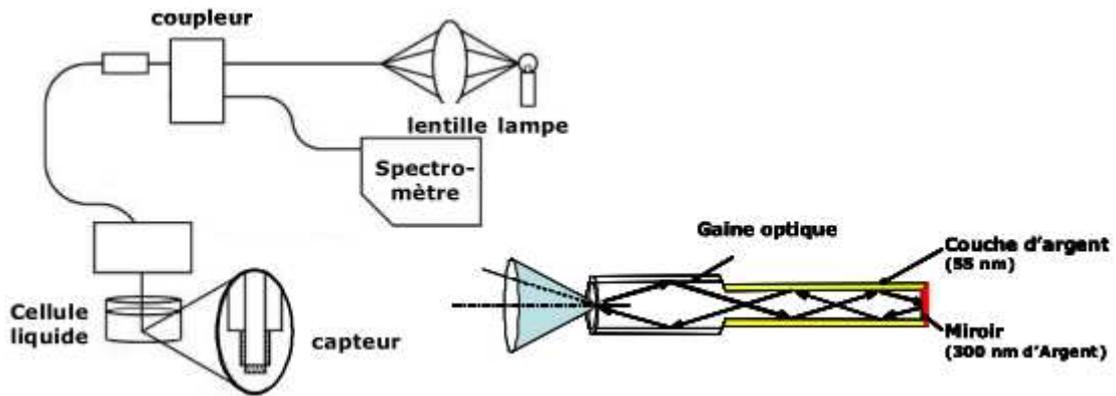


Figure II.8 : Capteur à fibre optique dont la zone sensible est situé à l'extrémité de la fibre.

Depuis ces premiers travaux, plusieurs autres études ont été présentés sur des configurations très similaires . Citons par exemple le développement de capteurs SPR à fibre optique utilisant des pointes coniques gravées chimiquement en extrémité (Figures II.9). La fabrication de ce type de CFO est basée sur la technologie des sondes de microscopes optiques en champ proche [21].

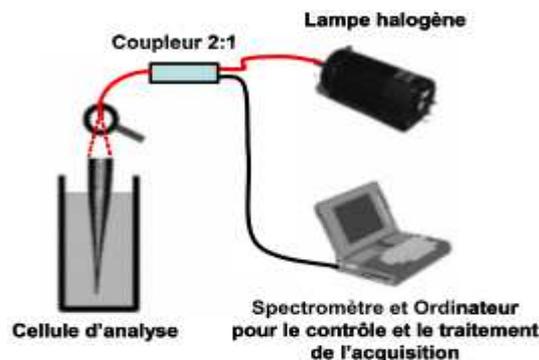


Figure II.9 : Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique.

Les capteurs dont la zone sensible est située à l'extrémité de la fibre optique, sont très prometteurs mais leur implémentation demeure relativement difficile. Aujourd'hui, les CFO en transmission sont considérés comme les plus efficaces et les plus simples de réalisation. De ce fait, c'est la géométrie que nous avons choisie dans ce travail.

Les configurations suivantes sont basées sur la transmission de la lumière. La couche métallique est déposée au milieu de la fibre sur une zone dénudée de 20 mm environ (figure II-10). Ce capteur est capable de détecter la variation de l'indice du milieu environnant la zone sensible [1].

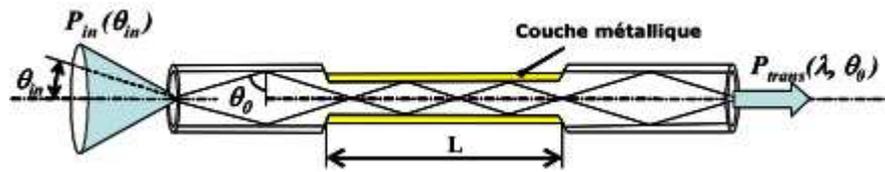


Figure II.10 : Capteur SPR à fibre optique dit en transmission.

Pour tous les capteurs présentés précédemment, la lumière blanche est focalisée sur la face d'entrée de la fibre et une analyse spectrale de l'intensité transmise ou réfléchie dans la fibre donne les informations sur l'indice de réfraction du milieu extérieur. Ce type de capteur donne des résultats assez fiables.

II.6.2 Conditions d'excitation d'un plasmon de surface dans une fibre :

Pour pouvoir générer un plasmon de surface dans une fibre, il est nécessaire de remplacer la gaine optique par une couche métallique sur quelques centimètres. Il est alors possible sous certaines conditions d'exciter une telle onde de surface à l'interface entre le métal déposé sur le cœur de la fibre et le diélectrique qui entoure le tout. Si le diamètre de la fibre est suffisamment grand, le formalisme développé précédemment pour le calcul de l'angle θ et des coefficients de réflexions à l'interface cœur/gaine peut s'appliquer de la même façon pour une interface cœur/métal. En revanche, les conditions d'excitation du plasmon sont différentes dans les fibres [22]:

- Dans un dispositif à prisme, il est possible de choisir uniquement la polarisation TM.

Par contre, lors de la réflexion de la lumière sur la surface du cœur de la fibre, il existe à la fois la polarisation TE et la polarisation TM quel que soit l'état de polarisation de la lumière à l'entrée de la fibre. La Figure (II.11) représente la face d'entrée de la fibre. On suppose que la lumière est polarisée linéairement suivant l'axe ox . Pour le rayon lumineux qui se propage dans le plan Oxz , seule la polarisation TM existe pour la réflexion à la périphérie du cœur. Au contraire, pour le rayon lumineux dans le plan Oyz , seule la polarisation TE existe. Pour un plan quelconque caractérisé par l'angle θ , la contribution de la polarisation TM pour le champ électrique est proportionnel à $\cos(\theta)$. Pour l'intensité,

elle est proportionnelle à $\cos^2(\theta)$. Donc, en moyenne, pour tous les angles θ , cette contribution vaut 1/2.

L'onde incidente sur la face d'entrée de la fibre, issue de la fibre unimodale à, a priori, une polarisation quelconque qui peut être considérée comme la superposition de deux polarisations linéaires perpendiculaires. On peut donc considérer qu'à l'entrée de la fibre, les contributions TE et TM sont égales. Etant donné que seule la polarisation TM est affectée par l'excitation du plasmon de surface, l'intensité lumineuse en sortie de la fibre sera, a priori, dans les meilleures conditions la moitié de l'intensité incidente [22].

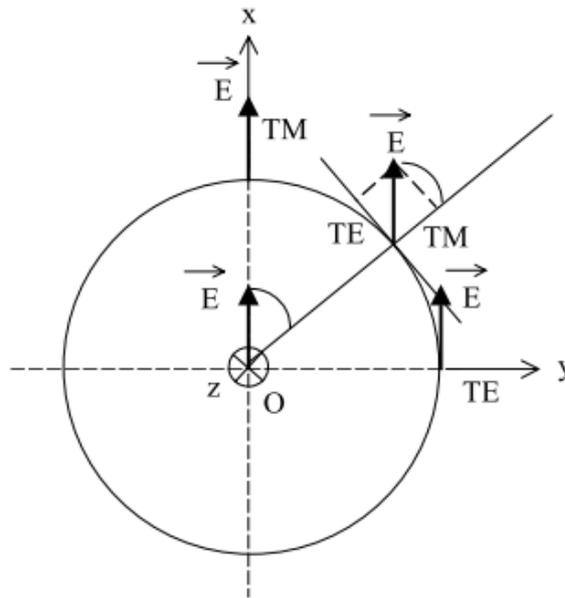


Figure II.11 : Schéma explicatif de l'état de polarisation de la lumière se propageant dans une fibre.

- L'angle de la lumière incidente peut varier dans le cas du prisme de 90 degrés à l'angle limite de réflexion totale ($\theta_{min} = \sin^{-1}(\frac{n_d}{n_p})$) Par contre, dans la fibre, la valeur inférieure de l'angle d'incidence est liée à l'ouverture numérique de la fibre non dénudée. On a donc $\theta_{min} \sin^{-1}(\frac{n_2}{n_1})$. Pour une fibre dont les indices de cœur n_1 et de la gaine n_2 valent respectivement 1,457 et 1,410, l'angle θ est compris entre 75° et 90°. En réalité, l'ouverture du faisceau émis par la source lumineuse réduit cet intervalle angulaire [18].

II.7 Etude des capteurs SPR à base de fibre optique:

II.7.1 Formulation matricielle du calcul de la réflectance dans un milieu multicouche :

Pour le calcul de la réflectance R_p d'une onde plane polarisée p sur un milieu constitué de N couches isotropes non magnétiques et de constantes diélectriques ϵ_k , nous avons utilisé le formalisme matriciel . Ce formalisme, basé sur le calcul des coefficients de Fresnel, est décrit avec précision par Yeh Pochi et X. Abeles. Il s'agit de déterminer le champ électrique E_k et magnétique H_k dans les N couches (équation II.20), en tenant compte d'une matrice de passage à chaque interface $(k-1)/k$ et d'une matrice de propagation dans chaque couche k [8].

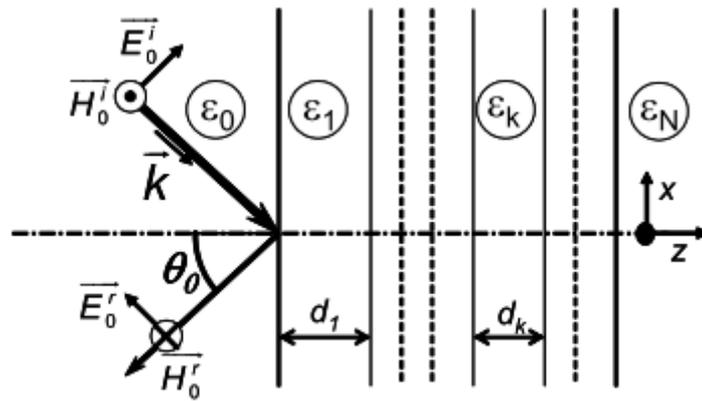


Figure II.12 : Représentation d'un système multicouche sous l'incidence d'une onde plane TM (Polarisation p) et définition des différents indices de réfraction et des épaisseurs des couches

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = [M] \times \begin{bmatrix} E_N \\ H_N \end{bmatrix} \tag{II.20}$$

Cette matrice [M] est ainsi le produit d'autant de matrices qu'il y a de couches .

$$[M] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^{N-1} \left(\begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{-j \sin \delta_k}{\eta_k} \\ -j \eta_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \right) \tag{II.21}$$

Avec $\delta_k = \frac{2\pi d_k}{\lambda} n_k \cos \theta_k$ et $\eta_k^p = \frac{\sqrt{\epsilon_k}}{\cos \theta_k}$

Le calcul de la réflectance est alors donné par le calcul pour chaque pulsation ou longueur d'onde par l'équation suivante :

$$R_p(\omega) = |r_p|^2 = \left| \frac{(M_{11}^p + M_{12}^p \cdot \eta_k^p) \eta_0^p - (M_{21}^p + M_{22}^p \cdot \eta_N^p)}{(M_{11}^p + M_{12}^p \cdot \eta_k^p) \eta_0^p + (M_{21}^p + M_{22}^p \cdot \eta_N^p)} \right|^2 \quad (\text{II.22})$$

II.7.2 Modélisation du capteur SPR a fibre optique :

Plusieurs approches théoriques sont reportées dans la littérature pour l'étude numérique des CFO à SPR. La première considère la valeur de la réflectance en tenant compte de réflexions multiples des rayons méridionaux dans une fibre multimodes. Ceci sera aussi notre approche. D'autres études reportent le calcul de la puissance transmise en ne considérant qu'une seule réflexion des rayons méridionaux ou en ne considérant qu'un seul angle d'incidence. Des analyses théoriques ont aussi été réalisées pour des CFO dont la zone sensible est à l'extrémité d'une fibre monomode, et sont alors basées sur une approche planaire de guide d'onde. Signalons enfin quelques études sur des systèmes multicouches [1].

II.7.3 La puissance transmise au travers la fibre :

Pour calculer la puissance transmise par une fibre capteur P_{trans} , il faut donc calculer la réflectance de chaque rayon caractérisé par son angle d'incidence [22], sa puissance relative et sa longueur d'onde à l'interface cœur/métal dans la fibre. Pour ce faire, il faut utiliser les résultats précédents pour une interface plane, en particulier l'équation (II.22).

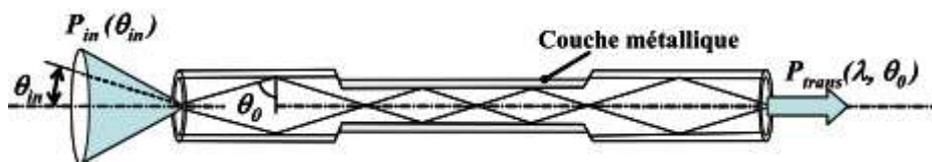


Figure II.13 : Schéma définissant le cône d'acceptance d'une fibre capteur, ainsi que la puissance transmise par la fibre (ou transmission de la fibre).

La source lumineuse utilisée dans ce travail est une source de type Lambertienne, dont l'intensité du faisceau injecté dans la fibre dépend de son angle par rapport à la normale de la face clivée (contrairement aux sources laser, pour lesquelles la lumière est considérée de la même intensité quelque soit l'angle d'injection). Mais une fois la

lumière injectée dans la fibre, elle est alors directionnelle et elle a une distribution de puissance modale suivante [8] :

$$P_{in}(\theta_0) \propto \frac{n_c^2 \sin \theta_0}{(1-n_c^2 \cos^2 \theta_0)^2} \quad (\text{II.23})$$

Ensuite il faut tenir compte qu'un rayon subit plusieurs réflexions $N(\theta_0)$ dans la zone sensible (équation (II.24) et figure (II.14)). Il faut donc élever à la puissance N la réflectance selon l'équation (II.25):

$$N(\theta_0) = \frac{L}{\varnothing \tan \theta_0} \quad (\text{II.24})$$

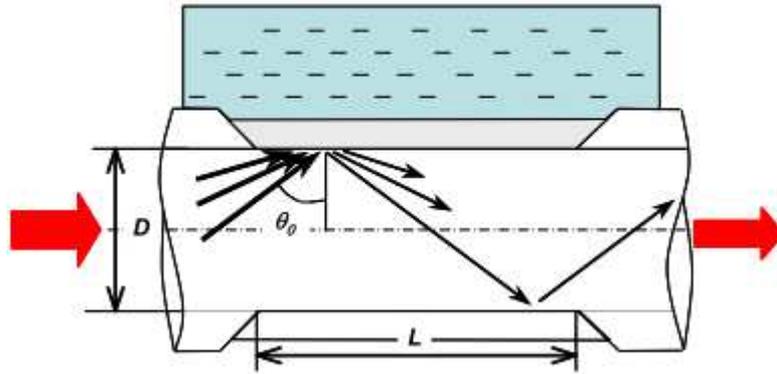


Figure II.14 : Définition de la longueur sensible L de la fibre, du diamètre de cœur D et de l'angle d'incidence sur l'interface θ_0 .

$$R_p(\omega) = \left| \frac{(M_{11}^p + M_{12}^p \cdot \eta_k^p) \eta_0^p - (M_{21}^p + M_{22}^p \cdot \eta_N^p)}{(M_{11}^p + M_{12}^p \cdot \eta_k^p) \eta_0^p + (M_{21}^p + M_{22}^p \cdot \eta_N^p)} \right|^{2 \times N(\theta_0)} \quad (\text{II.25})$$

Précédemment que seules les ondes de polarisation TM sont capables de se coupler avec les plasmons de surface. Dans le configuration cylindrique, les deux polarisations TM et TE existeront pour 50% chacune, mais seulement la moitié de la puissance injectée contribuera donc à l'excitation SPR [16]. La transmission par la fibre peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$P_{trans} = \frac{1}{2} \left[\frac{\int_{\theta_{cr}}^{\frac{\pi}{2}} R_p^{N(\theta_0)} (n_1^2 \sin \theta_0 \cos \theta_0 / (1-n_1^2 \cos^2 \theta_0)^2) d\theta_0}{\int_{\theta_{cr}}^{\frac{\pi}{2}} (n_1^2 \sin \theta_0 \cos \theta_0 / (1-n_1^2 \cos^2 \theta_0)^2) d\theta_0} + 1 \right] \quad (\text{II.26})$$

et : $\theta_{cr} = \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$

Avec θ_{cr} et n_g l'angle critique de réflexion et l'indice de réfraction de la gaine optique de la fibre.

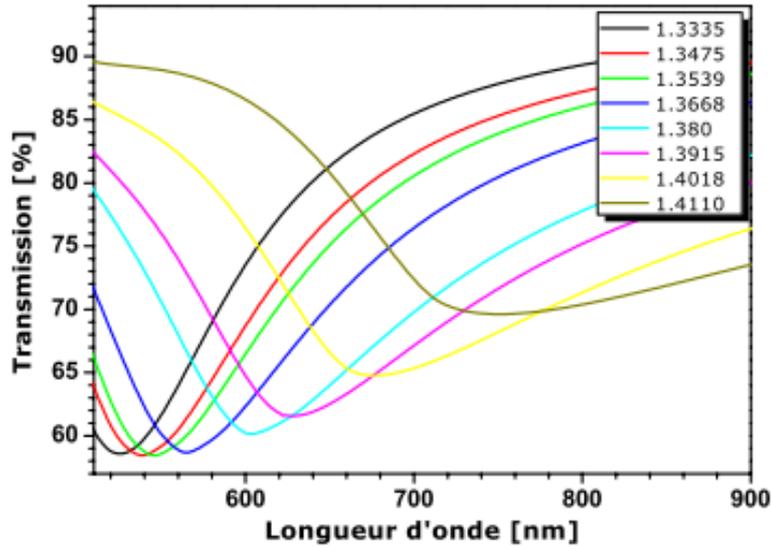


Figure II.15: Réponse d'un capteur à fibre optique (ON=0,22, diamètre=300µm, longueur de la zone sensible : 20mm) avec une couche d'or de 22 nm pour une gamme d'indice comprise entre 1,335 et 1,4110. La couche d'or est considérée infiniment lisse dans le modèle numérique [1].

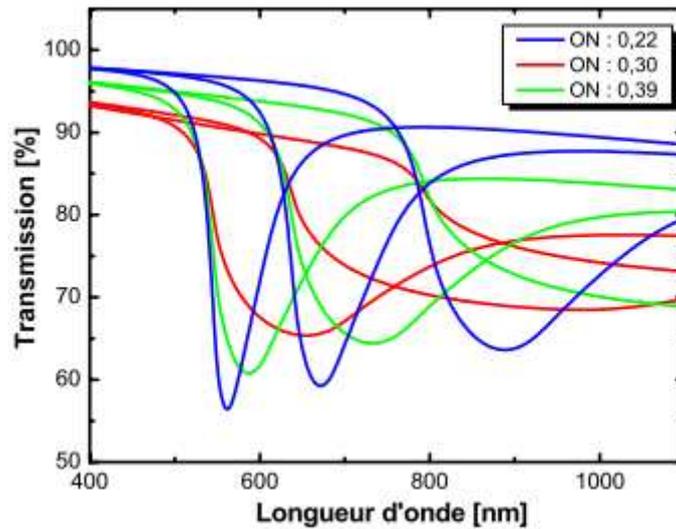


Figure II.16 : Réponses SPR d'un capteur CFO en fonction de l'ouverture numérique du dispositif fibre-spectromètre [8].

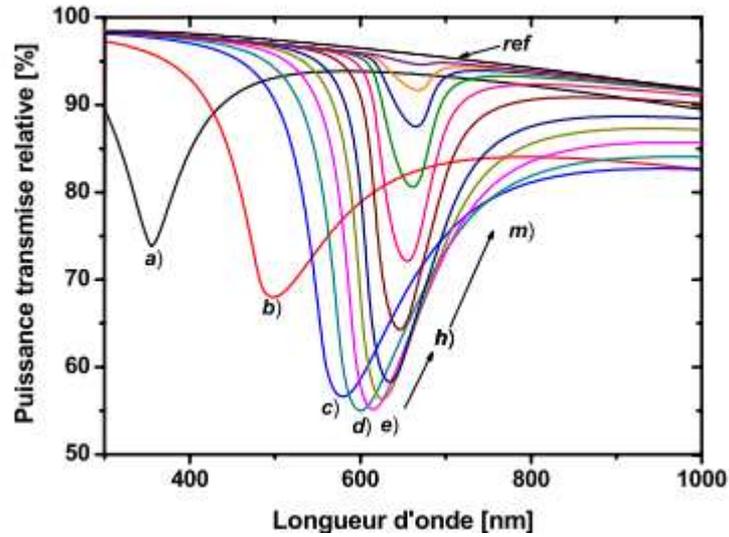


Figure II.17 : Courbes SPR calculées en fonction de l'épaisseur du métal qui augmente dans le sens des flèches: a) 10 nm ; b) 20 nm ; c) 30 nm ; d) 35 nm ; e) 40 nm ; h) 60 nm et m) 120 nm [8].

II-7-4 Caractéristiques optiques des différents milieux considérés :

Les valeurs numériques pour la simulation. En particulier, les valeurs des constantes diélectriques utilisées lors des calculs. Rappelons que le système est constitué d'une ou deux couches minces, à savoir le métal ϵ_m , avec ou sans couches organiques greffées, et de deux milieux semi-infinis, à savoir la silice ϵ_c (cœur de la fibre) et le milieu à analyser ϵ_s (l'analyte). La description des trois milieux [8] :

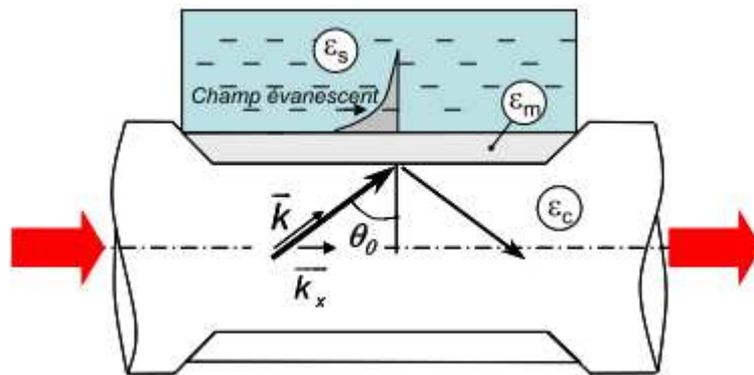


Figure II.16 : Représentation de trois des quatre milieux considérés dans nos simulations : la fibre en silice, la couche métallique sensible et la solution à analyser, encore nommée l'analyte.

Milieu 1 : Le cœur en silice de la fibre optique. L'indice de réfraction sera indiqué par n_c .

L'absence d'information précise sur la constante diélectrique du cœur des fibres utilisées, deux stratégies sont en visages : d'une part, considérer l'indice du verre comme constant, et voisin de 1,457 pour 632 nm, valeur généralement admise, utiliser la dispersion chromatique de l'indice de la silice fondue, telle qu'on la trouve dans la littérature (équation II.27) et présentée sur la figure (II.17) [22].

$$n_c(\lambda) = C_0 + C_1\lambda^2 + C_2\lambda^4 + \frac{C_3}{(\lambda^2-L)} + \frac{C_4}{(\lambda^2-L)^2} + \frac{C_5}{(\lambda^2-L)^3} \quad (\text{II.27})$$

$L, C_0, C_1, C_2, C_3, C_4$ et C_5 sont des valeurs numériques ajustables, et λ est la longueur d'onde exprimée en micromètres. Les valeurs utilisées sont :

$$C_0 = 1,4508554 \quad C_1 = -0,0031268 \quad C_2 = -38,1 \times 10^{-6}$$

$$C_3 = 0,0030270 \quad C_4 = -77,9 \times 10^{-6} \quad C_5 = 1,8 \times 10^{-6} \quad L = 0,035.$$

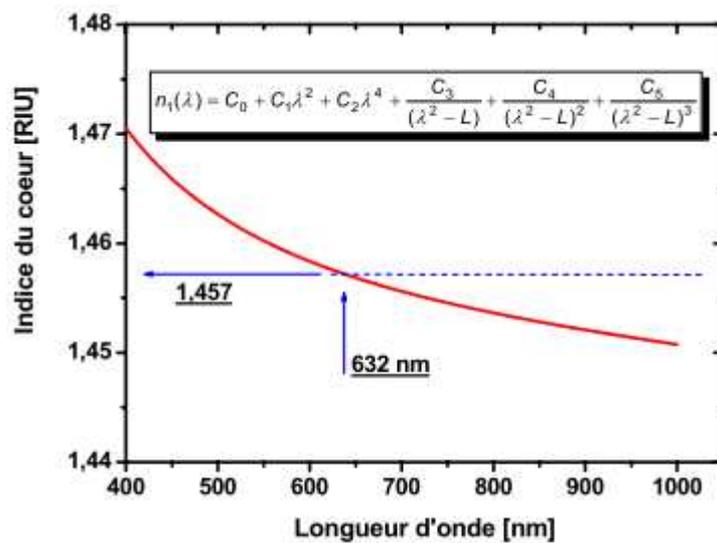


Figure II.17: Dispersion chromatique de la silice fondue (cœur de la fibre optique).

Milieu 2 :

La couche métallique (argent ou or). Cette couche est d'épaisseur d ; La fonction diélectrique des milieux métalliques a été ajustée par une fonction classique de type Drude (équation II.28) sur des courbes expérimentales données dans la littérature [23].

$$\tilde{\epsilon}_m(\omega) = \epsilon_{Ag}^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\omega_\tau)} \quad (\text{II.28})$$

Les paramètres ajustables présentés dans le tableau II.1 sont $\epsilon_{Ag}^\infty, \omega_\tau, \omega_p$.

ω_p et ω_τ sont les pulsation plasma et d'amortissement respectivement et ϵ_{Ag}^∞ est la constante diélectrique de l'argent à une fréquence infinie [23].

| | Argent [17] | Or [2] |
|------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| ϵ_{Ag}^∞ | 2,48 | 9,75 |
| ω_p | $1,35 \times 10^{16} \text{ rad / s}$ | $1,36 \times 10^{16} \text{ rad / s}$ |
| ω_τ | $7,62 \times 10^{13} \text{ rad / s}$ | $1,45 \times 10^{14} \text{ rad / s}$ |

Tableau II.1 : Paramètres utilisés pour le calcul de la fonction diélectrique de l'argent et de l'or.

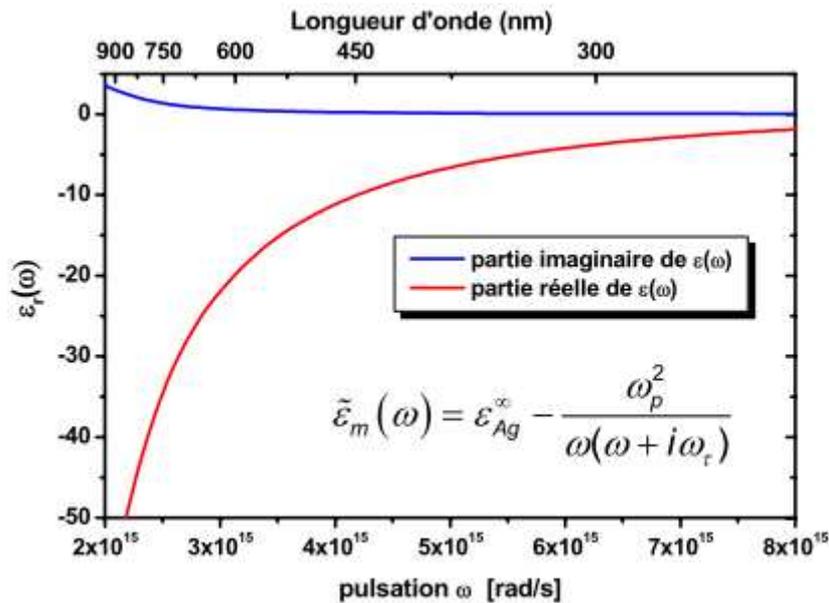


Figure II.18 : Parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique de l'argent. Les paramètres utilisés sont donnés tableau II.1

Milieu 3 : L'analyte. Sa constante diélectrique est indiquée par ϵ_s . Elle sera le plus souvent prise comme une constante réelle. Des milieux diélectriques absorbants seront étudiés et dans ce cas sont prises en compte l'évolution des parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique autour de la longueur d'onde d'absorption [23].

II.8 Sensibilité, Limite de détection et gamme de fonctionnement :

Afin de pouvoir comparer les différentes configurations de capteurs, 3 valeurs caractéristiques ont été définies : la sensibilité, la limite de détection ou résolution (liée à la précision de la mesure) et la gamme de fonctionnement [20].

a) La sensibilité S du capteur : est définie comme le rapport entre la variation du paramètre caractérisant la résonance des plasmons, ici la longueur d'onde λ_{res} pour laquelle la transmission à travers la fibre est minimale et la grandeur à mesurer qui sera dans ce cas un indice de réfraction n , mais qui pourrait être une masse ou une épaisseur de molécules adsorbées. L'indice de réfraction sera donné en RIU pour « Refractive Index Unit ». La sensibilité du capteur sera égale aux valeurs de S_λ (nm /RIU) dont la définition est la suivante [20]:

$$S_\lambda = \frac{\Delta\lambda_{res}}{\Delta n} \quad (\text{nm/RIU}) \quad (\text{II.29})$$

Avec:

$\Delta\lambda_{res}$: La variation de l'onde de résonance.

Δn : La variation de l'indice de réfraction.

b) La limite de détection ou résolution : est la variation minimale du paramètre mesurée (l'indice de réfraction) que l'on sera capable de résoudre. Elle dépend de la résolution spectrale estimée en partie de la résolution instrumentale (performances du spectromètre). La résolution sera aussi fortement influencée par la forme intrinsèque du signal mesuré. La capacité à séparer deux signaux distincts dépendra de l'amplitude du pic d'absorption et de sa largeur. En particulier, une grande largeur à mi-hauteur des bandes d'absorption obtenues avec des fibres ne permettra d'être sensible qu'à de petites variations de longueur d'onde de résonance [8].

c) La gamme de fonctionnement du capteur : c'est l'intervalle d'indices de réfraction pour lequel le capteur est efficace. La gamme sera généralement comprise entre les indices de réfraction n de 1,33 à 1,50. Cette gamme peut paraître étroite, mais ces capteurs sont envisagés pour la détection en milieu aqueux d'espèces biologiques présentes en faible quantité [20].

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Malak Kanso «Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique » thèse de doctorat, 19 juin 2008, université de Nantes.
- [2] Jean-Marie Vigoureux « De l'onde évanescent de fresnel au champ proche optique » Annales de la Fondation Louis de Broglie, Volume 28, N°3-4, 2003.
- [3] Saloua Helali « conception et réalisation de matériaux biofonctionnels pour des dispositifs capteur impedimetriques » thèse de doctorat, 15 décembre 2005, L'école Centrale de Lyon.
- [4] Ryad Bendoul « Biocapteur optique : Sonde fibrée à cavité Fabry-Pérot intrinsèque et à couplage évanescent» thèse de doctorat, 17 novembre 2005, l'université de Franche-Comté.
- [5] Belkhir Abderrahmane « Extension de la modélisation par FDTD en nano- optique » thèse de doctorat, 26 novembre 2008, l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.
- [6] Gulabi Celep « Propriétés optiques et processus dynamiques dans les nanoparticules métalliques : agrégats de cuivre et systèmes mixtes cœur-coquille Indium/Argent » Thèse de doctorat, 18 décembre 2006, l'université Claude Bernard - Lyon I.
- [7] Hervé Portales « Etude par diffusion Raman de nanoparticules métalliques en matrice diélectrique amorphe » thèse de doctorat, 17 /12/2001, l'université Claude Bernard - Lyon I.
- [8] Karla Balaa « Capteur à fibre optique basé sur le principe de Résonance de Plasmons de Surface : optimisation pour la détection d'espèces chimiques » thèse de doctorat, 16 février 2007, Université de Nantes.
- [9] Yannick Poujet « transmission exaltée à travers des tamis à photos à ouvertures annulaires nanométriques : simulation et caractérisation » thèse de doctorat, 14 décembre 2007, université de Franche-Comté.
- [10] Elisa Guillermain « dispositifs nanophotoniques à ondes de surface en silicium poreux : technologie et application à la bio –détection » thèse de doctorat, 19/11/2007, institut des nanotechnologies de Lyon.

- [11] Nicolas Marquestaut «Effets d'exaltations par des nanostructures métalliques : Application à la microscopie Raman en Champ Proche » thèse de doctorat, 1^{er} Juillet 2009, l'université Bordeaux I.
- [12] Flavien Pillet « développement d'un outil d'analyse d'interactions moléculaires basé sur la résonance plasmonique de surface (SPRi) » thèse de doctorat, 15/12/2010, l'université de Toulouse.
- [13] Hafaid Imen « Etude physico-chimique de capteurs à base de nanomatériaux pour des applications biomédicales » thèse de doctorat, 26/06/2009, INSA Lyon.
- [14] Cédric Ayela « Micromembranes résonantes à actionnement et détection piézoélectriques intégrés pour la détection de molécules biologiques en temps réel » thèse de doctorat, 20 décembre 2007, l'université Toulouse III – Paul Sabatier.
- [15] Julien Burgin « Étude femtoseconde de la dynamique électronique et vibrationnelle de nano-objets métalliques et de l'ordre local dans les verres » thèse de doctorat, 14 Septembre 2007, l'université Bordeaux I.
- [16] Jaromír Pištora et All « Surface plasmon resonance sensor with a magneto-optical structure » *optica applicata*, vol. XL, No. 4, 2010.
- [17] Flaien Pillet « Développement d'un outil d'analyse d'interactions moléculaires basé sur la Résonance plasmonique de surface (SPRi) » thèse de doctorat, 15 décembre 2010, INSA Toulouse.
- [18] Sébastien Massenot « étude modélisation et réalisation de composants diffractant : contribution a l'étude de matériaux accordables et application a l'enregistrement holographique de filtres résonants » thèse de doctorat, 03 février 2006, l'université de Bretagne Sud.
- [19] François Marquier « Interaction des ondes de surface avec des Microstructures périodiques Emission thermique cohérente et transmission résonante" thèse de doctorat, 22 octobre 2004, école Centrale Paris.
- [20] Fabrice Bardin « capteur a fibre optique a gradient d'indice inverse base sur la résonance plasmon de surface : applications a la détection d'espèces chimiques » thèse de doctorat, 10 Décembre 2001, l'université jean Monnet de Saint-Etienne.
- [21] Tahereh Makiabadi « Etude de surfaces nanostructures : applications à la spectroscopie Raman exaltée de surface et à la résonance de plasmons localisés » thèse de doctorat, 29 /01/ 2010, université de Nantes.

- Messaoud Benounis « Etude de nouveaux capteurs à fibre optique pour le suivi du vieillissement des matériaux et la détection des espèces chimiques » thèse de doctorat, 5 novembre 2004, école centrale de Lyon.
- [22]
- [23] Alexandre Mary « Plasmon de surface de particules métalliques toroïdales » thèse de doctorat, 30 novembre 2006, l'université de Bourgogne.



Chapitre III:
Réalisation d'un capteur SPR
à fibre optique

III.1 Introduction :

Dans ce travail nous avons étudié les plasmons de surface dans le cas des fibres optiques traitées chimiquement. Le travail passe par une succession d'étapes. La première étape consiste en la réalisation du capteur à fibre optique et la deuxième en l'étude du capteur.

La réalisation débute par l'amincissement de la fibre optique en silice en une région localisée sur sa longueur par attaque chimique (par l'acide fluorhydrique HF). Ensuite on procède à déposer une couche mince métallique sur la zone dénudé. L'argent et l'or sont les métaux les plus utilisés au regard de la bibliographie. Cette réalisation est suivie de caractérisation de la couche métallique et des essais de fonctionnalités et de la mise en évidence de l'observation des plasmons.

III.2 la réalisation du capteur a fibre optique :

Les fibres utilisées sont des de longueur de ~1 m de diamètre de 10/125 μm et 9/125 μm pour les fibres a saut d'indices et 50/125 μm pour les fibres a gradients d'indices. La réalisation s'effectue en différents étapes:

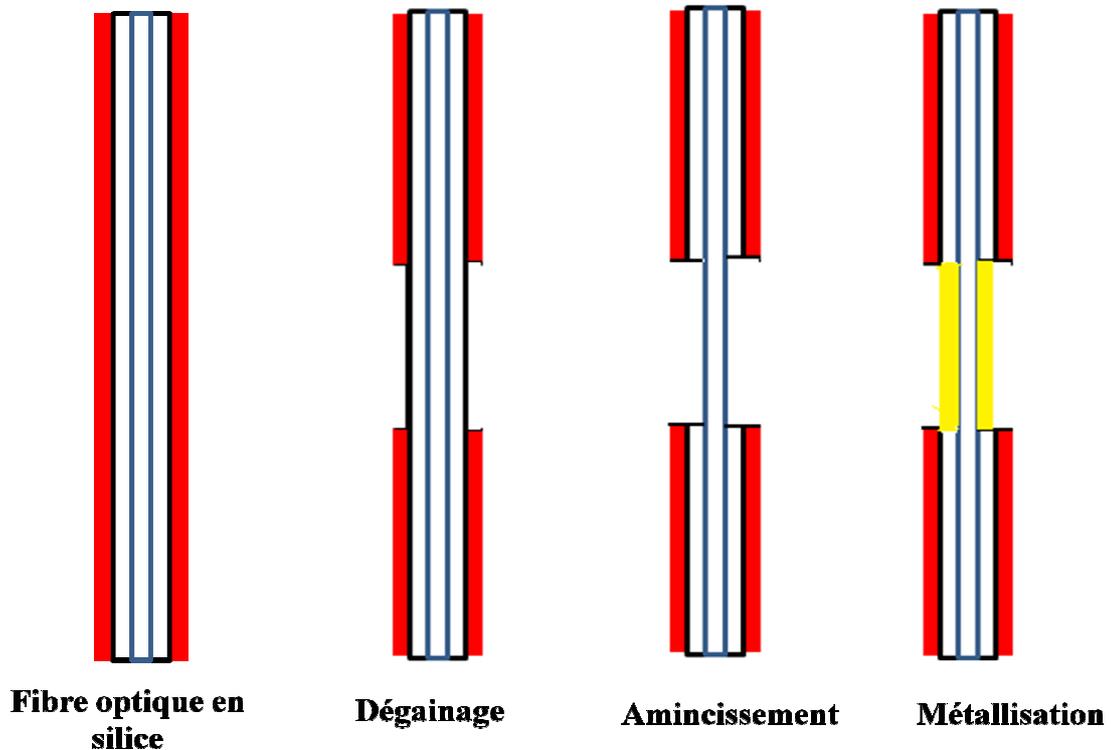


Figure III.1 : Les différentes étapes de préparation des SPR

III.2.1 Dégainage :

Le dégainage consiste à enlever la couche en plastique de protection. L'enlèvement de cette couche plastique est effectué en plongeant la fibre optique dans une solution chimique composée de (50% méthanol+ 50% dichlorométhane), pendant quelques minutes, jusqu'à l'arrachement de la gaine plastique. Ce produit nous a permis d'arracher facilement le plastique sans aucun risque d'interaction avec la surface en silice de la fibre.

III.2.2 L'amincissement :

Cette opération à trait à l'enlèvement de la gaine optique de silice. Pour dénuder la fibre optique en silice on a utilisé l'attaque chimique par l'acide HF. Ce produit provoque une dégradation du squelette SiO_2 et, par conséquent, engendre un amincissement des fibres jusqu'à atteindre le cœur nu. Le processus est suivi par une observation à l'aide d'un microscope optique. Afin de valider les résultats, des mesures en transmission de l'intensité lumineuse sont réalisées par le biais d'un montage expérimental. La réduction du diamètre de la fibre se fait en temps réel.

Nous avons utilisé deux bains d'acide de différentes concentrations, à savoir 35% et 5%, nous permettant une attaque rapide et lente, chose qui nous permet de mieux contrôler l'amincissement de la fibre soumise à l'attaque chimique.

III.2.2.1 Préparation de l'acide fluorhydrique :

L'acide HF attaque profondément le squelette de silice en rompant immédiatement les liaisons Si-O cette activité chimique dépend de sa concentration et des conditions expérimentales de travail dont la température.

L'acide HF, dans chaque essai, est mis dans un récipient en plastique transparent, à faces planes de dimension confortable pour éviter les risques d'accidents et pour l'économie de ce produit. Afin de protéger cette quantité d'acide contre l'évaporation nous lui ajoutons une quantité d'huile de paraffine suffisante pour couvrir sa surface.

III.2.2.2 Montage expérimental :

Le montage réalisé est schématisé dans la figure suivante

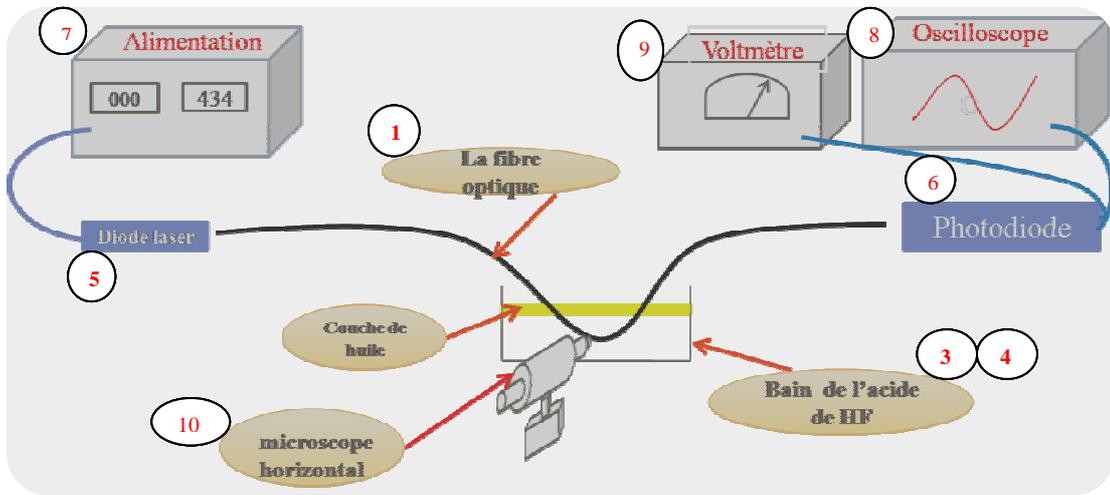


Figure III. 2 : Le montage expérimental.

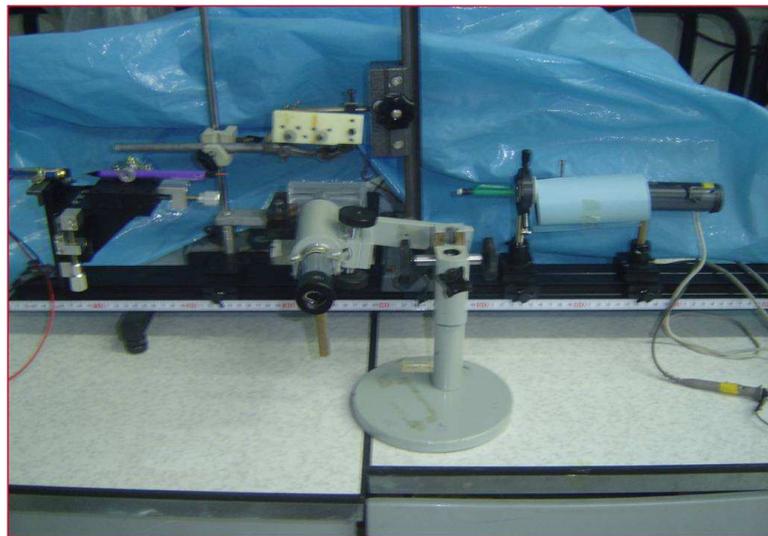


Figure III.3 : Photo du montage expérimental utilisé.

Le montage est constitué par :

- 1 : Une fibre optique.
- 2 : Porte échantillon à déplacement vertical.
- 3 : Récipient en plastique transparent.
- 4 : L'acide HF.
- 5 : Diode laser.
- 6 : Photodiode.
- 7 : Alimentation.
- 8 : Oscilloscope.
- 9 : Voltmètre.
- 10 : Microscope optique horizontal.

Le microscope d'observation est mit au point afin d'observer la zone décapée.

La fibre optique 9 /125 μm est utilisée dans la première étape correspondant à l'attaque chimique rapide. L'acide HF de concentration de 35% est utilisé. Les valeurs de l'intensité lumineuse, proportionnelles aux valeurs de la tension, sont relevées à l'aide du voltmètre, et la variation de diamètre à l'aide du microscope -composé d'un oculaire x10 et d'un objectif de (10/0.25)). Ces mesures sont prises durant la réduction du diamètre de la fibre, jusqu'à l'obtention d'une fibre optique de diamètre de $\sim 20\mu\text{m}$. Lors de la deuxième étape, l'acide est remplacé par l'acide de concentration de 5% pour ralentir l'activité chimique et faciliter, ainsi, la mesure de la variation de l'intensité lumineuse et la réduction du diamètre en évitant la rupture de la fibre. Les valeurs obtenues sont représentées dans le tableau suivant :

1^{ère} étape : la concentration 35% :

| Temps (min/sec) | Diamètre de la fibre optique (μm) | Tension (v) | V/Vmax |
|-----------------|--|-------------|--------|
| 0 | 125 | 1.55 | 1 |
| 4' 42'' | 115 | 1.55 | 1 |
| 5' 58'' | 104 | 1.55 | 1 |
| 10' 9'' | 99 | 1.5 | 0.96 |
| 12' | 94 | 1.45 | 0.93 |
| 15' | 83 | 1.45 | 0.93 |
| 17' 25'' | 78 | 1.45 | 0.93 |
| 19 | 73 | 1.45 | 0.93 |
| 21' 21'' | 68 | 1.35 | 0.87 |
| 22' 36'' | 63 | 1.35 | 0.87 |
| 25' 37'' | 57 | 1.25 | 0.80 |
| 26' 37'' | 52 | 1.25 | 0.80 |
| 29' 49'' | 42 | 1.15 | 0.74 |
| 32' 34'' | 36 | 1 | 0.64 |
| 33' 36'' | 31 | 0.95 | 0.61 |
| 35' 54'' | 26 | 0.9 | 0.58 |
| 37 | 21 | 0.7 | 0.45 |

Tableau III. 1: Tableau représente la variation de l'intensité lumineuse et la variation du diamètre en fonction du temps. Concentration de l'acide 35%

2^{ème} étape : Concentration 5% :

La tension initiale est $U = 1.4v$

| Temps (min/ sec) | Diamètre de la fibre optique (μm) | Tension (v) | V/Vmax |
|------------------|--|-------------|--------|
| 0 | 21 | 1.4 | 1 |
| 53' 24'' | 21 | 1.3 | 0.92 |
| 65' 24'' | 21 | 1.25 | 0.89 |
| 71 | 18 | 1.2 | 0.85 |
| 77' 12'' | 16 | 1.15 | 0.82 |
| 85' 6'' | 16 | 1.1 | 0.78 |
| 92' 18'' | 16 | 1.05 | 0.75 |
| 98' 7'' | 10 | 1 | 0.71 |
| 106' 49'' | 10 | 0.95 | 0.67 |
| 109' 49'' | 10 | 0.9 | 0.64 |
| 121' 39'' | 10 | 0.8 | 0.57 |
| 139' 18'' | 9 | 0.7 | 0.5 |
| 145' 30'' | 9 | 0.65 | 0.46 |

Tableau III.2 : Le tableau représente la variation de l'intensité lumineuse et la variation du diamètre en fonction de temps. Concentration de l'acide 5%

Les courbes correspondantes sont représentées dans les figures Fig. III.6 à III.11 suivantes :

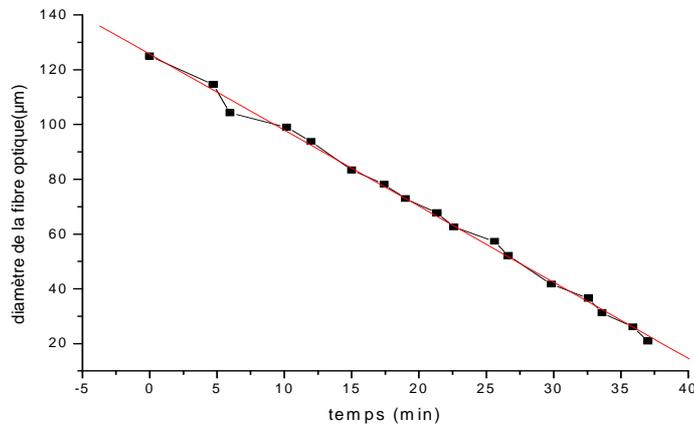


Figure III.4 : Variation du diamètre de la fibre optique en fonction du temps ($d_{f,o}=125\mu m$, HF=35%)

La vitesse de l'attaque chimique, par l'acide HF de concentration 35% pour la 1^{ère} fibre optique de diamètre (9/125) μm , est calculée comme suit:

$$v = \left| \frac{\Delta d}{\Delta t} \right| \tag{III.1}$$

De la courbe (figure III.6), on en déduit

$$v = \left| \frac{125 - 20.84}{0 - 37} \right| = 2.815 \mu\text{m}/\text{min}$$

$$v = 2.8 \mu\text{m}/\text{min}$$

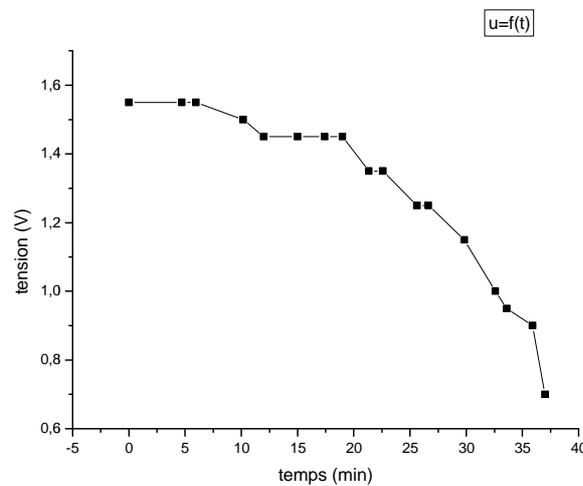


Figure III.5 : Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction du temps ($d_{f,o}=125\mu\text{m}$, HF=35%)

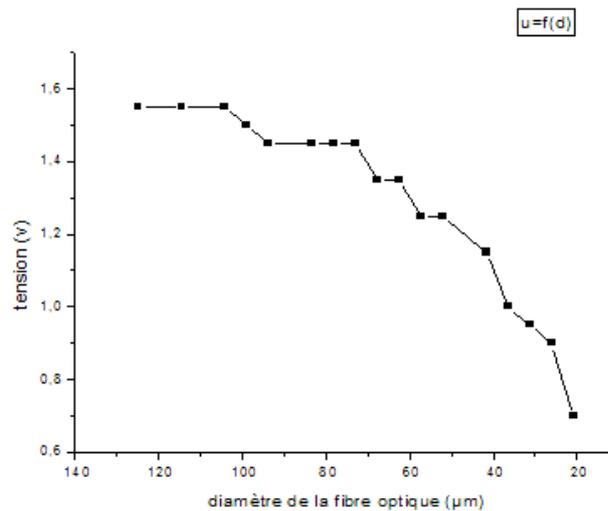


Figure III.6 : Variation de l'intensité transmise en fonction du diamètre de la fibre optique ($d_{f,o}=125\mu\text{m}$, HF=35%)

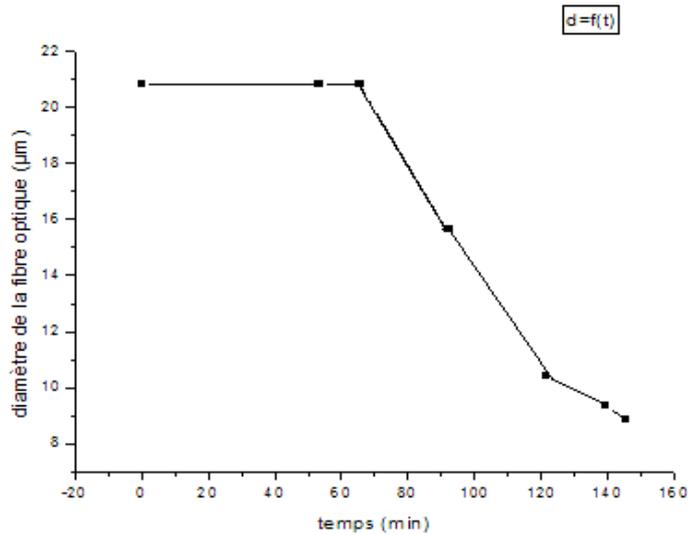


Figure III.7: Variation du diamètre de la fibre optique en fonction du temps
($d_{f,0}=20.84\mu\text{m}$, HF=5%)

La vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 5% pour la 1^{ère} fibre optique de diamètre (9/125) μm est calculée de la même façon que précédemment. On obtient alors d'après la courbe (figure III.7)

$$v = \left| \frac{20.84 - 8.85}{0 - 145.5} \right| = 0.08 \mu\text{m}/\text{min}$$

$v = 0.08 \mu\text{m}/\text{min}$ c'est la vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 5%.

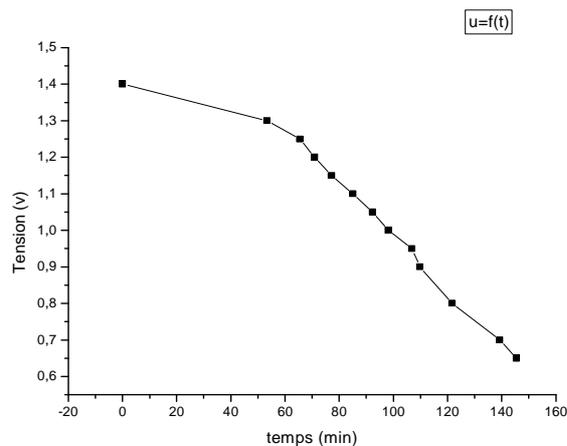


Figure III.8 : Variation de l'intensité transmise en fonction du temps ($d_{f,0}=20.84\mu\text{m}$, HF=5%)

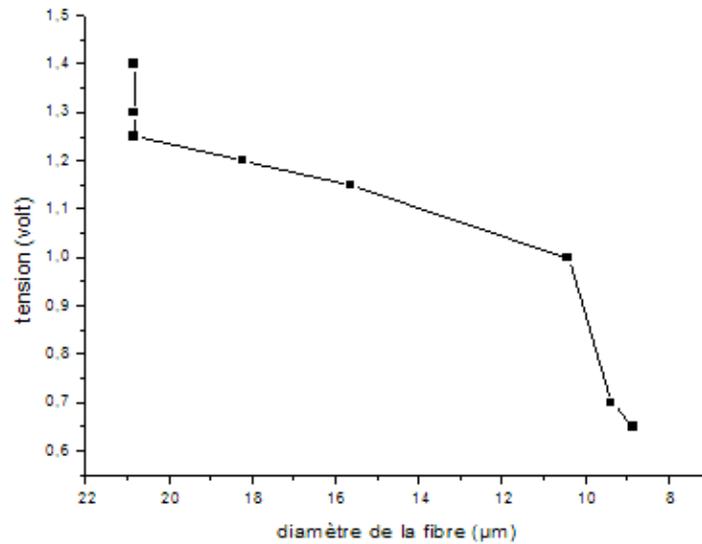


Figure III.9: Variation de l'intensité transmise en fonction du diamètre de la fibre optique ($d_{f,o}=20\mu\text{m}$, HF=5%)

III.2.2.3 Discussions des courbes obtenues pour la fibre optique de diamètre (9/125) µm :

D'après la courbe de la figure III.4 Le diamètre de la fibre optique diminue linéairement en fonction du temps par une vitesse $v= 2.8 \mu\text{m}/\text{min}$. Le diamètre initialement de $125 \mu\text{m}$ est réduit jusqu'à l'obtention d'une fibre optique de diamètre de $20.84 \mu\text{m}$. La concentration de l'acide est changée, la courbe de la figure III.7 correspondante montre une variation relativement lente par une vitesse $v= 0.08 \mu\text{m}/\text{min}$, donc contrôlable.

La courbe de la figure III.5 représente la variation de l'intensité en fonction du temps. On observe dans l'intervalle de temps [0 25] min une diminution de l'intensité lente, et dans l'intervalle de temps [25 37] min la diminution de l'intensité est plus rapide à cause des pertes de lumière.

Dans le cas de la courbe de la figure III.8, la variation de l'intensité en fonction du temps est lente dans la 1^{ière} période et, relativement plus rapide dans la 2^{ième} période. La limite entre les deux correspond à la dimension du cœur. En d'autres termes on atteint l'onde évanescente.

La courbe de la figure III.6 représente la variation de l'intensité en fonction du diamètre avec concentration de l'acide de 35%. Au début la variation est lente jusqu'à un diamètre de la fibre optique de 60 μm . La réduction du diamètre continue pour atteindre un diamètre de 20,84 μm . Ensuite l'attaque est soutenue à l'aide d'un bain de l'acide de concentration de 5%. Il en résulte un diamètre de cœur de 10,42 μm , la limite de l'onde évanescente.

Dans la figure III.10, ci-dessous, on montre les différentes zones attaquées. La zone centrale est la zone amincie à la dimension du cœur.

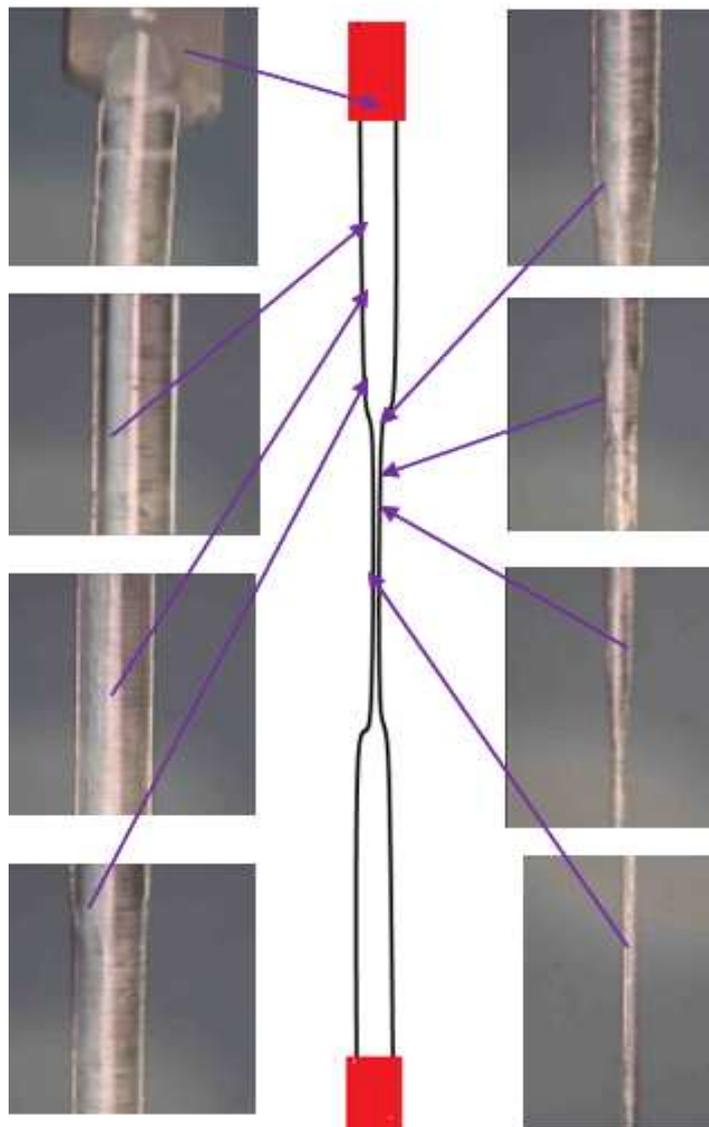


Figure III. 10 : Images de la fibre optique après l'amincissement obtenues par le microscope de réflexion avec grossissement 20.

III.2.2.4 Vérification du dégainage optique (cœur/gaine modifiée) :

Après l'attaque chimique, la fibre optique est plongée dans des milieux d'indice de réfraction différents. Des mesures en transmission sont relevées (tension en volt) et présenter dans le tableau suivant :

La tension de départ est $U=1\text{v}$

| tension (en volt) \ Les milieux | Essai 1 | Essai 2 | Essai 3 | Essai 4 | Essai 5 |
|---|---------|---------|---------|---------|---------|
| L'eau ($n_{\text{eau}}=1.33$) | 1.3 | 1.2 | 1.25 | 1.25 | 1.25 |
| Ethanol ($n_{\text{éthanol}}=1.37$) | 1.1 | 1 | 1.05 | 1 | 1 |
| Huile de paraffine ($n_{\text{huile de paraffine}}=1.47$) | 0.5 | 0.5 | 0.55 | 0.55 | 0.55 |

Tableau III.3 : Tableau représente la variation de l'intensité en fonction des différents milieux.

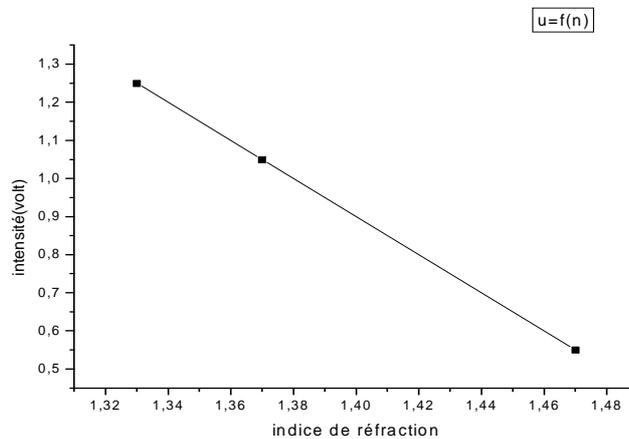


Figure III.11: La variation de l'intensité en fonction de l'indice de réfraction.

La variation de la courbe de la fig.III.11 est en concordance avec les lois de guidage optique. L'intensité transmise diminue lorsque l'indice de réfraction des milieux augmente.

Les étapes de l'expérience précédente sont répétées dans le cas de la fibre optique (10/125) μm . La réduction de la fibre est ramenée à un diamètre de 10.41 μm . Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux suivants :

Pour une concentration HF de 35% :

| Temps (min/ sec) | Diamètre de la fibre optique (μm) | Tension (v) | V/Vmax |
|------------------|--|-------------|--------|
| 0 | 125 | 2 | 1 |
| 5' 36'' | 115 | 2 | 1 |
| 10' 58'' | 104 | 2 | 1 |
| 14' 18'' | 99 | 1.95 | 0.975 |
| 17' | 94 | 1.85 | 0.925 |
| 20' | 83 | 1.85 | 0.925 |
| 23' 27'' | 78 | 1.85 | 0.925 |
| 26 | 73 | 1.85 | 0.925 |
| 29' 21'' | 68 | 1.75 | 0.875 |
| 32' 48'' | 63 | 1.75 | 0.875 |
| 34' 30'' | 57 | 1.65 | 0.825 |
| 35' 37'' | 52 | 1.65 | 0.825 |
| 38' 49'' | 42 | 1.55 | 0.775 |
| 42' | 36 | 1.4 | 0.7 |
| 42' 36'' | 31 | 1.35 | 0.675 |
| 45 | 26 | 1.3 | 0.65 |
| 46 | 21 | 1.1 | 0.55 |

Tableau III.4 : Tableau représente la variation de l'intensité et le diamètre en fonction de temps avec concentration de l'acide 35%

Pour une concentration HF de 5% :

| Temps (min/sec) | Diamètre de la fibre optique (μm) | Tension (v) | V/Vmax |
|-----------------|--|-------------|--------|
| 0 | 21 | 1.6 | 1 |
| 55' 24'' | 21 | 1.5 | 0.93 |
| 68' 15'' | 21 | 1.45 | 0.90 |
| 72' 30'' | 18 | 1.4 | 0.87 |
| 80' 6'' | 16 | 1.35 | 0.84 |
| 88' 12'' | 16 | 1.3 | 0.81 |
| 95' 24'' | 16 | 1.25 | 0.78 |
| 100' 25'' | 10 | 1.20 | 0.75 |
| 108' 25'' | 10 | 1.15 | 0.71 |
| 111' 37'' | 10 | 1.1 | 0.68 |
| 123' 37'' | 10 | 1 | 0.62 |

Tableau III.5: Tableau représente la variation de l'intensité et le diamètre en fonction du temps avec concentration de l'acide 5%.

Les courbes obtenues sont :

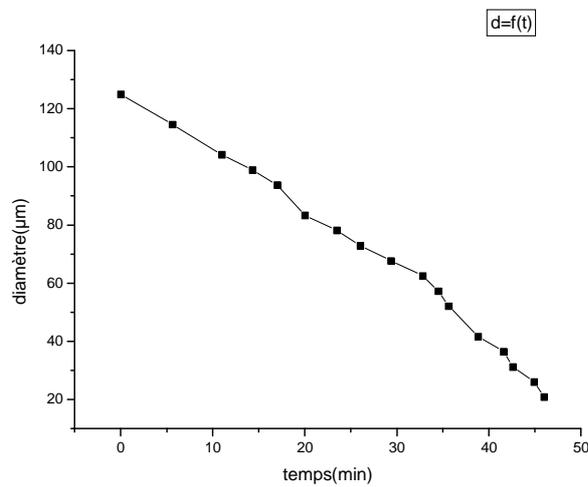


Figure III.12: Variation du diamètre de la fibre optique en fonction du temps (HF=35%).

La vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 35% pour la 2^{ème} fibre optique de diamètre (10/125) µm :

D'après la courbe (figure III.12)

$$v = \left| \frac{125 - 20.84}{0 - 46} \right| = 2.26 \text{ } \mu\text{m}/\text{min}$$

$v = 2.26 \text{ } \mu\text{m}/\text{min}$ c'est la vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 35%.

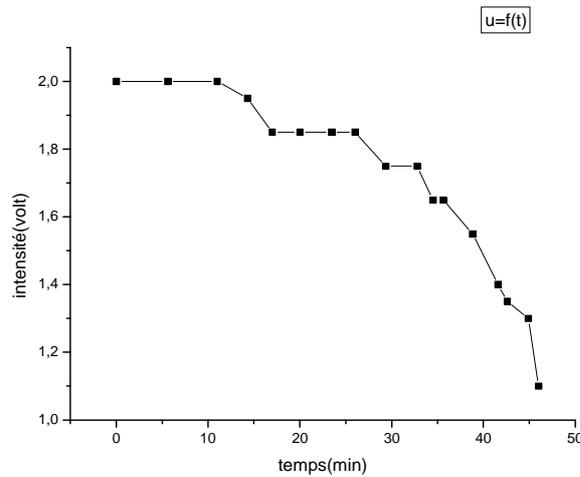


Figure III.13: Variation de l'intensité transmise en fonction du temps (HF=35%).

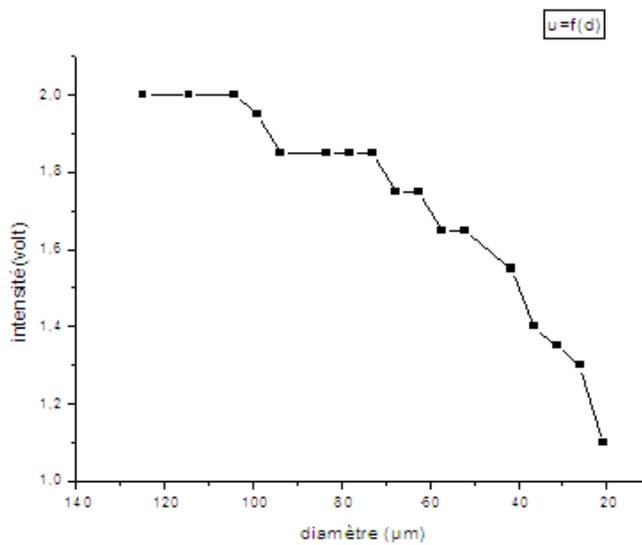


Figure III.14: Variation de l'intensité transmise en fonction du diamètre de la fibre optique (HF=35%).

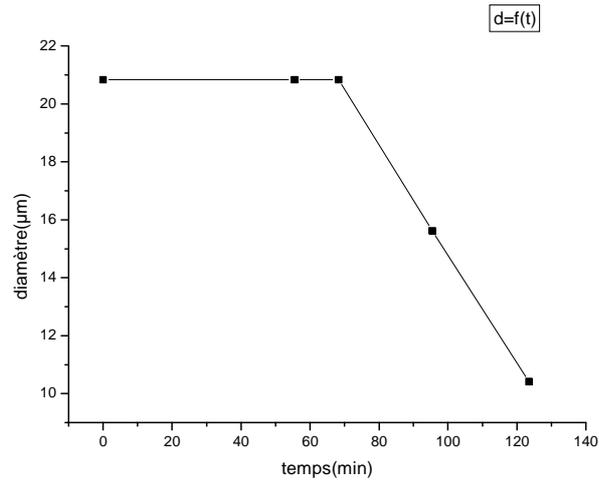


Figure III.15: Variation du diamètre de la fibre optique en fonction du temps (HF=5%).

La vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 5% pour la 2^{ème} fibre optique de diamètre (10/125) µm :

D'après la courbe (figure III.15)

$$v = \left| \frac{20.84 - 10.42}{0 - 123.46} \right| = 0.084 \text{ } \mu\text{m}/\text{min}$$

$v = 0.084 \text{ } \mu\text{m}/\text{min}$ c'est la vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 5%.

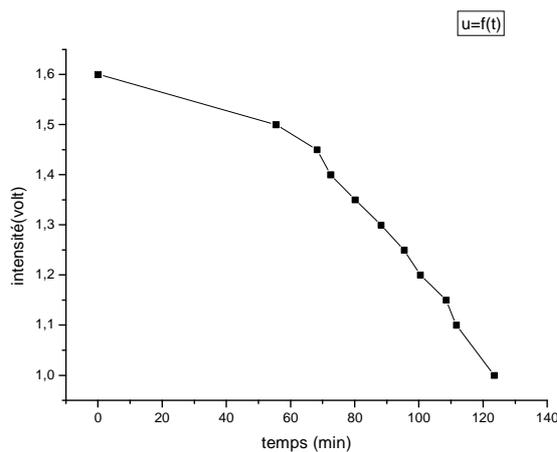


Figure III.16 : Variation de l'intensité transmise en fonction du temps (HF=5%).

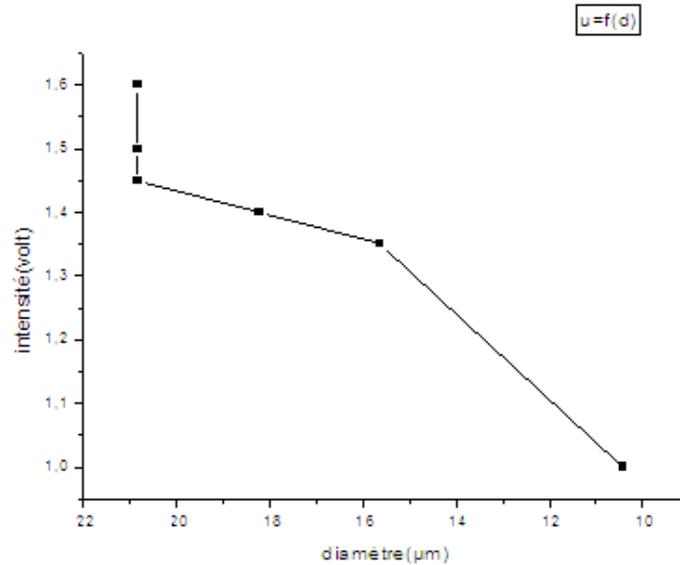


Figure III.17: Variation de l'intensité transmise en fonction du diamètre de la fibre optique (HF=5%).

III.2.2.5 Discussions des courbes obtenues pour la fibre optique de diamètre (10/125) μm :

D'après la courbe de la figure III.12 Le diamètre de la fibre optique diminue linéairement en fonction du temps par une vitesse $v = 2.26 \mu\text{m}/\text{min}$. Le diamètre initialement de $125 \mu\text{m}$ est réduit jusqu'à l'obtention d'une fibre optique de diamètre de $20.84 \mu\text{m}$. La concentration de l'acide est changée, la courbe de la figure III.15 correspondante montre une variation relativement lente par une vitesse $v = 0.084 \mu\text{m}/\text{min}$, donc contrôlable.

La courbe de la figure III.13 représente la variation de l'intensité en fonction du temps. On observe dans l'intervalle de temps $[0 \text{ } 25] \text{ min}$ une diminution de l'intensité lente, et dans l'intervalle de temps $[25 \text{ } 37] \text{ min}$ la diminution de l'intensité est plus rapide à cause des pertes de lumière.

Dans le cas de la courbe de la figure III.16, la variation de l'intensité en fonction du temps est lente dans la 1^{ière} période et, relativement plus rapide dans la 2^{ième} période. La limite entre les deux correspond à la dimension du cœur. En d'autres termes on atteint l'onde évanescente.

La courbe de la figure III.14 représente la variation de l'intensité en fonction du diamètre avec concentration de l'acide de 35%. Au début la variation est lente jusqu'à un

diamètre de la fibre optique de 60 µm. La réduction du diamètre continue pour atteindre un diamètre de 20,84 µm. Ensuite l'attaque est soutenue à l'aide d'un bain de l'acide de concentration de 5%. Il en résulte un diamètre de cœur de 10,42 µm, la limite de l'onde évanescente.

Après l'attaque chimique la fibre optique est plongée dans des milieux d'indice de réfraction différents. Des mesures en transmission sont relevées (tension en volt) et présenter dans le tableau suivant :

| Tension (en volt) \ Les milieux | Essai 1 | Essai 2 | Essai 3 | Essai 4 | Essai 5 |
|---|---------|---------|---------|---------|---------|
| L'eau ($n_{\text{eau}}=1.33$) | 0.18 | 0.19 | 0.18 | 0.18 | 0.18 |
| Ethanol ($n_{\text{éthanol}}=1.37$) | 0.11 | 0.11 | 0.11 | 0.11 | 0.11 |
| Huile de paraffine ($n_{\text{huile de paraffine}}=1.47$) | 0.04 | 0.04 | 0.04 | 0.04 | 0.04 |

Tableau III.6 : Tableau représente la variation de l'intensité en fonction des différents milieux.

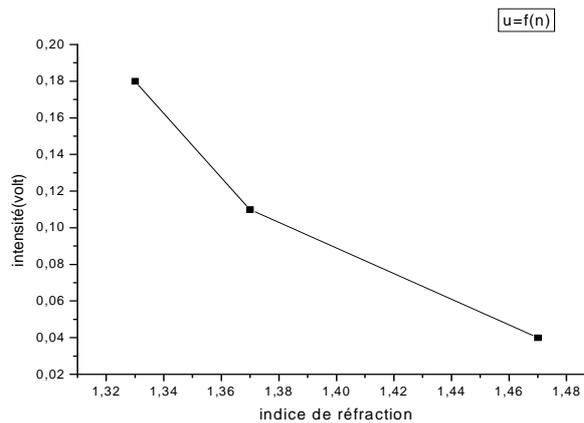


Figure III.18 : La variation de l'intensité en fonction d'indice de réfraction.

La variation de la courbe de la fig.III.18 est en concordance avec les lois de guidage optique. L'intensité transmise diminue lorsque l'indice de réfraction des milieux augmente

Les mêmes étapes sont répétées pour les fibres multimodes à gradient d'indice (50/125) μm , en utilisant un seul bain d'acide HF de concentration 35% vu que leur diamètre de cœur est plus grand, les résultats présentés dans le tableau suivant :

| Temps (min/sec) | Diamètre de la fibre optique (μm) | Tension (v) | V/Vmax |
|-----------------|--|-------------|--------|
| 0 | 125 | 2.6 | 1 |
| 4' 42'' | 115 | 2.6 | 1 |
| 6 | 104 | 2.6 | 1 |
| 10' 9'' | 99 | 2.5 | 0.96 |
| 12 | 94 | 2.4 | 0.92 |
| 15 | 83 | 2.2 | 0.84 |
| 17' 24'' | 78 | 2.1 | 0.80 |
| 19 | 73 | 1.9 | 0.73 |
| 21' 21'' | 68 | 1.75 | 0.67 |
| 22' 36'' | 63 | 1.55 | 0.59 |
| 25' 37'' | 57 | 1.25 | 0.48 |
| 26' 37'' | 52 | 1.1 | 0.42 |
| 29' 49'' | 42 | 1 | 0.38 |

Tableau III.7: Tableau représente la variation de l'intensité et le diamètre en fonction du temps avec concentration de l'acide 35%.

Les courbes obtenues sont

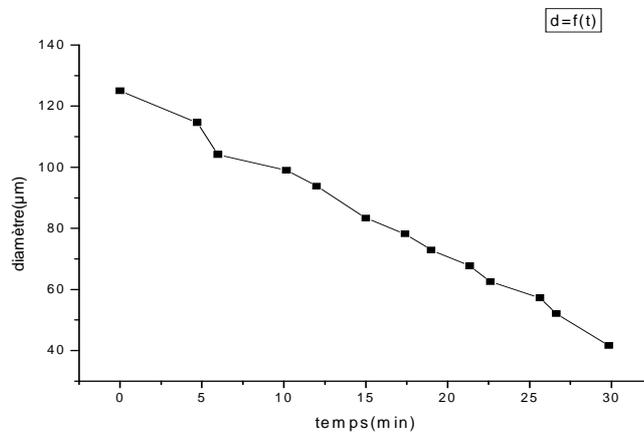


Figure III.20: Variation de diamètre en fonction du temps.

La vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 35% pour la 3^{ème} fibre optique de diamètre (50/125) µm :

D'après la courbe (figure III.20)

$$v = \left| \frac{125 - 41.68}{0 - 29.83} \right| = 2.793 \text{ } \mu\text{m}/\text{min}$$

$v = 2.7 \text{ } \mu\text{m}/\text{min}$ c'est la vitesse de l'attaque chimique par l'acide HF de concentration 35%.

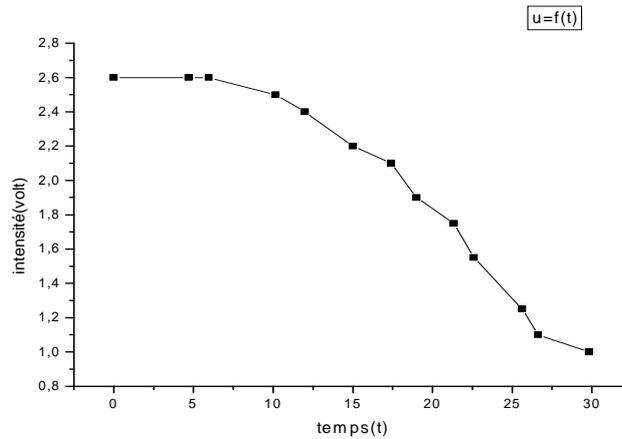


Figure III.21 : Variation de l'intensité transmise en fonction du temps.

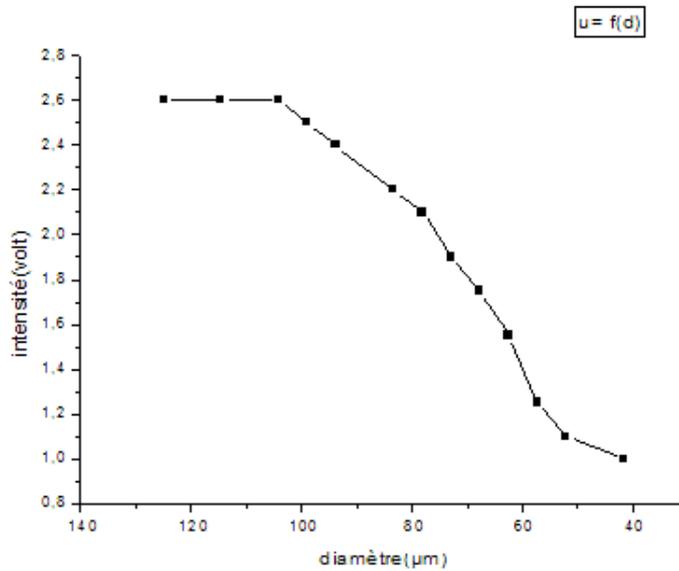


Figure III.22 : Variation de l'intensité transmise en fonction du temps.

III.2.2.6 Discussions des courbes obtenues pour la fibre optique de diamètre (50/125) μm :

D'après la courbe de la figure III.20 Le diamètre de la fibre optique diminue linéairement en fonction du temps par une vitesse $v = 2.793 \mu\text{m}/\text{min}$. Le diamètre initialement de $125 \mu\text{m}$ est réduit jusqu'à l'obtention d'une fibre optique de diamètre de $41.68 \mu\text{m}$.

La courbe de la figure III.21 représente la variation de l'intensité en fonction du temps. On observe dans l'intervalle de temps $[0 \text{ } 15] \text{ min}$ une diminution de l'intensité lente, et dans l'intervalle de temps $[15 \text{ } 30] \text{ min}$ la diminution de l'intensité est plus rapide à cause des pertes de lumière parce que on atteint l'onde évanescente.

La courbe de la figure III.22 représente la variation de l'intensité en fonction du diamètre. Au début la variation est lente jusqu'à un diamètre de la fibre optique de $90 \mu\text{m}$, et après la diminution de l'intensité est plus rapide parce que on arrive à la limite de l'onde évanescente. Il en résulte un diamètre de cœur de $41.68 \mu\text{m}$.

On pratique les mêmes essais d'immersion dans différents milieux :

| Tension (en volt) Les milieux | Essai 1 | Essai 2 | Essai 3 | Essai 4 | Essai 5 |
|---|---------|---------|---------|---------|---------|
| L'eau ($n_{\text{eau}}=1.33$) | 0.80 | 0.80 | 0.80 | 0.80 | 0.80 |
| Ethanol ($n_{\text{éthanol}}=1.37$) | 0.75 | 0.75 | 0.75 | 0.75 | 0.75 |
| Huile de paraffine ($n_{\text{huile de paraffine}}=1.47$) | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.15 |

Tableau III.8 : Tableau représente la variation de l'intensité en fonction des différents milieux.

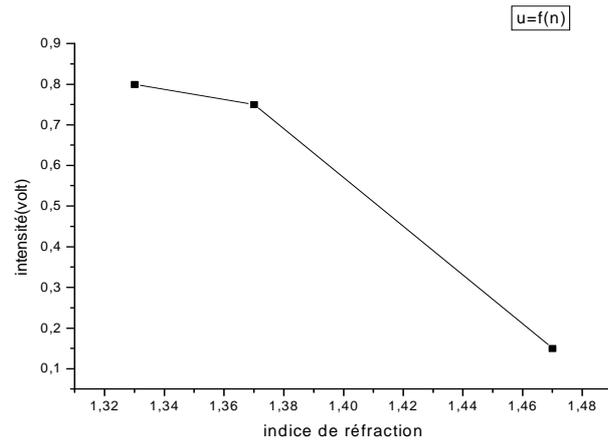


Figure III.23 : La variation de l'intensité en fonction d'indice de réfraction.

La variation de la courbe de la fig.III.23 est en concordance avec les lois de guidage optique. L'intensité transmise diminue lorsque l'indice de réfraction des milieux augmente

III.2.3 Métallisation : Dépôt de la couche métallique

III.2.3.1 Cas de l'argent :

Le dépôt de l'argent est réalisé par un procédé chimique. La partie amincie de la fibre optique est immergée dans une préparation selon le protocole ci-dessous.

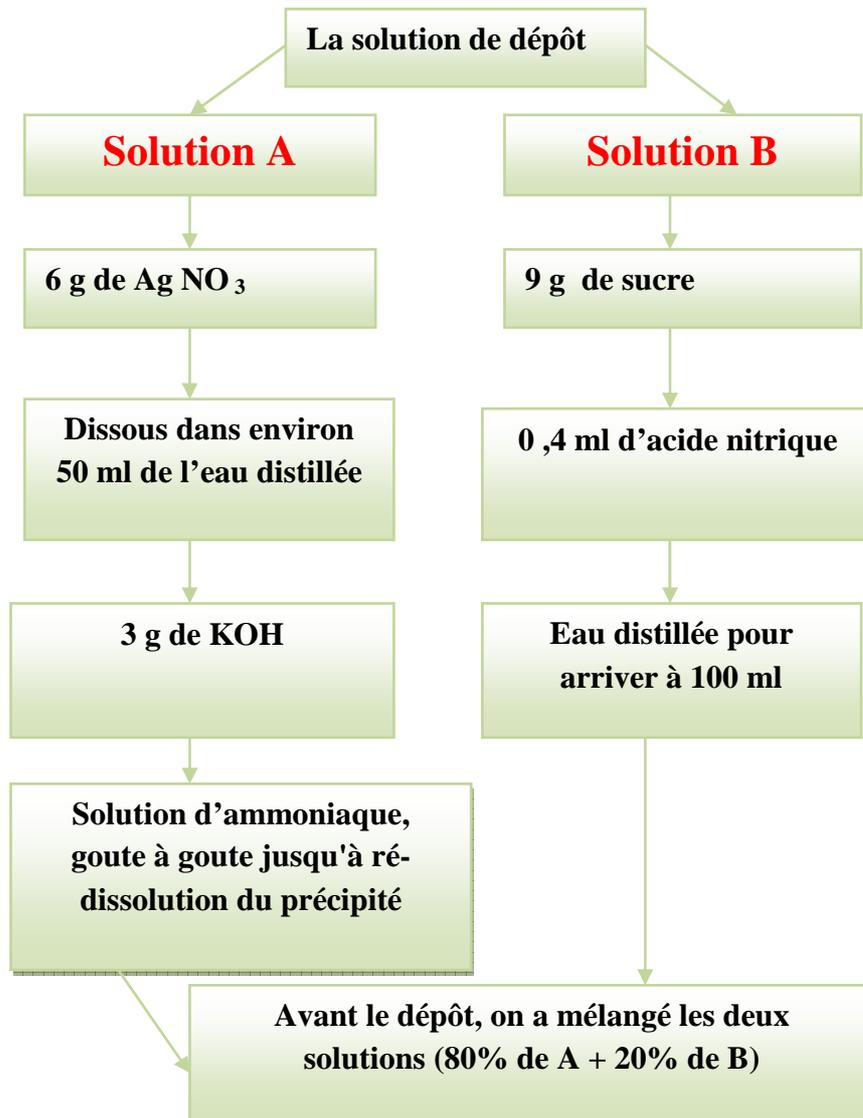


Figure III .24 : Synoptique représentant les différentes étapes de préparation de la solution de dépôt.

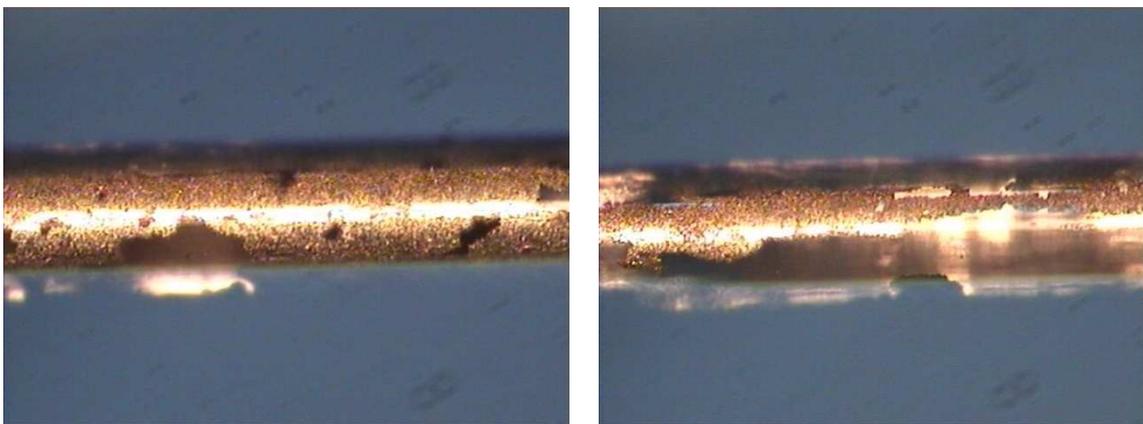


Figure III. 25 : Images de la fibre optique après le dépôt de l'argent obtenue par le microscope de réflexion avec grossissement de l'objectif x20.

La couche de l'argent obtenue par ce procédé est très épaisse, non uniforme et de forte rugosité.

III.2.3.2 Cas de l'or :

On a utilisé l'évaporation thermique sous vide, où avons déposé une couche d'or de l'ordre de 30 nm.

III.2.3.2.1 L'évaporation thermique sous vide :

Elle consiste simplement à chauffer sous vide une charge d'or, de telle sorte que les molécules sont vaporisées et se déposent sur la fibre optique.

L'appareil est composé d'une cloche, d'un porte échantillon avec une balance à quartz, d'une source d'or, et d'un système de pompage. Opération de L'or qui est sous forme de grenaille, est déposée dans un creuset.

Le vide à l'intérieur du bâti, de l'ordre de 10^{-6} Tor, est assuré par un système de pompage constitué d'une pompe primaire à palette et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile. Le principe de l'évaporation thermique est basée sur l'effet de joule, la température du creuset augmente et chauffe l'or jusqu'à l'évaporation.

La vitesse de dépôt et l'épaisseur à déposée sont contrôlé en temps réel par la balance à quartz, qui est placé au même niveau de la fibre optique.

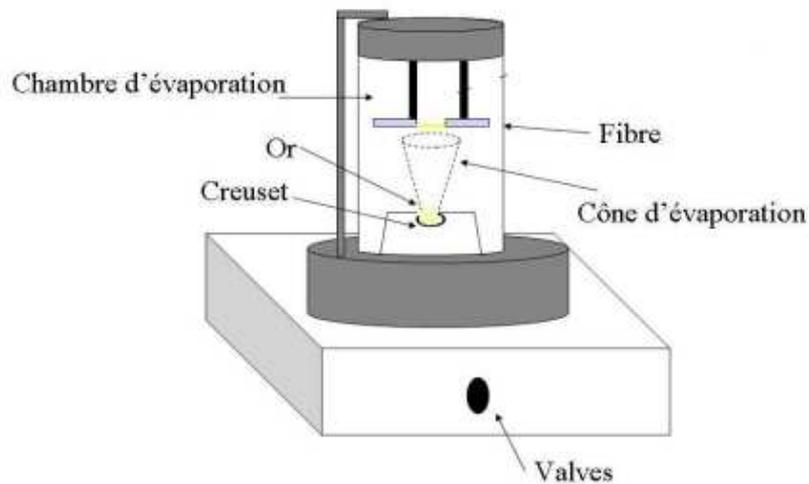


Figure III.26 : Schéma de principe de l'évaporation thermique sous vide.

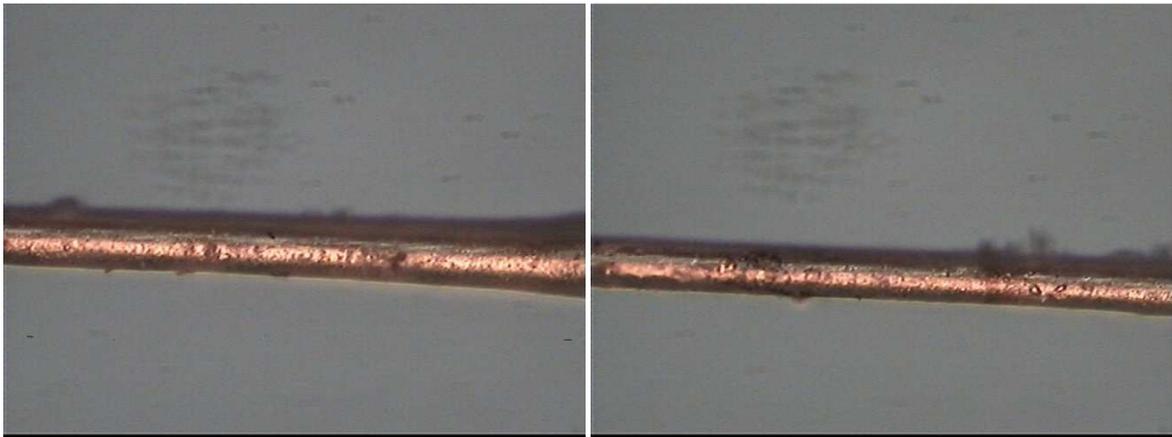


Figure III. 27 : Images de la fibre optique après le dépôt de l'or obtenir par le microscope de réflexion avec grossissement de l'objectif x20.

Les couches minces de l'or obtenue par l'évaporation thermique sont uniformes et l'épaisseur de la couche est plus adaptée.

III.3 Mesures expérimentaux

Les mesures expérimentales ont été réalisées à l'aide de la mise en place d'un dispositif dédié à cet effet. Ce montage expérimental, présentée dans la figure III.28 comprend la source de lumière blanche, le capteur SPR à fibre optique, le spectromètre et l'ordinateur doté d'un logiciel de traitement des données.

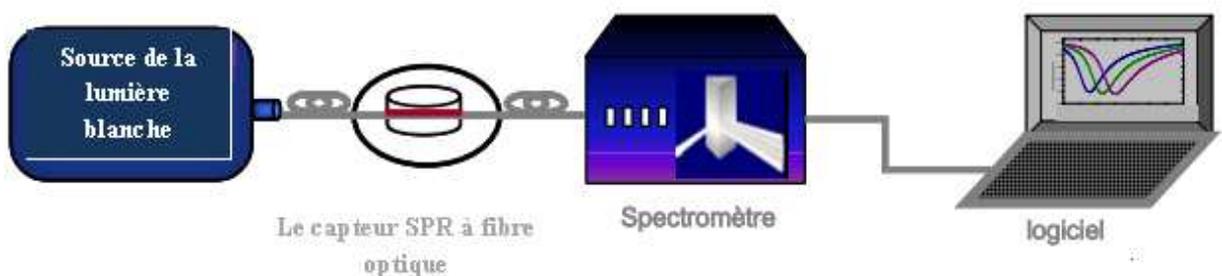


Figure III.28 : Schéma de principe du dispositif expérimental

Ce montage a permis l'étude de la réponse du capteur en fonction de la longueur d'onde d'incidence dans une bande spectrale s'étalant de 450 à 800nm. La lumière blanche est injectée dans la fibre à travers système focalisant. Dans sa propagation, le champ lumineux interagit avec l'interface modifiée « capteur SPR » et la lumière résultante, à la sortie, est détectée par un spectromètre. L'information est extraite par un

traitement du signal, donnant lieu à des courbes d'absorption spectrale lorsque les conditions de résonance sont réunies.

Pour vérifier la fonctionnalité, nous perturbons les conditions de résonance en faisant goutter de l'éthanol d'indice de réfraction ($n=1.37$) sur le capteur SPR à fibre optique. Le résultat se traduit par une disparition de la longueur d'onde de résonance. Plusieurs essais ont été effectués dont nous présentons les principaux résultats.

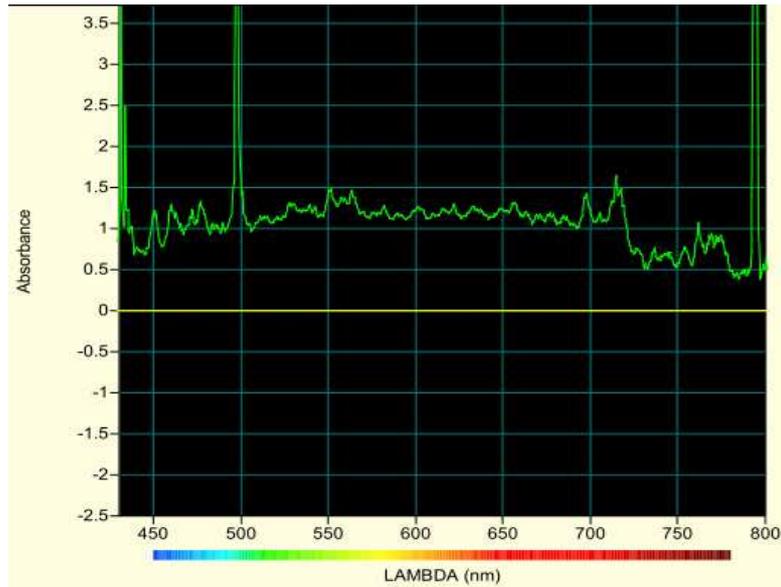


Figure III.29 : La courbe d'absorption obtenue dans le premier essai.

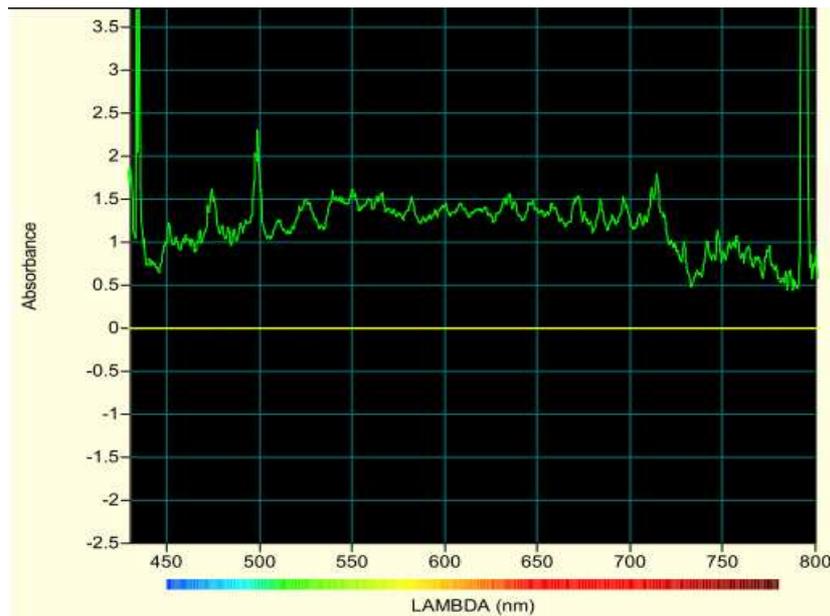


Figure III.30 : la courbe d'absorption obtenue dans le deuxième essai.

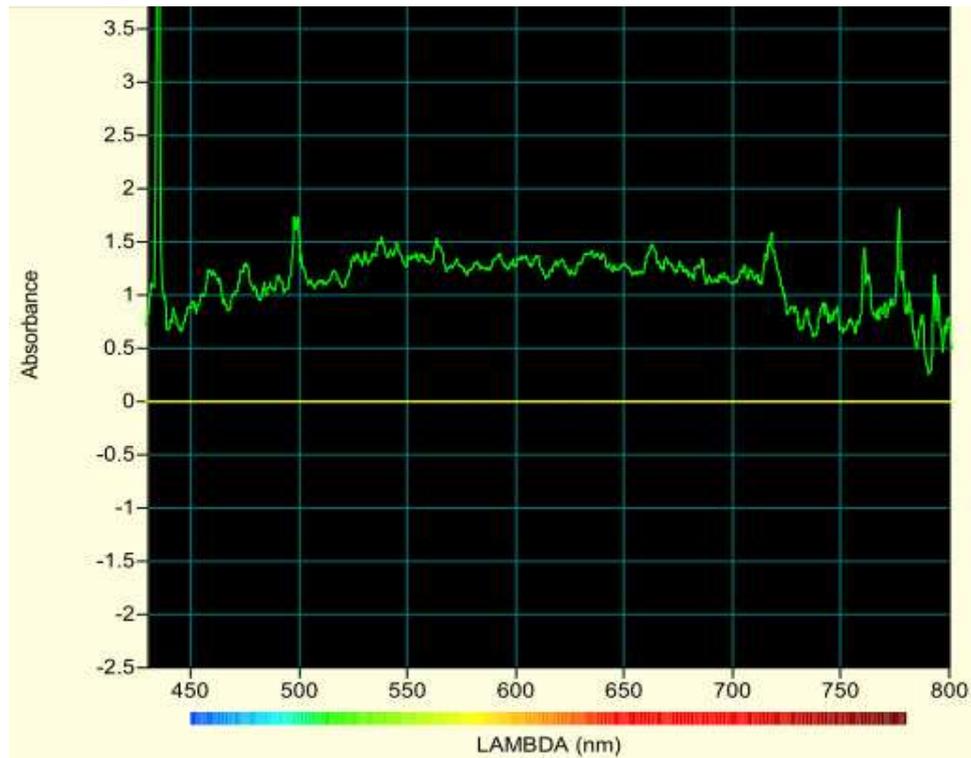


Figure III.31 : la courbe d'absorption obtenue dans le troisième essai.

III.3.1 Discussions des courbes :

Dans les trois courbes on a observé un pic d'absorption au niveau de la même longueur d'onde $\lambda_{\text{res}}=500$ nm - c'est la longueur d'onde de résonance -. Quand la lumière traverse la fibre, elle est réfléchié à l'interface cœur/métal et l'onde évanescente générée à l'interface cœur-couche métallique diminue exponentiellement en s'éloignant de celle-ci. Ainsi, à l'interface métal/solution, cette onde évanescente induit autant qu'elle le peut, une excitation plasmons de surface qui va radier la lumière dans le sens du métal.

Dans les figures III.29 et III.30, successivement, on observe une atténuation de l'absorption à $\lambda_{\text{res}}=500$ nm jusqu'à sa disparition.

Se comportement optique est réversible. En effet, l'éthanol étant volatile, les conditions de résonance redeviennent à l'état initial à l'évaporation complète. Cependant nous avons constaté quelques anomalies attribuées aux résidus restant collés sur le dépôt métallique.

III.3.2 Conclusion :

Pour un capteur SPR à fibre optique de diamètre de cœur 50 μ m et l'épaisseur de la couche métallique de l'ordre de 30 nm, on a obtenue un pic d'absorption au niveau de la longueur d'onde 500 nm, qui présente la longueur d'onde de résonance λ_{res} pour un milieu extérieur d'indice de réfraction 1.37.

CONCLUSION GENEARLE

Les capteurs chimiques et biologiques basés sur la technologie plasmon de surface sont devenus actuellement des outils privilégiés d'analyse et sont utilisés quotidiennement dans les laboratoires de recherche (pharmaceutique, biologique...). Le but de ce travail a été l'observation d'un plasmon par augmentation de la surface plasmonique de contact.

Le fonctionnement de ces capteurs est fondamentalement basé sur le couplage d'une onde optique avec une onde de type plasmon de surface PS. Ce couplage dépend des propriétés optiques du milieu en contact avec la zone sensible de la fibre optique.

Dans ce travail, nous avons tout d'abord dressé quelques rappels théoriques sur les fibres optiques et leur principe de guidage de la lumière. Egalement nous sommes intéressés aux pertes dues à la réflexion sur l'interface (cœur/ gaine) et nous avons étudiés le phénomène de l'onde évanescente et les plasmons de surfaces, ainsi que la gamme de fonctionnement d'un capteur SPR à fibre optique et sa sensibilité.

Dans la partie expérimentale, nous avons réalisés des capteurs SPR à fibre optique avec des fibres optiques de diamètre de cœur $9\mu\text{m}$ et $10\mu\text{m}$ de type à saut d'indice et $50\mu\text{m}$ de type à gradient d'indice. Le diamètre de la gaine optique étant $125\mu\text{m}$.

Nous avons contrôlé la réduction du diamètre de la fibre avec l'attaque chimique par l'acide HF en temps réel à l'aide d'un montage expérimental, qui permet de mesurer la variation de l'intensité lumineuse transmise et le diamètre pendant l'attaque chimique. Ce montage expérimental nous a permis d'atteindre l'onde évanescente.

Afin de maîtriser la vitesse de l'attaque chimique, nous avons utilisés deux bains d'acide de différentes concentrations 35% et 5%. L'un accélérant l'activité chimique et l'autre l'a ralentissent.

Après l'attaque chimique, les fibres optiques sont plongées dans des milieux d'indice de réfraction différents pour vérifier le dégainage optique. L'intensité transmise diminue lorsque l'indice de réfraction des milieux augmente en accord avec les lois de guidage de la lumière dans la fibre optique. En effet, plus que l'indice de réfraction de la gaine optique est petit plus que les pertes de la lumière sont faible.

Nous avons déposés l'argent et l'or sur les fibres optiques aminci au milieu.

Pour l'argent, nous avons utilisés un procédé chimique. Le dépôt est fait par immersion de la fibre optique dans la solution chimique. Ce procédé s'est avéré non performant vu que

la vitesse de dépôt est difficilement contrôlable. Il en résulte une couche métallique rugueuse, non uniforme ayant une grande épaisseur

Dans le cas de l'or, nous avons utilisé l'évaporation thermique sous vide, l'épaisseur de la couche métallique déposée est de l'ordre de 30 nm. Cette épaisseur calculée, déduite des prévisions, a donné des résultats probants. En effet, nous avons mis en évidence l'observation d'un plasmon. La résonance des plasmons de surface $\lambda_{res} = 500$ nm se traduit par une chute de l'intensité transmise due à l'absorption de l'énergie incidente à l'interface métal/ethanol. La chute d'intensité transmise varie, aussi, en fonction du diamètre de la fibre.

الخلاصة :

هذا العمل يهدف لدراسة البلازمونات السطحية باستخدام الألياف البصرية. في الواقع ، يتميز انتشار الضوء في الألياف البصرية بانتشار موجة في قلب الألياف يرافقه موجة زائفة تسترشد في الكسوة ويمكن ملاحظة البلازمون عند وضع طبقة معدنية على سطح قلب الليف. ولتحقيق هذا الشرط، تستخدم عدة تقنيات ميكانيكية وكيميائية أو مزيج من الاثنين معاً، لتخليص الألياف من الكسوة الزجاجية. في حالتنا، نقترح استخدام التخریش الكيميائي فقط بواسطة حمض كيميائي. من أجل السيطرة على سرعة الحفر نستخدم حمض مختلفي التركيز. وتتم مراقبة النقصان في قطر الليف في الوقت الحقيقي باستعمال تركيب تجريبي.

كلمات المفتاحية: اليف البصري، بلازمون، الموجة الزائفة، التخریش الكيميائي، البلازمونات السطحية، الرنين الضوئي

Résumé :

Le présent travail à trait à l'étude des plasmons de surface en utilisant les fibres optiques. En effet, la propagation lumineuse dans une fibre optique est caractérisée par une onde se propageant dans le cœur de la fibre accompagnée d'une onde évanescence guidée dans la gaine. Un plasmon peut être observé lorsqu'une couche métallique est déposée sur la surface du cœur de la fibre. Pour réaliser cette condition, plusieurs techniques -mécaniques, chimiques ou la combinaison des deux- sont employés pour débarrasser la fibre de sa gaine optique en verre. Dans notre cas, on se propose d'utiliser uniquement l'attaque chimique par l'acide HF. Afin de maîtriser la vitesse de l'attaque chimique deux bains d'acide de différentes concentrations sont utilisés. Le contrôle de la réduction du diamètre de la fibre est réalisé en temps réel à l'aide de mesures optiques dans un montage expérimental.

Mots-clés : Fibre optique, plasmons de surface, résonance optique, onde évanescence, spectre d'émission, spectre d'absorption.